

Я. С. ИЦХОКИ

НЕЛИНЕЙНАЯ РАДИОТЕХНИКА

ИЗДАТЕЛЬСТВО „СОВЕТСКОЕ РАДИО“

МОСКВА 1955

Я. С. ИЦХОКИ

НЕЛИНЕЙНАЯ РАДИОТЕХНИКА

Книга посвящена рассмотрению важнейших общих свойств нелинейных элементов, цепей и основных нелинейных преобразований. Изложены принципиальные вопросы самовозбуждения автогенераторов (ламповых LC и RC, клистронных и магнетронных). Рассматривается воздействие внешней э.д.с. на нелинейную колебательную систему (регенерация и захватывание частоты автоколебаний). В тексте дано около 500 задач с ответами; некоторые из них с решениями. Главное внимание в книге уделено возможно более глубокому освещению сущности физических процессов в основных нелинейных системах.

Книга предназначена для студентов радиотехнических ВУЗ'ов и радиоинженеров.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга посвящена рассмотрению некоторых общих свойств нелинейных элементов и цепей и основных нелинейных преобразований, наиболее широко применяемых в радиотехнике.

Книга содержит 9 глав. В первых двух главах излагаются общие свойства нелинейных цепей и сущность некоторых нелинейных преобразований (нелинейное усиление, умножение частоты, модуляция, детектирование, преобразование частоты). Главы III и IV посвящены рассмотрению самовозбуждения ламповых LC и RC автогенераторов. В главе V рассматривается воздействие внешней э. д. с. на нелинейную колебательную систему. В главе VI излагаются основные особенности генерации СВЧ колебаний посредством ламповых автогенераторов и общий энергетический принцип генерации высокочастотных колебаний. Главы VII—IX посвящены рассмотрению некоторых вопросов возбуждения СВЧ колебаний в клистронах и магнетронах.

Варианты схемных композиций нелинейных устройств, их конструктивные особенности и методы технического расчета в книге не рассматриваются. Книга по своему характеру и содержанию представляет физические основы радиотехники и должна служить введением к специальным дисциплинам (радиопередающие и радиоприемные устройства и др.). В соответствии с этим в книге главное внимание уделено возможно более глубокому освещению сущности физических процессов в основных нелинейных радиотехнических системах. Из этих соображений в книге часто используется качественный метод как при рассмотрении явлений, так даже и при установлении основных закономерностей. При этом автор руководствовался и широко пользовался методами, выработанными советской радиотехнической школой, освещенными в известных монографиях и учебниках советских авторов — М. А. Бонч-Бруевича, А. А. Андропова и С. Э. Хайкина, А. И. Берга, Б. П. Асеева и др.

Книга рассчитана на широкого читателя. Из этих соображений некоторые места текста выделены мелким шрифтом; сюда включены дополнительные сведения, полезные для более глубокого изучения материала. Однако содержание книги построено таким образом, что его систематическое изучение не требует обязательного знакомства с «лишним» материалом, выделенным мелким шрифтом.

После каждого параграфа приводятся задачи. Всего в книгу включено свыше 500 задач. Некоторые из задач снабжены реше-

ниями или указаниями к решению. Все задачи, связанные с численными расчетами, снабжены ответами. После каждой главы следует список основной отечественной литературы, относящейся к затронутому вопросу.

Каждая глава имеет свою порядковую нумерацию формул и рисунков. При ссылке на формулу или рисунок другой главы первая цифра указывает номер главы.

Рукопись данной книги была внимательно просмотрена и подробно обсуждена коллективом специалистов. При этом был получен ряд ценных советов и указаний. Автор выражает искреннюю благодарность всем товарищам, принявшим участие в просмотре рукописи и ее обсуждении. Автор выражает также признательность И. С. Гоноровскому и С. А. Дробову за ряд ценных замечаний и советов, которые учтены при окончательной подготовке рукописи к изданию.

ВВЕДЕНИЕ

Начало учения об электромагнитном поле было заложено в середине XVIII века (1744—1756 гг.) великим русским ученым-материалистом М. В. Ломоносовым. Дальнейшее развитие учения о поле связано в первую очередь с выдающимися трудами известных физиков XIX века — М. Фарадея и Э. Х. Ленца. Их исследования позволили английскому ученому Д. К. Максвеллу разработать общую математическую теорию электромагнитного поля. Логическим следствием этой теории явилось гениальное утверждение о существовании электромагнитных волн, отчетливо высказанное Максвеллом еще в 1865 г. Это утверждение было встречено даже видными учеными с недоверием, и лишь спустя более 20 лет электромагнитные волны были экспериментально обнаружены Г. Герцем (1888 г.) и П. Н. Лебедевым (1891 г.). Правда, и задолго до этого передовые ученые России, как, например, А. Г. Столетов с рядом своих учеников, полностью признали теорию электромагнитного поля, но после классических опытов Герца и Лебедева в существовании электромагнитных волн уже никто не сомневался. Тем не менее даже крупнейшие физики конца XIX века скептически относились к возможности их практического использования. Из-за ничтожной интенсивности электромагнитных волн на сколько-нибудь значительном расстоянии от места их образования казалось невозможным какое бы то ни было применение электромагнитных волн. Так думали крупнейшие ученые до 1895 г. Лишь гениальный русский ученый А. С. Попов открыл практическую возможность использования электромагнитных волн для передачи сигналов на расстояние без проводов. Попов не только предложил, но и первый осуществил способ приема таких сигналов.

Из рассмотрения схемы радиоприемника, сконструированного А. С. Поповым, нетрудно обнаружить, что в основе его действия существенную, принципиальную роль играл *нелинейный элемент* — *когэре*, остроумно использованный изобретателем радио в комбинации с электрическим реле для выделения и усиления принимаемых радиосигналов. Попов отлично понимал важную роль когэре и первым делом занялся тщательным его исследованием. Отсюда понятно название темы знаменитого доклада, сделанного 7 мая 1895 г. Поповым, в котором он сообщил об изобретенном им приборе для приема электромагнитных сигналов: «*Об отношении металлических проводников к электрическим колебаниям*». Таким обра-

зом, на самой заре радиотехнической науки было заложено также начало одной из ее наиболее сложных ветвей — «*нелинейной радиотехники*».

Обозревая достижения радиотехники, можно обнаружить, что принципиальное и техническое решение многих ее задач основано на использовании нелинейных свойств некоторых приборов. Такими нелинейными приборами являются в первую очередь различные электронно-вакуумные приборы: *электронные лампы* (диоды, триоды и др.), *магнетроны* и *клизтроны* — приборы, используемые для генерации колебаний сверхвысокой частоты. Сюда следует отнести также и различные *газоэлектрические приборы* (разрядники, тиратроны и др.), *полупроводниковые элементы* (меднозакисные и селеновые диоды, кристаллические диоды и триоды). В качестве нелинейных элементов радиотехнических цепей применяются иногда катушки с сердечниками из магнитного материала ($\mu \neq \text{const}$) и конденсаторы, использующие диэлектрики, обладающие нелинейными свойствами ($\varepsilon \neq \text{const}$).

Нелинейные элементы в отличие от линейных элементов с неизменными параметрами обладают тем свойством, что они осуществляют органическое *преобразование спектра* воздействующих на элемент колебаний. Это значит, что протекающий через нелинейный элемент ток может содержать в себе гармонические составляющие, отсутствующие в составе напряжения, действующего на элемент. Это замечательное свойство нелинейных элементов, наряду с некоторыми другими их свойствами, лежит в основе действия целого ряда радиотехнических устройств.

Работа двух устройств, наиболее широко применяемых в радиотехнике, — *передатчика* и *приемника*, — также основана на использовании нелинейных свойств некоторых приборов. Применение нелинейных приборов позволило успешно осуществить следующие основные радиотехнические операции:

а) *генерацию незатухающих гармонических колебаний* высокой и сверхвысокой частоты;

б) *изменение частоты колебаний*, позволяющее увеличивать или уменьшать в значительных пределах частоту колебаний;

в) *управление колебаниями высокой частоты (модуляция)*, служащее для запечатления в этих колебаниях того или иного передаваемого *полезного сигнала*;

г) *детектирование колебаний* — важнейшее нелинейное преобразование в приемном устройстве, служащее для восстановления из принятых модулированных колебаний высокой частоты запечатленного в них полезного низкочастотного сигнала.

Находят применение и другие нелинейные операции, используемые в устройствах *автоматического регулирования чувствительности приемников*, устройствах *автоматической подстройки приемников* и для других специальных целей. На использовании нелинейных свойств электронных ламп и газоэлектрических приборов основана работа *генераторов импульсов*. Общеизвестно применение диодов и газоэлектрических приборов в *выпрямительных установках*. Ши-

роко используются нелинейные приборы и элементы в *радиоизмерении*.

Изложенное определяет исключительную важность изучения нелинейных радиотехнических процессов.

Данная книга посвящается: рассмотрению общих свойств нелинейных приборов и элементов, используемых в радиотехнике; рассмотрению закономерностей нелинейных преобразований, имеющих принципиальное значение (нелинейное усиление, умножение частоты, модуляция, детектирование, преобразование частоты); наконец, особое внимание уделяется рассмотрению вопросов теории нелинейных колебаний, связанных с изучением *самовозбуждения* автоколебательных систем, применяемых для получения электрических колебаний высокой и сверхвысокой частоты.

Анализ нелинейных процессов оказывается значительно более сложным, чем анализ линейных процессов. Нелинейные задачи относятся к категории наиболее тонких и трудных задач во всех областях технической науки. С тем большей гордостью мы вправе утверждать, что в создании теории нелинейных систем советская наука заняла передовую, ведущую роль.

С вопросами анализа нелинейных систем приходилось сталкиваться еще в «дорадотехнический» период, главным образом, в связи с решением некоторых специальных задач механики и астрономии. Уже тогда существенный вклад в решение ряда нелинейных задач был сделан знаменитыми русскими учеными: И. А. Вышнеградским — основателем теории автоматического регулирования (1876 г.), А. М. Ляпуновым, разработавшим теорию устойчивости движения (1892 г.), имеющую фундаментальное значение для теории нелинейных колебаний, и Н. Е. Жуковским, создавшим в 1908 г. первый систематический курс по теории регулирования машин, в котором рассматривались вопросы нелинейной теории регулирования с учетом сухого трения. Однако подлинный расцвет нелинейной теории относится к советскому периоду.

Создание современной высокоразвитой теории нелинейных систем, вообще, и теории нелинейных колебаний, в особенности, составляющих фундамент современной радиотехники, является крупной заслугой очень большой школы советских физиков и математиков, возглавленной академиками Л. И. Мандельштамом, Н. Д. Папалекси, А. А. Андроновым, Н. М. Крыловым и Н. Н. Боголюбовым. Советским ученым принадлежит заслуга в разработке основных методов анализа нелинейных систем и строгом их обосновании. Разработанные советскими учеными методы анализа позволили осуществить теоретическое исследование многих нелинейных процессов. В настоящее время эти методы нашли широкое применение как в радиотехнике, так и в других областях. Благодаря работам советских ученых Советский Союз с начала тридцатых годов становится общепризнанным научным центром в области нелинейной теории.

Крупнейшая роль принадлежит также отечественным ученым в открытии и разработке многих нелинейных элементов, приборов и устройств, используемых в радиотехнике, и их исследовании.

Еще в 1802 г. выдающимся русским физиком В. В. Петровым была открыта и исследована *электрическая дуга*. Электрическая дуга — классический нелинейный элемент, на использовании свойств которого основана работа *дугового генератора* высокочастотных колебаний.

После открытия электронных ламп дуговые генераторы были заменены *ламповыми генераторами*, основанными на использовании нелинейных свойств электронных ламп. Начиная с 1910 года, исследованием и разработкой электронных ламп различных типов успешно занимались многие отечественные ученые. Пионерами в этой области явились: В. И. Коваленков (1910 г.), Н. Д. Папалекси (1914 г.), М. А. Бонч-Бруевич (1915 г.), А. А. Чернышев и М. М. Богословский (1919 г.). Впоследствии научные коллективы советской электровакуумной промышленности добились больших успехов в разработке электронных ламп различных типов. Характерной чертой советских исследований в этой области являлось стремление к максимальному расширению частотного диапазона работы электронных ламп в сторону сверхвысоких частот.

Особая роль в разработке электронных ламп и их исследовании принадлежит основоположнику советской радиотехники М. А. Бонч-Бруевичу. Уже в первые годы работы в этом направлении его деятельность характеризовалась отказом от распространенного в то время чисто эмпирического метода исследования. Он ставит перед собой задачу разработки теории трехэлектродной лампы и успешно ее решает в 1919 г. Эта теория реализуется при изготовлении электронных ламп. Под руководством Бонч-Бруевича в Нижегородской радиолaborатории имени В. И. Ленина в 1923 году впервые создаются мощные и сверхмощные электронные лампы с водяным охлаждением, выполненные по заданию Советского правительства для строительства широкоэвещательных радиостанций. Бонч-Бруевичу принадлежит ряд руководящих идей и предложений, нашедших плодотворное использование в самых разнообразных областях радиотехники.

В 1921 г. одним из начинателей отечественной радиотехники В. П. Вологдиным были разработаны высоковольтные *ртутные выпрямители*, которые широко используются в передающих устройствах мощных широкоэвещательных радиостанций. Советским научным коллективам (Нижегородская радиолaborатория и Ленинградский физико-технический институт) принадлежит заслуга в исследовании и создании теории односторонней проводимости *полупроводниковых выпрямителей* (медно-закисных, селеновых и сернисто-медных элементов) и, в частности, *кристаллических диодов* и *триодов*. Кристаллические диоды — нелинейные элементы, нашедшие в последнее время очень широкое применение в радиоизмерении и в приемниках сантиметрового диапазона.

Следует отметить, что честь первого в радиотехнике применения кристаллического диода (уголь — стальная игла) принадлежит самому изобретателю радио — А. С. Попову. Честь же открытия кристаллического триода («*кристадина*») принадлежит сотруднику Нижегородской радиолaborатории О. В. Лосеву (1922 г.).

Интересны обстоятельства, сопровождавшие это выдающееся изобретение. 20-е годы — годы подъема радиолюбительского движения в молодой Советской республике. Следуя руководящим указаниям Коммунистической партии по

развертыванию и обеспечению радиолобительского движения, группа сотрудников Нижегородской радиолaborатории уделяет значительное внимание изысканию подходящих детекторных пар для радиоприемников. Однако конкретная цель изысканий не ограничивает глубины и научного уровня производимых исследований — такова характерная особенность, свойственная советской науке. Планомерные исследования привели к крупному научному открытию — изобретению «кристаллина», нашедшему еще в 1924 году широкий отклик в зарубежной радиотехнической литературе («Paris-Radio», 17/VI—1924; «Radio-Electricité», 25/V—1924; «Wireless World», 11/VI—1924; Амстердамский «Radio Wereld», 26/VI—1924 и др.).

Советские научные коллективы в содружестве с производственными коллективами сыграли выдающуюся руководящую роль в разработке генераторных приборов сверхвысокочастотного диапазона и в создании теории их работы. В частности, первые современные образцы *клистронных* и *магнетронных* генераторов сантиметрового диапазона, широко применяемых в настоящее время в радиолокации, были созданы в СССР.

Крупную роль в решении ряда важнейших *практических* нелинейных задач радиотехники сыграли многочисленные советские научные коллективы. Решение этих задач было направлено на выполнение указаний Коммунистической партии о широком развитии радиовещания и снабжении населения Союза дешевыми радиоприемниками высокого качества. Прочное внедрение в советский быт радиовещательных приемников и развертывание телевизионной сети, отмеченное в решениях XIX съезда КПСС, — крупные факторы, определившие широкий размах многих исследований, предпринятых в целом ряде научных организаций и промышленных предприятий Союза. Ведущую роль в этом направлении сыграли многочисленные советские радиоконструкторы и радиолубители.

Начиная с двадцатых годов, в советской периодической печати публикуется очень много научно-технических статей, посвященных решению различных нелинейных задач радиотехники. Опубликованные в советских журналах статьи составили фундамент современной радиотехники и послужили основой ряда научных монографий в этой области.

Впервые в мировой литературе в СССР были опубликованы фундаментальные монографии, посвященные теории нелинейных колебаний. Авторами этих монографий являются крупнейшие ученые, которым принадлежит основная заслуга в разработке широко применяемых методов анализа нелинейных систем: Н. М. Крылов и Н. Н. Боголюбов [1], А. А. Андронов и С. Э. Хайкин [2]. Эти классические книги до сих пор играют большую роль в подготовке научных кадров. В советской печати было издано много других ценных монографий и учебников, посвященных рассмотрению нелинейных процессов [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10].

В ряду блестящих достижений советской науки одно из первых мест принадлежит советской радиотехнике. Советскими радиоспециалистами предложено много замечательных усовершенствований и новых применений в области радио, способствовавших развитию

различных отраслей радиотехники: *радиосвязи, телевидения, радионавигации, радиолокации, радиоастрономии* и др.

Советская радиотехника зиждется на объединенном труде мощных научных коллективов. Характерно, что уже в 1928 году, когда праздновалось 10-летие знаменитой Нижегородской радиолаборатории имени В. И. Ленина, директор радиолаборатории М. А. Бонч-Бруевич, отмечая награждение лаборатории орденом Трудового Красного Знамени, сказал [11]: «Не даром в этой грамоте, которая нам сейчас дается ВЦИКом, не упоминается имен; и по справедливости, это было бы трудно сделать, потому что какой бы результат работы мы не взяли, мы не сможем назвать автора. Автором является коллектив».

Советской науке и в том числе радиотехнике отводится выдающаяся почетная роль в повышении производительности труда. Радиотехника, методы и средства которой широко внедрены во всех областях народного хозяйства, должна способствовать высокой механизации и автоматизации промышленного производства на базе высшей техники. В этом отношении современная радиотехника представляет собой одну из технических основ построения коммунистического общества. Важную роль играет радиотехника и в решении современных проблем ядерной физики, при использовании внутриатомной энергии. Все это открывает интереснейшие перспективы научной работы, но вместе с тем ставит перед советскими радиотехниками ряд ответственных задач. Готовясь к решению этих задач, наши будущие радиоспециалисты должны овладеть радиотехнической наукой и совершенствовать свои знания в этой области.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. М. Крылов и Н. Н. Боголюбов, Новые методы нелинейной механики в их применении к изучению электронных генераторов, ГТТИ, 1934; Введение в нелинейную механику, АН УССР, 1937.
2. А. А. Андронов и С. Э. Хайкин, Теория колебаний, ч. 1, ОНТИ, 1937.
3. М. А. Бонч-Бруевич, Основы радиотехники, ч. II, Связьтехиздат, 1936.
4. Б. П. Асеев, Основы нелинейной радиотехники, Связьиздат, 1943.
5. К. Ф. Теодорчик, Автоколебательные системы, ГТТИ, 1952 (3-е издание; первое издание, 1944).
6. Н. Н. Крылов, Электрические процессы в нелинейных элементах радиоприемников, Связьиздат, 1949.
7. А. А. Фельдбаум, Введение в теорию нелинейных цепей, Энергоиздат, 1948.
8. Б. В. Булгаков, Колебания, т. 1, ГТТИ, 1949.
9. В. А. Котельников и А. М. Николаев, Основы радиотехники, ч. II, Связьиздат, 1954.
10. И. М. Капчинский, Методы теории колебаний в радиотехнике, Госэнергоиздат, 1954.
11. Из жизни Нижегородской радиолаборатории, «Т. и Т. б. п.», 1928, № 2(47), стр. 244 и № 5(50), стр. 495.

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА НЕЛИНЕЙНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ

§ 1. НЕЛИНЕЙНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Линейные цепи с постоянными и переменными параметрами. — Нелинейные цепи. — Линейная и нелинейная трактовка процессов в цепи. — Вольтамперная характеристика. — Крутизна характеристики. — Дифференциальное сопротивление и сопротивление постоянному току. — Средние „по хорде“ значения крутизны и сопротивления. — Свойства характеристик нелинейных сопротивлений. — Вопросы и задачи.

1. Электрические цепи, составленные из элементов, параметры которых постоянны, называются *линейными цепями с постоянными параметрами*. Три основных элемента R , L и C таких цепей обладают тем свойством, что напряжение, создаваемое на этих элементах протекающим током, пропорционально соответственно силе тока, производной тока по времени или же временному интегралу от тока (заряду):

$$u_R = Ri; \quad u_L = L \frac{di}{dt}; \quad u_C = \frac{1}{C} \int idt.$$

В соответствии с написанными выражениями электрические процессы в линейных цепях с постоянными параметрами описываются *линейными дифференциальными уравнениями с постоянными коэффициентами*.

2. В отношении электрических процессов в линейных цепях иногда говорят, что они подчиняются закону Ома. Такая характеристика линейных цепей является неточной и неудачной. Так, для случая цепи из последовательно соединенных элементов выражение закона Ома $i\Sigma R = \Sigma e$ (где Σe — сумма мгновенных значений всех э. д. с., действующих в цепи, а ΣR — сумма соответствующих значений всех активных сопротивлений цепи) остается справедливым для всякой цепи — линейной и нелинейной. Если же, говоря о законе Ома, иметь в виду *пропорциональную* (линейную) зависимость между напряжением на элементе и протекающим через него током, то такая зависимость характерна только для линейного *активного сопротивления*; она не может быть характерной для линейной индуктивности или емкости, поскольку мгновенные значения напряжений на этих элементах зависят не от тока, а от его производной или же интеграла. Правда, если через линейную цепь, составленную из любых элементов с неизменными параметрами, протекает синусоидально изменяющийся ток, то в режиме установившихся колебаний справедлива пропорциональная зависимость между амплитудными значениями напряжения U_m на зажимах цепи и током I_m в цепи: $U_m = ZI_m$, где Z — модуль комплексного сопротивления цепи. Линейная зависимость между определенными характеристическими значениями напряжения и тока выполняется и при любой другой *заданной форме*

действующего на линейную цепь напряжения. Так, например, при внезапном подключении цепи из последовательно соединенных L и R к источнику э. д. с. $E = \text{const}$ сила тока в цепи через *определенный* от момента включения интервал времени t_1 пропорциональна величине E . Действительно,

$$i = \frac{E}{R} (1 - e^{-t_1/T}) = kE,$$

где

$$T = L/R.$$

3. Иногда приходится оперировать с цепями, некоторые параметры которых хотя и не постоянны, но изменяются во времени по заданному закону, не зависящему ни от силы тока, ни от напряжения на элементах цепи. Подобные цепи называются *линейными цепями с переменными параметрами*. Процессы в таких цепях описываются *линейными дифференциальными уравнениями с переменными коэффициентами*. С такими уравнениями приходится также иметь дело при анализе параметрического способа возбуждения колебательного контура, предложенного и исследованного Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси в 1927 г. [1].

Теория параметрического возбуждения колебаний и некоторые приложения этой теории в радиотехнике изложены в учебнике М. А. Бонч-Бруевича [2].

В данной книге линейные цепи с переменными параметрами не рассматриваются. Отметим лишь, что такие цепи обладают некоторыми свойствами, присущими цепям с постоянными параметрами (например, принцип независимости действия нескольких э. д. с.). Однако линейные цепи с переменными параметрами обладают также некоторыми специфическими свойствами, характерными для нелинейных цепей. Так, посредством таких цепей можно осуществить преобразование частоты воздействующих на цепь колебаний — новое физическое явление, характерное для нелинейных цепей. На связь между процессами в нелинейных и линейных цепях с переменными параметрами указывает тот факт, что некоторые нелинейные дифференциальные уравнения могут быть преобразованы в линейные дифференциальные уравнения с переменными коэффициентами.

4. Нелинейными цепями называются цепи, содержащие хотя бы один нелинейный элемент (R , L или C), свойства которого зависят от напряжения на элементе или силы протекающего через него тока. В соответствии с этим *величины параметров нелинейных элементов не остаются постоянными, а являются функциями тока, напряжения или их производных*.

Строго линейных элементов в природе не существует. Однако, если зависимость параметров цепи от тока или напряжения достаточно слаба, можно в ряде случаев не считаться с нелинейными свойствами цепи и, приближенно, полагать параметры цепи постоянными, а цепь — линейной. Если это не будет приводить к недопустимой погрешности, всегда следует стремиться описывать процессы линейными зависимостями. Анализ линейных процессов наиболее прост, хорошо разработан и приводит к наиболее простым и ясным соотношениям, которые легко реализуются при технических расчетах. Напротив, анализ нелинейных систем, как правило, очень сложен и, что главное, приводит к сложным и громоздким соотношениям, трудно реализуемым в инженерной практике. Поэтому, если *полезные* функции исследуемой цепи не определяются нелинейными свойствами ее, то к нелинейному анализу прибегают лишь в случаях, когда пренебрежение «нелинейностью» приводит к чрезмерной *количест-*

венной погрешности получаемого результата или когда желательно оценить влияние нелинейности цепи на искажение ее полезных функций. Существенно при этом отметить, что необходимость нелинейного анализа определяется не только «степенью нелинейности» цепи, но и ее резонансными (характеристическими) свойствами.

5. Проиллюстрируем сказанное одним примером.

Пусть некоторая электрическая цепь содержит в качестве одного из своих элементов катушку, состоящую из w витков, снабженную замкнутым железным сердечником длиной $l_{ж}$ и сечением $S_{ж}$. Пусть зависимость магнитной проницаемости μ сердечника от силы протекающего через катушку тока выражается представленной на рис. 1 зависимостью $\mu = \mu(i)$. Как известно, магнитный поток, сцепленный с витками катушки, выражается соотношением

$$\Psi = Li = \frac{4\pi w^2 S_{ж} \mu(i)}{l_{ж}} i = K\mu(i) i.$$

Так как в рассматриваемом случае индуктивность L катушки зависит от силы тока, то напряжение на зажимах катушки выражается нелинейным соотношением:

$$u = \frac{d\Psi}{dt} = K \left[\mu(i) \frac{di}{dt} + i \frac{d\mu(i)}{dt} \right] = K \left[\mu(i) + i \frac{d\mu(i)}{di} \right] \frac{di}{dt},$$

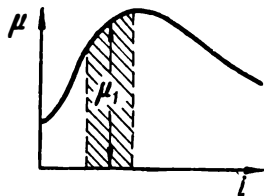


Рис. 1.1. Зависимость магнитной проницаемости сердечника от намагничивающего тока.

значительно более сложным, чем известное равенство: $u = L \frac{di}{dt}$.

Если последовательно с катушкой включено также активное сопротивление R и рассматриваемая цепь подключена к источнику э. д. с. $e(t)$, то процессы в цепи описываются нелинейным уравнением вида:

$$e(t) = Ri + K \left[\mu(i) + i \frac{d\mu(i)}{di} \right] \frac{di}{dt}.$$

Анализ этого уравнения оказывается очень сложным, а в ряде случаев точное решение его неизвестно. Поэтому, если заранее известно, что сила тока катушки в своих изменениях не выходит за пределы некоторой области (например, показанной на рис. 1 в заштрихованном виде), внутри которой изменения проницаемости ограничены, то может оказаться допустимым принятие приближенных соотношений: $\mu(i) \cong \mu_1 = \text{const}$, после чего нелинейное уравнение вырождается в известное линейное уравнение:

$$e(t) = Ri + K\mu_1 \frac{di}{dt} = Ri + L_1 \frac{di}{dt},$$

где $L_1 = K\mu_1 = \text{const}$ — индуктивность катушки.

Однако вопрос о допустимости линеаризации процесса определяется не только (а иногда и в меньшей мере) «степенью нелинейности» катушки, но зависит также и от свойств цепи. Так, пусть в рассмотренной выше задаче воздействующая на цепь э. д. с. изменяется по закону $e = E_m \sin \omega t$. Если бы все элементы цепи были строго линейными ($\mu = \text{const}$), то в установившемся режиме работы в цепи существовали бы только колебания с частотой ω вынуждающей силы. Однако в рассматриваемой нами задаче один элемент цепи является нелинейным. В этом случае, как мы в дальнейшем узнаем, протекаю-

щий через цепь ток содержит, кроме составляющей $I_{1m} \sin(\omega t - \varphi_1)$ основной частоты (частоты питающей э. д. с.), также составляющие других частот:

$$I_{2m} \sin(2\omega t - \varphi_2), \quad I_{3m} \sin(3\omega t - \varphi_3) \quad \text{и т. д.}$$

Если «степень нелинейности» цепи невелика (в нашем примере изменения μ_1 весьма ограничены), то амплитуды составляющих тока высших частот (2ω , 3ω и т. д.) могут оказаться весьма малыми. Но это, само по себе, еще не дает основания для пренебрежения ими. В самом деле, пусть последовательно с нелинейной катушкой включен линейный колебательный контур, собственная частота ω_c которого кратна частоте питающей э. д. с., например: $\omega_c = 2\omega$. Тогда при высокой добротности контура составляющая тока частоты 2ω вызовет значительное падение напряжения на контуре, настроенном в резонанс с этой гармоникой, даже при очень малой амплитуде $I_{2m} \ll I_{1m}$. Из линейризованного же анализа обнаружить такую составляющую напряжения вообще невозможно. Уже в таких случаях приходится прибегать к описанию процессов нелинейными зависимостями, несмотря на трудности математического анализа.

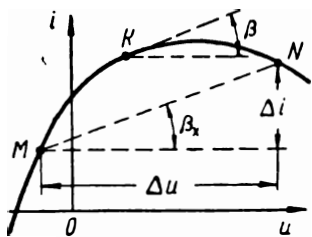


Рис. 1. 2. Вольтамперная характеристика.

6. Выше нами был обсужден вопрос о необходимости в некоторых случаях учета нелинейных свойств цепи, полезные функции которой не определяются этой нелинейностью. Однако в ряде важных технических приложений пренебрежение нелинейными свойствами цепи не дает возможности усмотреть в анализируемом процессе принципиально новые физические явления, т. е. приводит не только к *количественной* ошибке, но и к *качественно* неверным результатам. Нас

в дальнейшем как раз и будут в большей степени интересовать цепи, полезные функции которых определяются их нелинейными свойствами. Целый ряд принципиальных операций, выполняющих важную роль в радиотехнике (детектирование, модуляция, генерация колебаний и др.), основан на использовании именно нелинейных свойств цепей. При исследовании таких цепей учет их «нелинейности» является необходимым даже при «малой степени» нелинейности цепи.

7. В различных областях радиотехники находят применение нелинейные элементы, имеющие характер либо активных сопротивлений, либо индуктивностей или емкостей. Мы ограничимся рассмотрением свойств цепей, нелинейные элементы которых имеют характер только сопротивлений.

8. Элемент цепи, обладающий свойствами сопротивления, полностью характеризуется зависимостью напряжения u на элементе в функции от протекающего через него тока i (или же обратной зависимостью). Эта функция не зависит от вида действующего напряжения и закона его изменения во времени.

Представленная графически (рис. 2) или аналитически зависимость силы тока, протекающего через элемент, от напряжения на элементе (или обратная зависимость) называется *вольтамперной характеристикой* элемента или, короче, *характеристи-*

кой элемента. В общем случае характеристику того или иного элемента мы будем обозначать в виде:

$$i = \Phi(u) \text{ или } u = F(i).$$

Зависимость $\Phi(u)$ в каждой своей точке K характеризуется определенной крутизной (рис. 2):

$$s = \frac{di}{du} = \frac{d\Phi(u)}{du} = \operatorname{tg} \beta^* \quad (1.1)$$

Крутизна характеристики имеет размерность *проводимости*. Величина, обратная крутизне характеристики, имеющая размерность *сопротивления*, определяет *дифференциальное сопротивление* элемента:

$$R_{\sim} = \frac{1}{s} = \frac{du}{di} = \operatorname{ctg} \beta. \quad (1.2)$$

По изложенным позже (§ 4, п. 2) причинам дифференциальное сопротивление элемента называется иногда *сопротивлением переменному току* (что отмечается индексом \sim при символе R_{\sim}).

В общем случае величины s и R_{\sim} в разных точках характеристики различны. Поэтому можно говорить и о некотором *среднем значении* крутизны характеристики и дифференциального сопротивления в некоторой области характеристики. Существуют различные определения указанных средних значений. Здесь мы, пока, введем понятие о средних *в геометрическом смысле* значениях этих величин, которые условно будем называть *средними «по хорде»* значениями крутизны характеристики (s_x) и дифференциального сопротивления (R_x) в данной области характеристики, ограниченной двумя точками M и N (рис. 2):

$$s_x = (s_x)_{MN} = \frac{\Delta i}{\Delta u} = \frac{i_N - i_M}{u_N - u_M} = \operatorname{tg} \beta_x; \quad (1.3)$$

$$R_x = (R_x)_{MN} = \frac{\Delta u}{\Delta i} = \frac{u_N - u_M}{i_N - i_M} = \operatorname{ctg} \beta_x. \quad (1.4)$$

9. Помимо значений R_{\sim} и R_x , иногда применяется еще одно значение — *сопротивление постоянному току*, определяемое отношением (рис. 3,а):

$$R_0 = \frac{u}{i} = \operatorname{ctg} \beta_0. \quad (1.5)$$

Целесообразность введения значения R_0 и его название обусловлены тем, что при протекании через элемент *постоянного тока* i

* Чтобы не смешивать крутизну характеристики $i = \Phi(u)$ с крутизной $S = di_a/du_c$ характеристики $i_a = \Phi(u_c)$, выражающей зависимость *анодного* тока лампы от *сеточного* напряжения, мы будем в общем случае крутизну характеристики обозначать *строчной* буквой s . В частном же случае $i_a = \Phi(u_c)$ можно полагать $s = S$.

элемент ведет себя как некоторое активное сопротивление, численно равное величине R_0 , находимой из формулы (5), идентичной с формулой закона Ома. Однако при нелинейной характеристике $i = \Phi(u)$ величина R_0 оказывается различной в разных точках характеристики (угол наклона β_0 изменяется). Следовательно, в соотношении (5) R_0 нужно рассматривать как *переменную* величину, которая, подобно R_{\sim} , характеризует элемент в каждой точке его характеристики. Но значения R_{\sim} и R_0 в произвольной точке K характеристики (рис. 3,а) могут отличаться друг от друга ($\beta \neq \beta_0$).

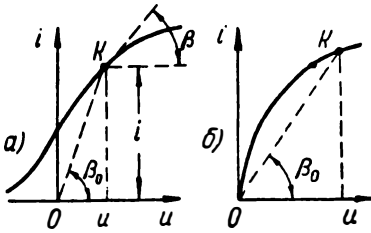


Рис. 1. 3. Определение сопротивления постоянному току.

Если характеристика проходит через начало координат (рис. 3,б), то значение R_0 в некоторой точке K характеристики может быть рассматриваемо, как среднее «по хорде» (OK) значение сопротивления.

Определения различных сопротивлений лампы как нелинейного элемента были сформулированы в статье И. Г. Кляцкина [12].

10. Очевидно, что характеристика линейного сопротивления $R = \text{const}$ выражается линейной зависимостью

$$i = \Phi(u) = a_1 u = \frac{1}{R} u, \quad (1.6)$$

которая графически изображается прямой линией (рис. 4,а). Для такого элемента все три указанных выше значения сопротивле-

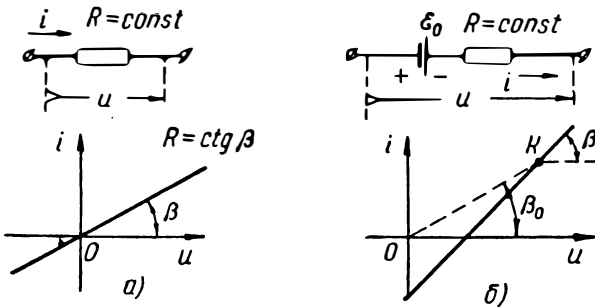


Рис. 1. 4. Характеристика линейных элементов (сопротивлений).

ния совпадают и являются неизменными во всех точках характеристики:

$$R_{\sim} = R_0 = R_x = R = \text{ctg } \beta = \text{const}. \quad (1.7)$$

Соотношение (7) является характерным для линейного сопротивления, характеристика которого проходит через начало координат.

Мы будем считать характеристику элемента линейной и в том случае, если графически она представляется прямой, хотя и не проходящей через начало координат (рис. 4,б). Элемент, обладающий такой характеристикой, может быть рассматриваем, как образованный путем последовательного соединения сопротивления $R = \text{const}$ с источником э. д. с. $E = \text{const}$. Аналитическое выражение характеристики подобного элемента имеет вид:

$$i = \Phi(u) = a_0 + a_1 u = \frac{-E}{R} + \frac{1}{R} u. \quad (1.8)$$

В данном случае лишь дифференциальное сопротивление в любой точке K характеристики совпадает с величиной R :

$$R_{\sim} = \frac{du}{di} = \frac{1}{a_1} = R = \text{ctg } \beta = \text{const}. \quad (1.9)$$

Сопротивление же элемента постоянному току в какой-нибудь точке K характеристики (рис. 4,б) отлично от R :

$$R_0 = \text{ctg } \beta_0 = \frac{u}{i} = R + \frac{E}{i},$$

т. е. оно является функцией тока. Тем не менее процессы в любой линейной цепи, содержащей подобный элемент, описываются линейным дифференциальным уравнением, так как напряжение на элементе ($u = R_0 i = Ri + E$) представляет собой линейную функцию тока.

11. Характеристики нелинейных элементов, обусловливаемые многообразием их физических свойств, весьма разнообразны. Нелинейные характеристики отличаются следующими тремя общими свойствами:

1) По крайней мере, на некоторых участках характеристики крутизна s и соответственно дифференциальное сопротивление R_{\sim} оказываются переменными (рис. 2):

$$s = \frac{1}{R_{\sim}} = \frac{di}{du} = \text{tg } \beta \neq \text{const}; \quad (1.10)$$

это свойство нелинейной характеристики является основным.

2) По крайней мере, на некоторых участках характеристики сопротивление постоянному току оказывается переменным:

$$R_0 = \frac{u}{i} = \text{ctg } \beta_0 \neq \text{const}. \quad (1.11)$$

3) По крайней мере, на некоторых участках характеристики дифференциальное сопротивление элемента отличается от его сопротивления постоянному току:

$$R_{\sim} = \frac{du}{di} = \text{ctg } \beta \neq R_0 = \frac{u}{i} = \text{ctg } \beta_0. \quad (1.12)$$

Последние два свойства, вытекающие из первого, обязательно присущи любому нелинейному элементу. Но они, как мы видели (рис. 4,б), могут быть присущи и линейному элементу.

Некоторые нелинейные элементы могут обладать также дополнительными свойствами, которые мы рассмотрим на конкретных примерах.

12. На рис. 5 изображена характеристика *двухэлектродной электронной лампы (диода)*. В области небольших токов, у нижнего сгиба, характеристика резко нелинейна. Здесь крутизна характеристики непрерывно возрастает, а дифференциальное сопротивление — уменьшается с ростом тока диода. После резко

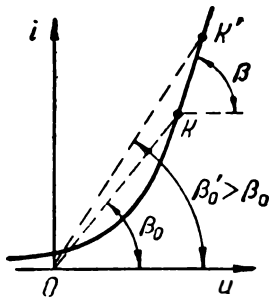


Рис. 1. 5. Характеристика диода.

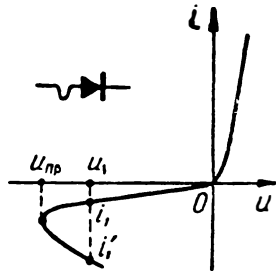


Рис. 1. 6. Характеристика кристаллического (германиевого) диода.

нелинейного участка характеристики следует участок, близкий к прямолинейному, где крутизна и дифференциальное сопротивление остаются почти неизменными. Именно это значение сопротивления обычно приводится в паспорте диода или справочниках, где оно называется *внутренним сопротивлением лампы* ($R_{\text{в}} = R_{\text{в}}^*$). Даже на «линейном» участке характеристики, где $R_{\text{в}} = \text{ctg } \beta \cong \text{const}$, сопротивление постоянному току $R_0 = \text{ctg } \beta_0 \neq \text{const}$: оно непрерывно падает с ростом тока (до достижения верхнего сгиба характеристики, не показанного на рис. 5).

Помимо отмеченных общих свойств диода как нелинейного элемента, он обладает еще одним важным для технических применений свойством. Именно, диод обладает *односторонней проводимостью* (всегда $i > 0$ независимо от знака $u \geq 0$). Величина тока диода существенно зависит от знака приложенного напряжения, причем в области $u < 0$ проводимость диода становится исчезающе малой.

13. На рис. 6 изображена характеристика *кристаллического диода*. Этот нелинейный элемент отличается преобладающей проводимостью при $u > 0$. Однако в отличие от двухэлектродной электронной лампы *направление* протекающего тока всегда совпадает с направлением приложенного напряжения (даже при

* В технической литературе внутреннее сопротивление ламп обозначается часто символом $R_{\text{г}}$.

$u < 0$). Характеристика кристаллического диода в области больших отрицательных напряжений (вблизи пробивного напряжения $u_{пр}$) становится *падающей*: меньшему напряжению на элементе соответствует больший ток. На падающем участке характеристики как крутизна, так и дифференциальное сопротивление принимают *отрицательные* значения. Появление падающего участка характеристики обуславливает также и ее *двузначность*: одному и тому же значению напряжения u_1 соответствуют два значения тока: i_1 и i'_1 .

14. На рис. 7 представлены зависимости анодного (i_a) и сеточного (i_c) токов *трехэлектродной электронной лампы (триода)* в функции от сеточного напряжения (u_c) при постоянном потенциале анода лампы ($u_a = \text{const}$). Иногда лампа работает в таком режиме, что потенциал анода изменяется в настолько небольших пределах, что влиянием этого изменения можно практически пренебречь. В этом случае можно полагать, что токи лампы являются функциями только сеточного напряжения: $i_a = \Phi_{ac}(u_c)$; $i_c = \Phi_{cc}(u_c)$. Следует, однако, отметить, что только последняя из этих функций представляет собой обычную вольтамперную характеристику нелинейного сопротивления (соответствующего участку «сетка-катод» лампы), подобную рассмотренным выше. Что же касается функции $i_a = \Phi_{ac}(u_c)$, то она выражает особую характеристику лампы как нелинейного элемента, так как аргумент функции (u_c) не представляет напряжения на самом нелинейном элементе (таковым является напряжение u_a). В соответствии с этим дифференциальное сопротивление R_c , определяемое из характеристики $i_a = \Phi_{ac}(u_c)$, не выражает *внутреннего сопротивления* R_b лампы. Величина R_b определяется из характеристики $i_a = \Phi_{aa}(u_a)$, снятой при $u_c = \text{const}$:

$$R_b = \left(\frac{d\Phi_{aa}}{du_a} \right)^{-1}.$$

Геометрическая же крутизна s характеристики $i_a = \Phi_{ac}(u_c)$ представляет важный параметр триода — *крутизну* S его характеристики:

$$s = \frac{d\Phi_{ac}}{du_c} = S.$$

Как известно, R_b и S связаны между собой *внутренним уравнением*: $R_b S D = 1$, где D — *проицаемость* лампы.

Из рис. 7 видно, что, исключая области верхнего и нижнего сгибов (на участке MN), характеристика анодного тока близка к линейной. В области достаточно больших сеточных напряжений крутизна характеристики лампы становится *отрицательной* (падающий участок характеристики). При этом функция, обратная

функции $\Phi_{ac}(u_c)$, становится двузначной: одному и тому же значению тока i_a соответствуют два значения напряжения: u'_c и u''_c .

15. На рис. 8 изображен начальный участок характеристики *четырёхэлектродной лампы (тетрода)*, выражающей зависимость анодного тока лампы в функции от анодного напряжения при неизменных потенциалах обеих сеток.

Характеристика обладает *падающим* участком (между точками M и N), на котором $R_{\sim} = R_b < 0$. Такой вид характеристики обусловлен динатронным эффектом. Интересно отметить, что

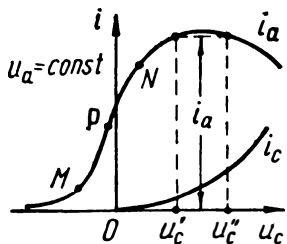


Рис. 1.7. Характеристика тетрода.

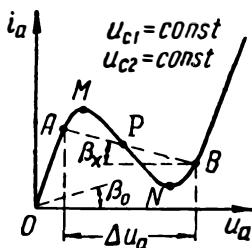


Рис. 1.8. Характеристика тетрода.

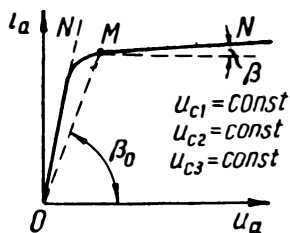


Рис. 1.9. Характеристика пентода.

хотя характеристика обладает падающим участком, однако сопротивление тетрода постоянному току ($R_0 = \text{ctg } \beta_0$) оказывается всюду положительным. Если же рассматривать среднее «по хорде» сопротивление между двумя какими-нибудь точками A и B , расположенными в окрестности падающего участка характеристики, то такое значение оказывается отрицательным:

$$R_x = \frac{\Delta u_a}{\Delta i_a} = \frac{u_B - u_A}{i_B - i_A} = - \text{ctg } \beta_x < 0.$$

Характеристика, подобная показанной на рис. 8, присуща также некоторым другим приборам (разрезному магнетрону, электронным лампам, работающим в транзитронном режиме, и др.).

16. На рис. 9 представлена характеристика *пятиэлектродной лампы (пентода)*. В области небольших анодных напряжений (на линии ON , называемой иногда *линией критического режима*) дифференциальное сопротивление $R_{\sim} = R_b$ сравнительно невелико. После точки перегиба характеристики (в «линейной» области характеристики) дифференциальное сопротивление, напротив, очень велико ($R_{\sim} = \text{ctg } \beta$). На этом участке характеристики сила анодного тока слабо изменяется, и иногда полагают $i_a \cong \text{const}$ ($R_{\sim} \cong \infty$). Сопротивление же постоянному току ($R_0 = \text{ctg } \beta_0$) в этой области сравнительно невелико и непрерывно изменяется.

17. На рис. 10,а представлена характеристика *электрической дуги*. После небольшого возрастающего участка характеристики, соответствующего сравнительно слабому току дуги, следует падающий участок характеристики. Подобный вид характеристики является типичным для ряда *газоэлектрических приборов* (с дуговым разрядом). После приложения к газоэлектрическому прибору достаточно высокого напряжения проводимость прибора быстро нарастает от почти нулевого значения до очень большой величины. Это приводит к резкому падению напряжения на газоэлектрическом приборе и к возрастанию протекающего через него тока. В определенных пределах, чем больше сила разрядного тока, тем проводимость прибора оказывается большей.

Дифференциальное сопротивление $R_{\text{д}}$ на начальном участке характеристики дуги положительно и быстро падает по мере нарастания силы тока дуги. В некоторой точке M величина $R_{\text{д}}$ становится равной нулю, а затем, на падающем участке, меняет знак; при этом вначале $R_{\text{д}}$ нарастает по абсолютной величине, а потом — уменьшается, стремясь опять к нулю. Иначе изменяется сопротивление R_0 постоянному току. Величина R_0 все время остается положительной, непрерывно уменьшаясь с возрастанием тока дуги — вначале весьма быстро, а затем медленно.

18. Приведенные выше примеры позволяют сформулировать следующие дополнительные особенности характеристик некоторых нелинейных элементов:

а) Некоторые нелинейные элементы обладают *односторонней или преимущественной в одном направлении проводимостью*. Это вентиляльное свойство нелинейного сопротивления в той или иной степени является характерным для большинства нелинейных элементов, используемых в радиотехнических устройствах.

б) На некоторых участках характеристики *крутизна характеристики и соответственно дифференциальное сопротивление принимают отрицательные значения*. Подобные участки характеристики называются *падающими*.

в) На некоторых участках характеристики функция $i = \Phi(u)$ (или обратная ей функция) оказывается *двузначной* (или даже многозначной) и величина тока, устанавливаемого в элементе, определяется не только *величиной* приложенного напряжения, но и *направлением* его изменения (возрастает ли напряжение или падает). Функция $\Phi(u)$ (или обратная ей функция) обязательно двузначна, если характеристика обладает участком, на котором знак крутизны характеристики изменяется.

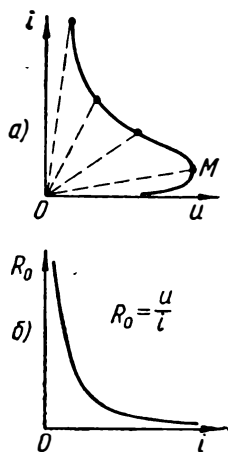


Рис. 1.10. Характеристика дугового разряда.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. Определяется ли поведение индуктивности ($L = \text{const}$) зависимостью тока, протекающего через индуктивность, от напряжения на индуктивности при неизвестном законе изменения этого напряжения?

2. Через индуктивность $L = \text{const}$ протекает ток $i = I_m \sin \omega t$. Какой вид в этом случае имеет зависимость тока i от напряжения u на индуктивности?

Решение. Относительная величина тока и напряжение на индуктивности выражаются соответственно формулами:

$$\frac{i}{I_m} = \sin \omega t; \quad (a)$$

$$u = L \frac{di}{dt} = \omega L I_m \cos \omega t, \text{ откуда } \frac{u}{\omega L I_m} = \cos \omega t. \quad (б)$$

Возводя в квадрат уравнения (а) и (б) и складывая их, получим уравнение искомой зависимости:

$$\left(\frac{i}{I_m}\right)^2 + \left(\frac{u}{\omega L I_m}\right)^2 = 1,$$

представляющее эллипс с полуосями $a = \omega L I_m$ и $b = I_m$.

3. В каком смысле можно говорить о пропорциональной (линейной) зависимости между током и напряжением на линейной индуктивности?

4. Цепь, составленная из линейных элементов, периодически подключается и отключается от источника заданной э. д. с. посредством ключа, обладающего нулевым сопротивлением. Каков характер цепи?

Ответ. Линейная цепь с одним переменным параметром (внутреннее сопротивление питающей э. д. с. периодически изменяется по заданному закону, принимая значения: $R_B = 0$ и $R_B = \infty$).

5. Дайте определение нелинейного элемента и нелинейного сопротивления.

6. Перечислите общие и дополнительные свойства характеристики нелинейного сопротивления.

7. Является ли двузначность вольтамперной характеристики необходимым условием ее нелинейности?

Ответ. Достаточным, но не необходимым.

8. Является ли неравенство значений сопротивления постоянному току и дифференциального сопротивления в некоторых точках вольтамперной характеристики достаточным условием ее нелинейности?

Ответ. Необходимым, но не достаточным (см. рис. 4, б).

9. Возможно ли совпадение значений сопротивления постоянному току и дифференциального сопротивления на некоторых участках характеристики нелинейного элемента?

10. Характеристика нелинейного сопротивления обладает участком, на котором крутизна отрицательна. Обязательно ли при этом наличие участка на котором сопротивление постоянному току $R_0 < 0$?

Ответ. Не обязательно (рис. 10).

11. Характеристика элемента обладает участком, на котором дифференциальное сопротивление $R_{\text{д}} = \text{const}$. Будет ли на этом участке сопротивление постоянному току неизменным?

§ 2. РАБОЧАЯ ОБЛАСТЬ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Рабочая область характеристики. — Характер напряжений, воздействующих на линейные элементы. — Постоянная и переменная составляющие напряжения (тока). — Периодические колебания. — «Гармонические» колебания с медленно-меняющейся амплитудой. — Модулированные колебания. — Влияние постоянно составляющей напряжения на рабочую область характеристики. — Ток покоя. Рабочая характеристика. Вопросы и задачи.

1. Нелинейный элемент в каждом отдельном случае работает в ограниченной области своей характеристики ($u_{r1} \leq u \leq u_{r2}$), которая называется *рабочей областью*. При изменении напряжения u точка характеристики, определяющая текущее значение тока $i = \Phi(u)$, называемая *изображающей точкой*, перемещается в пределах рабочей области характеристики.

2. Действительные характеристики нелинейных элементов, рассматриваемые в широкой области напряжений, являются достаточно сложными. Оперирование с такими характеристиками при анализе процессов в нелинейных цепях приводит к весьма сложным соотношениям. Понятно, что, если нелинейный элемент используется в ограниченной области своей характеристики, нет нужды в аналитической аппроксимации всей характеристики. Чем уже рабочая область, тем достижимее и более простая, и более точная аппроксимация характеристики.

3. Перед тем как перейти к рассмотрению рабочих областей характеристик, уточним характер напряжений, действующих на нелинейные элементы, и условимся в отношении некоторых обозначений.

Обычно режимы работы радиотехнических цепей являются колебательными. В соответствии с этим в большом числе случаев нелинейный элемент подвергается действию напряжения, содержащего *колебательную составляющую* $u_{\sim} = u_{\sim}(t)$ той или иной формы*. Последняя представляет переменную составляющую действующего напряжения u , которое может содержать также и *постоянную составляющую*:

$$u = u(t) = U_0 + u_{\sim}. \quad (1.13)$$

Аналогично протекающий через нелинейный элемент ток обозначим:

$$i = i(t) = I_0 + i_{\sim}. \quad (1.14)$$

Напомним некоторые распространенные формы колебательного напряжения:

а) В простейшем случае u_{\sim} представляет простые *гармонические колебания* неизменной амплитуды: $u_{\sim} = U_m \sin \omega t$.

б) В более общем случае u_{\sim} может представлять *периодические колебания сложной формы* (рис. 11, а), выражаемые рядом Фурье в виде суммы простых колебаний:

$$u_{\sim} = U_{1m} \sin(\omega t + \psi_1) + U_{2m} \sin(2\omega t + \psi_2) + \dots \quad (1.15)$$

* Имея по существу в виду гармонически изменяющийся ток или напряжение и желая подчеркнуть их колебательный характер, часто говорят об электрических колебаниях или, короче, просто о *колебаниях*, как о физическом процессе, отражающем качественное различие некоторой конкретной формы движения материи. Например, выражение «*высокочастотные колебания*» следует условно понимать в смысле «*высокочастотный ток*» или «*высокочастотное напряжение*».

в) Напряжение u_{\sim} часто имеет форму «гармонических» колебаний (обычно высокой «несущей частоты» ω_n), выражаемых функцией (рис. 11, б)

$$u_{\sim} = u_n = U_{nm}(t) \sin(\omega_n t + \psi) \quad (1.16)$$

и известных под названием *гармонических колебаний с медленно-меняющейся амплитудой*. По определению, функция $U_{nm}(t)$, определяющая амплитуду колебаний (*огibaющую* высокочастотных колебаний), должна удовлетворять соотношению:

$$\left| \frac{d^2 U_{nm}(t)}{dt^2} \right| \ll \omega_n \left| \frac{dU_{nm}(t)}{dt} \right| \ll \omega_n^2 U_{nm}(t). \quad (1.17)$$

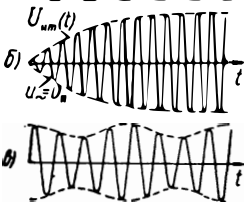


Рис. 1.11. Переменные составляющие напряжения (тока).

г) Широко применяемые в радиотехнике *амплитудно-модулированные колебания* в общем случае также выражаются функцией (16), где $U_{nm}(t)$ выражает закон изменения амплитуды колебаний в процессе модуляции. Амплитудно-модулированные колебания (рис. 11, в) обычно представляют собой колебания с медленно-меняющейся амплитудой.

4. Напомним определение колебаний с медленно-меняющейся амплитудой, играющих важную роль в нелинейном анализе.

Колебания, выражаемые функцией (16), отличаются от простых гармонических колебаний тем, что амплитуда колебаний не остается постоянной. Особый интерес представляет тот случай, когда функция $U_{nm}(t)$ изменяется хотя и по произвольному закону, но настолько медленно, что в пределах любого одного периода T_n высокочастотных колебаний величина $U_{nm}(t)$ остается практически неизменной, т. е.

$$|U_{nm}(t + T_n) - U_{nm}(t)| \ll U_{nm}(t). \quad (1.18)$$

Следовательно, колебания в пределах любого одного периода почти не отличаются от простых гармонических колебаний. По этой причине среднее за любое целое число n периодов колебаний значение функции (16) (т. е. ее *постоянная составляющая*) весьма близко к нулю:

$$\frac{1}{nT_n} \int_t^{t+nT_n} U_{nm}(t) \sin(\omega_n t + \psi) dt \cong 0. \quad (1.19)$$

Выражаемое формулой (18) свойство могло бы служить определяющим колебания с медленно-меняющейся амплитудой. Однако для целей анализа такое определение является неудобным.

Скорость изменения огибающей $U_{nm}(t)$ характеризует скорость изменения амплитуды колебаний, и для определения этой скорости как «малой» ее нужно сравнить с другой скоростью, характеризующей рассматриваемые колебания. Имея это в виду, колебания с медленно-меняющейся амплитудой можно было бы определить как высокочастотные колебания $u_{\sim}(t)$, огибающая которых $U_{nm}(t)$ изменяется значительно медленнее самих колебаний u_{\sim} . Такое определение, понятное физически, в математическом отношении обладает недостатком — неопределенностью. Дело в том, что скорость изменения колебаний u_{\sim} в течение каждого «периода» изменяется по абсолютной величине в очень

широких пределах, принимая как нулевые, так и максимальные значения. Эта скорость изменяется также и по знаку, ввиду чего ее среднее за «период» значение близко к нулю и не может служить для оценки скорости изменения колебаний «в среднем». Однако такую оценку легко получить, если рассматривать среднее за «период» значение *абсолютной скорости* изменения функции $u_{\sim}(t)$:

$$\left| \frac{du_{\sim}}{dt} \right|_{\text{ср}} = \frac{4U_{\text{нм}}(t)}{T_{\text{н}}} = \frac{2}{\pi} \omega_{\text{н}} U_{\text{нм}}(t). \quad (1.20)$$

Пользуясь выражаемой формулой (20) оценкой, можно определить колебания с медленно меняющейся амплитудой, как удовлетворяющие соотношению:

$$\left| \frac{dU_{\text{нм}}(t)}{dt} \right| \ll \left| \frac{du_{\sim}}{dt} \right|_{\text{ср}} \cong \omega_{\text{н}} U_{\text{нм}}(t). \quad (1.21)$$

Здесь учтено, что вследствие предполагаемой сильной степени выполнения неравенства (21) множитель $2/\pi$ может быть заменен 1.

В некоторых случаях (при решении некоторых задач) условие «медленности» изменения амплитуды усиливается также требованием выполнения первого из неравенств (17).

5. На рис. 12 представлена характеристика нелинейного элемента. При воздействии на элемент напряжения, содержащего только *переменную* составляющую (рис. 12, а), рабочая область характеристики ($M_1 N_1$) определяется наибольшей амплитудой $(U_m)_{\text{макс}}$ колебаний. Рабочая область оказывается «привязанной» к точке P_1 характеристики, имеющей своей абсциссой

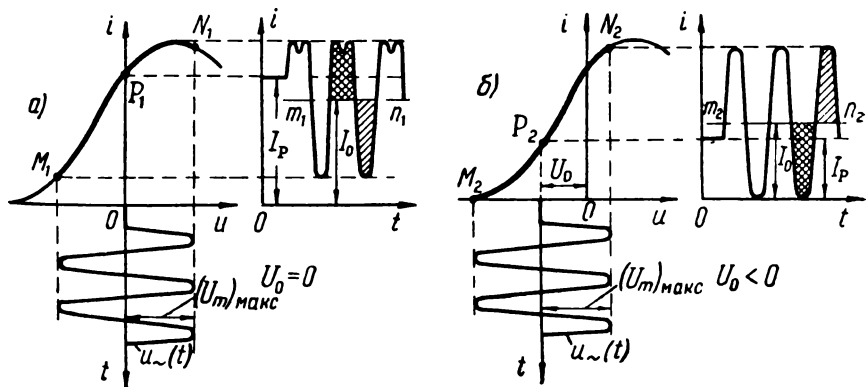


Рис. 1.12. Влияние выбора рабочей точки P на рабочую область.

начало координат. Как видно, несмотря на то, что напряжение не содержит постоянной составляющей, ток i имеет постоянную составляющую I_0 . Величина I_0 определяется осью $m_1 n_1$, проведенной так, чтобы показанные на рис. 12,а заштрихованные области были равновелики. Ток I_0 в общем случае отличается от тока I_P , соответствующего точке P_1 характеристики и протекающего в моменты, когда приложенное напряжение $u = u_{\sim} = 0$. В данном случае $I_P > I_0$ (но возможно и $I_P < I_0$). Вследствие того, что рабочая область охватывает нелинейную часть харак-

теристики (соответствующую верхнему сгибу ее), форма тока искажена в верхней своей части и, как следствие, существенно отличается от формы напряжения u .

В случае (рис. 12, б), когда действующее на элемент напряжение содержит, кроме переменной, также и *постоянную* состав-

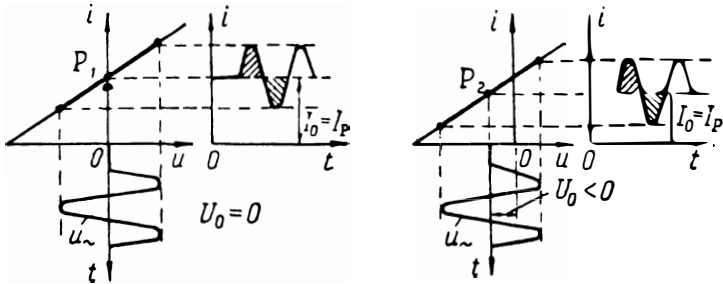


Рис. 1.13. Независимость формы тока от выбора рабочей точки на линейном участке характеристики.

ляющую ($u_0 = u_{\sim} + U_0$), рабочая область может иметь тот же размах, что и в предыдущем случае (при неизменном u_{\sim}), но теперь она «привязана» к точке P_2 характеристики с абсциссой $u = U_0$. В данном частном случае рабочая область охватывает более «линейную» часть характеристики, что оказало влияние на форму тока и величины I_0

и I_P .

Из приведенных примеров следует, что постоянная составляющая напряжения U_0 определяет «расположение» рабочей области на характеристике и существенно влияет как на величину постоянной составляющей, так и на форму тока i . Зависимость формы тока от величины U_0 является характерной для нелинейного элемента. При линейной характеристике (рис. 13) величина U_0 влияет лишь на *величину* постоянной составляющей тока, но совершенно не влияет на *форму* тока (на переменную составляющую i_{\sim} тока), которая оказывается подобной форме переменной составляющей напряжения.

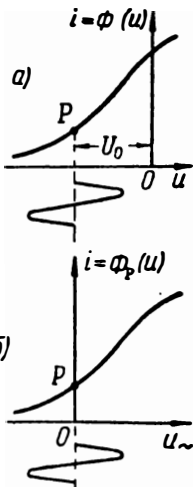


Рис. 1.14. Перенос оси ординат в рабочую точку.

6. Точка P характеристики, определяемая напряжением, равным постоянной составляющей приложенного к элементу напряжения ($u = U_0$), называется *рабочей точкой*. Говорят, что режим

работы нелинейного элемента обуславливается выбором рабочей точки на его характеристике (выбором рабочей точки элемента).

Силу тока $i = \Phi(U_0) = I_P$, протекающего через элемент при $u = U_0$, т. е. в его рабочей точке P , будем называть *током по-*

коя (при этом $u_{\sim} = 0$). При нелинейной характеристике ток покоя отличается в общем случае от постоянной составляющей. При линейной же характеристике всегда $I_p = I_0$.

7. Пусть $i = \Phi(u)$ — характеристика нелинейного элемента (рис. 14, а), и приложенное напряжение $u = U_0 + u_{\sim}$. Оперирова с функцией $\Phi(u)$, мы вынуждены «протаскивать» через весь анализ постоянную составляющую U_0 . Этого можно избежать, если перенести ось ординат характеристики так, чтобы она проходила через рабочую точку Р (рис. 14, б). Для этого вводим новую переменную (u') и соответственно преобразуем функциональную зависимость $\Phi(u)$ в зависимость $\Phi_p(u')$:

$$u' = u - U_0 = (u_{\sim} + U_0) - U_0 = u_{\sim}; \quad (1.22)$$

$$i = \Phi(u) = \Phi(u_{\sim} + U_0) = \Phi_p(u_{\sim}). \quad (1.23)$$

Зависимость $i = \Phi_p(u_{\sim})$, являющаяся функцией только переменной составляющей u_{\sim} , выражает характеристику элемента в новой системе координат (рис. 14, б). Эту характеристику мы будем называть *рабочей характеристикой*.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

12. Для высокочастотных колебаний, выражаемых функцией $u_{\sim} = U_{\text{нм0}} \times \times (1 - e^{-\alpha t}) \sin \omega_n t$ (рис. 11, б), выполняется условие $\alpha \ll \omega_n$. Не может ли определяемая формулой (19) постоянная составляющая достигнуть больших значений при $\alpha \rightarrow \infty$? Чему равно наибольшее за один период значение постоянной составляющей?

Ответ. При $\alpha \rightarrow \infty$ постоянная составляющая стремится к нулю; наибольшее значение за период (получаемое при $\alpha = 1$) имеет величину $(\alpha/\omega_n) U_{\text{нм0}}$.

13. На чем сказывается влияние постоянной составляющей напряжения U_0 линейной характеристике элемента?

14. Влияет ли амплитуда колебательного напряжения на величину постоянной составляющей тока при нелинейной характеристике?

15. При какой характеристике элемента его постоянная составляющая оказывается равной току покоя?

Ответ. При характеристике, симметричной относительно точки, расположенной на оси ординат.

16. Влияет ли амплитуда колебательного напряжения на постоянную составляющую тока в случае характеристики, симметричной относительно рабочей точки?

Ответ. Не влияет.

17. При какой форме действующего на элемент напряжения сохраняется форма тока, несмотря на то, что характеристика является резко нелинейной?

Ответ. При колебательном напряжении прямоугольной формы.

18. Характеристика элемента выражается параболическим законом: $i = \Phi(u) = = 25 + 20u + 4u^2$ (ма). Рабочая точка выбрана при $u = -2s$ ($U_0 = -2s$). Выразить уравнение рабочей характеристики $i = \Phi_p(u_{\sim})$ элемента.

Ответ. $i = \Phi_p(u_{\sim}) = 1 + 4u_{\sim} + 4u_{\sim}^2$.

19. Вычислить ток покоя элемента, рассмотренного в задаче 18.

Ответ. $I_p = 1$ ма.

§ 3. АППРОКСИМАЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Точность аппроксимации характеристик. — Аппроксимирующая функция в виде полинома. — Определение коэффициентов полиномов разных степеней. — Разработка методов аппроксимации советскими учеными. — Кусочно-линейная аппроксимация. — Аппроксимация семейства характеристик одной обобщенной характеристикой — функцией управляющего напряжения. — Динамическая характеристика семейства. — Вопросы и задачи.

1. При математическом анализе процессов в линейной цепи необходимо располагать аналитическими выражениями характеристик нелинейных элементов цепи. К сожалению, физические процессы, определяющие характеристики элементов, настолько сложны, что до сих пор еще не удалось теоретически установить их аналитическое выражение. Поэтому характеристики обычно задаются в виде экспериментальных кривых, и перед инженером иногда встает задача аппроксимации той или иной *графически* заданной характеристики (на некотором участке ее, соответствующем рабочей области) посредством «подходящей» аналитической функции. Под «подходящей» подразумевается такая функция, которая, с одной стороны, достаточно проста, а с другой, — дает достаточно точное выражение характеристики.

Говоря о достаточно точном выражении характеристики, следует иметь в виду, что физические процессы в разных образцах нелинейных элементов даже одного и того же типа несколько отличаются друг от друга. Это обуславливает некоторое расхождение характеристик этих элементов. Так, действительная крутизна характеристик отдельных образцов ламп типа 6Н1П может на 10—20% отличаться от их номинальной крутизны. В процессе эксплуатации происходит еще большее изменение крутизны (из-за постепенной потери эмиссии). Также и другие параметры ламп могут варьировать в пределах 10—20% и более.

Ввиду этих обстоятельств в большинстве случаев не имеет смысла добиваться особенно точной аппроксимации характеристик.

2. Рассмотрим раньше вопрос об аналитическом выражении характеристики, заданной в виде одной экспериментальной кривой $i = \Phi(u)$ (рис. 5-10).

Если функция $\Phi(u)$ и ее производные непрерывны, то она может быть представлена степенным рядом Маклорена:

$$i = \Phi(0) + \Phi'(0)u + \Phi''(0) \frac{u^2}{2!} + \dots + \Phi^{(k)}(0) \frac{u^k}{k!} + \dots \quad (1.24)$$

В соответствии с этим в качестве аппроксимирующей (*приближенной*) функции $\Phi_n(u)$ чаще всего применяется степенной полином вида:

$$i \cong \Phi_n(u) = a_0 + a_1u + a_2u^2 + \dots + a_ku^k + \dots + a_nu^n, \quad (1.25)$$

где коэффициенты a_0, a_1, a_2, \dots должны быть равны соответствующим постоянным ряда (24).

Степенной полином при достаточно большом числе членов его позволяет получить сколько угодно близкую аппроксимацию действительной характеристики. Однако при большом числе членов оказывается затруднительным оперирование с функцией $\Phi_n(u)$ в последующем анализе. Поэтому даже при сложных характеристиках ограничивают степень полинома значением $n \leq 5$. В большинстве же случаев принимают $n \leq 3$.

3. Рассмотрим несколько простейших частных случаев.

а) *Аппроксимация прямой линией (полином 1-й степени).*

Иногда рабочая область нелинейного элемента охватывает близкий к линейному участок его характеристики. Если при этом анализ не ставит своей целью исследовать влияние характеристики на работу устройства, то возможна аппроксимация характеристики (даже если рабочая область захватывает несколько нелинейную часть характеристики) прямой линией:

$$i \cong \Phi_n(u) = a_0 + a_1 u. \quad (1.26)$$

В первом приближении аппроксимирующая прямая проводится через граничные точки линеаризируемого участка («по хорде»).

Коэффициенты a_0 и a_1 функции (26) имеют следующий смысл: $a_0 = \Phi_n(0)$ и $a_1 = \Phi'_n(u) = s_d$ — *крутизна линеаризованной характеристики*.

Принципиальное значение линейной аппроксимации определяется тем, что в достаточно малой рабочей области любая характеристика может быть аппроксимирована линейной функцией.

б) *Аппроксимация квадратичной параболой (полином 2-й степени)*

Начальные участки характеристик диода, триода и других приборов, соответствующие нижнему сгибу этих характеристик, имеют форму, приближающуюся к форме квадратичной параболы, которая либо касается оси абсцисс (рис. 15,а), либо пересекает ось абсцисс (рис. 15.б) либо же приподнята над осью абсцисс (рис. 16). Поэтому, если рабочая область лампы не выходит существенно за пределы начального участка характеристики, последняя может быть аппроксимирована полиномом 2-й степени:

$$i \cong \Phi_n(u) = a_0 + a_1 u + a_2 u^2. \quad (1.27)$$

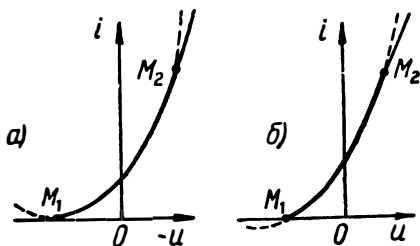


Рис. 1.15. Аппроксимация участка $M_1 M_2$ нижнего сгиба характеристики квадратичной параболой.

Коэффициенты полинома желательно определить таким образом, чтобы в пределах заданной рабочей области $M_1 M_2$ аппрок-

симирующая парабола возможно ближе подходила к аппроксимируемой характеристике, как это показано на рис. 15. Расхождение же кривых *вне* рабочей области не является существенным (кривая аппроксимирующей параболы за границами рабочей области показана пунктиром).

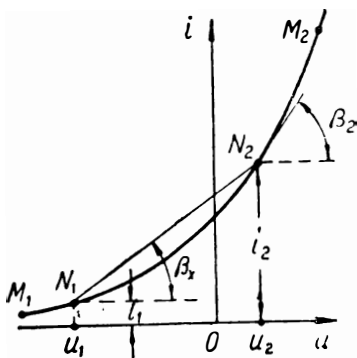


Рис. 1.16. Характеристика, аппроксимируемая полиномом $i = a_0 + a_1u + a_2u^2$

Для определения трех коэффициентов полинома (27) необходимо наложить на параболическую кривую три условия, которые, вообще говоря, могут быть разнообразными. Так, можно потребовать, чтобы параболическая кривая проходила через три заданные точки. Практически лучшие результаты получаются, если потребовать, чтобы параболическая кривая проходила через какие-нибудь две «опорные» точки N_1 и N_2 характеристики (рис. 16), расположенные внутри ее рабочей области M_1M_2 , и чтобы в одной из них (N_2) крутизна характеристики $s_2 = \text{tg } \beta_2$ совпадала с крутизной параболы.

Удовлетворительные результаты получаются, если опорные точки расположить вблизи границ области (или даже на самих границах)*. Поставленные требования позволяют сформулировать три условия, которым должна удовлетворять искомая функция (27):

$$\left. \begin{array}{l} \text{в точке } N_1: u = u_1, \quad i = i_1; \\ \text{в точке } N_2: u = u_2, \quad i = i_2; \\ \text{в точке } N_2: \Phi'_n(u_2) = s_2 = \text{tg } \beta_2. \end{array} \right\} \quad (1.28)$$

Учитывая в уравнении (27) поочередно каждое из условий (28), получим три уравнения относительно неизвестных:

$$i_1 = a_0 + a_1 u_1 + a_2 u_1^2; \quad (\text{а})$$

$$i_2 = a_0 + a_1 u_2 + a_2 u_2^2; \quad (\text{б})$$

$$s_2 = a_1 + 2a_2 u_2. \quad (\text{в})$$

Вычитая из уравнения (б) уравнение (а), получим:

$$i_2 - i_1 = a_1 (u_2 - u_1) + a_2 (u_2^2 - u_1^2). \quad (\text{г})$$

* Вопрос о выборе положения опорных точек не решается однозначно; в зависимости же от их расположения меняется иногда существенно результат аппроксимации. Строгое решение задачи, при котором аппроксимация получается наилучшей (например, в смысле минимальной среднеквадратичной ошибки [3]), является возможным, но оно достаточно сложно и обычно не оправдывается требуемой точностью.

Из рис. 16 видно, что отношение

$$\frac{i_2 - i_1}{u_2 - u_1} = s_x = \operatorname{tg} \beta_x \quad (1.29)$$

представляет собой среднее «по хорде» $N_1 N_2$ значение крутизны характеристики. Учитывая это, представим уравнение (г) в виде:

$$s_x = a_1 + a_2(u_1 + u_2).$$

Подставляя в это уравнение выражение для a_1 из уравнения (в) и решая его, найдем:

$$a_2 = \frac{s_2 - s_x}{u_2 - u_1}. \quad (1.30a)$$

Теперь из уравнений (в) и (а) находим остальные коэффициенты:

$$a_1 = s_2 - \frac{2u_2(s_2 - s_x)}{u_2 - u_1}; \quad (1.30, б)$$

$$a_0 = i_1 - s_2 u_1 + (s_2 - s_x) \frac{2u_1 u_2 - u_1^2}{u_2 - u_1}. \quad (1.30, в)$$

В частном случае, когда точка N_2 расположена на оси ординат ($u_2 = 0$), где крутизна $s_2 = s(0) = s_0$ и ток $i_2 = \Phi(0) = i_0$, выражения коэффициентов полинома упрощаются:

$$a_0 = i_0; \quad a_1 = s_0; \quad a_2 = -\frac{(i_0 - i_1) + s_0 u_1}{u_1^2}. \quad (1.31)$$

Для оценки получаемого по формулам (31) результата на рис. 17 представлены характеристика диода типа 6Х6С (жирная кривая) и аппроксимирующая её парабола (пунктирная кривая). Как видно, заметное расхождение обеих кривых получается лишь при $u_a < -1$ в. Еще лучшие результаты получились бы при перемещении опорной точки N_1 в точку M_1 . В этом случае заметное расхождение наблюдалось бы лишь при $u_a \cong -0,8$ в ($i_a = 0,013$ ма вместо 0,035 ма).

Квадратичный полином (27) может быть использован для аппроксимации характеристики сеточного тока лампы (рис. 7), а также характеристики кристаллического диода (рис. 6). Так как характеристика кристаллического диода проходит через начало координат, причем в области $u < 0$ также и $i < 0$, то аппроксимирующий полином принимает вид:

$$i \cong \Phi_{ii}(u) = a_1 u + a_2 u^2. \quad (1.32)$$

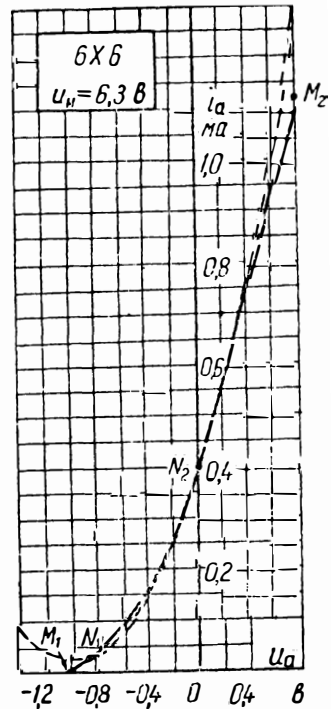


Рис. 1.17. Аппроксимация характеристики диода 6Х6С полиномом:

$$i_a = 0,385 + 0,78 u_a + 0,43 u_a^2.$$

Для определения коэффициента a_1 обычно исходят из значения крутизны характеристики в точке $u = 0$. Коэффициент a_2 находится из задания величины тока в какой-нибудь точке характеристики*.

Квадратичная аппроксимация находит весьма широкое применение при анализе нелинейных процессов. Принципиальное значение такой аппроксимации связано с двумя обстоятельствами. С одной стороны, квадратичный полином представляет *простейший* вид функции, позволяющей учесть нелинейность характеристики. С другой стороны, в сравнительно небольшой области рабочей характеристики $i = \Phi_p(u)$, соответствующей умеренному размаху колебаний переменной составляющей u , практически любая характеристика может быть аппроксимирована функцией: $i \cong I_p + a_1 u + a_2 u^2$.

в) Аппроксимация неполным полиномом 3-й степени

Иногда допустимо характеристики некоторых элементов рассматривать, как приближающиеся к кривым, симметричным относительно какой-нибудь точки характеристики. Так, например, показанную на рис. 8 характеристику тетрода можно в обла-

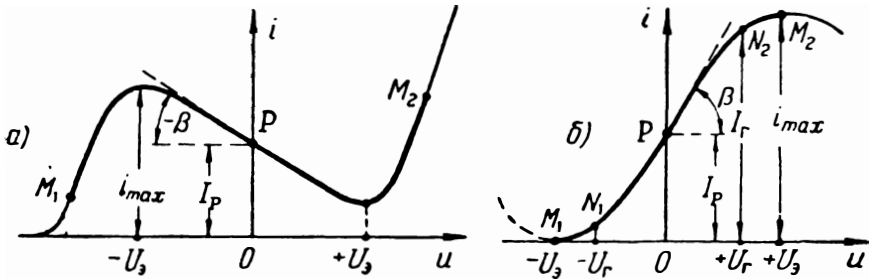


Рис. 1.18. Типовые характеристики, аппроксимируемые полиномом 3-й степени ($i = a_0 + a_1 u + a_3 u^3$).

сти AB полагать симметричной относительно точки P . Также и характеристику триода (рис. 7) можно в ограниченной области считать симметричной (относительно точки P). Если при этом ось ординат проходит через точку симметрии характеристики (рис. 18), то характеристика хорошо аппроксимируется неполным полиномом 3-й степени:

$$i \cong \Phi_{\Pi}(u) = a_0 + a_1 u + a_3 u^3. \quad (1.33)$$

Если же ось ординат не проходит через точку P симметрии, но она является *рабочей точкой*, полезно осуществить перенос оси ординат в рабочую точку (рис. 14), после чего характеристика

* В некоторых случаях в качестве аппроксимирующей функции выбирается степенная функция вида $i = au^a$, где показатель степени может быть отличным от 1 и 2 и, в частности, — дробным числом.

также может быть аппроксимирована полиномом (33). Естественно, только симметричная часть характеристики, показанная на рис. 18 в виде жирной кривой, выражается полиномом (33).

К аппроксимирующей кривой $\Phi_n(u)$ обычно предъявляют следующие требования: она должна проходить через точку Р симметрии и иметь в ней такую же крутизну $s = s_p = \text{tg } \beta$, что и заданная характеристика (рис. 18); кроме того, аппроксимирующая кривая должна принимать экстремальные значения в таких же точках $u = \pm U_3$, что и заданная характеристика. Итак, функция (33) должна удовлетворять трем условиям:

$$\begin{aligned} \text{при } u = 0, \quad i &\cong \Phi_n(0) = I_p; \\ \text{при } u = 0, \quad s &= s_p = \text{tg } \beta; \\ \text{при } u = \pm U_3, \quad s &= 0. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Накладывая эти условия на уравнение (33), получим следующие значения коэффициентов полинома:

$$a_0 = I_p; \quad a_1 = s_p = \text{tg } \beta; \quad a_3 = -\frac{s_p}{3U_3^2}. \quad (1.35)$$

При $s_p > 0$ (рис. 18, б), $a_3 < 0$; при $s_p < 0$ (рис. 18, а), $a_3 > 0$, т. е. знаки коэффициентов a_3 и a_1 всегда противоположны.

В точке $u = +U_3$ (рис. 18, б) или $u = -U_3$ (рис. 18, а) ток $i = i_{max}$. Отсюда из уравнения (33) можно найти связь между величинами i_{max} и U_3 :

$$i_{max} = I_p + \frac{2}{3} |s_p| U_3. \quad (1.36)$$

В случае, если (рис. 18, б) $I_p = 0,5 i_{max}$, то

$$i_{max} = \frac{4}{3} |s_p| U_3. \quad (1.36a)$$

Иногда (рис. 18, б) рабочая область ограничивается участком $N_1 N_2$, не достигающим экстремальных точек M_1 и M_2 . Тогда третье условие (34) можно изменить на следующее: при $u = +U_r$, $i = I_r$. Отсюда получаются такие значения коэффициентов:

$$a_0 = I_p; \quad a_1 = s_p = \text{tg } \beta; \quad a_3 = \frac{I_r - I_p - s_p U_r}{U_r^3}. \quad (1.37)$$

Применение неполного полинома 3-й степени позволяет сравнительно просто учесть и нижний, и верхний сгиб характеристики. Однако подобная аппроксимация требует, чтобы характеристика была симметричной относительно рабочей точки, что не всегда выполняется. В последнем случае часто производят некоторое «исправление» аппроксимируемой кривой. Так, если при анализе более важно учесть верхний сгиб характеристики, то производят соответствующее «исправление» нижней части характеристики, делая ее симметричной верхней части.

г) *Аппроксимация полиномом степенью $n > 3$.*

Определение коэффициентов полинома (25) при степени $n > 3$ связано со значительными трудностями. В принципе простейший способ должен был бы заключаться в нахождении графически путем из заданной кривой $\Phi(u)$ (в небольшой окрестности $u = 0$ значений производных $\Phi'(u)$, $\Phi''(u)$ и т. д. до n -ой производной

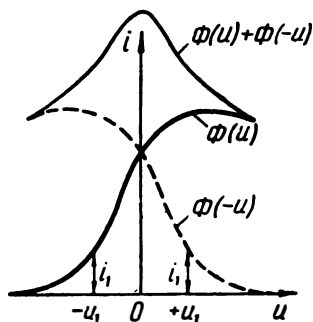
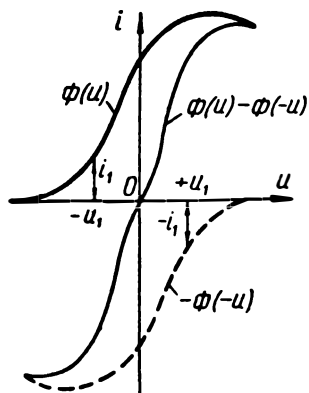


Рис. 1.19. Построение кривых, выражающих четную и нечетную части характеристики.

включительно. Это в соответствии с формулами (24) и (25) позволяет определить коэффициенты полинома. Практически однако, нахождение производных требует значительного объема графических работ и, главное, приводит к большой погрешности. По этой причине при вычислении коэффициентов полинома обычно применяется *метод выбранных точек*, заключающийся в приравнивании в отдельных точках значений полинома и заданной кривой. Такой способ приводит к необходимости решения системы из $(n + 1)$ уравнений. Задача может быть заметно упрощена, если следовать методу, предложенному С. Э. Хайкиным.

Сущность метода заключается в следующем. Пусть, например,

$$\Phi_n(u) = a_0 + a_1u + a_2u^2 + a_3u^3 + a_4u^4 + a_5u^5 \cong \Phi(u)$$

— полином, аппроксимирующий заданную кривую. Пользуясь соотношением

$$\Phi(u) = 0,5 [\Phi(u) + \Phi(-u)] + 0,5 [\Phi(u) - \Phi(-u)],$$

можно представить функцию $\Phi_n(u)$ в виде суммы двух функций, из которых одна является четной, а другая—нечетной:

$$\Phi_{\text{ч}}(u) = 0,5 [\Phi(u) + \Phi(-u)] \cong a_0 + a_2u^2 + a_4u^4; \quad (a)$$

$$\Phi_{\text{н}}(u) = 0,5 [\Phi(u) - \Phi(-u)] \cong a_1 + a_3u^3 + a_5u^5. \quad (б)$$

Способ графического построения четной и нечетной частей функции $\Phi(u)$ поясняется приведенными на рис. 19 кривыми.

Имея в своем распоряжении графики «укороченных» полиномов (а) и (б), можно теперь определить коэффициенты этих по-

линомов, пользуясь методом выбранных точек. При этом сразу определяются коэффициенты

$$a_0 = \Phi_q(0) \text{ и } a_1 = \Phi_n(0).$$

Более строгий метод определения коэффициентов степенного полинома предлагается в работе Ю. Б. Кобзарева [3]. Этот метод позволяет путем использования полиномов Лежандра и Чебышева наилучшим образом (в смысле минимальной среднеквадратичной ошибки) изобразить заданную функцию.

4. Применение полинома 2-й степени позволило произвести исследование процессов детектирования, модуляции и некоторых других, но не давало возможности анализа процессов, существенно зависящих от ограничения анодного тока ламп в области больших сеточных напряжений. Но именно подобные процессы являются характерными для ряда важнейших нелинейных систем. Для исследования таких систем пришлось прибегнуть к аппроксимации характеристик в более широкой области напряжений, что, естественно, потребовало усложнения аппроксимирующих функций. Простейшей из них явился неполный полином 3-й степени. Уже оперирование с таким полиномом привело к значительному усложнению математического анализа. Тем не менее советским ученым удалось преодолеть возникшие трудности и получить ряд фундаментальных соотношений в теории нелинейных колебаний.

В ряде случаев действительные характеристики ламп существенно отличаются от кривых, выражаемых полиномом 3-й степени. Поэтому количественные соотношения, получающиеся из такой аппроксимации, не всегда могут быть использованы в технических расчетах. В связи с этим возникает вопрос, нельзя ли, отказавшись от степенного полинома, найти более удобный вид аппроксимирующей функции. Эта задача была поставлена советскими учеными и значительно продвинута. Хороших результатов удалось добиться Н. Н. Крылову, предложившему в 1945 г. аппроксимировать характеристику электронной лампы посредством функции $i \cong i_0(1 + \text{th } qu)$. В результате проведенного исследования [4] Крылову удалось путем применения указанной аппроксимации осуществить достаточно законченный анализ процессов в нелинейных цепях радиоприемника (преобразователь частоты, детектор, гетеродин и др.). Читатель может ознакомиться с сущностью предложенного метода аппроксимации характеристик из учебника Н. Н. Крылова [5].

В работе И. Е. Среднего [6] обосновываются три формулы, выражающие характеристики ламп функциями вида (рис. 18,б):

$$i \cong i_{max} e^{-b^2(u - U_3)^2}; \quad i \cong i_{max} [1 - a^2(u - U_3)^2]^2;$$

$$i = 0,5i_{max} \left[1 + \sin k \left(u - U_3 + \frac{\pi}{2k} \right) \right].$$

Здесь a , b и k — вычисляемые параметры. В работе М. И. Пономарева [7] обосновывается метод аппроксимации характеристики $y = y(x)$ при помощи ряда показательных функций: $y \cong a_1 e^{-x} + a_2 e^{-2x} + \dots$. Вопросу аппроксимации характеристик ламп посвящена также работа Г. В. Добровольского [8].

5. Если при аппроксимации характеристики посредством аналитической функции удастся все же произвести анализ процессов в нелинейной системе, то каким бы сложным он ни оказался, его научная ценность, по крайней мере, заключается в получении строгого решения. Однако непосредственные результаты строгого решения часто не могут быть использованы в технических ра-

счетах из-за сложности решения. С таким фактом приходится сталкиваться уже при сравнительно простом виде аппроксимирующей функции. Это обстоятельство заставило наряду с разработкой строгих методов изыскивать также упрощенные способы анализа нелинейных систем, основанные на «идеализации» действительных характеристик.

Простейшей «идеализацией» нелинейной характеристики, предельно упрощающей анализ, является ее линеаризация. Но такой анализ не может иметь ценности, если принципиальная сущность процессов в исследуемой системе определяется именно ее нелинейностью.

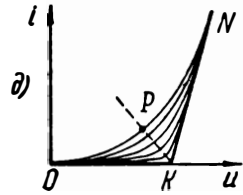
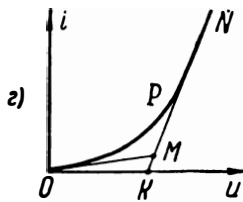
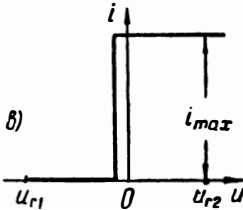
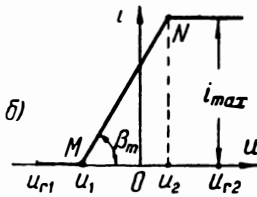
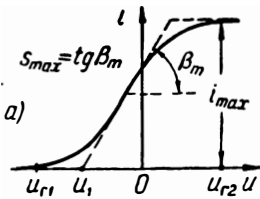


Рис. 1.20. Кусочно-линейная аппроксимация нелинейной характеристики.

характеристика, конечно, является нелинейной, так как в пределах рабочей области крутизна характеристики не остается постоянной, а зависит от напряжения: при $u < u_1$, $s = 0$; при $u_1 < u < u_2$, $s = s_{max}$; при $u > u_2$, $s = 0$.

Обе рассмотренные характеристики отличаются друг от друга не только количественно, но и качественно: крутизна одной из характеристик меняется непрерывно, а другой — скачкообразно. Тем не менее некоторые принципиальные черты криволинейной характеристики (рис. 20,а) отражены и в «идеализированной» характеристике (рис. 20,б). Именно: сила тока и крутизна обеих характеристик изменяются в одинаковых пределах, причем крутизна нарастает от нуля до s_{max} и затем опять падает до нуля.

Как показывает опыт, в случаях, когда процессы в исследуемой цепи определяются крутизной характеристики, а не произ-

водитися далеко идущую «идеализацию» характеристики, при которой хотя и вводится не только количественное, но и качественное изменение характеристики, тем не менее некоторые принципиальные черты ее нелинейности сохраняются. Поясним это примером.

Пусть характеристика лампы в некоторой области $u_{r1} < u < u_{r2}$ имеет вид, представленный на рис. 20,а. Пусть в соответствии с построением, показанным пунктиром, криволинейная характеристика заменена характеристикой, составленной из трех прямолинейных отрезков (рис. 20,б). Эта харак-

водной крутизны, несмотря на допущенную «идеализацию», оказывается все же возможным получить *качественно* правильное решение. Более того, иногда возможно даже получение и *количественно* правильного решения (с практически допустимой погрешностью) при условии надлежащей «идеализации» характеристики. Под надлежащей «идеализацией» (например, в случае рис. 20, а, б) подразумевается проведение линии MN таким образом, чтобы ее крутизна была равна некоторому определенному значению (в частности, значению s_{max}). Если же при анализе ставится задача выявления только основных качественных соотношений в исследуемом процессе, то иногда приемлема еще более сильная «идеализация», подобная показанной на рис. 20, в, где только ток изменяется в заданных пределах, а крутизна меняется от 0 до ∞ .

На рис. 20, г приведен еще один типичный пример «идеализации» нелинейной характеристики OPN , аппроксимируемой посредством ломаной OMN или даже ломаной OKN .

Метод приближенной аппроксимации нелинейных характеристик посредством ломаных линий называется методом *кусочно-линейной аппроксимации*. Этот метод был в 1911 г. предложен Н. Д. Папалекси. Впоследствии, уже в советский период, метод кусочно-линейной аппроксимации был развит А. А. Андроновым и детально разработан А. И. Бергом, после чего он получил широкое применение в радиотехнике.

Методом кусочно-линейной аппроксимации часто удается добиться значительного упрощения анализа нелинейных процессов. Но было бы ошибкой полагать, что, например, кусочно-линейная характеристика OKN (рис. 20, г) является «менее нелинейной», чем характеристика OPN . Дело обстоит как раз наоборот. К такому выводу можно прийти, если рассматривать кусочно-линейную характеристику OKN (рис. 20, д) как предельное положение криволинейных характеристик, кривизна которых в окрестности точки P постепенно возрастает до бесконечности (превращается в излом у точки K). Чем выше максимальная кривизна характеристики, тем более высокой степени полиномом она аппроксимируется. Кусочно-линейная же характеристика может быть аналитически выражена только посредством бесконечного ряда.

6. При анализе процессов в системах, содержащих электронные лампы, иногда приходится рассматривать анодный ток лампы как функцию двух напряжений: $i_a = \Phi_a(u_c, u_a)$, в соответствии с чем приходится оперировать с семейством характеристик. Сколько-нибудь точный учет «двойной» нелинейности семейства связан с большими трудностями. Поэтому мы вынуждены еще в большей мере прибегать к тем или иным упрощениям.

Семейства характеристик некоторых ламп (в особенности триодов) отличаются иногда тем, что даже в широком диапазоне рабочих напряжений проницаемость D лампы изменяется в весьма ограниченных пределах, и допустимо принять $D \cong \text{const}$. Харак-

теристики семейства в этом случае имеют вид *эквидистантных* кривых (рис. 21, а), отстоящих друг от друга на неизменную величину $\Delta u_c = D\Delta u_a = D(U_{a0} - U_{a1})$. Непосредственно из рисунка видно, что если $u_c + Du_a = \text{const}$, то $i_a = \text{const}$ независимо от изменения u_c или u_a в отдельности. В таких случаях можно рассматривать ток как функцию *управляющего напряжения* лампы $u = u_c + Du_a$:

$$i_a = \Phi_a(u_c, u_a) = \Phi(u_c + Du_a) = \Phi(u). \quad (1.38)$$

После введения функции $\Phi(u)$ вместо оперирования с семейством характеристик можно обойтись одной кривой семейства, выражающей *обобщенную характеристику анодного тока в функции от управляющего напряжения*. Выбирая ту или иную (произвольно) кривую семейства в качестве обобщенной характеристики, надлежит перенести начало координат влево на величину DU_{a0} (рис. 21, б), где U_{a0} — анодное напряжение, определяющее кривую семейства, выбранную в качестве обобщенной характеристики.

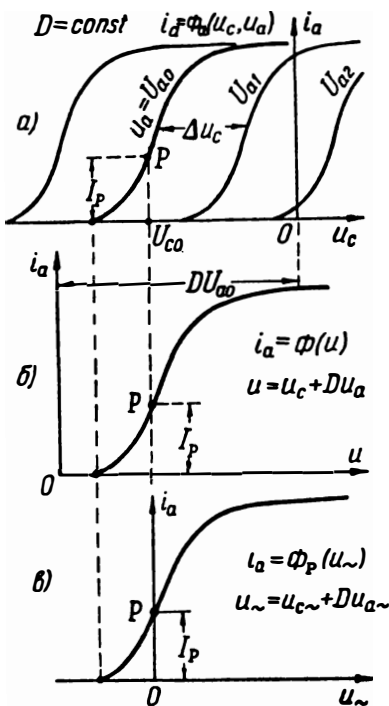


Рис. 1.21. Выражение семейства характеристик через обобщенную характеристику (в функции от управляющего напряжения).

Нас будут интересовать случаи воздействия на лампу напряжений, содержащих, помимо переменных ($u_{c_{\sim}}, u_{a_{\sim}}$), также и постоянные составляющие (U_{c0}, U_{a0}), определяющие рабочую точку P лампы (рис. 21, а, б). Если перенести ось ординат в рабочую точку (рис. 21, в), то мы получим обобщенную характеристику $i_a = \Phi_p(u_{\sim})$, выражающую анодный ток в функции только *переменной составляющей управляющего напряжения* $u_{\sim} = u_{c_{\sim}} + Du_{a_{\sim}}$. Связь между функциями $\Phi(u)$ и $\Phi_p(u_{\sim})$ выражается формулой (23).

Следует отметить, что оперирование с обобщенной характеристикой целесообразно тогда, когда в силу внутренних свойств исследуемой системы существует определенная неизменная зависимость («жесткая связь») между напряжениями $u_{c_{\sim}}$ и $u_{a_{\sim}}$. Это, например, имеет место в автогенераторах. В простейшем, но распространенном случае справедливо простое соотношение: $u_{c_{\sim}} = -ku_{a_{\sim}}$, где $k = \text{const}$.

7. Пусть между переменными $u_{c\sim}$ и $u_{a\sim}$ существует «жесткая связь»: $u_{c\sim} = -ku_{a\sim}$. Пусть, кроме того, известны постоянные составляющие U_{c0} и U_{a0} , определяющие рабочую точку Р лампы (рис. 22). В этом случае, даже при $D \neq \text{const}$, представляется возможным при задании семейства статических характеристик $i_a = \Phi(u_c, u_a)$ построить одну динамическую характеристику $i_a = \Phi_d(u_c)$, учитывающую изменения анодного напряжения u_a лампы. Подобная характеристика представлена на рис. 22 пунктиром.

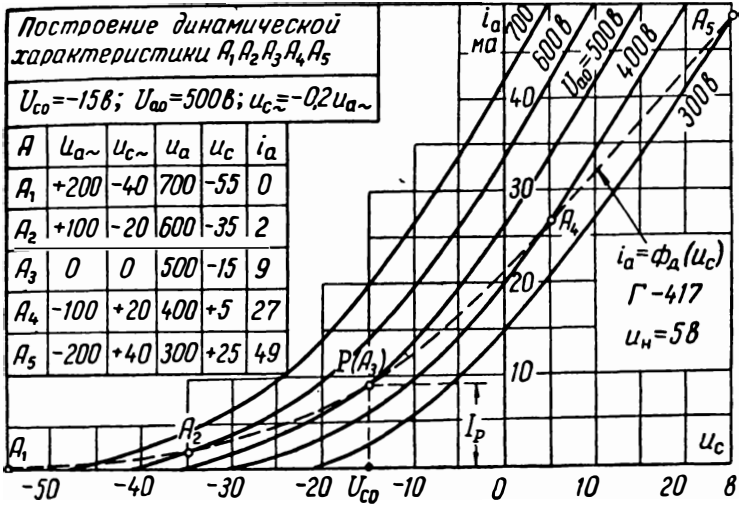


Рис. 1.22. Статические и динамические характеристики триода Г-417.

Динамическая характеристика проходит через точки A_1, A_2, \dots , находящиеся путем простых вычислений, результаты которых сведены в таблицу (рис. 22): задаваясь значениями $u_{a\sim}$ (+200 в, +100 в, ...), находим величины $u_{c\sim}$, затем вычисляем значения $u_a = U_{a0} + u_{a\sim}$, $u_c = U_{c0} + u_{c\sim}$, после чего определяются токи i_a , соответствующие динамической характеристике. Этот способ широко применяется при расчете ламповых генераторов.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

20. Каковы размерности коэффициентов a_1 и a_2 степенного полинома (25)?
21. Допустима ли (и в каких случаях) аппроксимация нелинейной характеристики полиномом 1-й степени?
22. Рабочая область триода (рис. 7) расположена между точками

$$M(u_c = -6в, i_a = 3,5 ма) \text{ и } N(u_c = 5 в, i_a = 25 ма).$$

Определить коэффициенты аппроксимирующего полинома 1-й степени (при аппроксимации «по хорде»).

О т в е т. $a_1 = 1,96 ма/в$; $a_0 = 15,2 ма$.

23. Рабочая область диода 6Х6С (рис. 17) расположена между точками M_1 и M_2 . Определить коэффициенты аппроксимирующего полинома 1-й степени (при аппроксимации «по хорде»).

О т в е т. $a_1 = 0,622 \text{ ма/в}$; $a_0 = 0,622 \text{ ма}$.

24. Для условий задачи 23 сравнить действительный ток диода в точке $u_a = 0$ с получающимся при линеаризации характеристики.

О т в е т. $\Phi(0) = 0,385 \text{ ма}$; $\Phi_{\text{л}}(0) = 0,53 \text{ ма}$.

25. Посредством какого полинома целесообразно аппроксимировать показанный на рис. 7 участок характеристики сеточного тока триода ($u_c > 0$)?

О т в е т. Приблизительно — посредством линейной функции $i_c \cong a_1 u_c$; более точно — посредством функции $i_c = a_1 u_c + a_2 u_c^2$.

26. Рабочая область диода 6Х6С (рис. 17) расположена между точками M_1 и M_2 . Определить коэффициенты аппроксимирующего полинома $\Phi_{\text{п}}(u) = a_0 + a_1 u_a + a_2 u_a^2$, полагая опорные точки N_1 и N_2 расположенными соответственно при $u_a = -1 \text{ в}$ (в точке M_1) и при $u_a = 0$.

О т в е т: $a_0 = 0,385 \text{ ма}$; $a_1 = 0,78 \text{ ма/в}$; $a_2 = 0,395 \text{ ма/в}^2$.

27. Построить аппроксимирующую параболу, полученную в задаче 26, и сравнить ее с приведенными на рис. 17 кривыми.

28. Как целесообразно выбрать опорные точки N_1 и N_2 для аппроксимации посредством полинома 2-й степени характеристики диода 6Х6С (рис. 17), если его рабочая область: $-0,8 \text{ в} \leq u_a \leq 0$?

О т в е т: Точку N_2 целесообразно переместить в точку с абсциссой $u_a \cong -0,4 \text{ в}$, а точку N_1 — в точку M_1 ($u_a = -1 \text{ в}$).

29. Для условий задачи 28 вычислить коэффициенты аппроксимирующего полинома и сравнить полученную кривую с представленной на рис. 17 параболической кривой (пунктирной).

О т в е т (с указанием результатов промежуточных вычислений). $s_2 = 0,375 \text{ ма/в}$; $s_x = 0,266 \text{ ма/в}$; $a_2 = 0,18 \text{ ма/в}^2$; $a_1 = 0,52 \text{ ма/в}$; $a_0 = 0,34 \text{ ма}$.

30. Рабочая область диода 6Х6С (рис. 17): $-1,4 \text{ в} \leq u_a \leq 0,8 \text{ в}$. Вычислить коэффициенты аппроксимирующего полинома 2-й степени и построить соответствующую кривую.

У к а з а н и е. Согласно условию в области $-1,4 \text{ в} \leq u_a \leq -1 \text{ в}$ сила тока гождественно равна нулю (рис. 17). Пусть требуется, чтобы в пределах рабочей области выполнялась $i_a \geq 0$. Тогда следует принять, чтобы в точке $u_a = -1,4 \text{ в}$ (на границе области) крутизна $s = 0$. Полагаем также в точке $u_a = -1,4 \text{ в}$, $i_a = 0$, а в точке $u_a = 0$, $i_a = \Phi(0) = 0,385 \text{ ма}$.

О т в е т. $a_0 = 0,385 \text{ ма}$; $a_1 = 0,55 \text{ ма/в}$; $a_2 = 0,196 \text{ ма/в}^2$.

31. Посредством какого простейшего степенного полинома можно осуществить приближенную аппроксимацию характеристики анодного тока триода (рис. 7) в рабочей области, охватывающей как нижний, так и верхний изгибы характеристики, обусловленные сеточным током?

О т в е т. Неполный полином 3-й степени. При каком условии?

32. При каком условии семейство характеристик $i_a = \Phi_a(u_c, u_a)$ лампы может быть представлено одной обобщенной характеристикой в функции от управляющего напряжения?

33. При каком условии семейство статических характеристик лампы может быть представлено динамической характеристикой $i_a = \Phi_d(u_c)$ [или $i_a = \Phi_d(u_a)$]? Требуется ли для этого выполнение условия $D = \text{const}$?

34. Найти уравнение построенной на рис. 22 динамической характеристики в области: $-55 \text{ в} \leq u_c \leq +25 \text{ в}$.

У к а з а н и е. Выбрать уравнение вида: $i_a = a_0 + a_1 u_c + a_2 u_c^2$. Так как при $u_c < -50 \text{ в}$, $i_a = 0$, потребовать, чтобы в точке A_1 ($u_c = -55 \text{ в}$) $i_a = 0$ и $S = 0$. В качестве 2-й опорной точки выбрать точку $u_c = 0$.

О т в е т. $\Phi_d(u_c) \cong 21 + 0,765 u_c + 0,0069 u_c^2$ (ма).

35. Для триода типа Г-417 (рис. 22) построить динамическую характеристику в рабочей области $300 \text{ в} \leq u_a \leq 700 \text{ в}$ при $U_{a0} = 500 \text{ в}$, $U_{c0} = -10 \text{ в}$ и $u_{c-} = -0,1 u_{a-}$. Найти уравнение динамической характеристики.

О т в е т. $\Phi_d(u_c) = 20 + 0,638u_c + 0,0062u_c^2$ (ма).

36. Построить графически характеристики $i = \pm a_3 u^3$, $i = \pm a_4 u^4$, $i = \pm a_5 u^5$ и исследовать их свойства.

37. Каким простейшим степенным полиномом можно аппроксимировать характеристику, показанную на рис. 8 (без переноса начала координат)?

О т в е т. $i_a = a_1 u + a_3 u^3 + a_5 u^5$, где $a_3 < 0$ и $a_5 > 0$.

§ 4. ДЕЙСТВИЕ НЕСКОЛЬКИХ Э. Д. С. НА НЕЛИНЕЙНЫЙ ЭЛЕМЕНТ

Неприменимость принципа независимости действия нескольких э. д. с. в нелинейных цепях. — Действие на нелинейный элемент э. д. с., содержащей постоянную и переменную составляющие. — Дифференциальное сопротивление, как «сопротивление переменному току». — Наложимость действий нескольких э.д.с. при «малых колебаниях». — Вопросы и задачи.

1. Пусть характеристика нелинейного элемента имеет вид, показанный на рис. 23. При воздействии на элемент какой-нибудь одной э.д.с. $E_1 = \text{const}$ или $E_2 = \text{const}$, сила тока находится непосредственно из характеристики $i = \Phi(u)$:

$$i = \Phi(E_1) = I_1 = \frac{E_1}{R_{01}}, \text{ где } R_{01} = \text{ctg } \beta_1;$$

$$i = \Phi(E_2) = I_2 = \frac{E_2}{R_{02}}, \text{ где } R_{02} = \text{ctg } \beta_2.$$

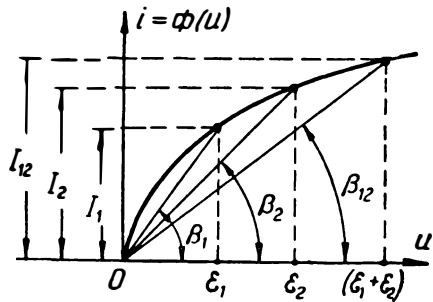


Рис. 1.23. Действие на нелинейный элемент постоянных э. д. с.

Пусть теперь обе э.д.с. действуют одновременно ($u = E_1 + E_2$). Тогда протекающий через элемент ток

$$i = \Phi(E_1 + E_2) = I_{12} = \frac{E_1 + E_2}{R_{12}}, \text{ где } R_{12} = \text{ctg } \beta_{12}.$$

С изменением напряжения на элементе его сопротивление постоянному току меняется ($\beta_1 \neq \beta_2 \neq \beta_{12}$). Поэтому характерные для линейных сопротивлений соотношения не выполняются:

$$I_1 : I_2 : I_{12} \neq E_1 : E_2 : (E_1 + E_2); \quad I_{12} \neq I_1 + I_2.$$

Следовательно, принцип независимости действия нескольких э.д.с. для нелинейной цепи неприменим. Поэтому неприменим и широко используемый при анализе линейных цепей метод наложения решений и все связанные с этим методом операции (формулы свертывания и др.).

2. Пусть на нелинейный элемент (рис. 24) действуют одновременно постоянная э. д. с. E_{01} и переменная э. д. с. $e_{-} = e_{-}(t)$.

Пусть амплитуда переменной э.д.с. весьма мала и рабочая область охватывает лишь небольшую окрестность рабочей точки P_1 . Тогда приближенно можно полагать, что дифференциальное сопротивление элемента остается почти неизменным: $R_{\sim} \cong \cong R_{\sim 1} = \text{ctg } \beta_1 = \text{const}$. Обозначая через $R_{01} = \text{ctg } \beta_{01}$ сопротивление элемента постоянному току в точке P_1 , можно протекающий через элемент ток выразить простым соотношением (рис. 24):

$$i_1 = I_{01} + i_{\sim 1} \cong \frac{E_{01}}{R_{01}} + \frac{e_{\sim}}{R_{\sim 1}}. \quad (1.40)$$

Таким образом, для достаточно «малых колебаний» e_{\sim} как постоянная, так и переменная составляющие тока находятся по

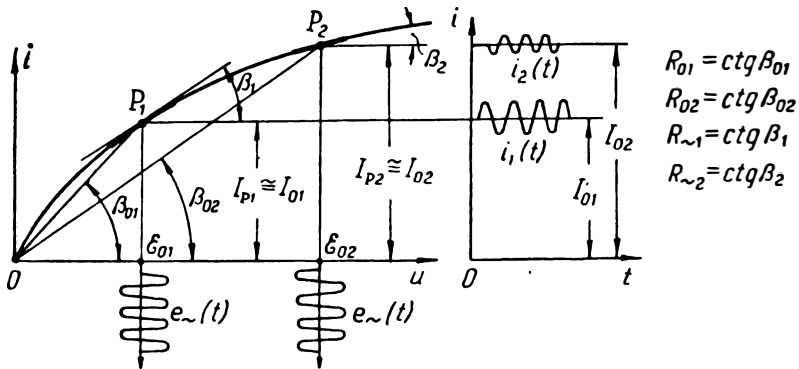


Рис. 1.24. Действие «малых колебаний» на нелинейный элемент.

простым формулам, подобным формулам закона Ома. При этом лишь постоянная составляющая тока определяется сопротивлением R_{01} постоянному току, а переменная составляющая — дифференциальным сопротивлением $R_{\sim 1}$ в рабочей точке. Поэтому дифференциальное сопротивление называется иногда *сопротивлением нелинейного элемента переменному току*.

Естественно, нелинейный элемент обладает, в общем случае, различными значениями R_0 и R_{\sim} в разных точках характеристики. Поэтому в точке P_2 (рис. 24), соответствующей другой постоянной э. д. с. изменится не только постоянная, но может измениться и переменная составляющая тока, даже если переменная э. д. с. останется такой же, что и в точке P_1 . Однако и в точке P_2 (при «малых колебаниях») применима формула «закона Ома»:

$$i_2 = I_{02} + i_{\sim 2} \cong \frac{E_{02}}{R_{02}} + \frac{e_{\sim}}{R_{\sim 2}}.$$

3. Пусть нелинейный элемент подвергается одновременному воздействию (кроме э. д. с. $E_0 = \text{const}$) нескольких переменных

э. д. с: e_{-1}, e_{-2}, \dots , амплитуды колебаний которых настолько малы, что изображающая точка не выходит за пределы небольшой части характеристики. В этом случае ток нелинейного элемента приближенно также выражается «законом Ома»:

$$i = I_0 + i_{-} \cong \frac{E_0}{R_0} + \frac{e_{-1} + e_{-2} + \dots}{R_{-}} = I_0 + i_{-1} + i_{-2} + \dots, \quad (1.41)$$

где R_0 и R_{-} — сопротивления элемента соответственно постоянному и переменному току в рабочей точке. Таким образом, в случае нескольких «малых колебаний» можно пользоваться способом «наложения действий» нескольких переменных э. д. с. в форме, выражаемой формулой (41).

4. Еще раз подчеркнем, что выражаемая формулой (41) аддитивность действий нескольких переменных э. д. с. справедлива в той степени, в какой можно полагать перемещение изображающей точки по характеристике линейным. Но и в этом случае нелинейные свойства характеристики проявляются в том, что с изменением постоянной составляющей E_0 меняются величины сопротивлений R_0 и R_{-} .

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

38. Характеристика диода 6Х6С (рис. 17): $i_a = \Phi(u_a) = 0,385 + 0,78u_a + 0,43u_a^2$ (ма). Вычислить ток диода при: $u_{a1} = -0,4в$, $u_{a2} = 0,4в$, $u_{a3} = 0,8в$. Найти соотношение этих токов:

О т в е т. $i_{a1} : i_{a2} : i_{a3} = 0,14 : 0,77 : 1,28 \cong 1 : 5,5 : 9$.

39. На диод, приведенный в задаче 38, действует одновременно постоянная и переменная э. д. с.: $E_0 = -0,4в$, $e_{-} = E_m \sin \omega t$, где $E_m = 50$ мв. Определить ток диода.

Указание. Учсть, что в пределах небольшой рабочей области $E_0 - E_m \leq u_a \leq E_0 + E_m$ крутизна характеристики $s = 0,78 + 0,86u_a \cong 0,78 + 0,86E_0 = \text{const}$.

О т в е т. $R_{-} \cong 2300$ ом; $i_a \cong (0,14 + 0,022 \sin \omega t)$ ма.

40. Как изменится ток диода в задаче 29, если величина постоянной э. д. с. возрастет до значения 0,4в?

О т в е т. $R_{-} \cong 890$ ом; $i_a \cong (0,77 + 0,056 \sin \omega t)$ ма.

41. На диод 6Х6С (рис. 17) действуют (одновременно) постоянная э. д. с. $E_0 = 0,4в$ и две переменные э. д. с. $e_{-1} = E_{1m} \sin \omega t$ и $e_{-2} = E_{2m} \sin (2\omega t - 45^\circ)$. Дано: $E_{1m} = 30$ мв, $E_{2m} = 40$ мв. Определить ток диода.

О т в е т. $i_a \cong [0,77 + 0,034 \sin \omega t + 0,045 \sin (2\omega t - 45^\circ)]$ ма.

§ 5. ОРГАНИЧЕСКАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ СПЕКТРА КОЛЕБАНИЙ

Изменение спектра в линейных цепях. — Спектральная структура тока нелинейного элемента при воздействии на него одного синусоидального напряжения. — Влияние различных членов степенного полинома на величину постоянной и гармонических составляющих тока. — Нелинейные искажения составляющей тока основной частоты. Спектральная структура тока нелинейного элемента при воздействии на него двух напряжений разных частот. — Составляющие комбинационных частот. — Влияние кривизны характеристики на спектральную структуру тока. — Изменение спектральной структуры тока при кусочно-линейной аппроксимации характеристики. — Вопросы и задачи.

1. При воздействии периодически изменяющегося напряжения $u(t)$ на *линейную цепь с постоянными параметрами* в цепи устанавливается периодически изменяющийся ток $i(t)$, форма которого в общем случае (если цепь содержит реактивные параметры) отличается от формы приложенного напряжения. Следовательно, спектральные структуры тока i и напряжения u , вообще говоря, различны. Однако в случае линейной цепи только соотношение *амплитуд* составляющих тока и составляющих напряжения и их *начальные фазы* получаются различными. *Органического* же различия обоих спектров, характеризующего присутствием в токе гармонических составляющих, не представленных в спектре приложенного напряжения, в случае линейной цепи быть не может. Иное положение характерно для нелинейной цепи.

2. При воздействии периодически изменяющегося напряжения $u(t)$ на нелинейный элемент обычно происходит большее или меньшее изменение формы протекающего через него тока $i(t)$ (по отношению к форме напряжения). При этом изменение формы тока носит такой характер, что оно приводит к *органическому* изменению структуры спектра тока: *ток содержит гармонические составляющие, совершенно отсутствующие в приложенном напряжении*.

3. Проиллюстрируем это свойство на простейшем примере воздействия на нелинейный элемент напряжения $u = U_m \sin \omega t$. Обращаясь, например, к рис. 12,а, нетрудно усмотреть, что форма протекающего через элемент тока существенно отличается от синусоидальной (чего в линейной цепи быть не может): Ток представляет собой сложные периодические колебания, имеющие тем более тонкую структуру, чем сильнее проявляется кривизна характеристики (сравнить рис. 12,а и 12,б). Такие колебания при их разложении на гармонические составляющие (посредством ряда Фурье) содержат гармоники с частотами, кратными частоте приложенного напряжения (ω , 2ω и т. д.).

4. Для анализа структуры спектра тока, протекающего через нелинейный элемент, выразим его *рабочую характеристику* полиномом:

$$i = \Phi_p(u) = a_0 + a_1 u + a_2 u^2 + \dots + a_n u^n \quad (1.42)$$

Начнем с рассмотрения случая воздействия на элемент *синусоидального* напряжения $u = U_m \sin \omega t$. Для нахождения тока $i = i(t)$ следует развернуть функцию $\Phi_p(U_m \sin \omega t)$ в соответствии с выражением (42). Найдем составляющие тока, определяемые каждым из членов характеристики (42) в отдельности.

Нулевой член полинома определяет ток покоя $a_0 = \Phi_p(0) = I_p$, который образует некоторую часть постоянной составляющей тока I_0 .

Первый, *линейный*, член полинома дает: $a_1 u = a_1 U_m \sin \omega t$, т. е. определяет составляющую тока *основной частоты*, причем ее амплитуда пропорциональна U_m .

Второй, *квадратичный*, член полинома дает:

$$a_2 u_{\sim}^2 = a_2 U_m^2 \sin^2 \omega t = 0,5 a_2 U_m^2 (1 - \cos 2\omega t),$$

т. е. он увеличивает постоянную составляющую тока и образует составляющую тока *двойной частоты* (2ω), амплитуда которой пропорциональна U_m^2 .

Третий, *кубический*, член полинома дает:

$$a_3 U_m^3 \sin^3 \omega t = \frac{3}{4} a_3 U_m^3 \sin \omega t - \frac{1}{4} a_3 U_m^3 \sin 3\omega t,$$

т. е. определяет появление составляющей *тройной частоты*, а также составляющей *основной частоты*, причем амплитуды этих составляющих пропорциональны не U_m , а U_m^3 .

Таким же путем находим:

$$a_4 u_{\sim}^4 = a_4 U^4 \left(\frac{3}{8} - \frac{1}{2} \cos 2\omega t + \frac{1}{8} \cos 4\omega t \right);$$

$$a_5 u_{\sim}^5 = a_5 U_m^5 \left(\frac{5}{8} \sin \omega t - \frac{5}{16} \sin 3\omega t + \frac{1}{16} \sin 5\omega t \right).$$

Группируя однородные („*парциальные*“) составляющие, найдем:

$$i = I_0 + I_{1m} \sin \omega t - I_{2m} \cos 2\omega t - I_{3m} \sin 3\omega t + \dots \quad (1.43)$$

$$I_0 = a_0 + \frac{1}{2} a_2 U_m^2 + \frac{3}{8} a_4 U_m^4 + \frac{5}{16} a_6 U_m^6 + \dots \quad (1.44a)$$

$$I_{1m} = a_1 U_m + \frac{3}{4} a_3 U_m^3 + \frac{5}{8} a_5 U_m^5 + \dots \quad (1.44б)$$

$$I_{2m} = \frac{1}{2} a_2 U_m^2 + \frac{1}{2} a_4 U_m^4 + \frac{15}{32} a_6 U_m^6 + \dots \quad (1.44в)$$

$$I_{3m} = \frac{1}{4} a_3 U_m^3 + \frac{5}{16} a_5 U_m^5 + \dots \text{ и т. д.} \quad (1.44г)$$

4. Полученные выражения позволяют сделать следующие выводы (относящиеся к случаю воздействия на нелинейный элемент напряжения $u_{\sim} = U_m \sin \omega t$):

а) постоянная составляющая тока определяется *нулевым* и всеми *четными* членами степенного полинома $\Phi_p(u_{\sim})$;

б) *нечетные* члены полинома $\Phi_p(u_{\sim})$ определяют составляющие тока с частотами *нечетной кратности* ($\omega, 3\omega, \dots$), а *четные* члены — составляющие с частотами *четной кратности* ($2\omega, 4\omega, \dots$);

в) составляющая *основной частоты* ($I_{1m} \sin \omega t$) образуется всеми *нечетными* членами полинома $\Phi_p(u_{\sim})$. При этом выражаемые формулой (1.44б) амплитуды „*парциальных*“ составляющих, образуемых различными членами полинома, пропорциональны соответствующим степеням U_m ; следовательно, только первая „*парциаль-*

ная" составляющая основной частоты, определяемая *линейным* членом полинома, пропорциональна первой степени амплитуды напряжения.

Для правильной работы некоторых устройств (например, усилителей) не столько существенно отсутствие искажений в кривой тока $i(t)$, протекающего при воздействии на нелинейный элемент напряжения $U_m \sin \omega t$, сколько важно сохранение пропорциональной зависимости между приложенным напряжением и составляющей тока *основной частоты*. Нарушение этой зависимости образует *нелинейные искажения* составляющей основной частоты. Такие искажения привносятся только нечетными членами полинома $\Phi_p(u_-)$, начиная с 3-го члена. Следовательно, если характеристика элемента нелинейна, но не содержит членов $a_3 u_-^3, a_5 u_-^5$ и т. д., т. е. *если нечетная часть характеристики линейна, то независимо от вида четной ее части нелинейные искажения составляющей тока основной частоты отсутствуют.*

5. Еще более сложная трансформация спектра происходит при воздействии на нелинейный элемент напряжения, содержащего несколько гармонических составляющих:

$$u_- = U_{1m} \sin(\omega_1 t + \psi_1) + \dots + U_{km} \sin(\omega_k t + \psi_k). \quad (a)$$

В этом случае, даже при простейшей характеристике, выражаемой полиномом 2-й степени, образуется значительное количество гармонических составляющих, обладающих частотами:

- 1) $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_k$ (основные частоты);
- 2) $2\omega_1, 2\omega_2, \dots, 2\omega_k$ (кратные частоты);
- 3) $|\omega_1 \pm \omega_2|, \dots, |\omega_1 \pm \omega_k|, |\omega_2 \pm \omega_3|, \dots, |\omega_{k-1} \pm \omega_k|$.

Частоты последней группы называются *комбинационными*. Составляющие кратных и комбинационных частот образуются квадратичным членом $a_2 u_-^2$ при подстановке в него выражения (a). При этом составляющие комбинационных частот дают те члены $a_2 u_-^2$, которые представляют собой удвоенные произведения вида:

$$2a_2 U_{rm} \sin(\omega_r t + \psi_r) \cdot U_{sm} \sin(\omega_s t + \psi_s) = a_2 U_{rm} U_{sm} \times \\ \times \{ \cos [(\omega_r - \omega_s)t + (\psi_r - \psi_s)] - \cos [(\omega_r + \omega_s)t + (\psi_r + \psi_s)] \}, \quad (1.45)$$

где индексы r и s — любые (неравные) целые числа от 1 до k .

6. Если полином содержит также и *кубичный член* $a_3 u_-^3$, то, помимо указанных составляющих, появляются также составляющие *тройной частоты* ($3\omega_1, \dots, 3\omega_k$) и составляющие *сложнокомбинационных частот*

$$|2\omega_r \pm \omega_s|, \quad |\omega_p \pm \omega_r \pm \omega_s|,$$

где p, r и s — любые целые (не равные) числа от 1 до k .

Таким образом, чем больше максимальная кривизна характеристики и соответственно выше степень выражающего ее полинома, тем более сложной и тонкой оказывается спектральная структура тока, протекающего через нелинейный элемент. Следовательно, в этом смысле можно говорить и о более «глубоком» проявлении нелинейных свойств элемента.

7. Указанное в п. 6 обстоятельство следует иметь в виду при «упрощении» какой-нибудь криволинейной характеристики *кусочно-линейной* (рис. 20, д). Такая замена эквивалентна безграничному повышению степени аппроксимирующего характеристику полинома и, следовательно, должна привести к возрастанию удельной

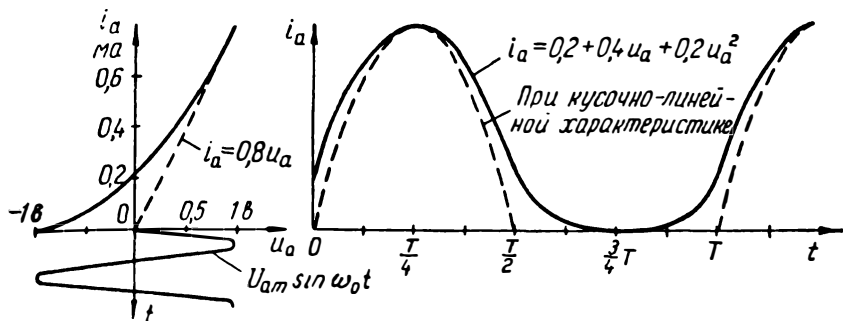


Рис. 1.25. Форма тока при квадратичной и кусочно-линейной аппроксимации характеристики.

значимости высших составляющих тока элемента. Что же касается низких гармонических составляющих, определяемых в основном первыми членами полинома, то их величина не будет испытывать большого изменения при надлежащей замене действительной криволинейной характеристики кусочно-линейной.

8. Поясним изложенное следующим примером. Пусть характеристика диода (рис. 25) в рабочей области $-1\text{в} \leq u_a \leq 1\text{в}$ выражается полиномом 2-й степени: $i_a = \Phi_p(u_a) = 0,2 + 0,4u_a + 0,2u_a^2$ (ма); к диоду приложено напряжение $u_a = U_{am} \sin \omega t$, где $U_{am} = 1\text{в}$. Форма кривой тока диода в этом случае имеет вид, показанный на рис. 25 (справа) сплошной линией, и выражается функцией

$$i_a(t) = \Phi_p(U_{am} \sin \omega t) = 0,3 + 0,4 \sin \omega t - 0,1 \cos 2\omega t. \quad (6)$$

Воспользуемся теперь кусочно-линейной аппроксимацией характеристики (рис. 25, пунктир): при $u_a \leq 0$, $i_a = 0$; при $u_a > 0$, $i_a = s_{л}u_a$, где $s_{л} = 0,8$ ма/в. Теперь ток $i_a(t)$ представляет собой периодически повторяющиеся «остроконечные» импульсы амплитудой $i_{amax} = s_{л}U_{am}$, существующие в течение полупериода за каждый период. Такой ток выражается бесконечным рядом Фурье:

$$i_a = i_{amax} \left(\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2} \sin \omega t - \frac{2 \cos 2\omega t}{1 \cdot 3 \cdot \pi} - \frac{2 \cos 4\omega t}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \pi} - \dots \right). \quad (1.46)$$

Из сравнения рядов (46) и (6) видно, что амплитуда составляющей основной частоты в обоих случаях получается одинаковой. Более или менее близкие значения имеют соответственно величины постоянной составляющей и составляющей частоты 2ω (0,255 ма вместо 0,3 ма и 0,17 ма вместо 0,1 ма). Однако

разложение (46) содержит составляющие *высших* четных частот, совершенно отсутствующие в выражении (С). Следовательно, если при техническом использовании нелинейного элемента существенную роль играют *высшие* гармонические токи, то анализ, основанный на кусочно-линейной аппроксимации, может привести к значительным и даже недопустимым погрешностям.

8. Образование составляющих комбинационных частот является характерным проявлением свойств нелинейного элемента, отражающим неприменимость в отношении нелинейной системы принципа независимости действия нескольких э. д. с. Если мы применили бы вытекающий из этого принципа метод наложения решений к нелинейному элементу, то пришли бы к неверному результату: в полученном из такого анализа выражении тока мы совершенно не обнаружим составляющих *комбинационных частот*.

Трансформация спектра воздействующих на нелинейный элемент колебаний играет важную, принципиальную роль в радиотехнике. Связанные с такой трансформацией операции получили широкое и разнообразное применение.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

42. Каков характер трансформации спектра, осуществляемой линейной цепью с постоянными параметрами?

43. Происходит ли *органическая* трансформация спектра воздействующих на линейную цепь колебаний в переходном режиме работы цепи?

О т в е т. Не происходит.

44. Всякое ли искажение формы протекающего через цепь тока приводит к *органической* трансформации спектра воздействующих на цепь колебаний?

45. Осуществляет ли линейная цепь, составленная исключительно из активных сопротивлений с постоянными параметрами, изменение формы (и структуры спектра), действующих на цепь колебаний? Что произойдет, если один из элементов указанной цепи станет нелинейным?

46. Влияет ли колебательная составляющая напряжения, действующего на нелинейный элемент, на величину постоянной составляющей тока?

47. При какой характеристике элемента, подверженного воздействию синусоидального напряжения частотой ω , ток элемента содержит составляющую частоты $n\omega$ ($n = 2, 3, 4, \dots$)?

48. На элемент с характеристикой $i = a_0 + a_1u_{\sim} + a_2u_{\sim}^2$ действует напряжение $u_{\sim} = U_m \sin \omega t$. Будет ли амплитуда первой гармонической составляющей тока пропорциональна амплитуде U_m ?

49. Как изменится ответ предыдущей задачи, если характеристика элемента примет вид: $i = a_0 + a_1u_{\sim} + a_2u_{\sim}^2 + a_3u_{\sim}^3$?

50. На диод 6Х6С (рис. 17), уравнение характеристики которого $i_a = 0,385 + 0,78u_a + 0,43u_a^2$ (ма), действует напряжение $u_a = 0,6 \sin(\omega t - 30^\circ)$. Найти ток диода.

О т в е т. $i_a = 0,463 + 0,468 \sin(\omega t - 30^\circ) - 0,078 \sin(2\omega t + 30^\circ)$ ма.

51. На триод с симметричной характеристикой $i_a = 2,6 + 1,8u_{c\sim} - 0,0004u_{c\sim}^3$ (ма) действует напряжение $u_{c\sim} = 20 \sin \omega t$ (в). Насколько возрастает амплитуда тока частоты ω при увеличении амплитуды напряжения в 2 раза?

О т в е т: С 33,6 ма до 52,8 ма, т. е. только в 1,57 раза.

52. На элемент с характеристикой $i = a_0 + b\sqrt{u}$ действует синусоидальное напряжение частотой ω_0 . Содержатся ли в токе элемента составляющие частоты $\omega < \omega_0$ (субгармоникки)?

О т в е т. Не содержатся. Почему?

53. В каких случаях ток элемента содержит составляющие с частотами, меньшими частот составляющих приложенного напряжения?

54. На триод с характеристикой, указанной в задаче 51, действует напряжение, содержащее 3 гармонические составляющие с частотами: 10 кгц, 13 кгц и 18 кгц. Определите частоты составляющих тока лампы.

О т в е т. Ток содержит составляющие следующих частот (в килогерцах): 5, 7, 8, 10, 12, 13, 15, 16, 18, 21, 23, 26, 30, 31, 33, 36, 38, 39, 41, 44, 46, 49, 54.

55. Криволинейная характеристика лампы заменена кусочно-линейной. Как это отразится на структуре тока лампы?

56. К диоду (рис. 25) приложено напряжение $U_{am} \sin \omega t$, где $U_{am} = 1$ в. Определить мощность, теряемую в диоде. Изменится ли величина этой мощности при кусочно-линейной аппроксимации характеристики?

О т в е т. $P = 0,5U_{am}I_{alm} \cos \varphi = 0,5 \cdot 1 \cdot 0,4 \cdot 1 = 0,2$ ватт. Не изменится.

57. Почему высшие гармонические токи, получающиеся в задаче 56, не влияют на мощность потерь в диоде?

§ 6. СТАТИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ЦЕПИ

Статическое и динамическое равновесие цепи.—Статическая и динамическая устойчивость равновесия.—Роль «паразитных» параметров цепи при исследовании устойчивости равновесия.—Устойчивость равновесия цепи, содержащей только нелинейный элемент.—«Скачкообразные» изменения тока в цепи.—Нагрузочная характеристика.—Статическая устойчивость равновесия нелинейной цепи.—Правила определения статической устойчивости равновесия.—Успехи советской науки в развитии учения об устойчивости.—Вопросы и задачи.

1. При приложении к цепи э. д. с. $E = \text{const}$ в цепи может установиться некоторый *стационарный процесс*, характеризующийся протеканием через элементы цепи *постоянных* токов и наличием на них неизменных напряжений. В этом случае говорят, что цепь находится в состоянии *равновесия* (равновесие токов и напряжений в цепи). Желая подчеркнуть постоянство протекающих токов и напряжений, говорят о состоянии *статического равновесия* цепи.

В некоторых случаях при воздействии на цепь колебательной или даже постоянной э. д. с. в цепи может установиться *стационарный колебательный процесс*, характеризующийся определенной амплитудой и частотой периодических колебаний тока и напряжения на каждом из элементов цепи. Желая подчеркнуть стационарность установившегося колебательного процесса, говорят, что цепь находится в состоянии *динамического равновесия*, рассматриваемого как «равновесие» *движения*.

2. Физическая цепь может находиться длительно только в состоянии *устойчивого равновесия*. В цепи всегда возможны толчки тока или напряжения (за счет внутренних флуктуаций или за счет внешних воздействий), вызывающие отклонение от состояния равновесия. После прекращения таких воздействий цепь может уйти от состояния равновесия, либо вернуться к нему, и важно узнать, будет ли равновесие устойчивым.

Если цепь, выведенная сколько угодно малым воздействием из состояния статического равновесия, возвращается к этому состоянию после предоставления цепи самой себе, то равновесие считается статически устойчивым; если же цепь еще больше отходит от состояния равновесия и не возвращается к нему, то оно считается неустойчивым.

Если цепь, стационарный колебательный процесс которой сколько угодно мало нарушается каким-нибудь воздействием, возвращается к стационарному колебательному состоянию после прекращения воздействия, то равновесие считают динамически устойчивым; если же колебательный процесс еще больше отклоняется от стационарного состояния, то равновесие считается неустойчивым.

Эти не очень строгие определения устойчивости поясняют, однако, сущность явлений.

Мы ограничимся пока рассмотрением вопросов *статической устойчивости* нелинейных цепей. Это послужит введением к рассмотрению некоторых вопросов *динамической устойчивости*.

3. Вопрос об устойчивости равновесия линейной цепи, содержащей только активные сопротивления, интереса не представляет, поскольку для каждой заданной э. д. с. существует *единственное* состояние равновесия, которое является устойчивым. Нелинейная цепь может иметь несколько состояний равновесия, из которых отдельные состояния оказываются неустойчивыми.

4. Рассмотрим раньше элементарную цепь, содержащую только нелинейный элемент. Вопрос о равновесии такой цепи кажется элементарным, поскольку он сводится к равновесию приложенной э. д. с. и напряжения на элементе ($u = E$). Однако вопрос оказывается простым лишь тогда, когда характеристика элемента $i = \Phi(u)$ и обратная зависимость $u = F(i)$ однозначны. В этом случае любая точка характеристики, соответствующая приложенной э. д. с., представляет точку устойчивого равновесия.

Иногда функция $i = \Phi(u)$ может быть однозначной, а обратная ей функция $u = F(i)$ — многозначной. Так, представленная на рис. 26,а характеристика, рассматриваемая как функция тока, оказывается уже неоднозначной. Если (рис. 26,а) характеристика $i = \Phi(u)$ представляет однозначную функцию напряжения (а обратная зависимость многозначна), то такую характеристику практически можно снять при питании нелинейного элемента от генератора *напряжения* (внутреннее сопротивление генератора пренебрежимо мало); подобную характеристику целесообразно рассматривать как функцию напряжения, а соответствующий нелинейный элемент — как *элемент, управляемый напряжением*. Если же (рис. 26,б) характеристика $u = F(i)$ однозначна (а обратная зависимость многозначна), то такую характеристику практически можно снять при питании элемента от генератора *тока* (внутреннее сопротивление генератора очень велико); по-

добную характеристику целесообразно рассматривать как функцию тока, а соответствующий нелинейный элемент, как *элемент, управляемый током*.

5. Пусть характеристика элемента выражается неоднозначной функцией $i = \Phi(u)$ (рис. 26,б). Подобного вида характеристикой обладает, например, электрическая дуга (газоэлектрический прибор). Некоторой э. д. с. $E = \text{const}$, приложенной к элементу, соответствуют три точки равновесия: M_1, M_2, M_3 . Но только в двух точках — M_1 и M_3 — равновесие устойчиво.

6. Для исследования *устойчивости* равновесия следует учесть влияние других «малых» параметров цепи, характеризующих кинетическое ее состояние, т. е. реагирующих не на ток или

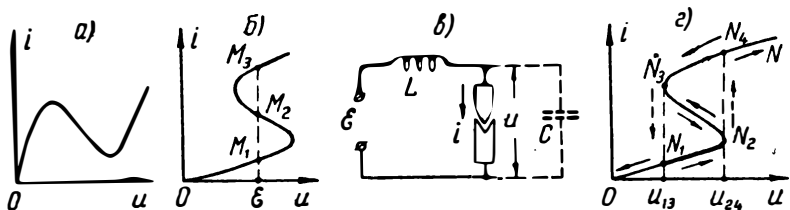


Рис. 1.26. Равновесие цепи, содержащей только нелинейный элемент.

напряжение, а на скорости их изменения. Такими параметрами являются индуктивность L и емкость C (рис. 26,в), обязательно присущие всякой физической цепи. Влиянием этих параметров, называемых иногда «*паразитными*», пренебрегают, если определяемые ими период собственных колебаний или постоянные времени малы сравнительно с интересующими нас длительностями наблюдения исследуемого процесса*. Для наших целей малость «паразитных» параметров не существенна и учет, по крайней мере, одного из них обязателен**. В рассматриваемой нами цепи, содержащей единственный нелинейный элемент, управляемый *током* (рис. 26,б), правильный результат можно получить уже при учете только «паразитной» *индуктивности* цепи. В случае же нелинейного элемента, управляемого *напряжением* (рис. 26,а), правильный результат, наоборот, можно получить при учете только «паразитной» *емкости* (подобный случай рассматривается в п. 11).

7. С целью исследования устойчивости элементарной нелинейной цепи (рис. 26,в) рассмотрим сущность физических про-

* Пренебрежение «паразитными» параметрами «загрубляет» действительный процесс и не дает возможности рассмотреть более тонкой структуры его, что в некоторых случаях является допустимым. Допустимость пренебрежения «паразитными» параметрами трудно обосновать (строго) теоретически и подтверждается опытом.

** Более надежные и полные результаты получаются при одновременном учете влияния и C , и L , что, естественно, усложняет исследование (по этому поводу см. [10]: гл. IV, §§ 7 и 12; гл. V, § 6).

цессов, протекающих в цепи при постепенном, весьма медленном нарастании приложенной к цепи э. д. с.

Пока $u \cong E < u_{13}$ (рис. 26,2), каждому значению E соответствует одно определенное значение тока $i \cong \Phi(E)$. Начиная с $u \cong E > u_{13}$, каждому значению э. д. с. соответствуют три значения тока. Однако скачкообразному нарастанию тока в этой области препятствует «паразитная» индуктивность цепи.

Действительно, при всяком нарастании тока возникло бы падение напряжения на индуктивности, которое уменьшает напряжение на элементе ($u = E - L di/dt < E$), препятствуя увеличению тока в цепи. Поэтому при $0 < u \leq u_{24}$ изображающая точка может перемещаться только по участку ON_2 характеристики, и в каждой точке этого участка равновесие устойчиво. Пусть теперь $E \cong u = u_{24}$, и э. д. с. получает весьма малое приращение. В соответствии с характеристикой элемента изображающая точка должна переместиться правее точки N_4 . Такое перемещение связано с увеличением тока в цепи. Однако сейчас возрастание тока, несмотря на присутствие индуктивности L , становится возможным. Именно, изображающая точка начнет перемещаться по участку $N_2N_3N_4$ характеристики с такой скоростью, при которой все время удовлетворяются соотношения:

$$u = E - L \frac{di}{dt} < E; \quad i = \Phi(u) = \Phi \left(E - L \frac{di}{dt} \right).$$

Это возможно, так как на участке $N_2N_3N_4$, несмотря на рост тока, напряжение на элементе *меньше* приложенной э. д. с.

Так как индуктивность L очень мала, то переход из точки N_2 в точку N_4 произойдет очень быстро. Внешне создается впечатление о «скачкообразном» изменении тока, как это показано пунктиром на рис. 26,2. Однако, строго говоря, такое представление неверно и допустимо в той степени, в какой длительность «перескока» мала по сравнению с минимальным интересующим нас временем наблюдения. При дальнейшем возрастании напряжения на элементе ($u \cong E > u_{24}$) изображающая точка перемещается по характеристике правее N_4 , причем каждая точка характеристики устойчива.

Пусть теперь $E \cong u > u_{24}$ и величина э. д. с. начинает медленно уменьшаться. В момент, когда $u = u_{24}$, скачкообразного уменьшения тока (от i_{N_4} к i_{N_2}) произойти не может, так как этому препятствует индуктивность L . Поэтому изображающая точка перемещается по участку N_4N_3 характеристики, каждая точка которой устойчива. По достижении $u = u_{13}$ и дальнейшем небольшом уменьшении э. д. с. изображающая точка начнет быстро перемещаться по участку $N_3N_2N_1$ характеристики, где $u > E$, но сумма $u + L di/dt = E$ (ибо сейчас $L di/dt < 0$). В результате изображающая точка попадает в точку N_1 и при дальнейшем уменьшении э. д. с. перемещается по участку N_1O характеристики.

Из изложенного вытекает, что точки, расположенные на участке N_2N_3 характеристики, не являются точками *устойчивого* статического равновесия. Устойчивое равновесие возможно только на участках ON_2 и N_4N (исключая точку N_2) или же на участках MN_3 и N_1O (исключая точку N_3).

8. Полученный результат можно обобщить следующим правилом. Цепь, состоящая только из нелинейного элемента, обладает точками неустойчивого статического равновесия лишь в том случае, если характеристика элемента, выраженная

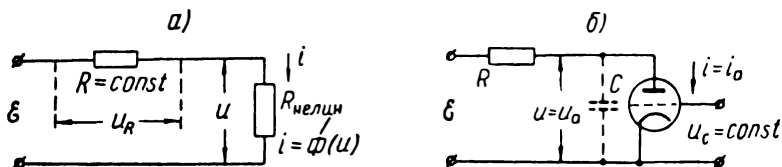


Рис. 1.27. Простейшие нелинейные цепи; C — «паразитная емкость», шунтирующая нелинейный элемент.

в функции *независимого* переменного [$\Phi(u)$ или $F(i)$] не однозначна. Точками неустойчивого равновесия будут лишь точки, расположенные на падающем участке характеристики.

9. Явление «скачкообразного» изменения тока в электронных лампах, работающих в особом режиме, было открыто и исследовано М. А. Бонч-Бруевичем. [9]. Применяя специальные схемы включения электронных ламп (катодные реле), в которых создавалась сильная положительная обратная связь между анодной и сеточной цепями, Бонч-Бруевич разработал нелинейные системы, обладающие характеристикой, подобной показанной на рис. 26,г. Аналогичные системы нашли впоследствии широкое применение в импульсной технике.

10. На практике приходится иметь дело с цепями, содержащими, кроме нелинейного элемента, также и линейные элементы. Задача определения тока в такой цепи усложняется. В данном параграфе мы ограничимся рассмотрением цепи (рис. 27,а), содержащей нелинейный элемент (например, лампу), управляемый напряжением, и активное сопротивление $R = \text{const}$, при воздействии на цепь э. д. с. $E = \text{const}$. Практический пример подобной цепи приведен на рис. 27,б. Найдем силу тока, который установится в цепи.

Пусть характеристика нелинейного элемента задана в виде некоторой *нелинейной* функции (рис. 28):

$$i = \Phi(u). \quad (a)$$

Так как напряжение на линейном элементе $u_R = iR$, где $u_R = E - u$, то сила тока в цепи может быть также выражена *линейной* зависимостью

$$i = \frac{E - u}{R} = \Phi_{л}(u). \quad (б)$$

Эта зависимость изображается прямой AB (рис. 28), проведенной под углом $\beta = \text{arcctg } R$ из точки $u = E$. Таким образом, сила

тока в цепи должна одновременно удовлетворять двум функциям: (а) и (б). Поэтому точка M пересечения прямой AB с характеристикой $\Phi(u)$, в которой

$$i = \Phi(u) = \Phi_n(u) = I = \text{const}, \quad (в)$$

определяет ток, устанавливаемый в цепи. Этот ток можно также найти, исключив из уравнений (а) и (б) переменную u :

$$i = \Phi(u) = \Phi(E - iR). \quad (1.47)$$

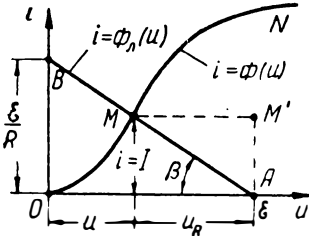


Рис. 1.28. Определение тока в нелинейной цепи.

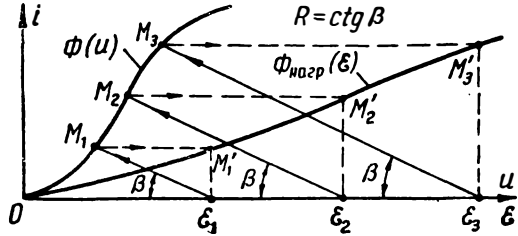


Рис. 1.29. Построение нагрузочной характеристики нелинейной цепи (рис. 27).

Если характеристика $\Phi(u)$ задана аналитически, то, решив уравнение (47) относительно i , можно найти функцию $i = \Phi_{\text{нагр}}(E)$, которая выражает характеристику *всей* нелинейной цепи. Такая характеристика называется *нагрузочной*. Она выражает зависимость тока в цепи в функции от приложенной э. д. с. для заданного активного сопротивления R цепи.

Гораздо проще построить нагрузочную характеристику графически. Способ построения одной точки M' нагрузочной характеристики, соответствующей э. д. с. E , указан

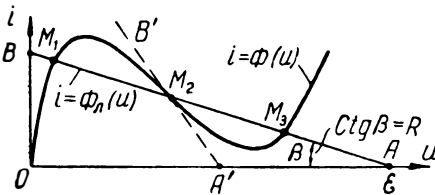


Рис. 1.30. Три точки равновесия нелинейной цепи.

на рис. 28. На рис. 29 приведена построенная графически нагрузочная характеристика.

11. Точка M (рис. 28) определяет состояние статического равновесия цепи, и если для каждой заданной э. д. с. точка равновесия оказывается единственной, то равновесие устойчиво. Рассмотрение такого случая интереса не представляет. Однако в некоторых случаях существует несколько положений равновесия.

Пусть характеристика нелинейного элемента имеет падающий участок (рис. 30). Как и в предыдущем случае, сила тока в цепи должна удовлетворять двум уравнениям: (а) и (б). В данном случае пересечение прямой AB , выражающей линейную функцию $\Phi_n(u)$, с нелинейной характеристикой $\Phi(u)$ получается в трех

точках (M_1 , M_2 и M_3), являющихся точками статического равновесия.

Для исследования устойчивости равновесия примем во внимание небольшую «паразитную» емкость C (рис. 27,б), шунтирующую нелинейный элемент*. Тогда ток, протекающий через сопротивление R , равен сумме двух токов: $i_R = i + C \frac{du}{dt} = \frac{E-u}{R}$.

Отсюда, учитывая соотношения (а) и (б), найдем:

$$u'(t) = \frac{du}{dt} = \frac{1}{C} \left(\frac{E-u}{R} - i \right) = \frac{1}{C} [\Phi_n(u) - \Phi(u)]. \quad (1.48)$$

В состоянии равновесия $u'(t) = 0$ и уравнение (48) сводится к соотношению (в), полученному в предположении $C = 0$. Такой результат является естественным, так как при $u'(t) = 0$ влияние емкости не проявляется. Однако нас должно интересовать поведение $u'(t)$ не в точке равновесия, а в небольшой ее окрестности.

Стоящее в квадратных скобках равенства (48) выражение представляет собой разность функций (а) и (б). Если эта разность больше нуля, т. е. прямая AB проходит над характеристикой $\Phi(u)$ (рис. 31,а), то $u'(t) > 0$; в противном случае $-u'(t) < 0$.

Зависимость производной $u'(t)$ от напряжения u на нелинейном элементе представлена на рис. 31,б.

Теперь не представляет труда исследовать устойчивость равновесия. Покажем, что M_2 — точка неустойчивого равновесия.

Пусть ток нелинейного элемента $i = I_2$, и он получил небольшое (случайное) приращение $\Delta i > 0$. В соответствии с характеристикой $\Phi(u)$ напряжение на нелинейном элементе несколько упадет ($u < U_2$). Изображающая точка попадает в область, в которой $u'(t) < 0$. Это приведет к еще большему уменьшению напряжения на нелинейном элементе и уклонению от состояния равновесия (соответствующее направление движения изображающей точки по характеристике показано на рис. 31 стрелкой). Обратное произойдет при уменьшении тока ($i < I_2$, $u > U_2$): изображающая точка попадает в область, где $u'(t) > 0$, и ток нелинейного элемента еще больше уменьшится. Следовательно, M_2 представляет точку неустойчивого равновесия.

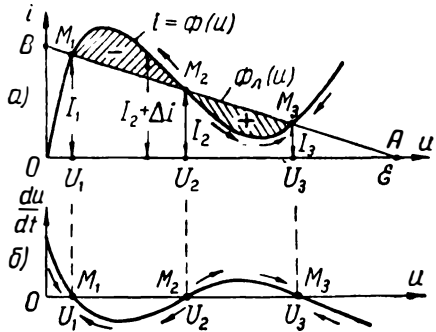


Рис. 1.31. Исследование устойчивости равновесия.

* Учет «паразитной» индуктивности L в данном случае не дал бы нужного результата; напротив, при характеристике вида, приведенного на рис. 26,г, следовало бы учесть влияние «паразитной» индуктивности.

Рассуждая аналогично, можно убедиться, что в точках M_1 и M_3 равновесие устойчиво: при случайном, например, возрастании тока он начинает уменьшаться и — наоборот.

Физически полученный результат станет понятным, если учесть влияние тока заряда или разряда емкости C . Рассмотрим, например, состояние равновесия в точке M_2 . При случайном возрастании тока i напряжение на элементе падает; это вызовет разряд емкости, ток которой вначале еще больше увеличит ток лампы; связанное с этим дальнейшее уменьшение напряжения поддерживает разряд конденсатора. Одновременно, по мере уменьшения напряжения на элементе, возрастает ток i_R (так как $u_R = E - u$). Равновесие наступает в точке M_1 , в которой ток конденсатора равен нулю и $i_R = i = \Phi(u)$.

12. Рассматривая различные положения прямой AB относительно нелинейной характеристики $\Phi(u)$ и исследуя указанным выше путем получающиеся при этом состояния равновесия на устойчивость, можно прийти к следующим простым правилам:

а) при наличии только одной точки пересечения характеристики $\Phi(u)$ с прямой $\Phi_n(u)$ (см. рис. 28 или случай пунктирной прямой $A'B'$ на рис. 30) состояние равновесия устойчиво;

б) при наличии трех точек пересечения $\Phi(u)$ и $\Phi_n(u)$ состояние равновесия, соответствующее точке, расположенной на падающем участке характеристики, всегда неустойчиво.

13. Мы рассмотрели некоторые вопросы *статической устойчивости* равновесия нелинейной цепи. Гораздо более сложным является исследование *динамической устойчивости* равновесия колебательной нелинейной системы.

Основополагающие исследования общей задачи динамической устойчивости движения принадлежат А. М. Ляпунову, опубликованному в 1892 г. фундаментальный труд «Общая задача об устойчивости движений». В этом труде изложена строгая теория устойчивости периодических движений в системах весьма общего вида. До настоящего времени методы и идеи Ляпунова находят широкое применение в теории колебаний, в теории регулирования и в других областях. В частности, при исследовании динамической устойчивости колебательных систем пользуются строгим определением «устойчивости по Ляпунову» [10] [13] [14].

На возможность использования при анализе нелинейных систем строгих методов А. М. Ляпунова впервые обратил внимание А. А. Андронов (1929 г.). Это явилось отнюдь не случайным. Начиная с 1926 г., коллектив советских радиофизиков упорно работал над созданием теории нелинейных колебаний, важной для решения ряда актуальных задач радиотехники. Естественно поэтому, что один из наиболее талантливых представителей коллектива А. А. Андронов в поисках наиболее строгих методов анализа нелинейных систем обратился к классическим трудам А. М. Ляпунова. Однако конкретные результаты исследований Ляпунова не были приспособлены для анализа нелинейных систем. Эту задачу решил А. А. Андронов, который совместно с А. А. Виттом [11] и другими советскими учеными значительно расширил метод Ляпунова и обогатил его новым содержанием. С основным содержанием трудов советских ученых в этой области (до 1936 г.) читатель может ознакомиться из известной монографии «Теория колебаний» [10].

Интересен диалектический путь развития теории устойчивости нелинейных колебаний. Возникшая из задач небесной механики и развившаяся на радиотехнических проблемах теория устойчивости нашла затем блестящее применение и дальнейшее развитие в технике автоматического регулирования, где воп-

росы устойчивости играют важную роль. В этой сравнительно молодой области А. А. Андронов и его ученики уже в последние годы добились выдающихся результатов, нашедших широкое практическое применение.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

58. Можно ли задачу о воздействии э. д. с. на цепь, состоящую из последовательно соединенных нелинейного элемента и сопротивления $R = \text{const}$, свести к задаче воздействия той же э. д. с. на цепь, содержащую только некоторое эквивалентное нелинейное сопротивление?

59. Дайте определение нагрузочной характеристики цепи.

60. При заданных линейном (R) и нелинейном элементах цепи, зависит ли вид нагрузочной характеристики от формы приложенной э. д. с.?

61. Постройте нагрузочную характеристику цепи, состоящей из последовательно соединенных диода (рис. 17) и сопротивления $R=5000 \text{ ом}$.

Ответ. Характеристика проходит через следующие точки: $(-1 \text{ в}, 0)$; $(0, 0,11 \text{ ма})$; $(0,4 \text{ в}, 0,16 \text{ ма})$; $(0,8 \text{ в}, 0,21 \text{ ма})$; $(2 \text{ в}, 0,4 \text{ ма})$.

62. Сделайте попытку аналитического определения нагрузочной характеристики для условий задачи 61 и убедитесь, что этот путь связан с громоздкими вычислениями уже при выражении $\Phi(u)$ полиномом 2-й степени.

63. Для условий задачи 61 вычислите средние «по хорде» значения сопротивлений (в области $0 \leq i_a \leq 0,4 \text{ ма}$) диода и эквивалентной нагрузочной цепи (т. е. по нагрузочной характеристике).

Ответ. Для одного диода $-R_x = 2500 \text{ ом}$; для эквивалентной цепи $-R'_x = 7500 \text{ ом} = R_x + R$. Является ли последний результат случайным?

64. Аппроксимируйте характеристику $i_a = \Phi(u_a)$ пентода ломаной линией (рис. 9), положив угол $\beta \cong 0$. Среднее сопротивление на линии ON (сопротивление критического режима) $R_{кр} = 1000 \text{ ом}$. Сила тока в точке излома характеристики $i_a = i_{a, \text{max}} = 10 \text{ ма}$. Постройте нагрузочную характеристику, соответствующую сопротивлению в анодной цепи лампы $R=10 \text{ ком}$ и $R=20 \text{ ком}$.

Ответ: при $i_a \leq i_{a, \text{max}}$, $i_a = \frac{E}{R_{кр} + R}$;

при $E \geq (R_{кр} + R) i_{a, \text{max}}$, $i_a = i_{a, \text{max}} = \text{const}$.

65. Сопротивление $R = \text{const}$ включено последовательно с тетродом, работающим на падающем участке характеристики (рис. 31). Полагая, что паразитная емкость, шунтирующая тетрод, разряжена, определить ток, который установится в цепи после включения э. д. с. $E = \text{const}$.

Ответ. $i = I_1$ (см. рис. 31,а).

66. Что произойдет в случае задачи 65, если после подключения э. д. с. $E = \text{const}$ постепенно уменьшать величину сопротивления R ?

Ответ. Сила тока начнет вначале нарастать, а затем весьма быстро уменьшится до значения, близкого к I_3 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. II, стр. 63—69 и 85—116 (о параметрическом возбуждении колебаний), изд. АН СССР, 1947.
2. М. А. Бонч-Бруевич, Основы радиотехники, ч. II, Связьгиздат, 1936.
3. Ю. Б. Кобзарев, О представлении характеристик лампы степенным полиномом, «ЖТФ», 1933, т. 3, № 6, стр. 940.
4. Н. Н. Крылов, Электрические процессы в нелинейных элементах радиоприемников (гл. II), Связьгиздат, 1949.
5. Н. Н. Крылов, Теоретические основы радиотехники (гл. XIII), Морской транспорт, 1951.
6. И. Е. Средний, Характеристика электронной лампы и ее математическое выражение, «ЖТФ», 1936, № 2, стр. 344; Теория автоколебаний, ч. I, Одесский ЭИС, 1949.

7. М. И. Пономарев, Метод аппроксимирования экспериментальных кривых, Электросвязь, 1938, № 1, стр. 45.
8. Г. В. Добровольский, Анализ нелинейных многополюсников (Приложение 2, О методах аппроксимирования экспериментальных кривых), АН СССР, 1947.
9. М. А. Бонч-Бруевич, Комбинированные характеристики катодных реле, «Т. и Т. б. п.», 1918, № 2, стр. 62.
10. А. А. Андронов и С. Э. Хайкин, Теория колебаний, ОНТИ, 1937.
11. А. А. Андронов и А. А. Витт, К математической теории захватывания, «Журнал прикл. физики», 1930, т. 7, № 4, стр. 3.
12. И. Г. Кляцкин, Сопротивление электронной лампы, «Т. и Т. б. п.», 1928, № 51, стр. 626.
13. А. А. Андронов и А. А. Витт, Об устойчивости по Ляпунову, «ЖЭТФ», 1933 г., т. 3, № 5, стр. 373.
14. И. Г. Малкин, Методы Ляпунова и Пуанкаре в теории нелинейных колебаний, ГТТИ, 1949.

ГЛАВА II

ОСНОВНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ § 1. ВИДЫ ОСНОВНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ

Основное назначение линейной и нелинейной цепей. — Типовые нелинейные преобразования в радиопередающем и радиоприемном устройствах. — Скелетная схема нелинейного преобразующего устройства.

1. Основное назначение *линейных* цепей радиотехнических устройств заключается в выделении (*селекции*) из воздействующих на цепь колебаний разных частот лишь колебаний определенного диапазона частот. Одновременно иногда достигается и увеличение амплитуды колебаний, обусловливаемое резонансными свойствами цепей. Эти операции не связаны с *органической трансформацией* спектра воздействующих на цепь колебаний.

Основные функции нелинейных элементов радиотехнических устройств связаны с различными преобразованиями формы и частоты колебаний, обязательно сопровождающимися органической трансформацией спектральной структуры колебаний. Такие преобразования называются нелинейными.

2. Представление об основных нелинейных преобразованиях в радиотехнических цепях можно получить из рассмотрения скелетных схем радиопередающего и приемного устройств (рис. 1).

В *автогенераторе* (первичном генераторе высокочастотных колебаний) осуществляется преобразование постоянного (питающего) тока в переменный ток высокой частоты (ω).

Часто оказывается целесообразным получать колебания нужной (*несущей*) частоты ω_n не путем непосредственной их генерации, а в результате преобразования колебаний частоты ω в колебания более высокой частоты $\omega_n = n\omega$, где $n = 2, 3, \dots$ Эта операция, называемая *умножением частоты*, осуществляется нелинейным устройством — *умножителем частоты*.

Иногда для получения большей *мощности* колебаний производится усиление колебаний в специальном устройстве — *усилителе мощности*. Здесь для повышения эффективности работы усилителя применяется способ «*нелинейного усиления*», основанный на использовании нелинейных свойств электронных ламп.

Передача полезного сигнала посредством радиоволн требует *запечатления* полезного сигнала в незатухающих высокочастотных колебаниях тока. Это достигается путем надлеж-

шего управления колебаниями высокой частоты. Такая операция называется *модуляцией* колебаний. Высокочастотные колебания с запечатленным в них полезным сигналом называются *модулированными* колебаниями.

Все виды модуляции так или иначе связаны с нелинейными преобразованиями. Также и *амплитудная модуляция* достигается в результате нелинейного преобразования, осуществляемого в модуляционном устройстве (рис. 1). К устройству подводятся не-

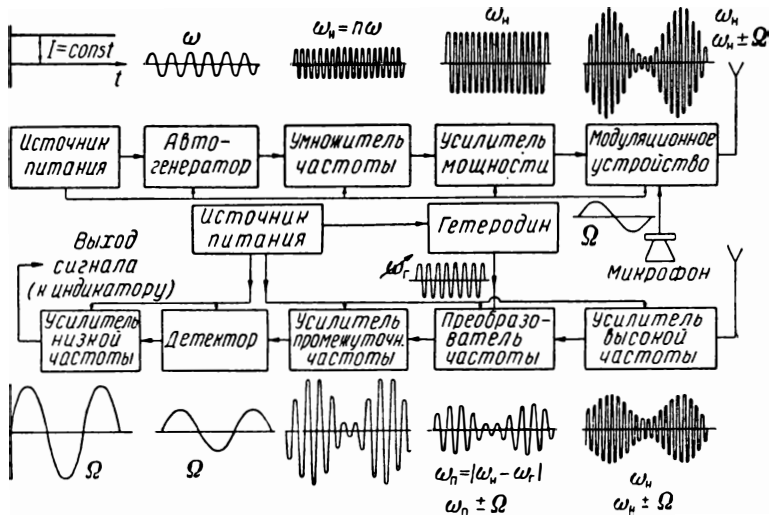


Рис. 2.1. Преобразование частоты в передающем и приемном устройствах.

затухающие колебания высокой частоты ω_n и передаваемый полезный сигнал. Благодаря же нелинейному преобразованию происходит *трансформация спектра* колебаний. Так, при простейшем законе модуляции, когда полезный сигнал представляет собой синусоидальное напряжение низкой частоты Ω , вместо двух колебаний высокой (ω_n) и низкой (Ω) частот получаются колебания, представляющие собой сумму трех гармонических колебаний высоких, но несколько различных частот: $\omega_n - \Omega$, ω_n и $\omega_n + \Omega$.

Модулированные колебания поступают в антенное устройство, где энергия тока высокой частоты преобразуется в энергию излученных радиоволн. Принятые приемной антенной радиоволны вызывают появление во входном контуре приемного устройства слабых колебаний тока, имеющих спектральную структуру излученных радиоволн. Эти колебания часто подвергаются предварительному усилению в *усилителе высокой частоты*, который работает в линейном режиме. Благодаря этому структура колебаний на выходе усилителя остается почти неизменной.

После усилителя высокой частоты следует ступень *преобразования частоты* (рис. 1). К преобразователю частоты подводятся модулированные колебания несущей частоты ω_n и колебания частоты ω_r (более или менее близкой к ω_n) от местного автогенератора — *гетеродина*. На выходе же преобразователя получаются модулированные колебания с более низкой несущей частотой $|\omega_n - \omega_r|$, сохраняющие в себе все необходимые черты принятого полезного сигнала. Преобразование несущей частоты облегчает техническую задачу последующего усиления колебаний посредством усилителей промежуточной частоты.

Важнейшее, принципиально необходимое нелинейное преобразование — *детектирование* — служит для восстановления полезного низкочастотного сигнала Ω из модулированных колебаний. Полезный сигнал обычно усиливается и поступает на индикатор.

В данной главе мы рассмотрим лишь сущность основных нелинейных преобразований, как *нелинейных процессов*.

3. Основным нелинейным элементом, используемым при нелинейных преобразованиях, является *электронная лампа*. Для получения лучшего технического эффекта в осуществлении того или иного преобразования в каждом отдельном случае следует применять лампу *определенного* типа. Принципиально же, используя *одну и ту же лампу* в качестве нелинейного элемента, можно осуществить почти любое нужное нелинейное преобразование. Для этого следует установить определенный режим работы лампы.

4. Скелетная схема нелинейного устройства, осуществляющего то или иное нелинейное преобразование, во многих случаях может быть приведена к типовому виду (рис. 2). В результате *нелинейного преобразования*, осуществляемого нелинейным

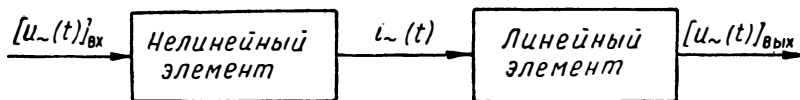


Рис. 2.2. Скелетная схема типового нелинейного преобразующего устройства.

элементом, образуется ток $i_{\sim}(t)$, спектральная структура которого отличается (органически) от структуры входного напряжения $[u_{\sim}(t)]_{\text{вх}}$. При воздействии же тока $i_{\sim}(t)$ на линейный элемент происходит *линейное преобразование* (без органической трансформации спектра), приводящее к образованию выходного напряжения $[u_{\sim}(t)]_{\text{вых}}$ нужной формы и спектральной структуры. При линейном преобразовании обычно используются фильтрующие свойства линейного элемента. Суммарный полезный эффект, производимый нелинейным устройством, достигается в результате двух преобразований, из которых одно является нелинейным, а другое — линейным.

Полезно отметить, что величина и форма тока $i_{\sim}(t)$ (рис. 2) зависят не только от напряжения $[u_{\sim}(t)]_{\text{вх}}$, но и от напряжения $[u_{\sim}(t)]_{\text{вых}}$. Однако часто последняя зависимость оказывается значительно слабее первой. Это позволяет приблизительно рассматривать каждое из указанных преобразований в отдельности, что существенно облегчает задачу.

§ 2. НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЖИМ УСИЛЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ

Схема простейшего усилителя. — Нелинейные искажения при чисто активном сопротивлении нагрузочного элемента. — Нелинейный режим работы двухтактного усилителя с активной нагрузкой. — Влияние «типа» нелинейности характеристики на искажение при усилении. — Схема резонансного усилителя. — Фильтрующие свойства настроенного контура. — Влияние «типа» нелинейности характеристики на работу резонансного усилителя. — Нелинейный режим работы резонансного усилителя. — Усилитель мощности. — Эффективность преобразования энергии при нелинейном режиме работы. — Усилитель мощности как генератор высокочастотных колебаний с внешним возбуждением. — Вопросы и задачи.

1. Не всегда нелинейные свойства элементов выполняют полезную роль. В ряде устройств эта роль оказывается вредной.

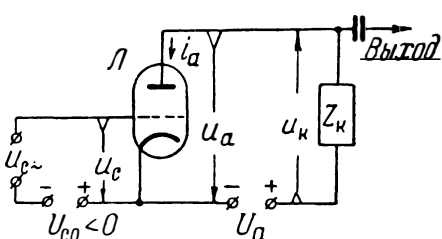


Рис. 2.3. Схема усилителя (с общим катодом).

В таких случаях учет нелинейности характеристики производится для оценки искажений, вносимых в работу устройств, и выбора режима работы нелинейного прибора, при котором вредное влияние нелинейности получается минимальным или допустимым. С таким вопросом, в частности, приходится сталкиваться при анализе работы усилителей, полезные

функции которых заключаются в усилении подводимого сигнала без изменения (искажения) его формы и спектральной структуры.

2. На рис. 3 представлена схема простейшего усилителя: L — усилительная лампа, Z_k — нагрузочный элемент (нагрузочный контур). $U_a = \text{const}$ — напряжение питающего источника; $U_{c0} = \text{const}$ — смещающее напряжение, которое служит для установления нужного режима работы лампы; обычно $U_{c0} < 0$. $u_{c\sim}$ — подводимое к усилителю переменное напряжение ($u_c = U_{c0} + u_{c\sim}$), подлежащее усилению. При его воздействии анодный ток лампы уже оказывается не постоянным: $i_a = I_{a0} + i_{a\sim}$. Благодаря этому на нагрузочном элементе образуется напряжение $u_k = U_{k0} + u_{k\sim}$, содержащее переменную составляющую.

Анодный ток, вызывая изменение напряжения $u_{k\sim}$, в свою очередь, сам несколько зависит от этого изменения, так как при $u_k \neq \text{const}$, также и $u_a \neq \text{const}$:

$$u_a = U_a - u_k = U_a - (U_{k0} + u_{k\sim}) = U_{a0} + u_{a\sim},$$

где

$$U_{a0} = U_a - U_{k0}; \quad u_{a\sim} = -u_{k\sim}. \quad (2.1)$$

Часто $U_{k0} \ll U_a$; тогда $U_{a0} \cong U_a$. Переменная же составляющая анодного напряжения всегда равна по абсолютной величине переменной составляющей напряжения на нагрузочном элементе, но изменяется в противофазе с этим напряжением.

Напряжение $u_{a\sim} = -u_{k\sim}$ представляет полезно реализуемое по схеме рис. 3 «усиленное» напряжение, форма которого при отсутствии искажений в усилении должна совпадать с формой подводимого (усиливаемого) напряжения $u_{c\sim}$.

3. Рассмотрим качественно некоторые факторы, обуславливающие искажение усиленного сигнала.

Форма и величина усиленного напряжения определяется как формой и величиной анодного тока, так и параметрами нагрузочного элемента. Здесь мы будем интересоваться в основном влиянием нелинейности характеристики лампы на искажение сигнала. Поэтому рассмотрим лишь простейшие типы нагрузочных элементов (чисто активное сопротивление и настроенный контур).

Условимся раньше в отношении выражения характеристики лампы.

При выяснении принципиальных сторон процесса усиления предположим, что влиянием изменения анодного напряжения u_a на ток i_a (влиянием «анодной реакции») можно пренебречь. Тогда анодный ток можно рассматривать как функцию только сеточного напряжения:

$$i_a = \Phi(u_{c\sim}) = I_{ap} + a_1 u_{c\sim} + a_2 u_{c\sim}^2 + a_3 u_{c\sim}^3 + \dots, \quad (2.2)$$

4. Рассмотрим раньше случай, когда нагрузочный элемент представляет чисто активное сопротивление: $Z_k = R = \text{const}$. Такая нагрузка применяется в широкополосных усилителях, предназначенных для усиления сигналов, характеризуемых весьма широким спектром. Подобный сигнал в виде напряжения $u_{c\sim}(t)$ «пилообразной» формы представлен на рис. 4,а.

В соответствии с характеристикой (2) напряжение на нагрузочном элементе выражается функцией $u_k(t) = Ri_a$. Поэтому если в полиноме (2) высшие члены представлены достаточно сильно,

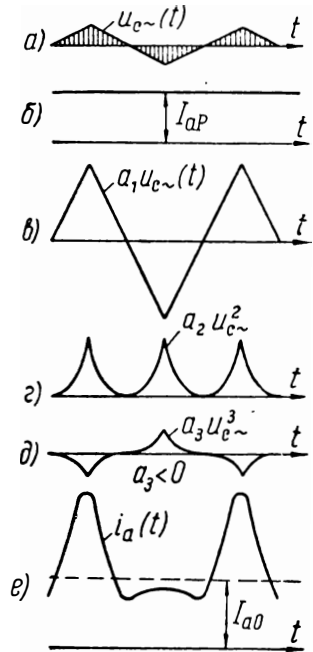


Рис. 2.4. Составляющие тока, определяемые различными членами полинома:

то искажение формы напряжения $u_k(t)$ может оказаться значительным. Для иллюстрации влияния «типа» нелинейности характеристики на форму анодного тока на рис. 4 приведены составляющие тока, определяемые каждым из четырех первых членов полинома (2). Как видно, все члены полинома, кроме линейного и нулевого члена, обуславливают искажение формы тока.

Естественно, уменьшение искажения сигнала может быть достигнуто путем выбора рабочей области лампы (рис. 5) в наиболее линейной части ее характеристики (*усиление в линейном режиме*). Но такой режим экономически не выгоден, так как величина постоянной составляющей тока получается здесь чрез-

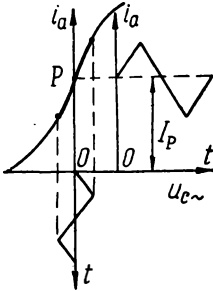


Рис. 2.5. Рабочая область в линейном режиме усиления.

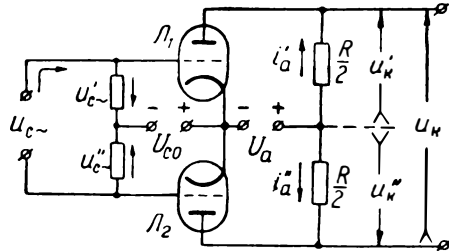


Рис. 2.6. Двухтактная схема усилителя.

мерно большой, а поэтому иногда может оказаться целесообразным использовать другой способ устранения нелинейных искажений.

5. Применяя *двухтактную схему усиления* (рис. 6), можно избавиться от искажений, обусловленных влиянием всех *четных* членов полинома (2), как бы велики они ни были. Для этого обе «половины» схемы должны обладать совершенно одинаковыми параметрами, а лампы L_1 и L_2 — включены «в противофазе». При таком включении переменные составляющие сеточных напряжений обеих ламп* и напряжения на элементах нагрузки находятся в следующих соотношениях:

$$\begin{aligned} u_{c~}' &= -u_{c~}''; & u_{c~} &= u_{c~}' - u_{c~}''; \\ u_k' &= -u_k''; & u_k &= u_k' - u_k''. \end{aligned}$$

Здесь $u_{c~}$ — напряжение входного сигнала, подлежащего усилению, а u_k — усиленное (выходное) напряжение.

* Под сеточным напряжением u_c и анодным напряжением u_a лампы (как аргументами функции $\Phi_a(u_c, u_a)$, определяющими анодный ток i_a) всегда подразумевается разность потенциалов: $V_c - V_k = u_c$ и $V_a - V_k = u_a$; здесь V_k — потенциал катода, V_c — потенциал сетки и V_a — потенциал анода, измеренные относительно одного общего уровня (например, $V_k = 0$).

Учитывая направления анодных токов и характеристику ламп, выражаемую полиномом (2), имеем (рис. 6):

$$\begin{aligned}
 u'_k &= \frac{Ri'_a}{2} = \frac{R}{2} \Phi_P(u'_{c\sim}) = \frac{R}{2}(I_{aP} + a_1 u'_{c\sim} + a_2 u'^2_{c\sim} + a_3 u'^3_{c\sim} + \dots); \\
 u''_k &= \frac{Ri''_a}{2} = \frac{R}{2} \Phi_P(u''_{c\sim}) = \frac{R}{2}(I_{aP} - a_1 u'_{c\sim} + a_2 u'^2_{c\sim} - a_3 u'^3_{c\sim} + \dots); \\
 u_k &= u'_k - u''_k = 0,5R(2a_1 u'_{c\sim} + 2a_3 u'^3_{c\sim} + 2a_5 u'^5_{c\sim} + \dots); \\
 u_k &= \frac{R}{2} \left(a_1 u_{c\sim} + \frac{a_3}{4} u^3_{c\sim} + \frac{a_5}{16} u^5_{c\sim} + \dots \right). \tag{2.3}
 \end{aligned}$$

Искажение в усилении обусловливается всеми членами, кроме первого, стоящими в скобках выражения (3). Среди этих членов нет членов с *четными* степенями $u_{c\sim}$, а коэффициенты при *высших нечетных* степенях $u_{c\sim}$ — меньше соответствующих коэффициентов полинома (2). Следовательно, *усиление по двухтактной схеме не только полностью устраняет искажения, обусловливаемые четными членами полинома (2), но существенно уменьшает также искажения, обусловленные нечетными членами*: влияние кубического члена уменьшается в 4 раза, члена 5-й степени — в 16 раз и т. д.

6. Изложенное показывает, что если рабочая область лампы расположена хотя и в нелинейной части характеристики (нелинейный режим усиления), но так, что эта нелинейность определяется только *четными* членами полинома (2), то при работе по двухтактной схеме нелинейные искажения отсутствуют.

При работе в нелинейном режиме усиления существенным является «тип» нелинейности характеристики, т. е. важно знать, выражается ли нелинейность характеристики четными или нечетными членами полинома (2). Для этой цели удобно, имея графически заданную характеристику лампы $\Phi_P(u_{c\sim})$, находить четную и нечетную части характеристики в отдельности:

$$\Phi_{Pч}(u_{c\sim}) \text{ и } \Phi_{Pн}(u_{c\sim}).$$

Простой графический способ построения четной и нечетной частей характеристики был указан в гл. 1, § 3, п. 3,2. Пользуясь этим способом, можно убедиться в том, что показанная на рис. 7,а рабочая характеристика имеет четную часть $\Phi_{Pч}(u_{c\sim}) = I_{aP} = \text{const}$; нечетная же часть $\Phi_{Pн}(u_{c\sim})$ в области умеренных значений $|u_{c\sim}|$ близка к линейной. Такое положение является характерным при выборе рабочей точки в середине линейной части характеристики, симметричной относительно рабочей точки Р (*линейный режим усиления*). Применение в этом случае двухтактной схемы является излишним. Напротив, при выборе рабочей точки у нижнего сгиба характеристики (рис. 7,б) четная ее часть $\Phi_{Pч}(u_{c\sim}) \neq \text{const}$, а нечетная часть $\Phi_{Pн}(u_{c\sim}) \cong a u_{c\sim}$, т. е. она близка

клинейной. Поэтому здесь целесообразен *нелинейный режим усиления*. Последний рационален также в случае (рис. 7, в), если характеристика близка к ломаной MON (рабочая точка в точке

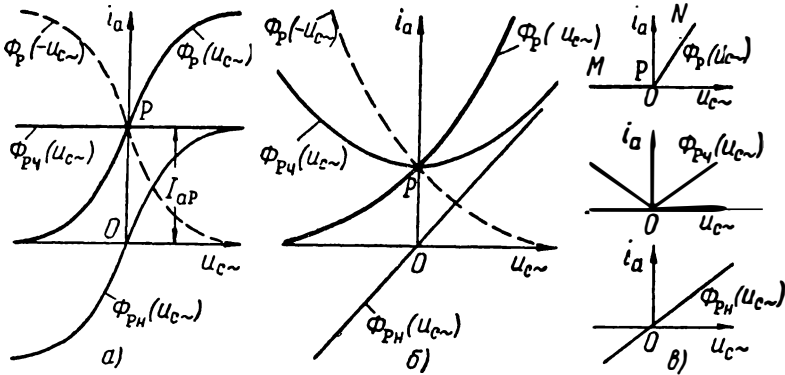


Рис. 2.7. Вид четной и нечетной частей характеристики при линейном (а) и нелинейном (б, в) режимах усиления.

излома). Здесь мы имеем резко выраженную четную часть, но линейную нечетную часть.

7. Пусть подводимое к усилителю напряжение изменяется по синусоидальному закону: $u_{c~} = U_{cm} \sin \omega_b t$. В этом случае для подавления действия высших гармонических анодного тока,

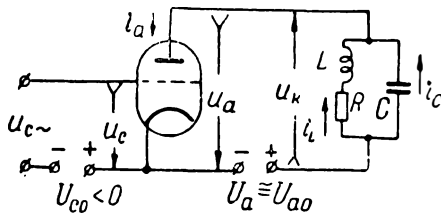


Рис. 2.8. Схема резонансного усилителя.

обусловливаемых нелинейностью характеристики, целесообразно применить в качестве нагрузочного элемента Z_k колебательный контур высокой добротности Q (рис. 8), резонансная частота которого $\omega_p \approx \omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ равна частоте ω_b подводимых колебаний (*резонансный усилитель**). Как известно, эквивалентное резонансное сопротивление параллельного колебательного контура

$$Z_{кр} = R_{кр} = \frac{L}{CR} = Q_k \sqrt{\frac{L}{C}} = Q_k \rho_k, \quad (2.4)$$

значительно превосходит сопротивление Z_k этого контура для колебаний других частот, лежащих вне полосы пропускания контура. Поэтому при больших расстройках, соответствующих высшим гармоническим составляющим тока ($2\omega_b$, $3\omega_b$ и т. д.), модуль

* Здесь и в дальнейшем под ω_p подразумевается резонансная частота колебательной системы, а под ω_0 ($\omega_0 \approx \omega_p$) — резонансная частота той же системы, но без учета потерь в ней.

эквивалентного сопротивления контура (для n -й гармоники) оказывается весьма малым:

$$Z_{kn} \cong \left| \frac{jn\omega_0 L \frac{1}{jn\omega_0 C}}{jn\omega_0 L + \frac{1}{jn\omega_0 C}} \right| = \frac{n\rho_k}{n^2 - 1} \ll R_{kp}. \quad (2.5)$$

Это обстоятельство позволяет пренебречь влиянием высших составляющих анодного тока и принять:

$$u_k \cong u_{k-} \cong u_{k1} = R_{kp} I_{a1m} \sin \omega_b t = U_{km} \sin \omega_b t^*. \quad (2.6)$$

Таким образом, хотя из-за нелинейности характеристики лампы форма анодного тока может оказаться искаженной, тем не менее благодаря фильтрующим свойствам резонансного контура удается избавиться от вредного влияния *высших* гармонических тока. Однако это еще не устраняет полностью все возможные искажения при усилении. В некоторых случаях (например, при усилении амплитудно-модулированных колебаний) требуется сохранять линейную зависимость амплитуды U_{km} от амплитуды U_{cm} подводимого напряжения:

$$U_{km} = k U_{cm}, \quad (2.7)$$

где k — коэффициент усиления. Согласно же формуле (1.446) амплитуда составляющей тока основной частоты определяется не только линейным членом характеристики $\Phi_p(u_{c-})$, но также всеми

другими членами *нечетных* степеней. Следовательно, если нелинейность характеристики выражается только четными членами полинома (2) (рис. 7, б или 7, в), то искажения при работе по схеме резонансного усиления отсутствуют. Лишь нелинейность нечетной части характеристики может внести искажения, связанные с нарушением соотношения (7). Поэтому при выборе рабочей точки на характеристике лампы целесообразно исследовать четную и нечетную части функции $\Phi_p(u_{c-})$, как это показано на рис. 7.

8. Пусть лампа резонансного усилителя работает в нелинейном режиме, причем рабочая точка расположена в области нижнего сгиба характеристики (рис. 9), где она выражается квадратичным полиномом: $i_a = I_{ap} + a_1 u_{c-} + a_2 u_{c-}^2$. Квадратичный член влияет только на постоянную и вторую гармоническую составляющие анодного тока, которые в нашем случае не существенны.

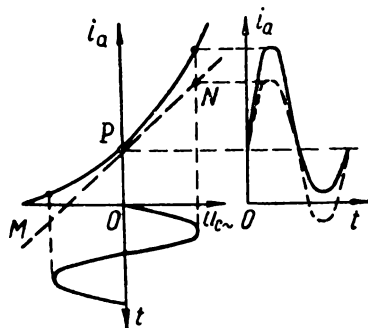


Рис. 2.9. Аппроксимация нелинейной характеристики прямой.

* Так как сопротивление контура постоянной составляющей тока весьма мало ($R_0 = R \ll R_{kp}$), то можно принять $U_{k0} \cong 0$ и $u_k \cong u_{k-}$.

Поэтому можно вообще отбросить член $a_2 u_{c\sim}^2$ и аппроксимировать характеристику лампы линейной функцией: $i_a \cong I_{ap} + a_1 u_{c\sim}$ (прямая MN , касательная к характеристике в рабочей точке). Соответствующая этому форма анодного тока показана на рис. 9 пунктиром. Ход прямой MN существенно расходится с действительной характеристикой (прямая даже заходит в область отрицательных значений тока), в соответствии с чем форма тока при линеаризованной характеристике существенно отличается от формы действительного тока. Тем не менее влияние обоих токов на колебательный контур оказывается практически одинаковым. Такой результат обязан, конечно, фильтрующим свойствам настроенного контура, но он зависит также от «типа» нелинейности характеристики. Только при нелинейности «четного типа» ток, соответствующий линеаризованной характеристике, совпадает с первой гармоникой действительного тока лампы.

9. Нелинейный режим работы резонансного усилителя наиболее целесообразен тогда, когда спектр усиливаемого напряжения достаточно узок и возможно применить колебательный контур высокой добротности. С таким случаем мы встречаемся при усилении синусоидальных колебаний почти строго фиксированной частоты ω , создаваемых автогенератором передающего устройства или «умножителем частоты» (рис. 1). При этом целью усиления является не только получение высокой амплитуды U_{km} колебаний по сравнению с амплитудой U_{cm} подводимых колебаний, но и усиление мощности колебаний. Мощность подводимых к усилителю колебаний очень мала (если лампа усилителя работает при отсутствии сеточного тока). Мощность же усиленных колебаний оказывается обычно весьма значительной, порядка десятков, сотен ватт и выше. Поэтому подобные усилители называются *усилителями мощности*. Применение нелинейного режима усиления позволяет существенно повысить к. п. д. усилителя, что при значительной мощности его является весьма важным.

10. Схема простейшего усилителя мощности имеет вид, показанный на рис. 8. К усилителю подводится напряжение $u_{c\sim} = U_{cm} \sin \omega_b t$, и колебательный контур настраивается в резонанс с колебаниями частоты ω_b . В этом случае напряжение на контуре совпадает по фазе с первой гармоникой анодного тока, которая совпадает по фазе с сеточным напряжением:

$$u_c = U_{c0} + U_{cm} \sin \omega_b t; \quad i_{a1} = I_{a1m} \sin \omega_b t; \quad (2.8a)$$

$$u_k \cong u_{k\sim} = U_{km} \sin \omega_b t = I_{a1m} R_{kp} \sin \omega_b t; \quad (2.8б)$$

$$u_a = U_{a0} + u_{a\sim} \cong U_a - U_{km} \sin \omega_b t. \quad (2.8в)$$

11. Для того, чтобы подчеркнуть экономический эффект, достигаемый при *нелинейном* режиме усиления, рассмотрим раньше соотношения, получаемые при *линейном* режиме работы лампы.

Пусть показанная на рис. 10 характеристика представляет динамическую характеристику усилительной лампы. При линейном режиме работы форма анодного тока практически совпадает с формой первой гармоники этого тока (рис. 10, справа), причем $I_{a1m} < I_{a0}$. Если резонансное сопротивление контура достаточно велико, то можно достигнуть значительного усиления амплитуды напряжения $U_{км} = I_{a1m} R_{кп} \gg U_{см}$. Однако в линейном режиме величина $U_{км}$ не может превысить напряжения U_a питания, так как иначе, согласно формуле (8 в), напряжение u_a окажется отрицательным в течение некоторой части периода колебаний.

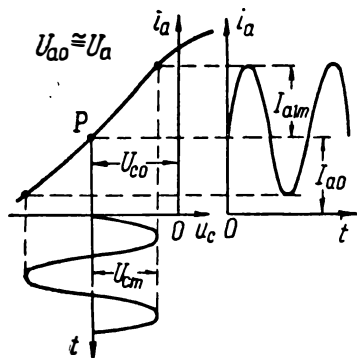


Рис. 2.10. Анодный ток усилителя мощности при линейном режиме работы.

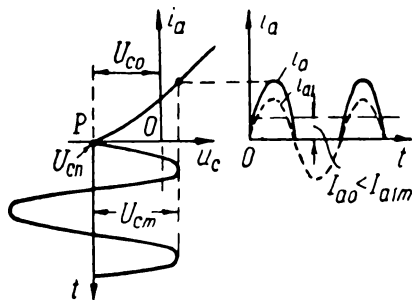


Рис. 2.11. Анодный ток усилителя мощности при нелинейном режиме работы.

Таким образом, в линейном режиме работы мощность высокочастотных колебаний в контуре (*колебательная мощность*)

$$P_k = 0,5 U_{км} I_{a1m} < 0,5 U_a I_{a0}. \quad (2.9)$$

Мощность же источника анодного напряжения $P_0 = U_a I_{a0}$. Отсюда определяется *к. п. д. усилителя мощности, выражающий эффективность преобразования энергии питающего источника постоянного напряжения в энергию высокочастотных колебаний:*

$$\eta_k = \frac{P_k}{P_0} = \frac{1}{2} \frac{U_{км} I_{a1m}}{U_a I_{a0}}. \quad (2.10)$$

Из формул (9) и (10) следует, что в линейном режиме работы невозможно получить к. п. д. больше 50% (в действительности он не превышает 30%). Такой режим работы связан со значительными потерями на аноде усилительной лампы из-за большой мощности потерь на аноде лампы.

12. Рассмотрим *нелинейный* режим работы усилителя мощности.

В нелинейном режиме рабочая точка устанавливается у нижнего сгиба характеристики. Часто напряжение смещения выби-

рается равным *пороговому напряжению* отпирания лампы: $U_{c0} = U_{cn}$ (рис. 11).

В нелинейном режиме анодный ток протекает в течение лишь части периода, тем меньшей, чем больше величина $|U_{c0}|$. Несмотря на сильное искажение формы анодного тока, напряжение на колебательном контуре (рис. 12) имеет форму, близкую к синусоидальной, — проявление высоких резонансных свойств контура. При этом как первая гармоника тока, так и напряжения u_k и u_a

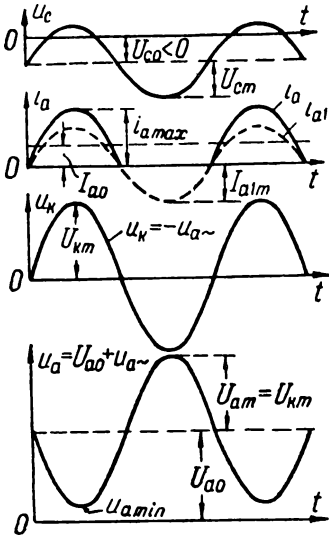


Рис. 2.12. Временные диаграммы токов и напряжений на элементах усилителя мощности.

изменяются во времени по тем же законам [формулы (8)], что и при усилении в линейном режиме.

Чем меньше относительная длительность протекания анодного тока за период, тем меньшей получается амплитуда первой гармонической составляющей анодного тока, но тем большим оказывается отношение I_{alm}/I_{a0} . Благодаря этому выражаемый формулой (10) к. п. д. преобразования энергии оказывается в нелинейном режиме более высоким, чем в линейном режиме. Можно доказать, что при приближении относительной длительности протекания анодного тока к нулю $I_{alm} \rightarrow 2I_{a0}$; поэтому, если $U_{km} \cong U_a$, то $\eta_k \rightarrow 1$. Практически вполне достигим к. п. д. порядка $(60 \div 70)\%$ и даже выше. Однако следует иметь в виду, что с уменьшением длительности протекания анодного тока за период уменьшается абсолютная величина колебательной мощности P_k (так как $I_{alm} \rightarrow 0$).

13. Из рассмотрения усилителя мощности следует, что электронная лампа в сочетании с колебательным контуром позволяет осуществить преобразование энергии источника постоянного напряжения (энергию постоянного тока) в энергию высокочастотного тока. В этом смысле усилитель мощности может быть определен как *генератор высокочастотных колебаний с внешним возбуждением*. Возбуждение производится подводимым к усилителю колебательным напряжением.

14. Усилители мощности находят широкое применение в радиотехнике. Строительство мощных и сверхмощных радиовещательных станций, развернувшееся в СССР, начиная с 1920—1921 гг., обусловило участие советских ученых и инженеров в разработке теории и методов расчета мощных ламповых генераторов высокой частоты, мощных модуляционных устройств и, в частности, усилителей мощности. Трудом советских ученых была создана стройная теория усилителей мощности, широко используемая в настоящее время. основопола-

гающие работы в этой области принадлежат М. В. Шулейкину (1921—1923 гг.). Намеченный им метод расчета усилителей мощности был затем развит А. И. Бергом [1] и другими советскими учеными.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. При каком «типе» рабочей характеристики лампы целесообразно применять двухтактную схему усиления, если нагрузочный элемент обладает чисто активным сопротивлением?

2. Имеет ли смысл применять двухтактную схему усиления, если характеристика лампы симметрична относительно рабочей точки?

3. Рабочая характеристика лампы выражается полиномом $i_a = I_{ap} + a_1 u_{c\sim} + a_2 u_{c\sim}^2 + a_3 u_{c\sim}^3$. Уменьшается ли (при двухтактной схеме усилителя с активным сопротивлением нагрузки) искажение сигнала, обусловленное кубичным членом полинома?

О т в е т. Уменьшается в 4 раза. Почему?

4. Воспользуйтесь характеристикой триода ($u_c = \text{const}$) и исследуйте (графически), как изменяются четная и нечетная части характеристики с изменением положения рабочей точки и амплитуды напряжения $u_{c\sim} = U_{cm} \sin \omega_b t$.

5. Как изменяется четная и нечетная части кусочно—линейной характеристики, представленной на рис. 7,в (сверху), если рабочая точка Р расположена левее точки О излома характеристики?

О т в е т. Нечетная часть характеристики перестает быть линейной.

6. Докажите, что в резонансном усилителе, настроенном на частоту под видимого напряжения, переменная составляющая анодного напряжения изменяется в противофазе с подводимым напряжением. При этом учесть влияние «анодной реакции», но пренебречь действием высших гармоник анодного тока.

7. К резонансному усилителю (рис. 8) подводится напряжения $u_c = U_{cm} \sin \omega_b t$, где $U_{cm} = 20$ в. Параметры настроенного контура: $L = 50$ мкГн, $C = 0,002$ мкФ и $R = 2$ Ом. Характеристика лампы $i_a = \Phi_p(u_{c\sim}) = 10 + 1,2u_{c\sim} + 0,05u_{c\sim}^2 - 0,0002u_{c\sim}^3$ (мА). Определить постоянную составляющую и амплитуду колебательного напряжения на контуре и коэффициент усиления.

У к а з а н и е. Воспользоваться соотношениями (1.44б), (4), (5), (6) и (7).

О т в е т. $I_{a1m} = 22,8$ мА; $I_{a0} = 20$ мА; $R_{kp} = 12\,500$ Ом; $U_{k0} = 0,04$ в; $U_{km} = 285$ в; $k = 14,2$.

8. Насколько изменится амплитуда U_{km} в задаче 7, если увеличить амплитуду U_{cm} в 2 раза? Чем обусловлено отклонение в пропорциональном возрастании амплитуды U_{km} ?

О т в е т. $U_{km} = 480$ в; $k = 12$.

9. Как изменятся результаты задач 8 и 7, если характеристика лампы не будет содержать квадратичного члена?

О т в е т. Уменьшатся; только постоянные составляющие I_{a0} и U_{k0} .

10. Для условий задачи 7 вычислить действующее значение напряжения на контуре, создаваемого высшими гармониками тока, и оценить обуславливаемое ими искажение формы колебательного напряжения.

У к а з а н и е. Воспользоваться соотношениями (1.44), (4) и (5).

О т в е т. $I_{a2m} = 10$ мА; $Z_{k2} = 105$ Ом; $U_{k2m} = 1,05$ в; $I_{a3m} = 0,4$ мА; $Z_{k3} = 63$ Ом; $U_{k3m} \cong 0,024$ в; $(U_{\text{эфф}})_{2,3} = 0,707 \sqrt{U_{k2m}^2 + U_{k3m}^2} \cong 0,74$ в; $(U_{\text{эфф}})_1 = 202$ в; искажение порядка 0,4%.

11. Характеристика лампы резонансного усилителя выражается квадратичным полиномом. Какой *линеаризированной* характеристикой может быть представлена в этом случае лампа?

12. Будет ли при линеаризации характеристики в задаче 11 внесена погрешность в определении составляющей напряжения на контуре основной частоты?

13. Следует ли допускать резко нелинейный режим работы резонансного усилителя при усилении сигналов, обладающих весьма широким спектром?

14. За счет чего при нелинейном режиме работы усилителя мощности возрастает к. п. д. преобразования энергии?

§ 3. УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ

Принцип умножения частоты. — Основные факторы, определяющие качество умножения частоты. — Влияние четной и нечетной частей характеристики на эффективность умножения. — «Типы» кусочно-линейных характеристик, благоприятных при четном и нечетном коэффициенте умножения. — Вопросы и задачи.

1. При работе усилителя мощности (резонансного усилителя) в резко выраженном нелинейном режиме форма анодного тока (рис. 11) оказывается сильно искаженной; в составе анодного тока высшие гармонические представлены достаточно заметно. Получение в этих условиях на колебательном контуре усилителя почти чисто синусоидального напряжения основной частоты ω_b определяется не столько преобладающим значением в составе анодного тока составляющей i_{a1} , сколько высокими резонансными (фильтрующими) свойствами контура, настроенного на частоту ω_b . Контур как бы «резонирует» только колебаниям частоты ω_b . Следовательно, если контур усилителя настроить на частоту $n\omega_b$, кратную частоте подводимых колебаний, то он будет «резонировать» именно на этой частоте. В этом случае должно происходить преимущественное выделение колебательного напряжения частоты $n\omega_b$ ($u_{kn} = U_{knt} \sin n\omega_b t$) и, наоборот, подавление действий токов других частот, в силу чего суммарное напряжение на контуре $u_k \cong u_{kn}$.

Естественно, поскольку высшие гармонические анодного тока представлены обычно слабее, чем составляющая основной частоты, эффект воздействия составляющей i_{an} окажется слабее воздействия составляющей i_{a1} на соответственно настроенный контур. Напротив, искажающее влияние составляющих тока «нерезонансной» частоты в первом случае будет более сильным. Действительно, пусть контур (рис. 8) настроен в резонанс с колебаниями частоты $n\omega_b$. Тогда резонансное сопротивление контура, как и в усилителе мощности, будет равно:

$$Z_{kp} = R_{kp} = \frac{L}{RC} = Q_k \rho_k, \text{ причем } \frac{1}{\sqrt{LC}} \cong n\omega_b. \quad (2.11)$$

Сопротивление же контура току другой частоты $m\omega_b$ ($m=1, 2, \dots$, но $m \neq n$) равно:

$$Z_{km} = \frac{j m \omega_b L}{j m \omega_b C \left(j m \omega_b L + \frac{1}{j m \omega_b C} \right)} = j \frac{m \omega_b L}{1 - m^2 \omega_b^2 LC}. \quad (2.12)$$

Отсюда, учитывая соотношения (11), получим следующее выражение модуля сопротивления:

$$Z_{км} = \frac{m\omega_b L}{\left|1 - \frac{m^2}{n^2}\right|} = \frac{\frac{m}{n} \rho_k}{\left|1 - \frac{m^2}{n^2}\right|}; \quad \frac{Z_{кр}}{Z_{км}} = Q_k \frac{\left|1 - \frac{m^2}{n^2}\right|}{\frac{m}{n}}. \quad (2.13)$$

Фильтрующие свойства контура, настроенного на частоту $n\omega_b$, характеризуются последним отношением. Это отношение при $m=n\pm 1$ (нас больше всего интересует фильтрующая способность контура в отношении гармоник, смежных с гармоникой резонанс-

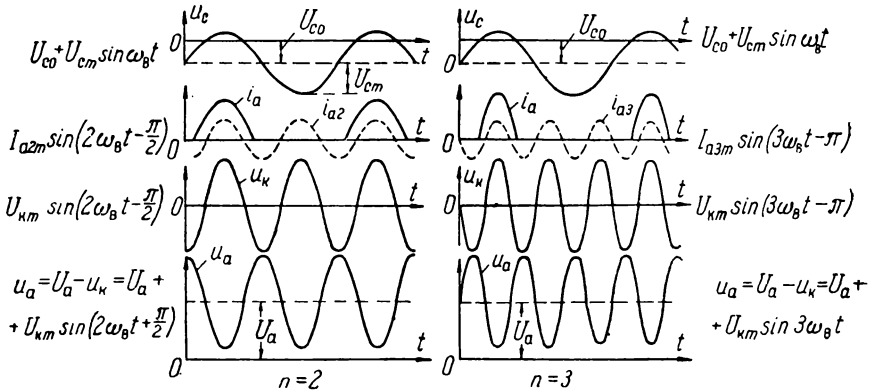


Рис. 2.13. Временные диаграммы при умножении частоты колебаний.

ной частоты $n\omega_b$) будет тем меньшим, чем выше n . Следовательно, колебания напряжения на контуре окажутся тем сильнее отличающимися от *монохроматических*, чем выше кратность резонансной частоты настройки. Тем не менее, если добротность контура достаточно высока, то форма колебательного напряжения может все же удовлетворять техническим требованиям к монохроматичности колебаний.

Из изложенного следует, что путем использования нелинейных свойств лампы и фильтрующих свойств контура высокой добротности, настроенного на частоту n -й гармоники, представляется возможность преобразовать гармонические колебания частоты ω_b в почти гармонические колебания частоты $\omega_n = n\omega_b$, где $n=2, 3, \dots$ Такое нелинейное преобразование называется *умножением частоты*. Устройство, посредством которого осуществляется умножение частоты, называется *умножителем частоты*. Схема умножителя частоты отличается от схемы резонансного усилителя (рис. 8) лишь настройкой колебательного контура.

2. На рис. 13 представлены временные диаграммы процессов в умножителе частоты. Эти диаграммы несколько идеализированы (они соответствуют весьма совершенной фильтрации коле-

бательного контура). Процессы в умножителе отличаются от процессов в усилителе мощности (рис. 12) еще большим искажением формы анодного тока и более высокой частотой колебаний напряжения на контуре (и анодного напряжения) по сравнению с частотой подводимых колебаний.

Мощность колебаний, подводимых к умножителю частоты, обычно значительно меньше выходной мощности. Поэтому умножитель частоты можно рассматривать как *усилитель мощности*. С другой стороны, в умножителе частоты происходит преобразование энергии источника постоянного питающего напряжения в энергию высокочастотных колебаний. В этом смысле умножитель частоты может быть рассматриваем как *генератор с внешним возбуждением*, генерирующий колебания частоты, кратной частоте возбуждения.

3. Для повышения качества работы умножителя частоты следует, во-первых, повысить добротность колебательного контура и, во-вторых, повысить в составе анодного тока значимость составляющей частоты $n\omega_v$, где n — коэффициент умножения.

Величина той или иной составляющей тока зависит от «типа» нелинейности характеристики лампы, используемой в умножителе частоты. «Тип» же нелинейности определяется значимостью тех или иных членов полинома, аппроксимирующего *рабочую характеристику* лампы*:

$$i_a = \Phi_p(u_{c\sim}) = I_{ap} + a_1 u_{c\sim} + a_2 u_{c\sim}^2 + a_3 u_{c\sim}^3 + \dots \quad (2.14)$$

Пусть подводимое к умножителю частоты напряжение $u_{c\sim} = U_{cm} \sin \omega_v t$. Как это следует из формул (1.44), амплитуда составляющей тока частоты $n\omega_v$ обуславливается членом полинома (14) n -й степени и, кроме того, всеми высшими членами полинома либо *четной* степени (при четном n), либо *нечетной* степени (при нечетном n). Следовательно, при четном n более предпочтительным является «тип» нелинейности, в котором хорошо выражена нелинейность четной части функции (14); если же n — нечетное число, более предпочтительной является характеристика с сильно выраженной нелинейностью нечетной части ее.

4. Пусть, например, $n=2$ (или другое четное число). В этом случае хороший результат умножения частоты может быть получен при характеристике вида, показанного на рис. 7,б или, еще лучше, 7,в, где $\Phi_{pч}(u_{c\sim}) \neq \text{const}$. Напротив, неудовлетворительный результат получался бы при использовании лампы с характеристикой, показанной на рис. 7,а, где $\Phi_{pч}(u_{c\sim}) = \text{const}$.

При $n=3$ (или нечетном n) удовлетворительный результат будет получен при использовании лампы с характеристикой, представленной на рис. 7,а, но неудовлетворительный — при характеристике, изображенной на рис. 7,в, несмотря на ее резко

* Для упрощения вопроса здесь «анодная реакция» не учитывается.

выраженную нелинейность, так как здесь нечетная часть характеристики линейна. В этом можно убедиться и аналитическим путем: как было показано в гл. 1, § 5, п. 8, при кусочно-линейной характеристике (рис. 7,б) анодный ток выражается рядом (1.46), содержащим только *четные* высшие гармоники:

5. Если, используя кусочно-линейную характеристику (рис. 7,б), отнести рабочую точку P левее точки A (рис. 14), то можно получить удовлетворительный результат при умножении частоты как при четном, так и нечетном коэффициенте умножения. Такое положение находится в соответствии с видом четной и нечетной частей характеристики (рис. 14). Аналитическое исследование

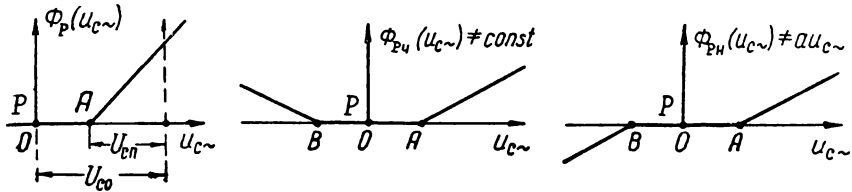


Рис. 2.14. Четная и нечетная части кусочно-линейной характеристики, с отнесенной рабочей точкой P .

формы импульса тока, получаемого при рассматриваемой характеристике, приводит к следующим выводам: наибольшее относительное значение в r о р ой гармонической составляющей тока (i_{ar}) получается при таком выборе рабочей точки P , при котором анодный ток протекает в течение $1/3$ части периода T_B основной частоты; наибольшее же значение i_{a3} получается при протекании анодного тока в течение около $0,22T_B$.

6. Наибольшее применение умножители частоты находят в *передающих устройствах*. Чаще всего умножитель образует промежуточную ступень между *автогенератором* и *усилителем мощности* (рис. 1). Применение умножителя позволяет понизить частоту автогенератора, что в диапазоне частот, выше 10 мгц, облегчает конструирование автогенератора. Применение умножителя частоты является благоприятным в отношении повышения стабильности частоты автогенератора, так как при разной настройке контуров автогенератора и умножителя уменьшается влияние процессов в контуре умножителя на процессы в автогенераторе (осуществляется «развязка» указанных каскадов).

С повышением коэффициента умножения частоты быстро падает эффективность работы умножителя. Поэтому в передающих устройствах обычно не применяется $n > 3$. При необходимости большего умножения частоты обычно используют несколько ступеней умножения. Так, например, при *трех* ступенях умножения ($r = 3$) с коэффициентом умножения одной ступени $n = 2$ кратность умножения трех ступеней $N = n^r = 2^3 = 8$.

7. В некоторых случаях оказывается все же целесообразным использовать множители частоты с коэффициентом умножения $n > 3$. Наилучшие результаты умножения частоты высокой *нечетной* кратности можно получить при рабочей характеристике, показанной на рис. 15. Эта характеристика отличается наличием сильно выраженного *ограничения* анодного тока. При $U_{cm} \gg U_r$ (рис. 15) анодный ток имеет форму периодически повторяющихся с основной частотой f_b импульсов, обладающих крутым фронтом и спадом и плоской вершиной. При $U_{cm} > 3U_r$ можно принять, что импульсы тока имеют почти «прямоугольную» форму:

при $2kT_B < t < (2k + 0,5)T_B$, $i_a \cong I_r$;

при $(2k + 0,5)T_B < t < (2k + 1)T_B$, $i_a = 0$ ($k = 0, 1, 2, \dots$).

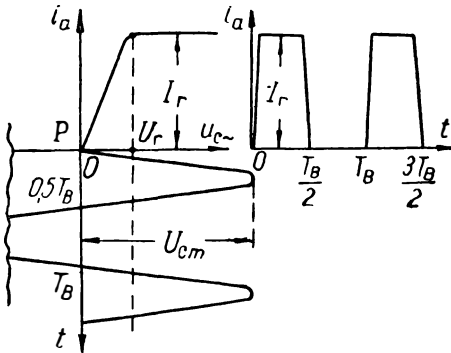


Рис. 2.15. Работа лампы с ограничением тока.

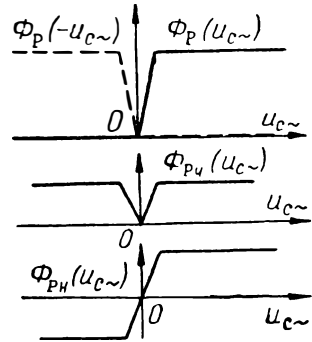


Рис. 2.16. Четная и нечетная части характеристики с ограничением.

Разлагая функцию $i_a = i_a(t)$ в ряд Фурье, найдем:

$$i_a = \frac{2}{\pi} I_r \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\sin \omega_b t}{1} + \frac{\sin 3\omega_b t}{3} + \frac{\sin 5\omega_b t}{5} + \dots \right). \quad (2.15)$$

Из этого выражения видно, что амплитуды высших гармоник хотя и убывают, но сравнительно медленно. Ряд (15) не содержит *четных* гармоник. Однако это справедливо в той степени, в какой характеристика лампы имеет $_/_$ -образный вид. В этом случае «провал» в четной части характеристики (рис. 16) сужается до нуля, и $\Phi_{Pч}(u_{c\sim}) \cong \text{const}$. Что же касается нечетной части характеристики, то при всех обстоятельствах $\Phi_{Pн}(u_{c\sim}) \neq au_{c\sim}$.

Следует отметить, что при весьма высоком коэффициенте умножения частоты форма напряжения на колебательном контуре имеет вид затухающих колебаний — результат действия паразитных гармонических составляющих тока. Затухание получается тем более сильным, чем выше, при прочих равных условиях, коэффициент умножения.

8. Теория умножения частот базируется на трудах М. В. Шулейкина и А. И. Берга [1]. Одна из первых работ, посвященных исследованию умножителей частоты, принадлежит В. В. Татаринovu [2]. Дальнейшее развитие теории связано с работами многих советских ученых. В этих работах ставилась целью повышение к. п. д. и мощности радиовещательных станций. Наиболее значительные труды в этой области принадлежат С. И. Евтянову [3], И. Н. Фомичеву [4], И. С. Гоноровскому [5] и А. И. Колесникову [6].

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

15. Уравнение рабочей характеристики лампы умножителя частоты имеет вид: $i_a = \Phi_P(u_{c\sim}) = 10 + 0,5u_{c\sim}^2 + 0,006u_{c\sim}^3 - 0,00005u_{c\sim}^4$ (ма). К умножителю

подводится синусоидальное напряжение частоты $f_B = 10$ мГц, амплитудой $U_{cm} = 40$ в. Добротность контура (рис. 8) $Q_K = 60$, причем $R = 5$ ом. Контур настроен на частоту $nf_B = 20$ мГц. Определить амплитуды напряжений на контуре, создаваемых всеми гармониками тока.

Решение $\rho_K = Q_K R = 60 \cdot 5 = 300$ ом; $Z_{Kp} = Z_{K2} = Q_K \rho_K = 60 \cdot 300 = 18 \cdot 10^3$ ом;

$$Z_{K1} = \frac{\rho_K m/n}{1 - (m/n)^2} = \frac{300 \cdot 1/2}{1 - 0,25} = 200 \text{ ом}; \quad Z_{K3} = \frac{300 \cdot 1,5}{1 - 9/4} = 360 \text{ ом}.$$

Согласно формулам (1.44):

$$I_{a1m} = a_1 U_{cm} + 0,75 a_3 U_{cm}^3 = 0,5 \cdot 40 + 0,75 \cdot 5 \cdot 10^{-5} \cdot 40^3 = 17,6 \text{ ма};$$

$$I_{a2m} = 0,5 a_2 U_{cm}^2 = 0,5 \cdot 0,006 \cdot 1600 = 4,8 \text{ ма};$$

$$I_{a3m} = 0,25 a_3 U_{cm}^3 = 0,25 \cdot 5 \cdot 10^{-5} \cdot 40^3 = 0,8 \text{ ма}.$$

$$U_{K1m} = I_{a1m} Z_{K1} \cong 3,5 \text{ в}; \quad U_{K2m} = 86,4 \text{ в}; \quad U_{K3m} \cong 0,3 \text{ в}.$$

16. В умножителе частоты, рассмотренном в задаче 15, контур перестроен на частоту $f = 30$ мГц ($n = 3$), причем добротность контура и его сопротивление R остались неизменными. Как это отразится на работе умножителя?

Ответ: $U_{K1m} \cong 2$ в; $U_{K2m} \cong 1,7$ в; $U_{K3m} \cong 14,4$ в.

17. В умножителе частоты, рассмотренном в задаче 16, использована лампа, работающая в режиме сильного ограничения (рис. 15), причем $I_r = 30$ ма. Определить напряжения U_{K1m} , U_{K2m} и U_{K3m} при $n = 3$.

Указание. Воспользоваться формулой (15).

Ответ: $U_{K1m} \cong 2,15$ в; $U_{K2m} = 0$; $U_{K3m} = 116$ в.

§ 4. АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Основные соотношения при амплитудной модуляции. — Спектральная структура амплитудно модулированных колебаний. — Роль отечественных ученых в установлении спектральной структуры модулированных колебаний. — Схема сеточной модуляции. Требования к характеристике модуляционной лампы. — Требования к колебательному контуру. — Сущность процессов при сеточной модуляции. — «Статическая» картина процесса. — Статическая модуляционная характеристика. — Выбор рабочего режима модуляционной лампы. — Вопросы и задачи.

1. Напомним основные соотношения, характеризующие амплитудно-модулированные колебания.

При амплитудной модуляции амплитуда высокочастотных колебаний тока (или напряжения) изменяется в соответствии с изменением модулирующего напряжения $u_M = u_M(t)$, которое пропорционально величине (интенсивности) передаваемого полезного сигнала (рис. 17,а):

$$I_{nm} = I_{nm}(t) = I_{nm0} + \Delta I_{nm} = I_{nm0} + k u_M. \quad (2.16)$$

Здесь: I_{nm0} — амплитуда немодулированных колебаний несущей частоты ω_n ;

$\Delta I_{nm} = k u_M$ — мгновенное значение приращения амплитуды колебаний, пропорциональное мгновенному значению модулирующего напряжения; при неискаженной модуляции $k_M = \text{const}$.

Формула (16) выражает закон модуляции, в соответствии с которым модулированные высокочастотные колебания тока выражаются следующей функцией:

$$i_n = I_{nm}(t) \sin \omega_n t = (I_{nm0} + k u_M) \sin \omega_n t. \quad (2.17)$$

В частности, при модулирующем напряжении синусоидальной формы (рис. 17,б), т. е. при $u_M = U_{Mm} \sin \Omega t$, где $\Omega \ll \omega_n$ — частота модуляции, выражаемый формулой (16) закон модуляции принимает вид:

$$I_{nm} = I_{nm0} + k U_{Mm} \sin \Omega t = I_{nm0} + (\Delta I_{nm})_{\text{max}} \sin \Omega t.$$

Здесь $(\Delta I_{нм})_{max} = kU_{мт}$ — наибольшее приращение амплитуды колебаний при модуляции (рис. 17,б), пропорциональное амплитуде модулирующего напряжения. Относительная величина

$$m = \frac{(\Delta I_{нм})_{max}}{I_{нм0}} = \frac{kU_{мт}}{I_{нм0}} = \frac{(I_{нм})_{max} - (I_{нм})_{min}}{(I_{нм})_{max} + (I_{нм})_{min}}, \quad (2.18)$$

характеризующая «глубину» модуляции, называется *коэффициентом модуляции*. При неискаженной модуляции коэффициент модуляции должен быть пропорционален амплитуде $U_{мт}$ модулирующего напряжения и не должен зависеть от частоты Ω модуляции.

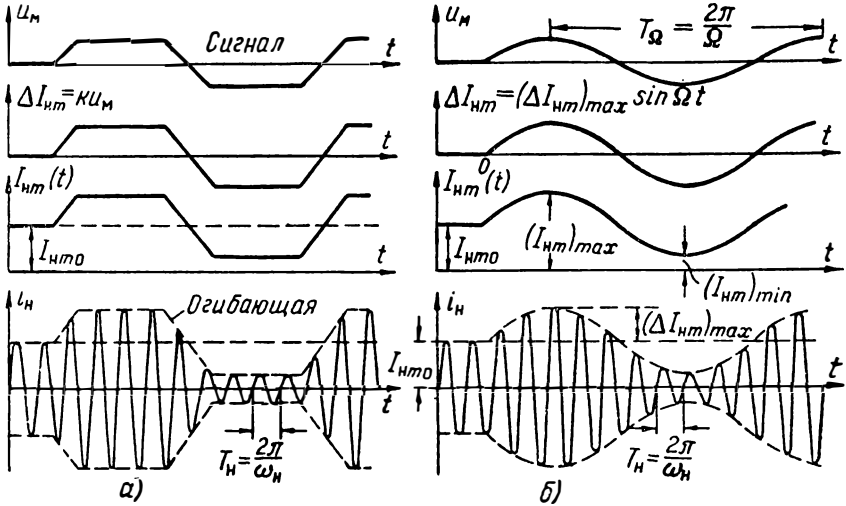


Рис. 2.17. Изменение амплитуды колебаний при модуляции.

С учетом принятых обозначений амплитудно-модулированные по синусоидальному закону колебания тока выражаются функцией:

$$i_{н} = I_{нм}(t) \sin \omega_{н} t = I_{нм0} (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega_{н} t. \quad (2.19)$$

2. Из рис. 17 видно, что огибающая высокочастотных колебаний передает характер полезного сигнала (модулирующего напряжения). В этом смысле можно говорить о том, что полезный сигнал *запечатлен* в модулированных колебаниях. «Запечатление» сигнала носит дискретный характер, так как огибающая проводится через конечное число дискретных точек, соответствующих вершинам амплитудно-модулированных колебаний. При недостаточно высокой несущей частоте дискретные точки уже не в состоянии отобразить тонкой структуры модулирующего сигнала. За счет этого при последующем восстановлении сигнала в приемнике (путем детектирования) может быть внесена погрешность даже при совершенной работе самого детектора. Из этих соображений несущая частота должна быть достаточно высока по сравнению с высшей частотой модуляции. Другими словами, амплитудно-модулированные колебания должны представлять собой колебания с *медленно-меняющейся амплитудой*.

Хотя модулирующий сигнал и отображен в модулированных колебаниях, однако составляющие (низкой по сравнению с $\omega_{н}$ частоты), определяющие спектральную структуру сигнала, не содержатся в спектре модулированных колебаний. Спектральная структура модулированных колебаний отличается также от простой структуры немодулированных (незатухающих) колебаний, представляющих собой монохроматические колебания частоты $\omega_{н}$.

Пусть функция $I_{nm}(t)$, выражающая закон модуляции (огibaющую высокочастотных колебаний), характеризуется некоторой спектральной функцией $N = N(\Omega)$, показанной на рис. 18,а сплошной линией. Можно доказать, что спектральная функция модулированных колебаний $I_{nm}(t) \sin \omega_n t$ имеет вид, показанный на рис. 18,б, и выражается функцией

$$N_n = N_n(\omega) \cong 0,5N(\Omega)_{\Omega = \omega - \omega_n} = 0,5N(\omega - \omega_n). \quad (2.20)$$

Эта формула предполагает, что модулированные колебания представляют собой колебания с медленно-меняющейся амплитудой.

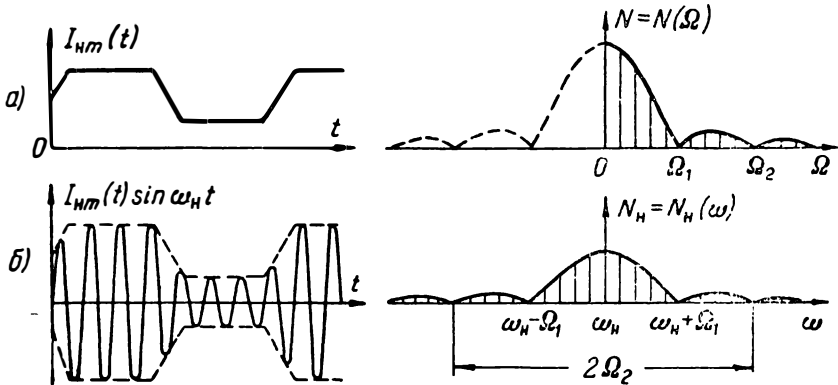


Рис. 2.18. Соотношение между спектром *огibaющей* модулированных колебаний (а) и спектром модулированных колебаний (б).

Для получения кривой $N_n(\omega)$ из кривой $N(\Omega)$ следует построить зеркальное изображение кривой $N(\Omega)$, как это показано на рис. 18,а пунктиром, затем уменьшить все ординаты в два раза и, наконец, перенести начало координат влево на величину ω_n (рис. 18,б).

В частном случае, когда модулирующее напряжение изменяется по синусоидальному закону, спектр модулированных колебаний находится путем простых тригонометрических преобразований выражения (19):

$$i_n = I_{nm0} \sin \omega_n t + 0,5mI_{nm0} [\cos(\omega_n - \Omega)t - \cos(\omega_n + \Omega)t]. \quad (2.21)$$

При более сложном законе модуляции, когда спектр модулирующего сигнала охватывает диапазон частот $\Omega_{\min} \leq \Omega \leq \Omega_{\max}$, модулированные колебания могут быть разложены на гармонические составляющие:

- а) несущей частоты ω_n ;
- б) боковых частот, расположенных в показанных на рис. 19 диапазонах. Ширина спектра подобных колебаний $\Delta\omega_c = 2\Omega_{\max}$.

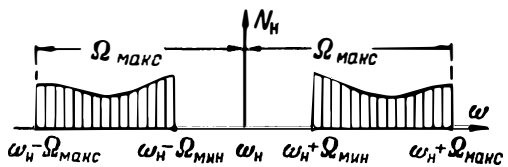


Рис. 2.19. Спектр модулированных колебаний.

3. Длительность интервала времени $(0,5T_n)$ между двумя смежными моментами времени прохождения через нуль амплитудно-модулированных колебаний не изменяется в процессе модуляции (рис. 17). Следовательно, параметр ω_n модулированных колебаний остается постоянным. Это обстоятельство дало основание многим физикам конца XIX и начала XX веков утверждать, что

модулированные колебания имеют якобы простую спектральную структуру, т. е. что они представляют собой по существу *монохроматические* колебания частоты ω_n . Это неверное представление было в 1913 г. рассеяно профессором Московского университета Н. Н. Андреевым, доказавшим, что колебания с неизменным параметром ω_n , но меняющейся амплитудой имеют сложную спектральную структуру и воздействуют, например, на дифракционную решетку в соответствии с этой структурой. Свои взгляды и результаты исследований Н. Н. Андреев опубликовал в ряде трудов [7, 8]. Внесению ясности в этот вопрос способствовали также исследования М. В. Шулейкина, установившего наличие сложной структуры амплитудно-модулированных колебаний и указавшего на присутствие в спектре, кроме составляющей несущей частоты, также и составляющих боковых частот. Результаты своих исследований М. В. Шулейкин опубликовал в 1916 г. [9]. Тем не менее, даже спустя 15 лет, установленные Н. Н. Андреевым и М. В. Шулейкиным положения оспаривались некоторыми иностранными учеными (например, Флемингом в 1930 г.). Советские радиопромышленники всесторонне обсудили этот вопрос и подвергли критике неверные представления некоторых ученых. Результаты этого обсуждения нашли отражение в выступлениях и статьях многих выдающихся представителей советской радиофизики (Л. И. Мандельштам, Н. Д. Папалекси, С. М. Рытов, Г. С. Горелик и др.). Интересные сведения, освещающие роль советских ученых в установлении правильных представлений о спектральной структуре сложных и модулированных колебаний, приводятся в ряде статей С. М. Рытова [10].

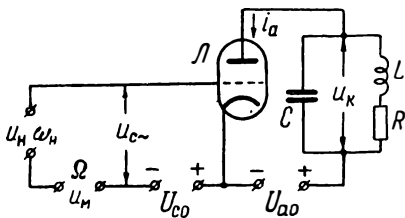


Рис. 2.20. Схема сеточной модуляции.

4. Осуществление амплитудной модуляции основано на использовании нелинейных свойств электронной лампы (нелинейного элемента модуляционного устройства) и фильтрующих свойств колебательного контура (линейного элемента устройства).

Рассмотрим один из простейших способов амплитудной модуляции, в котором используется нелинейная зависимость анодного тока лампы от напряжения на *управляющей сетке* лампы. Соответствующая этому способу схема (рис. 20) известна под названием схемы *сеточной модуляции*.

В цепи сетки лампы \mathcal{L} действует смещающее напряжение $U_{c0} = \text{const}$, служащее для установления нужного режима работы лампы. Это напряжение определяет *рабочую характеристику* лампы $i_a = \Phi_p(u_{c-})^*$. К цепи сетки подводится высокочастотное напряжение несущей частоты: $u_n = U_{nm0} \sin \omega_n t$, где $U_{nm0} = \text{const}$. Кроме того, к цепи сетки подводится модулирующее напряжение $u_m = u_m(t)$. Поэтому анодный ток лампы оказывается функцией $u_{c-} = u_n + u_m$.

В анодную цепь лампы включен колебательный контур, напряжение на котором должно представлять амплитудно-модулированные колебания.

* Для упрощения вопроса пренебрегаем влиянием «анодной реакции».

Пусть модулирующее напряжение изменяется по синусоидальному закону с частотой модуляции $\Omega \ll \omega_n$. Тогда

$$u_{c\sim} = u_n + u_m = U_{нт0} \sin \omega_n t + U_{мт} \sin \Omega t. \quad (2.22)$$

В цепи сетки действуют два гармонических напряжения высокой и низкой частоты. Обусловливаемый напряжением $u_{c\sim}$ анодный ток должен создать в колебательном контуре амплитудно-модулированные колебания, выражаемые функцией (21). Модулированные колебания существенно отличаются от колебаний, действующих в цепи сетки. Они не содержат в своем составе колебаний низкой частоты Ω , а представляют собой сумму трех колебаний высоких, но несколько различных частот. Таким образом, в результате модуляции должно произойти нелинейное преобразование, приводящее к *органической трансформации спектра* колебаний. Следовательно, модуляционная лампа должна быть поставлена в нелинейный режим работы.

5. С целью уточнения требований к режиму работы лампы примем, что ее рабочая характеристика аппроксимируется полиномом

$$i_a = \Phi_p(u_{c\sim}) = I_{aP} + a_1 u_{c\sim} + a_2 u_{c\sim}^2 + a_3 u_{c\sim}^3 + \dots, \quad (2.23)$$

где $u_{c\sim}$ выражается формулой (22). Для оценки влияния «типа» нелинейности характеристики на процесс модуляции рассмотрим эффект, обусловливаемый каждым членом полинома (23) в отдельности.

Линейный член полинома (23) обусловит присутствие в составе анодного тока составляющей низкой частоты Ω , а также интересующей нас составляющей несущей частоты:

$$i_{\omega} = a_1 U_{нт0} \sin \omega_n t. \quad (a)$$

Квадратичный член полинома (23) обусловит появление составляющих тока двойных частот: 2Ω и $2\omega_n$ (не представляющих для нас интереса), а также составляющих комбинационных частот, выражаемых формулой (1.45):

$$i_{\omega \pm \Omega} = a_2 U_{нт0} U_{мт} [\cos(\omega_n - \Omega)t - \cos(\omega_n + \Omega)t]. \quad (б)$$

Обозначим в формулах (а) и (б):

$$a_1 U_{нт0} = I_{нт0}; \quad a_2 U_{нт0} U_{мт} = I_{нт0} \cdot \frac{a_2}{a_1} U_{мт} = \frac{m}{2} I_{нт0},$$

где

$$m = 2 \frac{a_2}{a_1} U_{мт} = k_1 U_{мт}. \quad (2.24)$$

Тогда сумма составляющих тока, выражаемых формулами (а) и (б), примет вид:

$$i_{\omega} + i_{\omega \pm \Omega} = I_{нт0} \sin \omega_n t + 0,5m I_{нт0} [\cos(\omega_n - \Omega)t - \cos(\omega_n + \Omega)t]. \quad (2.25)$$

Выражение (25) совпадает с выражением для амплитудно-модулированных колебаний. При этом определяемый формулой (24) коэффициент m так же, как и коэффициент модуляции, пропорционален только амплитуде модулирующего напряжения (ибо амплитуда $U_{нт0}$ и коэффициенты a_1 и a_2 постоянны). Следовательно, сумма $i_{\omega} + i_{\omega \pm n}$ представляет собой амплитудно-модулированные колебания тока. Таким образом, при *квадратичной характеристике* лампы в составе анодного тока находятся составляющие, образующие амплитудно-модулированные колебания, и, кроме того, «лишние» составляющие: весьма низких частот (Ω и 2Ω) и весьма высокой частоты ($2\omega_n$).

Не представляет, однако, труда почти полностью избавиться от действия «лишних» составляющих тока. Для этого следует настроить колебательный контур анодной цепи на частоту ω_n ; ширину же полосы пропускания контура желательно установить несколько большей 2Ω так, чтобы сопротивление контура для всех трех составляющих тока, входящих в выражение (25), было примерно одинаковым. Тогда при условии $\omega_n \gg \Omega$ напряжение на контуре будет практически представлять амплитудно-модулированные колебания, удовлетворяющие нужным требованиям.

Можно убедиться в том, что если нелинейность характеристики лампы определяется *кубичным* и другими *высшими* членами полинома (23), то в составе анодного тока появятся гармоники, искажающие процесс модуляции. Так, кубичный член $a_3 u_{c\sim}^3$ обусловит появление составляющих тока следующих частот:

$$3\omega_n, 3\Omega, 2\omega_n - \Omega, 2\omega_n + \Omega, \omega_n, \omega_n - 2\Omega, \omega_n + 2\Omega.$$

Действие первых четырех составляющих подавляется контуром, и поэтому их появление не существенно для процесса модуляции. Составляющая частоты ω_n вызовет изменение составляющей $I_{нт0}$ несущей частоты, что может несколько отразиться на глубине модуляции. Весьма вредное влияние оказывают последние две составляющие тока, которые исказят запечатленный в модулированных колебаниях сигнал. Искажение модулированных колебаний, обусловленное «типом» нелинейности характеристики лампы, создает *нелинейные искажения*.

Из изложенного вытекает, что *для устранения нелинейных искажений следует располагать рабочую точку лампы модуляционного устройства в области нижнего сгиба характеристики так, чтобы рабочая характеристика лампы выражалась функцией, близкой к квадратичному полиному*.

Помимо нелинейных искажений, возможны также и *линейные искажения*, определяемые, с одной стороны, несовершенством фильтрующих свойств контура и, с другой, — ограниченностью его полосы пропускания. Последнее обуславливает различие в воздействии на контур составляющих несущей и боковых ча-

стот. Для улучшения условий «прохождения» колебаний боковых частот желательнее иметь ширину $\Delta\omega_n$ полосы пропускания контура возможно большей сравнительно с наибольшей частотой $\Omega_{\text{макс}}$ модуляции. Для лучшей же фильтрации «паразитных» составляющих тока целесообразно иметь узкую полосу пропускания. Эти противоречивые требования хорошо удовлетворяются при $\omega_n \gg \gg \Omega_{\text{макс}}$. В таких случаях полоса пропускания определяется конструктивными возможностями (технически осуществимой добротностью контура). При более слабой степени написанного неравенства приходится прибегать к компромиссному решению (в крайнем случае, $\Delta\omega_n \cong 2\Omega_{\text{макс}}$).

6. Оценим линейные искажения при модуляции, обуславливаемые ограниченностью ширины полосы пропускания контура.

Пусть контур обладает характеристическим сопротивлением ρ_k и добротностью (с учетом внутреннего сопротивления лампы) Q_k , определяющей полосу пропускания $\Delta\omega_n = d_k \omega_0$. Сопротивление контура для составляющих боковых частот $\omega_n \pm \Omega$ выражается известными формулами:

$$\dot{Z}_k = \frac{\rho_k Q_k}{\sqrt{1 + 4Q_k^2 \xi^2}} e^{j\varphi_Z}; \quad \text{tg } \varphi_Z = -2Q_k \xi = -2Q_k \frac{\Delta\omega_p}{\omega_0}, \quad (2.26)$$

где $\Delta\omega_p = \omega - \omega_p = \pm \Omega$ расстройка контура относительно его резонансной частоты $\omega_p = \omega_n \cong \omega_0$. Вследствие этого, если выражаемые формулой (25) составляющие анодного тока образуют модулированные колебания, характеризуемые коэффициентом модуляции $m = m_i$, то модулированные колебания напряжения на контуре должны иметь вид:

$$U_{knt0} \sin \omega_n t + 0,5m_u U_{knt0} \{ \cos [(\omega_n - \Omega)t - \varphi_Z] - \cos [(\omega_n + \Omega)t + \varphi_Z] \},$$

где $U_{knt0} = I_{нт0} \rho_k Q_k$ и $0,5m_u U_{knt0} = 0,5m_i I_{нт0} Z_k$. Подставляя в это равенство значение \dot{Z}_k из формулы (26) и решая его относительно m_u , найдем следующее выражение для коэффициента модуляции колебательного напряжения:

$$m_u = \frac{m_i}{\sqrt{1 + 4Q_k^2 \xi^2}} = \frac{m_i}{\sqrt{1 + 4Q_k^2 (\Omega/\omega_0)^2}}. \quad (2.27)$$

Как видно, коэффициент модуляции *напряжения* на контуре отличается от коэффициента модуляции тока. Колебательный контур как бы приводит к некоторому уменьшению *действующего коэффициента модуляции*.

7. Рассмотрим сущность процессов, протекающих при амплитудной модуляции по схеме сеточной модуляции (рис. 20). Для упрощения вопроса примем, что рабочая характеристика лампы имеет кусочно-линейный вид (рис. 21). В соответствии с полученным выше выводом примем, что рабочая точка Р расположена в точке излома характеристики. На рис. 21, снизу, представлена форма результирующего напряжения u_{c-} , действующего в цепи сетки, при синусоидальной форме модулирующего напряжения.

Так как при $u_{c-} \leq 0$, $i_a = 0$, то анодный ток представляет собой периодически повторяющиеся с периодом T_n импульсы. Вследствие линейной зависимости анодного тока от напряже-

ния $u_{c\sim} \geq 0$ ($i_a = S_n u_{c\sim}$), импульсы анодного тока имеют «синусоидальную» форму; пиковое значение импульсов $i_{a\max} = S_n (u_{c\sim})_{\max}$. При этом, из-за сильной степени выполнения неравенства $\omega_n \gg \Omega$, за время одного периода T_Ω модуляции в анодной цепи образуются сотни и даже тысячи импульсов анодного тока, огибающая которых изменяется *весьма медленно* по закону модулирующего напряжения.

Если, начиная с какого-нибудь времени, пиковая величина импульсов тока и их форма оставались бы совершенно неизменными, то напряжение $u_{c\sim}$ на контуре достигло бы *стационарной*

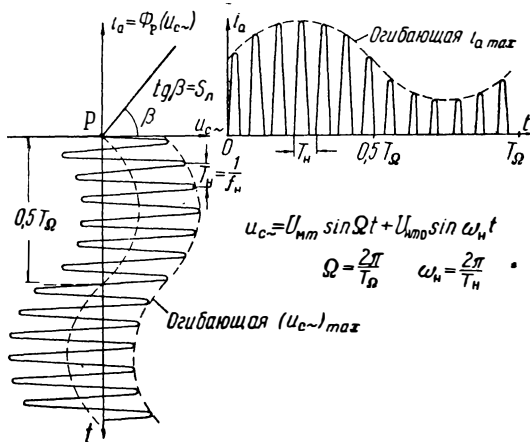


Рис. 2.21. Анодный ток лампы модуляционного каскада.

амплитуды $U_{км}^*$, определяемой только формой и пиковой величиной импульсов и резонансным сопротивлением $R_{кр}$ контура. Но стационарные колебания напряжения устанавливаются не мгновенно, а спустя некоторое время, практически равное нескольким постоянным времени τ анодной цепи [$\tau = (\pi \Delta f_n)^{-1}$, где Δf_n — ширина полосы пропускания контура с учетом шунтирующего действия лампы]. По этой причине амплитуда колебательного напряжения $U_{км}$, получающегося при *непрерывном* изменении импульсов анодного тока, отличается несколько от $U_{км}^*$. Однако при *весьма медленном* изменении огибающей импульсов тока, когда $T_\Omega \gg \tau$, можно, приближенно, принять $U_{км} \cong U_{км}^*$.

Имея это в виду, рассмотрение медленно меняющегося *динамического* процесса, соответствующего представленным на рис. 21 временным диаграммам, можно заменить рассмотрением «статической» картины процесса, описываемой ниже.

8. Медленно меняющееся напряжение $u_m = u_m(t)$ можно рассматривать как *дополнительное смещающее напряжение* $\Delta U_c = u_m$, вызывающее вариацию суммарного смещающего напря-

жения $U_c = U_{c0} + \Delta U_c$. Учитывая изложенные в п. 7 соображения, можно полагать, что при приложении к сетке смещающего напряжения $U_c = U_{c0} + \Delta U_c = \text{const}$ и высокочастотного напряжения $U_{нм0} \sin \omega_n t$ амплитуда $U_{км}^*$ напряжения, устанавливаемого на контуре, будет близка к амплитуде $U_{км}$, получающейся в процессе модуляции при $u_m = u_m(t) = \Delta U_c$. Интересующий нас результат легко проследить опытным путем, подводя к сетке (рис. 20) вместо напряжения u_m постоянное напряжение ΔU_c , величина которого может нами изменяться. Измеряя амплитуду $U_{км}^* \cong U_{км}$, получающуюся при различных значениях $U_c = \text{const}$, можно построить зависимость $U_{км} = F_c(U_c)$, называемую *статической модуляционной характеристикой*. Приближенно можно считать, что и в динамическом режиме (рис. 21) каждому мгновенному значению напряжения $U_c = U_{c0} + u_m(t)$ будет соответствовать такая же амплитуда напряжения на контуре, как и определяемая из статической модуляционной характеристики.

9. Оценим качественно вид статической модуляционной характеристики, получающейся при применении лампы, характеристика $i_a = \Phi(u_c)$ которой является кусочно-линейной и имеет ограничение: $i_a \leq I_r$ (рис. 22). В соответствии с принятым методом положение рабочей точки нами пока не должно предопределяться. Рассмотрим анодный ток лампы при различных величинах напряжения U_c , но неизменной амплитуде $U_{нм0}$ высокочастотных колебаний.

При достаточно большой абсолютной величине отрицательного смещения, когда $U_c = U'_c \leq U_{сп} - U_{нм0}$ (рис. 22,а), лампа все время заперта, и колебательное напряжение $u_{кн} = 0$. При $U_c = U''_c > U_{сп} - U_{нм0}$ (рис. 22,б) появляются повторяющиеся с периодом T_n импульсы анодного тока, имеющие пиковое значение i''_{amax} . Напряжение $u_{кн}$, создаваемое подобными импульсами тока на контуре, настроенном в резонанс с частотой повторения импульсов, определяется практически только первой гармоникой анодного тока. Амплитуда этой составляющей $I_{alm} = \alpha_1 i''_{amax}$; α_1 — коэффициент разложения первой гармоники (рис. 23), зависящий от относительной длительности протекания анодного тока за период*. Амплитуда колебательного напряжения $U''_{км} = I_{alm} R_{кр} = \alpha_1 i''_{amax} R_{кр}$.

* При расчете ламповых генераторов коэффициенты разложения различных гармоник анодного тока определяются с помощью таблиц Берга, по данным которых построен представленный на рис. 23 график. Таблицы Берга выражают коэффициенты разложения в функции от угла ϕ нижней (и верхней) отсечки анодного тока. Выраженный в градусах угол нижней отсечки $\phi = 180 \Delta t_i / T_n$, где Δt_i — длительность (за период) протекания анодного тока i_a .

При дальнейшем уменьшении абсолютной величины смещающего напряжения (рис. 22, в, з) пиковая величина импульсов тока растет пропорционально перемещению рабочей точки вправо.

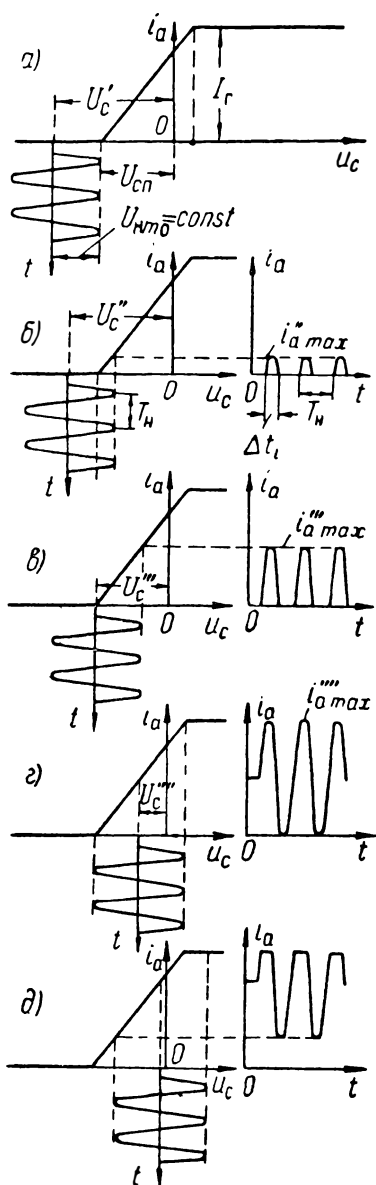


Рис. 222. Форма анодного тока при разных напряжениях U_c смещения и $U_{нмо} = \text{const}$

Если бы при этом коэффициент разложения α_1 оставался неизменным, то амплитуда колебательного напряжения возрастала бы пропорционально увеличению $i_{a \max}$. В действительности же α_1 не остается постоянным, а изменяется (рис. 23). Поэтому амплитуда $U_{км}$ растет вначале быстрее роста величины $i_{a \max}$.

Особенность рассматриваемой характеристики, обладающей ограничением, предопределяет некоторую наибольшую достижимую величину $U_{км} = (U_{км})_{\max}$, которая соответствует смещению $U_c = U_c''''$ (рис. 22,з). При дальнейшем перемещении рабочей точки вправо (рис. 22,д) возрастает лишь постоянная составляющая анодного тока, а первая гармоника уменьшается, стремясь к нулю. Таким образом, при принятой характеристике лампы

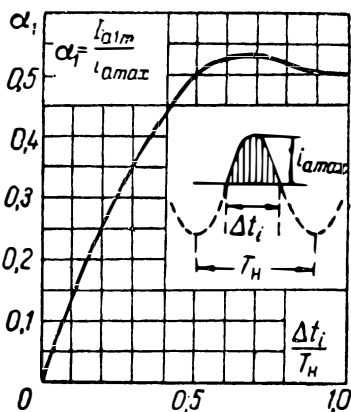


Рис. 223. Зависимость коэффициента разложения первой гармоника от относительной длительности импульса «синусоидальной» формы.

статическая модуляционная характеристика должна иметь вид, показанный на рис. 24.

10. Очевидно, что нелинейность модуляционной характеристики является нежелательной. Действительно, неискаженная модуляция требует, чтобы амплитуда $U_{км}$ (или приращение этой амплитуды $\Delta U_{км}$) изменялась пропорционально модулирующему напряжению $u_m = U_c - U_{c0}$, что возможно только на линейном участке модуляционной характеристики.

Полученный выше неблагоприятный результат (рис. 24) не является неожиданным. Согласно выводу, сделанному в п. 5, для отсутствия нелинейных искажений рабочая характеристика лампы должна иметь вид *квадратичной параболы*. Этому требованию кусочно-линейная характеристика (особенно при ее ограничении) не удовлетворяет. Четная и нечетная части характери-

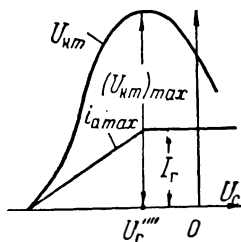


Рис. 2.24. Статическая модуляционная характеристика.

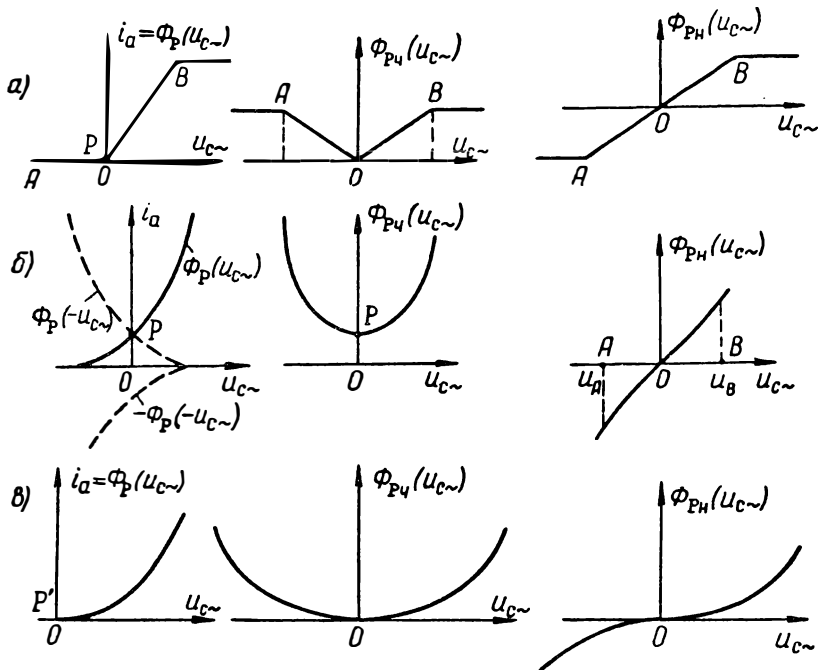


Рис. 2.25. Виды благоприятных (б) и неблагоприятных (а и в) характеристик лампы модуляционного каскада.

стики имеют вид, показанный на рис. 25,а. Для отсутствия же искажений четная часть *рабочей характеристики* должна представлять собой параболу $[\Phi_{pч}(u_{c\sim}) = a_0 + a_2 u_{c\sim}^2]$, а нечетная ее

часть должна быть линейной. Эти требования должны удовлетворяться в пределах

$$[-U_{нт0} + (u_m)_{\text{мин}}] < u_{c\sim} < [U_{нт0} + (u_m)_{\text{макс}}],$$

где $(u_m)_{\text{мин}}$ и $(u_m)_{\text{макс}}$ — наименьшее и наибольшее значения модулирующего напряжения в процессе модуляции.

Используя описанный в гл. 1, § 3, п. 3,г метод построения четной и нечетной частей характеристик лампы при различных положениях рабочей точки, можно быстро произвести оценку пригодности данной лампы для целей модуляции, выбрать благоприятное положение рабочей точки на характеристике и оце-

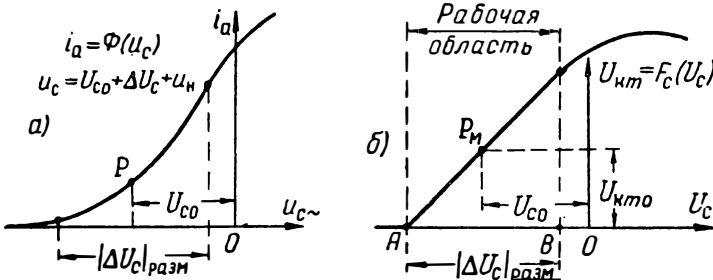


Рис. 2.26. Реальная характеристика лампы (а) и ее статическая модуляционная характеристика (б).

нить допустимые значения $U_{нт0}$ и $u_m(t)$. Так, для характеристики вида, представленного на рис. 25,б, в пределах $u_A < u_{c\sim} < u_B$ четная и нечетная части характеристики удовлетворяют нужным требованиям. Если же при той же характеристике (точнее, для той же лампы) сместить рабочую точку в положение P' (рис. 25,в), то мы получим неудовлетворительный результат (нечетная часть характеристики оказывается неудовлетворительной). Заметим, что из представленных на рис. 25,а характеристик сразу видно, что сколько-нибудь удовлетворительный результат может быть получен только на участке AOB характеристики.

Реальные характеристики ламп в области своего нижнего сгиба приближаются к желательному виду (рис. 26,а). В соответствии с этим, как показывает опыт, статическая модуляционная характеристика лампы обладает близким к линейному участком (рис. 26,б). При этом вид модуляционной характеристики и ширина линейного участка ее зависят от амплитуды $U_{нт0}$ высокочастотного напряжения и величины эквивалентного резонансного сопротивления $R_{кр}$ колебательного контура.

При экспериментальной съемке модуляционной характеристики положение рабочей точки P на характеристике (рис. 26,а) заранее не предопределяется. Но располагая модуляционной характеристикой, нетрудно определить положение рабочей точки P и сформулировать требования к модулирующему напряжению.

В самом деле, ширина AB линейного участка модуляционной характеристики (рис. 26,б) определяет допустимый диапазон изменения суммарного «смещающего» напряжения $U_c = U_{c0} + U_c$. В процессе же модуляции «дополнительное» смещение $\Delta U_c = u_m$ принимает как положительные, так и отрицательные значения. Поэтому для достижения наибольшей абсолютной глубины модуляции $[(U_{km})_{max} - (U_{km})_{min}]$, соответствующей наибольшему возможному *размаху* колебаний модулирующего напряжения $(u_m)_{max} - (u_m)_{min} = |\Delta U_c|_{разм}$, необходимо так выбрать рабочую точку P_m на модуляционной характеристике, чтобы при любом значении ΔU_c не выйти за пределы линейной части модуляционной характеристики. Обычно $|u_m|_{max} = |u_m|_{min} = |\Delta U_c|_{max}$ и, следовательно, $|\Delta U_c|_{разм} = 2|\Delta U_c|_{max}$. В этом случае рабочую точку нужно расположить в середине линейного участка модуляционной характеристики (рис. 26,б). Отсюда определяются величины постоянного смещающего напряжения U_{c0} и наибольшей амплитуды модулирующего напряжения $(U_{mt})_{max} = |\Delta U_c|_{max}$.

11. Пусть модуляционная характеристика имеет вид, показанный на рис. 27,а, и модулирующее напряжение $u_m = U_{mt} \sin \omega t$.

При $U_{mt} = 0$ (модуляция отсутствует) амплитуда колебательного напряжения постоянна ($U_{km} = U_{km0}$) и определяется рабочей точкой P_m модуляционной характеристики.

При $U_{mt} = U'_{mt} < |\Delta U_c|_{max}$ амплитуда U'_{km} изменяется в соответствии с линейной частью модуляционной характеристики по синусоидальному закону (рис. 27,б); этому соответствуют модулированные колебания с коэффициентом модуляции $m < 1$ (рис. 27,в).

При $U_{mt} = U''_{mt} = |\Delta U_c|_{max}$ амплитуда колебательного напряжения изменяется в пределах: $0 \leq U''_{km} \leq 2U_{km0}$. Этому соответствует коэффициент модуляции $m = 1$ (рис. 27,г).

Может ли коэффициент модуляции при $U_{mt} = U'''_{mt} > |\Delta U_c|_{max}$ иметь величину $m > 1$ $[(U'''_{km})_{max} > 2U_{km0}]$?

Если бы модуляционная характеристика снизу не была ограничена осью абсцисс (рис. 27,а), а сверху не имела загиба, то при $U'''_{mt} > |\Delta U_c|_{max}$ амплитуда U'''_{km} изменялась бы в соответствии с показанной на рис. 27,б пунктирной кривой. При этом высокочастотные колебания имели бы вид, изображенный на рис. 27,д, где следует полагать $(U'''_{km})_{max} > 2U_{km0}$, а $(U'''_{km})_{min} < 0^*$. Формально, соответствующий этому коэффициент модуляции может быть принят равным $m > 1$. Однако в действительности

* Хотя в предполагаемом случае модуляционная характеристика и является линейной (в формальном смысле), тем не менее при детектировании подобных колебаний восстановленный сигнал окажется искаженным.

при $u_m''' < u_A$ (левее точки А на рис. 27,а), $U_{км}''' = 0$, так как из-за большого отрицательного смещающего напряжения лампа заперта. В моменты же, когда $u_m''' > u_B$ (правее точки В), колебания в контуре хотя и существуют (лампа открыта), однако амплитуда колебаний оказывается ограниченной. Таким образом, амплитуда $U_{км}'''$ должна изменяться в соответствии с жирной кривой, изображенной на рис. 27,б, а сами высокочастотные колебания будут иметь вид, показанный на рис. 27,е. Подобная модуляция («перемодуляция», где, условно, можно считать $m > 1$)

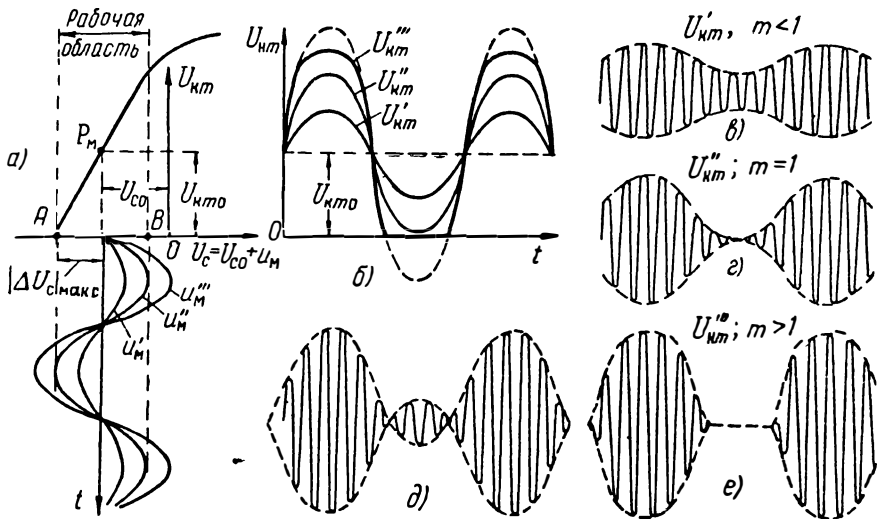


Рис. 2.27. Влияние нелинейности модуляционной характеристики на форму огибающей ВЧ колебаний.

называется «несимметричной»: часть огибающей колебаний, соответствующей $u_m''' > u_B$, «приплюснута» и отличается от части огибающей, соответствующей $u_m''' < u_A$, где она как бы обрезана. Модулированные колебания оказываются при этом искаженными: огибающая колебаний уже не передает закона изменения модулирующего напряжения. В соответствии с этим и форма сигнала, получаемого после детектирования, окажется искаженной: сигнал будет «засорен» паразитными гармониками высших частот (2Ω , 3Ω и т. д.). В случае же, когда модулирующее напряжение представляет собой сложные колебания нескольких частот (например, ω_1 и Ω_2), то при искаженной модуляции ($m > 1$) восстановленный после детектирования сигнал содержит также и гармоники комбинационных частот ($\Omega_1 \pm \Omega_2$). Получаемое в результате этого искажение сигнала называется нелинейным.

Из изложенного вытекает, что для предотвращения нелинейных искажений при модуляции коэффициент модуляции не дол-

жен превышать 1. По существу, согласно формуле (18), коэффициент модуляции и не может быть больше 1, так как при «перемодуляции» относительная глубина модуляции не возрастает. Наибольшая глубина модуляции ($m = 1$) должна соответствовать наибольшей величине модулирующего напряжения, чему соответствует наибольшая интенсивность модуляции. Поэтому коэффициент амплитудной модуляции может быть определен как отношение интенсивности данной модуляции (при данном модулирующем напряжении) к интенсивности наиболее глубокой возможной модуляции. Это определение может быть распространено и на другие виды модуляции (частотную, фазовую).

12. Мы рассмотрели простейший способ осуществления амплитудной модуляции (сеточная модуляция), основанный на использовании нелинейной зависимости анодного тока от напряжения на управляющей сетке лампы. Однако можно было бы использовать и нелинейную зависимость анодного тока лампы от ее анодного напряжения (в области малых u_a) или от напряжений на других сетках лампы (тетрода или пентода). Соответствующие этим зависимостям способы амплитудной модуляции широко используются в радиопередающих устройствах.

13. Всестороннее исследование разнообразных вопросов амплитудной модуляции проводилось в ряде научных учреждений Советского Союза. Результаты этих исследований отражены в статьях многих советских авторов, опубликованных начиная с 1924 г. В упомянутых статьях существенное внимание уделяется также вопросам сеточной модуляции. Пионерами в этой области явились М. А. Бонч-Бруевич [11], А. А. Григорьева, выполнившая ряд экспериментальных исследований [12], Н. Д. Смирнов, разработавший метод построения модуляционных характеристик [13], и др. Следует особо отметить статью И. Г. Кляцкина и А. Л. Минца [14], в которой изложены основные положения теории и методики расчета устройств сеточной модуляции; этим же авторам принадлежит также научный труд, посвященный другому способу модуляции (модуляция на анод). Их научная деятельность была неразрывно связана с практической работой большого коллектива советских радиоспециалистов в области мощного радиостроения. В первоначальный состав Бюро мощного радиостроения СССР входили А. Л. Минц, И. Г. Кляцкин, Н. И. Оганов. Эти крупные радиоспециалисты являются авторами весьма совершенных схем амплитудной модуляции, нашедших практическое использование в разработанных советскими инженерами радиостанциях. Результаты позднейших исследований советских специалистов нашли отражение в известных курсах радиопередающих устройств А. И. Берга [1], З. И. Моделя и И. Х. Невяжского [15]. Этим авторам принадлежит также ряд оригинальных трудов, посвященных развитию техники и теории амплитудной модуляции. Из теоретических работ в области модуляции должна быть отмечена работа С. М. Рыгова [10]. В этом труде модулированные колебания, соответствующие различным видам модуляции (частотной, фазовой и амплитудной), рассматриваются как колебания с медленно-меняющейся амплитудой и частотой; там же устанавливаются интересные закономерности при разных видах модуляции.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

18. Дайте определение линейных и нелинейных искажений при модуляции.

19. При каком виде рабочей характеристики лампы нелинейные искажения в модуляции отсутствуют? Каков при этом вид статической модуляционной характеристики?

20. Каким основным требованиям должен удовлетворять колебательный контур в анодной цепи лампы модуляционного устройства?

21. В чем заключается различие спектральных структур сеточного напряжения лампы и ее анодного тока при модуляции? В чем заключается различие спектральных структур анодного тока лампы и напряжения на колебательном контуре в анодной цепи лампы?

22. В чем заключается вредная при модуляции роль нелинейности характеристики лампы, связанной с наличием в аппроксимирующей характеристике полинома кубического члена?

23. Несущая частота колебаний $f_n = 2$ мГц. Максимальная частота модуляции $F_{\text{макс}} = 1000$ гц. Какую ширину Δf_n полосы пропускания колебательного контура целесообразно установить?

О т в е т. Наиболее узкую, технически осуществимую; например: $\Delta f_n = 20$ кГц ($Q_k = 100$) или меньше.

24. Ширина полосы пропускания контура, рассмотренного в задаче 23, $\Delta f_n = 10$ кГц. Какое относительное уменьшение коэффициента модуляции привнесит контуром?

О т в е т. $m_u = 0,98 m_i$ (см. п. 6 данного параграфа).

25. Как изменится ответ задачи 24, если при $\Delta f_n = 10$ кГц наибольшая частота модуляции $F_{\text{макс}} = 3$ кГц?

О т в е т. $m_u \cong 0,85 m_i$.

26. В чем заключается неблагоприятная роль расширения полосы пропускания колебательного контура модуляционного устройства?

О т в е т. В уменьшении коэффициента усиления и в ухудшении фильтрующих свойств контура.

27. Постройте четные и нечетные части рабочих характеристик триода Г-417 (рис. 1.22), соответствующих $u_a = 500$ в = const и трем различным положениям рабочей точки ($U_{c0} = -50$ в, -35 в и -15 в). Полагая $U_{нто} = 15$ в, оцените, какая из этих трех рабочих характеристик является наиболее удовлетворительной для целей модуляции?

28. Модулирующее напряжение представляет собой низкочастотные колебания переменной амплитуды, изменяющейся в пределах от $(U_{mt})_{\text{макс}} = 30$ в до $(U_{mt})_{\text{мин}} = 10$ в. Модуляционная характеристика (рис. 27) обладает линейным участком в пределах: -80 в $< U_c < -10$ в. Установите величину постоянного смещающего напряжения U_{c0} и наибольшие допустимые коэффициенты модуляции, соответствующие $(U_{mt})_{\text{макс}}$ и $(U_{mt})_{\text{мин}}$.

О т в е т. $U_{c0} = -50$ в; $m_{\text{макс}} = 1$; $m_{\text{мин}} = 0,33$.

29. Будет ли при условиях задачи 28 искажение в модуляции, если амплитуда модулирующего напряжения возрастет до 35 в; до 50 в?

О т в е т. В первом случае искажений не будет, если установить $U_{c0} = -45$ в; во втором случае будут искажения.

30. Рабочая характеристика лампы модуляционного устройства выражается полиномом $i_a = \Phi_p(u_{c0}) = 20 + 2u_{c0} + 0,05u_{c0}^2$ (ма). Модулирующее напряжение $u_m = U_{mt} \sin \Omega t$, где $U_{mt} = 15$ в. Вычислить коэффициент модуляции. Какова наибольшая амплитуда модулирующего напряжений, при которой величественные искажения в модуляции отсутствуют?

О т в е т. $m = 0,75$; $(U_{mt})_{\text{макс}} = 20$ в.

§ 5. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ

Детектирование как нелинейный процесс. — Роль линейного преобразования при детектировании. — Принцип детектирования и скелетная схема детекторной цепи. — Нагрузка детекторной цепи. — Схема анодного детектирования. — Квадратичное детектирование. — Искажения при квадратичном детектировании. — «Линейное» детектирование. — Сравнение нелинейных преобразований при

детектировании и модуляции. — «Постоянная составляющая» тока детектора. — Требования к параметрам нагрузки детекторной цепи в схеме анодного детектирования. — Линейные искажения, обуславливаемые нагрузкой детекторной цепи. — Проявление вентильных свойств детектора при детектировании. — Независимость детекторного эффекта от свойств нечетной части характеристики детектора. — Требования к четной части характеристики детектора. — Аналитическое выражение постоянной составляющей и первой гармонической тока детектора при кусочно-линейной характеристике детектора. — Детекторная характеристика. — Использование детекторной цепи для измерения мощности ВЧ колебаний. — Схема диодного детектирования. — Физическая картина процессов при диодном детектировании. — Требования к параметрам цепи диодного детектирования и к диоду. — Вопросы и задачи.

1. *Детектирование* — важнейшее преобразование, используемое в радиоприемном устройстве для *восстановления* полезного низкочастотного сигнала из принятого радиосигнала. В зависи-

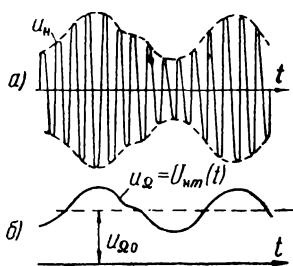


Рис. 2.28. Детектируемый радиосигнал u_n и запечатленный в нем полезный сигнал u_Ω .

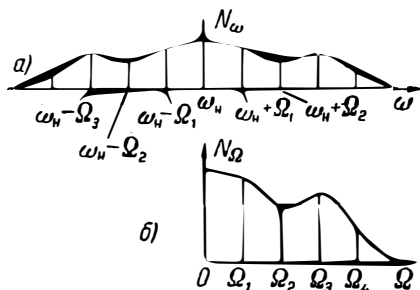


Рис. 2.29. Спектры детектируемого радиосигнала u_n (а) и полезного сигнала u_Ω (б).

мости от вида модуляции различают *частотное*, *фазовое* или *амплитудное* детектирование. Мы ограничимся рассмотрением детектирования только амплитудно-модулированного напряжения.

2. Пусть $u_n = U_{nm}(t) \sin \omega_n t$ — подлежащий детектированию радиосигнал (рис. 28,а) в виде амплитудно-модулированного напряжения несущей частоты ω_n^* . Огибающая колебаний, выражаемая медленно меняющейся функцией $u_\Omega = U_{nm}(t) = u_{\Omega 0} + u_{\Omega \sim}$ (рис. 28,б), представляет полезный низкочастотный сигнал, запечатленный в модулированных колебаниях**. В результате детектирования надлежит получить напряжение $u_k \cong k u_\Omega$, где $k = \text{const}$.

Спектр детектируемого напряжения u_n (рис. 29,а) содержит составляющие *высоких* частот, порядка *несущей частоты* ω_n . *Низкочастотных* составляющих с частотами $\Omega_1, \Omega_2, \dots$ (порядка

* В супергетеродинных приемниках под ω_n следует понимать преобразованную *промежуточную* частоту колебаний.

** u_Ω представляет полезный сигнал $u_M = u_{\Omega \sim}$ с точностью до постоянной составляющей $u_{\Omega 0}$, которая обычно практического значения не имеет.

частоты $\Omega \ll \omega_n$), определяющими спектр полезного сигнала u_Ω (рис. 29,б), радиосигнал не содержит. Низкочастотный сигнал лишь запечатлен в высокочастотных колебаниях радиосигнала, что обуславливает присутствие в спектре радиосигнала составляющих с частотами $\omega_n \pm \Omega_1$, $\omega_n \pm \Omega_2$ и т. д.

Из сказанного вытекает, что для восстановления низкочастотного сигнала из принятого радиосигнала необходимо осуществить *нелинейное преобразование*, приводящее к образованию низкочастотных составляющих полезного сигнала. Однако в пре-

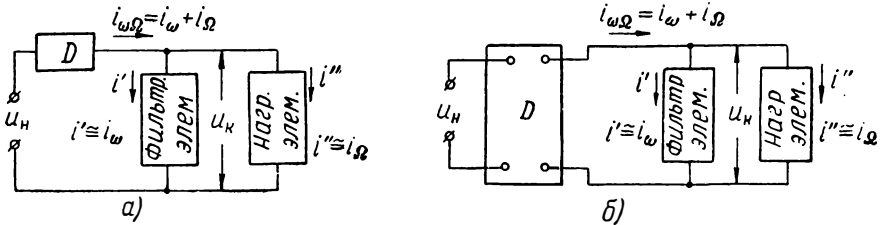


Рис. 2.30. Скелетные схемы детекторного устройства.

образованном спектре оказываются также составляющие ВЧ. В целях выделения полезного сигнала составляющие ВЧ должны быть отфильтрованы, что достигается путем *линейного преобразования*. Таким образом, детекторное устройство должно содержать следующие основные элементы (рис. 30):

а) *детектирующий элемент* или, короче, *детектор (D)* — нелинейный элемент в виде двухполюсника (рис. 30,а) или четырехполюсника (рис. 30,б), посредством которого осуществляется нелинейное преобразование напряжения u_n , приложенного к входу детекторной цепи;

б) *нагрузочный элемент* (регистрирующий прибор), на зажимах которого создается напряжение $u_k \approx ku_\Omega$;

в) *фильтрующий элемент*, способствующий выделению на нагрузочном элементе гармонических составляющих низких частот и подавляющий действие составляющих высоких частот.

3. Простейшая принципиальная идея детектирования заключается в следующем.

Вследствие нелинейных свойств детектора спектр тока $i_{\omega\Omega}$, протекающего в детекторной цепи (рис. 30), оказывается более богатым, чем спектр напряжения u_n . Ток $i_{\omega\Omega} = i_\omega + i_\Omega$ содержит составляющие высоких частот (i_ω) и низких частот ($i_\Omega = i_{\Omega_0} + i_{\Omega_1}$). При определенных свойствах детектора предполагается возможным добиться полной идентичности спектров тока i_Ω и полезного сигнала u_Ω . Другими словами, предполагается, что форма тока i_Ω совпадает с формой огибающей радиосигнала. Тогда для получения на зажимах нагрузочного элемента напряжения $u_k \approx ku_\Omega = k_1 i_\Omega$ необходимо выполнение следующих условий:

а) нагрузочный элемент (рис. 30) должен обладать чисто активным сопротивлением $R = \text{const}$;

б) фильтрующий элемент должен представлять собой емкость C , удовлетворяющую двойному неравенству:

$$\omega_n C \gg \frac{1}{R} \gg \Omega C. \quad (2.28)$$

Выполнение первого неравенства обусловит протекание составляющих тока ВЧ (i_ω) в основном через емкость C ; емкость как бы блокирует нагрузочный элемент от протекания через него тока ВЧ ($i'' \cong i_\omega$) и поэтому называется *блокировочной емкостью*. Большая величина проводимости $\omega_n C$ приводит к подавлению действия составляющих тока ВЧ, в результате чего составляющие напряжения ВЧ на нагрузочном элементе оказываются представленными весьма слабо.

Выполнение второго неравенства обусловит преимущественное протекание низкочастотных составляющих тока (i_Ω) через сопротивление R , а не через емкость C ($i' \cong i_\Omega$). В отношении составляющих тока i_Ω сопротивление R и емкость C определяют некоторую эквивалентную проводимость нагрузки детекторной цепи, которая с учетом неравенства (28) выражается формулой:

$$Y_k = \frac{1}{Z_k} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \Omega^2 C^2} \cong \frac{1}{R} \left(1 + \frac{R^2 \Omega^2 C^2}{2}\right) \cong \frac{1}{R}. \quad (2.29)$$

Проводимость Y_k несколько зависит от частоты Ω . Это, вообще говоря, приводит к *линейному искажению* в восстановлении сигнала, обусловленному тем, что соотношение составляющих напряжения u_k оказывается несколько отличным от соотношения составляющих тока i_Ω . Однако при сильной степени выполнения второго неравенства (28) частотная зависимость (29) получается слабой и линейные искажения — малыми. Практически удовлетворительные результаты получаются, если потребовать, чтобы для составляющей сигнала наивысшей частоты ($\Omega_{\text{макс}} = 2\pi F_{\text{макс}}$) выполнялось соотношение

$$Y_k \leq 1,05 (1/R).$$

Отсюда из формулы (29) вытекает соотношение:

$$\frac{1}{2} R^2 \Omega_{\text{макс}}^2 C^2 \leq 0,05 \quad \text{или} \quad RC \leq \frac{0,05}{F_{\text{макс}}}. \quad (2.30)$$

Предположим, что характеристика детектора такова, что спектральная структура низкочастотных составляющих тока детектора совпадает со спектральной структурой сигнала при условии, что ток $i_{\omega\Omega}$ детектора является функцией только входного напряжения и не зависит от напряжения на нагрузочном элементе. В этом случае желательно устранить влияние нагрузки на работу детектора. В достаточно полной степени это может

быть выполнено лишь при работе по *схеме анодного детектирования* (рис. 31).

4. Детектирующим элементом в схеме анодного детектирования является электронная лампа, к управляющей сетке которой подводится напряжение u_n . Можно добиться такого режима работы лампы, при котором анодный ток $i_a = i_{\omega\Omega}$ оказывается практически функцией только сеточного напряжения $u_{c\sim} = u_n$.

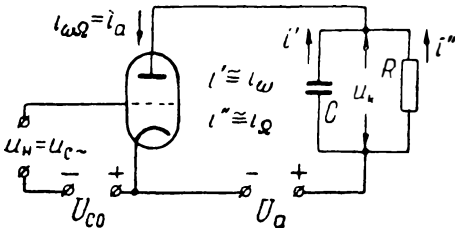


Рис. 2.31. Схема анодного детектирования.

Для выяснения структуры спектра тока детектора (лампы) будем исходить раньше из простейшего типа характеристики детектора. Поскольку эта характеристика должна быть обязательно нелинейной, примем, что рабочая характеристика выражается квадратичным полиномом

$$i_a = \Phi_P(u_{c\sim}) = I_{aP} + a_1 u_{c\sim} + a_2 u_{c\sim}^2. \quad (2.31)$$

Рассмотрим случай детектирования модулированного по гармоническому закону напряжения:

$$\begin{aligned} u_n = u_{c\sim} &= U_{нm0} (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega_n t = \\ &= U_{нm0} \sin \omega_n t + 0,5mU_{нm0} [\cos(\omega_n - \Omega)t - \cos(\omega_n + \Omega)t], \end{aligned} \quad (2.32)$$

где запечатленный сигнал низкой частоты

$$u_{\Omega\sim} = mU_{нm0} \sin \Omega t. \quad (2.33)$$

Подставляя выражение (32) в уравнение (31), можно найти все составляющие анодного тока лампы. Произведем эту операцию, причем будем фиксировать величины лишь интересующих нас составляющих тока $i_{\Omega\sim}$ *низких* частот.

Первые два члена полинома (31) определяют некоторую часть постоянной составляющей анодного тока, а также не представляющие для нас интереса составляющие высоких частот: ω_n и $\omega_n \pm \Omega$. Третий член полинома (31) определит еще одну часть постоянной составляющей тока, а также составляющие двойных частот: $2\omega_n$ $2(\omega_n \pm \Omega)$. Образование составляющих тока низких частот обязано комбинационным слагаемым, также определяемым третьим членом полинома (31):

$$\begin{aligned} i'_{\omega\Omega} &= a_2 m^2 U_{нm0}^2 \sin \omega_n t [\cos(\omega_n - \Omega)t - \cos(\omega_n + \Omega)t]; \\ i''_{\omega\Omega} &= -0,5a_2 m^2 U_{нm0}^2 \cos(\omega_n - \Omega)t \cdot \cos(\omega_n + \Omega)t. \end{aligned}$$

Воспользовавшись формулой (1.45), найдем, что каждый из токов i'_{ω} и i''_{ω} содержит, помимо составляющих i'_{ω} и i''_{ω} высоких частот ($2\omega_n \pm \Omega$ и $2\omega_n$), также следующие составляющие низких частот:

$$i_{\omega} = i'_{\omega} + i''_{\omega} = a_2 m U_{нм0}^2 \sin \Omega t - 0,25 a_2 m^2 U_{нм0}^2 \cos 2\Omega t. \quad (2.34)$$

Именно эти составляющие тока определяют структуру низкочастотного напряжения $u_{\omega} = i_{\omega} R$, выделяемого на нагрузочном сопротивлении. Здесь в соответствии с неравенством (28) и формулой (29) предполагается, что $Z_{\kappa} \cong R = \text{const}$.

Первый член суммы (34) выражает составляющую тока i'_{ω} , частота которого равна частоте модуляции: ток i'_{ω} совпадает по фазе с полезным сигналом u_{ω} , а амплитуда этого тока пропорциональна коэффициенту m модуляции. Зависимость амплитуды тока от квадрата $U_{нм0}^2$ не является в данном случае существенной, так как амплитуда $U_{нм0}$ представляет собой постоянный параметр амплитудно-модулированных колебаний (32). Следовательно, составляющая $i'_{\omega} = k' u_{\omega}$ пропорциональна полезному сигналу u_{ω} .

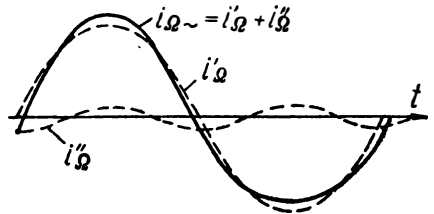


Рис. 2.32. Нелинейное искажение сигнала синусоидальной формы ($m = 0,5$) при квадратичном детектировании.

Анодный ток лампы содержит также «паразитную» составляющую i''_{ω} двойной частоты модуляции. Наличие этой составляющей приведет к искажению в восстановлении сигнала. Правда, амплитуда «паразитной» составляющей тока, по крайней мере, в 4 раза меньше амплитуды основной составляющей. Кроме того, при $m < 1$ искажение несколько ослабляется за счет того, что ток i'_{ω} в отличие от тока i''_{ω} пропорционален не первой степени, а квадрату коэффициента модуляции. Тем не менее при $m > 0,5$ искажение сигнала получается значительным. Представление об этом дают кривые, приведенные на рис. 32, изображающие токи i'_{ω} и i''_{ω} (и их сумму), получающиеся при детектировании напряжения (32). Как видно, суммарный ток (i_{ω}) оказывается несимметричным: положительная полуволна тока обостряется и имеет максимум, больший истинного, а отрицательная полуволна притупляется, и ее наибольшая абсолютная величина меньше истинной.

Следует подчеркнуть, что еще большие искажения получаются при детектировании амплитудно-модулированных колебаний с более сложным законом модуляции, например: $U_{нм} = U_{нм0} \times (1 + m_1 \sin \Omega_1 t + m_2 \sin \Omega_2 t)$. В этом случае ток детекторной цепи

содержит «паразитные» составляющие не только двойных частот ($2\Omega_1, 2\Omega_2$), но и комбинационных частот $|\Omega_1 \pm \Omega_2|$. Обусловливаемое ими искажение сигнала является особенно вредным.

5. Рассмотренный режим работы детектора, определяемый его рабочей характеристикой типа квадратичного полинома (31), соответствует так называемому *квадратичному детектированию*. Квадратичное детектирование приводит к существенному искажению сигнала, проявляемому в «засорении» полезного сигнала «паразитными» составляющими удвоенных и комбинационных тонов. Подобное искажение называется *нелинейным*. Вследствие значительных нелинейных искажений квадратичное детектирование целесообразно применять лишь при низких коэффициентах модуляции ($m < 0,25$). На это обстоятельство обратил внимание профессор Ленинградского электротехнического института им. В. И. Ленина И. Г. Фрейман, установивший основные количественные соотношения при квадратичном детектировании [16]. В настоящее время квадратичное детектирование применяется в основном для целей радиоизмерений (см. п. 10).

6. Режим квадратичного детектирования предопределяется малостью амплитуд детектируемого напряжения: при детектировании «малых колебаний» рабочая область детектора оказывается столь ограниченной, что нелинейность, определяемая высшими членами (выше $a_2 u_{c\omega}^2$) полинома $\Phi_p(u_{c\omega})$, практически не проявляется. Этот вывод является тем более справедливым, что *кубичный* член полинома (равно как и другие члены *нечетных* степеней) не оказывает вообще влияния на процесс детектирования. Можно убедиться в том, что *нечетные члены полинома, аппроксимирующего рабочую характеристику детектора, не приводят к образованию составляющих тока детектора низких частот* (порядка $\Omega, 2\Omega$ и т. д.).

Как показывает теория и опыт, свойственные квадратичному детектированию нелинейные искажения можно существенно уменьшить. Для этого нужно (путем предварительного усиления) повысить амплитуду напряжения $u_n = u_{c\omega}$ настолько, чтобы основная часть рабочей области детектора (при $u_{c\omega} > 0$) охватывала «линейную» часть его характеристики (33,а). Такой режим работы детектора соответствует так называемому *линейному детектированию*. Этот термин следует, конечно, понимать в условном смысле. *Идея линейного детектирования заключается в создании путем использования вентильных свойств детектора импульсов тока неизменной формы, амплитуда которых пропорциональна огибающей $u_{\Omega} = U_{\text{нвт}}(t)$ детектируемого радиосигнала.*

При линейном детектировании допустимо, с некоторым приближением, заменить действительную характеристику АРМ детектора (рис. 33,а) кусочно-линейной характеристикой АОМ. В соответствии с этим при использовании в качестве детектора триода можно полагать, что при детектировании напряжения $u_n = u_{c\omega}$

анодный ток $i_a = i_{a\Omega}$ представляет собой импульсы (рис. 33,б), имеющие вид «полусинусоид». Длительность любого из импульсов равна полупериоду колебаний, и они повторяются с частотой f_H . Огибающая импульсов тока подобна огибающей амплитудно-модулированного напряжения u_H . В частности, при синусоидаль-

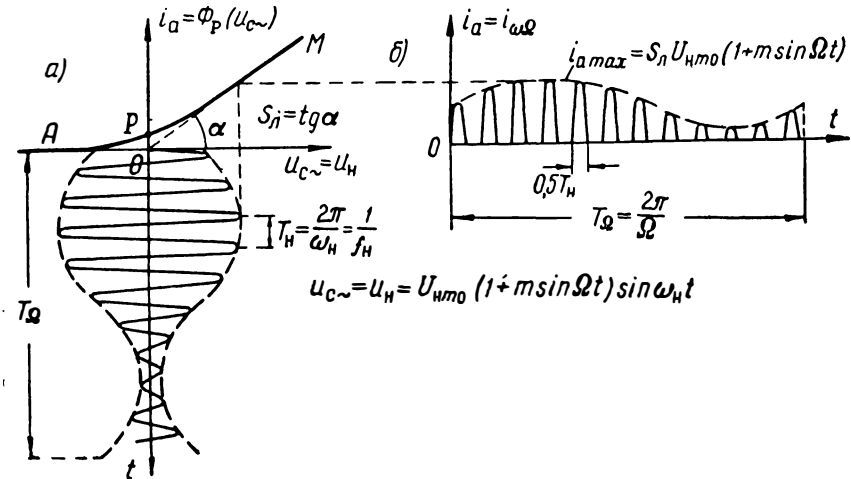


Рис. 2.33. Импульсы анодного тока при линейном детектировании (схема рис. 31).

ном законе модуляции, соответствующем формуле (32), амплитуды импульсов тока в детекторной цепи выражаются соотношением:

$$i_{a \max} = S_l U_{Hm}(t) = S_l U_{Hm0}(1 + m \sin \Omega t), \quad (2.35)$$

где $S_l = \text{const}$ — крутизна характеристики лампы на «линейном» участке (рис. 33,а).

В п. 7 будет показано, что при выполнении соотношения (35) нелинейные искажения при детектировании отсутствуют. В связи с этим полезно обратить внимание на следующее обстоятельство.

Из сравнения рис. 33 с рис. 21 можно убедиться в том, что получающиеся при детектировании импульсы тока подобны импульсам, получаемым при модуляции*. Различие же окончательного результата обуславливается различием нагрузочных элементов в модуляционном и детекторном устройствах. Изложенное наглядно подчеркивает роль линейного элемента устройства (роль линейного преобразования) в достижении нужного эффекта.

* Интересно отметить, что импульсы тока, получаемые при детектировании (рис. 33), имеют даже более благоприятную для целей модуляции форму, чем получаемые в модуляционном устройстве (рис. 21). В последнем случае длительности импульсов тока (их углы нижней отсечки ψ) не одинаковы. Именно это обстоятельство (см. рис. 23 и 24) приводит к нелинейным искажениям в модуляции.

7. Для определения формы напряжения u_k на нагрузке детектора обратимся к не очень строгому, но наглядному методу, широко применяемому в инженерной практике.

На рис. 34 представлены импульсы тока $i_{\omega\Omega} = i_a$ детектора. Пусть в течение некоторого времени подводимые к детектору колебания ($u_n = u_{c-}$) не модулированы ($i_{a\max} = S_{\text{л}} U_{\text{нм}0} = \text{const}$). Начиная же с момента t_1 , амплитуда импульсов тока меняется в соответствии с законом модуляции $U_{\text{нм}}(t)$. Независимо от этого длительность любого из импульсов тока (и интервала между ними) равна полупериоду колебаний ($0,5T_n$) несущей частоты.

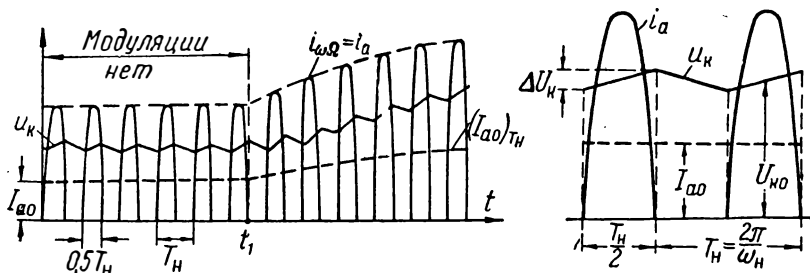


Рис. 2.34. Временные диаграммы изменения «постоянных составляющих» тока детектора [$(I_{a0})_{T_n}$] и напряжения на нагрузке (u_k).

Рассмотрим раньше основные соотношения при детектировании *немодулированных* колебаний.

Постоянная составляющая импульсов тока равна:

$$I_{a0} = \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} i_a dt = \frac{1}{T_n} \int_0^{0,5T_n} i_{a\max} \sin \omega_n t dt = \frac{i_{a\max}}{\pi} = \frac{S_{\text{л}} U_{\text{нм}0}}{\pi}. \quad (2.36)$$

Под воздействием этого тока на R - C нагрузке детектора (рис. 31) создается напряжение u_k , постоянная составляющая которого $U_{k0} = I_{a0} R$. Помимо постоянной составляющей импульсный ток детектора содержит также и гармонические составляющие с частотами $\omega_n, 2\omega_n, \dots$. Благодаря их действию напряжение u_k содержит также и переменную составляющую. Примерная форма напряжения u_k представлена на рис. 34 пилообразной кривой. Такой характер напряжения станет понятным, если учесть, что с каждым импульсом тока в нагрузку детектора поступает заряд $\Delta q_+ = I_{a0} T_n$. За счет действия части этого заряда напряжение u_k на емкости C несколько повышается на величину ΔU_k (рис. 34, справа). В интервале же времени между импульсами емкость разряжается на сопротивление R , что и вызывает падение напряжения на ту же величину ΔU_k . Однако через сопротивление R протекает ток в течение всего

времени (а не только при отпертой лампе). Величина этого тока $i'' = u_k/R \cong i_{\Omega}$. Вследствие значительной величины постоянной RC по сравнению с T_n отклонение напряжения u_k от среднего значения U_{k0} невелико. Поэтому можно принять, что протекающий через R ток практически не меняется во времени: $i'' \cong U_{k0}/R = I_{a0}$. Следовательно, заряд, проходящий через R за период T_n (заряд, нейтрализуемый за период), $\Delta q_- \cong I_{a0}T_n$, и $\Delta q_+ = \Delta q_-$. Последнее соотношение является не приближенным, а строгим и вытекает из того, что в квазистационарном состоянии результирующий прирост напряжения u_k за период должен быть равен нулю. Заряд, проходящий через сопротивление R за полупериод отпертого состояния лампы, практически равен заряду, проходящему через R при запертой лампе. Поэтому только половина заряда Δq_+ , поступающего в нагрузку в течение полупериода отпертого состояния лампы, определяет перепад напряжения (ΔU_k) на C . Отсюда

$$\Delta U_k \cong \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta q_+}{C} \right) = \frac{I_{a0}T_n}{2C},$$

причем наибольшее отклонение напряжения u_k от среднего значения U_{k0} (рис. 34) равно $0,5\Delta U_k$. Следовательно, для устранения заметного влияния высших гармонических тока детектора следует установить $RC \gg T_n$. Это неравенство имеет тот же смысл, что и неравенство (28), принятое нами раньше. Степень выполнения левой части неравенства (28) можно оценить из требования допустимости того или иного непостоянства величины u_k , например, порядка 5% от U_{k0} :

$$\frac{\Delta U_k}{2} = \frac{U_{k0}T_n}{4RC} \leq 0,05U_{k0}, \quad \text{откуда } C \gg \frac{5}{Rf_n}. \quad (2.37)$$

Пусть теперь амплитуда импульсов тока детектора изменяется в соответствии с законом модуляции: $i_{a \max} = S_n U_{nm}(t)$. Введем понятие о «*постоянной составляющей*» тока за один период T_n колебаний несущей частоты ω_n :

$$(I_{a0})_{T_n} = \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} i_a dt = \frac{1}{T_n} \int_0^{0,5T_n} S_n U_{nm}(t) \sin \omega_n t dt.$$

Так как огибающая $U_{nm}(t)$ изменяется весьма медленно, допустимо вынести функцию $U_{nm}(t)$ за знак интеграла:

$$(I_{a0})_{T_n} \cong \frac{1}{T_n} S_n U_{nm}(t) \int_0^{0,5T_n} \sin \omega_n t dt = \frac{1}{\pi} S_n U_{nm}(t). \quad (2.38)$$

В частности, для рассматриваемого нами примера (рис. 33), когда модуляция осуществляется по синусоидальному закону, имеем:

$$(I_{a0})_{T_H} \cong \frac{1}{\pi} S_L U_{нм0} (1 + m \sin \Omega t) = I_{a0} (1 + m \sin \Omega t) * . \quad (2.38a)$$

Примерный закон изменения «постоянной составляющей» тока детектора изображен на рис. 34 жирным пунктиром. Ток $(I_{a0})_{T_H}$ можно, условно, рассматривать в качестве «постоянной составляющей» тока детектора лишь в отношении высокочастотных составляющих тока детектора, так как ток $(I_{a0})_{T_H}$ содержит составляющие низких частот модуляции, т. е. он изменяется в соответствии с законом модуляции.

При достаточно сильной степени выполнения неравенства $\Omega CR \ll 1$, например, при выполнении соотношения (30), постоянная времени RC оказывается весьма малой сравнительно с периодом T_{Ω} модуляции. В этом случае допустимо пренебречь влиянием длительности установления напряжения u_k на нагрузке. Иначе говоря, приближенно, допустимо принять, что «постоянная составляющая» напряжения u_k на нагрузке детектора за период T_H —

$$(U_{к0})_{T_H} \cong (I_{a0})_{T_H} R = \frac{1}{\pi} RS_L U_{нм}(t). \quad (2.39)$$

В частном случае, при модуляции по синусоидальному закону

$$(U_{к0})_{T_H} \cong \frac{1}{\pi} RS_L U_{нм0} (1 + m \sin \Omega t). \quad (2.39a)$$

С другой стороны, если в предположении выполнения неравенства $R\omega_n C \gg 1$ пренебречь влиянием высших гармоник тока детектора (частоты порядка ω_n), определяющих «зубчатый» характер напряжения u_k (рис. 34), то можно принять $u_k \cong (U_{к0})_{T_H}$. Иначе говоря, если не обращать внимания на тонкую структуру сигнала, выделяемого на нагрузке детектора, то его можно считать в своих основных чертах подобным огибающей детектируемого радиосигнала.

Удовлетворительный, практически, результат получается, если в соответствии с формулами (30) и (37) постоянная времени RC удовлетворяет соотношению:

$$\frac{5}{f_H} \leq RC \leq \frac{0,05}{F_{\max}} . \quad (2.40)$$

Пусть, например, несущая частота $f_H = 500$ кГц, максимальная частота модуляции $F_{\max} = 2$ кГц. В этом случае формула (40) принимает вид: $10^{-5} \leq RC \leq 2,5 \cdot 10^{-5}$. Как видно, при соотноше-

* В формулах (37) — (39) в соответствии с рабочей характеристикой детектора принято, что ток покоя детектора $I_{aP} = 0$. При $I_{aP} \neq 0$ следует в формулы (37) — (39) подставлять не ток $i_{\omega a} = i_a$, а разность $i_{\omega a} - i_{aP}$.

нии $f_n \geq 250F_{\text{макс}}$ не представляет труда удовлетворить неравенству (40). В частности, можно принять:

$$RC = \sqrt{\frac{5 \cdot 0,05}{f_n \cdot F_{\text{макс}}}} = \frac{0,5}{\sqrt{f_n F_{\text{макс}}}}. \quad (2.41)$$

Наинизшее соотношение частот, при котором неравенства (40) еще выполняются, определится из условия $5F_{\text{макс}} = 0,05f_n$, откуда $f_n = 100F_{\text{макс}}$. При $f_n < 100F_{\text{макс}}$ приходится ограничиваться менее благоприятными соотношениями. Заметим попутно, что максимальная величина R находится из условия устранения нежелательного влияния реакции нагрузки на работу детектора (см. задачу 35).

Естественно, что из-за ограниченной практически степени выполнения неравенства (23) при восстановлении полезного сигнала все же получаются *линейные* искажения. Эти искажения проявляются, во-первых, в «зубчатости» формы напряжения u_k и, во-вторых, в некотором отставании по фазе и уменьшении амплитуды восстанавливаемого на нагрузке сигнала по сравнению с запечатленным в модулированных колебаниях. *Нелинейные же искажения при кусочно-линейной характеристике детектора и независимости тока детектора от напряжения на нагрузке отсутствуют.*

Примененный выше метод рассмотрения процесса детектирования позволяет сделать один важный общий вывод. Мы видели, что детекторный эффект обусловлен действием «постоянной составляющей» тока детектора за период T_n колебаний несущей частоты. Иначе говоря, *детекторный эффект определяется вентильными свойствами детектора*. Если бы детектор не обладал вентильными свойствами, т. е. если бы его характеристика была симметричной относительно рабочей точки [$\Phi_p(u_{c\sim}) = I_{ap} + a_1 u_{c\sim} + a_3 u_{c\sim}^3 + \dots$], то постоянная составляющая тока детектора $I_{a0} = I_{ap} = \text{const}$ не зависела бы от действующего на детектор напряжения $u_n = u_{c\sim}$. В этом случае осуществить детектирование невозможно. Отсюда становится физически ясным, почему нечетные члены полинома $\Phi_p(u_{c\sim})$, аппроксимирующего характеристику детектора, не влияют на процесс детектирования. Следовательно, для определения детекторного эффекта достаточно исследовать только четную часть $\Phi_{pч}(u_{c\sim})$ характеристики детектора (рис. 7), а при анализе можно ограничиться оперированием только четной частью характеристики. Чем резче выполняется соотношение $\Phi_{pч}(u_{c\sim}) \neq \text{const}$ (см. рис. 7, в), тем более пригодным для детектирования является нелинейный элемент. Наиболее сильное выполнение написанного неравенства получается при кусочно-линейной характеристике. Любое ограничение тока детектора приводит к нелинейным искажениям. В частности, при характеристике, показанной на рис. 25, а, нели-

нейное искажение начнет проявляться, если при большой амплитуде детектируемого напряжения изображающая точка (при $u_{сн} > 0$) выйдет за пределы участка OB характеристики.

8. Выражаемый формулой (38а) результат можно получить и аналитическим путем. Действительно, импульсный ток детектора (рис. 33,б) можно рассматривать как изменяющийся по периодическому закону: $i_a(t) = i_a(t + T_{\Omega})$. Амплитуда первой гармоники тока i_a (частоты Ω) определяется интегралом

$$I_{alm} = \frac{2}{T_{\Omega}} \int_0^{T_{\Omega}} i_a(t) \sin \Omega t dt.$$

Функция $i_a(t)$ выражается двумя уравнениями:

$$i_a = i_{a \max} \sin \omega_n t \text{ при } kT_H < t < (k + 0,5)T_H;$$

$$i_a = 0 \text{ при } (k + 0,5)T_H < t < (k + 1)T_H; \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

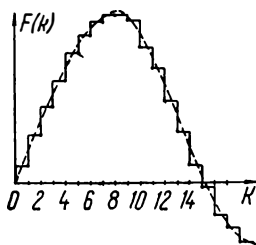


Рис. 2.35. Геометрическое представление функции

$$\sum_{k=0}^n F(k) \approx \int_0^n F(k) dk$$

Подставляя эти значения в формулу для I_{alm} и учитывая равенство (35), получим выражение для I_{alm} в виде суммы интегралов:

$$I_{alm} = \frac{2}{T_{\Omega}} \sum_{k=0}^n \int_{kT_H}^{(k+0,5)T_H} S_n U_{nm0} (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega_n t \sin \Omega t dt,$$

где $T_{\Omega} = nT_H$ и $n \gg 1$. В силу последнего соотношения допустимо принять $\sin \Omega kT_H \approx \sin [\Omega (k + 0,5)T_H]$. Это позволяет вынести за знак интеграла $\sin \Omega t \approx \sin \Omega kT_H$:

$$I_{alm} \approx \frac{2S_n U_{nm0}}{T_{\Omega}} \sum_{k=0}^n \left[(1 + m \sin k\Omega T_H) \sin k\Omega T_H \int_{kT_H}^{(k+0,5)T_H} \sin \omega_n t dt \right] =$$

$$= \frac{2S_n U_{nm0} T_H}{\pi T_{\Omega}} \sum_{k=0}^n (1 + m \sin k\Omega T_H) \sin k\Omega T_H = \frac{2S_n U_{nm0} T_H}{\pi T_{\Omega}} \sum_{k=0}^n F(k).$$

Стоящее под знаком суммы выражение представляет собой функцию $F(k)$ дискретного переменного $k = 0, 1, 2, \dots$ (рис. 35). Геометрически указанная сумма выражает площадь, ограниченную осью абсцисс (осью k) и ступенчатой кривой, проходящей через точки, соответствующие значениям $F(k)$. При $n \gg 1$ не будет внесено большой погрешности при вычислении указанной площади, если заменить ступенчатую кривую непрерывной кривой, показанной на рис. 35 пунктиром. Эта кривая выражает функцию, имеющую смысл при любом k (не обязательно целом); ее величина в некоторой средней точке интер-

вала $\Delta k = k - (k - 1)$ совпадает со значением функции $F(k)$ на границе данного интервала. Таким образом, $\sum_{k=0}^n F(k) \cong \int_0^n F(k) dk$.

Возвращаясь теперь к старой переменной $t = kT_n$ (откуда $dt = T_n dk$), будем иметь

$$I_{a1m} = \frac{2S_n U_{nm0}}{\pi T_n} \int_0^{T_n} (1 + m \sin \Omega t) \sin \Omega t dt = \frac{m S_n U_{nm0}}{\pi}.$$

Аналогичным путем находится выражение для постоянной составляющей тока: $I_{a0} = (1/\pi) S_n U_{nm0}$. Можно показать, что амплитуды второй, третьей и других составляющих тока низких частот ($2\Omega, 3\Omega$ и т. д.) практически равны нулю. Лишь высокие гармонические составляющие (частоты порядка ω_n) отличны от нуля, но их действие сказывается только на «зубчатости» кривой напряжения (рис. 34). Сумма токов:

$$I_{a0} + i_{a1} = \frac{1}{\pi} S_n U_{nm0} (1 + m \sin \Omega t) = (I_{a0})_{T_n},$$

т. е. представляет такой же ток, что и выражаемый формулой (38а).

9. Детектируемое напряжение u_n имеет вид колебаний с медленно меняющейся амплитудой. Это обстоятельство позволяет (подобно тому, как это было принято при анализе процессов в модуляционном устройстве) заменить рассмотрение медленно меняющегося *динамического* процесса в детекторной цепи рассмотрением *статической* картины процесса. Такой способ рассмотрения был нами по существу применен выше, при введении понятия о «*постоянных составляющих*» тока детектора и напряжения на нагрузке за период T_n . Дальнейший шаг в этом направлении заключается в замене амплитудно-модулированного напряжения, подводимого к детекторной цепи, немодулированным напряжением $u_n = U_{nm} \sin \omega_n t$ ($U_{nm} = \text{const}$). Исследуя зависимость постоянной составляющей тока детектора при различных величинах амплитуды U_{nm} , можно составить представление о нелинейном преобразовании, осуществляемом в детекторной цепи и при детектировании амплитудно-модулированного напряжения. Различие в обоих процессах касается лишь особенностей *линейного* преобразования, происходящего в детекторной цепи.

Пусть $i = \Phi_p(u_n)$ — рабочая характеристика детектора (рис. 36, а) и I_p — ток покоя. Тогда при воздействии напряжения $u_n = U_{nm} \sin \omega_n t$ постоянная составляющая тока детектора будет равна некоторому значению $I_0 > I_p$. Разность $I_0 - I_p$ выражает эффект детектирования синусоидального напряжения амплиту-

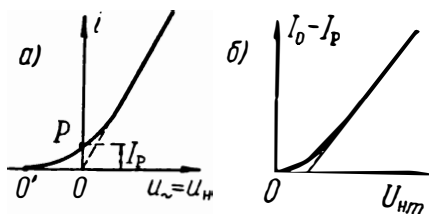


Рис. 2.36. Рабочая характеристика детектора и его детекторная характеристика.

дой U_{nm} . Найдя опытным путем величину $I_0 - I_p$ при различных значениях амплитуды $U_{nm} = \text{const}$, можно построить зависимость $I_0 - I_p = \Phi_d(U_{nm})$, называемую *детекторной характеристикой* (рис. 36,б). Детекторная характеристика выражает статическую характеристику детектирования.

Вид детекторной характеристики определяется в основном рабочей характеристикой детектора и в некоторой степени сопротивлением нагрузки. Последнее объясняется влиянием реакции нагрузки на ток детектора. Для отсутствия нелинейных искажений детекторная характеристика должна иметь вид прямой.

Представленная на рис. 36,б детекторная характеристика является типичной для схемы анодного детектирования. Начальный участок характеристики, соответствующей малым амплитудам колебаний, нелинеен, так как на этом участке детектор работает в режиме квадратичного детектирования. При достаточно большой амплитуде колебаний рабочая характеристика приближается к кусочно-линейной, в соответствии с чем детекторная характеристика становится близкой к линейной.

10. Если перенести рабочую точку Р детектора (рис. 36,а) из точки О в точку О', где $I_p \cong 0$, то в области малых амплитуд колебаний, для $u_m > 0$ характеристика детектора аппроксимируется квадратичной параболой: $i \cong a_2 u_m^2$, причем при $u_m < 0$, $i \cong 0$. При приложении к детектору синусоидального напряжения $u_m = U_m \sin \omega_n t$ постоянная составляющая тока детектора (в пренебрежении реакцией нагрузки) равна:

$$I_0 = \frac{a_2}{T_n} \int_0^{0,5T_n} U_m^2 \sin^2 \omega_n t dt = \frac{a_2}{4} U_m^2 = b U_m^2. \quad (2.42)$$

Как видно, детекторная характеристика в области «малых колебаний» пропорциональна U_m^2 . Это обстоятельство открывает возможность использования детектора для измерения мощности колебаний, которая пропорциональна квадрату амплитуды напряжения. Квадратичное детектирование широко используется в технике радиоизмерений и при разного рода испытаниях радиотехнической аппаратуры.

11. В схеме анодного детектирования (рис. 31) нелинейное преобразование осуществляется посредством триода. Триоды применяются также и в схеме сеточного детектирования. В этой схеме используется нелинейная зависимость сеточного тока лампы от напряжения на сетке. Однако в большинстве случаев детектирование производится посредством *ламповых диодов* (6Х6С, 6Д4Ж и др.) или *кристаллических диодов* — кремниевых и германиевых (ДК, ДГ). Особенно широко кристаллические диоды применяются в приемниках сантиметрового диапазона. Применение здесь ламповых диодов встречает непреодолимые пока труд-

ности, обусловленные сравнительно большой междуэлектродной емкостью ламповых диодов. Так, междуэлектродная емкость даже миниатюрного диода типа 6Д4Ж («желудевой» серии) составляет около $1,3 \text{ пф}$. Этой емкости, например, при $f_n = 100 \text{ мггц}$ соответствует сопротивление в $1,2 \text{ ком}$, соизмеримое с внутренним сопротивлением диода (около 300 ом).

Интересен исторический путь развития диодного детектирования. Вначале детектирование осуществлялось посредством кристаллических детекторов. После внедрения электронных ламп в радиотехнику лампы практически полностью вытеснили кристаллические детекторы. Благодаря развитию ламповой техники и электроники удалось расширить частотный диапазон применяемых радиоволн вплоть до волн миллиметрового диапазона, и именно в диапазоне наиболее высоких частот оказалось полезным и целесообразным вновь

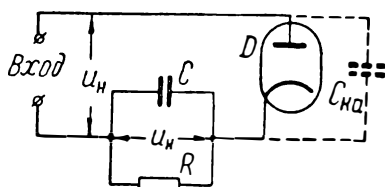


Рис. 2.37. Схема диодного детектирования.

обратиться к использованию кристаллических детекторов. Естественно, что современные кристаллические детекторы, применяемые при сверхвысоких частотах, существенно отличаются от тех, которые до 20-х годов применялись в распространенных тогда детекторных приемниках. Однако опыт работы детекторных приемников сыграл существенную роль в разработке и использовании современных кристаллических детекторов. Для усовершенствования детекторного радиоприема большое значение имели разнообразные исследования кристаллических полупроводников (карборунд, цинкит и др.), произведенные в 20-х годах в Нижегородской радиолaborатории имени В. И. Ленина. В уяснении сложных физических процессов, протекающих в кристаллических детекторах, значительную роль сыграли многочисленные исследования, выполненные коллективом Ленинградского физико-технического института.

12. Детектирование, основанное на использовании нелинейных (вентильных) свойств диодов, называется диодным.

Схема *диодного детектирования*, соответствующая приведенной на рис. 30,а скелетной схеме, изображена на рис. 37. Вместо показанного на схеме лампового диода возможно применение и кристаллического диода. На схеме пунктиром изображена междуэлектродная («паразитная») емкость $C_{ка}$ диода.

Применение режима квадратичного детектирования в данной схеме также приводит к значительному искажению в восстановлении полезного сигнала. Поэтому ограничимся рассмотрением режима линейного детектирования, предполагая, что при достаточно большой амплитуде колебаний детектор обладает кусочно-линейной характеристикой *АОМ* (рис. 33,а).

Нетрудно, убедиться в том, что последовательное проведение

описанной в п. 3 идеи детектирования, оказавшееся возможным и полезным в схеме анодного детектирования, в схеме диодного детектирования, привело бы к малоэффективному результату. В самом деле, пусть ко входу детекторной цепи (рис. 37) приложено напряжение $u_n = U_{nm}(t) \sin \omega_n t$. Желая получить импульсы тока детектора (рис. 33,б) с огибающей, подобной огибающей входного напряжения, необходимо, чтобы

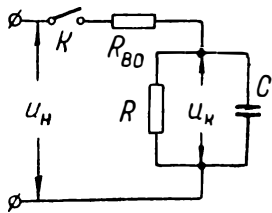


Рис. 2.38. Эквивалентная схема диодного детектирования.

напряжение на диоде при открытом его состоянии было практически равно входному напряжению. Иначе, для того чтобы реакция нагрузки не оказывала влияния на ток диода (ибо последний должен быть пропорционален напряжению $u_n > 0$), необходимо удовлетворить неравенству $R \ll R_{в0}$, где $R_{в0}$ — сопротивление диода. Однако выполнение этого неравенства находится в противоречии с эффективностью использования детекторной цепи. Так, при установке, например, $R \cong 0,1 R_{в0}$ ($R_{в0}$ имеет величину порядка 1 000 ом и меньше) выходное напряжение имело бы величину порядка $U_{к0} = \frac{R U_{nm0}}{\pi R_{в0}} \cong \cong 0,03 U_{nm0}$, где U_{nm0} — амплитуда немодулированных колебаний напряжения u_n . Столь сильное ослабление детектируемого сигнала является неблагоприятным. Поэтому при построении схемы диодного детектирования целесообразнее подходить с нескольких других позиций. Здесь нужно не устранять, а наоборот, использовать влияние реакции нагрузки. В соответствии с этим следует стремиться к выполнению неравенства $R \gg R_{в0}$ (например, $R : R_{в0} \cong 100 : 1$). Напротив, емкость C целесообразно уменьшить до предела, ограничиваемого требованием $C \gg C_{ак}$. При выполнении последнего неравенства можно считать, что напряжение на нагрузке при непроводящем диоде практически не зависит от воздействия детектируемого напряжения u_n .

13. Для уяснения принципа диодного детектирования лучше исходить не из трактовки, основанной на рассмотрении спектральной структуры процессов, а полезно обратиться непосредственно к рассмотрению процессов в детекторной цепи. Учитывая, что основная особенность этих процессов определяется вентильными свойствами диода, воспользуемся показанной на рис. 38 эквивалентной схемой, где ключ K учитывает вентильные свойства диода, а $R_{в0}$ — сопротивление диода.

На рис. 39 изображена временная диаграмма, иллюстрирующая процесс изменения напряжения u_k на нагрузке детектора при детектировании амплитудно-модулированного напряжения $u_n = U_{nm}(t) \sin \omega_n t$, где $U_{nm}(t) = U_{nm0} + \Delta U_{nm}(t)$.

Пусть емкость C настолько мала (при условии, однако

$C \gg C_{ка}$), что постоянная времени $R_{в0}C$ в несколько раз меньше длительности $0,5T_n$ полупериода колебаний несущей частоты. Предположим раньше, что $R = \infty$. Тогда под действием приложенного к детекторной цепи напряжения $U_{нm0} \sin \omega_n t$. (см. начальную часть диаграммы рис. 39) емкость C быстро зарядится до напряжения $u_k = U_{к0} = U_{нm0}$. Пусть теперь амплитуда $U_{нm}(t)$ *нарастает* в соответствии с законом модуляции. Вследствие малости постоянной времени $R_{в0}C$ за каждый полупериод колебаний, соответствующий $u_n > 0$, конденсатор C подзарядается до

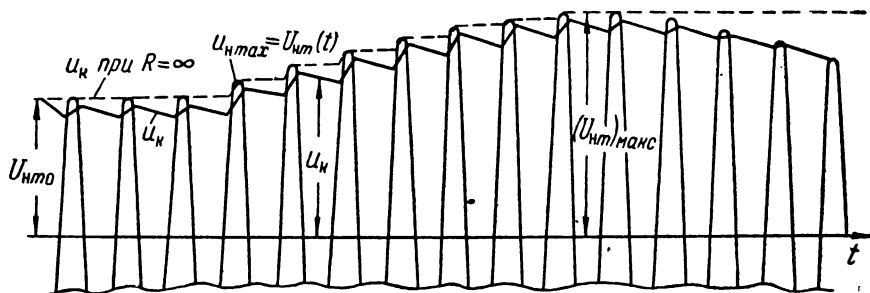


Рис. 2.39. Временная диаграмма изменения напряжения на нагрузке диодного детектора (снизу диаграмма обрезана).

напряжения $u_k \cong u_{нmax} = U_{нm}(t)$. Начиная с момента достижения этого значения напряжения, диод запирается до ближайшего момента, в которой мгновенное значение u_n достигает величины, равной u_k . После этого следует дальнейшее повышение напряжения u_k до нового амплитудного значения $u_{нmax}$. Существенно подчеркнуть, что при $R = \infty$ и запертом диоде емкость C не разряжается, сохраняя весь накопленный заряд.

Закон нарастания напряжения u_k при $R = \infty$ показан на рис. 39 пунктирной кривой. Эта кривая достаточно хорошо отображает огибающую $U_{нm}(t)$ модулированных колебаний на монотонно нарастающем участке ее, но только до достижения наибольшего амплитудного значения $(u_k)_{макс} = (U_{нm})_{макс}$. После этого диод остается все время запертым, а напряжение u_k неизменным. Следовательно, при $R = \infty$ напряжение u_k не в состоянии отобразить закон изменения огибающей при *падающем* ее характере. Для устранения этого недостатка следует включить сопротивление R большой, но конечной величины.

При $R \neq \infty$ емкость при запертом диоде несколько разряжается. Величина R должна быть выбрана такой, чтобы при всех обстоятельствах к концу очередного интервала запертого состояния диода напряжение u_k не превосходило последующей амплитуды $u_{нmax}$ напряжения, приложенного к детекторной цепи. Естественно,

что включение сопротивления R , хотя и большой, но конечной величины, отразится на характере кривой $u_k(t)$. Кривая из ступенчатообразной становится зубчатообразной (сплошная линия на рис. 39). Кроме того, кривая $u_k(t)$ уже не проходит через точки, соответствующие $u_{н\max}$, хотя она и близка к ним.

Включение сопротивления R ухудшает качество детектирования на участках, где огибающая $U_{нм}(t)$ имеет *положительную* крутизну. Однако включение необходимо для отображения огибающей на участках, где она имеет *падающий* характер. Очевидно, что сопротивление R должно быть установлено максимально допустимым из условия отображения огибающей на падающем ее участке при высшей частоте модуляции Ω_{\max} .

14. Пусть $U_{нм}(t) = U_{нм0}(1 + m \sin \Omega_{\max} t)$. Тогда абсолютная величина скорости уменьшения огибающей

$$\left| \frac{dU_{нм}}{dt} \right| = m \Omega_{\max} U_{нм0} |\cos \Omega_{\max} t|.$$

При запертом диоде напряжение на емкости C падает по закону:

$$u_k = U_{км} e^{-t'/RC}, \text{ где } U_{км} \cong U_{нм0}(1 + m \sin \Omega_{\max} t),$$

причем время t' отсчитывается от момента t очередного запираания диода. Абсолютная величина скорости разряда емкости (практически неизменная в течение короткого интервала времени $t' \leq T_H \ll RC$) равна:

$$\left| \frac{du_k}{dt'} \right| = \frac{U_{нм0}}{RC} (1 + m \sin \Omega_{\max} t) e^{-t'/RC} \cong \frac{U_{нм0}}{RC} (1 + m \sin \Omega_{\max} t).$$

Для возможности отображения напряжением u_k закона изменения огибающей необходимо, чтобы в любой точке скорость спадания огибающей не превышала скорости разряда емкости. Это требует выполнения неравенства:

$$\left| \frac{dU_{нм}}{dt} \right| < \left| \frac{du_k}{dt'} \right|, \text{ откуда } mRC\Omega_{\max} < \frac{1 + m \sin \Omega_{\max} t}{|\cos \Omega_{\max} t|}.$$

Исследуя правую часть последнего неравенства на минимум, найдем, что наименьшее значение правой части соответствует моменту, в который $\sin \Omega_{\max} t = -m$. Требуя, чтобы и в этой точке неравенство удовлетворялось, получим выражение, определяющее максимально возможное значение R :

$$\Omega_{\max} RC \leq \frac{\sqrt{1-m^2}}{m}, \quad (2.43)$$

где m — коэффициент модуляции при *наивысшей* частоте модуляции.

При $m \rightarrow 1$ правая часть неравенства (43) стремится к нулю. Однако на высшей частоте модуляции коэффициент модуляции обычно не превосходит значения $m \cong 0,5 \div 0,6$. В. И. Сифоров [17] рекомендует при выборе сопротивления R исходить из условия: $\Omega_{\max} RC \leq 1,5$.

15. Установим основные соотношения, определяющие выбор емкости C нагрузки при диодном детектировании. С одной стороны, желательно, чтобы величина C значительно превосходила междуэлектродную емкость $C_{ка}$ диода. Можно положить:

$C \geq (3 \div 10) C_{ка}$. С другой стороны, желательно, чтобы постоянная $R_{во} C$ была в несколько раз меньше полупериода колебаний несущей частоты; иначе емкость не успеет в очередной промежуток времени отпертого состояния диода зарядиться до напряжения $u_k \cong u_{н\ max}$, и, следовательно, напряжение u_k уже не будет достаточно точно отображать огибающую детектируемого сигнала. Можно рекомендовать $(3 \div 10) R_{во} C \leq T_n$. Таким образом, желательно, чтобы величина C удовлетворяла равенствам:

$$(3 \div 10) C_{ка} \leq C \leq \frac{T_n}{(3 \div 10) R_{во}}. \quad (2.44)$$

Неравенства (44) выражают также требования к параметрам $R_{во}$ и $C_{ка}$ диода. Именно, из этих неравенств вытекает, что

$$(3 \div 10) C_{ка} \leq \frac{T_n}{(3 \div 10) R_{во}}, \text{ откуда } (f_n)_{\max} = \frac{1}{(10 \div 100) R_{во} C_{ка}}, \quad (2.45)$$

где $(f_n)_{\max}$ — максимальная частота колебаний, которые можно протектировать (без значительных искажений) посредством диода, обладающего постоянной времени $R_{во} C_{ка}$ *. Результаты вычислений по формуле (45) приводятся в таблице 1.

Таблица 2.1

Типы диодов	$R_{во}$ ом	$C_{ка}$ пф	$R_{во} C_{ка}$ мксек	f_n макс (в мГц) при качестве детектирования		
				отличном	хорошем	средственном
6Х6С	~600	~3	~1800·10 ⁻⁶	6	20	50
6Х2П	~250	~3,2	~800·10 ⁻⁶	12	40	125
6Д4Ж («жолудь»)	~300	~1,3	~400·10 ⁻⁶	25	80	250
ДГ-Ц8 (кристаллический германиевый)	~70	~1	~70·10 ⁻⁶	150	500	1400

16. Из рис. 39 видно, что форма сигнала, выделяемого на нагрузке детектора, и при диодном детектировании имеет «зубчатый» характер. Подобную пульсацию напряжения u_k можно сгладить, применяя дополнительный фильтрующий каскад.

17. Вопросы теории и практики детектирования всегда стояли в центре внимания научных организаций Советского Союза. Они нашли отражение в многочисленных статьях, опубликованных советскими авторами. Одна из первых научных статей в этой области принадлежит А. А. Петровскому [18]. В этой

* При очень высоких частотах (выше 1000 мГц) соотношение (45) не удовлетворяется. В таких случаях мы вынуждены ограничиваться менее жестким соотношением, что отражается на качестве детектирования (проявляется в повышенной пульсации выходного сигнала).

статье излагается теория работы детектора. В 1926 году была опубликована важная статья А. И. Берга [19], посвященная теоретическому и экспериментальному исследованию сеточного детектирования. В 1929 г. Д. Б. Слепяном была опубликована первая в СССР монография, посвященная рассмотрению детектирующих свойств электронных ламп [20]. Общая теория детектирования, основанная на представлении детектора в виде нелинейного четырехполюсника, обладающего некоторыми эквивалентными параметрами, разработана В. И. Сфоровым [17], который является также автором ряда других статей в этой области. Существенный вклад в разработку принципиальной теории детектирования как нелинейного процесса был внесен Н. Н. Крыловым. В опубликованной им монографии [21] дается решение нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих процессы при диодном, анодном и сеточном детектировании. С сущностью этого метода анализа читатель может ознакомиться из учебника Н. Н. Крылова [22]. В связи с внедрением импульсных методов работы в последние годы советские исследователи основное внимание уделяют анализу переходных процессов детектирования. Методика анализа переходных процессов в детекторной цепи изложена в статьях Я. С. Ицхоки [23], П. Н. Иванова, Р. Д. Лейтес [24]. Этому вопросу уделено специальное внимание в монографии Л. С. Гуткина [25].

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

31. Совпадает ли спектральная структура тока $i'' \cong i_Q$ детектора (рис. 31) со спектральной структурой напряжения на нагрузке детектора?

32. Какой вид имеет частотная характеристика нагрузки детектора в области низких и высоких частот, если высшая частота модуляции $F_{\max} = 2$ кгц, $R = 50$ ком и емкость C выбрана из условия (30). Несущая частота $f_H = 500$ кгц.

Решение. $C = 500$ пф. В области низких частот ($f = F \ll F_{\max}$), согласно формуле (29), имеем:

$$\frac{Z_k}{R} \cong \frac{1}{1 + 2\pi^2 F^2 R^2 C^2} \cong 1 - 2\pi^2 F^2 R^2 C^2 = 1 - 0,0125 \cdot 10^{-6} F^2.$$

При $F = F_{\max} = 2$ кгц, $Z_k = 0,95R$. При $f > f_H$

$$Z_k = \frac{1}{\sqrt{4\pi^2 f^2 C^2 + 1/R^2}} \cong \frac{1}{2\pi f C} \left(1 - \frac{1}{8\pi^2 f^2 R^2 C^2}\right).$$

33. Можно ли осуществить детектирование посредством нелинейного элемента, характеристика которого симметрична относительно рабочей точки?

34. Насколько уменьшится амплитуда «паразитной» составляющей тока двойной частоты модуляции при квадратичном детектировании, если коэффициент модуляции детектируемого сигнала уменьшается в два раза?

Ответ. В 4 раза.

35. Детектирующая лампа (рис. 31) работает в режиме линейного детектирования. Крутизна линейной части кусочно-линейной характеристики (рис. 33) $S_L = 0,8$ ма/в. Напряжение анодного питания $U_a = 120$ в, причем при $u_a > 80$ в можно практически пренебречь влиянием «анодной реакции». Наибольшее значение амплитуды детектируемого напряжения $(U_{нт})_{\max} = 10$ в. Несущая частота $f_H = 800$ кгц, высшая частота модуляции $F_{\max} = 3$ кгц. Определить параметры нагрузочной цепи.

Решение. Сопротивление нагрузки выбирается из условия: $Ri_{a \max} = 80$ в, откуда

$$R = \frac{80}{S_L (U_{нт})_{\max}} = \frac{80}{0,8 \cdot 10^{-3} \cdot 10} = 10^4 \text{ ом} = 10 \text{ ком}.$$

Из требования снижения коэффициента пульсации выходного сигнала, согласно формуле (37), найдем:

$$C \geq \frac{5}{RF_{\text{н}}} = \frac{5}{10^4 \cdot 0,8 \cdot 10^6} = 625 \cdot 10^{-12} \text{ ф} = 625 \text{ пф}.$$

Из условия (30) предотвращения линейных искажений потребуем:

$$C \leq \frac{0,05}{RF_{\text{макс}}} = \frac{0,05}{10^4 \cdot 3 \cdot 10^3} \cong 1670 \cdot 10^{-12} \text{ ф} = 1670 \text{ пф}.$$

Можно установить $C = 1000 \text{ пф}$. При этом коэффициент пульсации составит около 3%, а „завал“ частотной характеристики на высшей частоте модуляции не превосходит 3% от $(Z_{\text{к}})_{\text{макс}} = R$.

36. Насколько изменится пульсация сигнала в задаче 35, если несущая частота возрастет в 2 раза ($C = 1000 \text{ пф}$)?

О т в е т. Уменьшится в 2 раза.

37. При каком виде детекторной характеристики отсутствуют нелинейные искажения при детектировании?

38. Какой вид должна иметь детекторная характеристика детектора, используемого для измерения мощности?

39. Проследите, в чем выражается вредная и полезная роль сопротивления нагрузки при диодном детектировании.

40. Емкость нагрузки диодного детектора $C = 200 \text{ пф}$. Частота модуляции детектируемого радиосигнала $100 \leq F \leq 2000 \text{ гц}$. Наивысший коэффициент модуляции (при средней частоте модуляции) $m = 0,95$. При высшей частоте модуляции — $m = 0,7$. Определить максимально допустимое сопротивление нагрузки детектора.

Р е ш е н и е. Воспользовавшись формулой (43), имеем для высшей и средней частот модуляции соответственно:

$$R < \frac{\sqrt{1-m^2}}{2\pi F_{\text{макс}} C m} = \frac{\sqrt{1-0,49}}{2\pi \cdot 2000 \cdot 200 \cdot 10^{-12} \cdot 0,7} \cong 400 \cdot 10^3 \text{ ом};$$

$$R < \frac{\sqrt{1-0,95^2}}{2\pi \cdot 1000 \cdot 200 \cdot 10^{-12} \cdot 0,95} \cong 270 \cdot 10^3 \text{ ом} = R_{\text{макс}}.$$

41. Полагая в задаче 40 несущую частоту $f_{\text{н}} = 1 \text{ мггц}$, оценить коэффициент пульсации выходного сигнала.

Р е ш е н и е.

$$k_{\text{пульс}} < \frac{U_{\text{км}} - U_{\text{км}} e^{-T_{\text{н}}/RC}}{U_{\text{км}}} = 1 - e^{-T_{\text{н}}/RC} = \frac{T_{\text{н}}}{RC} \left(1 - \frac{1}{2!} \frac{T_{\text{н}}}{RC} + \dots \right).$$

так как $RC = 270 \cdot 10^3 \cdot 200 \cdot 10^{-6} = 54 \text{ мксек} \gg T_{\text{н}} = 1 \text{ мксек}$, то пренебрегаем высшими членами разложения, откуда

$$k_{\text{пульс}} < \frac{T_{\text{н}}}{RC} = \frac{1}{54} \cong 0,02.$$

42. Несущая частота детектируемых колебаний $f_{\text{н}} = 40 \text{ мггц}$. Наивысшая частота модуляции $F_{\text{макс}} = 0,1 \text{ мггц}$. Наивысший коэффициент модуляции $m_{\text{макс}} = 0,9$. Определить параметры цепи диодного детектирования.

Р е ш е н и е. Руководствуясь таблицей 1, выбираем кристаллический диод типа ДГ-Ц8, обладающий параметрами:

$$R_{\text{во}} \cong 70 \text{ ом}; C_{\text{ка}} \cong 1 \text{ пф}; R_{\text{во}} C_{\text{ка}} = 70 \cdot 10^{-6} \text{ мксек}.$$

Емкость нагрузки должна удовлетворять неравенству (44). Ориентируясь на большие значения численных коэффициентов неравенства (44), соответствующих более высокому качеству детектирования, будем иметь:

$$10 \cdot 10^{-6} \leq C \leq 36 \cdot 10^{-6} \text{ мкф.}$$

Устанавливаем величину $C = \sqrt{10 \cdot 36} \cong 19 \text{ пф} \cong 20 \text{ пф}$. Воспользовавшись теперь формулой (43), найдем:

$$R = \frac{\sqrt{1 - m_{\text{макс}}^2}}{2\pi F_{\text{макс}} C_{\text{тмакс}}} = \frac{\sqrt{1 - 0,81}}{2\pi \cdot 0,1 \cdot 20 \cdot 10^{-6} \cdot 0,9} \cong 40 \cdot 10^3 \text{ см.}$$

Коэффициент пульсации в рассматриваемом случае (см. задачу 41) имеет величину порядка

$$k_{\text{пульс}} \approx \frac{1}{f_{\text{н}} RC} = \frac{1}{40 \cdot 40 \cdot 10^3 \cdot 20 \cdot 10^{-6}} = 0,31.$$

§ 6. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ

Преобразования частоты амплитудно-модулированных колебаний. — Принципиальная схема преобразования частоты. — Преобразование частоты немодулированных колебаний. — Векторная диаграмма колебаний в цепи сетки смесительной лампы. — Биения и амплитудно-модулированные по гармоническому закону колебания. — Запечатление низкочастотного сигнала в огибающей биений как нелинейный процесс. — Преобразование частоты как нелинейная операция детектирования биений. — Линейные операции при преобразовании частоты. — Требования к характеристике смесительной лампы. — Временные диаграммы при преобразовании частоты. — Понятие о применении диода в качестве смесителя. — Принцип работы гетеродинного генератора звуковой частоты. — Сравнение основных нелинейных преобразований в отношении требований, предъявляемых к нелинейным и линейным элементам устройств. — Вопросы и задачи.

1. Под преобразованием частоты модулированных колебаний подразумевается нелинейное преобразование, приводящее к изменению (обычно, понижению) несущей частоты без изменения вида и характера модуляции. В частности, преобразованием ча-

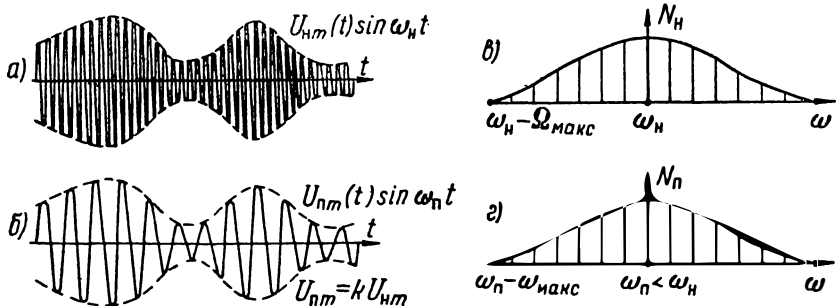


Рис. 2.40. Радиосигнал и его спектр до (а, в) и после (б, г) преобразования частоты колебаний.

стоты амплитудно-модулированных колебаний с несущей частотой ω_n (рис. 40,а) называют такое нелинейное преобразование. В результате которого получают также амплитудно-модули-

рованные колебания (рис. 40,б) с огибающей той же формы, но с новой «несущей» частотой $\omega_n < \omega_n$. Новая «несущая» частота преобразованных колебаний называется *промежуточной частотой*. Спектр радиосигнала после преобразования частоты (рис. 40,з) отличается от первоначального спектра (рис. 40,в) своей частотой «заполнения» (ω_n вместо ω_n); в остальном оба спектра (при отсутствии искажений в преобразовании) должны быть идентичными (подобными).

Запечатленный в амплитудно-модулированных колебаниях сигнал фиксируется дискретными точками вершин ВЧ колебаний, определяющими форму *огибающей* радиосигнала. Ввиду этого для уменьшения искажений в последующем восстановлении сигнала при детектировании нужно, чтобы промежуточная частота значительно превосходила максимальную частоту модуляции.

2. Любой гармонической составляющей преобразуемого радиосигнала с некоторой частотой $\omega_n \pm \Omega$ ($0 \leq \Omega \leq \Omega_{\text{макс}}$) должна соответствовать составляющая преобразованного радиосигнала с частотой $\omega_n \pm \Omega$. При этом, так как $\omega_n = \text{const}$ и $\omega_n = \text{const}$, то независимо от частоты Ω разность частот $(\omega_n + \Omega) - (\omega_n - \Omega) = \omega_n - \omega_n = \text{const}$. Это обстоятельство подсказывает следующий способ преобразования частоты, используемый в радиоприемниках супергетеродинного типа.

К нелинейному элементу преобразующего устройства подводится амплитудно-модулированное напряжение несущей частоты ω_n , представляющее собой принимаемый радиосигнал, и, кроме того, гармоническое напряжение частоты $\omega_r = \text{const}$ (того же порядка, что и ω_n), создаваемые местным автогенератором радиоприемника — *гетеродином*. В результате совместного действия обоих напряжений на нелинейный элемент в его цепи создается ток, спектр которого *органически* отличается от спектра приложенных напряжений. В числе различных составляющих тока нелинейного элемента содержатся также составляющие комбинационных частот, частоты которых выражаются разностью $|\omega_n \pm \Omega - \omega_r| = |\omega_n - \omega_r| \pm \Omega$. Частоту гетеродина следует установить такой, чтобы разность $|\omega_n - \omega_r|$ равнялась нужному значению промежуточной частоты ω_n . Характеристика же нелинейного элемента преобразователя должна обладать определенными свойствами, при которых указанные составляющие комбинационных частот образуют требуемый амплитудный спектр преобразованного радиосигнала (рис. 40,з). Однако, поскольку в составе тока нелинейного элемента содержатся также и другие («паразитные») гармоники, необходимо посредством *линейного* преобразования выделить нужные составляющие тока и, напротив, подавить действие всех прочих составляющих.

3. Из изложенного выше вытекает показанная на рис. 41 упрощенная схема (один из возможных вариантов) преобразователя

частоты. Здесь в качестве нелинейного элемента используется электронная лампа L , называемая *смесительной лампой*. К цепи сетки лампы подводится напряжение $u_n = U_{nm}(t) \sin \omega_n t$ преобразуемого радиосигнала и напряжение $u_r = U_{gm} \sin \omega_r t$ * гетеродина, где $U_{gm} = \text{const}$. В цепи сетки осуществляется *линейная* операция сложения напряжений разных частот, образующих в сумме переменную составляющую сеточного напряжения смесительной лампы:

$$u_{c\sim} = u_n + u_r = U_{nm}(t) \sin \omega_n t + U_{gm} \sin \omega_r t. \quad (2.46)$$

Для подавления действия «паразитных» составляющих тока с частотами, отличными от частот $\omega_n \pm \Omega$, где $\Omega \leq \Omega_{\text{макс}}$, в анодную цепь включен колебательный контур, настроенный на промежуточную частоту ω_n и обладающий шириной полосы пропускания порядка $2\Omega_{\text{макс}}$. Для получения хорошего качества фильтрации контур должен обладать высокой добротностью, что возможно выполнить при условии:

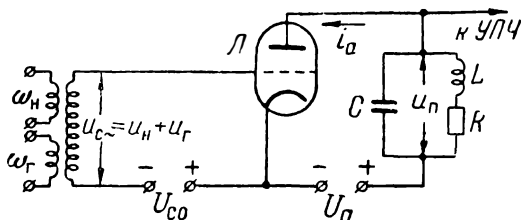


Рис. 2.41. Простейшая схема преобразования частоты.

$\omega_n \gg \Omega_{\text{макс}}$. Преобразованное напряжение с выхода преобразователя подводится к усилителю промежуточной частоты (УПЧ).

4. Для уяснения сущности процессов, происходящих при преобразовании частоты, рассмотрим раньше частный случай преобразования частоты *немодулированных* колебаний $u_n = U_{nm0} \sin \omega_n t$. Заметим, что под *преобразованием частоты немодулированных колебаний* называют такое нелинейное преобразование, производимое посредством колебаний частоты ω_r от вспомогательного гетеродина, в результате которого на нагрузке выделяются гармонические колебания разностной частоты $|\omega_n - \omega_r| = \omega_n^{**}$. Рассмотрение преобразования немодулированных колебаний имеет самостоятельное значение; оно находит применение в радиоизмерениях.

Примем, как это обычно бывает на практике, что амплитуда U_{gm} колебаний гетеродина существенно превосходит амплитуду

* Соотношение начальных фаз напряжений u_r и u_n не имеет существенного значения для рассматриваемого процесса.

** Иногда, говоря о преобразовании частоты, имеют в виду выделение на нагрузочном контуре либо колебаний частоты $|\omega_n - \omega_r|$, либо колебаний частоты $\omega_n + \omega_r$. Последний случай, однако, практического применения почти не находит, и мы его рассматривать не будем.

$U_{нм0}$ преобразуемых колебаний. Пусть, для определенности, частота ω_n несколько выше частоты ω_r .

Результирующее напряжение $u_{сн} = u_n + u_r$, действующее в цепи сетки смесительной лампы (рис. 41), хорошо отображается представленными на рис. 42 векторными диаграммами.

Обычно на векторных диаграммах полагают координатную систему (и, в частности, мнимую ось ON) неподвижной, а векторы — вращающимися *против* часовой стрелки с угловыми скоростями, равными круговым частотам соответствующих колеба-

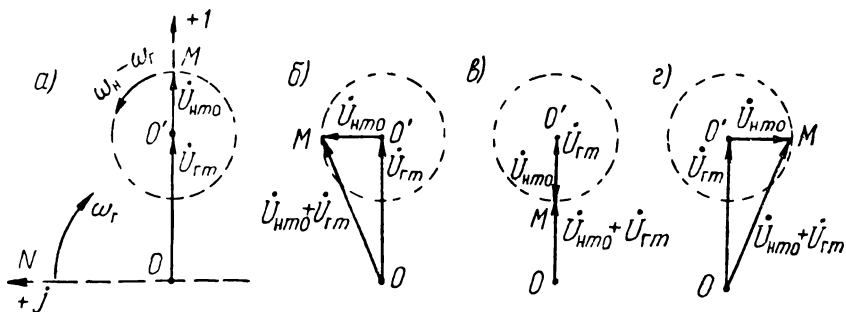


Рис. 2.42. Векторные диаграммы двух колебаний, образующих биения.

ний. Иногда, однако, удобнее полагать координатную систему не неподвижной, а вращающейся *по* часовой стрелке с угловой скоростью, равной частоте одной из гармонических величин. Тогда скорость вращения всех векторов должна быть уменьшена на величину скорости вращения координатной системы. В частности, если все гармонические величины изменяются с одной и той же частотой ω , то, полагая координатные оси вращающимися по часовой стрелке с угловой скоростью ω , следует считать все векторы неподвижными.

В интересующем нас случае (рис. 42) удобно полагать координатные оси вращающимися по часовой стрелке с угловой скоростью ω_r . В соответствии с этим следует полагать вектор $U_{гм}$ неподвижным, а вектор $U_{нм0}$ — вращающимся. Так как в дальнейшем нас будет интересовать сумма векторов, будем считать вектор $U_{нм0}$ вращающимся относительно неподвижного конца O' вектора $U_{гм}$. Предположим, ради простоты, что в момент $t = 0$ фазы обоих колебаний являются нулевыми, т. е.

$$u_{сн} = u_n + u_r = U_{нм0} \sin \omega_n t + U_{гм} \sin \omega_r t, \quad (2.47)$$

и векторы $U_{нм0}$ и $U_{гм}$ совпадают между собой по фазе (рис. 42,а). Так как $\omega_n \ll \omega_r$, то и в некоторой окрестности времени $t = 0$ фазы обоих колебаний практически совпадают; в этой окрестности амплитуда результирующих колебаний близка к арифме-

тической сумме $U_{\text{нм0}} + U_{\text{гм}}$. Но вектор $\dot{U}_{\text{нм0}}$ все же вращается, поэтому с течением времени фазовое рассогласование обоих колебаний будет нарастать, и через промежуток времени, равный четверти периода колебаний *разностной частоты*, векторы располагаются взаимно перпендикулярно (рис. 42,б). Еще через четверть периода векторы $\dot{U}_{\text{гм}}$ и $\dot{U}_{\text{нм0}}$ окажутся в противофазе (рис. 42,в), и амплитуда результирующих колебаний станет равной разности $U_{\text{гм}} - U_{\text{нм0}}$. Затем амплитуда результирующих колебаний опять начнет нарастать (рис. 42,г), и через период колебаний разностной частоты векторы вновь совпадут по фазе.

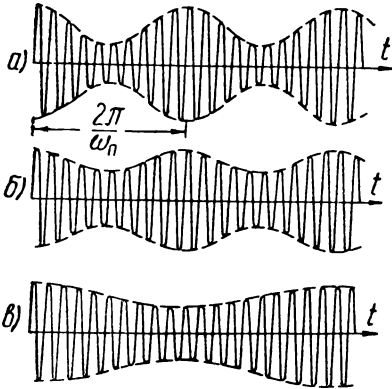


Рис. 2.43. Биения, образуемые при сложении двух колебаний близких частот.

Результирующие колебания представляют собой *биения* (рис. 43). В зависимости от соотношения амплитуд слагаемых колебаний и их частот графики биений принимают тот или иной вид. Так, биения, показанные на рис. 43, а, б, характеризуются одинаковой разностной частотой $\omega_{\text{н}}$ (ввиду чего период биений в обоих случаях одинаков), но различным соотношением амплитуд: в случае рис. 43,а отношение $U_{\text{нм0}}/U_{\text{гм}}$ больше, чем на рис. 43, б. Биения, показанные на рис. 43, б, в, характеризуются одинаковым отношением амплитуд слагаемых колебаний, но разностная частота (частота биений) на рис. 43,в в два раза меньше, чем на рис. 43,б.

Результирующие колебания образуют биения лишь в том случае, если разность $|\omega_{\text{н}} - \omega_{\text{г}}|$ достаточно мала по сравнению с $\omega_{\text{г}}$. В противном случае сумма колебаний имеет вид, показанный на рис. 21. Если же частоты слагаемых колебаний близки друг к другу и, кроме того, их амплитуды сильно различаются между собой ($U_{\text{гм}} \gg U_{\text{нм0}}$), то *результирующие колебания (биения) по своему внешнему виду близки к амплитудно-модулированным по гармоническому закону колебаниям*. Это сходство представляет для нас интерес, поскольку биения образуются в результате *линейной* операции (сложение двух колебаний), а амплитудно-модулированные колебания можно получить только в результате *нелинейного* преобразования.

Следует, во-первых, отметить, что в принципе биения и амплитудно-модулированные по гармоническому закону колебания несколько отличаются друг от друга (хотя практически эта разница может быть неуловимой). Модулированные (с частотой Ω) колебания представляют собой сумму трех колебаний *близких* частот ($\omega_{\text{н}}$ и $\omega_{\text{н}} \pm \Omega$), а биения — сумму двух колебаний *близких*

частот. Далее, если амплитудно-модулированные колебания можно условно рассматривать как колебания «неизменной» частоты ω_n (несущая частота) и переменной амплитуды, то в отношении биений этого сказать нельзя. Это станет понятным, если обратиться к векторной диаграмме амплитудно-модулированных колебаний (рис. 44), построенной аналогично векторной диаграмме биений. Здесь вектор $\dot{U}_{нто}$, представляющий колебания несущей частоты ω_n , можно рассматривать как неподвижный (предполагается вращение координатной системы с угловой скоростью ω_n). Два «модуляционных» вектора, представляющие колебания «бо-

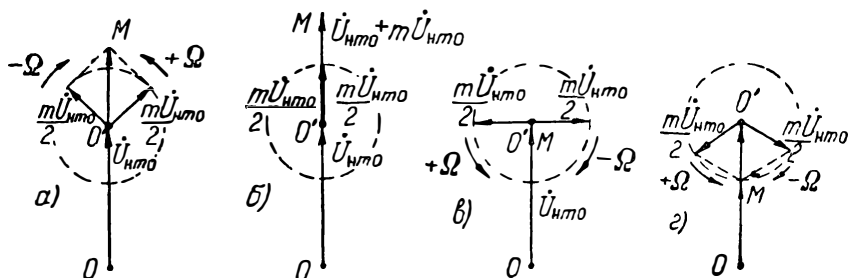


Рис. 2.44. Векторные диаграммы амплитудно-модулированных колебаний.

ковых» частот ($\omega_n \pm \Omega$) амплитудой $0,5 m U_{нто}$, следует полагать вращающимися относительно конца вектора $U_{нто}$ в противоположные стороны с угловой скоростью $\pm \Omega$. На рис. 44 изображено несколько диаграмм, соответствующих различным фазовым положениям «модуляционных» векторов. Как видно, вследствие симметричного расположения «модуляционных» векторов относительно вектора $\dot{U}_{нто}$ геометрическая сумма «модуляционных» векторов в любой момент времени коллинеарна с вектором $\dot{U}_{нто}$. Поэтому вектор, представляющий результирующие колебания всегда совпадает по фазе с вектором $\dot{U}_{нто}$; амплитуда же результирующего вектора пульсирует с частотой модуляции. Следовательно, «частота» результирующих колебаний, определяемая относительной угловой скоростью вращения результирующего вектора в координатной системе, оказывается неизменной во времени и равной частоте ω_n .

Иное положение характерно для векторных диаграмм биений (рис. 42). Здесь результирующий вектор совершает качания относительно неподвижного вектора $\dot{U}_{нто}$, ввиду чего мгновенное значение частоты (и фазы) результирующих колебаний определяется уже не только скоростью вращения координатных осей, но также и скоростью (и фазой) качания результирующего вектора. Вот почему биения нельзя выразить функцией вида

$U_{nm}(t) \sin \omega_n t$, где $\omega_n = \text{const}$. Можно показать, что биения выражаются функцией вида

$$U_{nm}(t) \sin \varphi(t), \text{ где } \varphi(t) = \omega_r t + \psi(t).$$

Здесь не только амплитуда колебаний, но и частота $\omega = \varphi'(t) = \omega_r + \psi'(t)$ являются медленно меняющимися функциями времени. Иначе говоря, биения можно рассматривать как колебания, модулированные *одновременно* и по амплитуде и по частоте*.

Несмотря на принципиальное различие амплитудно-модулированных колебаний и биений, в биениях также запечатлен низкочастотный сигнал. Именно, при $\Omega = \omega_n = |\omega_n - \omega_r|$ и $U_{gm} \gg U_{nm0}$, огибающая биений изменяется почти по гармоническому закону с разностной частотой $\Omega = \omega_n$. Отсюда, впрочем, нельзя заключить, что запечатление низкочастотного сигнала в колебаниях ВЧ можно осуществить путем *линейной* операции. Не следует забывать, что биения с частотой Ω получаются не в результате оперирования с колебаниями частоты Ω , а путем сложения двух колебаний (ω_n и ω_r), непосредственно несвязанных с колебаниями частоты Ω . Следовательно, для запечатления в биениях сигнала низкой частоты Ω необходимо предварительно трансформировать колебания частоты Ω в колебания высокой частоты ω_r . Такую трансформацию можно осуществить только в результате *нелинейной* операции. В этом—главная (практически) суть вопроса.

5. Итак, результирующие колебания, образуемые в цепи сетки смесительной лампы (рис. 41) при сложении двух гармонических напряжений $u_n + u_r$ близких частот ω_n и ω_r , представляют собой биения, огибающая которых изменяется почти по синусоидальному закону с разностной частотой ω_n . Следовательно, для выделения колебания разностной частоты нужно *продетектировать* биения подобно тому, как это делалось при восстановлении полезного сигнала, запечатленного в амплитудно-модулированных колебаниях. Это и осуществляется в цепи, изображенной на рис. 41, представляющей собой вариант детекторной цепи (схема анодного детектирования). Схема преобразования частоты отличается от схемы детектирования (рис. 31) только характером нагрузочного элемента. В схеме рис. 41 применяется *колебательный* контур, настроенный на частоту ω_n , в то время как в схеме рис. 31 применяется *апериодический R-C* контур, выполняющий те же самые основные функции. Применение апериодического контура является возможным и целесообразным и в схеме преобразования частоты *немодулированных* колебаний при условии, что раз-

* Любопытно отметить, что получение колебаний, модулированных либо только по амплитуде, либо только по частоте, связано с нелинейным преобразованием. Получение же колебаний с указанной «двойной» модуляцией возможно в результате чисто линейной операции.

ностная частота весьма низка (порядка звуковой частоты). Применение в этом случае колебательного контура обусловило бы лучшую (более близкую к синусоидальной) форму напряжения, выделяемого на контуре, но конструкция контура получилась бы весьма громоздкой.

Таким образом, процесс преобразования частоты гармонических колебаний по схеме, показанной на рис. 41, заключается в следующих трех операциях:

1) посредством линейной операции в цепи сетки смесительной лампы образуются биения с разностной частотой $|\omega_n - \omega_r|$, равной частоте ω_n преобразования;

2) посредством нелинейного элемента (лампы) осуществляется нелинейное преобразование — детектирование биений;

3) посредством линейного преобразования производится выделение на нагрузочном контуре колебаний разностной частоты.

6. Хотя сущность процесса выделения колебаний разностной частоты на нагрузочном контуре (рис. 41) и заключается в детектировании биений, однако то обстоятельство, что в цепи сетки смесительной лампы действуют все же не амплитудно-модулированные колебания, а биения, меняет несколько (в деталях) окончательный результат. Действительно, пусть рабочая характеристика смесительной лампы (в пренебрежении «анодной реакцией») выражается квадратичным полиномом

$$i_a = \Phi_p(u_{c\sim}) = I_{ap} + a_1 u_{c\sim} + a_2 u_{c\sim}^2. \quad (2.48)$$

Как мы видели [см. формулу (34)], при детектировании амплитудно-модулированного по гармоническому закону напряжения низкочастотные составляющие тока детектора содержат, помимо колебаний частоты модуляции (Ω), также и колебания двойной частоты (2Ω). Подобного нелинейного искажения выходного сигнала при детектировании биений не происходит. Чтобы убедиться в этом, достаточно подставить в уравнение (48) выражение (47) биений. Производя эту операцию, найдем, что в данном случае образуется единственная составляющая тока *низкой* частоты, определяемая комбинационным членом:

$$2a_2 U_{nm0} \sin \omega_n t \cdot U_{gm} \sin \omega_r t = i_{\omega_n + \omega_r} + i_{\omega_n - \omega_r},$$

где

$$i_{\omega_n + \omega_r} = -a_2 U_{nm0} U_{gm} \cos(\omega_n + \omega_r) t;$$

$$i_{\omega_n - \omega_r} = a_2 U_{nm0} U_{gm} \cos(\omega_n - \omega_r) t. \quad (2.49)$$

Отсутствие составляющей тока двойной разностной частоты обусловлено отсутствием в биениях колебаний второй «боковой» частоты (с частотой $\omega_n + |\omega_n - \omega_r|$). Составляющая тока двойной частоты модуляции, появляющаяся при детектировании амплитудно-модулированных колебаний, обязана комбинационному члену, определяемому произведением двух «боковых» гармоник.

7. Благодаря фильтрующим свойствам нагрузочного контура действие всех составляющих тока смесительной лампы, кроме выражаемой формулой (49), практически настолько слабо, что им можно пренебречь. Отсюда вытекает, что напряжение на нагрузочном контуре будет практически содержать только одну составляющую разностной частоты ω_n , которая согласно формуле (49), выражается равенством:

$$u_n = U_{nm} \cos(\omega_n t - \varphi_Z) = a_2 U_{nm0} U_{gm} Z_k \cos[(\omega_n - \omega_r)t - \varphi_Z], \quad (2.50)$$

где Z_k — сопротивление контура нагрузки. При применении в качестве нагрузки настроенного контура $Z_k = R_{кр}$ и $\varphi_Z = 0$; в случае, если используется аперiodический контур, величина Z_k определяется формулой (29), в которой следует положить $\Omega = \omega_n$.

8. Рассмотрим теперь случай преобразования частоты *модулированных по гармоническому закону колебаний*, когда (рис. 41):

$$u_{c\sim} = U_{gm} \sin \omega_r t + U_{nm0} (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega_n t. \quad (2.51)$$

Согласно формуле (21), напряжение $u_{c\sim}$ представляет собой сложные колебания четырех высоких частот:

$$u_{c\sim} = U_{gm} \sin \omega_r t + U_{nm0} \left[\sin \omega_n t + \frac{m}{2} \cos(\omega_n - \Omega)t - \frac{m}{2} \cos(\omega_n + \Omega)t \right].$$

Пусть рабочая характеристика смесительной лампы выражается квадратичным полиномом (48). Для определения тока смесительной лампы подставим выражение $u_{c\sim}$ в уравнение (48). При этом будем фиксировать величины лишь составляющих тока частоты порядка $|\omega_r \pm \omega_n|$. Эти составляющие образуются следующими комбинационными членами:

$$\begin{aligned} 2a_2 U_{nm0} \sin \omega_n t \cdot U_{gm} \sin \omega_r t &= -I_{nm} [\cos \omega_1 t - \cos \omega_2 t]; \\ a_2 m U_{nm0} \cos(\omega_n - \Omega)t \cdot U_{gm} \sin \omega_r t &= \\ = \frac{m I_{nm}}{2} [\sin(\omega_1 - \Omega)t + \sin(\omega_2 + \Omega)t]; \\ -a_2 m U_{nm0} \cos(\omega_n + \Omega)t \cdot U_{gm} \sin \omega_r t &= \\ = -\frac{m I_{nm}}{2} [\sin(\omega_1 + \Omega)t + \sin(\omega_2 - \Omega)t]. \end{aligned}$$

Здесь обозначено:

$$I_{nm} = a_2 U_{nm0} U_{gm}; \quad \omega_1 = \omega_r + \omega_n; \quad \omega_2 = \omega_r - \omega_n.$$

Собирая в отдельные группы составляющие тока, имеющие частоты порядка ω_1 или ω_2 , найдем следующие выражения составляющих тока преобразованной частоты:

$$i_{\omega_r + \omega_n} = -I_{nm} [\cos \omega_1 t - 0,5m \sin (\omega_1 - \Omega) t + 0,5m \sin (\omega_1 + \Omega) t];$$

$$i_{\omega_r - \omega_n} = I_{nm} [\cos \omega_2 t + 0,5m \sin (\omega_2 + \Omega) t - 0,5m \sin (\omega_2 - \Omega) t].$$

Воспользовавшись известными тригонометрическими формулами свертывания и учитывая принятые выше обозначения, получим:

$$\begin{aligned} i_{\omega_r + \omega_n} &= -a_2 U_{gm} U_{nm0} (1 + m \sin \Omega t) \cos (\omega_r + \omega_n) t; \\ i_{\omega_r - \omega_n} &= a_2 U_{gm} U_{nm0} (1 + m \sin \Omega t) \cos (\omega_r - \omega_n) t. \end{aligned} \quad (2.52)$$

Как видно, комбинационные члены, образуемые из комбинаций составляющей частоты ω_r гетеродина с составляющими амплитудно-модулированных по гамроническому закону колебаний (ω_n и $\omega_n \pm \Omega$), представляют собой амплитудно-модулированные по тому же самому закону колебания преобразованной частоты: $\omega_r + \omega_n$ и $|\omega_r - \omega_n|$. Практический интерес обычно представляет только ток промежуточной частоты $\omega_n = |\omega_r - \omega_n|$, выражаемый формулой (52). Из сравнения этой формулы с формулой (51) видно, что ток $i_{\omega_r - \omega_n}$ отличается от преобразуемого напряжения u_n не только частотой «заполнения» (ω_n вместо ω_n), но и фазой высокочастотных колебаний. Последнее обычно несущественно.

Отметим попутно, что *низкочастотные* составляющие тока частоты порядка Ω и 2Ω определяются комбинационными членами, образуемыми попарными произведениями трех членов, стоящих в квадратных скобках выражения $u_{c\sim}$. Эти члены определяют составляющие тока с частотами: Ω и $2\omega_n - \Omega$; Ω и $2\omega_n + \Omega$; 2Ω и $2\omega_n$. В составе анодного тока будут также присутствовать составляющие с частотами: ω_n , ω_r , $\omega_n \pm \Omega$, $2\omega_r$ и $2(\omega_n \pm \Omega)$.

9. Для выделения на нагрузочном контуре (рис. 41) напряжения u_n промежуточной частоты ω_n следует настроить колебательный контур на промежуточную частоту. Тогда, при ограниченной полосе пропускания контура ($\Delta\omega_n \cong 2\Omega_{\text{макс}}$), действие всех составляющих тока, кроме выражаемых формулой (52), в значительной степени подавится. Подавление «паразитных» составляющих тока облегчается тем, что они представляют собой колебания либо весьма высокой частоты

$$(\omega_n, \omega_r, \omega_n \pm \Omega, \omega_r \pm \Omega, 2\omega_n, 2\omega_r, 2\omega_n \pm \Omega; 2\omega_n \pm 2\Omega),$$

значительно большей промежуточной частоты, либо весьма низкой частоты (Ω и 2Ω), значительно более низкой промежуточной частоты. Естественно, вследствие несовершенной фильт-

рации нагрузочного контура, образуемое на нем напряжение радиосигнала оказывается несколько искаженным. Это искажение обуславливается в основном влиянием составляющих тока низкой частоты модуляции (Ω и 2Ω) и проявляется тем сильнее, чем слабее выполняется неравенство $\omega_{\Pi} \gg \Omega_{\text{макс}}$.

В предположении, что сопротивление нагрузочного контура для составляющих тока с частотами $\omega_{\Pi} \pm \Omega$ остается неизменным и равным резонансному сопротивлению контура $Z_{\text{кр}} = R_{\text{кр}}$, можно, приближенно, выразить напряжение, выделяемое на контуре, простым соотношением:

$$u_{\Pi} \cong R_{\text{кр}} i_{\omega_{\Gamma} - \omega_{\Pi}} = R_{\text{кр}} a_2 U_{\text{гт}} U_{\text{нт0}} (1 + m \sin \Omega t) \cos \omega_{\Pi} t. \quad (2.53)$$

Более точно, следовало бы учесть различие в сопротивлении нагрузочного контура для «боковых» составляющих преобразованного тока (см. § 4, п. 6). Так же, как и при модуляции, влияние ограниченности полосы пропускания контура приводит к некоторому уменьшению глубины модуляции преобразованного напряжения. Это обстоятельство определяет *линейные* искажения при преобразовании частоты.

10. Проведенный элементарный анализ показывает, что *нелинейные искажения при преобразовании частоты отсутствуют в случае, если характеристика смесительной лампы выражается квадратичным полиномом* (48).

Квадратичной характеристикой обладает, практически, любая электронная лампа в области нижнего сгиба. Следовательно, если наибольшая амплитуда результирующих колебаний в цепи сетки смесительной лампы достаточно мала, то нелинейные искажения при преобразовании частоты отсутствуют. При преобразовании частоты обычно выполняется соотношение $U_{\text{гт}} \gg U_{\text{нт0}}$. Поэтому допустимая область рабочей характеристики смесительной лампы устанавливается практически величиной амплитуды напряжения гетеродина. Так как амплитуда преобразованного напряжения зависит от произведения амплитуд $U_{\text{гт}}$ и $U_{\text{нт0}}$, то представляется возможность получения достаточной амплитуды преобразованного напряжения даже при относительно малой амплитуде преобразуемого радиосигнала.

11. В качестве смесительной лампы часто используется не триод, а диод. Соответствующая этому схема известна под названием схемы *диодного преобразования*. Диодное преобразование особенно широко применяется в приемниках сантиметрового диапазона волн, где преобразование частоты принимаемого радиосигнала часто осуществляется до усиления его. Такое техническое решение обусловлено трудностями непосредственного усиления колебаний очень высокой частоты. В качестве нелинейного элемента преобразователя используется *кристаллический диод*.

12. Рассмотренный способ преобразования частоты (рис. 41) основан на принципе детектирования биений. По существу

в этом же заключается и принцип преобразования частоты при работе по схеме диодного преобразования. Возможен и другой принцип работы, связанный с использованием специальных многосеточных ламп, в простейшем случае — пентодов. Управление анодным током пентода осуществляется двумя напряжениями: напряжением гетеродина, действующим на защитную сетку, и преобразуемым напряжением, действующим на управляющую сетку. Нелинейное преобразование здесь основано на зависимости крутизны характеристики преобразовательной лампы от напряжения на защитной сетке.

13. Преобразование частоты находит чрезвычайно широкое применение в технике радиоприема. Подавляющее большинство радиоприемников относится к приемникам супергетеродинного типа, в которых операция преобразования частоты — одна из основных. Преобразование частоты принимаемого радиосигнала не только облегчает задачу усиления радиосигнала, но также существенно упрощает конструкцию радиоприемника. Преобразование частоты колебаний используется также и при приеме на слух радиотелеграфных сигналов и в радиоизмерительной технике для измерения частоты колебаний.

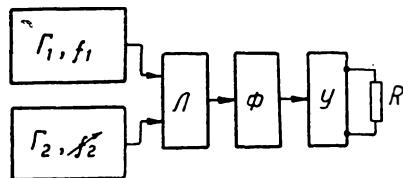


Рис. 2.45. Скелетная схема гетеродинного генератора звуковой частоты.

14. Использование преобразования частоты позволяет получить простое и изящное техническое решение задачи конструирования генератора синусоидальных колебаний, работающего в широком диапазоне низких частот, например, от 10 до 20 000 гц. Конструирование обычного лампового генератора, позволяющего путем перестройки параметров осуществить генерацию колебаний во всем указанном диапазоне, сопряжено с большими техническими трудностями и потребовало бы применения больших индуктивностей и емкостей. Гораздо более простым оказывается конструирование для указанных целей так называемого гетеродинного генератора.

На рис. 45 изображена скелетная схема гетеродинного генератора. Здесь G_1 и G_2 — два ламповых генератора сравнительно высокой частоты (например, 500 кГц). Частота одного из генераторов (f_1) устанавливается неизменной, а частота второго генератора (f_2) может плавно изменяться в сравнительно небольших пределах, но так, что разность частот $|f_1 - f_2|$ перекрывает весь необходимый диапазон рабочих частот. Оба генератора воздействуют на смесительную лампу L , образуя в цепи сетки этой лампы биения с разностной частотой $f_n = |f_1 - f_2|$. Путем детектирования биений на нагрузке смесительной лампы выделяются колебания разностной частоты f_n . В качестве нагрузочного контура в рассматриваемом случае применяется аperiodический R - C контур, подобный применяемому при детектировании колебаний (рис. 31). Для улучшения формы кривой выходного напряжения применяется фильтр Φ . С выхода фильтра колебания поступают на вход усилителя низкой частоты $У$; R — нагрузочное сопротивление.

15. В заключение данной главы произведем сравнение основных нелинейных преобразований в отношении требований,

предъявляемых к нелинейным и линейным элементам соответствующих устройств (табл. 2).

Таблица 2.2

Вид нелинейного преобразования и его условная формула	Требования к рабочей характеристике нелинейного элемента	Требования к линейному элементу устройства
<p>Умножение частоты $\omega_2 = n\omega_1$</p>	<p>При четном или нечетном n соответственно четная или нечетная часть характеристики должна быть резко нелинейной</p>	<p>Настроенный на частоту ω_2 колебательный контур высокой добротности</p>
<p>Амплитудная модуляция $u_n = U_{нмо} (1 + m \sin \Omega t) \times \sin \omega_n t;$ $\omega_n \gg \Omega$</p>	<p>Квадратичный полином</p>	<p>Настроенный на несущую частоту ω_n колебательный контур высокой добротности, обладающий широкой полосой пропускания: $\omega_n \gg \Delta\omega_n \geq 2\Omega_{\max}$</p>
<p>Детектирование амплитудно-модулированных колебаний</p>	<p>Кусочно-линейная характеристика с рабочей точкой в точке излома характеристики</p>	<p>Апериодический $R-C$ контур</p>
<p>Детектирование с целью измерения мощности</p>	<p>Квадратичный полином: $\Phi_p(u_n) = a_2 u_n^2$</p>	<p>Апериодический $R-C$ контур</p>
<p>Преобразование частоты амплитудно-модулированных колебаний: $\omega_n = \omega_r - \omega_n ;$ $\omega_r \cong \omega_n \gg \omega_n \gg \Omega_{\max}$</p>	<p>Квадратичный полином (преобразование по схеме рис. 41)</p>	<p>Колебательный контур, настроенный на промежуточную частоту ω_n и обладающий полосой пропускания $\Delta\omega_n \geq 2\Omega_{\max}$ при условии $\Delta\omega_n \ll \omega_n \cong \omega_r$</p>
<p>Преобразование частоты немодулированных колебаний (гетеродинирование) $\omega_n = \omega_r - \omega_n \ll \omega_r$</p>	<p>Квадратичный полином (преобразование по схеме рис. 31).</p>	<p>Апериодический $R-C$ контур, удовлетворяющий двойному неравенству: $\frac{1}{\omega_n C} \ll R \ll \frac{1}{\omega_n C}$</p>

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

43. Что называется преобразованием частоты амплитудно-модулированных и немодулированных колебаний?

44. В чем разница между амплитудно-модулированными по гармоническому закону колебаниями и биениями с огибающей, имеющей форму, близкую к синусоидальной?

45. При каком условии огибающая биений имеет форму, близкую к синусоидальной?

46. В чем проявляется различие при детектировании амплитудно-модулированных по гармоническому закону колебаний и биений с огибающей, имеющей форму, близкую к синусоидальной?

47. Каким образом можно запечатлеть в огибающей биений низкочастотный сигнал синусоидальной формы?

48. Какими свойствами должна обладать характеристика смесительной лампы для преобразования частоты без нелинейных искажений?

49. Чем обусловлены линейные искажения при преобразовании частоты?

50. Имеет ли смысл применять в качестве нагрузочного контура гетеродинного генератора звуковой частоты колебательный контур?

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Берг, Теория и расчет ламповых генераторов. Госэнергонздат, 1932.
2. В. В. Татариннов, Катодные умножители частоты, «Т. и Т. б. п.», 1921 г., № 10, стр. 430.
3. С. И. Евтянов, Расчет электронного удвоителя частоты в перенапряженном режиме, «ИЭСТ», 1937 г., № 12, стр. 12.
4. И. Н. Фомичев, Новый способ повышения к. п. д. радиовещательных станций, «Электросвязь», 1938 г., № 6, стр. 58.
5. И. С. Гоноровский, Исследование режима коротковолнового генератора, «ИЭСТ», 1939 г., № 6, стр. 8; Воздействие сложных периодических э. д. с. на линейные системы, «Радиотехника», 1953 г., № 1, стр. 3.
6. А. И. Колесников, Новый метод повышения к. п. д. и увеличения мощности радиопередатчиков, «Мастер связи», 1940 г., № 6; см. также «Вестник связи», 1941 г., № 3, стр. 34.
7. Н. Н. Андреев, Решетка, призма, резонатор, «ЖРФХО» физ. отд. 1915 г., т. 47, вып. 5; О спектре ряда импульсов, «ЖРФХО», 1915 г., т. 47, вып. 5; см. также «ЖРФХО», 1915 г., т. 47, вып. 3.
8. Н. Н. Андреев, Электрические колебания и их спектры, 1917.
9. М. В. Шулейкин, Об условиях применения генераторов высокой частоты для радиотелефонии, «Известия по минному делу», 1916 г., № 49, стр. 1—15 (см. «Михаил Васильевич Шулейкин», сб. статей изд. «Сов. Радио», 1952 г., стр. 28 и отгиск на стр. 30).
10. С. М. Рытов, Модулированные колебания и волны, «Труды ФИАН», сер. физ., 1940 г., т. 2, вып. 1; Мандельштам и учение о модуляции, «Изв. АН СССР», сер. физ., 1945 г., т. 9, № 1—2, стр. 77; О некоторых «парадоксах», связанных со спектральными разложениями. «УФН», 1946 г., т. 29, вып. 1—2, стр. 147.
11. М. А. Бонч-Бруевич, Некоторые особенности работы радиотелефонных аппаратов, «Т. и Т. б. п.», 1921 г., № 10, стр. 437.
12. А. А. Григорьева, Исследование некоторых схем модуляции на радиотелефонных станциях, «Т. и Т. б. п.», 1924 г., № 25, стр. 245; Исследование схемы модуляции микрофонным трансформатором на сетке генераторной лампы, «Т. и Т. б. п.», 1927 г., № 43, стр. 398.
13. Н. Д. Смирнов, Общий метод построения модуляционных характеристик радиотелефонных передатчиков, «Т. и Т. б. п.», 1928 г., № 49, стр. 478; Разбор схем радиотелефонных передатчиков с модуляцией на сетке, «Т. и Т. б. п.», 1929 г., № 56, стр. 448.
14. И. Г. Кляцкин и А. Л. Минц, Основания для расчета модуляции на сетке, «Т. и Т. б. п.», 1929 г., № 52, стр. 310.
15. З. И. Моделья и И. Х. Невяжский, Курс радиопередатчиков, Госиздат по технике связи, 1936 (см. также 2-е изд., Связьиздат, 1938).
16. И. Г. Фрейман, О глубине модуляции. «Т. и Т. б. п.», 1928 г., № 2 (47), стр. 220.
17. В. И. Сифоров, Радиоприемные устройства, Воениздат, 1951.
18. А. А. Петровский, Теория действия детектора, «Морской сборник», 1919 г., № 11.
19. А. И. Берг, Теоретическое и опытное исследование сеточного детектирования, «Т. и Т. б. п.», 1926 г., № 5 (38), стр. 400.

20. Л. Б. Слепян, Электронная лампа как детектор, НКТП, 1929.

21. Н. Н. Крылов, Электрические процессы в нелинейных элементах радиоприемников, Связьиздат, 1949.

22. Н. Н. Крылов, Теоретические основы радиотехники, Морской транспорт, 1951.

23. Я. С. Ицхоки, Установление напряжения на конденсаторе, питаемом выпрямленным пульсирующим напряжением, «Электричество», 1937 г., № 17—18, стр. 47.

24. Р. Д. Лейтес, Неустановившиеся процессы при детектировании э. д. с. с линейно-нарастающей амплитудой, «Радиотехника», 1948 г., № 6, стр. 62.

25. Л. С. Гуткин, Преобразование сверхвысоких частот и детектирование, Госэнергоиздат, 1953.

ГЛАВА III

САМОВОЗБУЖДЕНИЕ ЛАМПОВОГО АВТОГЕНЕРАТОРА

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Основные определения. — Автогенератор. — Краткая историческая справка развития генераторных устройств (1895 — 1914 гг.). — Роль советской школы физики в разработке методов анализа нелинейных систем и теории нелинейных колебаний.

1. В радиотехнике, базирующейся на использовании электромагнитных волн, особое значение приобретает получение *переменного тока высокой частоты (тока ВЧ)*:

$$i = I_m \sin(\omega t - \varphi), \text{ где } I_m = \text{const}, \omega = \text{const} \text{ и } \varphi = \text{const}.$$

Генерация тока ВЧ осуществляется посредством специальных устройств — *генераторов высокой частоты (генераторов ВЧ)*.

В применяемых в радиотехнике генераторах ВЧ осуществляется преобразование энергии постоянного тока питающего источника в энергию переменного тока ВЧ. В соответствии с этим определяющим признаком любой (например, резонансный) усилитель может быть назван *генератором ВЧ с внешним возбуждением*. Однако применение генератора ВЧ с внешним возбуждением не дает принципиального решения проблемы генерации тока ВЧ, поскольку такой генератор нуждается в подведении к нему *колебательного напряжения с частотой того же порядка*.

Проблема генерации тока ВЧ может быть решена посредством самовозбуждающегося генератора ВЧ; следуя А. А. Андронову, будем такой генератор называть *автогенератором*. *Автогенератор представляет собой автономное устройство (включающее в себе питающий источник постоянного напряжения), посредством которого осуществляется преобразование постоянного тока питающего источника в переменный ток ВЧ без подведения к устройству внешнего возбуждающего колебательного напряжения.* Это определение не вскрывает особенностей устройства автогенератора, что будет сделано при рассмотрении автогенераторов различных типов. Сейчас же подчеркнем, что автогенератор представляет собой автоколебательную систему, способную *самовозбудиться*. В процессе самовозбуждения случайно возникшие в системе (например, за счет флюктуаций электрического заряда) весьма слабые колебания электрического тока

постепенно нарастают (рис. 1) до тех пор, пока в системе не установятся стационарные незатухающие колебания, характеризуемые определенной для данной системы амплитудой и частотой. *Процесс постепенного нарастания и установления стационарных колебаний в автогенераторе называется процессом его самовозбуждения.*

2. Помимо автогенераторов, используемых для получения электрических колебаний *синусоидальной* формы, в радиотехнике применяются также и автоколебательные системы *релаксационного* типа, используемые для генерации периодических колебаний *несинусоидальной* формы. В дальнейшем мы будем интересоваться работой только автогенераторов синусоидальных колебаний.

3. Первое применение генератора ВЧ для радиотехнических целей было осуществлено самим изобретателем радио — А. С. Поповым. В те годы (1895 г.) электронные лампы отсутствовали, и для получения электрических колебаний

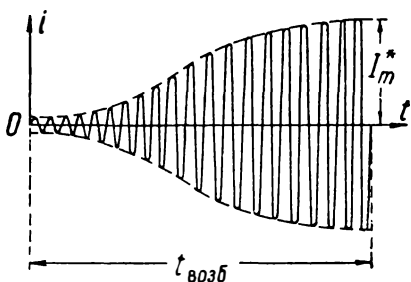


Рис. 3.1. Нарастание амплитуды колебаний в процессе самовозбуждения.

ВЧ Попов использовал *искровые генераторы*, сыгравшие определенную историческую роль в изобретении радио и его практическом применении. Основным нелинейным элементом искрового генератора, позволяющим воспроизводить периодически повторяющуюся генерацию ВЧ колебаний, является искровой разрядник. Процессы при искровом разряде были обстоятельно обследованы еще М. В. Ломоносовым и Г. В. Рихманом задолго до их применения в радиотехнике. Приблизительно за 5 лет до изобретения радио искуснейшие опыты по генерации ВЧ колебаний посредством искровых генераторов были проведены П. Н. Лебедевым. Впоследствии (1911 г.), уже после изобретения радио, фунда-

ментальное исследование влияния искрового разряда на процессы в колебательном контуре было произведено в диссертации Д. А. Рожанского.

Исследования русских ученых сыграли важную роль в усовершенствовании искровых генераторов. Однако искровые генераторы обладали существенным, органическим недостатком. Они давали возможность получать лишь периодически повторяющиеся *импульсы затухающих колебаний ВЧ* (см. рис. 3). Поэтому, начиная с 1900 г., искровые генераторы стали вытесняться *дуговыми генераторами*, позволявшими получать *незатухающие колебания ВЧ*. Основным элементом дугового генератора является *электрическая дуга*, открытая и исследованная В. В. Петровым еще в 1802 г. Электрическая дуга представляет собой нелинейное сопротивление, характеристика которого имеет участок с падающей крутизной (рис. 1.10). Благодаря этому, как мы в дальнейшем увидим, становится возможным осуществить преобразование постоянного тока питающего источника в переменный ток. Дуговые генераторы были еще в 1892 — 1899 гг. описаны известными физиками Томсоном и Тесла. После некоторого усовершенствования (1902 г.) дуговые генераторы начали широко применяться в радиотехнике. Существенную роль в улучшении работы этих генераторов сыграли исследования В. Ф. Миткевича, удостоенные в 1906 г. специальной премии имени А. С. Попова. Но и дуговые генераторы обладали принципиальным недостатком: вследствие инерционности дугового разряда практически не удавалось получать колебания с частотой, превышающей 500 кГц ($\lambda = 600$ м). Кроме того, дуговые генераторы представляли собой исключительно громоздкие сооружения (вес 500-киловаттного дугового генератора превышал 75 тонн!).

В связи с последним обстоятельством в ряде стран были предприняты попытки создания *электромагнитных вращающихся генераторов* (альтернаторов) высокой частоты. Первые альтернаторы повышенной частоты (5—15 *кГц*) были сконструированы Тесла еще в 1889—1892 гг. Альтернаторы Тесла, обладавшие малой мощностью, не нашли применения в радиотехнике. Для этой цели нужно было разработать более совершенную конструкцию альтернатора. Весьма успешных в этом направлении результатов достиг выдающийся русский ученый-новатор В. П. Вологдин, посвятивший около 20 лет своей научной деятельности созданию серии альтернаторов ВЧ. Еще в тяжелых условиях царской России (1910—1912 гг.), лишенный нужной помощи и поддержки, Вологдин с небольшой группой инженеров и техников сконструировал несколько альтернаторов ВЧ мощностью 2—6 *квт*, нашедших практическое применение на радиостанциях Морского ведомства России. Сразу же после Великой Октябрьской социалистической революции Вологдин принимает деятельное участие в создании Нижегородской радиолaborатории. Несмотря на тяжелые годы разрухи, вызванной мировой и гражданской войнами, молодое советское государство сумело выделить значительные средства для развертывания научных работ радиолaborатории. Коммунистической партией и Советским правительством перед коллективом радиолaborатории была поставлена важная первоочередная задача — быстро развернуть в Советской России мощное радиовещание. Выполняя эту задачу, группа инженеров под руководством В. П. Вологдина начала проводить исследования по созданию мощных альтернаторов ВЧ. В результате этих исследований удалось сконструировать для Октябрьского радиоцентра в Москве ряд весьма совершенных альтернаторов — мощностью 50 *квт* при частоте 20 *кГц* и мощностью 150 *квт* при частоте 15 *кГц*. Эти альтернаторы успешно эксплуатировались в течение ряда лет. Впоследствии был также спроектирован альтернатор мощностью в 600 *квт* ($f = 18$ *кГц*). Получение столь больших мощностей высокочастотных колебаний представляло в двадцатые годы выдающееся событие в радиотехнике.

4. Появление трехэлектродной электронной лампы с ее замечательным управляющим действием послужило основой многочисленных изысканий по разработке новых методов генерации незатухающих ВЧ колебаний. Эти разработки производились крупнейшими учеными ряда стран одновременно. В России подобные исследования проводились пионером отечественной радиотехники Н. Д. Папалекси, которому, несмотря на отсутствие в отсталой царской России промышленной базы, удалось одному из первых создать ламповый генератор ВЧ (1914 г.). Всего на один год раньше ламповый генератор был разработан немецким ученым А. Мейснером.

5. Хотя в принципе проблема генерации ВЧ колебаний оказалась решенной, однако мощность, экономичность и другие технические показатели первых ламповых генераторов были весьма низки. Тем не менее, начиная с 1913—1916 гг., началась коренная перестройка технической базы радиотехники. Радиотехника становилась *«ламповой»*, что обусловило качественное изменение ее методов и средств. Внедрение электронных ламп наметило ряд заманчивых, технических решений как в методах генерации незатухающих колебаний и их модуляции, так и в методах приема и усиления радиосигналов. Однако для практической реализации намеченных решений оказалось необходимым произвести ряд исследований разнообразных нелинейных радиотехнических устройств. При выполнении таких исследований обнаружилась непригодность использования известных *линейных* методов анализа.

Методы же *нелинейного* анализа были неизвестны. Предпринятые в ряде стран исследования ламповых генераторов и других нелинейных устройств носили эмпирический характер, в своей массе были разрознены и в течение свыше 10 лет сколько-нибудь ощутительных результатов не давали. В развитии нелинейных радиотехнических устройств создался застой. С исключительной остротой ощущалась потребность в создании строгой теории ламповых генераторов (и других нелинейных устройств), что, в свою очередь, определило необходимость разработки строгих методов анализа.

Решение столь сложной научной проблемы могло оказаться под силу только мощному научному коллективу; оно требовало объединения усилий многих исследователей в разных, но связанных между собой направлениях, требовало глубокого критического обсуждения результатов этих исследований.

К середине двадцатых годов радиостроение в СССР достигло больших масштабов. Уже существовали значительные коллективы радиотехников и радиофизиков, отличавшиеся высоким научным уровнем, характерным для передовых научных кругов России. В этот период, в декабре 1925 г., XIV съездом партии был намечен курс на индустриализацию страны. Перед советской радиотехникой был поставлен ряд больших практических задач, открывших огромные перспективы научных исследований, которые благодаря большой помощи Коммунистической партии и Советского государства могли проводиться в невиданных до этого масштабах. В связи с этим в 1926 г. был созван специальный семинар (по существу съезд) большого коллектива советских радиофизиков. На этом семинаре для решения актуальных задач советского радиостроения с большой силой была подчеркнута важность и необходимость разработки строгой нелинейной теории. Эта проблема была блестяще разрешена несколькими большими группами советских ученых, возглавленными академиками Л. И. Мандельштамом, Н. Д. Папалекси, А. А. Андроновым, Н. М. Крыловым и Н. Н. Боголюбовым.

Результаты, достигнутые отдельными коллективами ученых, широко и систематически обсуждались на специальных конференциях. Это обеспечивало правильное направление производимых исследований, их координацию и плановость и в результате — очень высокий научный уровень. С полным правом в приветствии к Советскому правительству от имени Всесоюзной конференции по колебаниям, созванной в Москве в 1931 году, было сказано:

„Всесоюзная конференция по колебаниям является одним из первых начинаний в деле создания конкретного плана исследовательской работы в определенной области науки, исходя из потребностей социалистического строительства и на основе установок партии, воплощенных в лозунге т. Сталина об овладении техникой“.

Созданная советскими учеными теория нелинейных колебаний, ставшая классической, сыграла исключительно важную роль

в развитии ламповых генераторов и других нелинейных радиотехнических устройств.

Существенную роль в развитии ламповых генераторов сыграли разработанные советскими учеными методы технического расчета ламповых генераторов. Руководящая роль в этом направлении принадлежит М. В. Шулейкину, А. И. Бергу и М. А. Бонч-Бруевичу, воспитавшим многочисленные кадры советских радиоспециалистов. Впоследствии в СССР был издан ряд известных курсов радиопередающих устройств, в которых существенное внимание уделено теории ламповых генераторов (А. И. Берг [1], З. И. Модель и И. Х. Невяжский [2], Н. С. Бесчастнов и В. Н. Соунов [3], С. И. Евтянов [4], С. А. Дробов [5] и др.). Советскими учеными и инженерами разработано несколько оригинальных схем и созданы высококачественные конструкции ламповых генераторов.

§ 2. ПРИНЦИП РАБОТЫ ЛАМПОВОГО АВТОГЕНЕРАТОРА

Принцип работы искрового генератора. — Роль линейного и нелинейного элементов генератора. — Искровой разрядник, как нелинейный элемент „грубого“ типа. — Варианты схем компенсации потерь энергии в контуре. — Необходимость управления притоком энергии в контур посредством органа обратной связи. — Простейшая схема автогенератора. — Фазовые соотношения в автогенераторе. — Понятие о влиянии фазовых соотношений на частоту генерации. — Функции прямой и обратной связи нелинейного элемента с колебательной системой. — Определение автогенератора. — Вопросы и задачи.

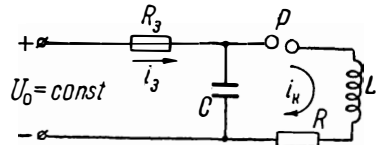


Рис. 3.2. Схема простейшего искрового генератора.

1. Целесообразность использования колебательного контура для получения электрических колебаний ВЧ была осознана на самой заре развития радиотехники. Идея такого использования нашла применение в искровых генераторах, с которыми производил свои классические опыты наш знаменитый соотечественник А. С. Попов. Сущность этой идеи иллюстрируется представленной на рис. 2 схемой. Здесь конденсатор колебательного контура емкостью C заряжается от источника напряжения $U_0 = \text{const}$ через средство сравнительно большого зарядного сопротивления R_3 . Индуктивность L и активное сопротивление R контура отделены от конденсатора искровым разрядником P , который пробивается при определенном значении напряжения $u = U_3$ на конденсаторе. Напряжение U_0 устанавливается несколько большим U_3 , ввиду чего пробой разрядника неизбежен. После пробоя контур оказывается замкнутым, и в течение некоторого времени происходит колебательный разряд конденсатора. При этом, так как $R_3 \gg \rho_k = \sqrt{L/C}$, влияние небольшого зарядного тока i_3 на колебательный процесс в контуре оказывается ничтожно малым.

Колебательный процесс в контуре (при пренебрежении влиянием тока i_3 и изменения сопротивления искры) описывается линейным дифференциальным уравнением

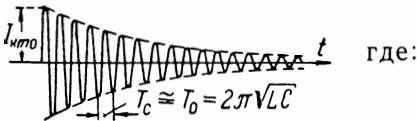
$$\frac{d^2 i_k}{dt^2} + 2\delta_k \frac{di_k}{dt} + \omega_0^2 i_k = 0.$$

Здесь δ_k — коэффициент затухания контура, а ω_0 — частота собственных колебаний «идеального» контура (контура без потерь):

$$\delta_k = \frac{R}{2L}; \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (3.1)$$

Решение написанного выше уравнения (удовлетворяющее начальным условиям: $i_c(0) = 0$; $i_k(0) = 0$) имеет вид:

$$i_k = I_{km0} e^{-\delta_k t} \sin \omega_c t, \quad (3.2)$$



$$I_{km0} = \frac{U_3}{\rho_k} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{4} (R'/\rho_k)^2}},$$

$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \delta_k^2} \quad (3.3)$$

— частота собственных колебаний контура (с потерями). Обычно затухание контура весьма слабо: $d_k = R/\rho_k \ll 1$ и

$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \delta_k^2} = \omega_0 \sqrt{1 - d_k^2/4} \approx \omega_0 \left(1 - \frac{d_k^2}{8}\right) \approx \omega_0. \quad (3.4)$$

Таким образом, рассмотренное устройство позволяет получить колебания, частота которых равна частоте собственных колебаний контура. Однако возникающие колебания более или менее быстро затухают (рис. 3); при истощении запасенной в конденсаторе энергии происходит разрыв искры в разряднике, — колебания в контуре прекращаются. Колебания отсутствуют до тех пор, пока в результате последующего заряда конденсатора не произойдет вновь пробой разрядника, после чего все процессы повторяются. Следовательно, работа по схеме, изображенной на рис. 2, позволяет получать лишь периодически повторяющиеся импульсы затухающих колебаний.

2. Рассмотренный пример интересен в нескольких отношениях.

Во-первых, он иллюстрирует возможность получения ВЧ колебаний путем использования линейного колебательного контура, фиксирующего частоту колебаний.

Во-вторых, каждый повторный цикл колебаний происходит после предварительного введения в контур некоторой энергии ($\sim 0,5 CU_3^2$), которая затем расходуется в процесс колебаний. В течение же всего колебательного процесса (за цикл

энергия в контур не поступает. Именно этим, т. е. большим временным разделением процессов расходования энергии в контуре и ее компенсации питающим источником, и объясняется затухающий характер колебаний в контуре.

В-третьих, интересна роль искрового разрядника — единственного *нелинейного* элемента генератора. Возможность преобразования запасенной конденсатором C энергии в энергию колебаний обуславливается *падающим* характером вольт-амперной зависимости искрового разряда: резким понижением напряжения на искровом разряднике при возрастании протекающего через него тока (см. рис. 1. 10). Разрядник регулирует последовательность стадий (и их разделение во времени) запасаения контуром энергии и ее расходования. Такие функции (функции *клапана*) линейный элемент осуществить не может. Однако разрядник представляет собой очень «грубый» нелинейный элемент (грубый клапан), способный лишь «грубо» управлять расходованием энергии в контуре (почти до полного ее истощения) и последующим восстановлением энергии контура.

Для получения *незатухающих* колебаний тока необходимо осуществить более гибкую, чем в искровом генераторе, компенсацию потерь энергии в контуре. Восстановление расходуемой энергии должно производиться в течение каждого периода (или, в крайнем случае, через каждые несколько периодов) колебаний. Именно это и осуществляется в автогенераторе.

3. Нужно для получения *незатухающих* колебаний «подпитывание» колебательного контура можно осуществить (рис. 4) с помощью высокочастотного генератора тока ($I_{гт} = \text{const}$, $R_B \gg Z_K$). Частота ω_r колебаний генератора должна быть равна резонансной частоте ω_p контура. Напомним, что

$$\omega_p = \omega_0 \sqrt{1 - d_k^2} \cong \omega_0 (1 - 0,5 d_k^2) \cong \omega_0. \quad (3.5)$$

Конечно, такой способ поддержания незатухающих колебаний практического интереса не представляет. Однако рассмотренная схема интересна в двух отношениях. Во-первых, подчеркивается, что ток питающего генератора, равный *резонансному* току контура, оказывается чисто активным: $i_r = i_{кр} = i_{кз}$; во вторых, существенно то, что амплитуда этого тока при высокой добротности Q_K контура весьма мала

$$I_{гт} = I_{крт} = I_{кзт} = \frac{U_{крт}}{Z_{кр}} = \frac{U_{крт}}{Q_K R_K}. \quad (3.6)$$

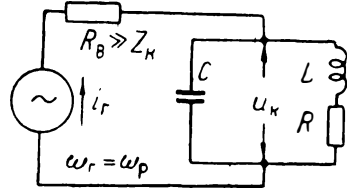


Рис. 3.4. «Подпитывание» колебательного контура от генератора переменного тока.

Питающий ток мал именно потому, что он компенсирует лишь сравнительно небольшие потери энергии в контуре. Энергия, рассеиваемая в контуре за период ($T_p \cong T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$), —

$$W_{кз} = \frac{1}{2} T_0 I_{кpm} U_{кpm} = \frac{2\pi}{Q_k} \left(\frac{U_{кpm}^2 C}{2} \right), \quad (3.7)$$

— сравнительно мала. Напротив, запасенная в контуре реактивная энергия весьма значительна:

$$W_{кф} = (W_C)_{max} = 0,5 U_{кpm}^2 C \gg W_{кз}.$$

Запасенная в контуре энергия постепенно аккумулировалась в течение сравнительно длительного времени *переходного процесса установления колебаний в контуре*. Известно, что нарастание амплитуды колебаний в контуре после подключения его к питающему источнику ($I_{gm} = const, \omega_r = \omega_p$) происходит по закону (рис. 5):

$$U_{км} = I_{gm} \rho_k Q_k (1 - e^{-\delta_k t}). \quad (3.8)$$

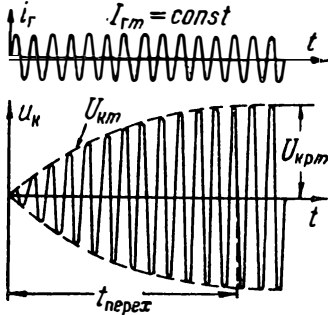


Рис. 3.5. Нарастание амплитуды колебаний в контуре, настроенном в резонанс с частотой питающего источника тока.

В течение переходного времени за каждый период в контур вводится небольшое количество энергии, которое частично аккумулируется в контуре, а частично рассеивается в активных элементах контура. Вначале, пока амплитуда $U_{км}$ колебаний не-

велика, энергия, рассеиваемая в контуре (она пропорциональна $U_{км}^2$), мала; поэтому почти вся поступающая вначале от источника энергия аккумулируется в контуре, и скорость нарастания амплитуды колебаний получается наибольшей (рис. 5). По мере нарастания амплитуды колебаний все большая часть поступающей энергии рассеивается в активных элементах контура и все меньшая часть ее идет на увеличение энергии контура. Поэтому скорость нарастания амплитуды колебаний постепенно уменьшается. Через время, приблизительно равное трем постоянным времени контура, можно практически полагать переходные процессы в контуре законченными ($U_{км} \cong U_{кpm}$). Теперь уже вся поступающая в контур энергия рассеивается в активных элементах контура, а энергия, запасенная в контуре, более не изменяется; происходит лишь перераспределение этой энергии между конденсатором и катушкой без изменения суммарного количества ее. Длительность переходного времени

$$t_{перех} \cong \frac{3}{\delta_k} = \frac{6Q_k}{\omega_0} = \frac{3}{\pi} Q_k T_0 \cong Q_k T_0. \quad (3.9)$$

Как видно, процесс нарастания амплитуды колебаний в контуре при питании его переменным током *стационарной* амплитуды и резонансной частоты продолжается в течение большого числа периодов ВЧ колебаний, приблизительно равного добротности контура. Рассмотренные колебания (рис. 5) можно отнести к колебаниям с *медленно-меняющейся амплитудой*, удовлетворяющим условию (1.17). Как мы увидим, нарастание колебаний при *самовозбуждении* автогенератора протекает еще медленнее.

4. В отношении преобразования энергии источника постоянного напряжения в энергию переменного тока более интересным является «механический» вариант решения, схематически иллю-

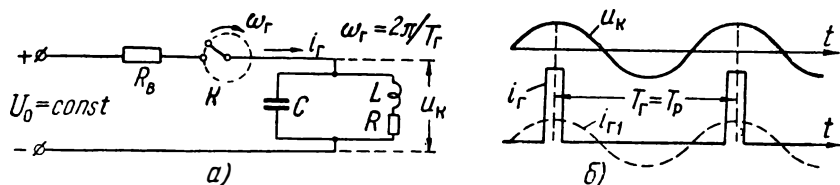


Рис. 3.6. «Подпитывание» контура через средство механического коммутатора.

стрируемый рисунком 6,а. Здесь коммутирующий ключ K , вращаясь с угловой скоростью $\omega_r = \omega_p$, периодически кратковременно замыкает цепь питающего источника. Контур «подпитывается» более или менее короткими импульсами тока (рис. 6,б), повторяющимися с периодом $T_r = T_p$. Первая гармоническая составляющая тока питания $i_{r1} = I_{r1m} \sin \omega_r t$, равная активной составляющей $i_{\kappa a}$ тока контура, в состоянии поддерживать незатухающие колебания в контуре; влиянием остальных гармоник при высокой добротности контура можно пренебречь.

Естественно, «механический» вариант решения практического интереса также не представляет, но он подчеркивает роль коммутирующего элемента, как своего рода клапана, управляющего поступлением энергии в контур. Энергия поступает в контур в течение некоторой части периода ВЧ колебаний за каждый период. Следует особо отметить, что при вращении ключа посредством *независимого* от процессов в контуре двигателя трудно поддержать нужную *синхронность* и *синфазность* вращения коммутатора в такт с изменениями напряжения на контуре. Из этих соображений более предпочтительным явилось бы не независимое, а *управляемое* самим возбуждаемым напряжением вращение коммутатора.

Механический коммутатор, управляемый возбуждаемым напряжением, представляет собой *нелинейный элемент*, сопротивление R_b которого изменяется от ∞ до некоторой конечной величины. В этом смысле схема рис. 6,а может быть заменена эквивалентной схемой (рис. 7,а). Возникает мысль, нельзя ли для поставленных целей использовать нелинейный элемент в виде

электронной лампы, которая вплоть до очень высоких частот отличается практически безинерционностью своего действия?

Проверяя эту возможность, можно убедиться в том, что не всякий способ включения лампы дает желательный результат. Рассмотрим, например, схему, приведенную на рис. 7,б. Здесь сеточное напряжение лампы $u_c = 0 = \text{const}$ и анодный ток оказывается функцией только анодного напряжения $u_a = U_a$ u_k . Следовательно, управление работой лампы осуществляет напряжение u_k на контуре. Посмотрим, к какому это приводит результату.

Пусть ключ K замыкается и за счет включающего действия анодного тока в контуре возникают колебания. Если бы анодный

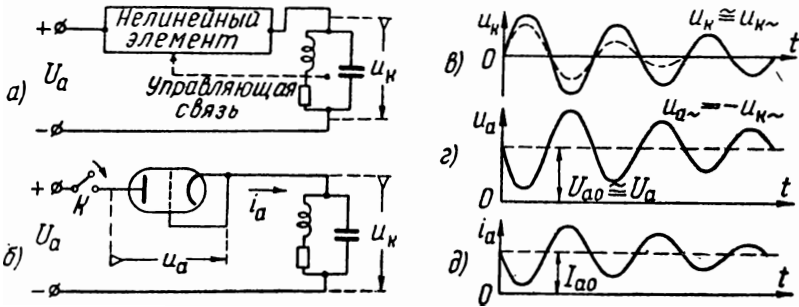


Рис. 3.7. При таком включении лампа способствует затуханию колебаний.

ток лампы $i_a = I_{a0}$ был постоянным, то колебания в контуре носили бы затухающий характер, как это показано на рис. 7,в жирной кривой. В действительности же анодный ток лампы содержит также и переменную составляющую $i_{a\sim}$. Оценим качественно ее действие. Независимо от того, будут ли колебания в контуре затухать или нарастать, $u_{a\sim} = -u_{k\sim} \approx -u_k$ (рис. 7,г). В рассматриваемом случае ток $i_{a\sim}$ должен изменяться в фазе с напряжением $u_{a\sim}$, а значит в противофазе с напряжением u_k (рис. 7,д). Следовательно, переменная составляющая анодного тока не только не поддерживает колебания в контуре, но вызывает даже более быстрое их затухание, как это показано на рис. 7,в пунктиром.

Таким образом, при показанной на рис. 7,б схеме управления анодным током поступление энергии в контур оказывается несогласованным с колебаниями напряжения на контуре, что и вызывает их более интенсивное затухание. При такой схеме сеточное напряжение не участвует в управлении анодным током. Учитывая же сильное управляющее действие сеточного напряжения, целесообразно именно его использовать для управления током лампы. Для этого нужно часть напряжения, создаваемого на контуре, подвести в цепь сетки в должной фазе,

т. е. так, чтобы это напряжение вызвало возникновение переменной составляющей тока, совпадающей по фазе с напряжением на контуре.

5. Вполне благоприятный результат получается при включении лампы по схеме, представленной на рис. 8,а. Здесь благодаря трансформаторной связи цепи сетки с колебательным контуром к сетке подводится переменное напряжение $u_{c\sim}$, используемое для управления анодным током лампы. Переменное напряжение

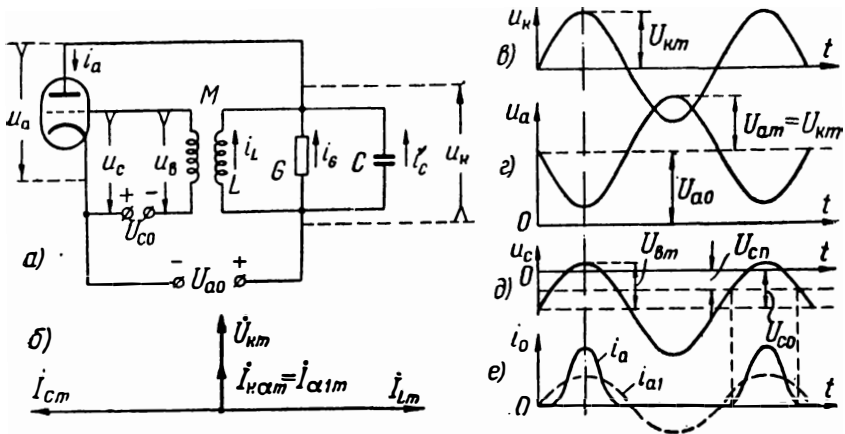


Рис. 3.8. Упрощенная схема автогенератора и диаграммы токов и напряжений на его элементах.

$u_{c\sim}$ будем в дальнейшем называть *возбуждающим напряжением* и обозначать через $u_b = u_{c\sim}$.

Рассмотрим вначале несколько упрощенную схему колебательного контура, в котором потери энергии обусловлены только *шунтирующей активной проводимостью* G ; примем также, что сеточный ток лампы отсутствует, а анодный ток является функцией только сеточного напряжения

$$u_c = U_{c0} + u_{c\sim} = U_{c0} + u_b, \text{ где } u_b = M \frac{di_L}{dt}. \quad (3.10)$$

Проверим, могут ли, в принципе, в рассматриваемом устройстве существовать незатухающие гармонические колебания. Для этого предположим, что напряжение $u_k = u_{k\sim}$ на контуре изменяется по гармоническому закону (рис. 8,в и 8,г):

$$u_k = U_{km} \sin \omega_r t, \text{ откуда } u_a = U_{a0} - U_{km} \sin \omega_r t. \quad (3.11)$$

Посмотрим, может ли в рассматриваемой системе существовать анодный ток, способный вызвать падение напряжения на контуре, выражаемое формулой (11).

Из соотношения (11) вытекает, что токи в ветвях контура должны изменяться по гармоническому закону:

$$i_L = \frac{U_{km}}{\omega_r L} \sin(\omega_r t - \pi/2) = I_{Lm} \sin(\omega_r t - \pi/2);$$

$$i_C = \omega_r C U_{km} \sin(\omega_r t + \pi/2) = I_{Cm} \sin(\omega_r t + \pi/2);$$

$$i_G = i_{ka} = G U_{km} \sin \omega_r t = I_{kam} \sin \omega_r t,$$

где i_{ka} — активная составляющая тока контура. Фазовые соотношения токов иллюстрируются представленной на рис. 8,б диаграммой.

Ток i_L возбуждает в цепи сетки напряжение

$$u_b = u_{c-} = M \frac{di_L}{dt} = \omega_r M I_{Lm} \cos(\omega_r t - \pi/2) = U_{bm} \sin \omega_r t.$$

Напряжение u_b либо совпадает (при $M > 0$), либо противоположно по фазе (при $M < 0$) с напряжением на контуре. Нетрудно убедиться в том, что если возбуждающее напряжение изменяется в противофазе с напряжением на контуре, то анодный ток вызывает лишь затухание возникших в контуре колебаний. Отбрасывая поэтому случай $M < 0$, положим, что путем должного включения концов обмотки трансформатора получено $M > 0$, и сеточное напряжение изменяется в соответствии с диаграммой, показанной на рис. 8,д, где U_{cn} — напряжение (*пороговое*) отпирания лампы.

В зависимости от типа характеристики лампы и выбора ее рабочей точки анодный ток может иметь ту или иную форму. Однако независимо от этого в рассматриваемом случае кривая $i_a(t)$ должна быть расположена симметрично относительно ординаты, соответствующей максимуму сеточного напряжения (рис 8,е). Следовательно, первая гармоника анодного тока ($i_{a1} = I_{a1m} \sin \omega_r t$) должна совпадать по фазе с возбуждающим напряжением и напряжением на контуре.

Из сравнения временных диаграмм, представленных на рис. 8, с диаграммами (см. рис. 2.12), иллюстрирующими работу резонансного усилителя (генератора с независимым возбуждением), можно сделать вывод об их полной идентичности. Вспоминая характерные соотношения между токами и напряжениями в резонансном усилителе, можно прийти к следующим выводам.

Так как действие высших гармоник анодного тока на контур практически не проявляется, то первая гармоника анодного тока может быть рассматриваема в качестве тока, питающего контур. Замечая (рис. 8,б), что ток первой гармоники оказывается совпадающим по фазе с напряжением на контуре, необходимо принять, что суммарный *реактивный* ток контура $I_{kcm} = 0$. Последнее возможно только при условии $I_{Lm} = I_{Cm}$, т. е. при условии, что ча-

стота ω_r генерируемых колебаний совпадает с резонансной частотой контура: $\omega_r = \omega_p$. Это не противоречит исходным допущениям, в которых частота генерации заранее не предопределялась. Наконец, необходимо принять, что амплитуда колебательного напряжения удовлетворяет равенству:

$$GU_{km} = I_{k\alpha m} = I_{alm}, \quad (3.12)$$

что возможно, так как амплитуда колебаний нами также заранее не устанавливалась.

Итак, мы приходим к выводу, что при наличии в контуре гармонических колебаний создается анодный ток, способный поддержать эти колебания. Образуется замкнутая система, в которой *причина* (например, колебания напряжения на контуре) и *следствие* (анодный ток) оказываются *взаимосвязанными*; с равным успехом можно было бы рассматривать анодный ток в качестве причины, а соответственно колебания в контуре в качестве следствия, — диалектическое проявление взаимосвязи между причиной и следствием динамического процесса.

Следует отметить, что, хотя в рассматриваемой системе (рис. 8) и возможно *существование* незатухающих гармонических колебаний определенной частоты и амплитуды, однако из наших рассуждений не вытекало, имеются ли условия для *возникновения* и установления таких колебаний. *Возможно ли самовозбуждение*, — вопрос, требующий специального рассмотрения, чему посвящены последующие параграфы. Сейчас же подчеркнем еще раз два существенных положения, выражающих определенные свойства рассмотренной нами конкретной автоколебательной системы:

1) *частота генерируемых колебаний совпадает с резонансной частотой колебательного контура системы;*

2) *переменная составляющая анодного напряжения лампы изменяется в противофазе с первой гармоникой анодного тока.*

6. Подчеркнутые положения являются характерными для любой автоколебательной системы; более того, они определяют некоторые оптимальные условия преобразования энергии питающего источника в энергию колебаний. Тем не менее указанные положения в точности практически никогда не выполняются. В действительности *частота генерации несколько (незначительно) отличается от резонансной частоты колебательной системы; в соответствии с этим существует также и некоторое рассогласование в фазовых соотношениях u_v и $u_{a\sim}$* . Это противоречие связано с внутренними противоречивыми свойствами автоколебательной системы. Из ряда причин, обуславливающих рассогласование в частоте генерации и в фазовых соотношениях, укажем на три основные причины, действие которых в описанных процессах не ощущалось из-за принятых упрощающих допущений.

Одна из таких причин связана с *инерционностью* электронного потока лампы. Этот вопрос специально рассматривается в гл. VI.

В данной же главе, имея в виду более низкие частоты (ниже примерно 10 мГц), мы будем рассматривать лампу в качестве безинерционного прибора.

Вторая причина связана с влиянием *высших гармоник анодного тока, обусловленных нелинейностью характеристики лампы.* Этот вопрос рассматривается в § 7. Пока же мы будем полагать фильтрующие свойства колебательного контура настолько высокими, что действием высших гармоник тока можно практически пренебречь.

Третья причина, имеющая наибольшее практическое значение, связана с влиянием *активных элементов колебательной системы* и с влиянием сеточного тока лампы.

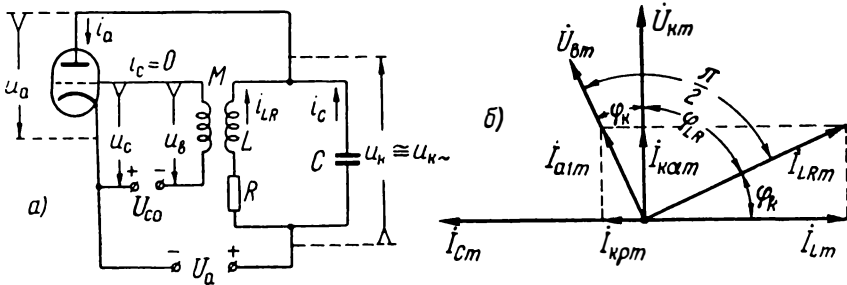


Рис. 3.9. Смещение фаз колебаний в автогенераторе.

Следует отметить, что конечный эффект влияния любой из указанных причин оказывается в общем одинаковым. Поэтому рассмотрим пока более подробно влияние на процесс генерации активных элементов автогенератора.

7. На рис. 9,а представлена схема автогенератора, отличающаяся (от схемы рис. 8,а) наличием в индуктивной ветви контура небольшого активного сопротивления R . Типичные для схемы рис. 9,а фазовые соотношения иллюстрируются векторной диаграммой (рис. 9,б).

Здесь вектор I_{LRm} тока, протекающего через $L-R$ ветвь контура, отстает от вектора \dot{U}_{km} не на угол 90° , как раньше, а на угол $\varphi_{LR} < 90^\circ$, где $\operatorname{tg} \varphi_{LR} = \operatorname{ctg} \varphi_k = \omega_r L/R$. В соответствии с этим вектор $\dot{U}_{gm} = j\omega_r M I_{LRm}$ опережает вектор \dot{U}_{km} на угол φ_k , ввиду чего и вектор I_{alm} первой гармоники анодного тока сдвинется на угол φ_k .

Ток I_{alm} представляет собой питающий ток контура, равный геометрической сумме его активной (I_{kam}) и реактивной (I_{kpm}) составляющих, причем

$$I_{kpm} = I_{alm} \sin \varphi_k = I_{Cm} - I_{Lm}. \quad (3.13)$$

Поскольку $I_{kpm} \neq 0$, то $I_{Cm} \neq I_{Lm}$. Следовательно, генерация колебаний не может происходить на резонансной частоте ω_p . В рас-

смаатриваемом случае $I_{Cm} > I_{Lm}$ и частота генерации $\omega_r > \omega_p$. Чем больше угол φ_k рассогласования фаз, тем большей получается величина реактивного тока системы и, следовательно, тем большей должна быть расстройка частоты $\Delta\omega_r = \omega_r - \omega_p$, которую мы будем называть *смещением частоты генерации*. Относительная величина $\Delta\omega_r/\omega_0$ получается обычно очень малой, порядка долей процента, так как уже при небольшом $\Delta\omega_r$ реактивный ток контура, обладающего высокой добротностью, становится весьма значительным.

Легко видеть, что *переменные составляющие анодного и сеточного напряжений изменяются не точно в противофазе* (сдвинуты на угол $\pi - \varphi_k$).

8. Нужно для вычисления смещения частоты генерации выражение можно получить из соотношения (13) (рис. 9,б). При обычно небольших значениях угла φ_k и высокой добротности колебательного контура можно принять:

$$\sin \varphi_k \cong \operatorname{tg} \varphi_k = \frac{R}{\omega_r L} \cong \frac{R}{\rho_k}; \quad I_{alm} \cong \frac{U_{km}}{\rho_k^2} R;$$

$$I_{Lm} = \frac{U_{km}}{\omega_r L'}, \quad \text{где } \omega_r L' = \frac{\omega_r^2 L^2 + R^2}{\omega_r L} \cong \omega_r L.$$

Заметим попутно, что резонансная частота контура: $\omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}} \cong \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0$. Подставляя найденные выражения в равенство (13), получим:

$$\frac{U_{km} R^2}{\rho_k^3} = U_{km} \left(\omega_r C - \frac{1}{\omega_r L'} \right) = U_{km} \omega_r C \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_r^2} \right) \cong \frac{U_{km}}{\rho_k} \frac{2\Delta\omega_r}{\omega_0},$$

откуда:

$$\frac{\Delta\omega_r}{\omega_0} = \frac{\omega_r - \omega_p}{\omega_0} = \frac{1}{2} \frac{R^2}{\rho_k^2} = \frac{1}{2} d_k^2. \quad (3.14)$$

Из формулы (14) следует, что увеличение частоты генерации относительно резонансной частоты равно $0,5d_k^2 \omega_0$. С другой стороны, согласно формуле (5), $\omega_p \cong \omega_0 (1 - 0,5d_k^2)$. Таким образом, резонансная частота настолько меньше собственной частоты колебаний «идеального» контура, насколько частота генерации больше резонансной частоты. Следовательно, независимо от величины затухания контура (независимо от угла φ_k)

$$\omega_r = \omega_p + 0,5d_k^2 \omega_0 = \operatorname{const}. \quad (3.15)$$

Полученный результат и формулы (14) и (15) справедливы в той степени, в какой можно пренебречь влиянием «анодной реакции». Более общее соотношение рассматривается в § 7, п. 17.

9. Для нелинейного элемента любого автогенератора являются характерными две выполняемые им функции: *функция прямой связи и функция обратной связи*.

Функция прямой связи колебательной системы с нелинейным элементом заключается в «передаче» энергии питающего источ-

ника колебательной системе; в схеме лампового автогенератора эта функция основана на использовании нелинейных (вентильных) свойств электронной лампы; лампа как бы играет роль клапана, через посредство которого контур питается импульсами тока, возбуждающими контур*.

Функция обратной связи колебательной системы с нелинейным элементом заключается в использовании возбуждаемых в самой системе колебаний для управления (можно сказать «самоуправления») работой нелинейного элемента. В рассмотренной нами схеме функция обратной связи заключалась в управлении анодным током лампы возбуждающим напряжением. Последнее подводилось к цепи сетки посредством специального органа обратной связи — трансформатора. Обратную связь можно осуществить и без трансформатора, путем создания емкостной или индуктивной связи колебательного контура с цепью сетки.

Ламповый автогенератор представляет собой автоколебательную систему, содержащую четыре основных элемента:

- 1) колебательный контур, определяющий в основном форму и частоту колебаний;
- 2) источник питания постоянного напряжения, энергия которого преобразуется в энергию высокочастотных колебаний;
- 3) нелинейный элемент в виде электронной лампы, регулирующий поступление энергии в контур;
- 4) орган обратной связи, управляющий работой лампы.

Незатухающие гармонические колебания в колебательном контуре поддерживаются благодаря тому, что потеря энергии в системе восполняется поступлением в контур энергии (от питающего источника), согласованным с кол. баниями в контуре. Согласованное поступление энергии осуществляется через посредство электронной лампы (действие прямой связи), самоуправляемой возникающими в контуре колебаниями (действие обратной связи).

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. Вспомните формулы, выражающие собственную частоту одиночного колебательного контура и резонансные частоты контура при последовательной и параллельной схеме питания.

2. Зависит ли резонансная частота контура (при последовательной схеме питания) от потерь энергии в контуре?

3. Зависит ли резонансная частота контура (при параллельной схеме питания) от активных элементов контура (см. схемы рис. 8,а и 9,а)?

4. Зависит ли собственная частота контура (рис. 8,а) от проводимости G ?

5. Параметры колебательного контура автогенератора (рис. 9,а) равны: $R = 6,3 \text{ ом}$, $L = 40 \text{ мкгн}$, $C = 156 \text{ пф}$. Насколько отличаются между собой резонансная и собственная частоты контура?

О т в е т. $f_0 \cong 2 \text{ мгц}$; $f_c - f_p = \frac{3}{8} d_k^2 f_0 = 0,6 \cdot 10^{-4} f_0 \cong 120 \text{ гц}$.

6. Почему при введении в индуктивную ветвь контура сопротивления R (рис. 9,а) происходит смещение частоты генерируемых колебаний?

* Эти представления отражают характерные особенности и черты механических автоколебательных систем; более близкая к действительности физическая сущность указанной функции рассматривается в гл. VI.

7. В чем проявилось бы влияние сеточного тока на процессы в автогенераторе (рис. 8,а)?

О т в е т. При $i_c \neq 0$ сеточная обмотка трансформатора может быть рассматриваема как нагруженная на активное сопротивление $R_c = U_{вм} / I_{c1m}$, где I_{c1m} — амплитуда первой гармоники сеточного тока. С этим связана некоторая потеря мощности: $P_c = 0,5 I_{c1m} U_{c1m}$, которая обычно невелика, — значительно меньше мощности, рассеиваемой на аноде лампы и в контуре. Более существенным оказывается влияние сеточного тока на частоту генерации. При $i_c \neq 0$ уже нельзя полагать сопротивление сеточной цепи $Z_c = \infty$, а следует считать $Z_c = \sqrt{R_c^2 + \omega_0^2 L_c^2}$. Это вызывает изменение параметров индуктивной ветви колебательного контура: в эту ветвь вносится активное и реактивное сопротивления:

$$\Delta R = R_c \frac{X_{св}^2}{Z_c^2}, \Delta X \cong -\omega_0 L_c \frac{X_{св}^2}{Z_c^2}, \text{ где } X_{св} \cong \omega_0 M.$$

Вносимое реактивное сопротивление, имеющее емкостный характер, уменьшает индуктивность L контура, что приводит к увеличению резонансной частоты колебательной системы и соответствующему изменению частоты генерации. Вносимое же активное сопротивление приводит к фазовому сдвигу колебаний (см. рис. 9,б) и вызывает смещение частоты генерируемых колебаний. Наконец, при наличии сеточного тока уже нельзя считать возбуждающее напряжение равным переменной составляющей сеточного напряжения:

$$u_{c-} = u_b - L_c \frac{di_c}{dt} = M \frac{di_{LR}}{dt} - L_c \frac{di_c}{dt}.$$

8. Анодный ток лампы автогенератора содержит в своем составе гармонические составляющие с амплитудами: $I_{a1m} = 20 \text{ ма}$; $I_{a2m} = 2 \text{ ма}$; $I_{a3m} = 1 \text{ ма}$. Параметры контура (рис. 9,а): $L = 50 \text{ мкгн}$, $C = 200 \text{ пф}$, $R = 5 \text{ ом}$. Определить спектральный состав напряжения на контуре и возбуждающего напряжения.

Решение. Характеристическое сопротивление контура и его добротность равны:

$$\rho_k = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{50}{200 \cdot 10^{-6}}} = 500 \text{ ом}; \quad Q_k = \frac{\rho_k}{R} = \frac{500}{5} = 100.$$

Сопротивление контура для различных гармоник тока [см. формулы (2.4) и (2.5)]:

$$Z_{k1} = Z_{kp} = R_{kp} = Q_k \rho_k = 100 \cdot 500 = 50 \cdot 10^3 \text{ ом};$$

$$Z_{k2} = \frac{n \rho_k}{n^2 - 1} = \frac{2 \cdot 500}{3} = 333 \text{ ом}; \quad Z_{k3} = \frac{3 \cdot 500}{8} = 188 \text{ ом}.$$

Амплитуды составляющих напряжения на контуре:

$$U_{к1m} = I_{a1m} Z_{k1} = 20 \cdot 10^{-3} \cdot 50 \cdot 10^3 = 1000 \text{ в};$$

$$U_{к2m} = 2 \cdot 10^{-3} \cdot 333 \cong 0,67 \text{ в}; \quad U_{к3m} = 1 \cdot 10^{-3} \cdot 188 \cong 0,19 \text{ в};$$

$$U_{к1m} : U_{к2m} : U_{к3m} = 5000 : 3,3 : 1.$$

Амплитуды составляющих тока в индуктивной ветви контура:

$$I_{L1m} \cong \frac{U_{к1m}}{\rho_k} = 2 \text{ а}; \quad I_{L2m} \cong \frac{U_{к2m}}{2 \rho_k} = 0,67 \text{ ма}; \quad I_{L3m} \cong 0,13 \text{ ма}.$$

Таким образом: $I_{L1m} : I_{L2m} : I_{L3m} = 15800 : 5 : 1$.

Несмотря на более высокую фильтрацию тока в индуктивной ветви контура по сравнению с фильтрацией напряжения на контуре, соотношение гармонических составляющих возбуждающего напряжения будет таким же, как и для напряжения на контуре. Почему?

9. Для значений параметров автогенератора (рис. 9,а), приведенных в задаче 5, вычислить смещение частоты генерируемых колебаний.

Ответ. $\Delta f_r = f_r - f_p \cong 150$ гц.

10. Вызовет ли введение активного сопротивления R в емкостную ветвь контура автогенератора (рис. 8,а) смещение частоты генерируемых колебаний, если фильтрация контура совершенна, сеточный ток $i_c = 0$ и $i_a = \Phi(u_c)$?

Ответ. Не вызовет. Почему?

11. Постройте векторную диаграмму, соответствующую рассмотренным в предыдущей задаче условиям.

12. Что называется обратной связью автогенератора?

13. Существует ли обратная связь в схеме, показанной на рис. 7,б?

Ответ. Существует и действует в виде управляющего действия анодного напряжения ($u_{a\sim} = -u_{k\sim}$) анодным током лампы.

14. Воспользовавшись соотношением (8), проанализируйте величины амплитуд колебаний, развивающихся на колебательном контуре сразу же после подключения его к источнику переменного тока (рис. 4) неизменной амплитуды ($I_{gm} = \text{const}$) и частоты ($\omega_r = \omega_p$).

Решение. Амплитудные значения U_{km} соответствуют значению $\sin \omega_r t \cong \pm 1$, откуда последовательные моменты $t = t_n$ достижения амплитудных значений равны:

$$t_n = T_p \left[\frac{1}{4} + \frac{n-1}{2} \right], \quad T_p \cong T_0 = 2\pi/\omega_0, \quad n = 1, 2, \dots$$

Подставляя значения $t = t_n$ в уравнение (8), получим выражение для последовательных амплитуд напряжения на контуре:

$$|U_{km}|_n = I_{gm} \rho_k Q_k (1 - e^{-\delta_k t_n}).$$

При $\delta_k t_n \ll 1$, что соответствует первым $5 \div 10$ периодам, можно принять:

$$1 - e^{-\delta_k t_n} = 1 - [1 - \delta_k t_n + \dots] \cong \delta_k t_n = \frac{\pi}{2Q_k} \left(n - \frac{1}{2} \right),$$

откуда

$$|U_{km}|_n = \frac{\pi}{2} I_{gm} \rho_k \left(n - \frac{1}{2} \right), \quad \text{где } n = 1, 2, \dots$$

Таким образом, величины начальных амплитуд колебаний не зависят от добротности контура (объяснить почему?), и приращение амплитуды колебаний за полупериод $\Delta U_{km} = 0,5\pi I_{gm} \rho_k \cong \text{const}$.

§ 3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ АВТОГЕНЕРАТОРА

Вывод дифференциального уравнения автогенератора. — Сравнение нелинейного уравнения автогенератора с аналогичным линейным уравнением. — Факторы, определяющие нелинейность уравнения автогенератора. — Значение коэффициентов уравнения автогенератора. — Вопросы и задачи.

1. На рис. 10 представлена схема автогенератора с трансформаторной обратной связью. Составим дифференциальное уравнение автогенератора. При этом предположим, что сеточный ток лампы настолько мал, что его влиянием можно пренебречь.

Анодный ток лампы является нелинейной функцией

$$i_a = \Phi(u_c, u_a), \quad (a)$$

где (рис. 10):

$$u_c = U_{c0} + u_b; \quad u_a = U_{a0} + u_{a\sim} = U_a - u_k. \quad (б)$$

В качестве определяющей неизвестной функции выберем *возбуждающее напряжение*

$$u_b = u_b(t) = M \frac{di_{LR}}{dt}. \quad (в)$$

Дифференцируя уравнение (а) по времени с учетом соотношений (б), найдем:

$$\begin{aligned} \frac{di_a}{dt} &= \frac{\partial i_a}{\partial u_c} \frac{du_c}{dt} + \frac{\partial i_a}{\partial u_a} \frac{du_a}{dt} = \\ &= S \frac{du_c}{dt} - \frac{1}{R_b} \frac{du_k}{dt}. \quad (г) \end{aligned}$$

Выразим все входящие в уравнение (г) функции через u_b . Для этого выразим i_a и u_k через ток i_{LR} :

$$u_k = L \frac{di_{LR}}{dt} + R i_{LR}, \quad (д)$$

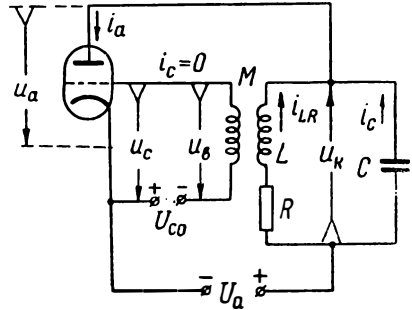


Рис. 3.10. Схема автогенератора с трансформаторной обратной связью.

откуда, учитывая соотношение (в), имеем:

$$\frac{du_k}{dt} = L \frac{d^2 i_{LR}}{dt^2} + R \frac{di_{LR}}{dt} = \frac{L}{M} \frac{du_b}{dt} + \frac{R}{M} u_b. \quad (е)$$

Обращаясь к схеме, замечаем, что $i_a = i_{LR} + i_c$, откуда, учитывая соотношения (д) и (в), найдем:

$$\begin{aligned} i_a &= i_{LR} + C \frac{du_k}{dt} = i_{LR} + C \left(\frac{L}{M} \frac{du_b}{dt} + \frac{R}{M} u_b \right); \\ \frac{di_a}{dt} &= \frac{u_b}{M} + \frac{LC}{M} \frac{d^2 u_b}{dt^2} + \frac{RC}{M} \frac{du_b}{dt}. \quad (ж) \end{aligned}$$

Подставляя выражения (е) и (ж) в уравнение (г), после группирования подобных членов получим дифференциальное уравнение автогенератора:

$$\frac{d^2 u_b}{dt^2} + \frac{du_b}{dt} \left(\frac{R}{L} + \frac{1}{R_b C} - \frac{MS}{LC} \right) + \frac{u_b}{LC} \left(1 + \frac{R}{R_b} \right) = 0. \quad (3.16)$$

2. Уравнение (16) является нелинейным, так как его коэффициенты зависят от внутреннего сопротивления R_b и крутизны характеристики S лампы, представляющих собой нелинейные функции напряжений u_b и u_a . Сравним уравнение (16) с анало-

гичным уравнением, описывающим процессы в *линейной* цепи (рис. 11):

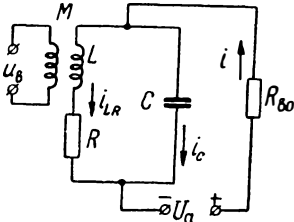
$$\frac{d^2 u_B}{dt^2} + \frac{du_B}{dt} \left(\frac{R}{L} + \frac{1}{R_{B0}C} \right) + \frac{u_B}{LC} \left(1 + \frac{R}{R_{B0}} \right) = 0. \quad (3.17)$$

Уравнение (17) отличается от уравнения (16), во-первых, тем, что в уравнении (17) внутреннее сопротивление питающего источника $R_{B0} = \text{const}$. Однако основное различие заключается не в этом. Коэффициент при первой производной уравнения (17) всегда положителен. В уравнении же (16) коэффициент этот может быть и отрицательным (при достаточной величине $M < 0$). Это обстоятельство имеет фундаментальное значение для работы автогенератора.

3. Вследствие того, что $R \ll R_B$, влиянием изменения сопротивления R_B на величину коэффициента при третьем члене уравнения (16) можно иногда пренебречь:

$$\frac{1}{LC} \left(1 + \frac{R}{R_B} \right) = \omega_0^2 \left(1 + \frac{R}{R_B} \right) = \omega_n^2 \cong \text{const}. \quad (3.18)$$

Рис. 3.11. Линейная цепь, питаемая от источника с внутренним сопротивлением $R_{B0} = \text{const}$.



Рассматриваемый коэффициент имеет размерность квадрата частоты, причем величина $\omega_n \cong \omega_0$. Как будет в дальнейшем показано, ω_n весьма близко к частоте ω_r генерируемых колебаний.

При $M = 0$ коэффициенты при первой производной уравнений (16) и (17) имели бы одинаковую структуру. Желая подчеркнуть эту связь, обозначим:

$$\frac{R}{L} + \frac{1}{R_B C} = \frac{1}{C} \left(\frac{RC}{L} + \frac{1}{R_B} \right) = \frac{1}{C} \left(\frac{1}{R_{kp}} + \frac{1}{R_B} \right) = 2\delta_k. \quad (3.19)$$

Коэффициент δ_k , выражающий в линейной цепи (рис. 11) коэффициент затухания, характеризует потери энергии также и в рассматриваемой нами нелинейной системе.

4. Используя выражаемые формулами (18) и (19) обозначения, можно уравнение (16) записать в обычной для линейных уравнений форме:

$$\frac{d^2 u_B}{dt^2} + 2\delta_r \frac{du_B}{dt} + \omega_n^2 u_B = 0. \quad (3.20)$$

Здесь, однако, в отличие от линейных уравнений коэффициент

$$2\delta_r = 2\delta_k - \frac{MS}{LC} = 2\delta_k - 2\delta_{обр.св} \quad (3.21)$$

содержит член (учитывающий действие обратной связи), являющийся *нелинейной* функцией напряжений u_B и u_k .

Уравнение (20) выведено для конкретной схемы автогенератора (рис. 10). Но к подобному виду может быть приведено уравнение лампового автогенератора, собранного и по другой схеме, отличающейся способом создания обратной связи.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

15. В чем заключается основная отличительная особенность дифференциального уравнения автогенератора, как нелинейного уравнения?

16. Каковы размерности коэффициентов уравнения (20) автогенератора и что они физически выражают?

17. Параметры колебательного контура автогенератора (рис. 10):

$$R = 5 \text{ ом}, C = 4000 \text{ пф}, L = 250 \text{ мкгн}, M = 0,2L.$$

Параметры генераторной лампы (триод Г-417, см. рис. 1.22) в рабочей области ($-40\text{в} \leq u_c \leq +10\text{в}$; $640\text{в} \geq u_a \geq 360\text{в}$) изменяются соответственно в пределах:

$$S = (0,2 \div 1,6) \text{ ма/в}; R_b (50 \div 15) \text{ ком.}$$

Вычислить величины параметров, характеризующих колебательный контур, и коэффициентов дифференциального уравнения автогенератора.

О т в е т.

$$r_k = 250 \text{ ом}; Q_k = 50; R_{kp} = 12,5 \text{ ком}; 2\delta_k = (0,025 \div 0,036) \text{ 1/мксек};$$

$$2\delta_{обр,св} = (0,01 \div 0,08) \text{ 1/мксек}; (-0,044 \leq 2\delta_r \leq +0,015) \text{ 1/мксек};$$

$$(\omega_n)_{ср} \cong \omega_0 (1 + 0,8 \cdot 10^{-4}).$$

§ 4. УСЛОВИЕ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ АВТОГЕНЕРАТОРА

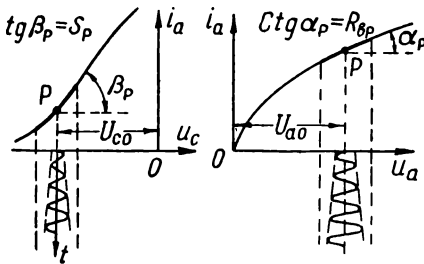
Неустойчивость статического состояния равновесия при самовозбуждении.— Линеаризованное уравнение автогенератора.— Три возможных случая самовозбуждения.— «Медленность» нарастания амплитуд колебаний в процессе самовозбуждения.— Коэффициент обратной связи.— Условие самовозбуждения.— Физический смысл условия самовозбуждения.— Вопросы и задачи.

1. В рассматриваемой системе (рис. 10) мыслимо, вообще говоря, состояние *статического равновесия*. В равновесном состоянии колебания в системе отсутствуют, и через электронную лампу протекает постоянный ток $i_a = I_{ар}$, равный току в рабочей точке. Однако при некоторых условиях состояние статического равновесия не будет устойчивым. Случайно возникшие в системе колебания анодного тока сколько угодно малой начальной амплитуды (например за счет случайных флюктуаций) создадут на контуре переменное напряжение $u_{к\sim}$. Последнее благодаря обратной связи обусловит появление возбуждающего напряжения u_b , которое при надлежащей фазировке и величине обратной связи вызовет увеличение амплитуды переменной составляющей анодного тока $i_{a\sim}$. Это приведет к возрастанию амплитуды $u_{к\sim}$, а соответственно и амплитуды u_b , что, в свою очередь, вызовет дальнейшее возрастание амплитуды $i_{a\sim}$ и т. д. В результате амплитуды колебаний будут нарастать до некоторых определенных значений.

2. Нашей первой задачей является выяснение *условия самовозбуждения* автогенератора, т. е. условия, при котором состояние статического равновесия системы оказывается неустойчивым. Интересуясь лишь условием самовозбуждения, можно ограничиться рассмотрением процессов в течение начальной стадии развития колебаний, амплитуда которых вначале весьма мала. В этой стадии изображающая точка перемещается вдоль характеристики (рис. 12) в столь малой окрестности рабочей точки Р, что допустимо принять крутизну характеристики лампы и ее внутреннее сопротивление почти постоянными

$$S \cong S_p = \text{const}; \quad R_{в} \cong R_{вР} = \text{const}. \quad (3.22)$$

Тем самым нелинейное уравнение автогенератора превращается (в рассматриваемой небольшой области) в линейное (линеаризованное) уравнение:



$$\frac{d^2 u_{в}}{dt^2} + 2\delta_{гР} \frac{du_{в}}{dt} + \omega_{пР}^2 u_{в} = 0, \quad (3.23)$$

где в соответствии с формулами (21), (19) и (18)

$$2\delta_{гР} = 2\delta_{кР} - \frac{MS_p}{LC} = \frac{R}{L} + \frac{1}{R_{вР}C} - \frac{MS_p}{LC} = \text{const}; \quad (3.24)$$

$$\omega_{пР} = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{R}{R_{вР}}} = \text{const}. \quad (3.25)$$

Решение линейного уравнения (23) имеет вид:

$$u_{в} = U_{вт0} e^{-\delta_{гР}t} \sin(\omega_{гР}t + \psi_0), \quad \omega_{гР} = \sqrt{\omega_{пР}^2 - \delta_{гР}^2}, \quad (3.26)$$

где $U_{вт0}$ и ψ_0 — начальные амплитуда и фаза случайно возникших в системе колебаний (постоянные интегрирования).

Решение (26) формально не отличается от решения, описывающего процессы в *линейной* колебательной цепи, характеризуемой некоторым коэффициентом затухания $\delta_{гР}$ и частотой собственных колебаний $\omega_{гР}$. При этом, так как обычно $\delta_{гР}^2 \ll \omega_{пР}^2$ и $R \ll R_{вР}$, то, как это вытекает из соотношения (25),

$$\omega_{гР} = \sqrt{\omega_{пР}^2 - \delta_{гР}^2} \cong \omega_{пР} \cong \omega_0, \quad (3.27)$$

т. е. частота возбуждаемых колебаний весьма близка к частоте ω_0 , а следовательно, и к резонансной частоте ω_p колебательного контура автогенератора. Следовательно, контур в отношении воздействующих на него в процессе самовозбуждения колебаний может быть рассматриваем как почти настроенный контур.

3. Несмотря на отмеченное выше сходство, решение (26) существенно отличается тем, что в зависимости от величины M (при заданных остальных параметрах) оказываются возможными три случая:

$$1) \delta_{rp} > 0; \quad 2) \delta_{rp} = 0; \quad 3) \delta_{rp} < 0.$$

При $\delta_{rp} > 0$ так же, как и в линейной цепи, обладающей потерями, случайно возникшие в системе колебания затухают (рис. 13,а). Подобная система, будучи выведена из состояния статического равновесия ($u_c = U_{c0}$, $u_a = U_{a0}$, $i_a = i_{ap}$) каким-нибудь внешним воздействием, возвращается к исходному состоянию равновесия,

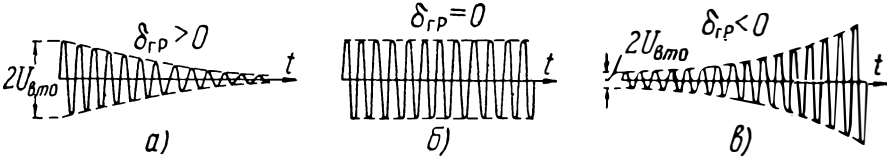


Рис. 3.13. Характер изменения амплитуды колебаний в начальной стадии самовозбуждения.

которое оказывается устойчивым. Следовательно, при $\delta_{rp} > 0$ самовозбуждение автогенератора невозможно. Процессы в рассматриваемой системе, качественно совпадая с процессами в линейной цепи, отличаются от них лишь меньшей (благодаря действию обратной связи) величиной затухания.

При $\delta_{rp} = 0$ случайно возникшие в системе колебания некоторой амплитуды $U_{вm0}$ должны оставаться неизменными неопределенно долгое время (рис. 13,б). Такой случай, мыслимый теоретически, практического значения не имеет. Последнее объясняется тем, что, во-первых, реальная система непрерывно подвергается случайным (флюктуационным) воздействиям различной интенсивности; во-вторых, параметры лампы несколько зависят от перемещения изображающей точки по характеристике. Поэтому соотношение $\delta_{rp} = 0$ оказывается неустойчивым: система переходит в состояние, соответствующее либо $\delta_{rp} > 0$, либо $\delta_{rp} < 0$.

Наиболее интересен третий случай: $\delta_{rp} < 0$. В этом исключительном случае множитель $e^{-\delta_{rp}t}$ возрастает с течением времени, в соответствии с чем и амплитуда колебаний нарастает (рис. 13,в). Следовательно, при $\delta_{rp} < 0$ состояние статического равновесия оказывается неустойчивым и в системе создаются благоприятные условия для самовозбуждения.

Изложенное позволяет выразить условие самовозбуждения автогенератора следующим неравенством:

$$2\delta_{rp} = 2\delta_{kp} - \frac{MS_p}{LC} = \frac{R}{L} + \frac{1}{R_{вп}C} - \frac{MS_p}{LC} < 0. \quad (3.28)$$

4. При выполнении условия самовозбуждения амплитуды колебаний $u_{к\sim}$, $u_{в}$ и $i_{а\sim}$ нарастают, но *скорость* их нарастания оказывается сравнительно невысокой. Такое положение характерно для любой колебательной системы, обладающей высокой добротностью и способной поэтому запасти в себе столь значительное количество энергии, что оно может быть введено в систему лишь по истечении многих периодов колебаний. С таким положением мы уже сталкивались при рассмотрении закона нарастания напряжения на *линейном* контуре, питаемом переменным током *неизменной амплитуды* (рис. 5). Даже в этом случае развивающиеся в контуре колебания представляют собой колебания с *медленно-меняющейся амплитудой*. При самовозбуждении же, когда амплитуда питающего контура тока ($i_{а\sim}$) устанавливается постепенно, скорость нарастания амплитуд колебаний оказывается еще меньшей. Поэтому *развиваемые при самовозбуждении колебания представляют собой колебания с медленно-меняющейся амплитудой*.

5. При анализе *стационарных* колебаний в автогенераторе весьма эффективным оказывается *метод комплексных амплитуд*. В силу медленности изменения амплитуд колебаний в процессе самовозбуждения этот метод может быть использован и при рассмотрении переходных процессов в автогенераторе. Именно, можно ввести понятие о комплексных амплитудах ($\dot{U}_{км}$, $\dot{U}_{вм}$ и др.), характеризующих амплитудные и фазовые соотношения колебательных процессов в автогенераторе на протяжении, скажем, одного какого-нибудь рассматриваемого периода колебаний.

Обозначим через \dot{I}_{LRm} комплексную амплитуду тока, протекающего через L - R ветвь контура (рис. 10). При частоте генерации $\omega_r \cong \omega_0$ отношение комплексных амплитуд

$$\frac{\dot{U}_{вм}}{\dot{U}_{км}} = \frac{j\omega_0 M}{j\omega_0 L + R} = \frac{M}{L} \frac{1}{1 - jd_k} = \frac{M}{L} \frac{1 + jd_k}{1 + d_k^2} = k$$

представляет собой некоторый комплекс, который может быть назван *комплексным коэффициентом обратной связи*. Учитывая, что $d_k^2 \ll \ll 1$, допустимо принять:

$$k \cong \frac{\dot{U}_{вм}}{\dot{U}_{км}} \cong \frac{M}{L} (1 + jd_k) = k_\alpha + jk_p \quad (3.29)$$

Модуль комплексного коэффициента обратной связи, называемый просто коэффициентом обратной связи, практически совпадает с активной составляющей k_α :

$$k = \frac{U_{вм}}{U_{км}} \cong k_\alpha = \frac{M}{L} = \text{const} \quad (3.30)$$

Из формулы (30) следует, что *выражаемое коэффициентом обратной связи отношение амплитуд $U_{вм}$ и $U_{км}$ является для*

каждого данного автогенератора величиной почти постоянной, не зависящей от режима работы автогенератора.

6. Вернемся к анализу условия самовозбуждения (28). Используя равенство (30), представим условие (28) в виде:

$$k \cong k_a = \frac{M}{L} > \frac{1}{S_p} \frac{CR}{L} + \frac{1}{S_p R_{BP}} = \frac{1}{S_p R_{kp}} + D_p, \quad (3.31)$$

где D_p — проницаемость лампы в рабочей точке.

Условие самовозбуждения может быть представлено также и в следующей форме:

$$k = k_a = \frac{M}{L} > \frac{1}{S_p} \left(\frac{1}{R_{kp}} + \frac{1}{R_{BP}} \right) = k_k. \quad (3.31a)$$

7. Рассмотрим, какое физическое обстоятельство выражает условие самовозбуждения. Для этого умножим обе части неравенства (31a) на $0,5T_0 S_p U_{km}^2$ и учтем соотношение (30):

$$\frac{T_0}{2} k S_p U_{km}^2 = \frac{T_0}{2} S_p U_{vm} U_{km} > \frac{T_0}{2} U_{km}^2 \left(\frac{1}{R_{kp}} + \frac{1}{R_{BP}} \right).$$

Величина $S_p U_{vm} = I_{am}$ представляет амплитуду переменной составляющей анодного тока. Отсюда последнее неравенство может быть представлено в виде:

$$\frac{T_0}{2} I_{am} U_{km} > \frac{T_0}{2} U_{km}^2 \left(\frac{1}{R_{kp}} + \frac{1}{R_{BP}} \right). \quad (3.32)$$

Левая часть неравенства (32) выражает энергию, вводимую в контур за один период колебаний. Правая часть неравенства выражает количество энергии, рассеиваемой за период в активном сопротивлении контура и на аноде лампы (ибо $U_{km} = U_{эм}$) за счет протекания *переменной* составляющей анодного тока*. Следовательно, условие самовозбуждения автогенератора равносильно следующему требованию: *энергия, вводимая в систему за период, должна превышать энергию, рассеиваемую в активном сопротивлении контура и на аноде генераторной лампы.* Нужно иметь в виду, что выполнение условия (31) является необходимым для самовозбуждения, но не достаточным. Необходимо еще создать согласованный с колебаниями приток энергии в контур, что обеспечивается определенной *фазировкой обратной связи* автогенератора.

Легко понять характер влияния параметров автогенератора (k, R_{kp}, S, R_b) на условие самовозбуждения. Чем выше коэффициент обратной связи и крутизна характеристики, тем большее количество энергии вводится в систему за период, тем легче осуществляется самовозбуждение генератора. Равным образом, самовозбуждение облегчается с повышением резонансного сопротивления контура (например, за счет уменьшения R) и внутреннего сопротивления лампы, так как это приводит к уменьшению потерь энергии в системе.

* Полная мощность потерь на аноде лампы: $P_a = U_{ao} I_{ao} + 0,5 U_{km}^2 |R_b$.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

18. Почему при анализе условия самовозбуждения можно перейти к линеаризованному уравнению автогенератора?

19. Чем отличается линеаризованное уравнение автогенератора от обычного линейного уравнения, описывающего процессы в линейной цепи?

20. Какие параметры лампы и параметры колебательного контура связывает условие самовозбуждения?

21. Параметры колебательного контура автогенератора (рис. 10): $R = 4 \text{ ом}$, $Q_k = 80$. Вычислить минимально необходимый для самовозбуждения коэффициент обратной связи, если в качестве генераторной лампы используется триод типа Г-417 (рис. 1.22), причем напряжение анодного питания $U_a \cong U_{a0} = 500 \text{ в}$, а напряжение смещения в цепи сетки $U_{c0} = -20 \text{ в}$.

О т в е т. $R_{вР} \cong 35 \text{ ком}$; $S_P \cong 0,53 \text{ ма/в}$; $k_{\text{мин}} = k_k = 0,13$.

22. Как изменится необходимый в задаче 21 коэффициент обратной связи при использовании в автогенераторе двух ламп, соединенных в параллель?

О т в е т. $k_{\text{мин}} = k_k = 0,1$.

24. Увеличится или уменьшится необходимая величина коэффициента обратной связи автогенератора (см. задачу 21), если напряжение смещения изменится с -20 в до -25 в ?

О т в е т. Несколько возрастет ($k_{\text{мин}} = k_k = 0,14$).

25. Параметры колебательного контура автогенератора (рис. 10):

$$R = 5 \text{ ом}, \quad L = 250 \text{ мкГн}, \quad C = 10^3 \text{ пф};$$

параметры генераторной лампы (в рабочей точке):

$$S_P = 0,4 \text{ ма/в}, \quad R_{вР} = 50 \text{ ком}.$$

Определить величину k_k . Сравнить начальные скорости нарастания амплитуд колебаний в процессе самовозбуждения автогенератора при установке $k' = 1,1k_k$ и $k'' = 1,5k_k$.

Р е ш е н и е. Эквивалентное резонансное сопротивление контура

$$Z_{кр} = R_{кр} = \frac{L}{CR} = \frac{250}{10^3 \cdot 10^{-6} \cdot 5} = 50 \cdot 10^3 \text{ ом};$$

согласно формуле (31а),

$$k_k = \frac{1}{S_P} \left(\frac{1}{R_{кр}} + \frac{1}{R_{вР}} \right) = \frac{1}{0,4 \cdot 10^{-3}} \left(\frac{1}{50 \cdot 10^3} + \frac{1}{50 \cdot 10^3} \right) = 0,1.$$

Согласно формуле (26), начальная скорость нарастания амплитуды колебаний

$$\left(\frac{dU_{вм}}{dt} \right)_{t=0} = \frac{d}{dt} [U_{вм0} e^{-\delta_{гР} t}]_{t=0} = -\delta_{гР} U_{вм0}.$$

Полагая $k' = 1,1k_k = 0,11$ и $k'' = 1,5k_k = 0,15$, из формулы (24) найдем (положив $k = M/L$):

$$2\delta'_{гР} = -0,004 \text{ 1/мксек}; \quad 2\delta''_{гР} = -0,02 \text{ 1/мксек}.$$

Отношение искоемых скоростей нарастания амплитуд равно отношению начальных коэффициентов затухания ($0,02 : 0,004 = 5$).

26. На сколько процентов возрастет амплитуда колебаний в автогенераторе, рассмотренном в задаче 25, за один период колебаний при $k = 1,1k_k$?

О т в е т. На $(-100\delta_{гР} T_0)\% \cong 0,63\%$

§ 5. ПЕРЕХОДНЫЙ ПРОЦЕСС УСТАНОВЛЕНИЯ АВТОКОЛЕБАНИЯ

Принципиальный недостаток линейной теории автогенератора. — Картина процесса самовозбуждения при нелинейной характеристике лампы. — Зависимость энергии потерь и энергии, вводимой в колебательную систему (за период колебаний), от амплитуды колебаний. — Энергетический баланс как условие стационарности колебаний. — Устойчивость динамического равновесия при стационарных колебаниях. — Энергетический метод анализа переходного процесса установления колебаний. — Амплитуда стационарных колебаний. — Длительность переходного процесса. — Понятие о релаксационных колебаниях. — Решение нелинейного уравнения автогенератора методом медленно меняющихся амплитуд. — Роль советских ученых в разработке теории нелинейных колебаний. — Вопросы и задачи.

1. Линейная теория автогенератора позволила установить условие самовозбуждения и произвести оценку частоты возбуждаемых колебаний. Полученные из линейной теории простые соотношения (26) и (31) легко реализуются в практических расчетах, что определяет достоинство линейной теории. Но линейная теория не в состоянии ответить на важнейший вопрос: *какова будет амплитуда стационарных (периодических) колебаний и будет ли состояние периодических колебаний устойчивым?* Линейная теория не может ответить на эти вопросы не только из-за «технических трудностей», связанных с непостоянством параметров лампы, но также из принципиальных соображений. Действительно, из уравнения (26) вытекает, что амплитуда колебаний определяется начальными условиями (амплитудой $U_{вм0}$). Между тем, как показывает опыт, *в каждом автогенераторе устанавливается некоторая определенная при заданном режиме работы амплитуда стационарных колебаний, не зависящая от начальных условий.* Принципиальная дефектность в указанном отношении линейной теории заставляет обратиться к нелинейной теории автогенератора.

2. Предварительно рассмотрим с *качественной* стороны картину процесса самовозбуждения автогенератора (рис. 10).

Пусть *рабочая* характеристика $\Phi_p(u_{c-}) = \Phi_p(u_{в-})$ выражается показанной на рис. 14 кривой, причем крутизна $S = S_p = \operatorname{tg} \beta_p$ в рабочей точке P удовлетворяет условию самовозбуждения. Имея в виду достаточно общий случай, примем, что левее точки P крутизна $S < S_p$, а правее точки P вначале $S > S_p$; в некоторых же точках M_1 и M_2 крутизна принимает такое значение (*критическое*) $S_M = S_k$, при котором неравенство (31а) превращается в равенство или

$$k S_k R_{кр} - 1 = 0, \quad \text{где } k = k_x. \quad (3.33)$$

Следовательно, в заштрихованных областях (рис. 14), расположенных левее точки M_1 и правее точки M_2 , условие самовозбуждения перестает выполняться. Это значит, что при установке рабочей точки в указанных областях самовозбуждение было бы невозможным. Однако это вовсе не означает, что при выборе рабочей точки в незаштрихованной области колебания, развиваю-

щиеся в процессе самовозбуждения, не могут выйти за пределы области, в которой $S < S_k$. Дело в том, что при умеренной амплитуде колебаний, даже если частично и захватывается область $S < S_k$, все же количество энергии, поступающее в контур за период колебаний, может превышать энергию, теряемую контуром. В этом случае амплитуда колебаний будет нарастать.

3. Если бы, несмотря на нарастание амплитуды колебаний, крутизна характеристики оставалась постоянной ($S = S_p = \text{const}$), то огибающая амплитуды имела бы вид экспоненциально нара-



Рис. 3.14. Установление амплитуды колебаний при самовозбуждении.

стающей кривой, показанной пунктиром на рис. 14. Однако в действительности с возрастанием амплитуды колебаний изображающая точка выйдет за пределы небольшого линейного участка характеристики и начнет перемещаться по участкам, в которых,

с одной стороны, крутизна $S > S_p$, а с другой — $S < S_p$. В соответствии с этим энергия, поступающая в контур за полупериод, где $u_b > 0$, несколько возрастет, а за полупериод, где $u_b < 0$, — несколько уменьшится по сравнению с тем, что происходило при $S = S_p$. В зависимости от вида характеристики результирующий эффект может быть различным: колебания будут нарастать либо быстрее, либо медленнее, чем при $S = S_p$. В рассматриваемом случае (рис. 14) характеристика лампы такова, что при умеренной амплитуде колебаний возрастание крутизны в области, где $u_b > 0$, оказывается более значительным, чем уменьшение крутизны в области, где $u_b < 0$. Поэтому вначале колебания будут нарастать интенсивнее, чем при $S = S_p$.

В некоторый момент амплитуда колебаний настолько возрастет, что изображающая точка достигнет заштрихованной слева области, где $S < S_k$, вследствие чего поступающая в контур

энергия уже не восполняет потери энергии в течение той части периода, которая показана на рис. 14 в заштрихованном виде. Но в течение остальной части периода поступление энергии в контур превышает энергию потерь, ввиду чего суммарный баланс энергии за *целый период* вначале оказывается положительным. Поэтому амплитуда колебаний продолжает нарастать. По мере увеличения амплитуды колебаний *скорость* нарастания амплитуды начнет постепенно уменьшаться; в конце концов амплитуда колебаний достигает некоторого стационарного значения $U_{вм}^*$, при котором поступающая в контур энергия (за период) окажется равной энергии потерь. Такое состояние *динамического равновесия* может, в частности, наступить до достижения изображающей точкой правой заштрихованной области (рис. 14). В этом случае ограничение амплитуды колебаний вызывается отсутствием компенсации потерь в заштрихованной слева области характеристики (ограничение анодного тока «снизу»). При ином виде характеристики (или ином выборе положения рабочей точки) ограничение в нарастании амплитуды может быть вызвано также и уменьшением крутизны характеристики в области, где $u_{в} > 0$ (ограничение тока «сверху»)*.

В п. 4 предыдущего параграфа приводились соображения, говорящие за то, что колебания, развивающиеся в процессе самовозбуждения, близки к *гармоническим колебаниям с медленно-меняющейся амплитудой*:

$$u_{в} = U_{вм} \sin \omega_r t; \quad U_{вм} = U_{вм}(t), \quad \omega_r \cong \text{const}^{**}. \quad (3.34)$$

Если «а priori» принять выражаемый формулой (34) закон, то открывается возможность определения амплитуды *стационарных* колебаний непосредственно из рабочей характеристики лампы (рис. 14) без выяснения вида функции $U_{вм}(t)$.

Колебания с медленно-меняющейся амплитудой можно на протяжении одного периода (T_r) рассматривать как практически чисто гармонические ($U_{вм} \cong \text{const}$). Так как при этом частота ω_r весьма близка к резонансной частоте контура, то энергию, теряемую за период в активном сопротивлении контура, можно выразить квадратичной функцией:

$$W_R = \frac{T_r}{2} \frac{U_{км}^2}{R_{кр}} = \frac{T_r}{2} \cdot \frac{U_{вм}^2}{k^2 R_{кр}}. \quad (3.35)$$

* Практически ограничение амплитуды колебаний вызывается часто влиянием сеточного тока лампы.

** Как показывает строгая теория, частота ω_r несколько (весьма слабо) изменяется в процессе самовозбуждения.

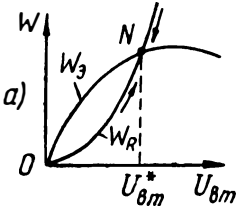
Несколько сложнее выражается энергия, поступающая за период в контур:

$$W_3 = \int_0^{T_r} u_k i_a dt = \frac{U_{вм}}{k} \int_0^{T_r} \sin \omega_r t \Phi_P(U_{вм} \sin \omega_r t) dt. \quad (3.36)$$

Пусть характеристика лампы задана полиномом

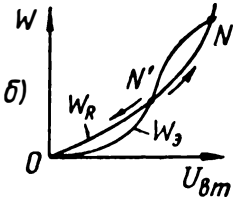
$$i_a = \Phi_P(u_b) = I_{аР} + a_1 u_b + a_2 u_b^2 + \dots$$

Подставляя в выражение (36) функцию $\Phi_P(U_{вм} \sin \omega_r t)$ и интегрируя, найдем:



$$W_3 = \frac{T_r}{2k} U_{вм}^2 \left(a_1 + \frac{3}{4} a_3 U_{вм}^2 + \frac{5}{8} a_5 U_{вм}^4 + \dots \right). \quad (3.37)$$

Как видно, функция $W_3(U_{вм})$ зависит только от *нечетных* членов степенного полинома $\Phi_P(u_b)$. Возможный вид функции $W_3(U_{вм})$ изображен на рис. 15.



Точка пересечения кривых, показанных на рис. 15, соответствующая равенству $W_3 = W_R$, определяет амплитуду колебаний ($U_{вм} = U_{вм}^*$), при которой автоколебательная система находится в состоянии динамического равновесия.

Рис. 3.15. Устойчивое (а) и неустойчивое (б) состояния динамического равновесия в точке $W_3 = W_R$.

Следует различать два типа поведения представленных на рис. 15 кривых. Характер кривых, приведенных на рис. 15,а, позволяет заключить, что здесь условие самовозбуждения

выполняется, так как при $U_{вм} < U_{вм}^*$ поступающая в контур энергия превышает энергию потерь. При этом точка N равновесия является *устойчивой*. В самом деле, пусть по какой-нибудь случайной причине амплитуда колебаний станет, например, большей $U_{вм}^*$. Тогда энергия потерь начнет превышать энергию, поступающую в контур, что вызовет уменьшение амплитуды колебаний. Обратное произойдет при уменьшении амплитуды колебаний. В обоих случаях система возвратится к состоянию $W_R = W_3$, которое устойчиво. Если бы зависимость $W_3(U_{вм})$ имела вид, показанный на рис. 15,б, то точка N' соответствовала бы состоянию *неустойчивого* динамического равновесия. Однако здесь самовозбуждение вообще невозможно, так как в области малых амплитуд ($U_{вм} < U_{N'}$) все время выполняется неравенство $W_3 < W_R$. Следовательно, случайно возникшие колебания с амплитудой $U_{вм} < U_{N'}$ будут не нарастать, а затухать.

Приравнивая правые части равенств (35) и (37), можно найти стационарную амплитуду колебаний:

$$a_1 + \frac{3}{4}a_3(U_{вм}^*)^2 + \frac{5}{8}a_5(U_{вм}^*)^4 + \dots = \frac{1}{kR_{кр}}. \quad (3.38)$$

Необходимо убедиться, что корень этого уравнения соответствует устойчивому состоянию динамического равновесия. Для этого нужно (рис. 15), чтобы в точке равновесия ($U_{вм} = U_{вм}^*$) крутизна функции $W_R(U_{вм})$ превышала крутизну функции $W_S(U_{вм})$. Дифференцируя функции (35) и (37), найдем условие устойчивости динамического равновесия в виде:

$$\frac{1}{kR_{кр}} > a_1 + \frac{3}{2}a_3(U_{вм}^*)^2 + \frac{15}{8}a_5(U_{вм}^*)^4 + \dots \quad (3.39)$$

Пусть характеристика лампы имеет вид, показанный на рис. 1.18,б, и выражается полиномом:

$$i_a = a_0 + a_1 u_b + a_3 u_b^3 = I_{аР} + S_P u_b - \frac{S_P}{3U_{в3}^2} u_b^3. \quad (3.40)$$

Подставляя значения a_1 и a_3 в уравнение (38) ($a_5 = a_7 = \dots = 0$) и решая его, найдем амплитуду стационарных колебаний:

$$U_{вм}^* = \sqrt{\frac{4}{3a_3} \left(\frac{1}{kR_{кр}} - a_1 \right)} = 2U_{в3} \sqrt{1 - \frac{1}{kS_P R_{кр}}}. \quad (3.41)$$

Это решение имеет физический смысл лишь при $kS_P R_{кр} < 4/3$, так как иначе $U_{вм}^* > U_{в3}$; в этом случае полином (40) уже не выражает характеристику лампы (в области $u_b < -U_{в3}$). С другой стороны, решение существует лишь при выполнении условия самовозбуждения.

5. Исходя из выражения (34) и формул (35) и (37), можно найти также и закон $U_{вм}(t)$ нарастания амплитуды колебаний, не прибегая при этом к решению нелинейного дифференциального уравнения (20), а основываясь исключительно на анализе энергетических соотношений. Последние заключаются в следующем: в процессе самовозбуждения энергия, поступающая за период в колебательный контур, превышает энергию потерь в контуре; разность $W_S - W_R > 0$ равна приращению (за период) запасенной в контуре энергии.

Энергия, запасенная в колебательном контуре в произвольный момент времени, выражается суммой (рис. 9):

$$W = W_C + W_L = 0,5Cu_{к-}^2 + 0,5Li_{LR}^2.$$

Вследствие весьма малого угла сдвига фаз $\varphi_k = \text{arctg } d_k$ допустимо принять, что в момент t_m достижения напряжением u_{km} амплитудного значения сила тока $i_{LR} \cong 0$. Поэтому

$$W(t_m) = W_C(t_m) = 0,5CU_{km}^2.$$

Через один период амплитуда колебаний возрастает на небольшую величину $\Delta U_{km} \ll U_{km}$, с чем связано приращение энергии в контуре:

$$\Delta W = 0,5C[(U_{km} + \Delta U_{km})^2 - U_{km}^2] \cong CU_{km} \Delta U_{km}.$$

С другой стороны, приращение энергии $\Delta W = W_3 - W_R$ может быть выражено из формул (35) и (37), откуда:

$$CU_{km} \Delta U_{km} = \frac{U_{vm}^2 T_r}{2k} \left[\left(a_1 + \frac{3}{4} a_3 U_{vm}^2 + \frac{5}{8} a_5 U_{vm}^4 + \dots \right) - \frac{1}{kR_{кр}} \right].$$

Используя соотношение (30), найдем:

$$\frac{\Delta U_{vm}}{T_r} = \frac{kU_{vm}}{2C} \left[\left(a_1 + \frac{3}{4} a_3 U_{vm}^2 + \frac{5}{8} a_5 U_{vm}^4 + \dots \right) - \frac{1}{kR_{кр}} \right].$$

Написанное выражение представляет собой *среднее за период* значение скорости изменения амплитуды колебаний. Поскольку $U_{vm}(t)$ является медленно-меняющейся функцией, допустимо принять, что в пределах одного периода скорость изменения амплитуды колебаний остается практически неизменной: $\frac{dU_{vm}}{dt} \cong \frac{\Delta U_{vm}}{T_r}$. Отсюда после разделения переменных и интегрирования

получим:

$$t \cong T_1 + \int \frac{2CdU_{vm}}{kU_{vm} \left[\left(a_1 + \frac{3}{4} a_3 U_{vm}^2 + \frac{5}{8} a_5 U_{vm}^4 + \dots \right) - \frac{1}{kR_{кр}} \right]}, \quad (3.42)$$

где T_1 — постоянная интегрирования. Чтобы взять написанный интеграл, нужно разложить подинтегральное выражение на простейшие дроби. Произведем это в предположении, что характеристика лампы аппроксимируется полиномом (40). Имеем:

$$U_{vm} \left(a_1 + \frac{3}{4} a_3 U_{vm}^2 - \frac{1}{kR_{кр}} \right) = \frac{3}{4} a_3 U_{vm} (U_{vm}^2 - b),$$

где согласно уравнению (40) и условию (31a) самовозбуждения

$$b = - \left(a_1 - \frac{1}{kR_{кр}} \right) \frac{4}{3a_3} = 4U_{в9}^2 \left(1 - \frac{1}{kS_P R_{кр}} \right) > 0. \quad (3.43)$$

Разлагаем подинтегральное выражение на простейшие дроби:

$$\frac{4}{3a_3 U_{vm} (U_{vm}^2 - b)} = \frac{-2}{3a_3 b} \left(\frac{2}{U_{vm}} - \frac{1}{U_{vm} + \sqrt{b}} - \frac{1}{U_{vm} - \sqrt{b}} \right).$$

После интегрирования (42) получим:

$$t = T_1 - \frac{4C}{3ka_3b} [2 \ln U_{вм} - \ln(U_{вм} + \sqrt{b}) - \ln(U_{вм} - \sqrt{b})]. \quad (3.44)$$

Учитывая значения коэффициентов a_1 , a_3 и b , найдем:

$$\frac{3ka_3b}{4C} = -\frac{3ka_3}{4C} \cdot \frac{4}{3a_3} \left(S_P - \frac{1}{kR_{кп}} \right) = \frac{1 - kS_P R_{кп}}{R_{кп} C}.$$

Из сопоставления последнего выражения с формулами (19) и (21), в которых, согласно принятому условию, следует полагать $R_{в} = \infty$, видно, что выражение

$$\frac{3ka_3b}{4C} = 2 \left(\delta_{к} - \frac{MS_P}{LC} \right) = 2 \delta_{гп} < 0 \quad (3.45)$$

представляет собой «коэффициент затухания» автоколебательной системы (в рабочей точке Р). Подставляя выражение (45) в равенство (44), получим

$$t = \frac{1}{\delta_{гп}} \ln \frac{\sqrt{U_{вм}^2 - b}}{NU_{вм}} \quad \text{или} \quad e^{\delta_{гп} t} = \frac{\sqrt{U_{вм}^2 - b}}{NU_{вм}},$$

где постоянная T_1 учитывается посредством множителя N . Решая последнее уравнение относительно $U_{вм}$, найдем:

$$U_{вм} = \sqrt{\frac{b}{1 - N^2 e^{2\delta_{гп} t}}} = 2U_{вз} \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{kS_P R_{кп}}}{1 - N^2 e^{2\delta_{гп} t}}}. \quad (3.46)$$

Постоянная интегрирования находится из начального условия: при $t = 0$, $U_{вм} = U_{вм0}$, откуда

$$N^2 = 1 - 4 \left(1 - \frac{1}{kS_P R_{кп}} \right) \frac{U_{вз}^2}{U_{вм0}^2}.$$

Постоянная N^2 может быть и меньше и больше нуля (в зависимости от относительной величины начальной амплитуды колебаний). В соответствии с этим амплитуда колебаний в процессе самовозбуждения, вообще говоря, может и нарастать и убывать с течением времени. Однако стационарная амплитуда колебаний от N^2 не зависит. Действительно, при выполнении условия самовозбуждения коэффициент $\delta_{гп} < 0$; поэтому с течением времени величина $U_{вм}$ стремится к стационарному значению

$$U_{вм}^* = \lim (U_{вм})_{t \rightarrow \infty} = 2U_{вз} \sqrt{1 - \frac{1}{kS_P R_{кп}}}. \quad (3.47)$$

Последнее выражение совпадает с выражением (41). Учитывая равенство (47), постоянная интегрирования может быть представлена в виде:

$$N^2 = 1 - \left(\frac{U_{вм}^*}{U_{вм0}} \right)^2, \quad (3.48)$$

откуда

$$U_{вм} = \frac{U_{вм}^*}{\sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{U_{вм}^*}{U_{вм0}} \right)^2 \right] e^{2\delta_{гп} t}}}. \quad (3.49)$$

Из выражения (47) видно, что амплитуда стационарных колебаний получается тем большей, чем выше: коэффициент обратной связи, крутизна характеристики в рабочей точке и резонансное сопротивление колебательного контура.

Практически длительность установления колебаний при самовозбуждении оценивается моментом $t_{возб}$, в который амплитуда колебаний достигает значения $U_{вм} = 0,9 U_{вм}^*$. Подставляя эти значения в равенство (49) и полагая, что начальная амплитуда $U_{вм0} < 0,9 U_{вм}^*$, найдем:

$$t_{возб} = -\frac{1}{2\delta_{гп}} \ln \left[4 \left(\frac{U_{вм}^*}{U_{вм0}} \right)^2 - 4 \right].$$

Подставляя сюда значение $\delta_{гп}$ из формулы (45), получим:

$$t_{возб} = \frac{Q_k}{2\pi} \frac{T_0}{kS_p R_{кр} - 1} \ln \left[4 \left(\frac{U_{вм}^*}{U_{вм0}} \right)^2 - 4 \right], \quad (3.50)$$

где учтены соотношения:

$$T_0 = 2\pi \sqrt{LC} \text{ и } R_{кр} = Q_k \rho_k.$$

Из формулы (50) видно, что длительность $t_{возб}$ пропорциональна добротности и периоду собственных колебаний контура и обратно пропорциональна степени возбуждения генератора, определяемой разностью $kS_p R_{кр} - 1$; длительность $t_{возб}$ возрастает также с уменьшением начальной амплитуды $U_{вм0}$, но эта зависимость при $U_{вм0} \ll U_{вм}^*$ не очень сильна. Из формулы (50) также следует, что при высокой добротности $t_{возб} \gg T_0$. Это иллюстрируется следующим примером.

Пусть: $kS_p R_{кр} - 1 = 0,1$; $Q_k = 100$; $U_{вм0} = 0,01 U_{вм}^*$. В этом случае, согласно формуле (50), —

$$t_{возб} = \frac{100}{2\pi} \frac{T_0}{0,1} \ln [4 \cdot 10^4 - 4] \cong 160 \cdot 10,6 \cdot T_0 \cong 1700 T_0.$$

Пусть при тех же данных $U_{вм0} = 0,1 U_{вм}^*$. Тогда

$$t_{возб} = 160 \cdot \ln [4 \cdot 10^2 - 4] T_0 \cong 160 \cdot 6 \cdot T_0 = 960 T_0.$$

Таким образом, при увеличении начальной амплитуды колебаний в 10 раз длительность установления снизилась меньше, чем в два раза. Однако при приближении $U_{вм0}$ к $U_{вм}^*$ происходит быстрое

уменьшение длительности $t_{\text{возб}}$. Так, если в рассмотренном при мере $U_{\text{пт0}} = 0,8U_{\text{рт}}^*$, то

$$t_{\text{возб}} = 160 \ln [4 \cdot 1,25^2 - 4] T_0 = 160 \cdot 0,81 \cdot T_0 \cong 130T_0.$$

6. В соответствии с принятым выше законом (34) колебания после установления стационарной амплитуды должны были бы изменяться по чисто гармоническому закону. В действительности же генерируемые колебания не могут быть чисто гармоническими, хотя они и очень близки к ним. К такому заключению можно прийти из рассмотрения характера устанавливаемых колебаний (рис. 14).

Если бы энергия, вводимая в колебательный контур после установления стационарной амплитуды, в любой момент времени равнялась энергии потерь, то колебания ничем не отличались бы от колебаний, устанавливаемых в контуре, настроенном в резонанс с питающим источником (рис. 4 и 5): колебания были бы чисто гармоническими. В рассматриваемом же нами случае (рис. 14), хотя поступающая в контур за период энергия и балансируется с энергией потерь, однако в течение одной части периода энергия, вводимая в контур, превышает энергию потерь, а в течение другой части периода имеет место обратное соотношение. Поэтому в течение первой части периода ($u_{\text{в}} > u_{\text{мл}}$) амплитуда колебаний имеет тенденцию к возрастанию; в течение же другой части периода происходит небольшое затухание колебаний. По этой причине колебания несколько отличаются от гармонических. К такому же выводу легко прийти и из рассмотрения кривой анодного тока (рис. 14): установившийся анодный ток явно отличается от синусоидального и, следовательно, содержит высшие гармоники. Последние будут все же создавать некоторое падение напряжения на контуре, искажающее форму кривой напряжения, обусловленную действием составляющей тока основной частоты.

Из изложенного следует, что форма генерируемых колебаний должна тем сильнее уклоняться от синусоидальной, чем ниже добротность контура. При высокой добротности даже при отсутствии пополнения энергии, теряемой контуром, затухание колебаний за один период получается относительно столь слабым, что форма колебаний практически не отличается от синусоидальной.

От величины коэффициента обратной связи и свойств генераторной лампы (исключая параметр $R_{\text{в}}$, оказывающий влияние на энергию потерь системы и, следовательно, на ее добротность) форма установившихся колебаний не зависит. Параметры k и S влияют лишь на амплитуду установившихся колебаний, но не на их форму.

7. Для автоколебательной системы, в которой возбуждаются колебания почти синусоидальной формы, характерны следующие энергетические соотно-

нения. В простейшем случае в двух реактивных элементах колебательной системы автогенератора (L и C) запасается значительное количество энергии в форме энергии поля ($W_L = 0,5Li^2$ и $W_C = 0,5Cu^2$), связанного с реактивными элементами, которые поэтому называются *накопителями энергии*. В процессе работы автогенератора дважды за каждый период колебаний происходит перераспределение (обмен) запасенной энергии между накопителями, причем суммарное количество запасенной энергии ($W_L + W_C$) в процессе обмена почти не изменяется. Такое положение объясняется тем, что лишь небольшая часть

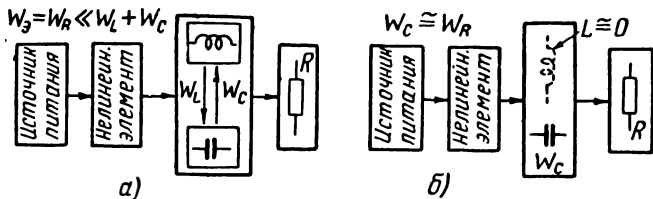


Рис. 3.16. Скелетные схемы автогенераторов синусоидальных (а) и релаксационных (б) колебаний.

запасенной энергии рассеивается за каждый период в активных элементах системы (W_R) (рис. 16,а), причем потери энергии компенсируются в среднем притоком энергии в систему ($W_3 = W_R$) от автономного источника через посредство нелинейного элемента. Для автогенератора «синусоидальных» колебаний является характерным неравенство $W_R \ll W_L + W_C$. Чем сильнее оно выполняется, т. е. чем выше добротность системы, тем более близкой к синусоидальной оказывается форма автоколебаний.

Представим себе теперь, что параметры колебательной системы автогенератора (рис. 10) изменяются таким образом, что добротность системы ухудшается (например: R возрастает, а L уменьшается). В этом случае удельное значение рассеиваемой за период энергии возрастает и приближается к энергии, запасаемой в одном из накопителей системы. Вместе с этим уменьшается количество энергии, обмениваемой за период между накопителями. Форма колебаний при этом отклоняется от синусоидальной и приближается к форме так называемых *релаксационных колебаний* (рис. 17), генерируемых посредством *релаксационных автоколебательных систем*.

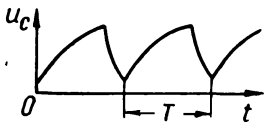


Рис. 3.17. Релаксационные колебания (в схеме рис. 2 при $L \approx 0$).

Если для автогенератора синусоидальных колебаний наиболее характерным является перераспределение энергии между накопителями системы, то для релаксационной автоколебательной системы такой обмен является нетипичным. В предельном и наиболее типичном случае релаксационная система может вообще не иметь второго накопителя энергии (например, $L = 0$). При этом (рис. 16,б) значительная часть энергии, запасаемой в накопителе, рассеивается в активных элементах системы ($W_R \approx W_C$). Схема простейшего релаксационного автогенератора представлена на рис. 2 (где обычно $L \approx 0$). Принцип работы такого устройства был нами рассмотрен в § 2 (при $L \approx 0$ происходит не колебательный, а аperiodический разряд конденсатора C). В релаксационном автогенераторе потери энергии за период также компенсируются притоком энергии от автономного источника питания, а накопитель энергии играет роль буферного устройства, из которого черпается энергия, рассеиваемая в активных элементах нагрузки. Приток энергии в систему и ее расходование регулируются посредством нелинейного элемента.

Длительность периода колебаний релаксационного автогенератора определяется постоянными времени цепей, обуславливающих длительность запасания энергии в накопителе и ее расходования в нагрузочном элементе. Для схемы,

показанной на рис. 2, эти постоянные времени — $R_3 C$ и RC . Связь периода колебаний с постоянной времени, характеризующей скорость образования и исчезновения «электрической деформации» органа системы, запасающего энергию, дала основание Ван-дер-Полю назвать такие колебания релаксационными. Последнее вытекает из установленного в физике вязких сред понятия о *времени релаксации*, т. е. времени исчезновения механической деформации.

В отличие от автогенератора синусоидальных колебаний частота автоколебаний в релаксационной системе более значительно зависит от режима работы. В частности, изменение величины питающего напряжения вызывает существенное изменение частоты генерации, особенно вблизи границы самовозбуждения; здесь частота обычно сильно возрастает, после чего следует срыв колебаний. Для автогенератора же синусоидальных колебаний возбуждение колебаний возможно лишь в узком диапазоне частот в окрестности собственной частоты колебательной системы автогенератора; возможные отклонения от этой частоты обычно не превышают долей процента.

В дальнейшем релаксационные автогенераторы не рассматриваются.

8. Рассмотрим более строгий метод нахождения закона нарастания амплитуды колебаний при самовозбуждении, заключающийся в решении нелинейного дифференциального уравнения автогенератора.

Обратимся к представленной на рис. 10 схеме автогенератора, процессы в котором описываются уравнением (20). Для упрощения вопроса пренебрежем влиянием «анодной реакции» ($R_B \approx \infty$). В соответствии с этим примем следующие значения коэффициентов уравнения (20), выражаемых формулами (18) и (19):

$$\omega_n^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{R}{R_B}\right) \approx \omega_0^2 = \frac{1}{LC}; \quad 2\delta_k \approx \frac{1}{R_{кp}C} = \frac{R}{L}.$$

Полагая $k \approx k_\alpha = M/L$, уравнение (20) можно представить в виде:

$$\frac{d^2 u_B}{dt^2} + \left(2\delta_k - \frac{kS}{C}\right) \frac{du_B}{dt} + \omega_0^2 u_B = 0.$$

Рассмотрим случай, когда рабочая характеристика лампы выражается полиномом 3-й степени [формула (40), рис. 1.18]. Крутизна характеристики $S = S_p (1 - u_B^2/U_{B3}^2)$, с учетом чего уравнение (20) принимает вид:

$$\frac{d^2 u_B}{dt^2} + \left[2\delta_k - \frac{kS_p}{C} \left(1 - \frac{u_B^2}{U_{B3}^2}\right)\right] \frac{du_B}{dt} + \omega_0^2 u_B = 0. \quad (3.51)$$

Обозначим «коэффициент затухания» автогенератора (в рабочей точке)

$$2\delta_{r,p} = 2\delta_k - \frac{kS_p}{C} = -\epsilon, \quad \text{где } \omega_0 \gg \epsilon > 0. \quad (3.52)$$

Тогда коэффициент при первой производной уравнения (51) равен:

$$-\epsilon \left(1 - \frac{kS_p}{\epsilon C} \cdot \frac{u_B^2}{U_{B3}^2}\right) = -\epsilon (1 - v^2),$$

где

$$v = \sqrt{\frac{kS_p}{\epsilon C}} \cdot \frac{u_B}{U_{B3}} = m u_B \quad (3.53)$$

— новая переменная. Произведем в уравнении (51) замену переменной u_B на v . Так как при этом постоянный множитель $1/m$ войдет во все члены уравнения (51), его вид останется неизменным:

$$\frac{d^2 v}{dt^2} - \epsilon (1 - v^2) \frac{dv}{dt} + \omega_0^2 v = 0. \quad (3.54)$$

При $\epsilon = 0$ решение уравнения (54) имело бы вид: $v = V_m \sin \omega_0 t$, где $V_m = \text{const}$. При $\epsilon \neq 0$, но $\epsilon \ll \omega_0$, как это было доказано Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси, допустимо принять, что решение имеет вид:

$$v = V_m(t) \sin [\omega_0 t + \varphi(t)], \quad (3.55)$$

где $V_m = V_m(t)$ — медленно-меняющаяся функция, удовлетворяющая условию (1.17):

$$V_m'' = \left| \frac{d^2 V_m}{dt^2} \right| \ll \omega_0 \left| \frac{d V_m}{dt} \right| \ll \omega_0^2 V_m. \quad (3.56a)$$

Что же касается фазового угла $\varphi = \varphi(t)$, то он изменяется столь медленно, что в очень сильной степени выполняются неравенства:

$$\varphi' = \left| \frac{d\varphi}{dt} \right| \ll \omega_0; \quad \varphi'' = \left| \frac{d^2\varphi}{dt^2} \right| \ll \omega_0^2. \quad (3.56b)$$

Это обусловлено тем, что в рассматриваемой нами системе, обладающей высокой добротностью, частота $\omega_r = \frac{d}{dt}(\omega_0 t + \varphi) = \omega_0 + \varphi'(t)$ лишь в очень слабой степени отличается от частоты ω_0 [частота ω_r имеет величину порядка

$$\sqrt{\omega_0^2 - \delta_r^2} \approx \omega_0 (1 - d_r^2/8)].$$

Будем искать решение в виде, выражаемом равенством (55), для чего подставим равенство (55) в уравнение (54). Найдем предварительно выражения нужных производных. При этом, учитывая неравенства (56a) и (56b), пренебрежем соответствующими малыми величинами:

$$\begin{aligned} v' &= V_m' \sin(\omega_0 t + \varphi) + V_m (\omega_0 + \varphi') \cos(\omega_0 t + \varphi) \approx \\ &\approx V_m (\omega_0 + \varphi') \cos(\omega_0 t + \varphi) \approx V_m \omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)*; \\ v'' &= V_m'' \sin(\omega_0 t + \varphi) + 2V_m' (\omega_0 + \varphi') \cos(\omega_0 t + \varphi) - \\ &- V_m (\omega_0 + \varphi')^2 \sin(\omega_0 t + \varphi) + V_m \varphi'' \cos(\omega_0 t + \varphi). \end{aligned}$$

* Поскольку $\sin(\omega_0 t + \varphi)$ и $\cos(\omega_0 t + \varphi)$ изменяются со сдвигом в 90° , может создаться впечатление о недопустимости принятого приближения, так как при $\cos(\omega_0 t + \varphi) = 0$ оставшийся член становится равным нулю. В действительности, однако, при выполнении условий (56) принятое приближение приводит лишь к небольшой погрешности в выражении амплитуды интересующей нас колебательной величины и к весьма малому сдвигу фазы, которыми можно пренебречь. В самом деле:

$$\begin{aligned} v' &\approx \omega_0 V_m \cos(\omega_0 t + \varphi) + V_m' \sin(\omega_0 t + \varphi) = \\ &= \sqrt{\omega_0^2 V_m^2 + (V_m')^2} \cos(\omega_0 t + \varphi - \psi) \approx \omega_0 V_m \cos(\omega_0 t + \varphi - \psi), \end{aligned}$$

где

$$\psi = \arctg \left(\frac{V_m'}{\omega_0 V_m} \right) \approx \frac{V_m'}{\omega_0 V_m} \approx 0.$$

Пренебрегая первым членом последнего выражения по сравнению со вторым и четвертым по сравнению с третьим, получим:

$$v'' \approx 2V_m' \omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi) - V_m \omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \varphi)^*.$$

Подставляя найденные значения производных в уравнение (54) и производя очевидные сокращения, придем к уравнению:

$$\frac{2}{\epsilon} V_m' \cos(\omega_0 t + \varphi) = [1 - V_m^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi)] V_m \cos(\omega_0 t + \varphi).$$

Обратимся к правой части этого уравнения:

$$\begin{aligned} V_m \cos(\omega_0 t + \varphi) - 0,5V_m^3 [1 - \cos 2(\omega_0 t + \varphi)] \cos(\omega_0 t + \varphi) = \\ = \cos(\omega_0 t + \varphi) \left[V_m - \frac{V_m^3}{2} + \frac{V_m^3}{4} \right] + \frac{V_m^3}{4} \cos 3(\omega_0 t + \varphi). \end{aligned}$$

Подставим это выражение в правую часть дифференциального уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{2}{\epsilon} \frac{dV_m}{dt} \cos(\omega_0 t + \varphi) = V_m \cos(\omega_0 t + \varphi) - \frac{V_m^3}{4} \cos(\omega_0 t + \varphi) + \\ + \frac{V_m^3}{4} \cos 3(\omega_0 t + \varphi). \end{aligned}$$

Последний член правой части изменяется с частотой, приблизительно в три раза большей собственной частоты колебательного контура. С этим членом связано существование высших гармоник анодного тока лампы, которые, однако, в силу селективных свойств контура не вызовут сколько-нибудь заметного изменения напряжения на контуре и в цепи обратной связи. Именно поэтому, как это показывает более строгая теория, можно без существенной погрешности пренебречь влиянием последнего члена уравнения, после чего оно принимает простой вид:

$$\frac{2}{\epsilon} \frac{dV_m}{dt} = V_m - \frac{V_m^3}{4}. \quad (3.57)$$

Произведем разделение переменных уравнения (57) и правую часть полученного равенства разложим на простейшие дроби:

$$\epsilon dt = \frac{8dV_m}{V_m(4 - V_m^2)} = \left(\frac{2}{V_m} - \frac{1}{V_m + 2} - \frac{1}{V_m - 2} \right) dV_m.$$

Интегрируя и обозначая постоянную интегрирования $A = -\ln N$, найдем:

$$-\epsilon t = \ln \frac{V_m^2 - 4}{N^2 V_m^2} \quad \text{или} \quad e^{-\epsilon t} = \frac{V_m^2 - 4}{N^2 V_m^2}.$$

* Мы не пренебрегаем первым членом v'' по сравнению со вторым потому, что при подстановке второй производной в уравнение (54) член $-V_m \omega_0^2 \times \times \sin(\omega_0 t + \varphi)$ сокращается с последним членом уравнения (54). Из этих соображений в выражение второй производной, быть может, следовало бы включить также член: $-2V_m \omega_0 \varphi' \sin(\omega_0 t + \varphi)$. Можно показать, что введение этого члена не существенно для определения функции $V_m(t)$ (но может быть существенным при определении закона $\varphi(t)$; этой последней цели мы здесь перед собой не ставим). При высокой добротности колебательной системы, когда в очень сильной степени выполняются неравенства (56б), можно полагать, что $2V_m \omega_0 |\varphi'| \ll 2\omega_0 V_m'$, что и принято нами.

Решая последнее уравнение относительно V_m , найдем:

$$V_m = \frac{2}{\sqrt{1 - N^2 e^{-\varepsilon t}}}$$

Отсюда в соответствии с формулой (55) имеем:

$$v = V_m(t) \sin(\omega_0 t + \varphi) = \frac{2 \sin(\omega_0 t + \varphi)}{\sqrt{1 - N^2 e^{-\varepsilon t}}}.$$

Учитывая теперь принятые в формулах (52) и (53) обозначения, найдем:

$$u_B = \frac{v}{m} = 2U_{вз} \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{kS_P R_{кр}}}{1 - N^2 e^{-\varepsilon t}}} \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (3.58)$$

Вытекающий из этого решения закон изменения амплитуды колебаний совпадает с полученным раньше выражением (46).

9. Выше был приведен наиболее простой (приближенный) метод решения нелинейного уравнения автогенератора, известный под названием *метода медленно-меняющихся амплитуд*. Этот метод, своими корнями восходящий еще к Лагранжу, был предложен выдающимся голландским физиком Б. Ван-дер-Полем и использован им при исследовании процесса самовозбуждения автогенератора и некоторых других нелинейных процессов. Им был получен ряд важных результатов, но не было дано строгого обоснования метода; в частности, оставалась недоказанной допустимость отбрасывания в уравнении автогенератора члена, изменяющегося с тройной частотой. Это было выполнено в Московском государственном университете Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси [6], которые предложили также более общую форму решения. Советскими физиками и радиотехниками был разработан ряд других как приближенных, так и строгих методов математического анализа нелинейного уравнения автогенератора.

10. Наиболее строгим и в принципиальном отношении общим методом анализа нелинейных уравнений является предложенный А. А. Андроновым в 1929 г. метод малого параметра (метод Андронova), основанный на трудах известных математиков прошлого века — Ляпунова и Пуанкаре. Этот метод, описанный в известной монографии «Теория колебаний» [8] (см. также [7]), позволяет найти и исследовать *периодическое* решение уравнения автогенератора (соответствующее установившимся колебаниям); получаемое в форме рядов решение позволяет найти (в принципе с любой наперед заданной точностью) частоту и амплитуду стационарных колебаний.

Существенный вклад в теорию нелинейных колебаний был внесен Н. М. Крыловым и Н. Н. Боголюбовым [9], которыми был сформулирован широко применяемый в нелинейном анализе *принцип усреднения* параметров медленно-меняющихся процессов. Ими также были разработаны эффективные способы нахождения приближенных решений нелинейных уравнений *методом эквивалентной линеаризации* процессов (приведение нелинейной системы к эквивалентной линейной системе). Анализ при этом производится посредством широко известного *символического* метода (метода комплексных амплитуд). Аналогичный весьма эффективный метод анализа (*квазилинейный метод*) был разработан Ю. Б. Кобзаревым (см. § 7).

Весьма ценным является разработанный в Московском государственном университете *энергетический метод* анализа процессов в автогенераторе, предложенный К. Ф. Теодорчиком [10]. Метод основан на анализе баланса энергии в автогенераторе. Несколько упрощенно такой анализ (с использованием принципа усреднения) применялся в п. п. 4 и 5. Интересные варианты решений нелинейного уравнения автогенератора были предложены Б. В. Булгаковым [11] и Н. Н. Крыловым [12].

В Советском Союзе был также разработан и получил развитие *метод приспособывания* [8], предложенный Н. Д. Папалекси еще в 1911 году. Суш-

ность этого метода заключается в замене нелинейной характеристики элемента ломаной линией (т. е. рядом линейных зависимостей); получаемые для каждого звена характеристики решения линейных уравнений затем «сшиваются» в точках излома характеристики.

Благодаря трудам советских ученых нашел глубокое развитие и широкое применение метод качественного анализа нелинейных систем, известный под названием метода фазовых траекторий (метод предельных циклов) [7], [8]. Метод основан на геометрическом анализе кривых, выражающих зависимость производной функции, характеризующей фазовое состояние колебательного процесса, от самой функции (например, производной тока от самого тока). Этот метод, базирующийся на качественной теории дифференциальных уравнений, разработанной Пуанкаре, и на трудах А. Н. Ляпунова, был впервые введен в теорию нелинейных колебаний А. А. Андроновым и им же и его учениками блестяще разработан.

Веское слово в дальнейшем развитии теории нелинейных колебаний принадлежит молодым советским специалистам [13], [13а] и др. Интересное развитие метода малого параметра было в последние годы предложено Н. Н. Луначарским, который показал, что этот метод может с успехом применяться не только для нахождения периодических решений, но и при анализе переходных процессов установления автоколебаний. Из приведенных ссылок нельзя, конечно, составить представление о размахе исследований в области нелинейных колебаний, проводимых в последние годы советскими научными коллективами. Для этого нужно познакомиться с большим количеством диссертаций и научных работ, публикуемых ежемесячно в периодической печати, а также в сборниках трудов различных научных учреждений СССР.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

27. В чем заключается принципиальная порочность линейной теории самовозбуждения?

28. Может ли амплитуда колебаний автогенератора достигать таких значений, при которых рабочая область охватывает участки характеристики, в которых условие самовозбуждения перестает выполняться?

29. Остается ли скорость нарастания амплитуды колебаний в процессе самовозбуждения постоянной; как она может изменяться?

30. Что ограничивает скорость нарастания амплитуды колебаний при самовозбуждении?

31. Как изменяется энергия потерь в автогенераторе с ростом амплитуды колебаний?

32. Как изменяется энергия, вводимая за период в колебательный контур автогенератора, с ростом амплитуды колебаний?

33. Имеет ли смысл формула (41) для амплитуды стационарных колебаний, если в характеристике (40) коэффициенты $a_1 > 0$ и $a_3 > 0$?

Ответ. Не имеет смысла, так как амплитуда колебаний (в пределах области, в которой характеристика аппроксимируется заданной функцией) не может достигнуть стационарного значения. Почему?

34. Рабочая характеристика лампы ($R_{кр} \ll R_b \cong \infty$) выражается полиномом:

$$i_a = 83 + 6,6 u_b + 0,24 u_b^2 - 0,01 u_b^3 - 6 \cdot 10^{-4} u_b^4 - 1,2 \cdot 10^{-5} u_b^5 \text{ (ма)}.$$

Коэффициент обратной связи автогенератора $k = 1,1 k_k$. Определить амплитуду стационарных колебаний.

Решение. Так как $ka_1 R_{кр} > 1$ и коэффициенты полинома $a_3 < 0$ и $a_5 < 0$, то из неравенства (39) вытекает, что состояние равновесия является устойчивым. Положив в уравнении (38) $ka_1 R_{кр} = 1,1$, получим уравнение:

$$(U_{вм}^*)^4 + 1000 (U_{вм}^*)^2 - 8 \cdot 10^5 = 0.$$

Отсюда

$$U_{вм}^* = \sqrt{-500 + \sqrt{25 \cdot 10^4 + 80 \cdot 10^4}} = 22,9 \text{ в.}$$

35. Характеристика лампы автогенератора ($R_B \cong \infty$) выражается функциями:

$$\text{при } u_B < 0, i_a \cong 0,$$

$$\text{при } u_B > 0, i_a = \Phi_P(u_B) = a_2 u_B^2 = 0,2 u_B^2 \text{ (ма)}.$$

Коэффициент обратной связи $k = 0,05$ и резонансное сопротивление контура $R_{кр} = 50 \text{ ком}$. Определить, при какой начальной амплитуде $U_{вм0}$ возможно самовозбуждение.

Решение. Зависимость энергии потерь (за период) выражается формулой (35). Зависимость энергии, вводимой (за период) в контур, согласно формуле (36), выражается интегралом:

$$\begin{aligned} W_9 &= \frac{U_{вм}}{k} \int_0^{T_r} \Phi_P(U_{вм} \sin \omega_r t) \sin \omega_r t dt = \frac{a_2 U_{вм}^3}{k} \int_0^{T_r/2} \sin \omega_r^3 t \cdot dt = \\ &= 0,423 \frac{a_2 U_{вм}^3 T_r}{2k}. \end{aligned}$$

Отсюда разность энергий:

$$W_9 - W_R = \frac{U_{вм}^2 T_r}{2k^2 R_{кр}} (0,423 a_2 k R_{кр} U_{вм} - 1).$$

Эта разность оказывается отрицательной при

$$U_{вм} < \frac{1}{0,423 a_2 k R_{кр}} = \frac{1}{0,423 \cdot 0,2 \cdot 10^{-3} \cdot 0,05 \cdot 50 \cdot 10^3} \cong 4,6 \text{ в}.$$

Таким образом, самовозбуждение возможно лишь при наличии начального «толчка» амплитудой $U_{вм0} \geq 4,6 \text{ в}$.

36. Можно ли из заданной в задаче 35 характеристики лампы установить стационарную амплитуду колебаний?

37. Как изменится ответ задачи 35, если коэффициент обратной связи возрастает до значения $k = 0,1$?

О т в е т. $U_{вм0} = 2,3 \text{ в}$.

38. Добротность колебательной системы автогенератора $Q_k = 80$, коэффициент обратной связи $k = 0,1$, крутизна характеристики в рабочей точке $S_P = 2 \text{ ма/в}$. Резонансное сопротивление контура $R_{кр} = 6 \text{ ком}$ ($R_{кр} \ll R_B \cong \infty$). Начальная амплитуда колебаний составляет 5% от стационарной амплитуды. Определить длительность установления колебаний, если частота собственных колебаний контура $f_0 = 500 \text{ кгц}$.

О т в е т. 940 мксек.

39. Чему будет равна длительность установления колебаний в задаче 38, если коэффициент обратной связи возрастет в два раза?

О т в е т. 134 мксек, т. е. уменьшится в 7 раз.

40. Каков будет характер закона установления колебаний в автогенераторе, если начальная амплитуда колебаний превышает амплитуду стационарных колебаний?

У к а з а н и е. Проанализировать выражение (49).

41. Является ли форма стационарных колебаний синусоидальной?

42. Как физически объяснить то, что с повышением добротности колебательной системы автогенератора длительность установления автоколебаний возрастает и форма колебаний приближается к синусоидальной?

43. Чем отличается (в принципиальном отношении) автогенератор релаксационного типа от автогенератора колебаний почти синусоидальной формы?

§ 6. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ. МЯГКИЙ И ЖЕСТКИЙ РЕЖИМЫ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ

Условия баланса фаз и амплитуд колебаний. — Колебательная характеристика генератора. — Зависимость вида колебательной характеристики от выбора рабочей точки лампы. — Линия обратной связи. — Определение амплитуды стационарных колебаний при помощи колебательной характеристики. — Динамическая устойчивость стационарных колебаний. — Зависимость амплитуды стационарных колебаний от коэффициента обратной связи. — Критическая обратная связь. — Мягкий режим самовозбуждения. — Условие динамической устойчивости режима стационарных колебаний. — Критическая обратная связь возбуждения и срыва колебаний в автогенераторе. — Жесткий режим самовозбуждения. — Ударное возбуждение автогенератора. — Недостатки мягкого режима самовозбуждения при постоянном смещении. — Автономное и автоматическое смещение на сетке лампы. — Процессы в цепи сетки автогенератора при автоматическом смещении. — Достоинства автоматического смещения. — Понятие о режиме прерывистой генерации. — Вопросы и задачи.

1. Изучение процессов в автогенераторе усложняется из-за действия в автогенераторе *«замкнутой»* связи — прямой и обратной. *Прямая связь*, обязанная электронному механизму лампы и поэтому являющаяся нелинейной, определяет зависимость анодного тока (следовательно, и тока в колебательном контуре) в функции от действующих на лампу напряжений. *Обратная связь*, являющаяся линейной, устанавливает зависимость напряжений, действующих на лампу, от тока в колебательном контуре.

Интересуясь режимом *стационарных* колебаний, мы обязаны определить условия *периодичности* всех процессов в автогенераторе. В этом смысле можно сформулировать два условия стационарности колебаний в автогенераторе:

- 1) *условие баланса фаз колебаний;*
- 2) *условие баланса амплитуд колебаний.*

Условие баланса фаз заключается в том, что определенные *фазы* действующих на лампу напряжений создают определенные фазы анодного тока и тока в контуре, а ток контура должен создать такие действующие на лампу напряжения, которые совпадают по фазе с исходными напряжениями, вызвавшими эти токи.

Условие баланса амплитуд заключается в том, что определенные *амплитуды* действующих на лампу напряжений создают определенные амплитуды токов в контуре, а протекающий в контуре ток должен благодаря обратной связи «воссоздать» действующие на лампу напряжения.

2. При установке правильной фазировки концов катушки обратной связи автогенератора (рис. 9,а) условие баланса фаз обычно автоматически выполняется ценой небольшого смещения частоты ω_r генерации относительно резонансной частоты ω_p колебательной системы автогенератора. Физическая сущность связанных с этим явлений была рассмотрена в п.п. 7 и 8 § 2 данной главы.

3. Рассмотрение условия баланса амплитуд значительно упрощается, если разорвать обратную связь в автогенераторе и по схеме, показанной на рис. 18, исследовать зависимость амплитуды I_{alm} анодного тока лампы от амплитуды U_{vm} подводимого к сетке напряжения $u_{c\sim} = u_b = U_{vm} \sin \omega_p t$. Весь опыт должен проводиться в том режиме работы лампы (U_{c0} , $U_a \cong U_{a0}$ и $R_{кр}$), в котором она работает в автогенераторе.

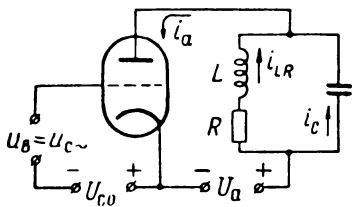


Рис. 3.18. Схема генератора при разомкнутой обратной связи.

По данным снятой зависимости $I_{alm} = F_x(U_{vm})$ строится характеристика (рис. 19,б), называемая *колебательной характеристикой*. Колебательную характеристику можно также построить (графически или аналитически) по данным динамической характеристики $i_a = \Phi_d(u_c)$ лампы (рис. 19,а)*.

В случае, если рабочая точка выбрана в середине «линейного» участка характеристики лампы (точка P_1 на рис. 19,а), — колебательная характеристика имеет вид кривой 1 (рис. 19,б). Как видно, колебательная характеристика вначале нарастает почти линейно с ростом амплитуды U_{vm} . Это станет понятным, если учесть, что в «линейной» части характеристики (рис. 19,а) амплитуда I_{alm} возрастает почти пропорционально амплитуде U_{vm} .

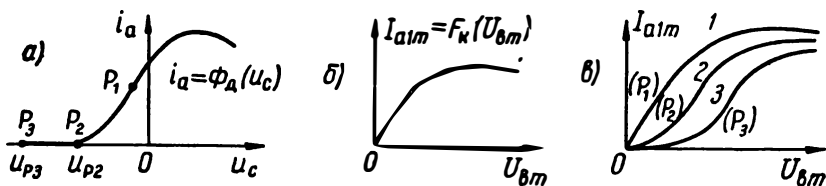


Рис. 3.19. Динамическая (а) и колебательные (б и в) характеристики.

Однако вследствие постепенного уменьшения крутизны характеристики лампы с удалением изображающей точки от точки P_1 амплитуда I_{alm} , хотя и возрастает с ростом U_{vm} , но со все уменьшающейся скоростью. При достаточно же больших значениях U_{vm} колебательная характеристика может достигнуть некоторого максимума, после чего она начинает падать.

В случае, если рабочая точка выбрана в области нижнего сгиба характеристики лампы (точка P_2 на рис. 19,а) или еще левее (точка P_3), колебательная характеристика имеет вид кривых 2 или 3 (рис. 19,б). Такой характер кривых станет понятным, если учесть, что при установке, например, рабочей точки в точке

* Правильнее оперировать не с динамической, а с обобщенной характеристикой управляющего напряжения $u_{\sim} = u_{c\sim} + Du_{a\sim}$ (см. п. 12).

P_3 анодный ток лампы практически отсутствует при малых амплитудах возбуждающего напряжения. Лишь при $U_{вм} > u_{P_2} - u_{P_3}$ появляется анодный ток, наибольшая величина которого вначале медленно нарастает с ростом $U_{вм}$.

Методом колебательных характеристик можно найти стационарные амплитуды автоколебаний. Этот метод был предложен немецким ученым Меллером и развит в трудах советских ученых.

4. Пусть колебательная характеристика имеет вид кривой $ON_1N_2\dots$ (рис. 20). Хотя эта характеристика и получена при разомкнутой связи (т. е. не в динамическом режиме автоколебаний), тем не менее она правильно отображает действие прямой связи автогенератора. Это значит, что и в случае автоколебаний (но при том же самом режиме) амплитуды тока и напряжения связаны между собой зависимостью $I_{alm} = F_k(U_{вм})$. Однако эта зависимость связывает множество значений $U_{вм}$ и I_{alm} , а в автогенераторе при заданном режиме устанавливается определенная амплитуда $U_{вм}^*$ напряжения и соответствующая ей амплитуда тока $I_{alm}^* = F_k(U_{вм}^*)$.

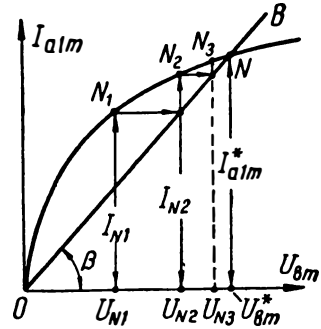


Рис. 3.20. Колебательная характеристика и линия обратной связи.

Для нахождения стационарных значений $U_{вм}^*$ и I_{alm}^* нужно наряду с колебательной характеристикой построить *характеристику обратной связи*, т. е. зависимость амплитуды $U_{вм}$ от амплитуды I_{alm} . Построение такой характеристики упрощается тем, что действие обратной связи выражается линейным соотношением:

$$U_{вм} = kU_{км} = kI_{alm}R_{кр},$$

где k — коэффициент обратной связи.

В дальнейшем удобнее оперировать с обратной функцией

$$I_{alm} = \frac{1}{kR_{кр}} U_{вм} = bU_{вм}. \quad (3.59)$$

Эта линейная зависимость выражается графически некоторой прямой OB (рис. 20), наклоненной к оси абсцисс под углом $\beta = \text{arctg } kR_{кр}$, называемой *линией обратной связи*.

Условие баланса амплитуд удовлетворяется в точке N пересечения колебательной характеристики с линией обратной связи. Поэтому определяемые точкой N амплитуды $U_{вм} = U_{вм}^*$ и $I_{alm} = I_{alm}^*$ представляют амплитуды *стационарных* колебаний автогенератора при том, однако, условии, что соответствующее точке N состояние динамического равновесия является *устойчивым*.

5. Покажем, что если крутизна колебательной характеристики монотонно уменьшается (рис. 20), то состояние равновесия, соответствующее некоторой точке N , является *динамически устойчивым*. Пусть по какой-нибудь случайной причине амплитуда возбуждающего напряжения изменилась, например, уменьшилась до некоторого значения $U_{N1} < U_{vm}^*$. Колебания такой амплитуды при заданной характеристике обратной связи (прямая OB) не могут сохраниться. В самом деле, при амплитуде возбуждающего напряжения U_{N1} , согласно колебательной характеристике, должен был бы возникнуть анодный ток амплитудой I_{N1} ; последний,

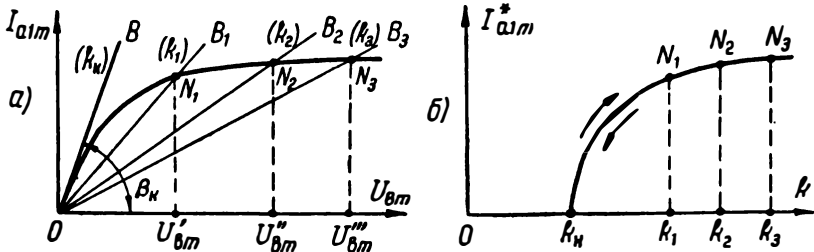


Рис. 3.21. Мягкий режим самовозбуждения автогенератора.

согласно линии обратной связи, возбудил бы в цепи сетки напряжение амплитудой $U_{N2} > U_{N1}$. Амплитуде U_{N2} , согласно колебательной характеристике, соответствует анодный ток I_{N2} , которому, в свою очередь, соответствует возбуждающее напряжение U_{N3} , и т. д. Каждые последующие значения амплитуд U_{vm} и I_{a1m} приближаются к стационарным значениям, определяемым точкой N . Поэтому после прекращения действия случайной внешней силы система стремится вернуться к исходному состоянию равновесия. Рассуждая аналогично, можно убедиться в том, что при случайном увеличении амплитуды U_{vm} колебания стали бы затухать до тех пор, пока система не вернется в состояние равновесия, соответствующее точке N , которое является динамически устойчивым. Изложенное подчеркивает важную функцию нелинейного элемента — поддержание динамической устойчивости автоколебаний.

Путем таких же рассуждений можно убедиться в том, что состояние *статического равновесия*, соответствующее точке O ($U_{vm} = 0$, $I_{a1m} = 0$), является неустойчивым: при случайном возникновении в системе колебаний тока даже весьма малой амплитуды они разовьются до амплитуды, определяемой точкой пересечения N . Следовательно, подобная автоколебательная система способна самовозбудиться.

6. Пусть при коэффициенте обратной связи $k = k_3$ линия обратной связи занимает положение OB_3 (рис. 21, а) и система находится в состоянии динамического равновесия, соответствующем

точке N_3 причем $U_{вм}^* = U_{вм}''$. Уменьшим теперь обратную связь до значения k_2 , чему будет соответствовать линия OB_2 обратной связи. Это приведет к уменьшению амплитуды стационарных колебаний до значения $U_{вм}''' < U_{вм}''$. При дальнейшем уменьшении связи точка пересечения линии обратной связи с колебательной характеристикой приближается к началу координат. При некотором *критическом* значении $k = k_k$, определяющем критический угол наклона $\beta_k = \text{arcsctg } k_k R_{кр}$, линия обратной связи становится касательной к колебательной характеристике в точке O . Очевидно, что колебания могут возникнуть лишь при $k > k_k$, и каждому значению $k > k_k$ соответствует определенная стационарная амплитуда I_{alm}^* тока (рис. 21,б).

7. Представленные на рис. 21 зависимости $I_{alm} = F_k(U_{вм})$ и $I_{alm}^* = F^*(k)$ являются типичными для так называемого *мягкого режима самовозбуждения* автогенератора. Мягкий режим самовозбуждения и соответствующая ему колебательная характеристика отличаются следующими особенностями:

а) линия обратной связи пересекается с колебательной характеристикой не более чем в одной точке (отличной от нулевой точки), которой соответствует динамически устойчивое состояние стационарных колебаний автогенератора;

б) при изменении (увеличении или уменьшении) обратной связи колебания возникают и прекращаются при одном и том же критическом значении коэффициента обратной связи;

в) при приближении коэффициента обратной связи к критическому значению ($k \rightarrow k_k$) амплитуда стационарных колебаний стремится к нулю;

г) при условии, что коэффициент обратной связи превышает критическое значение ($k > k_k$), для возбуждения автогенератора достаточно воздействия внешнего толчка сколько угодно малой величины; это означает, что точка статического равновесия системы ($U_{вм} = 0$) неустойчива и, следовательно, система может самовозбудиться.

8. Колебательная характеристика имеет иногда вид кривых, отличающихся наличием точки перегиба. В таких случаях (рис. 22) колебательная характеристика может пересечься с линией обратной связи не в одной, а в двух точках: N и N' (кроме нулевой точки). И в точке N , и в точке N' условие баланса амплитуд выполняется, но только в точке N равновесие оказывается динамически устойчивым. В этом можно убедиться путем следующих простых рассуждений.

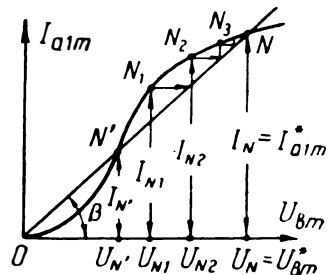


Рис. 3.22. Пересечение колебательной характеристики с линией обратной связи в двух точках.

Пусть при $U_{vm}=U_{N'}$ (рис. 22) амплитуда возбуждающего напряжения случайно возросла до значения $U_{N1}>U_{N'}$. Тогда, согласно колебательной характеристике, амплитуда анодного тока будет стремиться возрасти до значения I_{N1} . Ток такой амплитуды, согласно характеристике обратной связи, должен возбудить в цепи сетки напряжение амплитудой $U_{N2}>U_{N1}$, которое, в свою очередь, приведет к дальнейшему возрастанию амплитуды тока и т. д. Таким образом, при случайном отклонении системы от состояния равновесия в сторону *увеличения* амплитуд колебаний система еще больше отклонится от состояния равновесия: амплитуды колебаний начнут *растать*, и этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока система не придет к состоянию, соответствующему второй точке (N) пересечения характеристик. Следовательно, состояние равновесия, соответствующее точке N' , является динамически неустойчивым. К такому же выводу приводит и рассмотрение отклонения от состояния равновесия в точке N' в сторону *уменьшения* амплитуд колебаний; в этом случае колебания в системе затухают до нуля.

Рассуждая аналогично, можно прийти к выводу, что вторая точка пересечения (N) соответствует, наоборот, динамически устойчивому состоянию стационарных колебаний ($U_N=U_{vm}^*$, $I_N=I_{alm}^*$), а нулевая точка ($U_{vm}=0$; $I_{alm}=0$) — статически устойчивому состоянию равновесия. Это значит, что при обратной связи, определяемой прямой ON , автогенератор не может возбудиться иначе, как при наличии внешнего толчка, возбуждающего (хотя бы кратковременно) в цепи сетки напряжение амплитудой $U_{vm}>U_{N'}$. При отсутствии внешнего толчка случайно возникшие в системе колебания флюктуационного происхождения амплитудой $U_{vm}<U_{N'}$ затухнут (точнее, система не выйдет из состояния «шумового» возбуждения, обусловливаемого внутренними флюктуациями).

9. Сопоставляя два случая (рис. 20 и 22) пересечения колебательной характеристики с линией обратной связи, можно прийти к такому общему правилу:

Если в точке пересечения характеристик крутизна линии обратной связи превышает крутизну колебательной характеристики, то состояние равновесия (состояние стационарных колебаний) является динамически устойчивым; в противном случае оно оказывается неустойчивым. Состояние равновесия будет обязательно динамически устойчивым, если колебательная характеристика и линия обратной связи пересекаются только в одной точке.

Эти положения были строго обоснованы в Московском Государственном университете А. Е. Безменовым [14], который установил связь метода колебательных характеристик с общей теорией автогенератора.

10. Вернемся опять к характеристике вида, показанного на рис. 22. С увеличением степени обратной связи наклон линии ON

обратной связи ($\beta = \text{arc ctg } kR_{\text{кр}}$) уменьшается (рис. 23,а). Первая точка (N') пересечения характеристик приблизится к началу координат, а вторая точка (N) — удалится. Теперь для возможности возбуждения автогенератора потребуются воздействие начального внешнего толчка меньшей амплитуды $U_{N'}$. Увеличивая еще больше связь, можно добиться такого положения, что при некотором критическом значении коэффициента обратной связи ($k_{\text{к1}}$) линия $ON_{\text{к1}}$ обратной связи станет касательной к колебательной характеристике в нулевой точке:

$$\text{tg } \beta_{\text{к1}} = \frac{1}{k_{\text{к1}}R_{\text{кр}}} = \left(\frac{dF_{\text{к}}(U_{\text{Вм}})}{dU_{\text{Вм}}} \right)_{U_{\text{Вм}}=0} \quad (3.60)$$

Применяя приведенные выше рассуждения, можно убедиться, что при такой связи возбуждение автогенератора окажется воз-

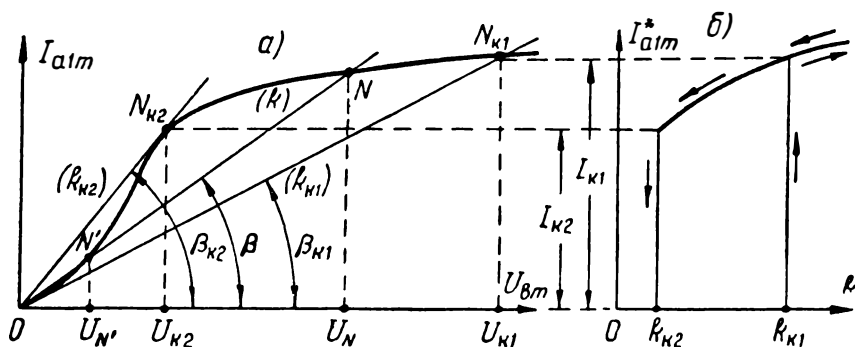


Рис. 3.23. Жесткий режим самовозбуждения автогенератора.

можным и при отсутствии внешнего толчка конечной амплитуды. Таким образом, выражаемый формулой (60) угол $\beta_{\text{к1}}$ наклона линии обратной связи определяет минимальное значение коэффициента обратной связи $k_{\text{к1}} = k_{\text{мин}}$, при котором возможно самовозбуждение автогенератора. При этом стационарная амплитуда тока $I_{\text{a1m}}^* = I_{\text{к1}}$ (рис. 23,а, б). Если теперь еще больше увеличить степень обратной связи, амплитуда тока возрастет. При уменьшении же обратной связи уже *возбужденного автогенератора* амплитуда колебаний начнет уменьшаться, причем в системе возможно существование динамически устойчивых стационарных колебаний и при обратной связи, меньшей критической (т. е. при $k < k_{\text{к1}}$). Только при уменьшении обратной связи до другого критического значения, определяемого углом $\beta_{\text{к2}} = \text{arc ctg } k_{\text{к2}}R_{\text{кр}}$, при котором линия $ON_{\text{к2}}$ становится касательной к колебательной характеристике в некоторой точке $N_{\text{к2}}$ (рис. 23,а), колебания срываются. При угле наклона $\beta > \beta_{\text{к2}}$ линия обратной связи не пересекается с колебательной характеристикой ни в одной

точке. При такой связи возбуждение автоколебаний невозможно даже при воздействии внешнего начального толчка любой амплитуды. Зависимость $I_{alm}^* = F^*(k)$ изображена на рис. 23,б.

11. Представленные на рис. 23 кривые являются типичными для так называемого *жесткого режима самовозбуждения* автогенератора. Жесткий режим самовозбуждения и соответствующая ему колебательная характеристика отличаются следующими особенностями:

а) колебательная характеристика имеет вид кривой, обладающей точкой перегиба; она может пересечься с линией обратной связи в двух точках (не считая начала координат); лишь при обратной связи, большей критической ($k > k_{к1}$), колебательная характеристика имеет одну точку пересечения с линией обратной связи;

б) амплитуда стационарных колебаний даже при критической обратной связи отличается от нуля;

в) критическая обратная связь *самовозбуждения* ($k_{к1}$) больше критической обратной связи *срыва* колебаний ($k_{к2}$);

г) при $k_{к2} < k < k_{к1}$ возбуждение автогенератора возможно только при воздействии начального внешнего толчка некоторой амплитуды ($U_{вм0} > U_{N'}$, см. рис. 23,а); такое возбуждение автогенератора называется *ударным*.

С ударным возбуждением автоколебаний приходится сталкиваться при внезапном приложении к цепи автогенератора питающего (например, анодного) напряжения. В этом случае в колебательном контуре возбуждаются колебания (за счет *включающего действия*) более или менее значительной начальной амплитуды $U_{вм0}$, если только длительность фронта включаемого напряжения не очень велика сравнительно с периодом возбуждаемых колебаний.

12. Выше, для большей ясности и простоты, мы исходили из динамической характеристики лампы (или, в пренебрежении анодной реакцией, — из статической характеристики). Более правильным было бы исходить из характеристики $\Phi(u)$ *управляющего напряжения* $u = u_c + Du_a$ (рис. 1.21). Все построенные графики и выводы останутся справедливыми, если заменить в них амплитуду $U_{вм}$ амплитудой управляющего напряжения

$$U_m = U_{вм} - DU_{км} \cong I_{alm} R_{кp} (k - D),$$

где учитывается соотношение $u_{a-} = -u_{к-}$.

Построив колебательную характеристику $I_{alm} = F_k(U_m)$ и линию обратной связи $U_m = I_{alm} R_{кp} (k - D)$, можно указанным выше методом найти стационарную амплитуду тока $I_{alm}^* = F_k(U_{вм}^*)$, соответствующую заданной амплитуде U_m^* . После этого нетрудно найти и величины амплитуд:

$$U_{км}^* = I_{alm}^* R_{кp}; \quad U_{вм}^* = U_m^* + DU_{км}^*.$$

13. При жестком режиме самовозбуждения для возможности самовозбуждения автогенератора необходимо создать сильную

обратную связь $k > k_{к1}$ (рис. 23,а). Устанавливая столь сильную связь, мы, однако, не добиваемся заметного увеличения амплитуды тока в контуре. Из рис. 23 видно, что почти такая же амплитуда тока получается и при значительно более слабой связи.

Однако при такой связи автогенератор не самовозбуждается; его возбуждение можно осуществить одним из двух способов:

а) либо путем ударного возбуждения, для чего нужно создать начальные колебания амплитудой $U_{вм0} > U_N$, (рис. 23,а);

б) либо путем установки вначале сильной связи $k > k_{к1}$ (для возможности самовозбуждения) и последующего ее ослабления до нужного значения.

Оба способа возбуждения неудобны в эксплуатации. Предпочтительнее работать при *мягком* режиме самовозбуждения. Для этого нужно установить рабочую точку лампы вблизи середины «линейной» части характеристики, где крутизна максимальна (точка P_1 на рис. 19,а). Но получающийся при этом режим работы автогенератора оказывается энергетически невыгодным. Энергетически выгодный режим работы получается при установке рабочей точки лампы у нижнего сгиба ее характеристики (работа с отсечкой анодного тока). Но в этом случае получается *жесткий* режим самовозбуждения.

Указанное противоречие разрешается путем применения особого способа создания смещающего напряжения в сеточной цепи лампы. Идея способа заключается в создании *переменного* отрицательного смещения на сетке: малого (по абсолютной величине) — до возбуждения колебаний в автогенераторе и достаточно большого — после возбуждения колебаний значительной амплитуды.

Указанное противоречие разрешается путем применения особого способа создания смещающего напряжения в сеточной цепи лампы. Идея способа заключается в создании *переменного* отрицательного смещения на сетке: малого (по абсолютной величине) — до возбуждения колебаний в автогенераторе и достаточно большого — после возбуждения колебаний значительной амплитуды.

14. Различают два основных способа создания сеточного смещения: способ *автономного* смещения и способ *автоматического* смещения.

Автономное смещение (рис. 10) создается путем применения автономного источника смещающего напряжения нужной величины.

Автоматическое смещение (рис. 24) создается путем установки в цепи сетки специальной смещающей цепи, состоящей из элементов R_c и C_c . Действие смещающей цепи обуславливается протеканием сеточного тока i_c лампы.

15. Рассмотрим процессы, возникающие в цепи сетки при автоматическом смещении (рис. 24). Соответствующие временные диаграммы изображены на рис. 25.

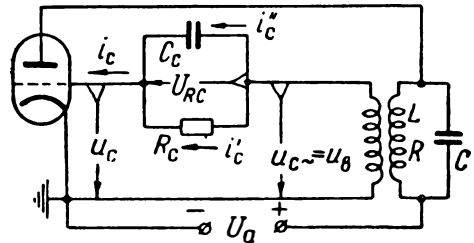


Рис. 3.24. Схема автоматического смещения.

В начальный момент времени, до возбуждения колебаний, напряжение U_{RC} на конденсаторе C_c равно нулю, чему соответствует нулевое смещение на сетке лампы ($U_c = 0$). При таком смещении должен иметь место мягкий режим самовозбуждения; амплитуда возбуждающего напряжения $u_b = u_{c\sim}$ постепенно нарастает (рис. 25,а). Если бы напряжение $U_{RC} = -U_c$ все время оставалось равным нулю, то в этом случае сеточное напряжение $u_c = -U_{RC} + u_b$ ничем

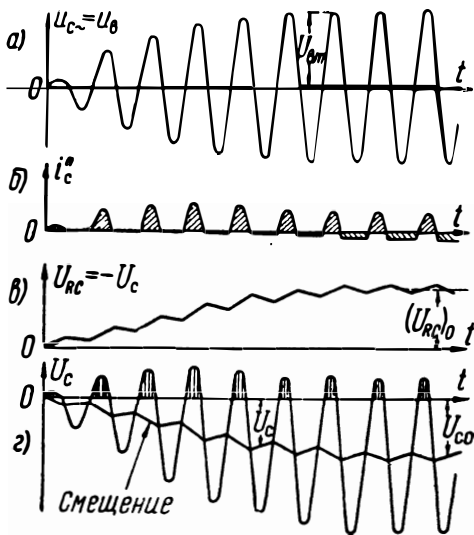


Рис. 3.25. Диаграммы процессов в цепи сетки при автоматическом смещении.

не отличалось бы от возбуждающего напряжения. Однако вследствие протекания сеточного тока i_c напряжение U_{RC} медленно повышается (рис. 25,б). Сопротивление R_c должно быть установлено весьма большим, ввиду чего при протекании сеточного тока i_c (при $u_c > 0$) он почти полностью замыкается через конденсатор C_c ($i_c \cong i_c'' \gg i_c'$). В течение же части периода, соответствующей $u_c < 0$, сеточный ток лампы практически полностью прекращается и конденсатор разряжается на сопротивление R_c . Здесь уже $i_c'' = -i_c' < 0$ (рис. 25,б). Вследствие большой величины R_c вначале ток разряда конденсатора по абсолютной величине значительно меньше тока его заряда. Поэтому понижение напряжения U_{RC} , получающееся за счет разряда конденсатора, оказывается вначале небольшим. Это обуславливает постепенное, с каждым периодом, нарастание напряжения на конденсаторе и такое же повышение (в абсолютном смысле) смещающего напряжения (рис. 25,г).

По мере нарастания напряжения на конденсаторе ток i_c' возрастает и, напротив, ток $i_c'' = i_c - i_c'$ уменьшается. В конце концов, наступает такое состояние, при котором заряд, получаемый конденсатором за период, сравнивается с теряемым им зарядом (различно заштрихованные на рис. 25,б площади уравниваются). После достижения такого состояния напряжение на конденсаторе, а следовательно, и смещающее напряжение лишь колеблются относительно среднего значения (постоянной составляющей) $U_{c0} = -I_{c0}R_c$, где I_{c0} — постоянная составляющая

сеточного тока в установившемся режиме. Переменная же составляющая смещающего напряжения имеет величину порядка $U_{c1m} \cong I_{c1m} / \omega_r C_c$, где I_{c1m} — амплитуда первой гармоники сеточного тока (влиянием сопротивления R_c , которое весьма велико, можно пренебречь). Для высших составляющих сеточного тока сопротивление конденсатора оказывается столь малым, что их влиянием можно пренебречь.

Токи I_{c0} и I_{c1m} имеют величину одного порядка. Поэтому отношение переменной составляющей к постоянной составляющей

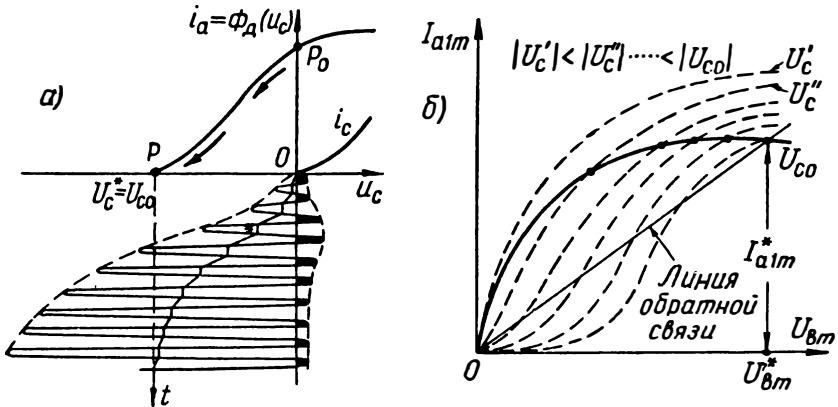


Рис. 3.26. Построение динамической колебательной характеристики при автоматическом смещении.

щей сеточного смещения, определяющее коэффициент пульсации, равно:

$$\gamma_{\text{пульс}} = \frac{U_{c1m}}{|U_{c0}|} = \frac{I_{c1m}}{I_{c0}} \frac{1}{\omega_r C_c R_c} \cong \frac{1}{\omega_r C_c R_c}. \quad (3.61)$$

Отсюда вытекает, что для достижения низкого коэффициента пульсации необходимо удовлетворить неравенству: $\omega_r C_c R_c \gg 1$. Удовлетворительные результаты получаются при $\omega_r C_c R_c \cong 20$. Следовательно, выбор параметров смещающей цепи можно производить, исходя из следующих соотношений:

$$|U_{c0}| = I_{c0} R_c; \quad \omega_r C_c R_c \geq 20. \quad (3.62)$$

Благодаря постепенному изменению смещающего напряжения рабочая точка лампы медленно сдвигается влево вдоль динамической характеристики (рис. 26,а) от начального положения P_0 к установившемуся положению P . Медленность этого процесса обуславливается сравнительно большой величиной емкости C_c . По этой причине до момента достижения максимального смещения на сетке проходит настолько большое число периодов колебаний, что амплитуда колебаний успевает нарасти до значе-

ния, близкого к стационарному. Каждому значению $U_c = U'_c, U''_c, \dots$ в стадии установления колебаний соответствует своя колебательная характеристика. Семейство таких характеристик показано (пунктиром) на рис. 26,б. Жирной кривой показана как бы динамическая колебательная характеристика, учитывающая постепенное изменение величины U_c . Хотя при стационарных колебаниях ($U_c^* = U_{c0}$) автогенератор работает в жестком режиме, тем не менее процесс *установления* колебаний в автогенераторе с автоматическим смещением протекает в мягком режиме.

16. Автоматическое смещение находит широкое применение в практике эксплуатации. Оно обеспечивает мягкий режим само-

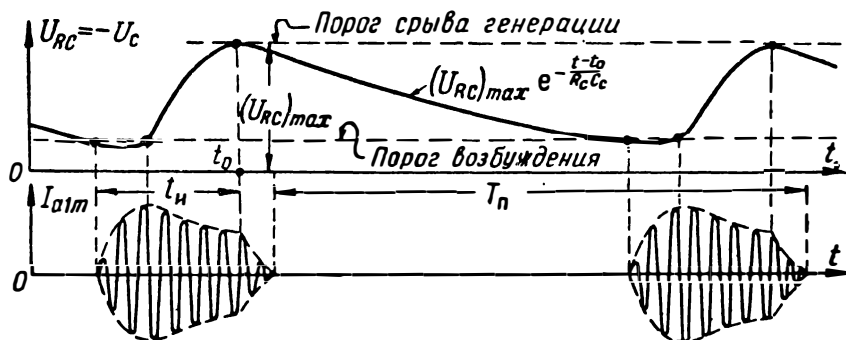


Рис. 3.27. Прерывистая генерация колебаний.

возбуждения, высокую экономичность генерации и не требует применения отдельного источника смещающего напряжения.

Практически применяемая схема автоматического смещения несколько (не принципиально) отличается от показанной на рис. 24: обычно сопротивление R_c приключается не параллельно конденсатору C_c , а между сеткой и катодом лампы, что конструктивно удобно. Иногда последовательно с сопротивлением R_c включается индуктивность L_c (для ослабления величины переменной составляющей сеточного тока, протекающего через R_c). При указанном включении сопротивления R_c сущность описанных выше процессов в цепи сетки не меняется.

17. Хотя применение автоматического смещения и позволяет получить мягкий режим самовозбуждения автогенератора, однако возникающие при этом колебания не всегда оказываются *динамически устойчивыми*. При некоторых условиях (при увеличении сопротивления R_c выше некоторого критического значения) возможен специфический режим работы автогенератора, при котором после самовозбуждения и быстрого нарастания амплитуды колебаний за счет продолжающегося нарастания смещающего напряжения, обусловленного протеканием сеточного тока, начинается затем снижение амплитуды колебаний до полного их затухания (рис. 27). Происходит как бы *самозапирание* автогенератора, приводящее к срыву генерации. В наступающей затем

паузе ($T_n - t_n$) конденсатор C_c постепенно разряжается на сопротивление R_c , и после его разряда до некоторого значения (определяющего порог возбуждения) автогенератор вновь самовозбуждается. Образуется специфический режим прерывистой генерации, при котором возбуждение колебаний и их срыв периодически повторяются со свойственной системе частотой.

Явление прерывистой генерации было в 1919 году открыто в Московской военной радиотехнической лаборатории (первое сообщение опубликовано в журнале «Радиотехник», № 8 за 1919 год) С. Н. Ржевским, который затем совместно с Б. А. Введенским [15] произвел теоретическое и экспериментальное исследование этого режима работы. Дальнейшее развитие теории прерывистой генерации было дано в работе Г. С. Горелика, В. А. Кузовкина и Е. Н. Секерской [16]. Прерывистая генерация колебаний нашла применение в импульсной технике (при импульсной модуляции автогенераторов).

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

44. В чем заключается сущность условий баланса фаз и амплитуд?

45. Каким образом можно экспериментально снять колебательную характеристику автогенератора? Будет ли снятая характеристика учитывать влияние анодной реакции?

46. Изменится ли вид экспериментальной снимаемой характеристики при изменении резонансного сопротивления колебательного контура?

Ответ. Несколько изменится за счет изменения влияния «анодной реакции».

47. Рабочая динамическая характеристика генераторной лампы выражается полиномом:

$$i_a = \Phi_d(u_b) = 30 + 1,2u_b - 0,25 \cdot 10^{-3} u_b^3 \text{ (ма)}.$$

Резонансное сопротивление контура $R_{кр} = 20 \text{ ком}$. Определить вид колебательной характеристики и зависимость стационарной амплитуды тока I_{alm}^* от коэффициента обратной связи.

О т в е т .

$$I_{alm} = F_k(U_{вм}) = 1,2U_{вм} - 0,1875 \cdot 10^{-3} U_{вм}^3 \text{ (ма)};$$

$$I_{alm}^* = F^*(k) = \sqrt{\frac{24k - 1}{1,5k^3}} \text{ (ма)}.$$

Критическое значение коэффициента обратной связи $k_k = 0,0417$. Решение имеет смысл лишь при: $U_{вм} \leq 40 \text{ в}$; $I_{alm} \leq 36 \text{ ма}$; $k \leq 0,055$.

48. Рабочая динамическая характеристика лампы выражается функцией $\Phi_d(u_b)$, которая при $u_b < 0$ равна нулю, а при $u_b \geq 0$ выражается полиномом $\Phi_d(u_b) = 1,5u_b - 0,2 \cdot 10^{-3} u_b^3 \text{ (ма)}$. Определить вид колебательной характеристики. Является ли режим самовозбуждения мягким или жестким?

Р е ш е н и е. Амплитуда тока первой гармонической составляющей

$$I_{alm} = \frac{\omega_r}{\pi} \int_0^{T_r} \Phi_d(u_b) \sin \omega_r t dt = \frac{\omega_r}{\pi} \int_0^{0,5T_r} [1,5U_{вм} \sin \omega_r t - 0,2 \cdot 10^{-3} U_{вм}^3 \sin^3 \omega_r t] \sin \omega_r t dt = 0,75U_{вм} - 0,15 \cdot 10^{-3} U_{вм}^3.$$

Следовательно, колебательная характеристика имеет вид функции, характеризующейся монотонно падающей крутизной. Поэтому режим самовозбуждения является мягким. При $U_{вм} > 41 \text{ в}$ крутизна колебательной характеристики становится отрицательной. При $U_{вм} > 70 \text{ в}$ выражение динамической характеристики $\Phi_d(u_b)$ теряет смысл.

49. Каков будет режим самовозбуждения в рассмотренном в задаче 48 случае, если рабочая точка будет смещена влево?

О т в е т. Режим самовозбуждения станет жестким.

50. Возможно ли при жестком режиме возбуждение колебаний, если коэффициент обратной связи меньше критического?

51. Каковы недостатки работы при мягком режиме самовозбуждения, если смещение в цепи сетки является автономным?

52. Каким образом можно построить колебательную характеристику автогенератора, соответствующую автоматическому смещению сетки лампы?

53. Определить параметры цепи автоматического смещения автогенератора, работающего при частоте 20 мГц и смещении (в режиме стационарных колебаний) $U_{c0} = -20$ в, если постоянная составляющая сеточного тока $I_{c0} = 2,5$ ма.

О т в е т. $R_c = 8$ ком, $C_c = 20$ пф.

54. Как сказывается протекание сеточного тока и включение сопротивления R_c в цепь смещения на добротность колебательной системы автогенератора?

О т в е т. Сеточный ток понижает добротность системы. Включение сопротивления R_c само по себе почти не оказывает влияния на добротность, так как переменная составляющая сеточного тока почти не протекает через R_c .

55. Решите задачу 35 методом колебательных характеристик.

§ 7. АМПЛИТУДА И ЧАСТОТА СТАЦИОНАРНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Квазилинейные методы анализа.—Исходные положения квазилинейной теории автогенератора.—Средняя крутизна характеристики как нелинейная функция амплитуды колебаний.—Сущность квазилинейного метода анализа.—Понятие о комплексной средней крутизне.—Комплексное уравнение автогенератора.—Уравнение баланса амплитуд.—Амплитуда стационарных колебаний и их устойчивость при мягком и жестком режимах самовозбуждения.—Условие динамической устойчивости стационарных колебаний.—Уравнение баланса фаз.—Выражение углов сдвига фаз колебаний, определяющих уравнение баланса фаз.—«Линейная» и нелинейная поправки на частоту колебаний.—Вопросы и задачи.

1. Достаточно полное выяснение сложных физических процессов в автогенераторе может быть получено только на базе строгой нелинейной теории. В этом и заключается особое значение нелинейной теории колебаний. Однако результаты строгого анализа настолько сложны, что затрудняют их использование при технических расчетах. В этом отношении преимущество линейной теории является бесспорным. Но линейная теория не в состоянии ответить на ряд важных вопросов, касающихся, в частности, амплитуды и частоты стационарных колебаний. Вследствие этого практическую ценность представляла бы такая «линейная» теория автогенератора, которая, упрощая метод анализа путем пренебрежения второстепенными деталями нелинейного процесса, учитывала бы эту нелинейность в основном его проявлении. Подобные «якобы линейные» теории по существу нелинейных процессов называются *квазилинейными* теориями.

2. Разработке квазилинейных методов анализа процессов в ламповых генераторах посвящены труды многих советских ученых. Основоположником этого направления является М. В. Шулейкин, который предложил метод расчета лампового генера-

тора путем «спрямления» статических характеристик лампы. Метод был затем развит в работах ряда советских ученых, и особенно в трудах А. И. Берга. Разработанный им и его учениками метод расчета ламповых генераторов, ставший классическим, нашел широкое применение в инженерной практике.

Весьма интересный в принципиальном отношении и важный в техническом отношении квазилинейный метод анализа процессов в автогенераторе был в двадцатых годах разработан в Ленинградском физико-техническом институте. Отправляясь от некоторых положений, высказанных немецким ученым Баркгаузеном, Ю. Б. Кобзарев разработал стройную теорию автогенератора, позволяющую учесть влияние сеточного тока лампы, режима ее работы, а также влияние высших гармонических тока лампы [17]. Как это было показано в другой работе того же автора [18], вопреки некоторым высказываниям, квазилинейный метод дает возможность изучить не только периодические режимы и их устойчивость, но и более сложные режимы работы автогенераторов, подвергающихся воздействию внешней гармонической силы. Развитый затем в трудах других советских ученых квазилинейный метод анализа нелинейных процессов нашел весьма широкое применение.

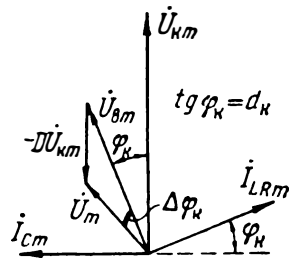


Рис.3.28. Векторная диаграмма управляющего напряжения.

3. Квазилинейный метод анализа процессов в автогенераторе базируется на следующих основных (исходных) соотношениях:

а) Принимается, что напряжения на колебательном контуре и в цепи сетки изменяются почти по гармоническому закону с частотой ω_r генерации. В силу этого и *управляющее напряжение* лампы также изменяется по гармоническому закону:

$$u_{\sim} = u_{c\sim} + Du_{a\sim} = u_b - Du_{k\sim} = U_m \sin \omega_r t, \quad (3.63)$$

где комплексная амплитуда управляющего напряжения (рис. 28)

$$\dot{U}_m = \dot{U}_{vm} - D\dot{U}_{km}. \quad (3.64)$$

б) Принимается (см. гл. 1, § 3, п. 6, рис. 1.21), что, несмотря на нелинейность характеристики лампы, ее проницаемость остается постоянной: $D = \text{const}$. В силу этого рабочая характеристика лампы может быть представлена в виде некоторой нелинейной функции управляющего напряжения:

$$i_a = \Phi_p(u_{\sim}) = I_{ap} + a_1 u_{\sim} + a_2 u_{\sim}^2 + a_3 u_{\sim}^3 + a_4 u_{\sim}^4 + \dots \quad (3.65)$$

в) Вследствие нелинейности характеристики лампы ее анодный ток содержит гармонические составляющие разных частот, кратных частоте ω_r . Все эти составляющие находятся подстановкой в уравнение (65) функции (63) и выражаются форму-

лами (1.44). В первую очередь нас интересует составляющая основной частоты, амплитуда которой равна:

$$I_{alm} = a_1 U_m + \frac{3}{4} a_3 U_m^3 + \frac{5}{8} a_5 U_m^5 + \dots \quad (3.66)$$

г) Соотношение (66) позволяет ввести понятие о *средней крутизне* ламповой характеристики

$$S_c = \frac{I_{alm}}{U_m} = a_1 + \frac{3}{4} a_3 U_m^2 + \frac{5}{8} a_5 U_m^4 + \dots = S_c(U_m), \quad (3.67)$$

как о некоторой постоянной при данной амплитуде колебаний величине, *связывающей амплитуду первой гармонической анодного тока с амплитудой управляющего напряжения*. Постоянной будет при этих условиях и величина среднего сопротивления лампы:

$$R_{вс} = \frac{1}{DS_c}. \quad (3.68)$$

Однако усредненные (за период) параметры S_c и $R_{вс}$ представляют собой *нелинейные функции* амплитуды колебаний, что и учитывает нелинейные свойства лампы.

Средняя крутизна S_c отличается, в общем случае, от средней в геометрическом смысле крутизны S_x (по хорде), определяемой формулой (1.3) (см. рис. 1.2). В ряде случаев, однако, крутизна S_x дает качественное представление и о средней крутизне S_c . Так, например, для характеристики $i_a = I_{ap} + a_1 u_c + a_3 u_c^3$ ($a_3 < 0$) можно показать, что $S_x = a_1 + a_3 U_m^2$; средняя же крутизна $S_c = a_1 + 0,75 a_3 U_m^2$.

4. Соотношения (67) и (68) позволяют следующим образом сформулировать сущность квазилинейного метода.

Так как для заданной (в частности, стационарной) амплитуды колебаний усредненные параметры лампы являются постоянными, единственный нелинейный элемент автогенератора — лампа — становится «как бы линейным» элементом. Это делает возможным применить *метод комплексных амплитуд* и воспользоваться любым известным способом анализа процессов в линейных цепях. В частности, для цепи автогенератора можно составить уравнения Кирхгофа в комплексных амплитудах. Полученное *комплексное* уравнение следует затем разбить на два *вещественных* уравнения, из которых и определяются две неизвестные величины: амплитуда стационарных колебаний ($U_m = U_m^*$) и частота ω_r^* генерации. Можно также исходить и из дифференциального уравнения (16) автогенератора, которое благодаря введению усредненных величин допустимо рассматривать как линейное.

5. Остановимся на одном принципиальном обстоятельстве, раскрытом Ю. Б. Кобзаревым. Соотношения (67) и (68) опреде-

ляют величины средней крутизны и внутреннего сопротивления лампы. В общем же случае следует исходить из соотношений:

$$\frac{I_{alm}}{\dot{U}_m} = \dot{S}_c = S_c e^{j\varphi_s}, \quad R_{вс} = \frac{1}{D\dot{S}_c} = R_{вс} e^{-j\varphi_s}, \quad (3.69)$$

определяющих указанные параметры как комплексные величины.

Понятие о комплексной крутизне было впервые введено Ю. Б. Кобзаревым в 1928 году на одном из семинаров Ленинградского политехнического института [17]. До этого было распространено мнение, сформулированное в известных монографиях Баркгаузена и Меллера, что средняя крутизна — величина чисто вещественная. Это допущение обосновывалось безинерционностью лампы. Однако ни само допущение, ни его обоснование не являются правильными. Безинерционность лампы означает лишь то, что анодный ток является вполне определенной функцией напряжений на электродах лампы и — только этих напряжений. Вещественность же крутизны требует совпадения по фазе первых гармонических анодного тока и управляющего напряжения лампы, что из безинерционности лампы не вытекает. Это легко

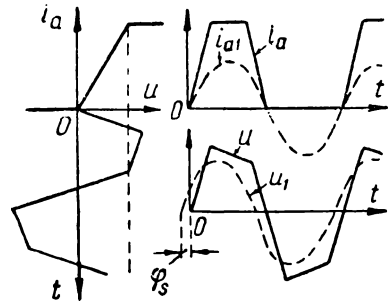


Рис. 3.29. Фазовый сдвиг между гармоническими составляющими u_1 и i_{a1} , обусловленный асимметрией формы управляющего напряжения u .

уяснить из следующего примера, приведенного Ю. Б. Кобзаревым.

Пусть характеристика управляющего напряжения изображается ломаной линией (рис. 29); пусть управляющее напряжение $u(t)$ отличается некоторой асимметрией формы. В этом случае первые гармонические составляющие i_{a1} и u_1 (показаны на рис. 29 пунктиром) расходятся по фазе. Следовательно, крутизна должна выражаться комплексом $S_c e^{j\varphi_s}$, где для показанного на рис. 29 примера $\varphi_s < 0$.

Большая или меньшая асимметрия формы управляющего напряжения может явиться результатом влияния высших гармонических анодного тока, искажающих форму кривой напряжения на контуре, а следовательно, и форму управляющего напряжения лампы. Это, вообще говоря, небольшое влияние высших гармоник может привести к заметному изменению частоты генерируемых колебаний, требования к постоянству которой очень велики.

6. Обратимся к комплексному уравнению автогенератора (рис. 10)*. При выводе пренебрежем влиянием сеточного тока, учет которого возможен [17].

* Приводимые ниже соотношения можно распространить и на другие варианты схем автогенератора.

Интересуясь стационарными колебаниями в автогенераторе, обозначим через $\dot{U}_{км}^*$, $\dot{U}_{вт}^*$, \dot{U}_m^* , i_{alm}^* комплексные амплитуды напряжений и токов в режиме стационарных колебаний и через \dot{S}_c^* и $\dot{R}_{вс}^*$ соответствующие этому режиму параметры лампы. Обозначим также через $\dot{Z}_к = Z_к e^{j\varphi_z}$ комплексное сопротивление колебательного контура при частоте ω_r^* стационарных колебаний.

Согласно соотношению (67), первая гармоника анодного тока $i_{alm}^* = \dot{S}_c^* \dot{U}_m^*$. Ток такой амплитуды вызовет появление на контуре напряжения амплитудой $\dot{U}_{км}^* = i_{alm}^* \dot{Z}_к = \dot{S}_c^* \dot{U}_m^* \dot{Z}_к$, которое благодаря обратной связи вызовет появление возбуждающего напряжения $\dot{U}_{вт}^* = k \dot{U}_{км}^*$. Последнее, согласно формуле (64), определит комплексную амплитуду управляющего напряжения $\dot{U}_{вт}^* - D \dot{U}_{км}^*$, которая в режиме стационарных колебаний должна совпадать с исходной амплитудой \dot{U}_m^* , т. е.

$$\dot{U}_{км}^* (k - D) = \dot{S}_c^* \dot{U}_m^* \dot{Z}_к (k - D) = \dot{U}_m^*.$$

Отсюда получаем комплексное уравнение, выражающее условие стационарности колебаний:

$$\dot{S}_c^* \dot{Z}_к (k - D) = 1. \quad (3.70)$$

Обозначив комплексную величину разности

$$\dot{k} - D = |\dot{k} - D| e^{j\varphi_{k-D}} \quad (3.71)$$

и учитывая обозначение (69), представим уравнение (70) в виде:

$$S_c^* Z_к |\dot{k} - D| e^{j(\varphi_s + \varphi_z + \varphi_{k-D})} = 1.$$

Написанное уравнение распадается на два уравнения:

$$S_c^* Z_к |\dot{k} - D| = 1; \quad (3.72)$$

$$\Sigma \varphi = \varphi_s + \varphi_z + \varphi_{k-D} = 0. \quad (3.73)$$

Уравнение (72) выражает условие *баланса амплитуд*, а уравнение (73) — условие *баланса фаз*. Уравнение (72) позволяет найти амплитуду стационарных колебаний и оценить их устойчивость, а уравнение (73) — частоту ω_r^* генерируемых колебаний. Рассмотрим каждое из уравнений в отдельности.

а) Амплитуда стационарных колебаний и их устойчивость

7. Учитывая, что частота ω_r^* весьма близка к резонансной частоте контура, при оценке амплитуды колебаний допустимо без сколько-нибудь ощутительной погрешности считать

$Z_k \cong Z_{кр} = R_{кр}$. Далее, как это вытекает из формулы (29), $|\dot{k} - D| \cong |k - D|$. Это позволяет представить уравнение (72) в более простой форме:

$$S_c^* R_{кр} (k - D) = 1. \quad (3.74)$$

Из сравнения этой формулы с формулой (31), выражающей условие самовозбуждения, видно, что формально они совпадают, если заменить в формуле (31) знак *неравенства* знаком *равенства*. Однако принципиальное различие обеих формул не ограничивается различием в знаках; в условии самовозбуждения фигурирует крутизна S_p статической характеристики *в рабочей точке* лампы, а в уравнение баланса амплитуд входит *средняя крутизна* характеристики, являющаяся функцией амплитуды колебаний.

Физический смысл уравнения баланса амплитуд был сформулирован в начале предыдущего параграфа. Можно сказать, что при заданных значениях сопротивления $R_{кр}$ и коэффициента обратной связи должна установиться такая амплитуда колебаний, при которой средняя крутизна S_c удовлетворяет уравнению (74). Следовательно, для нахождения амплитуды U_m^* нужно значение $S_c = S_c(U_m)$, выражаемое формулой (67), приравнять значению S_c^* , получаемому из формулы (74), и решить образованное уравнение относительно $U_m = U_m^*$:

$$S_c(U_m) = a_1 + \frac{3}{4} a_3 U_m^2 + \frac{5}{8} a_5 U_m^4 + \dots = \frac{1}{R_{кр}(k-D)}. \quad (3.75)$$

Уравнение (75) может быть также решено и относительно k : оно тогда будет определять коэффициент обратной связи, при котором амплитуда стационарных колебаний имеет заданную величину U_m . Во всех случаях необходимо проверить, соответствует ли найденное решение динамически устойчивому состоянию равновесия.

8. Уравнение (75) может быть решено графически. Это решение сразу же выясняет и вопрос об устойчивости колебаний.

На рис. 30 представлена типичная кривая зависимости $S_c(U_m)$, выражающей левую часть уравнения (75); правая часть уравнения (75) выражает некоторое определенное значение средней крутизны $S_c = S_c^*$, которому на графике соответствует прямая AB , параллельная оси абсцисс. Точка N^* пересечения определяет стационарную амплитуду U_m^* .

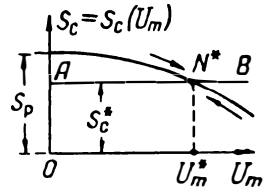


Рис. 3.30. Зависимость средней крутизны характеристики от амплитуды управляющего напряжения.

Зная величины k, D и U_m^* , нетрудно найти и амплитуды напряжения на контуре и возбуждающего напряжения:

$$U_{km}^* = \frac{U_m^*}{|k-D|} \cong \frac{U_m^*}{k-D}; U_{vm}^* = kU_{km}^* \cong \frac{k}{k-D} U_m^*. \quad (3.76)$$

9. Показанная на рис. 30 зависимость $S_c(U_m)$ отличается тем, что при $U_m=0$ средняя крутизна имеет максимальное значение, и она монотонно падает с увеличением амплитуды U_m . Такой вид зависимости $S_c(U_m)$ получается в случаях, когда в уравнении (65) рабочей характеристики лампы коэффициент $a_5 \leq 0$ (также, как и остальные *высшие* коэффициенты полинома), а коэффициенты $a_1 > 0$ и $a_3 < 0$. В этом случае, соответствующем расположению рабочей точки Р в середине «линейной» части характеристики лампы, крутизна $S = S_p$ оказывается наибольшей. Именно этому значению крутизны статической характеристики равна также и максимальная средняя крутизна (получающаяся при $U_m \rightarrow 0$), т. е. $(S_c)_{max} = S_p$.

Следующие простые рассуждения убеждают в том, что точка N^* (рис. 31) соответствует динамически устойчивому состоянию равновесия.

Пусть $U_m = U_m^*$, и по какой-нибудь случайной причине амплитуда U_m несколько возросла. Из рис. 30 видно, что в этом случае средняя крутизна упадет до некоторого значения, меньшего S_c^* . Это должно привести к уменьшению энергии, вводимой в систему за период, над энергией потерь. Следовательно, колебания начнут затухать, и амплитуда U_m будет приближаться к значению U_m^* . Дальнейшего уменьшения амплитуды U_m (ниже значения U_m^*) не произойдет, так как при $U_m < U_m^*$ средняя крутизна $S_c > S_c^*$. Путем таких же рассуждений приходим к выводу, что случайно возникшие в автогенераторе колебания сколько угодно малой амплитуды должны нарастать до достижения стационарной амплитуды.

10. Имея зависимость $S_c = S_c(U_m)$, нетрудно изучить зависимость амплитуды стационарных колебаний от величины коэффициента обратной связи (рис. 31). Для этого следует провести прямые $A_i B_i (i = 1, 2, \dots)$, параллельные оси абсцисс ($S_c = S_{ci} = \text{const}$), соответствующие различным значениям $k = k_i$. Точки N_i пересечения этих прямых с кривой $S_c(U_m)$ определяют амплитуды U_{mi}^* стационарных колебаний.

Из формулы (74) следует, что с уменьшением обратной связи возрастает средняя крутизна S_c^* , удовлетворяющая условию баланса амплитуд. При достаточно слабой связи $k = k_1 < k_k$, где

k_k — критическая обратная связь, удовлетворяющая равенству

$$(S_c)_{max} R_{кр} (k_k - D) = 1, \quad (3.76a)$$

прямая $A_1 B_1$ вообще не пересекается с кривой $S_c(U_m)$. При критической связи ($k = k_2 = k_k$) прямая $A_2 B_2$ касается кривой $S_c(U_m)$ в точке N_2 , в которой $U_m = 0$ и $S_c = (S_c)_{max} = S_p$. Лишь при обратной связи выше критической возможно самовозбуждение.

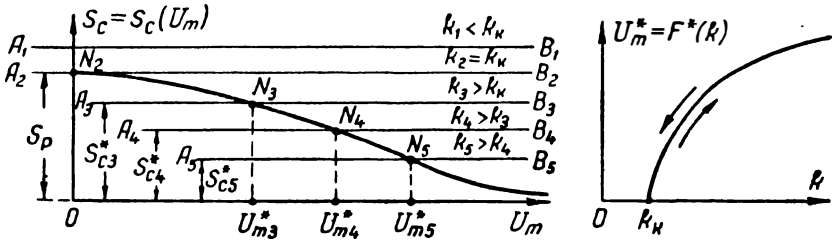


Рис. 3.31. Графики средней крутизны S_c и амплитуды U_m^* стационарных колебаний при мягком режиме самовозбуждения.

Представленные на рис. 31 зависимости соответствуют *мягкому режиму самовозбуждения*, отличительные особенности которого были рассмотрены в п. 7 предыдущего параграфа.

11. *Жесткий режим самовозбуждения* получается тогда, когда коэффициенты степенного полинома (65) имеют значения: $a_1 > 0$, $a_3 > 0$, $a_5 < 0$ и все остальные высшие коэффициенты $a_i \leq 0$. Это соответствует расположению рабочей точки P у нижнего сгиба характеристики лампы. Из выражения (67) следует, что в этом случае функция $S_c(U_m)$ имеет максимум, который находится из условия:

$$\frac{dS_c}{dU_m} = \frac{6}{4} a_3 U_m + \frac{20}{8} a_5 U_m^3 + \dots = 0.$$

Для случая, когда $a_7 = a_8 = \dots = 0$, экстремальные значения $U_m = U_{m9}$ и $S_c = S_{c9}$ (кроме $U_m = 0$, где $S_c = a_1 = S_p$), равны:

$$U_{m9} = \sqrt{-0,6 \frac{a_3}{a_5}}; \quad S_{c9} = (S_c)_{max} = a_1 - 0,225 \frac{a_3^2}{a_5}, \quad (3.77)$$

и кривая $S_c(U_m)$ принимает вид, показанный на рис. 32,а.

Проводя, как и раньше, прямые $A_i B_i$, параллельные оси абсцисс ($S_c = S_c^* = \text{const}$), соответствующие различным значениям коэффициента обратной связи, можно найти точки пересечения этих прямых с кривой $S_c(U_m)$, в которых удовлетворяется условие (74). Очевидно, что при связи, меньшей некоторого критического значения $k_{к2}$, удовлетворяющего уравнению

$$S_{c9} R_{кр} (k_{к2} - D) = 1, \quad (3.78)$$

точки пересечения отсутствуют и возбуждение колебаний в автогенераторе невозможно ни при каких обстоятельствах. При $k = k_{к2}$ существует точка касания N (рис. 32,а). При $k > k_{к2}$, но меньшем некоторой другой критической связи $k_{к1}$, получаются две точки пересечения (N' и N''), в которых уравнение баланса амплитуд удовлетворяется. Критическая связь $k_{к1}$ удовлетворяет уравнению (74) в точках N'_1 и N''_1 ($U_m = 0$ и $U_m = U_{мк}^*$), где крутизна $S_c = S_p = a_1$:

$$S_p R_{кp} (k_{к1} - D) = 1. \quad (3.79)$$

Лишь при $k > k_{к1}$ существует только одна точка пересечения N^* , в которой уравнение (74) удовлетворяется. Заметим, что определяемые формулами (78) и (79) значения критических коэффици-

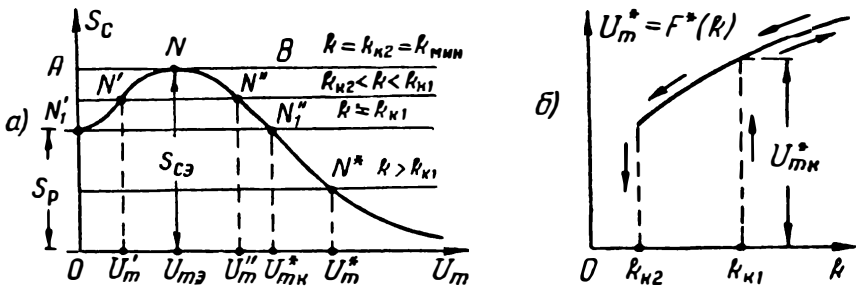


Рис. 3.32. Графики средней крутизны S_c амплитуды и U_m^* стационарных колебаний при жестком режиме самовозбуждения.

ентов связи имеют ту же величину, что и установленные в § 6 значения при жестком режиме самовозбуждения (см. рис. 23).

Применяя рассуждения, аналогичные приведенным в п. 9, можно убедиться в том, что точка N^* (рис. 32,а) соответствует динамически устойчивому состоянию равновесия. То же можно сказать и о второй точке пересечения N'' , соответствующей коэффициенту k , где $k_{к2} < k < k_{к1}$. Что же касается точки N' , то она соответствует динамически неустойчивому состоянию равновесия. Действительно, при $U_m = U'_m$ и небольшом случайном возрастании амплитуды колебаний средняя крутизна S_c начинает превышать значение S_c^* ; это приведет к еще большему увеличению амплитуды колебаний. Обратное произойдет при $U_m < U'_m$: колебания затухнут до нуля.

Из изложенного вытекает, что при отсутствии внешнего начального воздействия конечной величины самовозбуждение возможно лишь при обратной связи $k > k_{к1}$. При наличии же начального толчка (возбуждающего начальную амплитуду $U_{m0} > U'_m$) автогенератор возбуждается при связи k , удовлетворяющей не-

равенству: $k_{к2} < k < k_{к1}$. Если же автогенератор находится в возбужденном состоянии, то срыв генерации происходит при связи $k = k_{к2}$ (рис. 32,б). Такое положение является характерным для жесткого режима самовозбуждения (см. § 6, п. 11).

12. Из приведенного выше рассмотрения устойчивости стационарных колебаний при мягком и жестком режиме самовозбуждения (рис. 31 и 32) следует, что динамически устойчивое состояние стационарных колебаний должно иметь место лишь в таких точках зависимости $S_c(U_m)$, которые расположены на падающих участках этой зависимости.

13. Выводы, касающиеся амплитуды стационарных колебаний и их устойчивости, полученные из квазилинейного анализа, принципиально не отличаются от выводов, полученных из анализа колебательных характеристик. Однако соотношения, вытекающие из квазилинейного анализа, более удобны для технических расчетов. Квазилинейный метод позволяет определить также и частоту генерации, к чему мы и приступаем.

б) Частота генерируемых колебаний

14. Уравнение (73) позволяет найти частоту генерации и оценить влияние различных факторов на стабильность частоты.

Физическая сущность условия баланса фаз, выражаемого уравнением (73), была сформулирована в начале предыдущего параграфа. Обращаясь к векторной диаграмме (рис. 33,а), можно дать следующее геометрическое толкование уравнению баланса фаз.

Примем вектор i_{alm}^* в качестве исходного в последующих рассуждениях. Этот вектор определяет вектор напряжения на контуре ($\dot{U}_{км}^* = i_{alm}^* Z_{к} e^{j\varphi_z}$), сдвинутый на угол φ_z относительно вектора тока (угол φ_z обычно имеет весьма малую положительную или отрицательную величину; на рис. 30,а $\varphi_z < 0$). Благодаря обратной связи в цепи сетки возбуждается напряжение, которое совместно с анодным напряжением обуславливает определенную величину управляющего напряжения: $\dot{U}_m^* = \dot{U}_{км}^* |k - D| e^{j\varphi_{к-D}}$; аргумент $\varphi_{к-D}$ выражает сдвиг фаз вектора \dot{U}_m^* по отношению к $\dot{U}_{км}^*$. Управляющее напряжение, в свою очередь, вызывает анодный ток, первая гармоника которого характеризуется вектором $i_{alm}^* = \dot{U}_m^* S_c^* e^{j\varphi_s}$ (на рис. 33,а $\varphi_s < 0$)*.

Очевидно, что фаза анодного тока, к которому мы вернулись в конце приведенных выше рассуждений, должна физически совпадать с фазой анодного тока, исходного в цепи наших рассуж-

* Можно условиться все углы сдвига фаз отсчитывать только в положительном направлении, как это показано на рис. 33,б.

дений. Поэтому сумма всех углов сдвига фаз: $\varphi_Z + \varphi_{k-D} + \varphi_S = 2\pi \cdot n$, где n целое число. В приведенном на рис. 33,б примере $n = 2$. Если же аргументы φ выражать положительными или отрицательными углами (рис. 33,а), то тогда $\Sigma\varphi = 0$, что и было нами принято в уравнении (73).

15. Найдем выражения для углов сдвига фаз, входящих в уравнение (73).

Согласно формуле (29) $k - D = (k_a - D) + jk_a d_k$; отсюда

$$\varphi_{k-D} = \operatorname{arctg} \frac{k_a d_k}{k_a - D} \cong \frac{k_a d_k}{k_a - D}. \quad (3.80)$$

Для нахождения фазового угла φ_Z следует выразить ком-

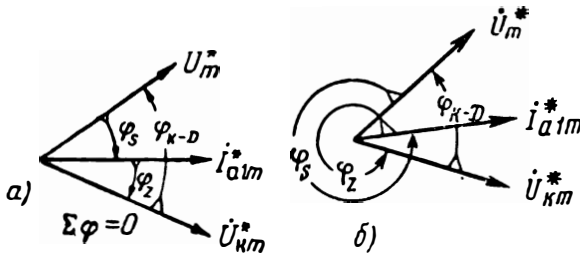


Рис. 3.33. Векторная иллюстрация уравнения баланса фаз.

плексное сопротивление колебательного контура. Пользуясь известными формулами, найдем:

$$\dot{Z}_k = \frac{R_{кр}}{\sqrt{1 + 4Q_k^2 \left(\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}\right)^2}} e^{j\varphi_Z}; \quad \operatorname{tg} \varphi_Z = - \left(d_k + 2Q_k \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \right).$$

Здесь $\Delta\omega_0 = \omega_r^* - \omega_0$ (а не $\omega_r^* - \omega_p$), чем и объясняется появление члена d_k в выражении для $\operatorname{tg} \varphi_Z$. Так как $|\varphi_Z| \ll 1$, вполне допустимо принять:

$$\varphi_Z \cong - \left(d_k + 2Q_k \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \right). \quad (3.81)$$

Что же касается аргумента комплексной крутизны, то его величина обуславливается в основном двумя причинами: инерцией электронов и влиянием высших гармонических анодного тока. Влиянием инерции электронов до частот порядка 100 мГц можно пренебречь (этот вопрос рассматривается в VI главе). Вопрос о влиянии высших гармонических на частоту генерации рассматривался в ряде трудов советских ученых и был детально

исследован Н. М. Крыловым и Н. Н. Боголюбовым [9], получившим следующее выражение для аргумента комплексной крутизны:

$$\varphi_S = - \sum_{n=2}^{\infty} n \frac{I_{anm}^*}{I_{alm}^*} \frac{U_{nm}^*}{U_m^*}; \quad (3.82)$$

здесь n — номер гармоники, I_{anm}^* и U_{nm}^* — амплитуды анодного тока и управляющего напряжения для n -ой гармоники (в режиме стационарных колебаний).

Если характеристика лампы выражается полиномом 3-й степени (рабочая точка в точке перегиба характеристики), величина φ_S может быть оценена простой формулой [17]:

$$\varphi_S = - \frac{d_k}{8} \left(\frac{S_P}{S_c^*} - 1 \right)^2, \quad (3.83)$$

где S_P — крутизна статической характеристики в рабочей точке.

16. Подставляя найденные значения аргументов, выражаемых формулами (80), (81) и (83), в уравнение (73), найдем:

$$2 \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = d_k^2 \left[-1 + \frac{k_\alpha}{k_\alpha - D} - \frac{1}{8} \left(\frac{S_P}{S_c^*} - 1 \right)^2 \right].$$

Объединяя первые два члена и заменяя их выражением из уравнения (74), получим:

$$2 \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = d_k^2 \left[\frac{R_{кп}}{R_{вс}^*} - \frac{1}{8} \left(\frac{S_P}{S_c^*} - 1 \right)^2 \right]. \quad (3.84)$$

Это уравнение выражает так называемую «*поправку на частоту*», т. е. определяет относительное отклонение частоты ω_r генерации от частоты ω_0 . Поскольку выражение (84) состоит из нескольких слагаемых, можно говорить о *составляющих* поправки на частоту, которые обычно подразделяются на следующие два вида:

1) так называемые «*линейные*» поправки на частоту, обуславливаемые фазовыми сдвигами, вызываемыми действием активных элементов автогенератора (в контуре, цепи обратной связи и т. п.); «*линейные*» поправки на частоту — поправки, которые не зависят от влияния высших гармонических анодного тока;

2) *нелинейные поправки на частоту*, обуславливаемые влиянием высших гармонических анодного тока.

«*Линейная*» поправка определяется членом $R_{кп}/R_{вс}^*$ уравнения (84). Поскольку величина $R_{вс}^*$ представляет собой нелинейную функцию амплитуды колебаний и зависит от режима питания, понятие «*линейная*» поправка — условно. При $R_{вс}^* \rightarrow \infty$ линейная

поправка стремится к нулю (что и было получено нами в § 2, п. 8).

Нелинейная поправка на частоту определяется вторым членом выражения (84). Эта поправка быстро уменьшается с приближением S_c^* к S_p (имеется в виду мягкий режим самовозбуждения). Следовательно, с уменьшением амплитуды колебаний нелинейная поправка уменьшается. Физически это соответствует тому обстоятельству, что с уменьшением амплитуды колебаний рабочая область лампы сужается и не выходит за пределы «линейной» части характеристики, где $S_c^* \cong S_p$.

17. Из уравнения (84) видно, что относительная поправка на частоту имеет величину порядка квадрата затухания контура, что при $d_k \cong 0,01$ составляет $0,01\%$. При прочих равных условиях поправка на частоту получается тем меньшей, чем выше добротность контура. Следовательно, чем меньше мощность полезной нагрузки автогенератора, тем меньше получается и поправка на частоту. Практически основное значение имеет не сама поправка на частоту, а стабильность частоты, т. е. изменение поправки на частоту. Естественно, чем меньше поправка на частоту, тем меньше и изменение поправки.

Изменение частоты генерации может происходить за счет изменения величин S_c^* , S_p и $R_{вс}^*$, вызванного изменением нагрузки и режима питания автогенератора. Однако не только отмеченные факторы влияют на нестабильность частоты. Существенное влияние оказывают также следующие факторы: разогрев лампы, контура и деталей автогенератора; вибрация деталей; изменение давления и влажности; старение деталей и др.

18. Пусть нелинейная поправка на частоту очень мала и ею можно пренебречь. Тогда, так как $2 \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = \left(\frac{\omega_r^*}{\omega_0}\right)^2 - 1$ и $d_k^2 R_{кр} = R$, то из уравнения (84) можно получить следующее выражение для частоты генерации:

$$\omega_r^* = \omega_0 \sqrt{1 + R/R_{вс}^*}. \quad (3.85)$$

Это выражение отличается от определяемого формулой (18) только тем, что в него вместо *переменной* величины внутреннего сопротивления лампы входит *усредненная* для заданной амплитуды колебаний величина $R_{вс}^*$.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

56. Постройте векторную диаграмму управляющего напряжения для упрощенной схемы автогенератора (рис. 8).

57. Влияет ли четная часть характеристики управляющего напряжения лампы на амплитуду составляющей анодного тока основной частоты?

58. Дайте определение средней крутизны характеристики.

59. Докажите (геометрически), что для характеристики вида $i_a = \Phi_p(u_c) = I_{aр} + a_1 u_c + a_3 u_c^3$ ($a_3 < 0$) средняя по хорде крутизна равна: $S_x = a_1 + a_3 U_m^2$.

60. Найдите среднюю крутизну (а также среднюю по хорде крутизну) криволинейной характеристики вида: $i_a = 0$ при $u_{\sim} \leq 0$ и $i_a = a u_{\sim}$ при $u_{\sim} \geq 0$ (рабочая точка на сгибе характеристики).

О т в е т. $S_c = S_x = 0,5a = \text{const}$.

61. Найдите среднюю крутизну S_c (а также S_x) характеристики вида: при $u_{\sim} \leq 0$, $i_a = 0$; при $u_{\sim} > 0$, $i_a = a_1 u_{\sim} + a_3 u_{\sim}^3$ (где $a_1 > 0$ и $a_3 < 0$). Рабочая точка расположена на сгибе характеристики.

О т в е т. $S_c = 0,5(a_1 + 0,75a_3 U_m^2)$; $S_x = 0,5(a_1 + a_3 U_m^2)$.

62. Постройте зависимость $S_x(U_m)$, если рабочая характеристика управляющего напряжения лампы имеет вид ломаной линии (рис. 1.20, б); рабочая точка расположена у нижнего сгиба в точке M и наибольшая величина анодного тока $i_{a \text{ max}} = I_m$.

О т в е т. При $U_m < I_m \text{ ctg } \beta_m$, $S_x = 0,5 \text{ tg } \beta_m$; при $U_m \geq I_m \text{ ctg } \beta_m$, $S_x = 0,5 I_m / U_m$.

63. Для условий задачи 62 найдите зависимость $S_c(U_m)$. Полученный результат сравните с зависимостью $S_x(U_m)$.

64. Какой смысл имеет понятие «комплексная крутизна характеристики»?

65. Какие физические обстоятельства обуславливают комплексный характер средней крутизны характеристики?

66. Рабочая характеристика управляющего напряжения лампы выражается полиномом $i_a = \Phi_p(u_{\sim}) = 40 + 1,5 u_{\sim} - 0,33 \cdot 10^{-3} u_{\sim}^3$ (ма). Проницаемость лампы $D = 0,05$ и резонансное сопротивление контура $R_{кр} = 10 \text{ ком}$. Определить амплитуду напряжения на контуре в режиме стационарных колебаний, если коэффициент обратной связи $k \cong k_a = 0,15$.

У к а з а н и е. Подставить в уравнение (75) значения k , D , $R_{кр}$, $a_1 = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ а/в}$, $a_3 = -0,33 \cdot 10^{-6} \text{ а/в}^3$ и $a_2 = 0$; решить это уравнение относительно U_m и воспользоваться соотношением (76).

О т в е т. $U_{км}^* = 450 \text{ в}$.

67. Сформулируйте условие динамической устойчивости стационарных колебаний в связи с видом зависимости $S_c = S_c(U_m)$.

68. В каких случаях неточность оценки проницаемости лампы существенно влияет на результат вычисления амплитуды стационарных колебаний?

О т в е т. При величине D , близкой к коэффициенту обратной связи.

69. Сформулируйте физическую сущность условия баланса фаз.

70. Докажите тождественность выражений для φ_Z , получаемых из формул (81) и (2.26).

71. Амплитуды высших гармонических анодного тока генераторной лампы равны: $I_{a2m}^* = 0,2 I_{a1m}^*$; $I_{a3m}^* = 0,1 I_{a1m}^*$; $I_{a4m}^* = 0,05 I_{a1m}^*$. Добротность контура $Q_k = 60$. Определить аргумент φ_S комплексной крутизны и оценить влияние различных гармоник анодного тока на величину φ_S .

У к а з а н и е. Воспользоваться формулой (82) и принять, что отношение управляющих напряжений

$$\frac{U_{nm}^*}{U_m^*} \cong \frac{U_{кnm}^*}{U_{км}^*} = \frac{I_{анm}^* Z_{кн}}{I_{a1m}^* Z_{кр}}$$

О т в е т. $\varphi_S = -(8,9 + 1,9 + 0,4) \cdot 10^{-4} = -11,2 \cdot 10^{-4}$.

72. Рабочая характеристика управляющего напряжения лампы выражается полиномом $i_a = \Phi_p(u_{\sim}) = 40 + 1,5 u_{\sim} - 0,33 \cdot 10^{-3} u_{\sim}^3$ (ма). Резонансное сопротивление контура $R_{кр} = 20 \text{ ком}$; добротность $Q_k = 100$. Коэффициент обратной

связи $k \cong k_\alpha = 0,15$. Вычислить «линейную» и нелинейную поправки на частоту колебаний.

О т в е т. $S_p = 1,5 \text{ ма/в}$; $S_c^* = 0,5 \text{ ма/в}$; «линейная» поправка $2 \left(\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \right)_л = 0,5 \cdot 10^{-4}$; нелинейная поправка $2 \left(\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \right)_нл \cong -0,5 \cdot 10^{-4}$.

73. Решить задачу 72 при условии, что $k=0,1$.

О т в е т. $2 \left(\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \right)_л = 1 \cdot 10^{-4}$; $2 \left(\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \right)_нл \cong -0,03 \cdot 10^{-4}$.

74. Автогенератор применяется для возбуждения усилителя мощности. Путем изменения режима работы удалось уменьшить сеточный ток лампы усилителя, что привело к повышению добротности колебательного контура автогенератора в два раза. Насколько изменится линейная поправка на частоту, если путем регулировки обратной связи амплитуда управляющего напряжения автогенератора удерживается неизменной?

О т в е т. Уменьшится в два раза (а не в 4 раза).

75. Как влияет проницаемость генераторной лампы на линейную поправку частоты автогенератора?

О т в е т. $2 \left(\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \right)_л = d_k^2 \frac{D}{k - D}$.

76. Сопротивление потерь автогенератора (рис. 10) $R = 5 \text{ ом}$; внутреннее сопротивление лампы $R_{bc}^* = 10 \text{ ком}$. Насколько изменится частота генерации при изменении внутреннего сопротивления на 5%?

У к а з а н и е. Воспользовавшись формулой (85), найти производную

$$\frac{d\nu_r^*}{dR_{bc}^*} \cong \frac{\delta\omega_r^*}{\delta R_{bc}^*}, \text{ где } \delta R_{bc}^* = 0,05 R_{bc}^*.$$

О т в е т. $\frac{\delta\omega_r^*}{\omega_r^*} = -\frac{1}{2} \frac{R}{R_{bc}^*} \frac{\delta R_{bc}^*}{R_{bc}^*} = -0,125 \cdot 10^{-4}$.

§ 8. СПОСОБЫ АНОДНОГО ПИТАНИЯ ГЕНЕРАТОРА

Схема последовательного анодного питания и ее недостатки. — Схема параллельного анодного питания. — Разделительный конденсатор. — Высоко-частотный дроссель. — Разделение постоянной и переменной составляющих анодного тока. — Выбор параметров схемы параллельного питания. — Собственная частота колебательной системы автогенератора с параллельной схемой питания. — Вопросы и задачи.

1. Одной из особенностей рассмотренных до сих пор схем автогенераторов являлось *последовательное соединение* трех основных элементов автогенератора, образующих анодную цепь лампы (рис. 34): питающего источника (U_a), электронной лампы и колебательного контура. Подобная схема анодного питания называется *схемой последовательного питания*.

2. Схема последовательного питания наиболее проста; она содержит наименьшее число элементов.

Однако такой способ анодного питания обладает рядом недостатков.

В большинстве практических случаев один из электродов лампы (обычно катод) и один из зажимов питающего источника (соответственно «минус») целесообразно «заземлить» (рис. 34). При этом оба зажима a и k контура (и контурного конденсатора) оказываются под высоким потенциалом (относительно «земли»): потенциал точки k равен $v_k = U_a = \text{const}$; потенциал точки a равен $v_a = U_a - U_{км} \sin \omega_r t$, причем $(v_a)_{\text{max}} = U_a + U_{км} \approx 2U_a$. Следовательно, оба вывода контурного конденсатора должны быть изолированы: изоляция вывода k (l_k) должна быть рассчитана на напряжение U_a , а второго вывода (l_a) — почти на напряжение $2U_a$, хотя сама рабочая изоляция конденсатора (между его обкладками) находится под напряжением, не превышающим $U_{км}$.

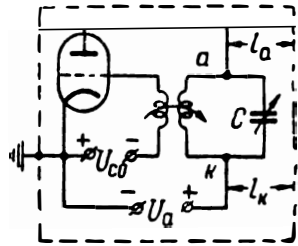


Рис. 3.34. Схема последовательного анодного питания.

Контурный конденсатор обычно является конденсатором переменной емкости. То обстоятельство, что и статор и ротор конденсатора должны быть изолированы, усложняет и удоро-

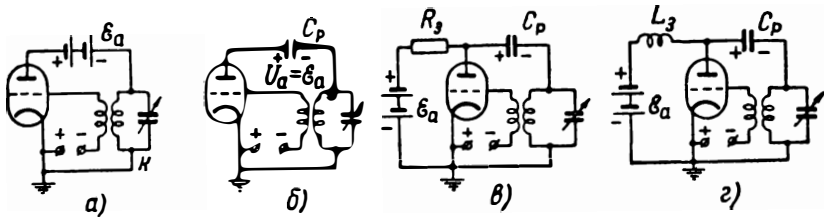


Рис. 3.35. Переход от схемы последовательного питания к схеме параллельного питания.

жает конструкцию конденсатора. Еще более важно то, что находящийся под высоким постоянным потенциалом ротор конденсатора создает опасность поражения оператора при настройке генератора (в этом отношении высокочастотное напряжение существенной опасности не представляет). Кроме того, при «незаземленном» роторе приближение к ротору руки оператора («заземленного тела») вызывает перераспределение поля между электродами конденсатора, что отражается на величине емкости C .

Из указанных соображений целесообразно «заземлить» один из выводов контурного конденсатора (его ротор).

3. Перенос источника питания (рис. 35,а) позволяет «заземлить» точку k . Но эта схема чаще всего неприемлема, так как она требует изоляции обоих проводов питающей сети. Замена

питающей батареи конденсатором очень большой (в пределе бесконечной) емкости C_p (рис. 35, б), заряженной до напряжения $U_a \cong E_a$, в принципе устраняет неудобство предыдущей схемы. Но такое решение практически неосуществимо из-за быстрого разряда конденсатора. Этот недостаток устраняется подключением конденсатора к питающему источнику через посредство сравнительно большого сопротивления R_3 (рис. 35, в). Тем самым осуществляется «подзарядка» конденсатора, компенсирующая расход его заряда. Но введение в цепь сопротивления R_3 сопряжено с потерями энергии, что приводит к понижению добротности системы. Поэтому более рациональной является замена сопротивления R_3 «зарядным» дросселем L_3 (рис. 35, г). Если отвлечься от процесса «подзарядки» конденсатора C , то схему рис. 35, г можно рассматривать как вариант схемы рис. 35, б ($C_p \cong \infty$), которая, в свою очередь, эквивалентна схеме рис. 35, а. Последняя же отличается от схемы последовательного

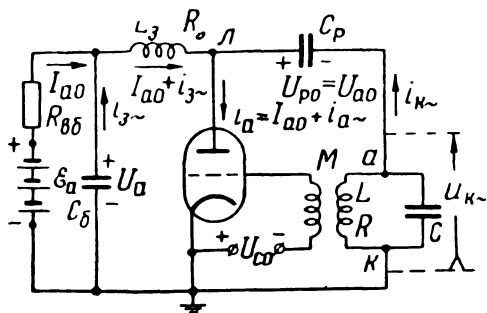


Рис. 3.36. Схема параллельного анодного питания.

питания (рис. 34) лишь переносом питающего источника. Следовательно, все принципиальные соотношения, характеризующие процессы в автогенераторе с последовательной схемой питания, остаются справедливыми и для автогенератора, работающего по схеме рис. 35, г.

4. Показанная на рис. 36 схема (в принципе не отличающаяся от схемы рис. 35, г) называется *схемой параллельного анодного питания* генератора. Конденсатор C_p называется *разделительным конденсатором*, а «зарядный» дроссель L_3 — *высокочастотным дросселем*. Показанный на схеме конденсатор весьма большой емкости $C_б$ служит для блокирования питающего источника, обладающего внутренним сопротивлением $R_{вб}$ и индуктивностью L_n (индуктивность соединительных проводов), от протекания высокочастотных токов. *Блокировочный конденсатор* $C_б$ можно рассматривать в качестве источника постоянного напряжения $U_a \cong \text{const}$ (несколько меньшего э. д. с. питающей батареи), внутреннее сопротивление которого для высокочастотного тока близко к нулю.

Схема параллельного питания свободна от указанных недостатков схемы последовательного питания. Такая схема получила широкое распространение.

5. При расчете элементов схемы параллельного питания

(рис. 36) удобной является следующая трактовка процессов в ней.

Так как постоянная составляющая анодного тока через конденсатор C_p протекать не может, то и питающий контур ток не содержит постоянной составляющей ($i_{\kappa} = i_{\kappa\sim}$). Поэтому постоянная составляющая анодного тока I_{a0} протекает только через катушку L_3 , и напряжение на контуре $u_{\kappa} = u_{\kappa\sim}$.

Рассмотрим теперь замкнутый контур, образованный из элементов C_6 , L_3 , C_p и L . Действующее в этом контуре постоянное напряжение $U_a = E_a - I_{a0} R_{вб}$ (напряжение на C_6) может уравновеситься только падением напряжения на катушке L_3 и постоянной составляющей напряжения U_{p0} на конденсаторе C_p , т. е. $U_a = U_{p0} + I_{a0} R_3$, где R_3 — сопротивление катушки L_3 , которое обычно мало. Отсюда из рассмотрения контура « C_6 - L_3 -лампа» следует, что $U_{a0} = U_a - I_{a0} R_3 = U_{p0}$, т. е. *постоянная составляющая анодного напряжения лампы равна постоянной составляющей напряжения на разделительном конденсаторе.*

Вследствие протекания тока $i_{\kappa\sim}$ через конденсатор C_p на нем образуется также и переменное напряжение $u_{p\sim}$, которое можно уменьшить путем применения емкости C_p достаточно большой величины. Иногда ограничиваются соотношением:

$$\frac{1}{\omega_0 C_p} \cong 0,01 R_{кр}. \quad (3.86)$$

При выполнении этого условия переменная составляющая анодного напряжения отличается от напряжения на контуре на 10%.

Обращаясь теперь к переменной составляющей анодного тока ($i_{a\sim}$), замечаем, что часть этого тока ответвляется в катушку L_3 : $i_{3\sim} = i_{a\sim} - i_{\kappa\sim}$. Протекание тока $i_{3\sim}$ — неизбежное явление, вредное влияние которого может быть уменьшено применением индуктивности L_3 достаточно большой величины. Действительно, согласно правилу Кирхгофа (в отношении составляющей тока основной частоты)

$$\frac{i_{\kappa\sim}}{i_{3\sim}} = \frac{\omega_0 L_3 - 1/\omega_0 C_6}{\sqrt{R_{кр}^2 + 1/\omega_0^2 C_p^2}} \cong \frac{\omega_0 L_3}{R_{кр}},$$

где учитывается формула (86) и очень сильно выполняемое неравенство $\omega_0 L_3 \gg 1/\omega_0 C_6$. Иногда ограничиваются соотношением:

$$i_{3\sim} \cong 0,05 i_{\kappa\sim}, \text{ откуда } \omega_0 L_3 \cong 20 R_{кр}. \quad (3.87)$$

Указанные в формулах (86) и (87) численные коэффициенты не следует рассматривать как строго определенные. В зависимости от частоты генерации значения этих коэффициентов (из

конструктивных соображений) варьируют в довольно больших пределах.

6. Присутствие в цепи автогенератора элементов L_3 , C_p и C_0 оказывает некоторое влияние на собственную частоту колебательной системы автогенератора. При оценке этой частоты, имея в виду высокую добротность системы, можно не обращать внимания на активные элементы и саму лампу*, а исходить из эквивалентной схемы, представленной на рис. 37, а. Так как обычно

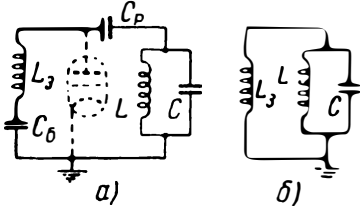


Рис. 3.37. Эквивалентные схемы колебательной системы автогенератора с параллельной схемой питания.

$$\frac{1}{\omega_0 C_0} \ll \omega_0 L_3 \quad \text{и} \quad \frac{1}{\omega_0 C_p} \ll \omega_0 L_3,$$

то конденсаторы C_0 и C_p можно рассматривать в качестве короткозамыкающих элементов для тока высокой частоты, с учетом чего схема рис. 37, а может быть заменена упрощенной эквивалентной схемой (рис. 37, б). Отсюда собст-

венная частота колебательной системы автогенератора с параллельной схемой питания

$$\omega_c \cong \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_3 C}}, \quad \text{где} \quad L_3 = \frac{L L_3}{L + L_3} < L. \quad (3.88)$$

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

77. Каковы недостатки схемы последовательного анодного питания?

78. Под какими максимальными потенциалами (относительно «земли») находятся выводы контурного конденсатора при последовательной схеме питания (рис. 34), если напряжение питающего источника $U_a = 2000$ в и амплитуда колебательного напряжения $U_{км} = 1700$ в?

О т в е т. $(v_k)_{max} = 2000$ в; $(v_a)_{max} = 3700$ в.

79. Под какими максимальными потенциалами находятся выводы разделительного конденсатора при параллельной схеме питания (рис. 36), если режим работы автогенератора не отличается от указанного в задаче 78?

О т в е т. $(v_a)_{max} \cong 1700$ в; $(v_l)_{max} \cong 3700$ в.

80. Обсудив решения задач 78 и 79, выясните, в чем заключается преимущество параллельной схемы питания?

81. Параметры контура автогенератора, работающего по схеме параллельного питания (рис. 36), равны: $R = 4$ см, $L = 16$ мкгн, $C = 250$ пф. Выбрать параметры схемы параллельного питания.

О т в е т. $L_3 = 20$ мкн, $C_p = 350$ пф.

82. Почему при $C_p \cong C$ переменное напряжение на разделительном конденсаторе получается значительно меньшим, чем напряжение на колебательном контуре автогенератора (рис 36)?

83. На сколько процентов изменяется собственная частота колебательной системы автогенератора, параметры которого приведены в задаче 81, из-за влияния параметров цепи питания?

О т в е т. Частота повышается на $\sim 0,04\%$.

* Предполагается, что междуэлектродные емкости лампы малы сравнительно с емкостью контурного конденсатора. Более подробно см. гл. VI.

§ 9. ОСНОВНЫЕ ВАРИАНТЫ СХЕМ АВТОГЕНЕРАТОРОВ

Обобщенная схема автогенератора (трехточка).— Уравнение баланса фаз в трехточечной схеме.— Основные варианты трехточечных схем.— Схема с автотрансформаторной обратной связью.— Схема с емкостной обратной связью.— Трехконтурная схема автогенератора.— Условие самовозбуждения при трехконтурной схеме.— Возможные частоты генерации.— Вопросы и задачи.

1. До сих пор принималось, что обратная связь осуществляется посредством *трансформаторной* связи сеточной цепи с колебательным контуром. Это — не единственный и не самый удобный в конструктивном отношении способ создания обратной связи. Так, часто более удобной оказывается *автотрансформа-*

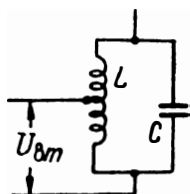


Рис. 3.38. Автотрансформаторная обратная связь.

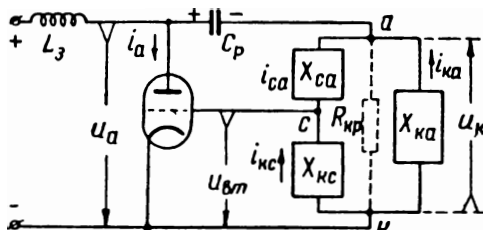


Рис. 3.39. Идеализированная обобщенная схема автогенератора.

торная обратная связь (рис. 38). Возможны и другие способы создания обратной связи.

3. Рассмотрим достаточно общую (но несколько идеализированную в отношении активных элементов) схему автогенератора (рис. 39). Здесь, ради простоты, предполагается, что все элементы $X_{кс}$, $X_{са}$ и $X_{ка}$ колебательного контура являются чисто реактивными. (Потери в автогенераторе и полезную нагрузку можно учесть путем введения некоторого эквивалентного активного сопротивления $R_{кп}$, шунтирующего контур). Положим также, что элементы колебательного контура учитывают влияние элементов цепи питания и самой лампы и что сеточный ток лампы пренебрежимо мал, а средняя крутизна характеристики является чисто вещественной. Будем в дальнейшем иметь в виду только *переменные составляющие* всех токов и напряжений *основной частоты*, положительные направляющие которых выберем в соответствии с показанным на рис. 39.

Найдем, каким основным требованиям должны удовлетворять реактивные параметры колебательного контура для возможности самовозбуждения автогенератора.

3. Как известно, самовозбуждение автогенератора происходит при частоте, близкой к собственной частоте колебательной системы, при которой выполняется равенство (рис. 39):

$$X_{ка} + X_{кс} + X_{са} = 0. \quad (3.89)$$

Кроме того, для получения нужной амплитуды напряжения $U_{кт}^*$ на контуре амплитуда возбуждающего напряжения $U_{вт}^*$ должна иметь определенную величину. Для этого, согласно формуле (74), модуль коэффициента обратной связи должен быть равен:

$$k = \frac{U_{вт}^*}{U_{кт}^*} = \frac{|X_{кс}|}{|X_{ка}|} = \frac{|X_{кс}|}{|X_{кс} + X_{са}|} = \frac{1}{R_{кр} S_c} + D. \quad (3.90)$$

Выполнение условий (89) и (90), однако, недостаточно. Необходимо еще, чтобы фаза напряжения, подводимого к сетке, совпадала (при идеализированной схеме) с фазой напряжения на контуре или, иначе говоря, чтобы переменные составляющие сеточного и анодного напряжений изменялись в противофазе. Нужные для самовозбуждения фазовые соотношения отражены на векторной диаграмме (рис. 40)*, где:

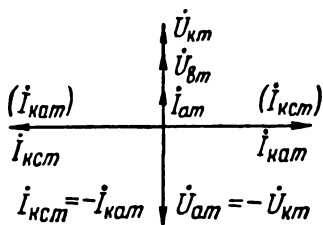


Рис. 3.40. Векторная диаграмма токов и напряжений (при идеализированной схеме).

$$I_{кат} = -I_{кст}, \quad I_{кст} = I_{сат};$$

$$U_{кт} = U_{кат} = I_{кат} X_{ка}; \quad U_{вт} = -U_{кст} = -I_{кст} X_{кс}.$$

Так как $I_{кат} = -I_{кст}$, то для возможности совпадения по фазе векторов $\dot{U}_{кт}$ и $\dot{U}_{вт}$ необходимо, чтобы знаки реактивностей $X_{кс}$ и $X_{ка}$ удовлетворяли соотношению:

$$\frac{X_{кс}}{X_{ка}} > 0. \quad (3.91)$$

4. Соотношения (89) и (91) определяют характер возможных схем автогенератора, а именно:

- а) реактивности $X_{кс}$ и $X_{ка}$ должны иметь одинаковый характер (либо обе — емкостный, либо обе — индуктивный);
- б) характер реактивности, расположенной между сеткой и анодом, должен быть противоположен характеру остальных двух реактивностей.

Эти обязательные условия определяют два основных варианта схем автогенераторов, получивших название *трехточечных* (по числу общих точек лампы и колебательного контура).

* В дальнейшем всюду предполагаются стационарные амплитуды токов и напряжений, однако для упрощения записи индекс * у векторов токов и напряжений опускается.

Схема с автотрансформаторной обратной связью ($X_{ca} < 0$)

5. Подобная схема показана на рис. 41,а. Она определяется емкостным характером реактивности X_{ca} и индуктивным характером остальных двух реактивностей: $X_{kc} = \omega L_{kc}$ и $X_{ka} = \omega L_{ka}$. Левая ветвь контура содержит две реактивности противоположного характера, но преобладающей здесь должна быть реактивность X_{ca} , имеющая емкостный характер. Поэтому вся левая ветвь эквивалентна некоторой емкости. Напряжение на реактивности X_{ca} превосходит по абсолютной величине не только напряжение на реактивности X_{kc} , но и напряжение $U_{кт}$ на контуре.

Приведенная на рис. 41,б схема совершенно идентична схеме, показанной на рис. 41,а, но ближе соответствует конструктив-

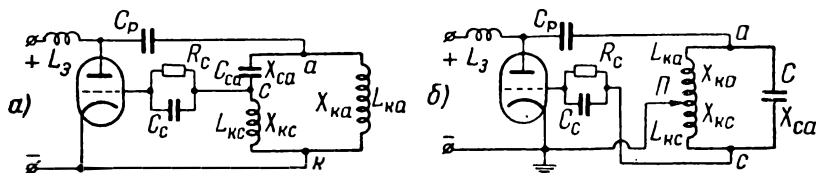


Рис. 3.41. Схемы автогенератора с автотрансформаторной обратной связью.

ному оформлению, применяемому на практике. Реактивности X_{kc} и X_{ka} выполняются конструктивно в виде одной катушки. Посредством ползунка Π меняется как величина обратной связи ($k = L_{kc}/L_{ka}$), так и эквивалентное сопротивление контура (сложный контур 2-го вида). Собственная частота колебаний при этом остается почти неизменной; она определяется в основном емкостью C и полной индуктивностью $L = L_{ka} + L_{kc}$.

Схема с емкостной обратной связью ($X_{ca} > 0$)

6. Подобная схема показана на рис. 42,а (или 42,б). Она определяется емкостным характером реактивностей X_{kc} и X_{ka} .

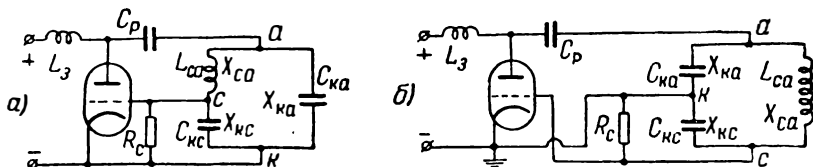


Рис. 3.42. Схемы автогенератора с емкостной обратной связью.

Левая ветвь контура (рис. 42,а) содержит две реактивности противоположного характера, но преобладающей здесь является реактивность, имеющая индуктивный характер. В данном случае контур представляет собой сложный контур (3-го вида). При такой схеме не требуется включения специального конденсатора для создания цепи автоматического смещения. Роль такого конденсатора выполняет каждый из контурных конденсаторов.

7. Полезно убедиться в том, что в показанных на рис. 43 схемах условие самовозбуждения не выполняется, для чего рекомендуется построить векторные диаграммы.

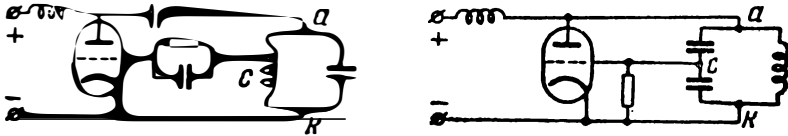


Рис. 3.43. Неправильные схемы соединений автогенераторов.

8. Более строго следует рассматривать элементы обобщенной схемы (рис. 39) в виде комплексных сопротивлений $Z_{кc}$, Z_{ca} и $Z_{ка}$, с учетом чего коэффициент обратной связи

$$k = \frac{U_{вм}}{U_{км}} = - \frac{Z_{кc}}{Z_{кc} + Z_{ca}} = ke^{j\varphi_k}$$

представляет комплексную величину. В этом более общем случае условие самовозбуждения выражается полученными нами в § 7 уравнениями (72) и (73). Однако все сформулированные в п. 4 данного параграфа выводы остаются справедливыми.

Трехконтурная схема автогенератора

9. В приведенных выше схемах автогенераторов каждый из трех элементов $X_{кc}$, X_{ca} и $X_{ка}$ рассматривался в виде некоторой определенной реактивности (емкостной или индуктивной), характер которой предполагался не зависящим от частоты колебаний. Однако роль каждого (или некоторых) из указанных трех элементов может выполнять колебательный контур (рис. 44). Действительно, при данной частоте колебаний каждый из контуров ведет себя как реактивное сопротивление:

$$jX = \frac{1}{j\omega C} \frac{j\omega L}{j\omega L + 1/j\omega C} = \frac{j\omega L}{1 - \omega^2 LC} = \frac{j\omega L}{1 - \omega^2/\omega_0^2}. \quad (3.92)$$

Сопротивление контура носит индуктивный характер при $\omega < \omega_0$ и емкостный характер — при $\omega > \omega_0$.

Таким образом, более общая схема автогенератора может быть изображена в виде, представленном на рис. 44. Подобная схема получила название *трехконтурной*. Обычная одноконтурная схема автогенератора (или двухконтурная) может быть рассматриваема, как получаемая из более общей трехконтурной схемы. Изучение трехконтурной схемы автогенератора представляет существенный интерес, так как именно к такой схеме приводится схема автогенератора сверхвысокой частоты.

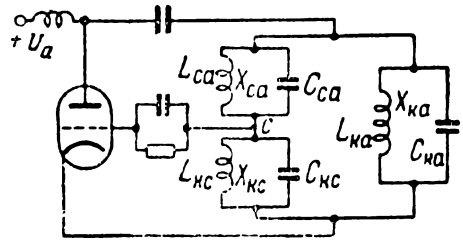


Рис. 3.44. Трехконтурная схема автогенератора.

10. Самовозбуждение трехконтурного автогенератора возможно при частоте $\omega = \omega_r$, удовлетворяющей равенству (89). Подставляя

в это равенство значения сопротивлений в соответствии с формулой (92), получим уравнение:

$$\frac{\omega L_{ca}}{1 - (\omega/\omega_{ca})^2} + \frac{\omega L_{kc}}{1 - (\omega/\omega_{kc})^2} + \frac{\omega L_{ka}}{1 - (\omega/\omega_{ka})^2} = 0, \quad (3.93)$$

где ω_{ca} , ω_{kc} и ω_{ka} — собственные частоты соответствующих контуров. Решая уравнение (93), можно найти два вещественных, не равных нулю, значения частот ω_{r1} и ω_{r2} , удовлетворяющих равенству (89).

11. После обычных преобразований уравнение (93) приводится к следующему виду:

$$A\omega^4 - B\omega^2 + D = 0,$$

где

$$\begin{aligned} A &= C_{ca}C_{kc} + C_{ca}C_{ka} + C_{kc}C_{ka}, \\ B &= C_{ca}C_{kc}(\omega_{ca}^2 + \omega_{kc}^2) + C_{ca}C_{ka}(\omega_{ca}^2 + \omega_{ka}^2) + C_{kc}C_{ka}(\omega_{kc}^2 + \omega_{ka}^2), \\ D &= C_{ca}C_{kc}\omega_{ca}^2\omega_{kc}^2 + C_{ca}C_{ka}\omega_{ca}^2\omega_{ka}^2 + C_{kc}C_{ka}\omega_{kc}^2\omega_{ka}^2, \end{aligned}$$

откуда

$$\omega_{r1, r2} = \sqrt{\frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4AD}}{2A}}. \quad (3.94)$$

12. В каждом конкретном случае самовозбуждение возможно только при одном из двух значений частоты (ω_{r1} или ω_{r2}), удовлетворяющих уравнению (93), и только при условии, что при этом выполняется определенное соотношение между собственными частотами контуров. Для уяснения сущности этого вопроса построим графически зависимость каждого из сопротивлений X_{kc} , X_{ca} и X_{ka} (и их суммы) от частоты ω . Не предопределяя

заранее какого бы то ни было соотношения между собственными частотами контуров, условимся обозначать контуры номерами 1, 2 и 3 (X_1 , X_2 и X_3) в порядке возрастания собственных частот контуров, т. е. полагая $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$. Эти зависимости представлены на рис. 45.

Из рис. 45 видно, что каждая из трех зависимостей $X_1 = X_1(\omega)$, $X_2 = X_2(\omega)$ и $X_3 = X_3(\omega)$ терпит разрыв непрерывности при значении ω , равном собственной частоте контура. Благодаря этому сумма реактивностей $\Sigma X = X_1 + X_2 + X_3$ практически определяется суммой соответствующих двух реактивностей,

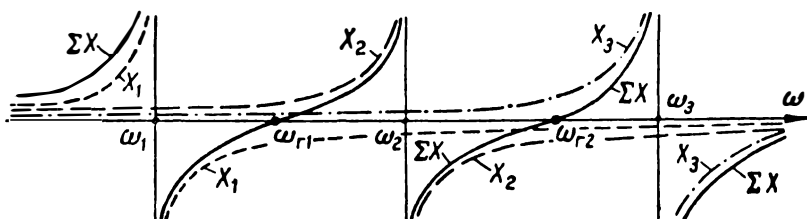


Рис. 3.45. Зависимость сопротивлений контуров (и их суммы) от частоты.

собственные частоты которых являются наиболее близкими. Таким образом: при $\omega_1 < \omega < \omega_2$, $\Sigma X \cong X_1 + X_2$; при $\omega_2 < \omega < \omega_3$, $\Sigma X \cong X_2 + X_3$.

Из рис. 45 видно также, что $\Sigma X = 0$ при частотах ω_{r1} и ω_{r2} , удовлетворяющих следующим неравенствам:

$$\omega_1 < \omega_{r1} < \omega_2 \quad \text{и} \quad \omega_2 < \omega_{r2} < \omega_3. \quad (3.95)$$

При достаточно разнесенных значениях частот ω_1 , ω_2 и ω_3 приближенные значения частот ω_{r1} и ω_{r2} могут быть найдены из более простых уравнений:

$$X_1 + X_2 \cong 0 \quad \text{или} \quad X_2 + X_3 \cong 0. \quad (3.95a)$$

Для того чтобы решить вопрос о том, при каком из двух найденных значений частоты (ω_{r1} или ω_{r2}) возможно самовозбуждение автогенератора, необходимо исследовать знак отношения $X_{kc}/X_{ка}$ при $\omega = \omega_{r1, r2}$. Для возможности самовозбуждения необходимо, чтобы этот знак был положительным.

13. Рассмотрим 6 возможных соотношений собственных частот контуров. Этим случаям соответствуют показанные на рис. 46 распределения собственных частот.

В первых двух случаях собственная частота ω_{ca} оказывается *наименьшей*. Поэтому при $\omega = \omega_{r1} > \omega_{ca}$ анодно-сеточный контур ведет себя как емкость ($X_{ca} < 0$). С другой стороны, так как $\omega_{r1} < \omega_{kc}$ и $\omega_{r1} < \omega_{ка}$, то два других контура при частоте ω_{r1} ведут себя как индуктивности ($X_{kc} > 0$ и $X_{ка} > 0$). Следовательно, при $\omega = \omega_{r1} = \omega_r^*$ условие (91) выполняется и автоколебания воз-

можны. Трехконтурная схема автогенератора при этом оказывается эквивалентной трехточечной схеме с автотрансформаторной связью (рис. 41). Можно убедиться в том, что в первых двух случаях при частоте $\omega = \omega_{r2}$ условие (91) не удовлетворяется и, следовательно, самовозбуждение на этой частоте невозможно.

Рассуждая аналогично, можно прийти к выводу о том, что в случаях 3-м и 4-м (рис. 46), когда собственная частота анодно-сеточного контура оказывается *наибольшей*, самовозбуждение автогенератора возможно только при частоте $\omega_r = \omega_{r2}$. При этом трехконтурная схема оказывается эквивалентной трехточечной схеме с емкостной обратной связью (рис. 42).

Совершенно невозможны автоколебания в случаях 5-м и 6-м (рис. 46).

Таким образом, для возможности удовлетворения соотношению (91) необходимо, чтобы *собственная частота ω_{ca} анодно-сеточного контура была либо наиминизшей (случай 1 и 2), либо наивысшей (случай 3 и 4) по сравнению с частотами ω_{kc} и ω_{ka} .*

Полезно подчеркнуть, что частота автоколебаний всегда ниже высшей из собственных частот контуров системы.

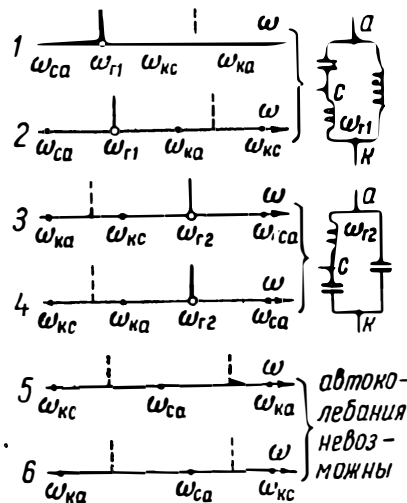


Рис. 3.46. Различные виды колебаний при разных соотношениях собственных частот контуров.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

84. Автогенератор, собранный по трехточечной схеме (рис. 39), работает на частоте, при которой сопротивление $X_{ca} = -2200 \text{ ом}$. Найти величины сопротивлений X_{kc} и X_{ka} , если коэффициент обратной связи равен 0,1.

Ответ. $X_{ka} = +2000 \text{ ом}$; $X_{kc} = +200 \text{ ом}$.

85. При каких допущениях уравнения (89) и (91) выражают условие баланса фаз?

86. Убедитесь в тождественности схем, приведенных на рисунках 41 (42).

87. Путем построения векторных диаграмм докажите, что самовозбуждение автогенераторов, собранных по схемам, приведенным на рис. 43, невозможно.

88. Какое переключение следует раньше всего произвести оператору, если автогенератор, собранный по трехточечной схеме (рис. 41, б), не возбуждается ни при каком положении ползунка П?

89. Определить параметры автогенератора, собранного по трехточечной схеме (рис. 39), если известно, что X_{kc} представляет собой конденсатор емко-

стью $C_{кс} = 3000$ пф, коэффициент обратной связи $k = 0,12$ и частота генерации равна 2 мГц.

О т в е т. $C_{ка} = 360$ пф, $L = L_{са} = 19,5$ мкГн.

90. На какое напряжение должна быть рассчитана катушка колебательной системы автогенератора, собранного по трехточечной схеме (рис. 42,б), если амплитуда колебательного напряжения $U_{кп}^* = 1500$ в и коэффициент обратной связи равен $0,2$?

О т в е т. На 1800 в.

91. Что произойдет с автогенератором, собранным по схеме, показанной на рис. 42,б, при обрыве сопротивления R_c ($R_c = \infty$)?

92. Что произойдет с автогенератором, рассмотренным в задаче 91, при пробое конденсатора $C_{кс}$?

93. Как будет вести себя автогенератор, собранный по схеме рис. 42,б, при перестройке частоты автоколебаний путем изменения емкости $C_{ка}$?

94. Смещающее напряжение в цепи сетки лампы автогенератора (рис. 42,б) равно -20 в. Чему равны постоянные составляющие напряжений на конденсаторах $C_{кс}$ и $C_{ка}$?

О т в е т. $U_{ксо} = U_{као} = -20$ в.

95. Изобразите возможные варианты двухконтурных схем автогенератора.

96. Докажите, что при частоте $\omega = \omega_{г2}$ условие самовозбуждения автогенератора в случаях 1-м и 2-м, приведенных на рис. 46, не выполняется.

97. Может ли самовозбудиться трехконтурный автогенератор (рис. 44), если собственные частоты контуров генератора соответственно равны: $f_{кс} = 10$ мГц, $f_{са} = 11$ мГц и $f_{ка} = 12$ мГц.

98. В каком диапазоне частот генерирует трехконтурный автогенератор (рис. 44), если собственные частоты его контуров соответственно равны $f_{кс} = 200$ мГц, $f_{са} = 210$ мГц и $f_{ка} = 208$ мГц.

О т в е т. ($208 < f_{г}^* < 210$) мГц.

§ 10. НЕЛИНЕЙНЫЙ ЭЛЕМЕНТ АВТОГЕНЕРАТОРА КАК ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Среднее значение «затухания» автоколебательной системы.— Нелинейный элемент автогенератора как отрицательная проводимость.— Условие стационарности колебаний, выражаемое суммой проводимостей системы.— Эквивалентные схемы автогенератора.— Обобщенная эквивалентная схема автогенератора.— Понятие о комплексной электронной проводимости нелинейного элемента.— Условие баланса фаз и амплитуд, выражаемое через посредство проводимостей системы.— Примеры практического использования представления об отрицательной (электронной) проводимости лампы.— Динатронный автогенератор.— Вопросы и задачи.

1. Мы видели (§ 3), что процессы в автогенераторе (рис. 10) описываются *нелинейным* дифференциальным уравнением

$$\frac{d^2 u_B}{dt^2} + 2\delta_r \frac{du_B}{dt} + \omega_n^2 u_B = 0, \quad (a)$$

где, согласно формулам (21) и (19), коэффициент «затухания»

$$2\delta_r = \frac{R}{L} + \frac{1}{R_{вс}} - \frac{MS}{LC} = \frac{1}{C} \left[\frac{1}{R_{кп}} - S(k - D) \right] \quad (б)$$

содержит в себе величины (S и $R_{вс}$), представляющие собой нелинейные функции управляющего напряжения лампы.

Точное решение уравнения (а), определяющее *стационарные* колебания, выражается некоторой *периодической* функцией $u_B(t)$, которая, строго говоря, в своих мелких деталях отличается от гармонической. Однако, как показывает опыт, при высокой добротности колебательной системы строгое решение $u_B(t)$ очень незначительно отличается от гармонической функции $u_B = U_{Bm}^* \sin \omega_r^* t$.

Гармоническое решение, как известно, удовлетворяет не уравнению (а), а *линейному* уравнению вида

$$\frac{d^2 u_B}{dt^2} + (\omega_r^*)^2 u_B = 0. \quad (в)$$

Уравнение (в) тождественно уравнению (а) лишь при условии, что коэффициент «затухания» уравнения (а) тождественно (независимо от величины u_B) равен нулю, чего быть не может. Поэтому логично принять, что, хотя в течение периода колебаний «мгновенное» значение δ_r^* и изменяется ($\delta_r^* \geq 0$), все же *средний за период* эффект, создаваемый «коэффициентом затухания», равен нулю: $\delta_{rc}^* = 0$. Физически такое положение соответствует равенству энергии, вводимой в колебательную систему автогенератора за период колебаний, энергии потерь. Естественно, баланс энергии возможен лишь при некоторой определенной (для заданной обратной связи) амплитуде колебаний, при которой усредненные параметры лампы имеют определенные значения.

В § 7 было введено понятие о средней крутизне характеристики лампы. Благодаря такому введению оказалось возможным заменить лампу как бы «линейным» элементом, обладающим при заданной амплитуде U_{Bm}^* постоянными параметрами S_c^* и R_{bc}^* , удовлетворяющими уравнению (74). Подставляя значение S_c^* в выражение для $2\delta_r^*$, нетрудно убедиться в том, что оно превращается в нуль: $2\delta_r^* = 2\delta_{rc}^* = 0$. Тем самым мы приходим как бы к «линейному» уравнению (в), справедливому, однако, только для определенной амплитуды колебаний.

2. Из условия $2\delta_{rc}^* = 0$ следует, что

$$\frac{1}{R_{кр}} + \frac{1}{R_{bc}^*} - kS_c^* = 0.$$

Все члены этого равенства имеют размерность проводимости, причем последний член представляет собой некоторую *отрицательную проводимость*, которую мы обозначим через

$$G_3 = 1/R_3 = -kS_c^* < 0. \quad (3.96)$$

Отсюда условие установления стационарных колебаний может быть переписано в виде

$$\frac{1}{R_{кр}} + \frac{1}{R_{вс}^*} + \frac{1}{R_3} = 0. \quad (3.97)$$

Это уравнение, формально, можно трактовать таким образом: электронная лампа как бы вносит в систему не только внутреннее сопротивление $R_{вс}^*$, увеличивающее потери энергии в системе, но также (и это — главное) некоторое отрицательное сопротивление R_3 , включаемое параллельно колебательному контуру; при этом абсолютная величина отрицательной прово-

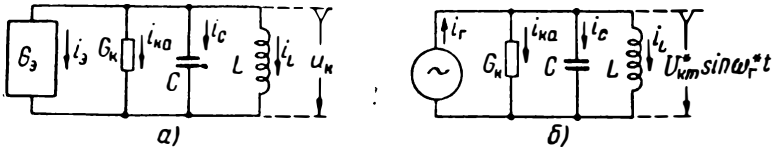


Рис. 3.47. Эквивалентные схемы автогенератора.

димости лампы равна суммарной активной проводимости системы, учитывающей все виды потерь в ней:

$$|G_3| = \frac{1}{|R_3|} = \frac{1}{R_{кр}} + \frac{1}{R_{вс}^*} = G_k. \quad (3.98)$$

3. Имея в виду указанную роль электронной лампы и отвлекаясь от роли питающего источника *постоянного* напряжения), в отношении *переменных* составляющих тока возможно представление автогенератора эквивалентной схемой (рис. 47,а). Здесь L и C — параметры колебательной системы, определяющие частоту генерации. Эквивалентная схема не нуждается в питающем источнике: присутствие элемента $G_3 < 0$ делает это излишним. В самом деле, в режиме стационарных колебаний (при $\omega_r^* = \omega_p$) сумма мгновенных значений реактивных токов $i_c + i_L = 0$; в силу же того, что $G_3 < 0$ и $|G_3| = G_k$, мгновенное значение тока i_3 (рис. 47,а) равно по величине и противоположно по направлению току $i_{ка}$ (активной составляющей тока колебательной системы). Таким образом, равновесие токов в эквивалентной схеме в любой момент времени удовлетворяется. В этом отношении схема рис. 47,а идентична схеме рис. 47,б, в которой нелинейный элемент заменен источником переменного питающего тока $i_r = I_{гм}^* \sin \omega_r^* t$, где $I_{гм}^* = I_{a1m}^* = U_{км}^* G_k$.

Для заданной амплитуды $U_{км}^*$ эквивалентные схемы можно рассматривать как линейные ($G_3^* = \text{const}$, $I_{гм}^* = I_{a1m}^* = \text{const}$). Но

каждой амплитуде $U_{км}^*$ соответствует определенная величина питающего тока $I_{гм}^*$ (рис. 47,б) или определенная величина $G_3 = -kS_c^*$ (рис. 47,а), находящаяся из формул (74) и (75).

4. В более общем случае, когда переменная составляющая анодного тока $I_{ам}^*$ не совпадает по фазе с напряжением $U_{км}^*$ ($\omega_r \neq \omega_p$) и содержит активные и реактивные составляющие, *комплексные амплитуды* токов, протекающих через элементы эквивалентной схемы (рис. 47,б), должны удовлетворять *комплексному* уравнению: $I_{гм}^* = I_{ам}^* = I_{кам}^* + I_{Lm}^* + I_{Cm}^*$. Соответственно в схеме рис. 47,а следует полагать

$$I_{эм}^* + I_{кам}^* + I_{Lm}^* + I_{Cm}^* = 0, \quad (3.99)$$

где $I_{эм}^* = -I_{ам}^* = -I_{гм}^*$. Отсюда вытекает, что эквивалентную проводимость, вносимую электронной лампой, следует рассматривать в виде некоторого комплекса

$$Y_3 = \frac{I_{эм}^*}{U_{км}^*} = \frac{-I_{ам}^*}{U_{км}^*} = G_3 + jB_3 = -kS_c^*. \quad (3.100)$$

С другой стороны, при $\omega_r \neq \omega_p$ реактивная проводимость колебательной системы $B_k \neq 0$. Поэтому колебательную систему автогенератора (с учетом потерь в ней) следует представить комплексной проводимостью

$$\frac{I_{кам}^* + (I_{Lm}^* + I_{Cm}^*)}{U_{км}^*} = Y_k = G_k + jB_k = G_k - j\left(\frac{1}{\omega_r^* L} - \omega_r^* C\right) \quad (3.101)$$

Эти соотношения в соответствии с эквивалентной схемой рис. 47,а позволяют выразить условие стационарности колебаний комплексным уравнением

$$Y_3 + Y_k = 0, \quad (3.102)$$

которое эквивалентно двум вещественным уравнениям:

$$G_3 + G_k = 0 \quad \text{и} \quad B_3 + B_k = 0. \quad (3.102a)$$

Первое уравнение, выражающее *условие баланса амплитуд*, позволяет установить амплитуду колебаний; второе уравнение, выражающее *условие баланса фаз*, позволяет найти частоту колебаний.

В последнее время термин «*отрицательная проводимость*» нелинейного элемента генераторного прибора часто заменяется термином «*электронная проводимость*».

5. Понятие об эквивалентной отрицательной проводимости электронной лампы нашло глубокое развитие в трудах советских ученых. Введение этого понятия явилось результатом теоретических исследований Нижегородской

радиолaborатории, где в двадцатых годах вопрос об отрицательной проводимости в связи с решением различных практических задач разрабатывался большим коллективом ученых и инженеров (М. А. Бонч-Бруевич, В. В. Татарин, Г. А. Остроумов, П. Н. Рамлау и др.). Как отметил М. А. Бонч-Бруевич [19], результаты разработки радиолaborаторией теории отрицательной проводимости свидетельствуют о том, „сколько успешно и разносторонне продвигается разработка проблемы при одновременном исследовании ее разными лицами, различными методами и с различных точек зрения при условии объединения всех этих работ в общую коллективную работу... Трудно указать, кто из сотрудников РЛ, интересовавшихся теоретическими вопросами, не принял участие в ее разработке. Подобного рода коллективная работа является характерной для Нижегородской радиолaborатории и залогом ее успеха“.

Особая роль в разработке понятия об отрицательной проводимости и теории ее применения в радиотехнике принадлежит М. А. Бонч-Бруевичу,

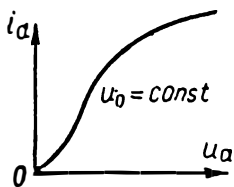


Рис. 3.48. Вольтамперная характеристика лампы.

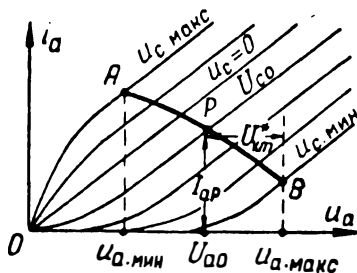


Рис. 3.49. Динамическая вольтамперная характеристика лампы автогенератора с обратной связью.

который является автором ряда статей в этой области [19]. Этому вопросу в известном учебнике М. А. Бонч-Бруевича [20] посвящена интересная глава о «двухполюсниках с отрицательным сопротивлением». Одна из первых работ, посвященных рассмотрению электронной лампы в качестве отрицательной проводимости, принадлежит Г. А. Остроумову [21]; анализ же процессов в ламповом автогенераторе, как устройстве, содержащем отрицательную проводимость, выполнен одним из учеников Бонч-Бруевича—П. Н. Рамлау [22]. Подробное изложение теории самовозбуждения лампового генератора на основе понятия об отрицательной проводимости приводится в учебнике С. А. Дробова [5]. Впоследствии этому вопросу был посвящен ряд других исследований советских ученых и, в частности, в самое последнее время, — работа П. П. Климентова [23].

6. Введение понятия об электронной (отрицательной) проводимости явилось весьма полезным для развития общей теории генерации. Оно позволяет построить обобщенную эквивалентную схему, справедливую для любого генераторного прибора (лампового, клистронного, магнетронного), в котором осуществляется преобразование энергии питающего источника постоянного напряжения в энергию высокочастотных колебаний. Этим понятием мы будем в дальнейшем часто пользоваться, так как оно позволяет весьма просто сформулировать требования к нелинейному элементу как генераторному прибору, исходя из его вольтамперной характеристики.

7. Воспользуемся понятием об отрицательной активной проводимости для рассмотрения возможности возбуждения высокочастотных колебаний в цепи, представленной на рис. 7,б.

В п. 4 § 2 данной главы при рассмотрении принципа работы лампового генератора мы пришли к выводу о том, что в такой цепи колебания не могут возбудиться. Сейчас к подобному выводу мы в состоянии прийти весьма просто. В самом деле, так как сеточное напряжение лампы $u_c = \text{const}$, то вольтамперная характеристика лампы имеет вид, представленный на рис. 48. Эта характеристика не имеет падающего участка. Следовательно, в рассматриваемом режиме лампа не обладает свойствами отрицательного сопротивления, а напротив, представляет собой активное сопротивление, потребляющее энергию.

8. Нетрудно показать, что вольтамперная характеристика автогенератора с обратной связью (рис. 10) оказывается падаю-

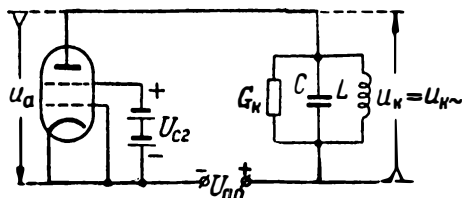


Рис. 3.50. Схема динаatronного генератора.

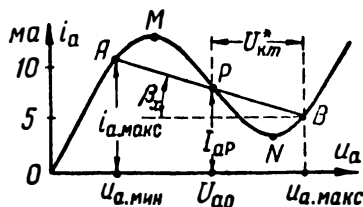


Рис. 3.51. Вольтамперная характеристика динаatronного генератора.

щей. Только здесь, поскольку анодный ток лампы является функцией двух напряжений — анодного и сеточного, следует говорить о *динамической* характеристике $i_a = \Phi_d(u_a)$.

Пусть семейство статических характеристик генераторной лампы имеет вид, показанный на рис. 49, где P — рабочая точка ($u_c = U_{c0}$, $u_a = U_{a0}$). Пусть $u_{k~} = U_{k~}^* \sin \omega_1^* t$ — напряжение на контуре. Пренебрегая небольшим углом сдвига фаз между напряжениями $u_{k~}$ и $u_{c~} = u_c \cong k u_{k~}$, можно принять:

$$u_a = U_{a0} - U_{k~}^* \sin \omega_1^* t, \quad u_c = U_{c0} + k U_{k~}^* \sin \omega_1^* t.$$

Если, задаваясь различными значениями $\sin \omega_1^* t$, построить динамическую характеристику $i_a = \Phi_d(u_a)$, то она выразится падающей кривой AB, средняя крутизна которой (в диапазоне $u_{c, мин} < u_c < u_{c, макс}$) определит отрицательную проводимость $G_g < 0$.

9. Обратимся еще к одному примеру — *динаatronному генератору*, схема которого представлена на рис. 50. Эта схема отличается от схемы рис. 7,б только тем, что здесь в качестве генераторной лампы используется не *триод*, а *тетрод*. Пусть напряжения на обеих сетках лампы постоянны ($u_{c1} = 0$, $u_{c2} = U_{c2} = \text{const}$), причем напряжение U_{c2} настолько велико, что из-за *динаatronного эффекта* характеристика лампы $i_a = \Phi(u_a)$ обладает *падающим участком* (рис. 51). Тогда, если напряжение

питающего источника $U_a \cong U_{a0}$ выбрано так, что рабочая точка Р находится вблизи середины падающего участка характеристики, то в системе могут возникнуть автоколебания.

Пусть $U_{км}$ — сколько угодно малая амплитуда случайно возникших колебаний напряжения $u_k = u_{k\sim}$ на контуре. При возрастании напряжения $u_{k\sim}$ анодное напряжение $u_a = U_{a0} - u_k$ уменьшается, чему, согласно характеристике, соответствует увеличение анодного тока. Обратное происходит при уменьшении напряжения на контуре. Напряжению u_k весьма малой амплитуды соответствует отрицательная (электронная) проводимость лампы, $G_9 = G_{9p} = -1/R_{9p}$, где $R_{9p} = R_{\sim}$ — дифференциальное сопротивление в рабочей точке Р.

Пока $|G_9| > G_k$, энергия W_9 , вводимая в контур за период колебаний,

$$\int_0^{T_r} u_k i_a dt \cong \int_0^{T_r} U_{км} \sin \omega_r t (I_{aP} - G_9 U_{км} \sin \omega_r t) dt = 0,5 |G_9| U_{км}^2 T_r$$

превышает энергию потерь в контуре, равную $0,5 G_k U_{км}^2 T_r$. Поэтому амплитуда колебаний при $|G_9| > G_k$ нарастает. С ростом амплитуды колебаний абсолютная величина электронной проводимости лампы уменьшается, а энергия потерь возрастает. Равновесие установится при такой амплитуде $U_{км}^*$, при которой среднее за период значение проводимости $|G_9^*| = G_k$.

Приближенно, среднее значение проводимости $|G_9^*|$ может быть оценено наклоном хорды АВ (рис. 51). Отсюда амплитуда стационарных колебаний находится из соотношения:

$$G_k = |G_9^*| \cong \operatorname{tg} \beta_x = \frac{i_{a, \text{макс}} - i_{a, \text{мин}}}{2U_{км}^*}. \quad (3.103)$$

Чем меньше проводимость G_k (чем меньше мощность нагрузки), тем выше амплитуда устанавливаемых стационарных колебаний. Условие стационарности колебаний: $G_9^* + G_k = 0$; условие самовозбуждения: $|G_{9p}| > G_k$.

В динатронном генераторе отсутствует специальный орган обратной связи. Все же обратная связь фактически осуществляется благодаря влиянию контурного напряжения ($u_{a\sim} = -u_{k\sim}$) на величину анодного тока лампы.

10. Достоинством динатронного генератора является простота его конструкции. Он иногда находит применение при лабораторных измерениях и испытаниях. Однако динатронный эффект лампы данного типа. Поэтому динатронные генераторы широкого при-

менения не получили. Значительно более высокая стабильность работы достигается при использовании *транзитронного генератора* [5], принцип работы которого аналогичен принципу работы динатронного генератора.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

99. В каком смысле «коэффициент затухания» автоколебательной системы может быть равен нулю (в режиме стационарных колебаний)?

100. Как связан средний «коэффициент затухания» автоколебательной системы с ее другими усредненными параметрами?

101. Коэффициент обратной связи автогенератора $k = 0,1$. Чему равно электронное сопротивление генераторной лампы, если ее средняя крутизна (в режиме стационарных колебаний) равна $0,5 \text{ ма/в}$.

О т в е т. $R_g = -20 \text{ ком}$.

102. Чему равна эквивалентная активная проводимость потерь автоколебательной системы в задаче 102?

О т в е т. $G_k = 0,05 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом}$.

103. Коэффициент обратной связи автогенератора и средняя крутизна генераторной лампы (в режиме стационарных колебаний) выражаются соответственно комплексами: $k = 0,1(1 + j0,02)$ и $\dot{S}_c^* = 0,8e^{-j0,1} \text{ (ма/в)}$. Реактивные параметры колебательной системы и ее активная проводимость, учитывающая собственные потери в системе и в лампе, равны соответственно: $L = 20 \text{ мкгн}$, $C = 245 \text{ пф}$, $G_{\text{пот}} = 1/R_{\text{вс}}^* + 1/R_{LC} = 0,06 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом}$. Определить активную проводимость $G_{\text{нагр}}$ полезной нагрузки автогенератора и частоту ω_r^* стационарных колебаний.

Р е ш е н и е. Согласно формуле (100)

$$G_g + jB_g = -kS_c^* = -0,1(1 + j0,02) \cdot 0,8 \cdot 10^{-3} e^{-j0,1} \cong -8 \cdot 10^{-5} e^{-j0,08},$$

откуда

$$G_g \cong -8 \cdot 10^{-5} \text{ 1/ом}, \quad B_g \cong 64 \cdot 10^{-7} \text{ 1/ом}.$$

Согласно первому равенству (102а), суммарная активная проводимость потерь системы (с учетом полезной нагрузки)

$$G_k = -G_g = 8 \cdot 10^{-5} \text{ 1/ом},$$

откуда

$$G_{\text{нагр}} = G_k - G_{\text{пот}} = (8 - 6) \cdot 10^{-5} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ 1/ом}.$$

Согласно формуле (101):

$$-B_k = \frac{1}{\omega_r^* L} - \omega_r^* C = \frac{1}{\omega_0 L} \left(\frac{\omega_0}{\omega_r^*} - \frac{\omega_r^*}{\omega_0} \right) \cong \frac{1}{\rho_k} \frac{2\Delta\omega_0}{\omega_0},$$

где $\Delta\omega_0 = \omega_r^* - \omega_0$, причем: $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \cong 14,3 \text{ 1/мксек}$

$$(f_0 \cong 2,27 \text{ мггц}); \quad \rho_k = \sqrt{L/C} \cong 286 \text{ ом}.$$

Из второго уравнения (102а) находим суммарную поправку на частоту:

$$B_k + B_g = -\frac{1}{\rho_k} \frac{2\Delta\omega_0}{\omega_0} + 64 \cdot 10^{-7} = 0,$$

откуда

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = \frac{\Delta f_0}{f_0} = -0,5 \cdot 64 \cdot 10^{-7} \cdot 286 = 0,0915 \cdot 10^{-2}; \quad \Delta f_0 = 2,08 \text{ кгц}.$$

104. Почему электронная активная проводимость лампы автогенератора имеет отрицательное значение, хотя дифференциальное сопротивление лампы по данным ее статических характеристик (рис. 49) положительно?

105. Разберите, как осуществляется обратная связь в динатронном генераторе?

106. Составьте дифференциальное уравнение динатронного генератора и установите условие его самовозбуждения.

107. Дифференциальное сопротивление тетрода в точке P (рис. 51) равно 10 ком. Может ли возбудиться динатронный генератор, использующий этот тетрод, если эквивалентное сопротивление потерь равно 8 ком?

О т в е т. Не может.

108. Рассчитать параметры колебательного контура динатронного генератора, характеристика лампы которого приведена на рис. 51. Рабочая точка установлена при $U_{a0} = 63$ в; требуемая амплитуда колебаний $U_{км}^* = 37$ в; частота генерации $f_r^* = 100$ кгц; добротность ненагруженного контура $Q_k = 110$; сопротивление полезной нагрузки, подключаемой параллельно колебательному контуру, $R_{нагр} = 15$ ком.

Р е ш е н и е. Руководствуясь построением, приведенным на рис. 51, и формулой (103), находим (приближенно)

$$i_{a, \max} - i_{a, \min} \cong 6 \text{ ма}; |G_3^*| \cong \frac{i_{a, \max} - i_{a, \min}}{2U_{км}^*} \cong 0,081 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом.}$$

Проводимость потерь автогенератора $G_k = |G_3^*| = 0,081 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом}$; она учитывает проводимость нагрузки $G_{нагр} \cong 0,067 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом}$ и приведенную проводимость потерь самого контура $G_{LC} = (Q_k \rho_k)^{-1}$, т. е. $G_k = G_{нагр} + G_{LC}$, откуда

$$G_{LC} = (Q_k \rho_k)^{-1} = (0,081 - 0,067) \cdot 10^{-3} \cong 0,014 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом.}$$

Таким образом

$$\rho_k = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{G_{LC} Q_k} = \frac{10^3}{0,014 \cdot 110} \cong 650 \text{ ом}; f_r^* \cong f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}} = 0,1 \text{ мгц.}$$

Отсюда $L \cong 1030 \text{ мкгн}$, $C \cong 2450 \text{ пф}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Берг, Теория и расчет ламповых генераторов, Госэнергоиздат, 1932.
2. З. И. Модель и И. Х. Невяжский, Курс радиопередатчиков, Связьиздат, 1950.
3. Н. С. Бесчастнов и В. Н. Сосунов, Радиопередающие устройства, ВЭТАС им. С. М. Буденного, 1941.
4. С. И. Евтянов, Радиопередающие устройства, Связьиздат, 1950.
5. С. А. Дробов, Радиопередающие устройства, издание 2-е, Воениздат, 1951.
6. Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси, Об обосновании одного метода приближенного решения дифференциальных уравнений, «ЖЭТФ», 1934, т. 4, № 2, стр. 117.
7. С. П. Стрелков, Введение в теорию колебаний, ГТТИ, 1950.
8. А. А. Андронов и С. Э. Хайкин, Теория колебаний, ОНТИ, 1937.
9. Н. М. Крылов и Н. Н. Боголюбов, Новые методы нелинейной механики, ГТТИ, 1934; Введение в нелинейную механику, АН УССР, 1937.
10. К. Ф. Теодорчик, Автоколебательные системы, ГТТИ, 1952.
11. Б. В. Булгаков, Колебания, т. 1, ГТТИ, 1954.

12. Н. Н. Крылов, Электрические процессы в нелинейных элементах радиоприемников, Связьиздат, 1949.
13. И. Е. Средний, Теория автоколебаний, ч. 1, Одесский ЭИС, 1949.
- 13а. И. М. Капчинский, Методы теории колебаний в радиотехнике, Госэнергонздат, 1954.
14. А. Е. Безменов, Методы Баркгаузена-Меллера с точки зрения строгой теории автоколебаний, «ЖТФ», 1936, т. 6, № 3, стр. 467.
15. С. Н. Ржевкин и Б. А. Введенский, Прерывистый триодный генератор, его теория и применения «Т. и Т. б. п.», 1921, № 11, стр. 67.
16. Г. Горелик, В. Кузовкин и Е. Секерская, Исследование прерывистой генерации, «Техника радио и слабого тока», 1932, № 11, стр. 629.
17. Ю. Б. Кобзарев, Зависимость частоты лампового генератора от режима, «Вестник электротехники», 1931, № 10, стр. 346.
18. Ю. Б. Кобзарев, О квазилинейном методе трактовки явлений в генераторе почти синусоидальных колебаний, «ЖТФ», 1935, т. 5, № 2, стр. 216.
19. М. А. Бонч-Бруевич, Отрицательное сопротивление, «Т. и Т. б. п.», 1928, № 50, стр. 572; см. также «Т. и Т. б. п.», 1926, № 38, стр. 449, № 39, стр. 555 и № 46, стр. 107 (хроника).
20. М. А. Бонч-Бруевич, Основы радиотехники, ч. II, Связьтехиздат, 1936.
21. Г. А. Остроумов, Катодная лампа как отрицательное сопротивление, «Т. и Т. б. п.», 1928, № 38, стр. 465.
22. П. Н. Рамлау, Отрицательное сопротивление, как причина незатухающих колебаний, «Т. и Т. б. п.», 1926, № 6(39), стр. 512.
23. П. П. Климентов, Измерение отрицательных сопротивлений электронных ламп, работающих в транзитронном режиме,— «Радиотехника», 1949, № 4.

ГЛАВА IV

САМОВОЗБУЖДЕНИЕ RC-АВТОГЕНЕРАТОРА

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Генерация незатухающих гармонических колебаний *весьма низкой частоты* (порядка сотен и десятков герц) посредством обычных ламповых автогенераторов принципиально возможна, но сопряжена с *конструктивными* затруднениями, обусловленными необходимостью использования больших конденсаторов и, главное, больших индуктивных катушек. Это можно проиллюстрировать таким примером.

Пусть требуется сконструировать автогенератор гармонических колебаний частотой $\omega_r = 2\pi f_r$, причем из соображений эффективного использования генераторной лампы характеристическое сопротивление ρ_k колебательного контура не должно быть ниже некоторой заданной величины. Основные параметры контура должны удовлетворять очевидным уравнениям:

$$\omega_r \cong \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \quad \rho_k = \sqrt{\frac{L}{C}}; \quad L \cong \frac{\rho_k}{\omega_0}; \quad C \cong \frac{1}{\omega_0 \rho_k}.$$

Вытекающие из последних формул величины параметров контурного конденсатора и катушки, соответствующие величине $\rho_k = 100$ ом, сведены в таблицу 1.

Т а б л и ц а 4.1

$f_0, \text{ гц}$	500	100	50	10	1
$L, \text{ гн}$	0,032	0,16	0,32	1,6	16
$C, \text{ мкф}$	3,18	15,9	31,8	159	1590

Приведенные в таблице 1 величины дают представление о громоздкости колебательного LC-контура низкочастотного автогенератора. Из этих соображений для получения гармонических колебаний низкой частоты иногда применяются *гетеродинные генераторы*, работающие на принципе преобразования частоты

с выделением колебаний разностной частоты биений (см. гл. II, § 6, п. 14). Однако такой способ требует использования двух автогенераторов ВЧ, смесительной лампы и специального фильтра низкой частоты, что в целом приводит к достаточно громоздкому устройству. Конструкция гетеродинного генератора усложняется также из-за необходимости тщательной экранировки автогенераторов один относительно другого. Это нужно для предотвращения *захватывания частоты* автоколебаний одного из генераторов другим, тем более возможного, чем ближе частоты автоколебаний обоих генераторов (см. гл. V, § 3). Следует особо отметить, что стабильность низкочастотных колебаний, получаемых от гетеродинного генератора, весьма низка даже при сравнительно высокой стабильности высоких частот f_{r1} и f_{r2} каждого из автогенераторов. Это объясняется тем, что сравнительно небольшие абсолютные отклонения частот Δf_{r1} и Δf_{r2} образуют значительные относительные отклонения *разностной* частоты биений

$$|f_{r2} - f_{r1}| \ll f_{r1} \cong f_{r2}.$$

Отмеченные обстоятельства определили целесообразность применения особого класса ламповых *RC*-автогенераторов, свободных от указанных недостатков, для генерации незатухающих гармонических колебаний низкой частоты (вплоть до частот порядка десятых и сотых долей одного герца). Обладая весьма простой конструкцией и, при определенных условиях, удовлетворительной стабильностью частоты, *RC*-автогенераторы нашли широкое применение в измерительной технике и для специальных целей.

§ 2. ПРИНЦИП РАБОТЫ *RC*-АВТОГЕНЕРАТОРА

Колебательные свойства *RC*-контуров. — Самовозбуждение *RC*-автоколебательной системы. — Фазовые соотношения при самовозбуждении. — О режиме работы *RC*-автогенератора. Вопросы и задачи.

1. Идея применения в ламповых автогенераторах колебательного *LC*-контра для фиксации частоты автоколебаний естественно вытекает из рассмотрения резонансных свойств колебательного контура. Возбужденные в таком контуре свободные колебания энергии между двумя реактивными (*L* и *C*) накопителями энергии системы весьма близки к гармоническим, если контур обладает высокой добротностью. При таком положении основной функцией лампы автогенератора является управление притоком энергии в контур, компенсирующим потери в системе; форма же автоколебаний практически полностью определяется параметрами контура.

LC-контур представляет собой естественную, но не единственно возможную систему, в которой могут происходить колебания энергии между реактивными накопителями системы. Такой

процесс, в частности, может возникнуть в системе, содержащей только *однотипные* реактивные накопители (например, конденсаторы, разделенные активными сопротивлениями). Так, при внезапном приложении постоянного напряжения к показанной на рис. 1 цепи, характеризваемой различными постоянными $R_1 C_1 \neq R_2 C_2$, в течение возникающего переходного процесса происходит перераспределение энергии между конденсаторами C_1 и C_2 . Причину этого легко понять, если учесть, что в первые моменты времени после включения напряжения на конденсаторах распределяются приблизительно обратно пропорционально емкостям C_1 и C_2 , а в более далекие моменты времени (строго говоря, в

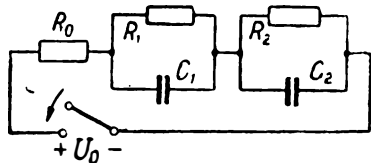


Рис. 4.1. Аперодическая цепь с двумя однотипными накопителями энергии.

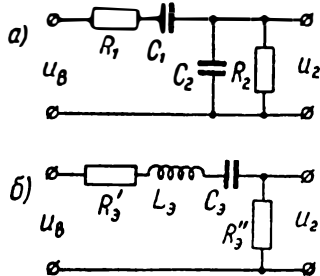


Рис. 4.2. Эквивалентные четырехполюсники.

установившемся режиме) — пропорционально сопротивлениям R_1 и R_2 . В виде примера можно привести также четырехполюсник (рис. 2, а), содержащий только сопротивления и емкости, который по своим свойствам эквивалентен четырехполюснику (рис. 2, б), содержащему C_3 , L_3 и $R_3 = R'_3 + R''_3$, где:

$$C_3 = C_1; L_3 = R_1 R_2 C_2; R_3 = R_1 + R_2 \cdot C_2 / C_1; R''_3 = R_2 \quad (4.1)$$

В этом можно убедиться из сравнения дифференциальных уравнений, описывающих процессы в обеих схемах. Для обеих схем (при нулевых начальных условиях) будем иметь:

$$\frac{d^2 u_2}{dt^2} + 2\delta \frac{du_2}{dt} + \omega_0^2 u_2 = \delta_1 \frac{du_B}{dt}, \quad (4.2)$$

где

$$\omega_0 = \omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_3 C_3}} = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}; \quad (4.3)$$

$$2\delta = \frac{R_3}{L_3} = \frac{1}{R_1 C_1} + \frac{1}{R_2 C_2} + \frac{1}{R_1 C_2}; \delta_1 = \frac{R'_3}{L_3} = \frac{1}{R_1 C_2}. \quad (4.4)$$

2. Следует отметить, что показанная на рис. 2 цепь обладает весьма низкой добротностью. Частотная характеристика

коэффициента передачи подобной цепи (рис. 3, а) выражается уравнениями:

$$K = Ke^{-i\varphi} = \frac{\dot{U}_{2m}}{\dot{U}_{1m}} = \frac{R_9''}{R_9 + j\omega L_9 + (j\omega C_9)^{-1}} = \frac{0,5\delta_1 e^{-i\varphi}}{\delta \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{4\delta^2} \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2}}, \quad (4.5)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L_9 - 1/\omega C_9}{R_9} = \frac{\omega}{2\delta} \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right), \quad (4.6)$$

где учтены соотношения (1), (2) и (3).

При резонансной частоте ($\omega_p = \omega_0$) модуль коэффициента передачи хотя и максимален, но частотная характеристика цепи весьма тупа и не обладает столь высокими фильтрующими свойствами, которые характерны для узкополосного LC-контура. Рассматриваемая цепь при любых соотношениях своих параметров (R_1, R_2, C_1, C_2) *апериодична* ($\delta^2 > \omega_0^2$). Поэтому переходный процесс в такой цепи, вызванный ее подключением к источнику постоянного напряжения $u_b = U_{b0} = \text{const}$, имеет вид, показанный на рис. 3, б, существенно отличающийся от затухающих гармонических колебаний, свойственных колебательной цепи высокой добротности. Однако с помощью достаточно большого числа

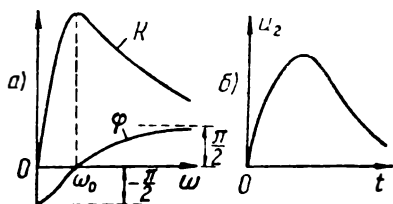


Рис. 4.3. Частотная характеристика коэффициента передачи и переходная функция RC-цепи (рис. 2).

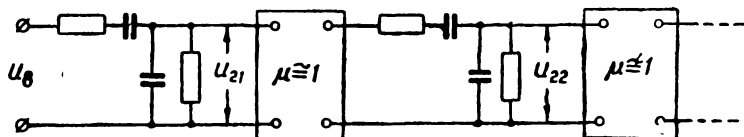


Рис. 4.4. Многозвенная цепочка RC-контуров, разделенных катодными повторителями.

RC-контуров, идентичных с показанными на рис. 2, а и разделенных между собой (для развязки) катодными повторителями (рис. 4), работающими в линейном режиме усиления ($\mu \approx 1$), можно на выходе n -ого каскада получить колебания, тем более близкие к затухающим гармоническим колебаниям, чем выше номер n каскада (рис. 5). Такой результат может быть пояснен сужением частотной характеристики $K_n(\omega)$ многозвен-

ной цепочки (из n звеньев) с увеличением числа звеньев (рис. 6), так как $K_n(\omega) = [K(\omega)]^n$, где $K(\omega)$ — модуль частотной характеристики одного звена.

3. При достаточно большом числе звеньев цепь, показанная на рис. 4, по своим резонансным свойствам близка к узкополосному LC -контур. Если выход n -го каскада замкнуть на

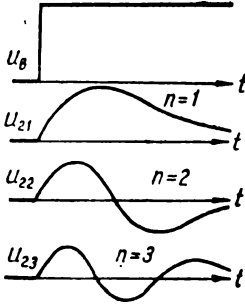


Рис. 4.5. Свободные колебания в многозвенной цепочке RC -контуров (рис. 4).

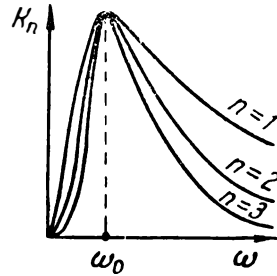


Рис. 4.6. Сужение частотной характеристики с увеличением числа звеньев в цепочке RC -контуров (рис. 4).

вход 1-го каскада с помощью цепи обратной связи, то мы получим автоколебательную систему, которая по своим свойствам близка к рассмотренным в главе III. Возможность установления в такой системе автоколебаний частотой ω_0 уже в значительной степени вытекает из селективных свойств системы, определяемых ее амплитудно-частотной характеристикой. Однако такое положение не является

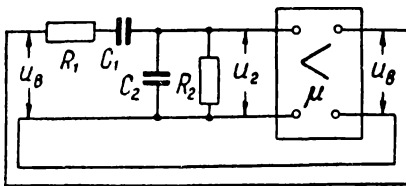


Рис. 4.7. Схема RC -автогенератора с двухкаскадным усилителем.

исключительным и обязательным. Колебания некоторой определенной частоты могут установиться и в широкополосной системе, подобной представленной на рис. 2, при замыкании ее через усилитель с помощью цепи обратной связи (рис. 7). Процессы в такой цепи описываются уравнением (2), в котором следует положить $u_B = \mu u_2$, где μ — коэффициент усиления. Заменяя в уравнении (2) u_2 через u_B/μ и учитывая равенство (4), получим дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2 u_B}{dt^2} + \left(2\delta - \frac{\mu}{R_1 C_2} \right) \frac{du_B}{dt} + \omega_0^2 u_B = 0. \quad (4.7)$$

Это уравнение совпадает по форме с уравнением (3.20) лампового автогенератора. Полагая пока (в области малых колебаний)

$\mu = \text{const}$, уравнение (7) можно рассматривать как линейное. Его решением является

$$u_B = U_{вм0} e^{-\delta_r t} \sin(\omega_r t + \psi_0), \quad (4.8)$$

где $U_{вм0}$ и ψ_0 определяются из начальных условий и

$$\omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - \delta_r^2}, \quad 2\delta_r = 2\delta - \frac{\mu_c^*}{R_1 C_2}. \quad (4.9)$$

Следовательно, при условии достаточной величины $|\mu|$ и $\mu > 0$ (последнее требует четного числа каскадов усилителя) выполняется неравенство

$$\delta_r < 0 \text{ или } \mu > 2\delta \cdot R_1 C_2 = 1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}, \quad (4.10)$$

выражающее *условие самовозбуждения* автогенератора, собранного по схеме рис. 7. В этом случае амплитуда колебаний, выражаемая формулой (8), начнет нарастать.

4. Естественно, амплитуда колебаний не может нарастать неограниченно, так как при достаточном ее увеличении коэффициент усиления μ убывает. Вводя понятие о *среднем за период* значении $\mu_c = F(U_{вм})$, нетрудно прийти к выводу, что в системе могут установиться *стационарные* колебания амплитудой $U_{вм}^*$, при которой усредненный коэффициент затухания системы

$$\delta_r^* = \delta - \frac{\mu_c^*}{2R_1 C_2} = 0, \quad \text{где } \mu_c^* = F(U_{вм}^*). \quad (4.11)$$

Форма колебаний будет близка к гармоническим, причем частота стационарных колебаний

$$\omega_r^* \cong \sqrt{\omega_0^2 - (\delta_r^*)^2} \cong \omega_0. \quad (4.12)$$

Зависимость $\mu_c = F(U_{вм})$ может быть найдена экспериментально (путем измерения коэффициента передачи усилителя при разомкнутой обратной связи).

5. Установление автоколебаний, близких к гармоническим, в рассматриваемой *широкополосной* системе (рис. 7) обязано в основном селективным свойствам системы, определяемым ее *фазо-частотной* (а не амплитудо-частотной) характеристикой, выражаемой функцией (6) рис. 3, а.

При $\omega = \omega_p = \omega_0$, $\varphi = 0$. Отсюда следует, что фаза колебаний u_2 на выходе RC -контура (рис. 7) совпадает с фазой колебаний u_B на ее входе. Поэтому, если усилитель в схеме рис. 7 не изменяет фазы колебаний (сдвиг фаз усилителя равен $2m\pi$, где $m = 1; 2; \dots$), то колебания частоты ω_0 , поступающие на вход RC -контура через цепь обратной связи, оказываются согласованными по фазе с действующими на входе колебаниями. Другими словами, для колебаний частоты ω_0 выполняется *условие баланса фаз*; для колебаний же другой частоты условие баланса

фаз не выполняется. Именно это обстоятельство и определяет возбуждение в системе автоколебаний частотой ω_0 .

6. Для лучшего уяснения влияния фазовых соотношений на частоту и форму колебаний в RC -автогенераторе сравним характер колебаний, возбуждаемых в системах, изображенных на рис. 8 и 9.

При работе по схеме рис. 8 напряжение с выхода 2-го каскада (L_2) подается через цепь обратной связи на вход 1-го каскада

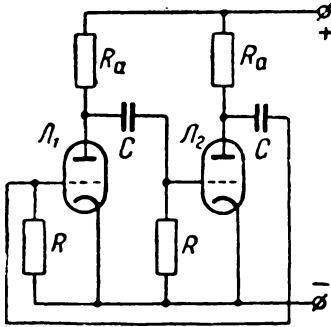


Рис. 4.8. Схема двухкаскадного автогенератора разрывных колебаний.

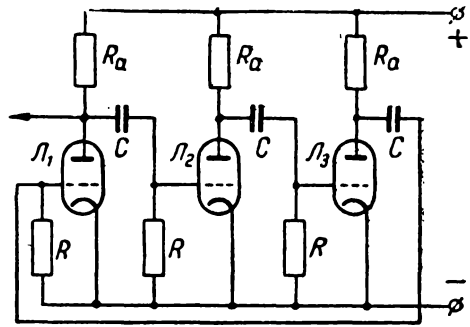


Рис. 4.9. Схема трехкаскадного автогенератора синусоидальных колебаний.

када (L_1). Пусть цепь обратной связи разомкнута и на вход устройства подается гармоническое напряжение той или иной частоты. Если емкости C достаточно велики, то, начиная с некоторой частоты и выше, напряжение любой частоты на выходе какого-нибудь каскада изменяется в противофазе с напряжением той же частоты, действующим на входе этого же каскада. Поэтому фаза напряжения на выходе 2-го каскада отличается от фазы напряжения на входе 1-го каскада на угол 2π . Следовательно, колебания на входе и выходе всей системы при разомкнутой обратной связи физически совпадают по фазе, причем такое положение справедливо не для одной дискретной частоты,

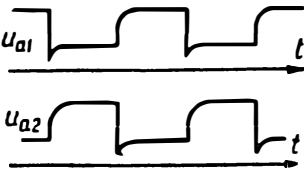


Рис. 4.10. Разрывные автоколебания при работе по схеме рис. 8.

а для целого спектра частот (исключая некоторые достаточно низкие частоты). Из изложенного вытекает, что условие баланса фаз в рассматриваемой автоколебательной системе (с замкнутой обратной связью) выполняется для целого спектра колебаний. Поэтому такая система не обладает селективными свойствами в отношении колебаний определенной частоты, и, как показывает теория и опыт, в системе могут установиться периодические колебания резко несинусоидальной формы (богатые высшими гармониками), называемые *разрывными колебаниями* (рис. 10).

Совершенно иной режим колебаний устанавливается в *симметричном трехкаскадном* автогенераторе (рис. 9). Здесь для колебаний высоких частот условие баланса фаз не выполняется, так как для высоких частот фаза напряжения на выходе 3-го каскада отличалась бы от фазы напряжения на входе 1-го каскада на угол 3π . Условие баланса фаз здесь выполняется для гармонических колебаний такой частоты ω_r , для которой *суммарный* угол сдвига фаз, создаваемый системой (между входом и выходом ее), удовлетворяет уравнению:

$$3\varphi = 3 \left(\pi + \operatorname{arctg} \frac{1}{\omega_r RC} \right) = 2m\pi \quad (m = 1, 2, \dots). \quad (4.13)$$

Здесь предполагается, что анодное напряжение любой лампы изменяется в противофазе с ее сеточным напряжением (угол сдвига фаз равен π); дополнительный фазовый сдвиг напряжения на сопротивлении R (на входе следующего каскада) относительно анодного напряжения, создаваемый RC -цепочкой, равен $\operatorname{arctg}(\omega_r RC)^{-1}$, откуда и вытекают равенства (13). Решая уравнение (13), получим:

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \left(\pi + \operatorname{arctg} \frac{1}{\omega_r RC} \right) = \frac{1}{\omega_r RC} = \operatorname{tg} \frac{2m\pi}{3}.$$

Для любого целого m , определяющего *положительные* значения ω_r (отрицательные частоты физического смысла не имеют), получаем $\operatorname{tg} \frac{2m\pi}{3} = +\sqrt{3}$, откуда

$$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{3}RC} \cong \frac{1}{11RC}. \quad (4.14)$$

Таким образом, в рассматриваемой системе могут возбуждаться гармонические колебания частоты f_r , определяемой формулой (14), если только коэффициент усиления каскада достаточно велик для удовлетворения *условию баланса амплитуд*.

7. Весьма близкая к *гармонической* форма колебаний, возбуждаемых в ламповых автогенераторах с колебательной системой высокой добротности, обуславливается высокими фильтрующими свойствами системы. В таком автогенераторе, при установке весьма сильной обратной связи, когда рабочая область лампы охватывает нелинейную часть ее характеристики (или при работе с *отсечкой* анодного тока), форма анодного *тока* лампы резко отличается от гармонической. Тем не менее колебания *напряжения* на контуре генератора сохраняют почти строго синусоидальную форму. Такого положения не может быть в RC -автогенераторах, характеризующихся низкой добротностью своей колебательной системы. Выходное напряжение в таком генераторе формируется на анодном сопротивлении R_a (рис. 9) и, следовательно, повторяет форму анодного тока лампы. Поэтому

почти синусоидальные режимы работы генераторов этого типа возможны лишь в такой области ламповых характеристик, где они почти линейны (небольшая нелинейность необходима для возможности установления *стационарных* колебаний). Следовательно, *рабочий* коэффициент обратной связи k автогенератора должен лишь незначительно превышать значение $k_{\text{мин}}$, определяемое условием самовозбуждения. Форма колебаний будет тем более близкой к синусоидальной, чем ближе значение k к значению $k_{\text{мин}}$ (при условии выбора рабочей точки в линейной области).

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. Докажите эквивалентность представленных на рис. 2 цепей.

2. Что называется резонансной частотой цепи, представленной на рис. 2? Чему равен резонансный ток в цепи?

О т в е т. $I_{\text{рт}} = U_m / R_9$, где U_m — амплитуда приложенного напряжения.

3. Параметры автогенератора (рис. 7) равны: $C_1 = 0,02 \text{ мкф}$; $C_2 = 0,04 \text{ мкф}$; $R_1 = 0,5 \text{ мгом}$; $R_2 = 0,1 \text{ мгом}$; Определить частоту автоколебаний и требования к усилителю.

О т в е т. $f_r^* = f_0 = 25 \text{ гц}$; двухкаскадный усилитель с общим коэффициентом усиления $\mu > 8$.

4. Найти ширину полосы пропускания RC -контур, рассмотренного в задаче 3.

Р е ш е н и е. Значения граничных частот, определяющих полосу пропускания, на основании соотношения (5) должны удовлетворять уравнению:

$$1 + \frac{\omega^2}{4\delta^2} \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2 = 2, \text{ откуда } \omega \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) = \pm 2\delta.$$

Решая это уравнение, находим 4 корня:

$$\omega' = \delta \pm \sqrt{\delta^2 + \omega_0^2}, \quad \omega'' = -\delta \pm \sqrt{\delta^2 + \omega_0^2},$$

из которых только следующие два имеют физический смысл ($\omega > 0$):

$$\omega' = \delta + \sqrt{\delta^2 + \omega_0^2}, \quad \omega'' = -\delta + \sqrt{\delta^2 + \omega_0^2}.$$

Отсюда абсолютная и относительная ширина полосы пропускания равны:

$$\Delta\omega_{\text{п}} = \omega' - \omega'' = 2\delta; \quad \frac{\Delta\omega_{\text{п}}}{\omega_0} = \frac{2\delta}{\omega_0} = R_9 \sqrt{\frac{C_9}{L_9}} = d_9,$$

где приняты во внимание соотношения (3) и (4). Учитывая соотношения (1), найдем: $R_9 = 0,8 \text{ мгом}$; $L_9 = 2000 \text{ гн}$; $C_9 = 0,02 \text{ мкф}$; $\rho_9 = 0,316 \text{ мгом}$; $d_9 = 2,5$; $\Delta f_{\text{п}} = d_9 f_0 = 62,5 \text{ гц}$.

5. Постоянная времени RC -цепочек в симметричном трехкаскадном автогенераторе, собранном по схеме рис. 9, равна 2 мсек . Найти частоту автоколебаний.

О т в е т. $f_r^* = f_0 \cong 45 \text{ гц}$.

6. Могут ли в четырехкаскадном симметричном RC -автогенераторе, подобном показанному на рис. 9, возбудиться гармонические автоколебания?

О т в е т. Не могут.

7. Каков будет результат при увеличении числа каскадов автогенератора, рассмотренного в задаче 6, до пяти; до шести?

Ответ. В пятикаскадном автогенераторе условие самовозбуждения выполняется для двух частот колебаний одновременно. В шестикаскадном автогенераторе возбуждение происходит на той же частоте, что и в трехкаскадном автогенераторе.

8. При каком режиме работы RC -автогенератора получается хорошая близкая к синусоидальной форма генерируемых колебаний?

§ 3. ОДНОЛАМПОВЫЙ RC -АВТОГЕНЕРАТОР

Схема и принцип работы. — Частота автоколебаний. — Условие самовозбуждения. — Амплитуда стационарных колебаний. — Схема с автоматическим смещением. — Работы советских авторов. — Вопросы и задачи.

1. На рис. 11 изображена схема RC -автогенератора, требующего для своей работы всего одной лампы (вместо двух в схеме рис. 7 и трех в схеме рис. 9). Сопротивление R_a в анодной цепи учитывает также влияние полезной активной нагрузки (см. ниже п. 9). Группа сопротивлений (R_1, R_2, R_3) и емкостей

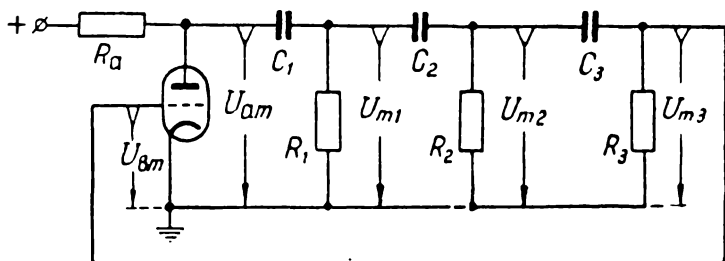


Рис. 4.11. Схема однолампового RC -автогенератора.

(C_1, C_2, C_3) образует трехъячеечную фазировочную цепь, через которую напряжение обратной связи подводится к сетке лампы.

2. Обычно сопротивление R_a значительно меньше сопротивлений R_1, R_2 и R_3 (рис. 11), ввиду чего переменная составляющая тока, протекающего через R_a , практически равна переменной составляющей анодного тока*. Это позволяет полагать, что анодное напряжение лампы изменяется в противофазе с анодным током, который совпадает по фазе с управляющим напряжением лампы. Предполагая, что в рассматриваемой системе устанавливаются колебания, близкие к гармоническим, можно составить следующие равенства, охватывающие комплексные амплитуды анодного тока (\dot{I}_{am}), сеточного

* Чем сильнее выполняется это соотношение, тем выше стабильность частоты генерации.

напряжения (\dot{U}_{am}), анодного напряжения (\dot{U}_{am}) и управляющего напряжения (\dot{U}_m) лампы:

$$\dot{U}_{am} = -I_{am}R_a; I_{am} = S\dot{U}_m = S(\dot{U}_{vm} + D\dot{U}_{am});$$

здесь S и D — *вещественные* параметры лампы. Исключая из написанных уравнений ток, получим равенство

$$\dot{U}_{vm} = -\dot{U}_{am} \left(\frac{1}{SR_a} + D \right), \quad (4.15)$$

выражающее «*противофазность*» векторов \dot{U}_{vm} и \dot{U}_{am} .

С другой стороны, возбуждающее напряжение \dot{U}_{vm} , подводимое с помощью цепи обратной связи к сетке лампы, представляет собой падение напряжения U_{m3} на сопротивлении R_3 . Это напряжение вызывается действием анодного напряжения U_{am} , которое через посредство RC -фазирующего устройства передается к сопротивлению R_3 . Поскольку же векторы \dot{U}_{am} и \dot{U}_{vm} изменяются в противофазе, для возможности самовозбуждения необходимо, чтобы фазирующее устройство осуществляло сдвиг фаз между входным (\dot{U}_{am}) и выходным (\dot{U}_{m3}) напряжениями на угол π .

3. Сдвиг фазы колебаний осуществляется посредством нескольких RC -цепочек ($R_1 - C_1$, $R_2 - C_2$ и т. д.), каждая из которых в состоянии вызвать сдвиг фазы колебаний (\dot{U}_{m1} относительно \dot{U}_{am} ; \dot{U}_{m2} относительно \dot{U}_{m1} и т. д.) на угол, меньший $0,5\pi$. Отсюда вытекает, что для получения суммарного сдвига фаз колебаний на угол π необходимо, по крайней мере, 3 фазирующие RC -цепочки, что и принято в схеме рис. 11.

4. Угол сдвига фаз, осуществляемый последней RC -цепочкой, можно найти из уравнения:

$$\dot{U}_{m2} = \dot{U}_{m3} + \frac{\dot{U}_{m3}}{R_3} \frac{1}{j\omega C_3} = \dot{U}_{m3} \left(1 + \frac{1}{j\omega R_3 C_3} \right).$$

Если бы ток, протекающий через емкость C_2 , равнялся только току, протекающему через сопротивление R_2 , то сдвиг фаз, производимый 2-й ячейкой, определялся бы аналогичным соотношением, и при $R_3 = R_2$ и $C_3 = C_2$ 2-я ячейка осуществляла бы такой же сдвиг фаз, что и 3-я ячейка. Однако через емкость C_2 протекает также ток $I_{R3} = U_{m3}/R_3$, который опережает напряжение U_{m2} . Поэтому суммарный вектор тока, протекающего через C_2 , уже не совпадает по фазе с вектором \dot{U}_{m2} , а опережает его. Это обстоятельство приводит к существенному уменьшению коэффициента передачи U_{m2}/U_{m1} по сравнению с U_{m3}/U_{m2} и к некоторому ослаблению «фазосдвигающих свойств» 2-й ячейки. В этом можно убедиться из построения векторных диаграмм.

Из изложенного вытекает нецелесообразность применения в схеме одинаковых сопротивлений R_1 , R_2 и R_3 ; лучше, чтобы при равенстве постоянных

$$R_1 C_1 = R_2 C_2 = R_3 C_3 = T \quad (4.16)$$

уменьшалась насколько возможно значимость тока I_{R_3} по сравнению с током I_{R_2} , а I_{R_2} по сравнению с I_{R_1} . С этой целью потребуем выполнения соотношений

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_2}{R_3} = m, \quad (4.17)$$

где, в общем, m — любое положительное число, но которое из указанных соображений целесообразно установить: $m < 1$.

5. С учетом принятых соотношений можно написать следующий ряд равенств, связывающих напряжения в изучаемой системе (рис. 11):

$$\dot{U}_{m2} = \dot{U}_{m3} + \frac{\dot{U}_{m3}}{R_3} \cdot \frac{1}{j\omega C_3} = \dot{U}_{m3} \left(1 + \frac{1}{j\omega T} \right) = \dot{U}_{m3} (1 - jX),$$

где, согласно равенствам (16)

$$X = \frac{1}{\omega T} = \frac{1}{\omega R_3 C_3} = \frac{1}{\omega R_2 C_2} = \frac{1}{\omega R_1 C_1}; \quad (4.18)$$

$$\dot{U}_{m1} = \dot{U}_{m2} + \frac{1}{j\omega C_2} \left(\frac{\dot{U}_{m2}}{R_2} + \frac{\dot{U}_{m3}}{R_3} \right) = \dot{U}_{m3} [(1 + jX)^2 + jmX];$$

$$\begin{aligned} \dot{U}_{am} &= \dot{U}_{m1} + \frac{1}{j\omega C_1} \left(\frac{\dot{U}_{m1}}{R_1} + \frac{\dot{U}_{m2}}{R_2} + \frac{\dot{U}_{m3}}{R_3} \right) = \\ &= -\dot{U}_{m3} [(3X^2 + 2mX^2 - 1) - j(X^3 - 3X - 2mX - m^2X)]. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Из сравнения выражений (15) и (19) следует, что для удовлетворения условию баланса фаз (для совпадения по фазе векторов \dot{U}_{m3} и \dot{U}_{am}) должно выполняться равенство:

$$X^3 - 3X - 2mX - m^2X = 0.$$

Решая это уравнение и отбрасывая при этом не интересующий нас корень $X = 0$, найдем:

$$X = \sqrt{3 + 2m + m^2}. \quad (4.20)$$

Полученное значение X , в соответствии с формулой (18), определяет частоту автоколебаний $\omega_0 = \omega_r^* = 2\pi f_r^*$:

$$f_r^* = \frac{1}{2\pi XT} = \frac{1}{2\pi T \sqrt{3 + 2m + m^2}}. \quad (4.21)$$

6. Определим *условие самовозбуждения*. Для этого подставим значение X из равенства (20) в выражение (19) и найдем модуль напряжения

$$U_{m3} = \frac{U_{am}}{8 + 12m + 7m^2 + 2m^3}. \quad (4.22)$$

Для возможности самовозбуждения автогенератора коэффициент обратной связи ($k = U_{m3}/U_{am}$), определяемый из равенства (22), должен по своей величине превышать модуль коэффициента обратной связи (U_{vm}/U_{am}), определяемый из уравнения (15):

$$k = \frac{1}{8 + 12m + 7m^2 + 2m^3} > \frac{1}{S_p R_a} + D, \quad (4.23)$$

где $S = S_p$ — крутизна характеристики лампы в рабочей точке P (при $u_a = U_{a0}$, $u_c = U_{c0}$, $U_{vm} \cong 0$).

7. Для определения амплитуды U_m^* управляющего напряжения в режиме *стационарных* колебаний нужно в соотношении (23) заменить знак неравенства знаком равенства и перейти к *усредненному значению крутизны характеристики* $S_c = S_c(U_m)$ за период колебаний. Полагая $S_c^* = S_c(U_m^*)$, будем иметь:

$$k = \frac{1}{8 + 12m + 7m^2 + 2m^3} = \frac{1}{S_c^* R_a} + D. \quad (4.24)$$

8. Из формул (23) и (24) ясно видно, что автогенератор тем легче возбуждается (требует тем меньшего коэффициента усиления лампы $S_c R_a$), чем меньше величина коэффициента m , определяемая из соотношений (17). Так,

при $m=1$, $k = 1/29$. Для возбуждения такого автогенератора коэффициент усиления лампового каскада должен быть достаточно высоким ($S_c R_a \cong 29$). Если же принять $m=0,1$, возбуждение может произойти при $S_c R_a \cong 9,3$.

Минимально допустимое значение коэффициента m определяется, с одной стороны, максимально возможным сопротивлением R_3 в схеме автогенератора (рис. 11), где R_3 учитывает также проводимость участка «сетка — катод» лампы, и, с другой стороны, минимально возможным сопротивлением R_a , кото-

рое должно в несколько раз превышать сопротивление R_1 (можно принять $R_a \cong mR_1$).

9. Как указывалось, для получения хорошей формы напряжения лампа RC-автогенератора должна работать в линейной части своей характеристики (практически при отсутствии сеточного тока). Для достижения такого режима в катодную цепь лампы обычно вводится $R_c C_c$ -цепочка *автоматического смещения* (рис. 12). Полезная нагрузка ($R_{нагр}$) подключается через раздельный конденсатор C_p достаточно большой емкости. Приключе-

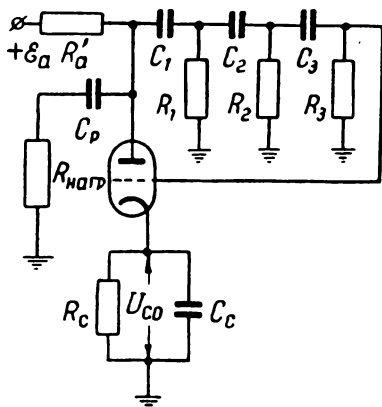


Рис. 4.12. Схема RC-автогенератора с автоматическим смещением.

ние нагрузки (в отношении *переменной* составляющей анодного тока) равносильно уменьшению сопротивления R'_a до значения

$$R_a = \frac{R'_a \cdot R_{\text{нагр}}}{R'_a + R_{\text{нагр}}}. \text{ При этом постоянная составляющая анодного тока}$$

(I_{a0}) протекает только через сопротивления R'_a и R_c , ввиду чего постоянные составляющие напряжений на электродах лампы равны:

$$U_{a0} = E_a - I_{a0} R'_a; \quad U_{c0} = I_{a0} R_c.$$

В конструктивном отношении более удобной является схема RC -автогенератора, в которой сопротивления R_1 , R_2 и R_3 фазирующей цепи включены на место конденсаторов C_1 , C_2 и C_3 и — наоборот. При такой схеме все конденсаторы образуют общий блок, причем один из зажимов каждого конденсатора можно «заземлить». Последнее оказывается более удобным при перестройке частоты колебаний с помощью конденсаторов переменной емкости.

10. RC -автогенераторы были в 1935 году предложены Ван-дер-Полем. В 1936 году подробный анализ работы RC -автогенератора был произведен В. И. Сифоровым [1]. Как показал анализ, подобные генераторы характеризуются низкой стабильностью частоты генерации. Применение отрицательной обратной связи позволяет устранить этот недостаток. Теоретическое исследование RC -автогенератора с отрицательной обратной связью произведено в другой работе В. И. Сифорова [2]. Впоследствии разработке теории RC -автогенераторов и анализу различных вариантов схем такого генератора посвящен целый ряд статей советских авторов [3], [4], [5], [6], [7]. Простое физическое толкование процесса самовозбуждения RC -автогенератора изложено в монографиях Б. П. Асеева [8] и А. А. Харкевича [9]. В последней работе приводится также геометрическое толкование (с помощью векторных диаграмм) условия самовозбуждения. Более глубокое рассмотрение нелинейных процессов в RC -автогенераторах дается в монографиях К. Ф. Теодорчика [10] и И. М. Капчинского [11].

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

9. Постройте векторную диаграмму напряжений и токов в фазирующей цепи автогенератора (рис. 11) для случаев: (а) $R_1 = R_2 = R_3$; (б) $R_1 \ll R_2 \ll R_3$. В обоих случаях принять $R_1 C_1 = R_2 C_2 = R_3 C_3$.

10. В чем преимущество выбора параметров схемы RC -автогенератора, удовлетворяющих неравенствам $R_1 \ll R_2 \ll R_3$?

11. Средняя крутизна характеристики лампы, соответствующая стационарной амплитуде колебаний RC -автогенератора (рис. 11) $S_c^* = 0,3 \text{ м/в}$. Проницаемость лампы $D = 0,03$. Сопротивление анодной нагрузки (учитывающее также и сопротивление полезной нагрузки) $R_a = 40 \text{ ком}$. При каком значении параметра m достигается нужная амплитуда стационарных колебаний?

О т в е т. $m = 0,067$.

12. Полагая в схеме RC -автогенератора (рис. 11) $R_a = m R_1 = m^2 R_2 = m^3 R_3$, определить максимально достижимый коэффициент обратной связи, если сопротивление $R_a = 50 \text{ ком}$ и максимальная величина сопротивления R_3 , лимитируемая сеточным током лампы, равна 10 мгом .

О т в е т. $m = 0,17$ и $k = 0,097$.

13. Для условий задачи 12 определить величины фазирующих емкостей C_1 , C_2 и C_3 при частоте автоколебаний $f_r^* = 100 \text{ гц}$.

Отв. $C_1 = 0,003 \text{ мкф}$; $C_2 = 0,00051 \text{ мкф}$; $C_3 = 87 \text{ пф}$.

14. Рабочая характеристика (в функции от управляющего напряжения) лампы автогенератора (рис. 12), соответствующая $U_{a0} = 200 \text{ в}$ и $U_{c0} = -10 \text{ в}$, выражается полиномом: $i_a = 8 + 0,8u_{\sim} - 0,0013 u_{\sim}^3 \text{ (ма)}$. Проницаемость лампы $D = 0,02$. Требуемая амплитуда стационарных колебаний управляющего напряжения $U_m = 10 \text{ в}$. Сопротивление полезной нагрузки $R_{\text{нагр}} = 40 \text{ ком}$. Напряжение питающего источника $E_a = 250 \text{ в}$. Частота автоколебаний $f_r^* = 200 \text{ гц}$. Выбрать параметры автогенератора.

Решение. Согласно формуле (3.67), средняя крутизна характеристики лампы

$$S_c^* = a_1 + 0,75a_3 (U_m^*)^2 = 0,8 - 0,75 \cdot 0,0013 \cdot 100 = 0,7 \text{ ма/в}.$$

Для установки рабочей точки ($U_{a0} = 200 \text{ в}$) нужно включить сопротивление R'_a из условия $I_{a0} R'_a = E_a - U_{a0} + U_{c0} = 250 - 200 - 10 = 40 \text{ в}$, откуда

$$R'_a = \frac{40}{0,8 \cdot 10^{-3}} = 50 \text{ ком}; \quad R_a = \frac{R'_a \cdot R_{\text{нагр}}}{R'_a + R_{\text{нагр}}} = \frac{50 \cdot 40}{90} = 22 \text{ ком}.$$

Согласно формуле (24), нужное значение коэффициента обратной связи

$$k = \frac{1}{S_c^* R_a} + D = \frac{1}{0,7 \cdot 10^{-3} \cdot 22 \cdot 10^3} + 0,02 = 0,85,$$

откуда $m = 0,27$ (при вычислении m членом $2m^3$ можно пренебречь). Это определяет следующие значения сопротивлений фазировочной цепи:

$$R_1 = \frac{R_a}{m} \cong 81 \text{ ком}; \quad R_2 = \frac{R_1}{m} = 300 \text{ ком}; \quad R_3 = \frac{R_2}{m} \cong 1,1 \text{ мгом}.$$

Из условия получения нужной частоты автоколебаний в соответствии с равенством (21) найдем:

$$T = \frac{1}{2\pi f_r^* \sqrt{3 + 2m + m^2}} = \frac{1}{2\pi \cdot 200 \sqrt{3 + 0,54 + 0,07}} = 0,42 \cdot 10^{-3} \text{ сек}.$$

Отсюда, согласно соотношениям (16), имеем:

$$C_3 = \frac{T}{R_3} = 380 \text{ пф}; \quad C_2 = \frac{C_3}{m} = 1450 \text{ пф}; \quad C_1 = \frac{C_2}{m} = 5400 \text{ пф}.$$

Параметры цепи смещения и емкость разделительного конденсатора находятся из известных формул:

$$R_c = \frac{|U_{c0}|}{I_{a0}} = 12500 \text{ ом}; \quad C_c = \frac{1}{0,05 \cdot 2\pi f_r^* R_c} \cong 1,5 \text{ мкф};$$

$$C_p \cong \frac{1}{0,05 \cdot 2\pi f_r^* R_{\text{нагр}}} \cong 0,5 \text{ мкф}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Сифоров. О генерации схем, содержащих R и C , «ИЭСТ», 1936, № 4 и № 5.
2. В. И. Сифоров, Анализ колебательных систем, содержащих RC , «ИЭСТ», 1940, № 10, стр. 4.
3. К. Ф. Теодорчик, Ученые записки МГУ, 1946, вып. 5, физика, кн. 4; см. также «ЖТФ», 1946, т. 16, стр. 941.
4. А. А. Ризкин, Исследование избирательных систем с обратной связью, Электросвязь, 1941, № 4.
5. Г. А. Хавкин, Теория мостовых RC -генераторов, «ЖТФ», 1946, т. 16, № 7.
6. И. М. Капчинский, Нелинейные искажения в RC -генераторах синусоидальных колебаний, «ЖТФ», 1946, т. 16, № 8, стр. 893.
7. В. Г. Криксунов, К расчету RC -генераторов, «Радиотехника», 1949, № 6, стр. 49.
8. Б. П. Асеев, Основы нелинейной радиотехники, Связьиздат, 1943 (гл. III, § 8); см также: Основы радиотехники, Связьиздат, 1947 (ч. 6, гл. III, § 8).
9. А. А. Харкевич, Автоколебания, ГТТИ, 1953.
10. К. Ф. Теодорчик, Автоколебательные системы, ГТТИ, 1952.
11. И. М. Капчинский. Методы теории колебаний в радиотехнике, Госэнергоиздат, 1954.

ГЛАВА V

ДЕЙСТВИЕ ВНЕШНЕЙ Э. Д. С. НА НЕЛИНЕЙНУЮ СИСТЕМУ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В радиотехнике приходится иногда сталкиваться с работой нелинейных систем, подобных автоколебательным, но подверженным воздействию внешних колебательных э. д. с., имеющих обычно синусоидальную форму. В некоторых случаях внешняя э. д. с., являясь периодической функцией времени, изменяется не по гармоническому закону (например, периодически повторяющиеся импульсы). Действие такой э. д. с. на систему, обладающую резонансными свойствами, в большинстве практических случаев эквивалентно действию первой гармонической составляющей э. д. с.

В данной главе рассматривается сущность основных процессов, возникающих в нелинейной системе типа автоколебательной, подверженной воздействию внешней э. д. с. синусоидальной формы, изменяющейся с частотой, близкой к собственной частоте нелинейной системы.

Читатель, желающий изучить аналитическую теорию явления, должен обратиться к литературе, приводимой в конце главы.

§ 2. РЕГЕНЕРАЦИЯ

Автогенератор с контуром в цепи сетки. — Регенерация. — Схема регенератора. — Усредненное дифференциальное уравнение регенератора. — Эквивалентная схема регенератора. — Основные аналитические соотношения в регенерированном контуре. — Добротность регенерированного контура. — Коэффициент регенерации. — Зависимость эквивалентного активного сопротивления регенерированного контура и коэффициента регенерации от коэффициента обратной связи. — Зависимость амплитуды колебательного напряжения в регенерированном контуре от амплитуды внешней э. д. с. — Резонансная кривая регенератора и ее особенности. — Вопросы и задачи.

1. До сих пор мы рассматривали автогенераторы, колебательная система которых представляла контур, включенный в *анодную* цепь лампы. Однако возможно возбуждение автоколебаний в системе, содержащей колебательный контур в цепи *сетки* (рис. 1). Правда, амплитуда колебаний, устанавливаемых в этом случае в контуре, оказывается меньшей, чем при включении контура в анодную цепь.

2. Процессы в автоколебательной системе с контуром в цепи сетки описываются таким же нелинейным уравнением, что и в случае рассмотренных раньше автогенераторов:

$$\frac{d^2 u_{c\sim}}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} - \omega_0^2 MS \right) \frac{du_{c\sim}}{dt} + \omega_0^2 u_{c\sim} = 0, \quad (5.1)$$

где $\omega_0^2 LC = 1$. Уравнение (1) составлено в предположении, что сеточные токи отсутствуют и влияние «анодной реакции» пренебрежимо мало; это принимается в дальнейшем изложении.

Физическая картина процессов в рассматриваемой цепи качественно совпадает с картиной процессов в автогенераторе с контуром в анодной цепи. Случайно возникшие в цепи сетки колебания вызывают появление в анодной цепи колебательного тока $i_{a\sim}$. Последний индуцирует в цепи сетки э. д. с. $e =$

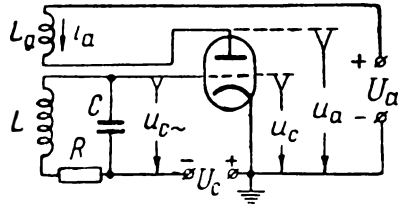


Рис. 5.1. Автогенератор с контуром в цепи сетки.

$= M \frac{di_{a\sim}}{dt}$, колебания которой при правильной фазировке цепи обратной связи оказываются «согласованными» с колебаниями в контуре. Если при этом коэффициент при первой производной уравнения (1) отрицателен, т. е. если

$$2\delta_r = \frac{R}{L} - \omega_0^2 MS < 0 \quad \text{или} \quad k = \frac{M}{L} > \frac{RC}{LS} = \frac{1}{R_{кр}S} \quad (5.2)$$

(где $S = S_p$ — крутизна в рабочей точке P), то выполняется условие самовозбуждения. В этом случае амплитуда возникающих колебаний постепенно нарастает до достижения определенного стационарного значения.

Можно убедиться в том, что большинство выводов, полученных в гл. III, а также все введенные раньше понятия (*средняя крутизна, отрицательное сопротивление нелинейного элемента, коэффициент обратной связи*) оказываются справедливыми и для автоколебательной системы с контуром в цепи сетки.

3. Процесс пополнения энергии колебательного контура в цепи сетки за счет энергии анодной цепи источника питания, осуществляемый благодаря обратной связи, называется *регенерацией*.

Большой частью регенерация применяется в так называемых *регенеративных приемниках* с целью повышения чувствительности усилительного каскада при приеме слабых радиосигналов. Соответствующая такому назначению несколько упрощенная принципиальная схема регенератора представлена на рис. 2, а.

В схеме рис. 2,а предполагается, что благодаря связи катушки L с антенной A в колебательный контур вводится внешняя э. д. с. e_B , пропорциональная приходящему радиосигналу. Мы будем полагать, что $e_B = E_{вм} \sin \omega_B t$, где $E_{вм} = \text{const}$. Схема рис. 2,а может быть заменена эквивалентной схемой рис. 2,б.

4. Процессы в регенераторе (рис. 2,б) описываются дифференциальным уравнением, отличающимся от уравнения (1) только наличием свободного члена:

$$\frac{d^2 u_{c\sim}}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} - \omega_0^2 MS \right) \frac{du_{c\sim}}{dt} + \omega_0^2 u_{c\sim} = \omega_0^2 E_{вм} \sin \omega_B t. \quad (5.3)$$

Строгое решение этого нелинейного уравнения весьма сложно. Интересуясь здесь только *стационарными* колебаниями, задачу можно существенно упростить, исходя из следующих положений.

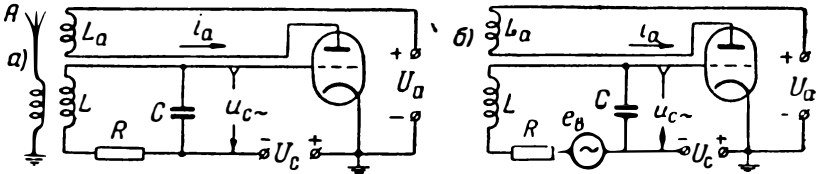


Рис. 5.2. Схемы регенераторов.

Обычно регенератор работает в *недовозбужденном режиме*, при котором условие (2) не выполняется. Тогда коэффициент $2\delta_r > 0$. и, как показывает теория и опыт, в регенераторе устанавливаются колебания, весьма близкие к гармоническим:

$$u_{c\sim} = U_{cm}^* \sin(\omega_B t + \varphi_B^*). \quad (5.4)$$

Частота колебаний совпадает с частотой внешней э. д. с.

При определении величины U_{cm}^* воспользуемся понятием о средней крутизне характеристики $S_c = S_c(U_{cm})$. Пусть рабочая характеристика лампы выражается полиномом:

$$i_a = \Phi_p(u_{c\sim}) = I_{aP} + a_1 u_{c\sim} + a_2 u_{c\sim}^2 + \dots \quad (5.5)$$

Согласно формуле (3.67), для заданной стационарной амплитуды U_{cm}^*

$$S_c = S_c^* = S_c(U_{cm}^*) = a_1 + \frac{3}{4} a_3 U_{cm}^{*2} + \frac{5}{8} a_5 U_{cm}^{*4} + \dots \quad (5.6)$$

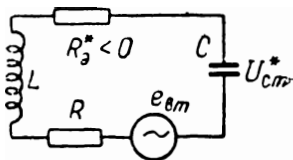
Поэтому для режима стационарных колебаний уравнение (3) можно записать в виде:

$$\frac{d^2 u_{c\sim}}{dt^2} + \frac{1}{L} \left(R - \frac{MS_c^*}{C} \right) \frac{du_{c\sim}}{dt} + \omega_0^2 u_{c\sim} = \omega_0^2 E_{вм} \sin \omega_B t. \quad (5.7)$$

5. Уравнение (7) можно считать «как бы линейным». Совершенно таким же уравнением описываются процессы в эквивалентной «линейной» цепи (рис. 3), в которой через R_9^* обозначено отрицательное сопротивление, как бы вносимое в контур благодаря действию обратной связи, причем

$$R_9^* = -MS_c^*/C = -kS_c^*\rho_k^2, \quad (5.8)$$

$$\rho_k = \sqrt{L/C} = \omega_0 L = 1/\omega_0 C, \quad k = M/L.$$



Воспользовавшись законом Ома для цепи переменного тока, найдем:

Рис. 5.3. Эквивалентная схема колебательного контура регенератора.

$$U_{сгм}^* = \frac{E_{вм}}{\omega_b C \sqrt{(R + R_9^*)^2 + (\omega_b L - 1/\omega_b C)^2}}.$$

Для повышения эффективности воздействия внешней э. д. с. (радиосигнала) колебательный контур настраивается на частоту внешней э. д. с. ($\omega_0 \cong \omega_b$). Поэтому возможные расстройки (обусловленные, например, модуляцией) весьма малы: $\Delta\omega_0 = \omega_b - \omega_0 \ll \omega_0$. Имея это в виду, заменим:

$$\omega_b^2 C^2 (R + R_9^*)^2 \cong \omega_0^2 C^2 (R + R_9^*)^2 = (R + R_9^*)^2 / \rho_k^2;$$

$$\omega_b^2 C^2 \left(\omega_b L - \frac{1}{\omega_b C} \right)^2 = \left(\frac{\omega_b}{\omega_0} - 1 \right)^2 \cong \left(\frac{2\Delta\omega_0}{\omega_0} \right)^2.$$

Отсюда

$$U_{сгм}^* = \frac{E_{вм}}{\sqrt{\frac{(R + R_9^*)^2}{\rho_k^2} + \left(2 \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \right)^2}} = F_1(\Delta\omega_0). \quad (5.9)$$

При $\Delta\omega_0 = 0$ (случай резонанса)

$$U_{сгм}^* = \frac{\rho_k}{R + R_9^*} E_{вм} = \frac{\rho_k E_{вм}}{R - kS_{ср}^*\rho_k^2} = Q_p E_{вм}, \quad (5.10)$$

где R_{9p}^* и $S_{ср}^*$ — резонансные значения, соответствующие амплитуде $U_{сгм}^*$. Определяемый равенством (10) коэффициент Q_p может быть назван добротностью регенератора.

6. При отсутствии обратной связи амплитуда переменного напряжения, действующего на сетку лампы, была бы равна $Q_k E_{вм}$, где $Q_k = \rho_k/R$ — добротность контура. Возможность увеличения амплитуды колебаний путем использования резонансных свойств контура лимитируется техническими возможностями осуществления контура высокой добротности. Используя же процесс реге-

нерации, можно существенно повысить эффект «резонансного усиления» путем значительного уменьшения эквивалентного затухания системы. Физически такой эффект обусловлен компенсацией потерь энергии в системе за счет энергии, вводимой в контур благодаря действию обратной связи.

Эффективность регенерации может быть охарактеризована коэффициентом регенерации:

$$p = \frac{U_{срм}^*}{Q_k E_{вм}} = \frac{Q_p}{Q_k} = \frac{R}{R + R_3^*} = \frac{R}{R - k S_{ср}^* p_k^2}. \quad (5.11)$$

Коэффициент регенерации быстро возрастает при $|R_3^*| \rightarrow R$.

7. При расчетах с формулами (8) — (11) нужно иметь в виду, что средняя крутизна и, следовательно, параметры R_3^* , Q_p и p

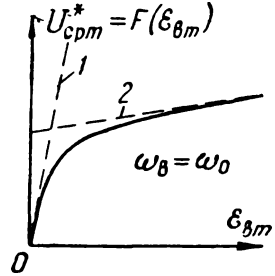
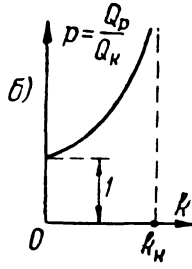
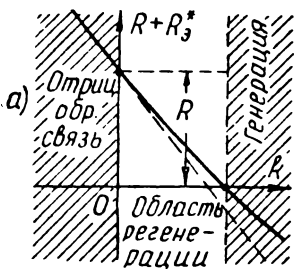


Рис. 5.4. Зависимость сопротивления $R + R_3^*$ и коэффициента регенерации от коэффициента обратной связи.

Рис. 5.5. Зависимость амплитуды колебательного напряжения в регенерированном контуре от амплитуды внешней э. д. с. (при резонансе).

являются функциями амплитуды $U_{срм}^*$. При очень же слабых сигналах, действующих на регенератор, когда амплитуда $U_{срм}^*$ достаточно мала, можно в соответствии с формулой (6) полагать:

$$S_{ср}^* \cong a_1 = S_p = \text{const} \quad (\text{при } U_{срм}^* \rightarrow 0). \quad (5.12)$$

При выполнении соотношений (12) отрицательное сопротивление R_3^* и суммарное эквивалентное сопротивление $R + R_3^*$ регенератора падают с увеличением обратной связи почти по линейному закону (рис. 4,а, пунктирная прямая); напротив, коэффициент регенерации возрастает с увеличением связи (рис. 4,б). При $k < 0$ (отрицательная обратная связь) потери в системе возрастают ($R_3^* > 0$.) При $k > 0$ за счет частичной компенсации потерь в системе эквивалентное затухание системы уменьшается. При некоторой критической обратной связи ($k = k_k$) сумма $R + R_3^*$ становится равной нулю, и $p \rightarrow \infty$. При $k \geq k_k$ формулы (9) — (11) теряют физический смысл: они не учитывают нового

развивающегося процесса — *самовозбуждения* автоколебательной системы. При самовозбуждении амплитуда колебаний начинает нарастать (с чем связано уменьшение средней крутизны). Роль и влияние внешней э. д. с. в этом режиме работы рассматриваются в следующем параграфе.

Чем ближе коэффициент обратной связи регенератора к критическому значению ($k < k_k$), тем выше его добротность. Поэтому для получения большей чувствительности регенеративного приемника следует устанавливать обратную связь вблизи порога регенерации, однако не переходя его. В противном случае в приемнике возникнут собственные колебания, которые, накладываясь на приходящие сигналы, вызовут их искажение.

8. Зависимость амплитуды $U_{срм}^*$ (при резонансе) от амплитуды $E_{вм}$ выражается нелинейной функцией (10). Однако вначале, пока амплитуда $U_{срм}^*$ настолько мала, что справедливо соотношение (12), амплитуда $U_{срм}^*$ изменяется почти пропорционально амплитуде $E_{вм}$, как и в обычном контуре, но обладающем высокой добротностью $Q_k = Q_p$ (рис. 5, пунктирная прямая 1). По мере возрастания амплитуды внешней э. д. с. увеличивается амплитуда $U_{срм}^*$, что приводит к уменьшению крутизны $S_{ср}^*$ и добротности Q_p . В результате рост амплитуды $U_{срм}^*$ замедляется. При дальнейшем возрастании амплитуды сигнала средняя крутизна характеристики настолько уменьшается, что эквивалентное сопротивление $R + R_s^* \rightarrow R$; добротность регенератора приближается к добротности простого контура, ввиду чего $U_{срм}^* \rightarrow Q_k E_{вм}$. Таким образом, при достаточно сильных сигналах зависимость $U_{срм}^* = F(E_{вм})$ также приближается к линейной (пунктирная прямая 2 на рис. 5), но скорость изменения функции $F(E_{вм})$ получается значительно меньшей, чем при слабых сигналах.

Изложенное позволяет заключить, что *чувствительность регенеративного приемника возрастает по мере уменьшения амплитуды приходящих сигналов*. Это свойство делает использование регенеративного приемника ценным для приема весьма слабых сигналов, особенно, если амплитуда принимаемого сигнала меняется в очень широких пределах.

9. Обратимся теперь к зависимости (9), выражающей *резонансную кривую регенератора*.

Так как сопротивление R_s^* зависит от амплитуды $U_{срм}^*$, то в общем случае невозможно выразить в явном виде зависимость $U_{срм}^*$ от расстройки. Проще найти обратную зависимость путем решения уравнения (9) относительно расстройки:

$$2 \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = \pm \sqrt{\left(\frac{E_{вм}}{U_{срм}^*}\right)^2 - \left(\frac{R + R_s^*}{Q_k}\right)^2}. \quad (5.13)$$

Задаваясь различными значениями $U_{cm}^* \leq U_{срм}^*$, можно по формулам (6) и (8) вычислить величину R_s^* и затем из формулы (13) найти расстройку. Таким путем можно построить резонансную кривую регенератора (см. задачу 14).

Резонансная кривая регенератора существенно отличается от резонансной кривой обычного контура. Для уяснения этого сравним резонансные кривые контура и регенератора.

Характер резонансной кривой обычного контура не зависит от амплитуды действующей э. д. с., чего нельзя сказать в отношении регенератора. С изменением амплитуды $E_{вм}$ меняется амплитуда U_{cm}^* , что приводит к изменению средней крутизны характеристики и эквивалентного сопротивления регенератора.

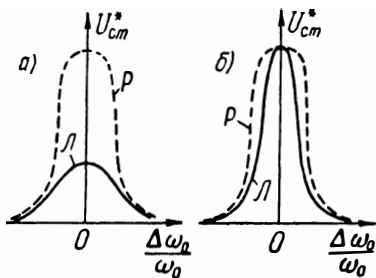


Рис. 5.6. Сравнение резонансных кривых регенератора (P) и обычного линейного контура (L).

Пусть величина $E_{вм} = \text{const}$ и резонансная кривая контура в цепи сетки при $M = 0$ (т. е. для обычного линейного контура) имеет вид кривой L (рис. 6,а). Пусть теперь $M > 0$ (тот же самый контур регенерирован).

Тогда эквивалентное сопротивление $R + R$ контура уменьшится и соответствующая резонансная кривая пройдет выше (кривая P на рис. 6,а), а ее ширина полосы пропускания станет уже.

Сравним теперь регенерированный контур с линейным контуром, сопротивление которого равно эквивалентному сопротивлению регенерированного контура *при резонансе* и остается, естественно, при расстройке неизменным. Тогда амплитуды $U_{срм}^*$ при резонансе будут у обоих контуров одинаковыми (рис. 6,б). С появлением расстройки добротность обычного контура остается неизменной, чему соответствует резонансная кривая L ; у регенерированного же контура эквивалентное сопротивление начнет уменьшаться ($R + R_s^* < R + R_{sp}^*$), так как с уменьшением амплитуды U_{cm}^* средняя крутизна характеристики возрастает ($S_c^* > S_{cp}^*$). Поэтому при расстройке резонансная кривая P регенерированного контура проходит выше кривой L . Следовательно, резонансная кривая регенерированного контура имеет несколько притупленную вершину, но более отвесные скаты. Такой вид резонансной кривой (P) является более предпочтительным, так как при этом сочетается высокая избирательность системы с равномерностью «резонансного усиления» (в пределах ширины полосы пропускания).

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. Составьте дифференциальное уравнение для автогенератора с контуром цепи сетки (рис. 1).
2. Что называется регенерацией и в чем сущность этого процесса?
3. Чем отличается регенерированный контур (рис. 3) от обычного линейного колебательного контура?
4. В чем заключается основная идея регенеративного приемника?
5. Чем отличается режим работы автогенератора с контуром в цепи сетки от режима работы регенератора?
6. Составьте дифференциальное уравнение регенератора (рис. 2).
7. Чем различаются между собой дифференциальные уравнения (3) и (7)?
8. Средняя крутизна характеристики лампы регенератора (при заданном внешнем сигнале) $S_c^* = 0,6 \text{ ма/в}$, коэффициент обратной связи $k = 0,06$, сопротивление контура $R = 4 \text{ ом}$ и его добротность $Q_k = 70$. Определить параметры регенерированного контура (рис. 3) и его добротность.

О т в е т. $R + R_s^* = 1,14 \text{ ом}$, $Q_p = 245$.

9. Как изменится добротность регенератора, рассмотренного в задаче 8, ли коэффициент обратной связи возрастет до значения $k = 0,8$?

О т в е т. Q_p возрастет, но не будет превышать значения $Q_p = 1170$.

10. Постройте векторную диаграмму для эквивалентной схемы регенератора (рис. 3) для случая, когда частота внешней э. д. с. $f_v > f_0$.

11. Зависит ли добротность регенерированного контура от амплитуды внешней э. д. с.?

12. Как изменится добротность Q_p регенерированного контура при небольшой расстройке контура?

О т в е т. С возрастанием расстройки Q_p возрастает.

13. Рабочая характеристика лампы регенератора выражается полиномом:

$$i_a = 10 + 0,6u_{cк} - 0,09u_{cк}^2 - 0,006u_{cк}^3 \text{ (ма)}$$

- коэффициент обратной связи $k = 0,13$. Параметры контура: $R = 5 \text{ ом}$, $r_k = 250 \text{ ом}$. Построить зависимость добротности регенератора и коэффициента регенерации от амплитуды внешней э. д. с. (при резонансе).

У к а з а н и е. Построить (графически) зависимость $E_{вм}$ от амплитуды $U_{срм}$ ($0 < U_{срм}^* \leq 10 \text{ в}$).

О т в е т. Результаты расчетов сведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

$U_{срм}^*, \text{ в}$	Формула	0	0,5	1	3	5	7	10
$S_c^* = S_{ср}^*$	(6)	0,600	0,600	0,595	0,560	0,487	0,380	0,150
$-R_s^* = -R_{ср}^*$	(8)	4,87	4,87	4,83	4,55	3,96	3,09	1,21
Q_p	(10)	1920	1920	1470	555	240	131	66
$E_{вм}, \text{ мв}$	(10)	0	0,26	0,68	5,40	20,8	53,5	152
ρ	(11)	38,4	38,4	29,4	11,1	4,8	2,62	1,32

14. К регенератору, рассмотренному в задаче 13, приложена внешняя э. д. с. $E_{вм} \sin \omega_v t$, где $E_{вм} = 53,5 \text{ мв} = \text{const}$. Постройте резонансную кривую регенерированного контура.

У к а з а н и е. Воспользоваться формулой (13) и данными табл. 5.1, из которой следует, что при резонансе $U_{срм}^* = 7 \text{ в}$.

О т в е т. Результаты расчетов сведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

$U^*_{с т. в}$	7,0	6,5	6,0	5,5	5,0	4,5	4,0	3,5	3,0
S_c^* , ма/в	0,380	0,410	0,438	0,464	0,487	0,509	0,528	0,545	0,560
$-R_3^*$, ом	3,09	3,33	3,56	3,77	3,96	4,13	4,29	4,43	4,55
$2\Delta\omega_0/\omega_0$, %	0,486	0,684	0,841	0,99	1,14	1,31	1,52	1,78	2,68
$U^*_{с т}/U^*_{с рт}$	1,000	0,930	0,858	0,785	0,715	0,643	0,571	0,500	0,430

15. Построить резонансную кривую по данным расчетов, произведенных в задаче 14, и сравнить ее с резонансными кривыми линейных контуров, обладающих добротностью 50 (что соответствует $R_3^* = 0$) и 131 (что соответствует $R_3^* = R_{3p}^* = -3,09$ ом).

§ 3. ЗАХВАТЫВАНИЕ АВТОГЕНЕРАТОРА

Практика работы автогенераторов, подверженных воздействию внешних э. д. с. — Основные определения. — Переходные процессы в резонансном усилителе. — Изменение фазы колебаний тока, питающего контур, как фактор, непосредственно влияющий на изменение фазы и частоты колебаний в контуре. — Векторная иллюстрация процесса увлечения частоты автоколебаний. — Физическая сущность процессов при увлечении частоты автоколебаний. — Понятие о динамической устойчивости состояния равновесия при захватывании. — Упрощенная векторная диаграмма при захватывании. — Уравнение баланса амплитуд при захватывании. — Зависимость амплитуды внешней э. д. с. от полосы захватывания. — Труды советских ученых в области нелинейных автоколебаний при воздействии внешней э. д. с. — Вопросы и задачи.

1. В предыдущем параграфе был рассмотрен случай воздействия внешней э. д. с. на *недовозбужденную* нелинейную колебательную систему. При отсутствии внешнего воздействия подобная система находится в состоянии *статического равновесия*, которое является устойчивым. Такой режим работы желателен при использовании регенеративного приемника для приема сигналов в виде модулированных колебаний. При приеме же сигналов в виде немодулированных колебаний (при приеме на *слух*) необходимо установить коэффициент обратной связи регенератора выше порогового значения самовозбуждения. При этом частота возбуждаемых регенератором колебаний должна несколько отличаться от частоты принимаемого сигнала. Тогда (при определенных для этого условиях) в результате сложения собственных колебаний регенератора с принимаемыми образуются *биения*, что позволяет путем детектирования выделить сигнал низкой частоты, равной частоте биений. Это и есть полезный сигнал, действующий на телефон.

Можно указать на ряд применений автогенераторов, работающих в условиях, когда они подвергаются воздействию внешних э. д. с. Так, под воздействием внешней э. д. с. работает автогенератор (называемый *синхронным гетеродином*), используемый

при одном специальном методе детектирования (так называемом *избирательном детектировании*), разработанном в Институте радиовещательного приема и акустики под руководством Е. Г. Момота [1]. Под воздействием внешней э. д. с. работает автогенератор (называемый *синхронным генератором*), используемый для усиления частотно-модулированных колебаний по методу, предложенному Б. Ш. Киссельгофом и А. Д. Князевым [2]. Можно отметить также ряд новых применений автогенераторов, работающих в условиях воздействия на них внешних э. д. с. и используемых в качестве устройств, повышающих помехоустойчивость линий синхронизации в телевидении, радионавигации и импульсной радиосвязи.

В указанных примерах действие внешней э. д. с. являлось полезным. В ряде же случаев эксплуатации радиоаппаратуры и в практике радиозмерений такое воздействие, проявляемое из-за наличия паразитных связей, оказывается, напротив, вредным. Приходится иногда принимать специальные меры для ослабления паразитных связей до уровня, при котором вредное влияние внешних э. д. с. оказывается несущественным [3].

2. При воздействии внешней э. д. с. $e_b = E_{bm} \sin \omega_b t$ на автогенератор, частота ω_{r0} автоколебаний которого (при отсутствии внешнего воздействия) достаточно близка к частоте ω_b , при определенных условиях наблюдается большее и/или меньшее изменение частоты автоколебаний в сторону совпадения с частотой внешней э. д. с. Результат этого явления в общих чертах иллюстрируется рис. 7. На оси абсцисс рис. 7 отложена частота ω_b внешней э. д. с. На оси ординат отложена абсолютная величина разности частот $|\omega_r - \omega_b| = \Omega$ (разностная частота биений), где ω_r — частота колебаний, устанавливаемых в автогенераторе после некоторого переходного процесса.

Если бы внешняя э. д. с. не оказывала влияния на частоту автоколебаний, то разность $|\omega_r - \omega_b| = |\omega_{r0} - \omega_b|$ изменялась бы с возрастанием ω_b по закону, выражаемому графически ломаной линией $AMBNC$. При этом на ветви AMB $\omega_{r0} > \omega_b$, а на ветви BNC $\omega_b > \omega_{r0}$. В точке B , где $\omega_{r0} = \omega_b$, $\Omega = 0$. В действительности лишь при достаточно большой расстройке разностная частота Ω изменяется по указанному выше закону. Начиная же с некоторого значения начальной расстройки $|\omega_{r0} - \omega_b|$, соответствующей некоторым точкам M и N (рис. 7), в результате воздействия внешней э. д. с. происходит изменение частоты автоколебаний. Устанавливаемая после некоторого переходного процесса ча-

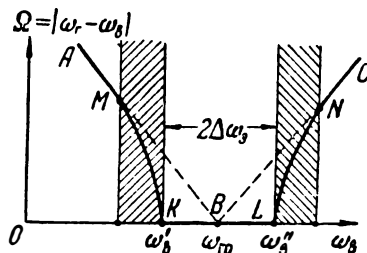


Рис. 5.7. Иллюстрация узлечения и захватывания частоты.

стота ω_r приближается к частоте ω_b , и разностная частота Ω изменяется по закону, показанному жирной кривой *AMKBLNC*. Если же начальная расстройка достаточно мала (в области $\omega'_b < \omega_b < \omega''_b$), то частота автоколебаний приходит в полное совпадение с частотой внешней э. д. с. На это обстоятельство обратил внимание М. А. Бонч-Бруевич, который еще в двадцатых годах выдвинул идею стабилизации частоты автогенератора путем воздействия на него внешней э. д. с. с фиксированной частотой. При благоприятных условиях частота колебаний автогенератора может быть «захвачена» частотой внешней э. д. с. и, следовательно, будет оставаться неизменной при изменении режима питания автогенератора. Теоретическое и экспериментальное исследование подобного метода стабилизации частоты было выполнено в Нижегородской радиолaborатории П. Н. Рамлау [4].

3. Явление, при котором частота автоколебаний частично смещается в сторону частоты внешней э. д. с., носит название *увлечения частоты* (иногда — *частичного увлечения*). Явление, при котором частота автоколебаний смещается в сторону частоты внешней э. д. с. до полного совпадения с этой частотой, носит название *захватывания частоты* (иногда — *полного увлечения частоты*). Область частот $2\Delta\omega_3 = \omega''_b - \omega'_b$ (рис. 7), в которой происходит захватывание частоты, называется *полосой захватывания*.

4. Для уяснения сущности интересующих нас явлений рассмотрим предварительно некоторые процессы, возникающие в резонансном усилителе (рис. 2.8), к сетке которого подводится

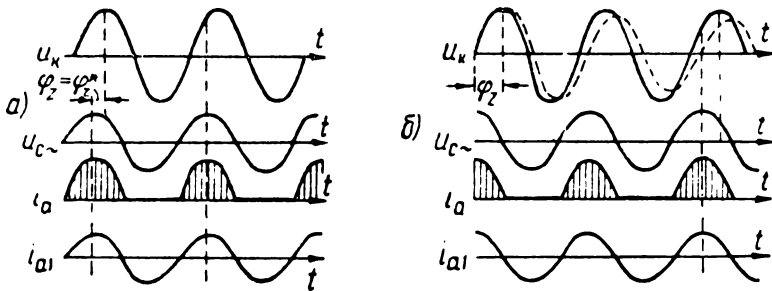


Рис. 5.8. Процессы в колебательном контуре при внезапном изменении фазы питающего тока.

гармоническое напряжение $u_{c\sim}$ частоты ω_r , весьма близкой, но несколько отличной от резонансной частоты $\omega_p \cong \omega_0$ нагрузочного контура. При этом примем, что анодный ток лампы является функцией только сеточного напряжения. Представленные на рис. 8,а временные диаграммы иллюстрируют процессы в усилителе в установившемся режиме (при наличии отсечки анод-

ного тока). Фазовый сдвиг $\varphi_z = \varphi_z^*$, соответствующий стационарному (установившемуся) режиму, обусловлен различием частот ω_b и ω_p . Пусть при неизменной частоте подводимых к сетке колебаний фаза колебаний внезапно изменилась: колебания $u_{c\sim}$ стали опережать колебания u_k на угол $\varphi_z > \varphi_z^*$ (рис. 8,б). Что при этом должно произойти?

Вследствие безинерционности (практически) лампы импульсы анодного тока i_a и соответственно его первая гармоника i_{a1} сместятся на фазовый угол $\varphi_z - \varphi_z^*$ в полном соответствии со смещением колебаний напряжения $u_{c\sim}$. Что же касается напряжения u_k , то в конечном итоге и оно должно сместиться на тот же угол $\varphi_z - \varphi_z^*$, так как при неизменной разности частот $\omega_b - \omega_p$ сдвиг фаз между i_{a1} и u_k не может измениться. Но колебательный контур представляет собой инерционную систему, содержащую большой запас энергии. Это исключает возможность мгновенного изменения фазы колебаний u_k . Поэтому после внезапного изменения фазы колебаний последует *переходный процесс*, в течение которого фаза напряжения на контуре медленно перемещается в сторону изменившейся фазы питающего контур тока. Наметим, кратко, детали этого процесса.

Если «подпитывание» контура прекратилось бы вовсе, то напряжение на контуре изменялось бы по закону затухающих колебаний (пунктирная кривая на рис. 8,б). Но контур питается анодным током. Каждый приходящий с опережением импульс тока вносит в контур добавочное количество энергии, покрывающее (в среднем) потери энергии в системе; каждый импульс тока вызывает также очень небольшое смещение фазы колебаний u_k в сторону смещения импульсов анодного тока. В результате максимумы напряжения u_k постепенно приближаются к максимумам анодного тока. Естественно, постепенное смещение фазы φ колебаний сопровождается изменением частоты колебаний; мгновенное значение этой частоты $\omega = d\varphi/dt$.

Изложенное позволяет сделать следующий общий вывод: *при изменении угла сдвига фаз между напряжением на контуре и питающим током фаза напряжения начинает постепенно смещаться в направлении, приводящем к восстановлению стационарного угла сдвига фаз, соответствующего частоте питающего тока; при этом при опережении фазы тока частота напряжения на контуре возрастает, напротив, при отставании фазы — частота уменьшается*; после восстановления стационарного угла сдвига фаз ($\varphi_z = \varphi_z^*$) частота напряжения становится опять равной частоте питающего тока. Таким образом, хотя интегральный эффект изменения фазы питающего тока (в отношении частоты напряжения на контуре) оказывается нулевым, тем не менее именно указанный сдвиг фаз обуславливает отклонение частоты ω

напряжения относительно частоты ω_b питающего тока. При этом отклонение частоты $|\omega - \omega_b|$ тем более значительно, чем больше разность фаз $|\varphi_z - \varphi_z^*|$.

5. Пусть теперь произошло внезапное изменение частоты ω_n питающего контур тока (на величину $\Delta\omega$) при неизменной фазе этого тока. Изменение частоты ω_b в конечном итоге (по истечении переходного процесса) приведет, конечно, к изменению частоты ω напряжения на контуре (до совпадения с частотой питания) и угла сдвига фаз между напряжением и током. Этот результат представляет *интегральный* эффект изменения частоты ω_b , однако в первый момент после указанного изменения

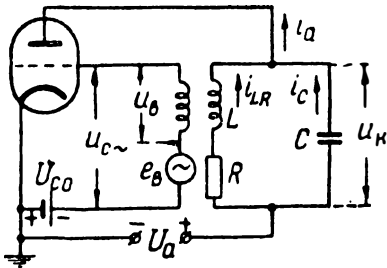


Рис. 5.9. Автогенератор под воздействием внешней э. д. с.

частота напряжения на контуре останется неизменной. Лишь с течением времени в той степени, в какой за счет разности $\Delta\omega$ накапливается фазовый сдвиг $\Delta\varphi = \Delta\omega \cdot t$, начинает действовать механизм, обуславливающий изменение частоты напряжения на контуре.

6. Рассмотрим сущность процессов захватывания частоты на примере автогенератора, схема которого представлена на рис. 9. При этом пренебрежем несущественным в принципиальном отношении влиянием «анодной реакции»; сеточный ток лампы будем полагать отсутствующим, а влияние высших гармонических анодного тока пренебрежимо малым.

Пусть внешняя э. д. с. вначале отсутствовала и стационарные автоколебания ($u_{c\sim} = u_b$, i_{a1} , u_k и т. д.) характеризовались частотой $\omega_{r0} = \omega_0$ и амплитудами U_{cm0} , I_{a1m0} , U_{km0} и т. д. (индекс «0» отмечает отсутствие внешней э. д. с.). Этому режиму соответствует векторная диаграмма, показанная на рис. 10,а, где фазовый сдвиг $\varphi_z = \varphi_{z0}$ обусловлен аргументом φ_k коэффициента обратной связи ($\varphi_{z0} = \varphi_k = \arctg d_k$, где $d_k = R/\omega_0 L$).

На векторной диаграмме рис. 10,а частоты всех гармонически изменяющихся величин одинаковы. В дальнейшем же (при рассмотрении переходного процесса) частоты почти всех интересующих нас величин окажутся переменными. Переменными будут также частоты напряжений u_k , u_b и токов i_{LR} , i_c ; однако эти величины колеблются с одинаковой в каждый данный момент частотой ω_r . Ввиду этого удобно полагать координатные оси векторных диаграмм вращающимися по часовой стрелке с угловой скоростью ω_r . Тогда векторы \dot{U}_{km} , \dot{U}_{bm} , \dot{I}_{LRm} и \dot{I}_{cm} следует полагать на диаграммах неподвижными. Остальные же векторы,

248

характеризуемые другими частотами $\omega_i \neq \omega_r$, нужно считать вращающимися с угловыми скоростями $\Omega_i = \omega_i - \omega_r$.

7. Пусть в момент времени $t = 0$ начинает действовать внешняя э. д. с. $e_v = E_{vm} \sin(\omega_v t + \psi)$, где $E_{vm} = \text{const}$ и $\omega_v = \text{const}$, причем $|\omega_v - \omega_0| \ll \omega_0$. Вследствие большой инерционности колебательной системы амплитуды напряжений и токов, связанных с колебательной системой, в небольшой окрестности времени $t = 0$ практически останутся неизменными ($U_{кмт} \cong U_{км0}$, $U_{вмт} \cong U_{вм0}$ и т. д.).

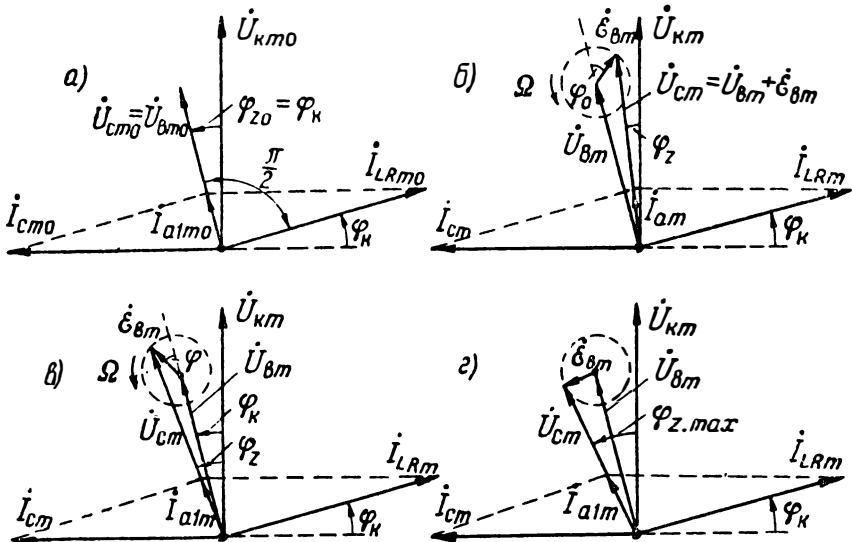


Рис. 5.10. Векторная иллюстрация процесса захватывания.

Поэтому векторная диаграмма, соответствующая моменту $t = 0$ (рис. 10,б), отличается от рассмотренной выше только присутствием вектора \dot{E}_{vm} . Примем, что вектор \dot{E}_{vm} отстает от вектора \dot{U}_{vm} на некоторый начальный угол $\varphi = \varphi_0$.

Ради конкретности примем, что частота внешней э. д. с. $\omega_v > \omega_0$. В соответствии с этим вектор \dot{E}_{vm} следует представлять весьма медленно вращающимся с угловой скоростью $\Omega = \omega_v - \omega_r > 0$ против часовой стрелки, где ω_r — частота колебаний напряжений u_x и u_v в переходном процессе. Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать сумма векторов $\dot{U}_{vm} + \dot{E}_{vm}$, удобно полагать начало вектора \dot{E}_{vm} закрепленным у конца вектора \dot{U}_{vm} . Так как $\Omega \ll \omega_0$, то за время одного оборота вектора \dot{E}_{vm} должно совершиться очень большое число полных колебаний высокой частоты ω_r .

Начиная с момента $t \geq 0$, сеточное напряжение представляет собой сумму двух напряжений: $u_{c\sim} = u_b + e_b$. Вследствие небольшого различия частот ω_r и ω_b при сложении колебаний $u_b + e_b$ образуются биения, частота которых $\Omega = \omega_b - \omega_r$ очень мала и не постоянна. На векторной диаграмме сеточное напряжение изобразится вектором $\dot{U}_{cm} = \dot{U}_{bm} + \dot{E}_{bm}$, мгновенное положение которого определяется положением вектора \dot{E}_{bm} . В моменты, когда указанные векторы оказываются коллинеарными ($U_{cm} = U_{bm} \pm E_{bm}$), образуются пучности или узлы биений напряжения $u_{c\sim}$.

Вектор тока I_{alm} совпадает по фазе с вектором \dot{U}_{cm} , а его величина $I_{alm} = S_c U_{cm}$, где средняя крутизна характеристики S_c определяется амплитудой U_{cm} и характеристикой лампы. Поскольку $U_{cm} \neq \text{const}$, то и амплитуда I_{alm} будет несколько меняться в переходном процессе. Более существенным, однако, является другое. Вследствие «качания» вектора \dot{U}_{cm} , обусловленного действием внешней э. д. с., вектор I_{alm} совершает такие же «качания» по отношению к вектору \dot{U}_{km} . Это означает, что частота первой гармоники i_{a1} (по существу «частота» образования импульсов анодного тока i_a) окажется отличной от частоты ω_r колебаний напряжения на контуре на некоторую малую величину $\Delta\omega$, переменную в переходном процессе.

При внезапном включении внешней э. д. с. происходит скачкообразное изменение фазы колебаний сеточного напряжения. Так, на рис. 10,б показан случай внезапного уменьшения фазового угла от значения $\varphi_{z0} = \varphi_k$ до значения φ_z . Поэтому, несмотря на то, что при принятом условии ($\omega_b > \omega_{r0}$) действие внешней э. д. с. приводит в конечном итоге к возрастанию частоты ω_r , влияние этой э. д. с. при указанном на рис. 10,б фазовом угле $\varphi_z < \varphi_{z0}$ обуславливает вначале не увеличение, а уменьшение частоты ω_r .

Вследствие того, что частота ω_r вначале уменьшается, угловая скорость Ω вращения вектора э. д. с. будет нарастать. Это вызовет неуклонное и все более быстрое вначале увеличение фазового угла φ_z . С ростом же φ_z фактор, обуславливающий понижение частоты ω_r , ослабляется, и частота ω_r достигает минимального значения $\omega_{r,min}$. Это значение будет достигнуто в момент, когда мгновенное значение угла φ_z сравняется со стационарным значением φ_z^* , соответствующим частоте $\omega_r = \omega_{r,min}$.

В некоторый момент времени фазовый угол φ_Z достигнет значения φ_{Z0} , но в этот момент из-за инерционных свойств контура частота $\omega_r < \omega_{r0} < \omega_b$. Поэтому вращение вектора $\dot{E}_{вм}$ будет продолжаться и фазовый угол φ_Z будет нарастать, правда, со все уменьшающейся теперь (с ростом ω_r) скоростью Ω (рис. 10, в).

8. Дальнейшее развитие процесса зависит от соотношения величин $E_{вм}$, $|\omega_b - \omega_0|$ и добротности Q_k контура.

Предположим раньше, что разность $\omega_b - \omega_0$ сравнительно велика. Тогда к моменту, когда вектор $\dot{E}_{вм}$ займет положение, соответствующее $\varphi_{Z, max}$ (рис. 10, з), частота все же может оказаться меньшей частоты ω_b . Такое соотношение тем сильнее выражается, чем меньше амплитуда $E_{вм}$ и выше добротность контура. Действительно, непосредственно из диаграмм вытекает, что при прочих равных условиях величина угла $\varphi_{Z, max}$ растет с увеличением амплитуды $E_{вм}$. С другой стороны, чем выше добротность контура, тем сильнее проявляются его инерционные свойства, тем сильнее запаздывание в *изменении* частоты ω_r под воздействием импульсов анодного тока.

Итак, пусть к моменту, когда $\varphi_Z = \varphi_{Z, max}$, частота $\omega_r < \omega_b$. В этом случае вектор $\dot{E}_{вм}$ продолжает вращаться в неизменном направлении. Но теперь угол φ_Z начнет уменьшаться, что обусловит понижение скорости нарастания частоты ω_r . В некоторый момент времени (при некоторой частоте ω_r) угол φ_Z достигнет значения φ_Z^* , равного углу сдвига фаз при стационарных колебаниях частоты ω_r . То значение частоты, при котором такое положение произойдет, является максимальным в заданном режиме работы ($\omega_r = \omega_{r, max}$). Действительно, при дальнейшем вращении вектора $\dot{E}_{вм}$ угол φ_Z уменьшится, что обусловит понижение частоты ω_r .

В некоторый момент времени угол φ_Z достигнет минимально возможного в данном режиме значения $\varphi_{Z, min}$ (когда вектор $\dot{E}_{вм}$ на рис. 10, з повернется на угол, близкий к π); потом частота ω_r вновь достигнет минимального значения и затем начнет нарастать и т. д.

• Таким образом, в рассматриваемом случае захватывания частоты автоколебаний не произойдет. Частота автоколебаний будет изменяться в некоторых пределах, причем либо даже $\omega_{r, max} < \omega_b$, либо же равенство $\omega_r = \omega_b$ наступает при таком положении вектора $\dot{E}_{вм}$, которое оказывается неустойчивым.

9. Рассмотрим теперь случай, приводящий к захватыванию частоты автоколебаний. Вернемся к диаграмме, изображенной

на рис. 10,в. Предположим, что в положении, указанном на диаграмме, частота ω_r настолько близка к частоте ω_b , что поворот вектора $\dot{E}_{вм}$ совершается с весьма малой скоростью Ω . Так как при этом частота ω_r продолжает нарастать с возрастающей скоростью (угол φ_z растет), а Ω соответственно понижается, то рассматриваемый переходный процесс может оказаться затухающим и сходящимся к $\Omega = 0$. Пусть такое событие произойдет при $\dot{E}_{вм} = \dot{E}_{вм}^*$ (рис. 11,а), когда справедливы следующие соотношения:

$$\omega_r = \omega_r^* = \omega_b; \quad \Omega = \omega_b - \omega_r^* = 0; \quad \varphi_z = \varphi_z^*,$$

где φ_z^* — угол сдвига фаз между векторами $I_{алм}^*$ и $\dot{U}_{км}^*$, соответствующий стационарным колебаниям при частоте ω_b .

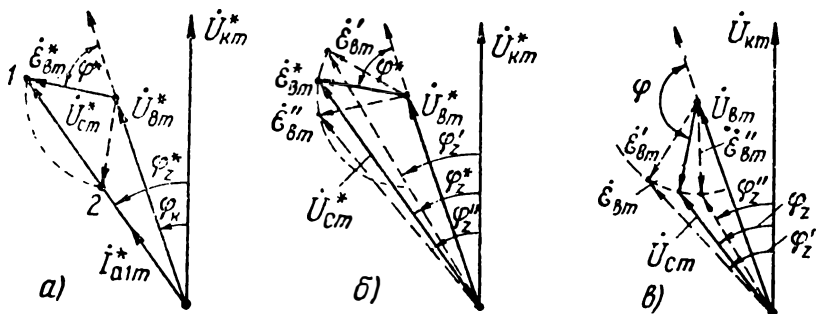


Рис. 5.11. Векторные диаграммы, иллюстрирующие равновесие системы.

10. Выясним, может ли указанное на диаграмме (рис. 11,а) положение 1 равновесия быть динамически устойчивым?

Следует раньше всего отметить, что если равновесие наступает в положении 1, то в принципе возможно равновесие и в положении 2 (показано пунктиром). Действительно, в обоих случаях при одинаковой амплитуде $E_{вм}$ фазовые углы φ_z оказываются одинаковыми*. Однако только первое из указанных положений равновесия динамически устойчиво. Именно, устойчивым является состояние равновесия, при котором колебания внешней э. д. с. и возбуждающего напряжения u_b более близки к синфазным. Другими словами, динамически устойчивое равновесие соответствует меньшему из значений угла φ между векторами $\dot{E}_{вм}$ и $\dot{U}_{вм}$ (см. рис. 11,б и 11,в). Покажем это.

* В построении (рис. 11,а) имеется небольшая неточность: предполагается, что в обоих положениях амплитуда $U_{вм}$ остается неизменной. В действительности, из-за изменения величины $U_{см}$ меняется несколько режим работы автогенератора, приводящий к изменению и амплитуды $U_{вм}$ (угол φ_k не меняется).

Для исследования состояния 1 равновесия (рис. 11,б) предположим, что по случайной причине произошло небольшое *опережение* фазы автоколебаний. Это равносильно тому, что вектор, изображающий внешнюю э. д. с., займет положение $\dot{E}'_{вм}$. Тогда фазовый угол $\varphi_2 = \varphi'_2$ окажется меньшим стационарного значения φ_2^* , что должно привести к уменьшению частоты автоколебаний ($\omega'_r < \omega_r^*$). Это вызовет вращение вектора $\dot{E}_{вм}$ с угловой скоростью $\Omega = \omega_b - \omega'_r > 0$ *против часовой стрелки*. В результате вектор $\dot{E}'_{вм}$ вернется к положению 1. Если по случайной причине вектор займет положение $\dot{E}''_{вм}$, то произойдет увеличение фазового угла $\varphi_2 = \varphi''_2 > \varphi_2^*$. Это приведет к возрастанию частоты ω''_r и соответственно к образованию угловой скорости $\Omega = \omega_b - \omega''_r < 0$. В результате вектор $\dot{E}''_{вм}$ вернется к положению равновесия 1, которое динамически устойчиво.

Рассуждая аналогично, можно прийти к выводу, что положение 2 равновесия (рис. 11,в) оказывается динамически неустойчивым.

11. Перейдем к установлению основных аналитических соотношений при захватывании частоты. При этом учтем нелинейность характеристики лампы, но так как угол φ_k обычно весьма мал, пренебрежем влиянием аргумента коэффициента обратной связи ($\varphi_k \cong 0$). Тем самым будем полагать, что вектор $\dot{U}_{км}$ совпадает по фазе с вектором $\dot{U}_{вм} \cong k\dot{U}_{км}$.

Обратимся к векторной диаграмме (рис. 12), соответствующей стационарным колебаниям при захватывании частоты. Для упрощения записи «звездочки» при символах величин, относящихся к стационарному режиму, ниже опущены.

Пусть при заданных амплитуде $E_{вм}$ и расстройке $\Delta\omega_0 = \omega_b - \omega_0$ захватывание происходит при положении вектора $\dot{E}_{вм}$, образующем некоторый угол φ с вектором $\dot{U}_{вм}$. Расстройка $\Delta\omega_0$ определяет также угол φ_2 сдвига фаз:

$$\dot{U}_{км} = I_{алм} \dot{Z}_k = I_{алм} Z_k e^{-j\varphi_2},$$

где, как известно,

$$Z_k \cong \frac{R_{кн}}{V \sqrt{1 + \xi_0^2 Q_k^2}}; \quad \text{tg } \varphi_2 = \xi_0 Q_k; \quad \xi_0 = \frac{2\Delta\omega_0}{\omega_0} = 2 \frac{\omega_b - \omega_0}{\omega_0}. \quad (5.14)$$

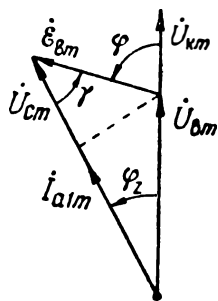


Рис. 5.12. Упрощенная векторная диаграмма при захватывании частоты.

Заметим, что при $\Delta\omega_0 > 0$ угол φ и φ_z (отсчитываемые в указанном на рис. 12 положительном направлении) — положительны, а при $\Delta\omega_0 < 0$ — отрицательны.

Так как $\varphi = \varphi_z + \gamma$, то при заданных φ и φ_z определяется угол γ , с которым мы будем оперировать.

Непосредственно из векторной диаграммы (рис. 12) следует:

$$U_{cm} = U_{вм} \cos \varphi_z + E_{вм} \cos \gamma; \quad E_{вм} \sin \gamma = U_{вм} \sin \varphi_z. \quad (5.15)$$

Отсюда, учитывая, что $\operatorname{tg} \varphi_z = \xi_0 Q_k$, имеем:

$$\frac{U_{cm}}{U_{вм}} = \cos \varphi_z (1 + \operatorname{tg} \varphi_z \cdot \operatorname{ctg} \gamma) = \frac{1 + \xi_0 Q_k \operatorname{ctg} \gamma}{\sqrt{1 + \xi_0^2 Q_k^2}}; \quad (5.16)$$

$$U_{cm} = E_{вм} (\sin \gamma \cdot \operatorname{ctg} \varphi_z + \cos \gamma) = E_{вм} \frac{\sin \gamma}{\xi_0 Q_k} (1 + \xi_0 Q_k \operatorname{ctg} \gamma).$$

Пусть рабочая характеристика лампы выражается полиномом:

$$i_a = \Phi_p(u_{c\sim}) = I_{ap} + a_1 u_{c\sim} + a_2 u_{c\sim}^2 + a_3 u_{c\sim}^3 + a_4 u_{c\sim}^4,$$

где обычно $a_1 > 0$ и $a_3 < 0$. Согласно уравнению (3.67) выражение для средней крутизны характеристики примет вид:

$$S_c = a_1 + \frac{3}{4} a_3 U_{cm}^2 = a_1 + \frac{3}{4} a_3 E_{вм}^2 \frac{\sin^2 \gamma}{\xi_0^2 Q_k^2} (1 + \xi_0 Q_k \operatorname{ctg} \gamma)^2. \quad (5.17)$$

Теперь обратимся к уравнению баланса амплитуд:

$$U_{вм} = k U_{km} = k I_{aim} Z_k = k S_c U_{cm} Z_k.$$

Разделим все члены этого уравнения на $U_{вм}$ и подставим в него значения, выражаемые формулами (14), (16) и (17):

$$1 = \frac{k R_{kp} (1 + \xi_0 Q_k \operatorname{ctg} \gamma)}{1 + \xi_0^2 Q_k^2} \left[a_1 + \frac{3 a_3 E_{вм}^2 \sin^2 \gamma}{4 \xi_0^2 Q_k^2} (1 + \xi_0 Q_k \operatorname{ctg} \gamma)^2 \right].$$

Решая это уравнение, получим:

$$E_{вм} = \frac{\xi_0 Q_k \sqrt{-\frac{4}{3} \frac{a_1}{a_3}}}{\sin \gamma (1 + \xi_0 Q_k \operatorname{ctg} \gamma)} \sqrt{1 - \frac{1 + \xi_0^2 Q_k^2}{a_1 k R_{kp} (1 + \xi_0 Q_k \operatorname{ctg} \gamma)}}. \quad (5.18)$$

При заданном режиме работы автогенератора и заданных параметрах контура значения коэффициентов a_1 и a_3 и параметров k , R_{kp} и Q_k — известны. Следовательно, уравнение (18) связывает три величины ($E_{вм}$, ξ_0 и γ), удовлетворяющие равновесию в рассматриваемой системе. Но ответить на вопрос, будет ли достигнуто такое состояние равновесия, мы не в состоянии, так

как уравнение (18) получено без анализа переходного процесса установления колебаний в системе. Можно показать, что выражаемое уравнением (18) условие равновесия является не только необходимым, но и достаточным, если амплитуда $U_{км}$ не отличается значительно от амплитуды $U_{км0}$, относящейся к случаю отсутствия действия внешней э. д. с.

12. Уравнение (18) является трансцендентным и не может быть решено относительно γ аналитически. Но предположим, что нам удалось графически получить зависимость $\gamma = \gamma(E_{вм}, \xi_0)$. В таком виде полученное решение может быть истолковано следующим образом.

В некоторой области значений $E_{вм}$ и ξ_0 каждому из значений этих величин соответствует определенное *вещественное* значение угла γ ($0 \leq \gamma \leq \pi$), удовлетворяющее уравнению (18). При этом, если $\gamma < 0,5\pi$, то оно может соответствовать динамически устойчивому состоянию равновесия—захватыванию частоты (см. рис. 11). При $\gamma \geq 0,5\pi$ мы будем иметь динамически неустойчивое состояние равновесия, которое может быть рассматриваемо, как соответствующее *увлечению частоты*. При некоторых же значениях $E_{вм}$ и ξ_0 корень γ уравнения (18) может оказаться *мнимым*, что можно отнести к случаю отсутствия как захватывания, так и увлечения частоты. Этому соответствует представленная на рис. 13, а векторная диаграмма, где даже $\omega_{гmax} < \omega_в$. Аналогичный вид имеет диаграмма, относящаяся к случаю, когда даже $\omega_{гmin} > \omega_в$.

Пусть величина ξ_0 задана и, следовательно, стационарный угол сдвига фаз $\varphi_Z = \varphi_Z^* = \text{arctg } \xi_0 Q_k$ определен (рис. 13, б). Тогда каждому значению угла γ в пределах $\gamma < 0,5\pi$ будет соответствовать определенная амплитуда $E_{вм}$, выражаемая равенством (18). Рассмотрим, какие значения принимает $E_{вм}$ при весьма малых углах $\gamma \rightarrow 0$. Геометрически ясно, что с уменьшением угла γ относительная величина $E_{вм}/U_{вм}$ должна неограниченно возрастать. К такому же выводу можно прийти и из равенства (18). Действительно, при $\gamma \rightarrow 0$ радикал правой части равенства (18) стремится к 1,

$$[\sin \gamma (1 + \xi_0 Q_k \text{ctg } \gamma)] \rightarrow \xi_0 Q_k; \text{ и } E_{вм} \rightarrow \sqrt{-\frac{4}{3} \frac{a_1}{a_3}},$$

что значительно превышает величину $U_{вм0}^*$, соответствующую отсутствию внешней э. д. с. [см. формулу (3.41)]. Согласно формуле (15) при $\gamma \rightarrow 0$ и $\xi_0 \neq 0$ ($\varphi_Z \neq 0$) амплитуда $U_{вм} \rightarrow 0$ (отсюда следует, что $U_{см} \rightarrow E_{вм}$). Случай $U_{вм} \rightarrow 0$ может быть либо при $k \rightarrow 0$ (режим усиления), либо при $U_{км} \rightarrow 0$. Так как в последнем случае величина $I_{alm} = S_c U_{см}$ может быть достаточно большой, то для возможности $U_{км} = I_{alm} Z_k \cong 0$ необходимо, чтобы сопротивление Z_k контура было достаточно малым. Практического интереса, однако, такой режим работы не представляет.

13. Из геометрических представлений (рис. 12) вытекает, что с увеличением угла γ (при заданной умеренной расстройке ξ_0) амплитуда э. д. с. уменьшается и при некотором $\gamma = \gamma_m$ достигает минимума. Если бы с изменением этой амплитуды режим работы лампы не изменялся ($E_{вм} \ll U_{вм}$ и $U_{вм} \cong \text{const}$) и, следовательно, влияние нелинейности характеристики было несущественным,

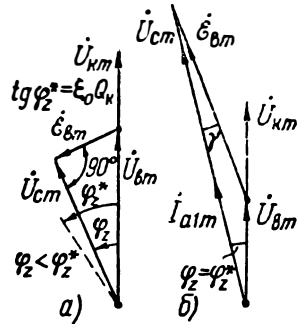


Рис. 5.13. (а) Захватывание (или увлечение частоты) отсутствует. (б) Захватывание при весьма малых углах γ ($E_{вм} \gg U_{вм}$).

то минимум амплитуды $E_{вм}$ соответствовал бы углу $\gamma = 90^\circ$. Однако этот вывод является источным. Значение $\gamma = \gamma_m$ находится путем дифференцирования функции (18), что приводит к следующему уравнению

$$\frac{A\xi_0 Q_k}{\sin \gamma} + 2(1 - A + \xi_0 Q_k \cdot \text{ctg } \gamma)(\cos \gamma - \xi_0 Q_k \sin \gamma) = 0, \quad (5.19)$$

где

$$A = \frac{1 + \xi_0^2 Q_k^2}{a_1 k R_{кр}} = \frac{k_k}{k} (1 + \xi_0^2 Q_k^2) \cong \frac{k_k}{k} \cong 0,5 \div 0,95.$$

Здесь k_k — минимальное значение коэффициента обратной связи, удовлетворяющее условию самовозбуждения автогенератора.

Анализ уравнения (19) показывает, что его корни не очень сильно отличаются от значения $\gamma = 0,5\pi$. Если, имея это в виду, разложить члены уравнения (19) в ряды (в окрестности $\gamma = 0,5\pi$) и пренебречь малыми величинами высших порядков (с учетом $\xi_0 Q_k \ll 1$), то можно получить простую формулу, выражающую значение корня $\gamma = \gamma_m$ уравнения (19):

$$\gamma_m \cong \frac{\pi}{2} + \frac{\xi_0 Q_k (5A - 4)}{2(1 - A)}.$$

Отсюда видно, что при $A = 0,8$, $\gamma_m = 0,5\pi$. При иных значениях A поправка к значению $0,5\pi$ дает малую величину. Так, при $A = 0,9$ и $\xi_0 Q_k = 0,1$ будем иметь: $\gamma_m - 0,5\pi = 0,25 \cong 14^\circ$. Весьма близкое к этому значение ($\sim 15^\circ$) дает расчет, вытекающий из уравнения (19).

14. Нашей основной задачей является определение *полосы захватывания* (рис. 7), т. е. той наибольшей расстройки

$$(\xi_0)_{\max} = \xi_3 = 2 \frac{\Delta\omega_3}{\omega_0} = 2 \frac{(\omega_a - \omega_0)_{\max}}{\omega_0}, \quad (5.20)$$

при которой осуществляется захватывание частоты при заданной амплитуде $E_{вм}$. Из геометрических представлений (рис. 12) вытекает, что в области углов $\gamma < 90^\circ$ наименьшее значение амплитуды $E_{вм}$, при которой удовлетворяется равенство (18), соответствует углу $\gamma \cong 90^\circ$. Следовательно, положив в равенстве (18) $\gamma = 90^\circ$, найдем выражение, связывающее амплитуду внешней э. д. с. с полосой захватывания:

$$E_{вм} = \xi_3 Q_k \sqrt{-\frac{4a_1}{3a_3} \left(1 - \frac{1 + \xi_3^2 Q_k^2}{a_1 k R_{кр}}\right)}. \quad (5.21)$$

Из формулы (3.41) вытекает следующее выражение для амплитуды стационарных колебаний в автогенераторе, не подверженном воздействию внешней э. д. с.:

$$U_{вм0}^* = \sqrt{-\frac{4a_1}{3a_3} \left(1 - \frac{k_k}{k}\right)}, \quad (5.22)$$

где k_k — минимальное значение коэффициента обратной связи, удовлетворяющее условию самовозбуждения (в мягком режиме). Преобразуем выражение (21) с учетом соотношения (22):

$$\begin{aligned}
 E_{вм} &= \xi_3 Q_k \sqrt{-\frac{4a_1}{3a_3} \left(1 - \frac{k_k}{k} - \frac{k_k}{k} \xi_3^2 Q_k^2\right)} = \\
 &= \xi_3 Q_k U_{вм0}^* \sqrt{1 - \frac{\xi_3^2 Q_k^2 k_k/k}{1 - k_k/k}}; \\
 \frac{E_{вм}}{U_{вм0}^*} &= \xi_3 Q_k \sqrt{1 - \frac{\xi_3^2 Q_k^2}{k/k_k - 1}} \cong \xi_3 Q_k \left(1 - \frac{0,5 \xi_3^2 Q_k^2}{k/k_k - 1}\right); \quad (5.23)
 \end{aligned}$$

в последнем приближении предполагается, что $\xi_3^2 Q_k^2 \ll k/k_k - 1$.

Формула (23) выражает *относительную* величину амплитуды внешней э. д. с. в функции от полосы захватывания (рис. 14). При сравнительно малых величинах $\xi_3 Q_k$ необходимая для захватывания амплитуда $E_{вм}$ нарастает почти пропорционально $\xi_3 Q_k$; при больших значениях $\xi_3 Q_k$ скорость нарастания амплитуды $E_{вм}$ с увеличением $\xi_3 Q_k$ уменьшается (рис. 14).

При очень сильных расстройках величина $E_{вм}$ достигает максимума, связанного с сильным ослаблением режима генерации автогенератора ($U_{вм} \ll U_{вм0}^*$). Поэтому выражаемые формулой значения $E_{вм}$, соответствующие очень большим расстройкам, не отвечают действительности. Это объясняется тем, что вытекающая из уравнения (18) формула (23) не учитывает инерционных свойств колебательной системы. Лишь в случае, когда внешняя э. д. с. начала действовать *в процессе самовозбуждения автогенератора* (до установления стационарных колебаний), может произойти захватывание частоты и при значительных расстройках; тогда формула (23) не теряет смысла. Впрочем, случай очень больших расстройк практического значения не имеет.

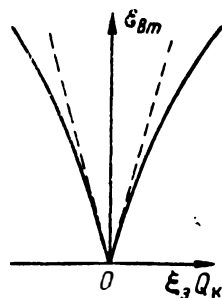


Рис. 5.14. Зависимость амплитуды внешней э. д. с. от полосы захватывания.

15. Мы рассмотрели сущность процессов при захватывании на основной частоте простейшим методом, исходя из анализа векторных диаграмм. Подобный подход к вопросу (но без учета нелинейных соотношений) был введен Е. Г. Момотом [1]. Более строгая постановка задачи должна заключаться в решении нелинейного дифференциального уравнения (3). Читатель может ознакомиться с таким решением из литературы [5], [6].

16. Исследование процессов в автоколебательной системе, подверженной воздействию внешней э. д. с., относится к наиболее сложным вопросам теории нелинейных колебаний. Решение этой задачи методом медленно-меняющихся

амплитуд было впервые получено Ван-дер-Полем. Строгая теория процессов в автогенераторе при воздействии на него внешней э. д. с. была разработана многочисленным коллективом советских физиков и радиотехников. Наиболее успешные результаты в этой области были получены А. А. Андроновым. Последний совместно с А. А. Виттом выполнил тщательное качественное исследование захватывания *на основной частоте* в области «слабых сигналов»; ими же строгим методом было найдено периодическое решение для захватывания на основной частоте [7]. Весьма подробное исследование этих же процессов, произведенное квазилинейным методом, было осуществлено Ю. Б. Кобзаревым [8]. В последние годы советскими учеными была решена задача о переходных процессах в автогенераторе при воздействии внешней э. д. с. Достаточно строгое решение этой задачи (при захватывании на основной частоте) выполнено Ю. Н. Бакаевым.

Советскими учеными решена еще более сложная задача о процессах в автоколебательной системе, подверженной воздействию внешней э. д. с. с частотой $\omega_b = p\omega_0$, где p — целое число (резонанс p -го рода). Впервые подобный вопрос был поставлен и решен Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси [9]. Той же теме посвящены работы С. М. Рытова [10] и Ю. Б. Кобзарева [11]. Наиболее общая постановка вопроса о воздействии внешней э. д. с. на автогенератор, отношение частоты колебаний которой к частоте автоколебаний близко к отношению $m : p$ двух небольших целых чисел («*дробный резонанс*»), была сделана Н. М. Крыловым и Н. Н. Боголюбовым. Полученное ими решение было опубликовано в 1932 г. В 1935 году Ю. Б. Кобзаревым было дано решение этой задачи квазилинейным методом [12]. Этому же вопросу посвящена статья В. И. Сифорова [13].

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

16. В чем разница между увлечением и захватыванием частоты?

17. Является ли частота автоколебаний строго неизменной при увлечении частоты?

18. Что называется полосой захватывания частоты?

19. Возникнет ли переходный процесс в резонансном усилителе при внезапном изменении фазы подводимых к усилителю колебаний, если частота подводимых колебаний остается неизменной?

О т в е т. Безусловно возникнет.

20. Какова длительность переходного процесса в резонансном усилителе (добротность $Q_k = 100$), вызванном изменением фазы подводимых колебаний, частота которых ($f_r = f_0 = 500$ кГц) остается неизменной?

О т в е т. Переходный процесс практически затухнет через 150 мксек.

21. Частота подводимых к резонансному усилителю колебаний $f_r = f_0 = 500$ кГц. В каком из двух случаев будет быстрее изменяться частота колебаний в контуре (в начальной стадии переходного процесса): при внезапном изменении на 0,1% частоты подводимых колебаний без внезапного изменения фазы или же при внезапном изменении фазы подводимых колебаний на 90° , но неизменной частоте.

Р е ш е н и е. При изменении частоты фазовый угол первой гармоники анодного тока начнет постепенно смещаться со скоростью:

$$\Omega \cong 0,001 \cdot 2\pi f_0 = 0,001 \cdot 2\pi \cdot 500 \cdot 10^3 = 1000\pi \text{ 1/сек.}$$

Поэтому в течение, по крайней мере, $0,5 \cdot 10^{-3}$ сек во втором случае частота колебаний будет изменяться быстрее.

22. В каком из указанных в задаче 21 двух случаях конечный (после окончания переходного процесса) фазовый сдвиг колебаний будет большим? Какова будет частота колебаний в контуре после окончания переходного процесса?

23. Каков будет вид приведенных на рис. 10 диаграмм при $\omega_b < \omega_r$?

24. Амплитуда возбуждающего напряжения автогенератора при отсутствии действия внешней э. д. с. $U_{внт0}^* = U_{см0}^* = 10$ в. Амплитуда внешней э. д. с. $E_{внт} = 1$ в. Вычислить наибольшее смещение фазы колебаний в переходном процессе увлечения частоты колебаний.

О т в е т. $(\Delta\varphi_Z)_{max} \cong \pm E_{вм}/U_{вм0}^* = \pm 0,1 = \pm 5,7^\circ$.

25. Может ли в случае задачи 24 произойти захватывание частоты, если $\Delta f_0 = f_{в} - f_0 = 0,001f_0$ и добротность контура $Q_k = 100$?

О т в е т. Не может, так как смещение фазы колебаний, соответствующее стационарному режиму при измененной частоте,

$$\Delta\varphi_Z^* \cong 2Q_k \Delta f_0/f_0 = 2 \cdot 100 \cdot 0,001 = 0,2 = 11,4^\circ.$$

26. Докажите, что положение равновесия ($\omega_{в} = \omega_r$), соответствующее векторной диаграмме рис. 11,в, является динамически неустойчивым.

27. Отметьте (приблизительно) на векторных диаграммах (рис. 10) положения вектора $E_{вм}^*$, при которых частота колебаний в контуре максимальна и минимальна, если известно, что захватывания частоты не происходит.

28. Рабочая характеристика лампы автогенератора выражается полиномом:

$$i_a = \Phi_P(u_{c\sim}) = 10 + 0,6u_{c\sim} - 0,09u_{c\sim}^2 - 0,002u_{c\sim}^3 \text{ (ма)}.$$

Коэффициент обратной связи $k = 1,25 k_k$. Добротность контура $Q_k = 100$. Вычислить амплитуду внешней э. д. с., минимально необходимую для захватывания частоты при следующих значениях относительной расстройки ξ_0 : 0,05%, 0,1%, 0,15%, 0,2% и 0,3%. Найти также амплитуду $U_{вм} = kU_{квт}$ возбуждающего напряжения.

Р е ш е н и е. Выразим все интересующие нас амплитуды в долях от амплитуды возбуждающего напряжения автогенератора (в стационарном режиме) при отсутствии внешней э. д. с. Согласно формуле (22)

$$U_{вм0}^* = \sqrt{-\frac{4a_1}{3a_3}\left(1 - \frac{k_k}{k}\right)} = \sqrt{-\frac{4 \cdot 0,6}{3 \cdot 0,002}\left(1 - \frac{1}{1,25}\right)} \cong 9 \text{ в.}$$

Амплитуду внешней э. д. с., удовлетворяющей условиям задачи, находим по формуле (23), в которой полагаем $\xi_3 = \xi_0$:

$$\frac{E_{вм}}{U_{вм0}^*} = \xi_0 Q_k \sqrt{1 - \frac{(\xi_0 Q_k)^2}{1,25 - 1}}.$$

Для нахождения амплитуды $U_{вм}$ воспользуемся соотношением (15), в котором можно положить $\gamma \cong 90^\circ$. Учтем при этом равенство $\text{tg } \varphi_Z = \xi_0 Q_k$:

$$\frac{U_{вм}}{U_{вм0}^*} = \frac{E_{вм}}{U_{вм0}^*} \frac{\sin \gamma}{\sin \varphi_Z} = \frac{E_{вм}}{U_{вм0}^*} \frac{\sqrt{1 + \xi_0^2 Q_k^2}}{\xi_0 Q_k}.$$

Отсюда

$$\frac{U_{вм}}{U_{вм0}^*} = \sqrt{(1 + \xi_0^2 Q_k^2)(1 - 4\xi_0^2 Q_k^2)} \cong \sqrt{1 - 3\xi_0^2 Q_k^2}.$$

Результаты расчетов сведены в таблицу

ξ_0	$\xi_0 Q_k$	$E_{вм}/U_{вм0}^*$	$U_{вм}/U_{вм0}^*$
$5 \cdot 10^{-4}$	0,05	0,050	0,996
$10 \cdot 10^{-4}$	0,10	0,098	0,985
$15 \cdot 10^{-4}$	0,15	0,143	0,966
$20 \cdot 10^{-4}$	0,20	0,184	0,935
$30 \cdot 10^{-4}$	0,30	0,240	0,835

Как видно, при $\xi_0 Q_k = 0,3$ происходит существенное ослабление режима генерации (амплитуда $U_{вм}$ уменьшается на 17%).

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Г. Момот, Избирательное детектирование, «Электросвязь», 1939, № 6, стр. 3.
2. Б. Ш. Киссельгоф и А. Д. Князев, Синхронное усиление сигналов, модулированных по частоте, «ИЭСТ», 1940, № 10, стр. 16.
3. Г. В. Длугач, Захватывание в гетеродинном генераторе и борьба с ним, «Электросвязь», 1939, № 1.
4. П. Н. Рамлау, Исследование метода стабилизации коротковолнового генератора при помощи стабилизирующей э. д. с., «Т. и Т. б. п.», 1928, № 50, стр. 514.
5. К. Ф. Теодорчик, Автоколебательные системы, ГТТИ, 1952.
6. И. М. Капчинский, Методы теории колебаний в радиотехнике, Энергоиздат, 1954.
7. А. А. Андронов и А. А. Витт, К математической теории захватывания, «Журнал прикладной физики», 1930, т. 7, вып. 4, стр. 3.
8. Ю. Б. Кобзарев, О квазилинейном методе трактовки явлений в генераторе почти синусоидальных колебаний, «ЖТФ», 1935, т. 5, № 2, стр. 2216.
9. Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси, Об установлении колебаний при резонансе n -го рода, «ЖТФ», 1934, т. 4, № 1, стр. 67.
10. С. М. Рытов, Резонанс n -го рода в системе с двумя степенями свободы в случае сильной связи, «ЖТФ», 1935, т. 5, № 1, стр. 3.
11. Ю. Б. Кобзарев, Квазипериодические режимы при резонансе деления 1:2, «ЖТФ», 1935, т. 5, № 4, стр. 627; № 3, стр. 518.
12. Ю. Б. Кобзарев, О дробном резонансе, «ЖТФ», 1925, т. 5, № 5, стр. 815.
13. В. И. Сифоров, О синхронизации ламповых генераторов при дробно-рациональных соотношениях между частотами, «Радиотехника», 1946, т. № 5, стр. 3.

ГЛАВА VI

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ КОЛЕБАНИЙ СВЧ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

1. Начиная с частот порядка десятков мегагерц, возникают затруднения в генерации электрических колебаний ВЧ посредством ламповых генераторов. Эти трудности, быстро возрастающие с увеличением частоты колебаний (особенно большой мощности), обуславливаются в основном двумя обстоятельствами.

Первое обстоятельство связано с временем пролета электронами междуэлектродного пространства — *пролетным временем*. Пролетное время очень мало, порядка сотых долей микросекунды. Но *при очень высоких частотах пролетное время оказывается соизмеримым с длительностью периода колебаний* и, следовательно, уже невозможно рассматривать электронную лампу в качестве безинерционного прибора.

Второе обстоятельство связано с трудностью конструирования колебательных систем ламповых генераторов при *сверхвысоких частотах* (СВЧ).

2. Физические процессы в ламповых генераторах очень высокой частоты весьма сложны, и анализ этих процессов сопряжен с большими математическими трудностями. В опубликованных в последние годы в СССР монографиях В. Ф. Коваленко [1] и М. С. Неймана [2] изложены теория работы и основы расчета и конструирования ламповых генераторов СВЧ. Ряд интересных сведений можно найти в монографии В. И. Калинина [3] и в научной периодической печати.

В этой главе рассматривается сущность основных процессов, связанных с возбуждением колебаний СВЧ посредством ламповых генераторов.

§ 2. ВЛИЯНИЕ ИНЕРЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Механизм протекания тока в цепи диода. — Пролетное время и пролетный угол. — Понятие о фиктивном пролетном угле. — Связь между фиктивным и реальным пролетными углами. — Механизм протекания тока в триоде. — Картина процесса при прямоугольной форме возбуждающего напряжения. — Картина процесса при синусоидальной форме возбуждающего напряжения. — Бомбардировка катода электронами. — Активная и реактивная составляющие сеточного тока. — Эквивалентные параметры входной цепи триода. — Основные выводы теории. — Предельные частоты генерации. — Вопросы и задачи.

1. Напомним механизм протекания тока в цепи диода. При этом будем иметь в виду диод «с плоскими» электродами (рис. 1) и пренебрежем краевым эффектом, обусловленным конечностью размеров электродов.

Пусть между электродами диода расположен плоский слой электронов, обладающий суммарным зарядом $q_e < 0$ и движущийся от первого электрода (катода) ко второму (аноду). Пусть в текущий момент времени t слой электронов расположен в расстояниях x и $l-x$ соответственно от электродов 1 и 2. Благодаря электростатической индукции электронный заряд приводит на обоих электродах заряды q_1 и q_2 , суммарная величина которых

$$q_1 + q_2 = -q_e. \quad (a)$$

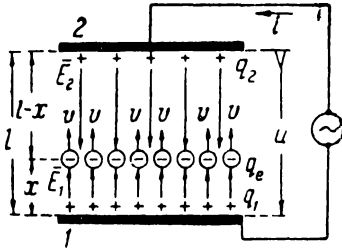


Рис. 6.1. Схема наведения зарядов на электродах «плоского» диода.

Величины наведенных зарядов могут быть найдены из следующих соображений. Пусть $\bar{E}_{\text{доп}}$ — напряженность дополнительного электрического поля в междуэлектродном пространстве, обусловленного действием только электронного заряда q_e и наведенных зарядов q_1 и q_2 . Обозначим величину этой напряженности в пространстве между заряженным слоем и электродами 1 и 2 соответственно через E_1 и E_2 . Разность потенциалов между

электродами полностью определяется приложенным к ним напряжением питающего источника и не зависит от величины наведенных зарядов. Поэтому

$$\int_0^l \bar{E}_{\text{доп}} d\bar{r} = \int_0^x \bar{E}_1 d\bar{r} + \int_x^l \bar{E}_2 d\bar{r} = 0.$$

Учитывая противоположные направления напряженностей E_1 и E_2 и их независимость (в пределах интегрирования) от координаты x , получим:

$$E_1 x = E_2 (l - x). \quad (б)$$

С другой стороны, величины напряженностей E_1 и E_2 должны быть пропорциональны наведенным зарядам:

$$E_1 : E_2 = q_1 : q_2. \quad (в)$$

Сопоставляя уравнения (б) и (в) и учитывая равенство (а), найдем:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{l-x}{x}; \quad q_1 = -q_e \frac{l-x}{l}; \quad q_2 = -q_e \frac{x}{l}. \quad (г)$$

Таким образом, величины наводимых на электродах зарядов зависят от расположения электронного слоя в междуэлектродном пространстве. Поэтому при перемещении электронного слоя, т. е. при наличии электронного (конвекционного) тока i_e , заряды, наводимые на электродах, изменяются — перераспределяются. Это и обуславливает существование электрического тока во внешней цепи диода в течение всего времени существования электронного тока в междуэлектродном пространстве. Сила тока в цепи диода может быть вычислена по любой из следующих формул:

$$i = -\frac{dq_1}{dt} = -\frac{q_e}{l} \frac{dx}{dt} = \frac{dq_2}{dt} = -q_e \frac{v}{l}. \quad (д)$$

Выражаемый формулами (д) ток протекает не только во внешней цепи диода, но и во всем междуэлектродном пространстве. Непрерывность тока

* Эти формулы не учитывают конечной скорости распространения волн; вывод более точных формул принадлежит Я. Н. Фельду [22].

обеспечивается существованием в междуэлектродном пространстве, помимо *электронного тока*, также и *тока смещения*, протекающего даже в том случае, когда приложенное к диоду напряжение $u = \text{const}$. В сечении, в котором в данный момент электронный ток $i_e = 0$, сила тока смещения в точности равна силе тока, протекающего в цепи диода (*тока проводимости*).

Формула (д) выражает ток в цепи диода, наводимый одним слоем электронного заряда. В общем же случае электронный ток может существовать одновременно в разных сечениях междуэлектродного пространства, причем его величина может оказаться различной в разных сечениях даже в один и тот же момент времени, т. е. $i_e = i_e(x, t)$. Поэтому для определения суммарной силы тока i в цепи диода нужно учесть заряды, наводимые всеми электронами, расположенными в различных сечениях.

Обозначим через $\rho_e = \rho_e(x, t) < 0$ *объемную плотность электронного заряда*, перемещающегося в междуэлектродном пространстве. Элементарный заряд, заключенный в плоском слое толщиной dx , $dq_e = \rho_e A dx$, где A — площадь электродов. Сила тока, наведенного зарядом dq_e , движущимся со скоростью $v = v(x, t)$, согласно формуле (д), равна:

$$di = -\frac{A\rho_e v}{l} dx = \frac{Aj_e}{l} dx,$$

где $-\rho_e v = j_e = j_e(x, t)$ — плотность электронного тока в данном сечении.

Суммарный ток i , обусловленный перемещением в сеч x зарядов в междуэлектродном пространстве, определяется интегралом:

$$i = \frac{1}{l} \int_0^l Aj_e(x, t) dx = \frac{1}{l} \int_0^l i_e(x, t) dx.$$

Если различие в величине тока i_e в разных сечениях междуэлектродного пространства очень мало, т. е. $i_e(x, t) \cong i_e(t)$, можно принять:

$$i \cong \frac{i_e(t)}{l} \int_0^l dx = i_e(t).$$

Таким образом, только при $i_e(x, t) \cong i_e(t)$ можно принять, что сила наведенного тока равна электронному току в каком-нибудь произвольном сечении междуэлектродного пространства.

2. Рассмотрение механизма протекания тока в цепи диода при приложении к нему высокочастотного напряжения приводит к следующим выводам.

а) *Вследствие конечной скорости движения электронов величина электронного тока в разных сечениях междуэлектродного пространства оказывается различной даже в один и тот же момент времени: $i_e = i_e(x, t)$.*

Действительно, количество электронов, выходящих из пространственного заряда у катода ($x=0$)* в какой-нибудь момент времени t , зависит от величины действующего в данный момент напряжения $u = U_m \sin \omega t$, приложенного к диоду. Поэтому величина тока $i_e(0, t)$, «формируемого» непосредственно у катода, изменяется синфазно с изменением напряжения u . Но к моменту

* Пространственный заряд у катода образует так называемый *виртуальный катод*. В последующем изложении координату $x=0$ мы будем относить к поверхности виртуального катода. При этом, приближенно, будем полагать пространственный заряд катода неизменным во времени.

$t + \tau_x$, когда отформованный у катода слой электронов пройдет расстояние x , напряжение изменится и примет значение $u = U_m \sin(\omega t + \omega \tau_x)$. По этой причине электронный ток у катода в момент $t + \tau_x$ окажется отличным от тока в расстоянии x от катода. Чем больше пролетное время τ , тем большим окажется фазовый сдвиг $\omega \tau$ между электронным током у *анода* диода и приложенным к диоду напряжением.

б) Если пролетное время электронов соизмеримо с длительностью четверти периода колебаний приложенного к диоду напряжения, нельзя полагать ток во внешней цепи диода определяемым электронным током у поверхности катода. В общем случае сила тока в цепи диода равна среднему значению электронного тока во всем междуэлектродном пространстве диода:

$$i = i(t) = [i_e(x, t)]_{cp} = \frac{1}{l} \int_0^l i_e(x, t) dx. \quad (6.1)$$

Из изложенного вытекает, что величина тока в цепи диода существенно зависит от длительности пролетного времени τ или, точнее, от величины пролетного угла $\theta = \omega \tau = 2\pi \tau / T$.

Из теории электронных приборов известно, что для случая «плоского» диода при неизменной величине приложенного к нему напряжения U длительность пролетного времени (без учета влияния пространственного заряда) выражается формулой

$$\tau = \frac{l}{100} \sqrt{2 \frac{m_0}{e_0} \frac{1}{U}} = \frac{0,0337 \cdot 10^{-6} l}{\sqrt{U}} \text{ (сек)}, \quad (6.2)$$

где l — расстояние между электродами в *сантиметрах*.

При приложении к диоду высокочастотного напряжения $u = U_m \sin \omega t \neq \text{const}$ длительность пролетного времени разных электронов будет различной, зависящей от *фазы вылета* электронов из катода. По предложению инженера В. Е. Никольского [7], в 1938 г. был введен параметр — *фиктивный пролетный угол* θ_ϕ , определяющий пролетный угол при приложении к диоду постоянного напряжения, равного амплитуде U_m переменного напряжения. Подставляя в формулу (2) значение $U = U_m$, получим:

$$\theta_\phi = \omega \tau_\phi = \frac{360 \cdot 10^9 l}{\lambda \sqrt{U_m}} \text{ (град)} = \frac{12jl}{\sqrt{U_m}} \text{ (град)}, \quad (6.3)$$

где U_m выражается в *вольтах*, f — в *мегагерцах* и λ — в *сантиметрах*.

Зная фиктивный пролетный угол и фазу $\psi_0 = \omega t_0$ приложенного к диоду напряжения u , при которой электрон вылетает из катода ($t = t_0$), можно путем вычислений определить *реальный пролетный угол* θ_p этого электрона, учитывающий непостоянство приложенного напряжения. Результаты таких вычислений приводятся

на рис. 2. Как видно, при малых и больших величинах ψ_0 реальный пролетный угол оказывается в 1,5—2 раза больше фиктивного пролетного угла. Не все электроны достигают анода: некоторые электроны, вылетающие из катода при достаточно высоком значении угла ψ_0 , под воздействием поля, соответствующего отрицательной полуволне приложенного напряжения, возвращаются на катод.

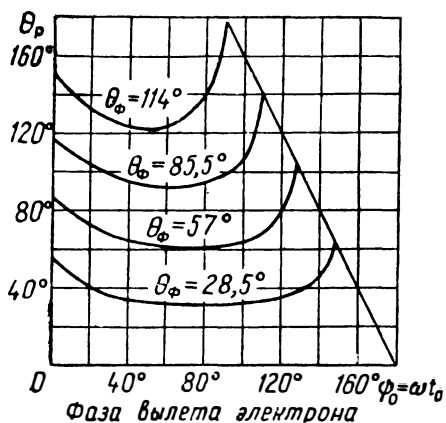


Рис. 6.2. Соотношение между реальными (θ_p) и фиктивными (θ_ϕ) пролетными углами диода.

Как показал В. Е. Никольский, ряд величин, характеризующих работу диода или

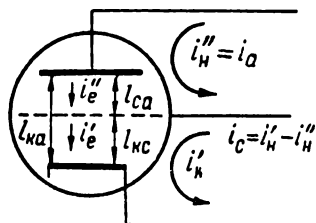


Рис. 6.3. Схема протекания электронных (i_e) и наведенных (i_n) токов в триоде.

триода, определяются фиктивным углом пролета. Впоследствии фиктивный пролетный угол стал называться просто *пролетным углом*.

Пример. Пусть амплитуда напряжения, приложенного к диоду ($l=0,2$ мм), $U_m=1\ 000$ в. Пусть $\lambda=8$ см. Воспользуемся формулой (3):

$$\theta_\phi = \frac{360 \cdot 10^3 l}{\lambda \sqrt{U_m}} = \frac{360 \cdot 10^3 \cdot 0,02}{8 \sqrt{1\ 000}} \cong 28,5^\circ.$$

Из нижней кривой, соответствующей $\theta_\phi = 28,5^\circ$ (рис. 2), видно, что реальные пролетные углы в этом случае имеют величину от $\theta_p \cong 30^\circ$ (при $\psi_0 = 40^\circ \div 120^\circ$) до $\theta_p \cong 60^\circ$ ($\psi_0 \cong 145^\circ$); при $\psi_0 > 145^\circ$ электроны не достигают анода.

3. Механизм протекания тока в анодной и сеточной цепях триода оказывается значительно более сложным, чем в случае диода. Ограничимся рассмотрением качественной стороны процесса.

Будем опять иметь в виду плоскую конструкцию электродов и полагать, что электростатически сетка почти полностью экранирует анод лампы. Обозначим (рис. 3) через i'_e электронный ток в пространстве между катодом и сеткой, а через i''_e — между сеткой и анодом лампы. Ток i'_e наводит практически только ток i'_n (наведенные заряды на катоде и сетке), а ток i''_e — только

ток $i''_н$ (наведенные заряды на сетке и аноде). Величины каждого из наведенных токов, согласно формуле (1), равны:

$$i'_н = \frac{1}{l_{кс}} \int_0^{l_{кс}} i'_e(x, t) dx; \quad i''_н = \frac{1}{l_{са}} \int_{l_{кс}}^{l_{ка}} i''_e(x, t) dx, \quad (6.4)$$

Из представленной на рис. 3 схемы видно, что токи в анодной и сеточной цепях соответственно равны:

$$i_a = i''_н; \quad i_c = i'_н - i''_н. \quad (6.5)$$

Знак минус в формуле (5) обусловлен тем, что ток $i'_н$ наводится электронами, *приближающимися к сетке*, а ток $i''_н$ — электронами, *удаляющимися от сетки*.

При отпирании лампы из-за инерции электронов ток i''_e появляется несколько позже тока i'_e . По той же причине и ток $i''_н$ наводится позже тока $i'_н$. В силу этого возможно существование сеточного тока даже тогда, когда сетка отрицательна по отношению к катоду.

4. Для уяснения сущности влияния инерции электронов рассмотрим качественно процессы в цепи сетки при воздействии на нее возбуждающего колебательного напряжения u_b *прямоугольной формы* амплитудой U_b (рис. 4). Будем полагать, что вследствие приложения смещающего напряжения $U_{со} = U_{сн}$, где $U_{сн} < 0$ — напряжение отпирания лампы, сетка остается все время отрицательной. В течение полупериода *катодный* ток лампы отсутствует, а в течение полупериода, когда $u_b > 0$, появляется конвекционный ток электронов, движущихся от катода к аноду лампы. Состояние электронного потока в некоторые характерные моменты времени $t_1, t_2 \dots$ схематически показано в верхней части рис. 4.

Сразу же после отпирания лампы электронный ток существует лишь в пространстве между катодом и сеткой. Поэтому в течение времени $t_1 < t < t_3$ сеточный ток лампы $i_c = i'_н$ нарастает, достигая максимума в момент t_3 . Затем появляется электронный ток и в пространстве между сеткой и анодом; возникает наведенный ток $i''_н$ (а следовательно, и анодный ток), в результате чего сеточный ток начинает уменьшаться. После же заполнения электронным потоком всего междуэлектродного пространства (момент t_5) наведенные токи $i'_н = i''_н$; сеточный ток становится равным нулю и сохраняет такое значение до момента t_6 . В этот момент напряжение на сетке понижается и катодный ток лампы прекращается, но электронный поток в междуэлектродном пространстве не исчезает мгновенно. В пространстве между сеткой и анодом, где поле является ускоряющим, электроны продолжают двигаться

к аноду. В пространстве же между сеткой и катодом поле становится тормозящим. Тем не менее часть электронов за счет запасенной ими кинетической энергии продолжает двигаться от катода, пересекает плоскость сетки и достигает анода. Некоторая

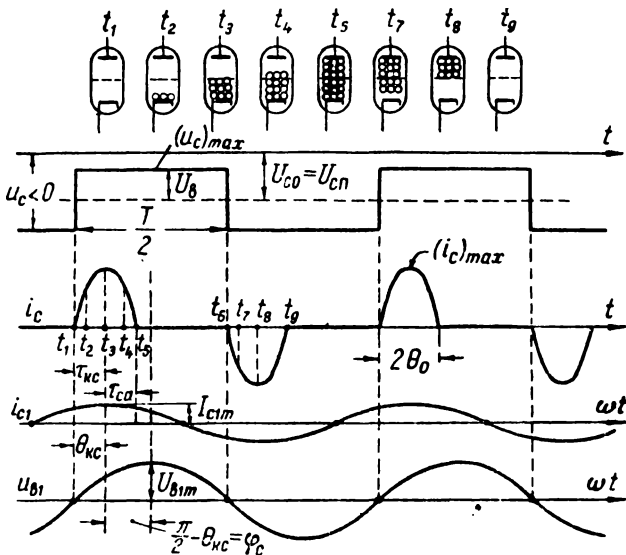


Рис. 6.4. Временные диаграммы сеточного тока и сеточного напряжения триода при прямоугольной форме возбуждающего напряжения.

же часть электронов, расположенных в момент t_6 недалеко от катода и имеющих поэтому сравнительно небольшую скорость, может не достигнуть плоскости сетки. Эти электроны после потери ими запасенной кинетической энергии начнут возвращаться к катоду. Движение электронов в направлении к катоду будет наводить ток $i'_n < 0$. В результате описанных процессов после момента t_6 электронный поток в пространстве между сеткой и катодом начнет исчезать. Эти обстоятельства обусловят появление отрицательного тока сетки. Если пренебречь влиянием электронов, возвращающихся к катоду, то можно принять, что наибольшая величина отрицательного тока сетки соответствует моменту t_8 . В момент t_9 ток сетки (так же, как и анодный ток) становится равным нулю. Здесь предполагается, что пространство между сеткой и катодом «очищается» от движущихся электронов раньше, чем пространство между сеткой и анодом, что, вообще говоря, не является обязательным.

На рис. 4 представлена первая гармоника сеточного напряжения (u_{B1}), а также первая гармоника сеточного тока (i_{c1}). При построении временных диаграмм принято, для простоты, пролетное

время $\tau_{кc}$ (от катода до сетки) равным пролетному времени τ_{ca} (от сетки до анода) *.

Рассмотрение временных диаграмм (рис. 4) позволяет сделать следующие выводы:

а) В результате отпираания, а затем запираания лампы образуются *биполярные* импульсы сеточного тока, амплитуда которых в первом приближении может быть принята не зависящей от пролетного времени и частоты повторения импульсов **::

$$(i_c)_{max} \cong SU_B = S [(u_c)_{max} - U_{cn}], \quad (a)$$

где S — крутизна характеристики лампы по анодному току.

б) Длительность протекания импульсов сеточного тока равна пролетному времени $\tau_a = \tau_{кc} + \tau_{ca} \cong 2\tau_{ca}$. Эта длительность не зависит от частоты колебаний, но пролетный угол (θ_a) и *угол отсечки* (θ_0) импульса сеточного тока (рис. 4) пропорциональны частоте колебаний:

$$2\theta_0 = \theta_a = \omega\tau_a \cong 2\omega\tau_{ca}. \quad (б)$$

в) Амплитуда первой гармонической сеточного тока

$$I_{clm} = 2\alpha_1 (i_c)_{max} = 2\alpha_1 SU_B; \quad (в)$$

здесь α_1 — коэффициент разложения первой гармоники *униполярных* импульсов тока, а численный коэффициент, равный 2, учитывает наличие также и отрицательных импульсов сеточного тока. При малой длительности импульсов ($\theta_0 \ll 1$) можно полагать $\alpha_1 \cong k_1\theta_0$, где $k_1 \cong 0,5$ (см. рис. 2.23). Подставляя это значение и соотношение (б) в формулу (в), получим:

$$I_{clm} \cong 2\alpha_1 SU_B \cong \theta_0 SU_B \cong \omega\tau_{ca} SU_B. \quad (6.6)$$

Следовательно, амплитуда первой гармоники сеточного тока пропорциональна пролетному углу.

г) *Вследствие инерции электронов образуется отличный от 90° угол φ_c сдвига фаз между первыми гармониками возбуждающего напряжения $u_{в1}$ и сеточного тока i_{c1} :*

$$\varphi_c = 0,5\pi - \theta_{ca}, \quad \text{где } \theta_{ca} = \omega\tau_{ca}. \quad (г)$$

* Вследствие более сильного поля в пространстве между сеткой и анодом по сравнению с полем в пространстве между сеткой и катодом пролетное время τ_{ca} должно быть меньше $\tau_{кc}$. Однако наличие пространственного заряда, приводящего к образованию *виртуального катода*, определяет сильное уменьшение эквивалентного расстояния между сеткой и виртуальным катодом. Поэтому становится вероятным в некоторых случаях равенство $\tau_{ca} \cong \tau_{кc}$, принимаемое, ради простоты, во всех последующих рассуждениях.

** Емкостные токи в цепи сетки и анода здесь не учитываются.

Благодаря этому источник возбуждающего напряжения затрачивает некоторую активную мощность, несмотря на то, что весь процесс протекает при «отрицательной» сетке и среднее значение сеточного тока равно нулю.

Коэффициент мощности, определяющий мощность источника возбуждающего напряжения, оказывается равным:

$$\cos \varphi_c = \sin \omega \tau_{ca} \cong \omega \tau_{ca} = \theta_{ca}, \quad (д)$$

т. е. при умеренных пролетных углах ($\theta_{ca} < 45^\circ$) можно принять, что коэффициент мощности пропорционален пролетному углу.

д) Ток I_{clm} можно разложить на активную (I_{cam}) и реактивную ($I_{cрm}$) составляющие (рис. 5). При этом, согласно формуле (д), $I_{cam} = I_{clm} \cos \varphi_c \cong I_{clm} \omega \tau_{ca}$. Подставляя сюда значение I_{clm} из формулы (6), получим:

$$I_{cam} \cong (\omega \tau_{ca})^2 S U_B. \quad (6.7)$$

Таким образом, активная составляющая сеточного тока, определяющая активную мощность источника возбуждающего напряжения, пропорциональна квадрату пролетного угла. Столь сильная зависимость мощности возбуждения от пролетного угла обусловлена тем, что как амплитуда первой гармоники сеточного тока, так и коэффициент мощности пропорциональны пролетному углу.

Следует заметить, что затрачиваемая источником возбуждающего напряжения энергия не реализуется на сетке лампы. При «отрицательной» сетке электроны не попадают на сетку и не могут поэтому передать ей запасенную кинетическую энергию. Все электроны, рано или поздно, достигают анода или возвращаются на катод, бомбардируя его. Поэтому обусловленная инерцией электронов энергия возбуждения теряется на аноде лампы (увеличивая потери энергии, рассеиваемой на аноде) и частично на катоде лампы.

е) Аналогичным путем можно получить выражение для реактивной составляющей сеточного тока:

$$I_{cрm} = I_{clm} \sin \varphi_c = I_{clm} \cos \omega \tau_{ca} = \omega \tau_{ca} S U_B \cos \omega \tau_{ca}. \quad (6.8)$$

Наличие реактивной составляющей сеточного тока лампы позволяет сделать вывод о том, что явление инерции электронов приводит к кажущемуся возрастанию входной емкости лампы.

5. Рассмотрение процессов при воздействии на сетку напряжения прямоугольной формы упрощается благодаря тому, что величина этого напряжения в течение времени открытого состояния лампы остается неизменной. Уже при таком рассмотрении

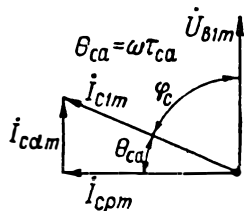


Рис. 6.5. Векторная диаграмма составляющих сеточного тока.

вопроса оказывается возможным подчеркнуть ряд интересных обстоятельств.

Как мы видели, изменение длительности периода T колебаний сеточного напряжения не влияет на характер наведенного сеточного тока i_c ; как амплитуда сеточного тока ($i_{c, max}$), так и его длительность ($\tau_a \cong 2\tau_{ca}$) остаются неизменными. Однако при $\tau_{ca} \ll T$ с влиянием сеточного тока можно не считаться из-за малой величины угла отсечки ($\theta_0 \cong \omega\tau_{ca}$) импульса сеточного тока, определяющего амплитуду I_{clm} . Ввиду этого при пролетных углах, меньших 10° , с инерцией электронов можно практически не считаться.

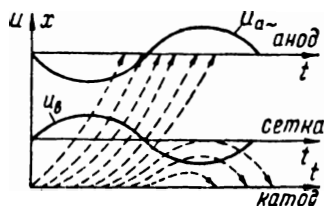


Рис. 6.6. Траектории электронов в триоде.

Напротив, при очень малой длительности периода колебаний значимость наводимого сеточного тока может оказаться весьма существенной.

6. Значительно более сложной оказывается картина процесса при воздействии на сетку синусоидально изменяющегося напряжения. В этом случае пролетное время электронов, вылетающих при разной фазе сеточного напряжения, оказывается различным.

Некоторые электроны вообще не успевают достигнуть ни анода, ни сетки, так как еще до достижения ими сетки меняется направление действия сеточного напряжения; поле из ускоряющего становится тормозящим, и часть электронов возвращается на катод, бомбардируя его (рис. 6). Картина процесса существенно усложняется из-за влияния поля пространственного заряда, которое изменяется во времени и в пространстве. Это не позволяет считать поле между сеткой и катодом однородным даже при плоской конструкции электродов.

7. Весьма строгое исследование процессов в электронных приборах с учетом пространственного заряда было произведено в Ленинградском политехническом институте, где еще в октябре 1935 г. Г. А. Гринбергом был сделан доклад о полученных им уравнениях, описывающих процессы в диоде в диапазоне СВЧ при больших пролетных углах. Приблизительно через 5 лет после опубликования работ Гринберга в советской [5,6] и зарубежной печати указанные уравнения стали широко применяться также и иностранными исследователями. Значительную роль в развитии методики технического расчета триодных генераторов СВЧ сыграла работа В. Е. Никольского [7]. В этой работе обосновывается возможность анализа процессов в триоде при больших пролетных углах без учета влияния пространственного заряда. Важные результаты были также получены советскими учеными Г. А. Зейтленком [8], М. С. Нейманом [9], Л. А. Котоминой [11] и др.

8. Рассмотрим, качественно, влияние инерции электронов на работу триода, возбуждаемого *синусоидальным* напряжением СВЧ.

Предварительно отметим, что при сравнительно умеренных частотах, когда пролетные углы близки к нулю, электронные токи в любом сечении триода (до сетки и после сетки) практически являются одинаковыми и фаза их изменений совпадает

с фазой возбуждающего напряжения. Поэтому здесь (рис. 7) векторы токов $I'_{н1m}$ и $I''_{н1m}$ (основной частоты), наведенных электронами, соответственно приближающимися к сетке и удаляющимися от нее, почти равны друг другу и совпадают по фазе с вектором возбуждающего напряжения $U_{вм}$. Поэтому сеточный ток $I_{с1m} = I'_{н1m} - I''_{н1m} = 0$. Так можно представлять процессы при пролетных углах $\omega\tau_{сa} < 10^\circ$, когда допустимо пренебречь влиянием инерции электронов. Иная картина получается при больших пролетных углах.

Величина электронного тока в лампе определяется полем и величиной пространственного заряда. Строго говоря, пространственный заряд у катода, определяющий так называемый виртуальный катод [11], не остается постоянным, а периодически изменяется в некоторых пределах. В первом приближении можно не считаться с этим изменением, рассматривая виртуальный катод в качестве некоторого неизменного (в заданном режиме работы) эквивалента катода. Тогда, полагая поле распространяющимся практически мгновенно, можно считать, что электронный ток у катода изменяется синфазно с возбуждающим напряжением $U_{вм} \sin \omega t$.

«Отформованный» у катода электронный заряд слой за слоем перемещается к сетке, создавая в междуэлектродном пространстве электронный ток. При этом ток в некотором расстоянии x от катода будет в момент t иметь такое же значение, какое он имел у катода в момент $t - \tau_x$, где τ_x — пролетное время до сечения x . Иначе: образуется электронный ток, фаза которого изменяется от сечения к сечению: $i_e = I_{e1m} \sin(\omega t - \varphi_x)$, где $\varphi_x = \omega\tau_x$. Здесь

$$I_{e1m} \cong S_c U_{вм} \quad (6.9)$$

— амплитудное значение составляющей электронного тока основной частоты, определяемое средним значением крутизны лампы в заданном режиме.

В результате наведения зарядов на электродах лампы образуются наведенные токи $i'_{н1}$ и $i''_{н1}$, величины которых в соответствии с формулами (4) равны (рис. 3):

$$i'_{н1} = \frac{1}{I_{кc}} \int_0^{I_{кc}} I_{e1m} \sin \omega(t - \tau_x) dx; \quad i''_{н1} = \frac{1}{I_{ca}} \int_{I_{кc}}^{I_{ка}} I_{e1m} \sin \omega(t - \tau_x) dx.$$

В первом приближении можно принять, что величины наведенных токов равны электронным токам в некоторых должным

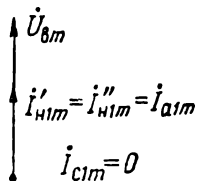
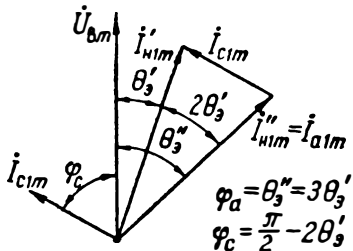


Рис. 6.7. Векторная диаграмма токов триода при умеренной частоте.

образом выбранных эквивалентных сечений: между сеткой и катодом (для $i''_{н1}$) и между сеткой и анодом (для $i'_{н1}$). В каждом из таких сечений электронный ток изменяется в соответствии с изменением возбуждающего напряжения, но с запаздыванием по фазе, равным пролетному углу, соответствующему выбранному сечению. В качестве эквивалентных сечений очень приближенно можно выбрать сечения, определяемые соответственно пролетными углами:



$$\theta'_s \cong 0,5\omega\tau_{кc} \text{ и } \theta''_s \cong \omega\tau_{кc} + 0,5\omega\tau_{ca}.$$

Ориентировочно можно принять $\omega\tau_{кc} \cong \omega\tau_{ca}$. Тогда:

$$\theta'_s \cong 0,5\omega\tau_{кc} \cong 0,5\omega\tau_{ca}; \quad \theta''_s \cong 3\theta'_s. \quad (6.10)$$

Рис. 6.8. Векторная диаграмма токов триода при высокой частоте.

Эквивалентный пролетный угол (от сетки до анода) оценивается (согласно [2]) следующей формулой:

$$\theta_{ca} = \omega\tau_{ca} \cong \frac{360 \cdot 10^3 I_{ca}}{\lambda (\sqrt{(u_c)_{max}} + \sqrt{(u_a)_{min}})}, \quad (6.11)$$

где $(u_c)_{max}$ — максимальное напряжение между сеткой и катодом, а $(u_a)_{min}$ — минимальное напряжение между анодом и катодом лампы. Если, при грубо ориентировочных расчетах, принять

$$(u_c)_{max} \cong (u_a)_{min} \cong (0,1 + 0,25) U_a,$$

где U_a — напряжение питающего источника, то

$$\theta_{ca} = \omega\tau_{ca} \cong (1,5 + 1) \frac{360 \cdot 10^3 I_{ca}}{\lambda \sqrt{U_a}} \text{ (град)}. \quad (6.12)$$

Эта формула (с численным коэффициентом в скобках, равным единице) фигурирует в ряде работ советских авторов.

Принятые допущения позволяют выразить соотношения токов (основной частоты) в триоде (рис. 3) простой векторной диаграммой (рис. 8). Здесь вектор наведенного тока $i'_{н1m}$ отстает от вектора U_{dm} на угол $\theta'_s \cong 0,5\theta_{ca}$. В свою очередь, вектор тока $i''_{н1m} = i_{a1m}$ отстает от вектора $i'_{н1m}$ на угол $\theta''_s - \theta'_s \cong 2\theta'_s \cong \theta_{ca}$. Величина любого из наведенных токов при принятых допущениях выражается формулой (9):

$$i'_{н1m} \cong i''_{н1m} \cong i_{e1m} \cong S_c U_{dm}. \quad (6.13)$$

Из векторной диаграммы видно, что анодный ток I_{a1m} отстает от напряжения $U_{вм}$ на некоторый угол $\varphi_a = \theta'_9$ — явление, не наблюдаемое при низких частотах. В соответствии с принятыми соотношениями (10) угол сдвига фаз между возбуждающим напряжением и анодным током

$$\varphi_a = \theta'_9 \cong 3\theta'_9 \cong 1,5\theta_{ca}. \quad (6.14)$$

Далее, вследствие фазового сдвига имеем:

$$I'_{н1m} \neq I''_{н1m} \text{ и } I_{c1m} = I'_{н1m} - I''_{н1m} \neq 0. \quad (6.15)$$

Следовательно, образуется сеточный ток (даже при «отрицательной» сетке), вектор которого опережает вектор возбуждающего напряжения на угол φ_c , равный

$$\varphi_c \cong 0,5(\pi - 2\theta'_9) - \theta'_9 = 0,5\pi - 2\theta'_9 \cong 0,5\pi - \omega\tau_{ca}. \quad (6.16)$$

Из векторной диаграммы видно, что $I_{c1m} = 2I'_{н1m} \sin \theta'_9$. Подставляя сюда значения $I'_{н1m}$ и θ'_9 из формул (13) и получая $\omega\tau_{ca} < 45^\circ$, получим:

$$I_{c1m} \cong 2S_c U_{вм} \sin(0,5\omega\tau_{ca}) \cong S_c U_{вм} \omega\tau_{ca}. \quad (6.17)$$

Вектор сеточного тока можно разложить на активную и реактивную составляющие:

$$I_{caм} = I_{c1m} \cos \varphi_c = I_{c1m} \sin \omega\tau_{ca} \cong S_c U_{вм} (\omega\tau_{ca})^2, \quad (6.18)$$

$$I_{срм} = I_{c1m} \sin \varphi_c = I_{c1m} \cos \omega\tau_{ca} \cong \omega\tau_{ca} S_c U_{вм} \cos \omega\tau_{ca}. \quad (6.19)$$

Как видно, активная составляющая сеточного тока растет пропорционально квадрату пролетного угла.

Из сравнения формул (18) и (19) с формулами (7) и (8) видно, что соответствующие выражения токов получились одинаковыми для случаев прямоугольной и синусоидальной формы возбуждающего напряжения. Следует, однако, отметить весьма приближенный характер всех приведенных формул.

9. Полученные формулы показывают, что при высокой частоте схема входной цепи триода должна быть дополнена элементами, учитывающими появление активной и реактивной (емкостной) составляющих сеточного тока, обусловленных инерцией электронов.

Пусть $C_{ст}$ — входная емкость лампы без учета инерции электронов. При приложении к сетке напряжения $u_b = U_{вм} \sin \omega t$ амплитуда емкостного тока, обусловленного емкостью $C_{ст}$, равна $\omega C_{ст} U_{вм}$. Из сравнения этого выражения с выражением (19) сле-

дует, что дополнительная емкость C_e , обусловленная инерцией электронов, должна выражаться формулой

$$C_e = \tau_{ca} S_c \cos(\omega \tau_{ca}). \quad (6.20)$$

Суммарная кажущаяся величина входной емкости лампы равна:

$$C_k = C_{ст} + C_e = C_{ст} + \tau_{ca} S_c \cos(\omega \tau_{ca}). \quad (6.21)$$

Аналогично, исходя из формулы (18), можно говорить о дополнительной входной активной проводимости G_e лампы, обусловленной инерцией электронов:

$$G_e = \frac{I_{cam}}{U_{вм}} \cong (\omega \tau_{ca})^2 S_c. \quad (6.22)$$

Изложение позволяет представить входную цепь лампы эквивалентной схемой (рис. 9). Более подробно эти вопросы рассматриваются в труде В. И. Сифорова [10].

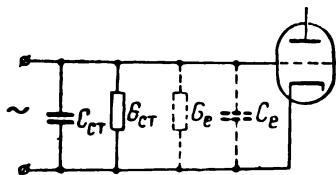


Рис. 6.9. Эквивалентная схема входной цепи лампы при высокой частоте.

10. Сформулируем основные выводы, вытекающие из рассмотрения влияния энергии электронов на работу электронных ламп при СВЧ:

а) При СВЧ становится ощутительной бомбардировка катода электронами, не успевшими пересечь плоскость сетки в течение «положительного» полупериода возбуждающего напряжения (рис. 6). Явление катодной бомбардировки вредно отражается на устойчивости режима работы лампы и приводит к сокращению срока службы катода, а иногда даже и к его повреждению. В некоторых случаях может оказаться целесообразным снизить накальное напряжение (после возбуждения генератора), используя подогрев катода, вызываемый катодной бомбардировкой.

б) Если при сравнительно низких частотах относительное количество электронов, достигающих анода, практически близко к 1, то при СВЧ это отношение из-за возвращения электронов на катод может упасть до 0,3 и даже меньше. Это отражается на полезной мощности генератора, которая, начиная с некоторой частоты, быстро уменьшается с ростом частоты.

в) С повышением частоты появляется сеточная входная активная проводимость лампы (даже при «отрицательной» сетке), быстро возрастающая с увеличением протекшего угла и приводящая к возрастанию мощности возбуждения лампы. Вследствие этого при СВЧ уже нельзя рассматривать лампу в качестве безинерционного прибора, почти не требующего затраты энергии для управления анодным током.

г) С повышением частоты увеличивается входная емкость лампы.

д) При СВЧ проявляется запаздывание по фазе анодного тока лампы относительно возбуждающего напряжения, что отражается на полезной мощности генератора. Для частичной компенсации этого вредного явления следует изменять фазу обратной связи генератора в сторону упреждения возбуждающего напряжения относительно напряжения на колебательном контуре автогенератора [2].

11. Возникает вопрос, какие предельные частоты колебаний могут быть получены посредством ламповых генераторов?

Если ставится задача получения высокочастотных колебаний с к. п. д. порядка $30 \div 50\%$, то предельные частоты колебаний могут быть ориентировочно оценены величиной порядка $(3 \div 5) 10^3$ мГц [2]. Если же ставится задача возбуждения колебаний с к. п. д. порядка единиц процентов, то это оказывается возможным вплоть до длин волн порядка 1—2 см. М. С. Нейман полагает, что при более высоких частотах могут перестать выполняться условия самовозбуждения. Как указала Л. А. Котомина [11], путем применения специальных мер не исключена возможность генерации колебаний еще более высоких частот. Однако вряд ли этот путь является целесообразным, поскольку другие способы генерации колебаний сантиметрового диапазона оказываются значительно более эффективными.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. Оценить пролетный угол в диоде 6Х6С при частоте $f = 500$ мГц и амплитуде переменного напряжения, приложенного к диоду, $U_m = 25$ в. Диаметр цилиндрического анода $d_a = 2$ мм, а катода — $d_k = 1,2$ мм.

Указание. Воспользоваться формулой (3), положив $L \cong 0,5 (d_a - d_k)$.

Ответ. $\theta = \theta_\phi = 48^\circ$; при наличии сильного пространственного заряда у катода (виртуальный катод) величина пролетного угла может существенно уменьшиться.

2. Оценить максимальную и минимальную величины реального пролетного угла для условия задачи 1.

Ответ. $(\theta_p)_{\max} = 80^\circ$ при $\phi_0 \cong 140^\circ$; $(\theta_p)_{\min} = 50^\circ$ при $\phi_0 \cong 80^\circ$.

3. Во сколько раз уменьшится пролетный угол при возрастании в два раза амплитуды напряжения, приложенного к диоду.

Ответ. Уменьшится на 40%.

4. Как должен измениться пролетный угол диода, если увеличить приложенное к нему напряжение и расстояние между его электродами в 2 раза?

Ответ. Пролетный угол возрастет в $\sqrt{2}$ раз.

5. Приводит ли инерция электронов к возрастанию или уменьшению среднего анодного тока диода при приложении к нему высокочастотного напряжения?

6. Определить параметры R_e и C_e входной цепи триода типа ГС-9Б, используемого при $\lambda = 10$ см, если известно, что пролетное время триода (до сетки) $\tau_{ca} = 0,0175 \cdot 10^{-8}$ мксек и крутизна $S_c = 20$ ма/в.

Ответ. $R_e = 470$ ом; $C_e \cong 0,33$ пф.

7. Как изменяются параметры R_e и C_e входной цепи триода, рассмотренного в задаче 6, если перейти с работы при $\lambda = 10$ см на работу при $\lambda = 20$ см?

Ответ. $R_e = 4 \cdot 470 \cong 1900$ ом; $C_e = 0,5 \cdot 0,33 \cong 0,17$ пф.

8. Во сколько раз должна увеличиться активная мощность возбуждения триода, обусловленная инерцией электронов, если амплитуда возбуждающего напряжения (и колебательного напряжения) возрастет в 2 раза?

О т в е т. Пролетные углы уменьшатся в $\sqrt{2}$ раз, активное сопротивление потерь R_e возрастет в 2 раза, активная мощность возрастет не в 4, а только в 2 раза.

9. Колебательная мощность лампового генератора, работающего при весьма высокой частоте, равна 20 *вт*. К. п. д. генерации равен 25%. Мощность возбуждения составляет 25 *вт*, из коих 2 *вт* теряются в активных элементах цепи сетки. Мощность, рассеиваемая на катоде из-за бомбардировки его электронами, составляет 10 *вт*. Определить мощность P_a рассеяния энергии на аноде лампы.

О т в е т. $P_a = 48$ *вт*.

10. При эксплуатации лампового генератора на предельно высокой частоте установлено, что генерируемая мощность является недостаточной. Можно ли ожидать существенного увеличения мощности генерации при увеличении анодного напряжения генераторной лампы?

О т в е т. Можно, так как увеличение напряжения вызовет не только возрастание полезной мощности, но и уменьшение мощности потерь.

§ 3. ТРУДНОСТИ КОНСТРУИРОВАНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ СВЧ

Величины эквивалентных параметров колебательной системы при СВЧ.— Величины паразитных емкостей и индуктивностей соединительных проводов. Величины междуэлектродных емкостей и индуктивностей выводов ламп.— Предельная частота колебаний генераторной лампы.— Влияние индуктивностей выводов лампы на предельную частоту колебаний.— Использование короткозамкнутых линий в качестве элементов колебательных систем.— Схема автогенератора с общей сеткой.— Принципиальные особенности ламп дециметрового диапазона, разработанных в СССР.— Потери энергии в колебательной системе и переход на объемные колебательные системы.

1. До сих пор при рассмотрении лампового генератора мы полагали, что частота ω_r генерации определяется в основном параметрами L и C «внешней» колебательной системы генератора — колебательного контура (рис. 3.10):

$$\omega_r \cong \omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi \frac{c}{\lambda_0} = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

При этом мы полагали, что изображение на схеме контура в виде локализованных (сосредоточенных) параметров L и C соответствует параметрам *физического* контура, а не является графической абстракцией. Однако уже при переходе к частотам $f = (30 \div 300)$ *мгц*, указанное положение не является справедливым. Даже при таких сравнительно умеренных частотах становится трудным конструирование колебательного контура с сосредоточенными параметрами, обладающего достаточно высокой добротностью Q_k .

В самом деле, для простейшего колебательного контура (рис. 3.10) добротность контура

$$Q_k = \frac{1}{\omega_0 CR} = \frac{\omega_0 L}{R}.$$

Подставляя в эти равенства значения ω_0 и решая полученные уравнения относительно L и C , получим:

$$C = \frac{\lambda_0}{2\pi c Q_k R}; \quad L = \frac{Q_k R \lambda_0}{2\pi c}. \quad (6.23)$$

Из этих формул видно, что если даже полагать сопротивление потерь не зависящим от частоты, то для получения неизменной заданной добротности параметры L и C должны уменьшаться пропорционально с уменьшением длины волны.

Пусть, например, $R \cong 1 \text{ ом}$ и $Q_k = 100 = \text{const}$. Полагая λ_0 выраженной в метрах, C — в пикофарадах, L — в микрогенри, имеем:

$$C \cong 52\lambda_0 \text{ (нф)}; L = 0,05\lambda_0 \text{ (мкгн)}.$$

Величины параметров C и L , соответствующие различным значениям длины волны λ_0 , представлены в табл. 1.

Таблица 6.1

$\lambda_0, \text{ м}$	100	10	1	0,1
$C, \text{ нф}$	500	50	5	0,5
$L, \text{ мкгн}$	5	0,5	0,05	0,005

2. Приведенные в таблице 1 данные показывают, что параметры C и L колебательной системы в диапазоне метровых волн получаются столь малыми, что они могут оказаться соизмеримыми с паразитными параметрами соединительных проводов и паразитными параметрами лампы. Для сравнения оценим емкость и индуктивность соединительных проводов.

Емкость и индуктивность уединенного проводника (без учета краевого эффекта) выражается следующими формулами:

$$C = \frac{1,11l}{2 \ln(4l/d)} \text{ (нф)}; L = 2l \ln\left(\frac{4l}{d}\right) 10^{-3} \text{ (мкгн)}, \quad (6.24)$$

где l — длина проводника (в сантиметрах), а d — его диаметр.

Пусть, например, $l = 5 \text{ см}$ и $d = 1 \text{ мм}$. Тогда:

$$C = \frac{1,11 \cdot 5}{2 \cdot 2,3 \cdot \lg 200} = 0,52 \text{ нф}; L = 2 \cdot 5 \cdot 2,3 \lg 200 \cdot 10^{-3} = 0,053 \text{ мкгн}.$$

Подсчитанная емкость почти равна емкости, приведенной в табл. 1 для $\lambda_0 = 0,1 \text{ м}$, а величина индуктивности превосходит указанное в табл. 1 значение для $\lambda_0 = 1 \text{ м}$.

Приведем для сравнения величины емкостей некоторых простейших электродов.

Емкость сферического электрода, выраженная в сантиметрах, имеет величину, приблизительно равную диаметру электрода, выраженному в сантиметрах. Таким образом, емкость шарика диаметром в 5 мм равна 0,55 нф, т. е. превосходит указанную в таблице 1 величину для $\lambda_0 = 0,1 \text{ м}$. Емкостью порядка 1 нф обладает воздушный конденсатор, образованный двумя металлическими дисками диаметром в 5 мм, расположенными друг от друга на расстоянии 1 мм.

Индуктивность одного витка диаметром D (в сантиметрах) из провода диаметром d выражается формулой:

$$L = 2\pi D (\ln 8D/d - 2) 10^{-3} \text{ (мкГн)}, \quad (6.25)$$

При $D = 2 \text{ см}$ и $d = 1 \text{ мм}$ получается индуктивность $L \cong 0,04 \text{ мГн}$, что близко к индуктивности, соответствующей $\lambda_0 = 1 \text{ м}$ (табл. 1).

3. Пожалуй, еще большее значение, чем емкости монтажных проводов, имеют *междуэлектродные емкости* электронных ламп, что иллюстрируется данными, приводимыми в табл. 2.

Таблица 6.2

Параметры	Типы ламп				
	ГУ-29	ГУ-32	ГУ-50	ГИ-7Б	ГИ-11Б
C_{ca} , пф	0,10	0,05	0,09	5,6	4,0
$C_{ка}$, пф	7	3,8	10	0,075	0,15
$C_{кc}$, пф	14,5	7,5	14,5	11,3	11
Максимальная частота, мГц	200	200	60	—	—

Что же касается *индуктивностей выводов* ламп, то таковые для ламп с обычными (не дисковыми) выводами имеют величину порядка сотых и даже десятых долей микрогенри.

Приведенные значения, сопоставленные с данными табл. 1, показывают, что в *диапазоне метровых волн* учет *междуэлектродных емкостей лампы* обязателен. В *диапазоне же дециметровых и особенно сантиметровых волн* необходимо, кроме того, учитывать и *индуктивности выводов лампы*.

4. Полезно оценить *предельную частоту* колебаний, которая может быть получена при использовании той или иной лампы.

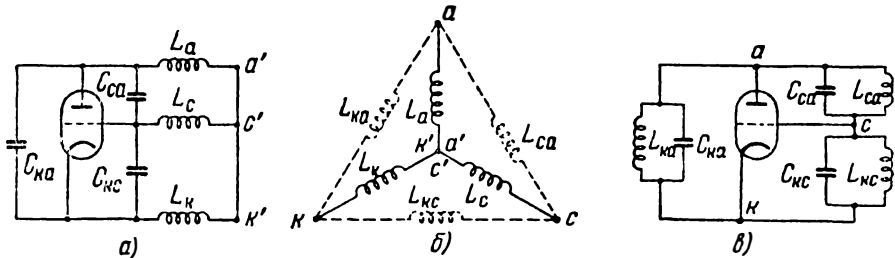


Рис. 6.10. Эквивалентная схема триода при СВЧ.

Представление о предельной частоте можно получить из рассмотрения колебательной системы, образуемой путем короткого замыкания всех электродов лампы.

На рис. 10,а представлена эквивалентная схема триода с учетом его междуэлектродных емкостей (C_{ca} , $C_{кc}$, $C_{ка}$) и индуктив-

ностей выводов (L_a , L_c , L_k). При коротком замыкании выводов лампы образуется сложная колебательная система, которая приводится к обычной трехконтурной колебательной цепи путем преобразования «звезды» индуктивностей в «треугольник» (рис. 10,б), где:

$$L_{ca} = \frac{L_a L_c + L_a L_k + L_c L_k}{L_k} = \frac{\Sigma L_m L_n}{L_k}. \quad (6.26)$$

$$L_{ka} = \frac{\Sigma L_m L_n}{L_c}; \quad L_{kc} = \frac{\Sigma L_m L_n}{L_a}. \quad (6.27)$$

Преобразованная схема лампы показана на рис. 10,в. Здесь не включены источники питающего и смещающего напряжений (а также активные элементы системы, учитывающие потери), поскольку нас интересует только частота ω_r^* возбуждаемых колебаний.

Интересуясь наивысшей возможной частотой генерации $\omega_r^* = \omega_{r2}$ (см. гл. III, § 9), предположим, что из трех контуров системы контур L_{ca} - C_{ca} обладает наивысшей собственной частотой ω_{ca} и частота генерируемых колебаний близка к ω_{ca} . Из формулы (26) видно, что $L_{ca} = L_a + L_c + L_a L_c / L_k$. Следовательно, для получения наименьшей величины L_{ca} желательно иметь минимально возможные величины индуктивностей выводов L_c и L_a . Введение же в катодный вывод большой индуктивности (в пределе $L_k \rightarrow \infty$) не препятствует генерации колебаний наивысшей возможной частоты.

Важная роль катодной индуктивности при работе автогенератора СВЧ была исследована А. М. Кугушевым [12]. До появления этой работы не существовало правильного объяснения, «парадоксальному» для того времени, экспериментально установленному факту что включение в катод лампы индуктивности не ухудшает, а даже улучшает работу автогенератора. В указанной работе были составлены и проанализированы уравнения автогенератора с катодной индуктивностью и дано объяснение роли этой индуктивности как органа управления обратной связью.

Возвращаясь к схеме рис. 10,а, предположим, что $L_k \gg L_a \cong L_c$. В этом случае, полагая $L_k \cong \infty$, предельную собственную частоту колебаний легко найти из представленной на рис. 11 эквивалентной схемы:

$$(\omega_r)_{\text{пред}} = \frac{1}{\sqrt{(L_a + L_c) \left(C_{ca} + \frac{C_{ka} \cdot C_{kc}}{C_{ka} + C_{kc}} \right)}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (6.28)$$

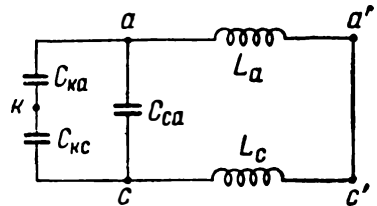


Рис. 6.11. Эквивалентная схема триода при $L_k = \infty$.

Оценим предельную частоту колебаний одного из генераторных триодов метрового диапазона, обладающего следующими параметрами:

$$L_a = 0,115 \text{ мкГн}; \quad L_c = 0,165 \text{ мкГн}; \quad L_k = 0,275 \text{ мкГн}; \\ C_{ca} = 4,8 \text{ пФ}; \quad C_{ка} = 1,2 \text{ пФ}; \quad C_{кc} = 6,1 \text{ пФ}.$$

Предположим, что в цепь катода включена весьма большая индуктивность, позволяющая воспользоваться эквивалентной схемой рис. 11 и формулой (28). В этом случае получим:

$$L = 0,28 \text{ мкГн}; \quad C = 5,8 \text{ пФ}; \quad f_{\text{пред}} \cong 125 \text{ МГц}.$$

Возможность возбуждения колебаний более высокой частоты лимитируется в данном случае величинами емкости C_{ca} и индуктивностей L_a и L_c . При уменьшении C_{ca} с 4,8 пФ до 1 пФ удалось бы снизить эквивалентную емкость до значения $C = 2$ пФ и таким путем повысить частоту в 1,7 раза. Что же касается индуктивностей выводов, то следует отметить, что путем надлежащей конструкции выводов лампы возможно значительное снижение индуктивностей выводов настолько, что их влиянием можно пренебречь вплоть до волн длиной 10 см.

5. Приведенный пример показывает, что уже при генерации волн метрового диапазона введение «внешних» емкостей в колебательную систему триодного генератора является излишним. Введение же «внешних» индуктивностей (в соответствии со схемой рис. 10) оказывается нужным (в предположении, что индуктивности выводов лампы настолько малы, что их влиянием можно пренебречь). Однако использование для этой цели обычных катушек индуктивности является конструктивно невозможным. Для поставленных целей могут быть использованы отрезки короткозамкнутых линий (с волновым сопротивлением W) длиной, например, $l < 0,25\lambda_0$, представляющие собой эквиваленты индуктивностей определенной величины L_d

$$jX_l = j\omega_0 L_l = j2\pi \frac{c}{\lambda_0} L_l = jW \operatorname{tg} \left(2\pi \frac{l}{\lambda_0} \right). \quad (6.29)$$

Исследование самовозбуждающегося лампового генератора метрового диапазона волн, использующего отрезок линии в качестве элемента колебательной системы, было произведено группой советских ученых под руководством Б. А. Введенского. В опубликованной статье [14] излагается линейная теория лампового генератора с распределенными параметрами. С нелинейной точки зрения автоколебательная система с распределенными параметрами была рассмотрена А. А. Виттом [15] и затем развита другими советскими учеными [16].

В диапазоне СВЧ распространена схема включения двух линий соответственно: между анодом и сеткой (l_{ca}) и между сеткой и катодом ($l_{кc}$) лампы (рис. 12,а). На рис. 12,б представлена

эквивалентная схема, где L_{ca} и L_{kc} — эквивалентные индуктивности линий, подсчитываемые по формуле (29). Такая широко применяемая сейчас схема автогенератора (схема автогенератора с общей сеткой) имеет своим прототипом схему усилителя, предложенную М. А. Бонч-Бруевичем в 1929 г.

Показанная на рис. 12,б колебательная система может быть рассматриваема в качестве трехконтурной с собственными частотами отдельных контуров: ω_{ca} , ω_{kc} , $\omega_{ка}$.

Условие самовозбуждения в такой цепи выполняется при $\omega_{ca} > \omega_{kc}$ (см. гл. III, § 9). При выполнении этого условия в си-

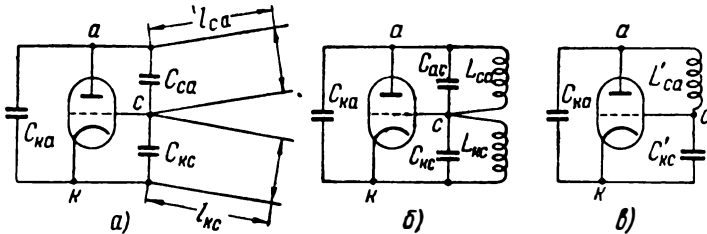


Рис. 6.12. Колебательная система автогенератора, включающая отрезки короткозамкнутых линий.

стеме могут быть возбуждены колебания при частоте $\omega_r^* < \omega_{ca}$, при которой анодно-сеточный контур (рис. 12,в) ведет себя как эквивалентная индуктивность (L'_{ca}), а сеточно-катодный контур — как эквивалентная емкость (C'_{kc}). Следовательно, наивысшая частота возбуждаемых колебаний в данном случае равна:

$$\omega_r^* = \frac{1}{\sqrt{L'_{ca} \frac{C'_{kc} \cdot C_{ка}}{C'_{kc} + C_{ка}}}} < \omega_{ca} = \frac{1}{\sqrt{L_{ca} C_{ca}}}$$

6. Практическое применение показанной на рис. 12,а схемы с использованием *двухпроводных* короткозамкнутых линий ограничивается областью метровых волн. В дециметровом диапазоне использование двухпроводных линий встречает значительные трудности. Во-первых, существенными могут оказаться потери энергии в линиях, обусловленные их излучением (если расстояние между проводами больше $0,1\lambda_0$). Во-вторых, применение двухпроводных линий является конструктивно неудобным. Наконец, индуктивность выводов самой лампы может препятствовать возбуждению колебаний достаточно высокой частоты.

7. Серьезные затруднения в конструировании колебательных систем генераторов СВЧ были блестяще разрешены группой советских инженеров-конструкторов под руководством Н. Д. Девяткова. Основная идея Девяткова, выдвинутая им еще в 1938 г., заключалась в применении плоских электродов

лампы жесткой конструкции, снабженных не одним, как обычно, а несколькими массивными выводами. Жесткость конструкции и плоская форма электродов дали возможность максимально уменьшить междуэлектродные промежутки с целью сокращения пролетных углов. Путем же применения нескольких параллельных выводов достигалось уменьшение индуктивности выводов лампы приблизительно в n раз, где n — число выводов.

Осуществляя эту идею, советские конструкторы создали ряд триодов, обладавших предельной длиной волны в 15—20 см (например, триод типа ДЦ-21) [17]. В этих триодах плоская сетка (рис. 13) крепилась на металлической шайбе, прилегавшей вплотную к стеклянному баллону лампы. К шайбе припаивалось несколько выводов, расположенных симметрично и выходявших наружу сквозь боковую поверхность баллона. Снаружи все выводы объединялись одной общей внешней массивной шайбой. Само расположение сеточного вывода и других электродов лампы приспособлялось для сочленения лампы с коаксиальными линиями.

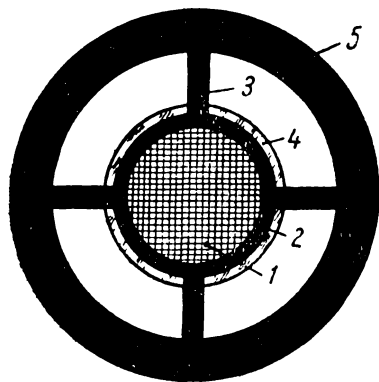


Рис. 6.13. Схематическая конструкция сетки триода ДЦ-21:

1 — плоская сетка; 2 — внутренняя шайба сетки; 3 — один из 4-х выводов сетки; 4 — стеклянный баллон; 5 — внешняя шайба для присоединения коаксиальной линии.

В результате разработок было практически опровергнуто мнение о невозможности возбуждения посредством триодных генераторов колебаний с длиной волны $\lambda < 50$ см при нормальных режимах работы. Уже первые сконструированные в 1938—1939 гг. триоды типа ДЦ-21 успешно работали при $\lambda = 15 \div 20$ см. После разработки технологии спая металлических дисков со стеклом триоды с плоской сеткой нашли дальнейшее конструктивное развитие в замене системы параллельных выводов сетки одним общим диском, запаянным в стеклянный или керамический баллон лампы. По этому пути пошло дальнейшее конструктивное развитие ламп дециметрового диапазона, приведшее к лампам с плоскими электродами и дисковыми выводами (металло-керамические, маячковые лампы и др.), позволившими понизить длину волны колебаний вплоть до нижней части сантиметрового диапазона.

8. Говоря о предельной частоте генерации, обусловленной колебательной системой, следует иметь в виду, что такой предел определяется не только собственной частотой системы, но и потерями в ней при высокой частоте (из-за поверхностного эффекта, потерь в диэлектрике и потерь на излучение). Предложенная и разработанная в СССР конструкция генераторного триода, использующая коаксиальные трубы, указала наилучший путь для решения этой проблемы. В разработанной конструкции триода была практически реализована идея перехода на колебательные системы в виде объемных резонаторов. Использование же объемных колебательных систем позволило решительно уменьшить все указанные выше виды потерь и, как показала практика, не только раздвинуло границы применения триодных генераторов, но и определило эффективность использования новых генераторных приборов.

Примечательным является то, что еще до того, как советские специалисты в области электроники пришли к конструкции триода, практически использующей объемные резонаторы, сама

идея применения объемных резонаторов и глубокая теория их работы была уже разработана советскими учеными (М. С. Нейман, В. И. Бунимович и др.).

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

11. Определить параметры простого колебательного контура (рис. 3.10), рассчитанного на длину волны 50 см и обладающего добротностью $Q_k = 80$ и эквивалентным сопротивлением потерь $R = 1,2 \text{ ом}$.

О т в е т. $C = 2,8 \text{ пф}$, $L = 0,025 \text{ мкГн}$.

12. Как следует изменить параметры контура в задаче 11, если при том же сопротивлении потерь и длине волны необходимо повысить добротность контура в 2 раза?

О т в е т. Следует емкость уменьшить, а индуктивность увеличить в 2 раза.

13. Какой индуктивностью L обладает плоский контур неправильной формы из провода диаметром $0,5 \text{ мм}$, если периметр контура равен 26 см ?

У к а з а н и е. Заменить заданный контур окружностью, обладающей тем же периметром, затем — окружностью, ограничивающей круг с той же площадью, что и заданный контур. Принять индуктивность контура средней между индуктивностями эквивалентных контуров.

О т в е т. $D_{31} = 6,75 \text{ см}$; $D_{32} = 8,3 \text{ см}$; $L \cong 0,5 (0,16 + 0,12) = 0,14 \text{ мкГн}$.

14. Как изменится паразитная емкость и индуктивность соединительных проводов при увеличении диаметра проводов (или при замене круглых проводов плоскими)?

О т в е т. Емкость возрастает, а индуктивность уменьшается.

15. Определить предельную частоту колебаний генераторного триода обладающего следующими параметрами:

$$C_{ca} = 3,15 \text{ пф}; \quad C_{ка} = 7,59 \text{ пф}; \quad C_{кc} = 12,39 \text{ пф};$$

$$L_a = 0,15 \text{ мкГн}; \quad L_c = 0,25 \text{ мкГн}; \quad L_k = 0,4 \text{ мкГн}.$$

В катод включена весьма большая индуктивность.

О т в е т. $f_{пред} = 116 \text{ мгГц}$.

16. Автогенератор, собранный по схеме рис. 12, возбуждается при $\lambda_r = 1,2 \text{ м}$. Междуэлектродные емкости $C_{ca} = 1 \text{ пф}$, $C_{ка} = 2 \text{ пф}$ и $C_{кc} = 10 \text{ пф}$. Определить необходимые длины отрезков короткозамкнутых линий, используемых в автоколебательной системе, если известно, что волновое сопротивление линий $W = 100 \text{ ом}$ и нужный коэффициент обратной связи равен $0,25$.

О т в е т: $X_{ка} = -318 \text{ ом}$; $X_{кc} = -79,5 \text{ ом}$; $\omega_r L_{кc} = 322 \text{ ом}$; $l_{кc} = 24,5 \text{ см}$; $X_{ca} = 398 \text{ ом}$; $\omega_r L_{ca} = 245 \text{ ом}$; $l_{ca} = 22,8 \text{ см}$.

17. К чему приведет увеличение длины короткозамкнутой линии l_{ca} в предыдущей задаче до величины $82,8 \text{ см}$?

О т в е т. Длина волны останется неизменной, а добротность системы несколько ухудшится.

18. Как изменится частота ω_r генерации, если в задаче 16 уменьшить несколько длину линии l_{ca} ?

О т в е т. Частота возрастет.

19. В чем заключается преимущество использования коаксиальных линий в колебательных системах ламповых генераторов по сравнению с двухпроводными линиями?

20. Каким путем можно значительно понизить индуктивность выводов лампы?

§ 4. ОБЩИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП ГЕНЕРАЦИИ

Проблема генерации колебаний СВЧ.— Электронный поток как «рабочее вещество» генераторного прибора.— Основные элементы генераторного прибора.— Пространство взаимодействия.— Взаимодействие электрона с полем.— Ускорение электронов постоянным полем и роль питающего источника.— Взаимодействие электрона с переменной составляющей поля.— Благоприятная и неблагоприятная фазы попадания электронов в пространство взаимодействия.— Условие самовозбуждения генераторного прибора.— Условие получения наибольшей мощности генерируемых колебаний.— Электронный к. п. д. генерации.— Основные типы генераторных приборов.— Взаимодействие электронного потока с переменным полем в триодных генераторах.— Механизм возбуждения поля электронным потоком.— Вопросы и задачи.

1. Развитие нашего общественного производства при огромной территории Советского Союза определило исключительно важное значение радио как средства надежной связи; выявилась настоятельная потребность в максимальном увеличении дальности действия радиолиний связи. Это обстоятельство, а также ряд новых применений радио — телевидение, радионавигация, радиолокация, радиотелеуправление — обусловили непрерывную за последние 30 лет тенденцию к применению радиоволн все более и более короткой длины. За эти годы нашли широкое применение вначале *метровые* волны, затем *дециметровые* и *сантиметровые* волны.

Наряду с тенденцией укорочения длины радиоволн ясно определилась также потребность в излучении радиоволн все больших мощностей, достигающих сейчас в сантиметровом диапазоне сотен и тысяч киловатт — в импульсном режиме и соответственно сотен и тысяч ватт — в режиме непрерывной генерации.

2. В связи с тем, что эффективность использования триодных генераторов в нижней части сантиметрового диапазона оказалась недостаточной, определилась необходимость разработки принципиально новых методов генерации колебаний СВЧ.

Обозревая исторический путь развития техники генерации колебаний СВЧ, будет справедливым отметить, что хотя некоторые типы разработанных в последние годы генераторных приборов СВЧ в настоящее время практического интереса не представляют, однако исследование подобных генераторов сыграло положительную роль в разработке новых методов генерации. В этой связи уместно упомянуть об исследованиях, произведенных в конце 1921 года советским ученым З. И. Зилитинкевичем [18], который обнаружил новый вид «*электронных колебаний*» очень высокой частоты, возникающих в триодном генераторе, работающем в специфическом режиме — режиме тормозящего поля (между сеткой и анодом триода). Эти исследования не только составили основу теории *триодного генератора с тормозящим полем*, но и положительно повлияли на развитие современных представлений о генерации колебаний СВЧ путем использования инерционных свойств электронов.

В разработке новых методов генерации колебаний СВЧ знаменательную роль сыграли интересные и далеко идущие идеи, выдвинутые в начале двадцатых годов Ленинградским электрофизическим институтом в лаборатории, руководимой проф. Д. А. Рожанским.

Вспомним: возможность генерации колебаний очень высокой частоты посредством триодных генераторов ограничивалась свойством *инерции электронов*. Известны высказывания ряда ученых о принципиальной невозможности генерации колебаний очень высокой частоты. Эти высказывания основывались на метафизическом рассмотрении явления инерции электронов. В этой связи интересно отметить, что в Ленинградском электрофизическом институте была выдвинута смелая революционизирующая идея использования именно инерционных свойств электронов для возбуждения колебаний СВЧ, — еще один пример диалектического использования открытых и познанных законов и сил природы. Выдвинутая идея оказалась чрезвычайно плодотворной. Достигнутые в этом направлении результаты освещаются в последующих главах.

3. Перед тем, как приступить к изучению различных генераторных приборов СВЧ, целесообразно рассмотреть *общий энергетический принцип*, лежащий в основе действия всех электронных генераторных приборов.

В качестве обязательного элемента всех современных генераторов ВЧ выступает электровакуумный прибор того или иного типа, в котором применяется тот или иной способ управления электронным потоком, отличающий в основном данный тип генератора.

В энергетическом отношении электронный поток можно рассматривать как *«рабочее вещество»*, аналогичное пару в паровой машине. *Движущиеся электроны являются носителями кинетической энергии, которую они запасают за счет действия питающего источника постоянного напряжения. В последующем же процессе осуществляется преобразование кинетической энергии электронов в энергию колебаний ВЧ, т. е. в энергию электромагнитного поля**, связанного с той или иной колебательной системой. Такое преобразование осуществляется в так называемом *пространстве взаимодействия* электронного потока с высокочастотным полем. Следовательно, получение высокочастотного поля является не только нашей целью. Его существование в генераторном устройстве оказывается также необходимым для осуществления преобразования энергии — характерное свойство генераторов всех типов.

Рассмотрим схематически, в самом общем виде, сущность процесса преобразования энергии источника постоянного напряжения в энергию высокочастотного поля.

• 4. Основными элементами генератора ВЧ любого типа являются:

* Свойства электромагнитного поля не исчерпываются, конечно, только энергией этого поля, присущей полю как движущейся материи. Поскольку в дальнейшем нас будут интересовать в основном лишь вопросы энергетики генерации и вопросы преобразования одних видов энергии в другие, мы будем говорить, главным образом, об энергии электромагнитного поля (энергии высокочастотных колебаний поля, короче — *высокочастотной энергии*).

а) *колебательная система* того или иного вида, связанная с высокочастотным полем;

б) *источник электронного потока*, используемого в качестве «рабочего вещества» для передачи энергии питающего источника высокочастотному полю;

в) *устройство управления электронным потоком* (например, устройство обратной связи в триодных генераторах);

г) *источник постоянного питающего напряжения*, создающего электрическое поле, ускоряющее электроны электронного потока;

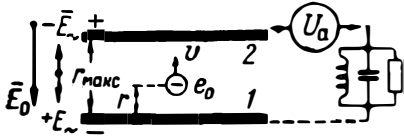


Рис. 6.14. Схематическое изображение пространства взаимодействия.

д) *пространство взаимодействия* электронного потока с высокочастотным электрическим полем*.

Пространство взаимодействия создается обычно между двумя электродами (или системой электродов) генераторного прибора, между которыми действует *переменное электрическое поле* E_{\sim} , образуемое при возбуждении колебаний. В некоторых случаях в пространстве взаимодействия действует также и постоянное электрическое поле E_0 , создаваемое источником питания. Так, например, в случае триодного генератора пространство взаимодействия образуется между анодом и управляющей сеткой, где действует как постоянное ускоряющее поле, так и высокочастотное поле. В случае других генераторных приборов (например, клистронов) область, в которой действует постоянное поле, пространственно отделена от области, в которой действует переменное поле. Для нашего общего рассмотрения вопроса такая детализация не является существенной.

5. Рассмотрим сущность процесса взаимодействия электронного потока с полем.

Рассмотрим простейший случай, соответствующий существованию в пространстве взаимодействия (рис. 14) только *однородного* электрического поля $\bar{E} = \bar{E}_0 + \bar{E}_{\sim}$, где $E_{\sim} = E_m \sin \omega t$, причем при $E_{\sim} > 0$ направления обоих полей совпадают. На рис. 14 колебательная система схематически представлена в виде простого колебательного контура; пунктиром намечена связь источника питания U_a и колебательной системы с электродами 1 и 2.

* В ряде случаев сущность интересующих нас процессов, связанных с электромагнитным полем, определяется, в основном, либо электрической, либо магнитной составляющей электромагнитного поля. Это обстоятельство делает удобным рассматривать электромагнитное поле, условно, в виде совокупности двух полей: электрического и магнитного (E, B). В целях упрощения анализа мы будем также рассматривать в отдельности проявления электрического поля и магнитного поля, в действительности представляющих собой проявления единого электромагнитного поля. В этом смысле мы будем в дальнейшем говорить об электрическом поле и магнитном поле.

между которыми находится пространство взаимодействия. Пусть благодаря действию не показанного на рис. 14 вспомогательного устройства осуществляется попадание электронного потока в пространство взаимодействия (например, со стороны нижней пластины, пронизываемой для электронов), причем электронный поток управляется посредством специального органа обратной связи, также не показанного на рис. 14.

Под воздействием поля электроны, попавшие в пространство взаимодействия, перемещаются от нижнего электрода к верхнему, причем механическая сила, действующая на один электрон,

$$\vec{F} = e_0 \vec{E} = e_0 \vec{E}_0 + e_0 \vec{E}_- = \vec{F}_0 + \vec{F}_-$$

Работа, затрачиваемая полем при перемещении электрона на элементарное расстояние $d\vec{r}$, равна

$$dW = \vec{F} d\vec{r} = e_0 \vec{E}_0 d\vec{r} + e_0 \vec{E}_- d\vec{r} = dW_0 + dW_- \quad (6.30)$$

Если электрон *ускоряется* полем, запасаемая электроном кинетическая энергия $0,5m_0v^2$ возрастает и, следовательно, энергия, затрачиваемая полем, аккумулируется в виде кинетической энергии движущегося электрона. В этом случае электрон отбирает энергию у поля и энергия поля убывает. Если же электрон *тормозится* полем, кинетическая энергия электрона убывает и, следовательно, электрон отдает энергию полю.

Первый член равенства (30) выражает результат взаимодействия электрона с постоянным полем E_0 . Так как постоянное поле является всегда ускоряющим, то знак энергии dW_0 не меняется, и, следовательно, в течение всего процесса перемещения электрона в пространстве взаимодействия он отнимает энергию постоянного поля. Поскольку поле E_0 поддерживается постоянным за счет питающего источника напряжения $U_a = \text{const}$, энергия dW_0 отнимается фактически от питающего источника. Таким образом, *движущийся в пространстве взаимодействия электрон оказывается носителем кинетической энергии, запасаемой в нем за счет питающего источника напряжения U_a* . Этим определяется роль питающего источника в процессе взаимодействия.

Второй член равенства (30) выражает результат взаимодействия движущегося электрона с переменным полем E_- . Так как направление поля E_- изменяется, то оно может быть и ускоряющим ($dW_- > 0$), и тормозящим ($dW_- < 0$). В первом случае энергия переменного поля уменьшается, а во втором — возрастает.

Интересуясь процессом самовозбуждения, предположим, что переменное поле образовано случайной флуктуацией заряда. Пусть устройство, управляющее электронным потоком, создает в пространстве взаимодействия электронный ток i_e , изменяю-

щийся по показанному на рис. 15,а закону. Как видно, ток i_e существует лишь в течение той части периода, когда поле $E_{\sim} > 0$ совпадает по направлению с полем E_0 и ускоряет электроны. В этом случае электроны отнимают также энергию и от переменного поля, чему в выражении (30) соответствует положительный знак элементарной работы ($dW_{\sim} > 0$), совершаемой переменным полем. Переменное поле теряет энергию, что ведет к быстрому затуханию случайно возникших колебаний поля.

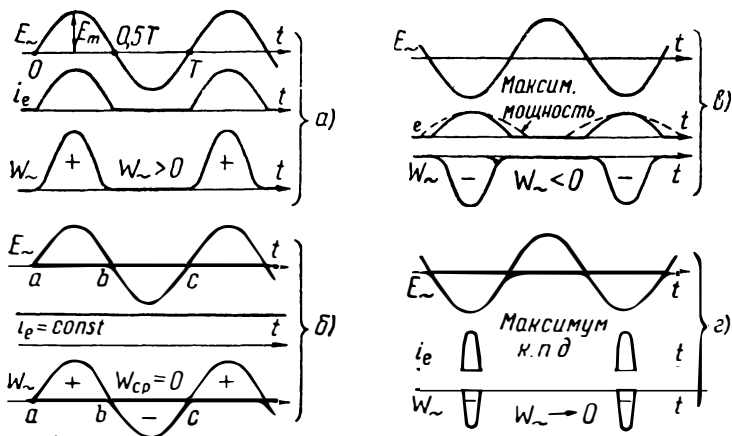


Рис. 6.15. Взаимодействие электронного потока с полем.

Следовательно, при показанном на рис. 15,а законе управления электронным потоком генерация невозможна. Мы будем полагать, что в рассматриваемом случае электроны попадают в пространство взаимодействия в неблагоприятной фазе.

Пусть теперь устройство, управляющее электронным потоком, создает ток $i_e = \text{const}$ (рис. 15,б). В этом случае в течение одной части периода (ab) электроны ускоряются переменным полем (вылетают в неблагоприятной фазе), а в течение другой части периода (bc) — тормозятся этим полем (вылетают в благоприятной фазе). В течение первой части периода переменное поле, совершая работу ($W_{ab} > 0$), затрачивает энергию; однако точно такую же энергию приобретает поле в течение второй части периода ($W_{bc} < 0$). Работа, совершаемая переменным полем за период ($W_{ac} = W_{cp}$), равна нулю. Следовательно, практически и в этом случае генерация незатухающих колебаний оказывается невозможной.

Для возможности генерации колебаний ВЧ необходим положительный баланс энергии переменного поля. Другими словами, необходимо, по крайней мере, чтобы число электронов, попадающих в пространство взаимодействия в благоприятной фазе, превышало число электронов, попадающих в пространство

взаимодействия в неблагоприятной фазе. Сказанное выражает условие самовозбуждения генераторного прибора любого типа.

Более благоприятным в отношении передачи переменному полю энергии является случай, показанный на рис. 17, в. Здесь все электроны попадают в пространство взаимодействия в благоприятной фазе*. Этот случай соответствует передаче переменному полю энергии, близкой к максимально возможной, но все же не максимальной. Максимальная энергия будет соответствовать некоторой большей, чем $T/2$, длительности существования электронного тока за период T колебаний, как это показано на рис. 27, в пунктиром. В последнем случае хотя часть электронов вылетает из пространства взаимодействия в неблагоприятной фазе, но зато увеличивается электронный поток, благоприятно взаимодействующий с полем. До некоторого значения *относительной* длительности существования электронного тока второй фактор преобладает над первым. Можно показать, что при «синусоидальной» форме импульсов электронного тока ($i_e = I_{e0} + I_{em} \sin \omega t > 0$) режим *максимальной мощности* соответствует существованию электронного тока в течение $\frac{2}{3}T$.

6. Рассматривая взаимодействие электронного потока с полем, не следует забывать, что движущиеся электроны являются носителями энергии, получаемой за счет действия постоянного поля E_0 . При отсутствии ускоряющего поля E_0 электроны могли бы только ускоряться переменным полем, но отнюдь не тормозиться. При наличии же постоянного поля, определяющего направление движения электронов, при благоприятных условиях может происходить преобразование энергии («перекачка» энергии) постоянного поля E_0 (питающего источника U_a) в энергию переменного поля через посредство движущихся электронов. Однако не вся энергия, отнимаемая электронами от постоянного поля, передается переменному полю. Даже в благоприятном в отношении возбуждения колебаний случае, соответствующем рис. 15, в, лишь часть запасенной электронами энергии передается полю. Это объясняется тем, что тормозящее действие переменного поля оказывается недостаточным для того, чтобы к моменту достижения электронами второго (верхнего) электрода, ограничивающего пространство взаимодействия (рис. 14), электроны полностью потеряли свою скорость. Вследствие того, что обычно $|E_0| > |E_{-}|_{\text{макс}}$, скорость многих электронов при достижении ими 2-го электрода оказывается значительной. В результате существенная часть кинетической энергии электронов реализуется в виде тепла, выделяемого при соударении электронов со 2-м электродом. Это обуславливает понижение так называемого *электронного к. п. д. генерации*.

* Здесь (и ниже — в данной главе), ради простоты, предполагается, что пролетное время электрона (длительность его нахождения в пространстве взаимодействия) мало сравнительно с периодом колебаний.

7. Обозначим в соответствии с уравнением (30) суммарную энергию, полученную одним электроном от постоянного поля E_0 (рис. 14) за все время взаимодействия с этим полем, через $W'_0 = e_0 E_0 r_{\text{макс}}$. Обозначим также через $W_0 = \Sigma W'_0$ — суммарную энергию, полученную за период колебаний всеми электронами от постоянного поля E_0 . Пусть, аналогично, $W_3 = -W_- = -\Sigma W'_-$ — суммарная энергия, переданная за период всеми электронами переменному полю E_- . В случае, если $W_0 - W_3 > 0$, часть кинетической энергии, запасенной электронами, реализуется в виде тепла при соударении электронов с электродами, ограничивающими пространство взаимодействия. Отношение

$$\tau_{13} = \frac{W_3}{W_0}, \quad (6.31)$$

характеризующее относительную величину кинетической энергии электронов, преобразованной в энергию высокочастотных колебаний, определяет *электронный коэффициент полезного действия генерации*.

Показанные на рис. 15,2 диаграммы соответствуют такому управляющему действию электронным потоком, при котором ток i_e существует в пространстве взаимодействия лишь в течение весьма малой части периода, когда тормозящее действие переменного поля оказывается максимальным. В этом случае электронный к. п. д. близок к максимальному (максимум при $W_- \rightarrow 0$), но мощность генерации оказывается меньшей, чем в показанном на рис. 15,8 случае. Такое положение является характерным для генераторных приборов всех типов: *режимом максимальной мощности не является режимом максимального к. п. д. генерации*.

8. Общая картина электронных процессов в генераторных приборах СВЧ различных типов изучалась в Саратовском государственном университете. В частности, П. В. Голубков предложил обобщенную теорию генераторов СВЧ, основанную на рассмотрении взаимодействия электронного потока с переменным полем [19]. Этому же вопросу посвящены работы других советских ученых. Строгий теоретический анализ о взаимодействии электронного потока с полем был выполнен в Московском государственном университете С. Д. Гвоздовером и В. М. Лопухиным [20], [21].

9. Суммируя изложенное выше, приходим к такому выводу:

В электронно-генераторном приборе любого типа нужно создать такое управление электронным потоком, вступающим в пространство взаимодействия, при котором переменное поле оказывает наибольшее тормозящее действие на электронный поток. Во всяком случае, преобладающее действие поля должно быть тормозящим.

В зависимости от способа управления электронным потоком, вступающим в пространство взаимодействия, и некоторых конструктивных особенностей, различают следующие основные типы генераторных приборов, нашедших широкое применение:

1) *триодные генераторы с обратной связью;*

- 2) *клистронные генераторы;*
- 3) *магнетронные генераторы;*
- 4) *электронно-волновые генераторы.*

Принцип возбуждения генераторов последних типов рассматривается в последующих главах. Принцип возбуждения триодных генераторов был рассмотрен в III главе. Однако представляет некоторый интерес дать трактовку известного нам процесса самовозбуждения триодного генератора, исходя из общего энергетического принципа, изложенного в данном параграфе. Рассмотрим вкратце этот вопрос.

10. До сих пор при рассмотрении процесса самовозбуждения триодного генератора мы ограничивали роль электронной лампы функциями управления током, подводимым к колебательному контуру. Так, при рассмотрении работы генератора в «*экономическом*» режиме (с отсечкой анодного тока), когда анодный ток существовал лишь в течение некоторой части периода, роль лампы как бы ограничивалась нами выполнением функций *вентильного* прибора: лампа открывала «доступ» импульсов тока в контур лишь в такие части периода колебаний ВЧ, когда эти импульсы тока способствовали усилению (поддержанию) действующих в контуре колебаний. Тем самым как бы полагалось, что процесс передачи энергии питающего источника контуру происходит вне лампы; условие же баланса фаз (напряжение на аноде в противофазе с напряжением на сетке) рассматривалось формально, как следствие уравнений Кирхгофа. В действительности же процесс передачи энергии колебательному контуру происходит не «*вне*» лампы и не «*после*» прохождения импульса анодного тока «*через* лампу», рассматриваемую в качестве вентиля (такое представление является механистичным), а в самой лампе и *во время* существования импульса электронного тока $i_e = i_a$.

Пространство между сеткой и анодом лампы триодного генератора должно быть рассматриваемо как пространство взаимодействия. Электроны, вступающие в пространство взаимодействия, ускоряются постоянным полем E_0 (запасая при этом кинетическую энергию) и замедляются или ускоряются переменной составляющей поля E_{\sim}^* в зависимости от того, движутся ли электроны между сеткой и анодом при отрицательной или положительной полярности переменной составляющей анодного напряжения $u_{a\sim}$. Сила электронного потока управляется в основном напряжением u_v обратной связи. Этим ограничивается роль обратной связи. Фазировку напряжения обратной связи следует установить такой, чтобы преобладающее количество электронов попадало в пространство между сеткой и анодом в благоприятной фазе, при которой электроны тормозятся переменной состав-

* Поле между катодом и сеткой слабо по сравнению с полем между анодом и сеткой, и потому им можно, в первом приближении, пренебречь ($u_a = u_{ак} \cong u_{ас}$, где $u_{ас}$ — напряжение между анодом и сеткой).

ляющей поля. Именно поэтому режим работы генератора, соответствующий показанным на рис. 2.12 временным диаграммам, является «экономическим»: импульсы электронного тока здесь существуют при отрицательной полярности напряжения $u_{a\sim}$. Но для этого (при пренебрежимо малой величине пролетного времени) необходимо, чтобы напряжения $u_{a\sim}$ и u_b изменялись в противофазе.

11. Рассмотрим механизм взаимодействия электронного потока с тормозящим полем, приводящего к увеличению энергии поля. Описанная выше энергетическая сторона процесса, связанная

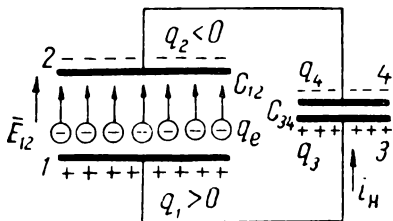


Рис. 6.16. Схема рассмотрения механизма взаимодействия электронного потока с полем.

$q_e < 0$ (в виде весьма тонкого плоского заряженного слоя) перемещается в пространстве взаимодействия между двумя плоскими электродами 1 и 2. Эти электроды присоединены к конденсатору емкостью C_{34} , заряженному до некоторого напряжения $u_{34} = u_{12}$, причем $q_3 = -q_4 = C_{34}u_{34}$; напряжение u_{12} создает тормозящее электрическое поле E_{12} *

Ради конкретности и наглядности рассуждений примем следующие количественные соотношения. Пусть электронный заряд $q_e = -12$ единицам, заряды (на электродах 1 и 2) $q_1 = -q_2 = +11$ ед.; пусть емкость C_{12} , образованная между электродами 1 и 2, в два раза меньше емкости C_{34} , в соответствии с чем $q_3 = -q_4 = 22$ ед. На рис. 17 представлены диаграммы, изображающие (схематически) распределение зарядов и характер интересующего нас поля в пространстве взаимодействия в некоторые моменты времени. При этом предполагается, что поле между электродами 1 и 2 является *плоско-параллельным*.

Известно, что при перемещении заряда q_e (электронов) в пространстве между двумя электродами на обоих электродах наводятся (индуцируются) соответственно заряды q'_H и q''_H , сумма

* В действительности к конденсатору C_{34} подключается некоторая индуктивность, образующая вместе с конденсатором колебательную систему. Для упрощения рассуждений мы исключили из нашей схемы эту индуктивность (предполагая, что за весьма короткое время τ перемещения электронов через пространство взаимодействия ток, протекающий через индуктивность, не вызовет сколько-нибудь существенного перераспределения зарядов в конденсаторе).

которых $q'_н + q''_н = -q_e$. При этом величины наводимых зарядов не остаются постоянными, а изменяются во времени по мере изменения расстояний между движущимся зарядом и электродами. За счет *перераспределения* зарядов $q'_н$ и $q''_н$ во внешней цепи, соединяющей электроды, создается ток, существующий в течение всего времени перемещения заряда q_e и прекращающийся по достижении им электрода 2.

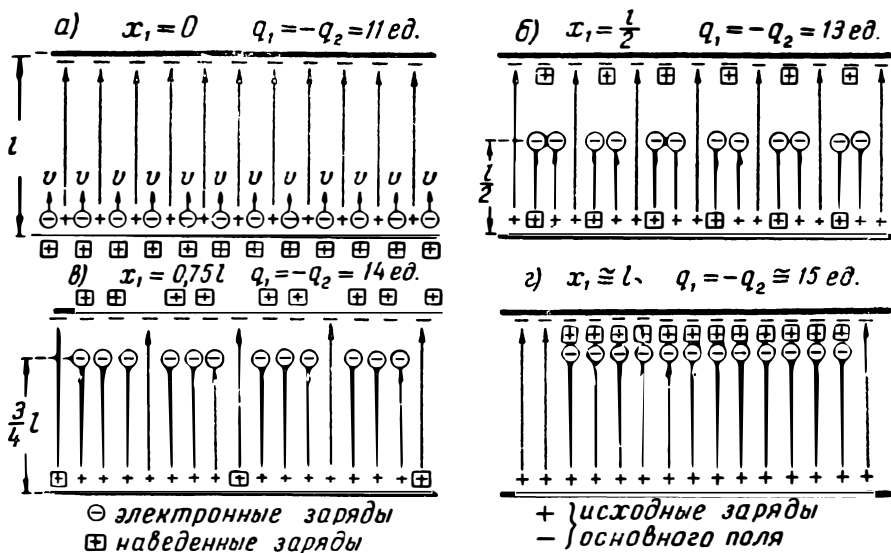


Рис. 6.17. Диаграммы наведения зарядов на электродах пространства взаимодействия ($q_e = -12$ ед.).

Пусть в момент времени $t = 0$ (рис. 17,а) электронный заряд расположен непосредственно у поверхности электрода 1 ($x_1 = 0$; $x_2 = l$). Тогда наводимые на электродах 1 и 2 заряды соответственно равны: $q'_н = -q_e = 12$ ед; $q''_н = 0$. Однако в рассматриваемый момент заряд $q'_н$, будучи полностью связанным зарядом q_e , не определяет величину напряженности электрического поля E_{12} между электродами. Напряженность E_{12} в момент $t = 0$ определяется только зарядами q_1 и q_2 . Структура поля схематически показана на диаграмме (рис. 17,а), где число указанных на диаграмме отметок равно числу соответствующих единиц заряда.

В некоторый момент времени электронный заряд q_e окажется расположенным на равных расстояниях от обоих электродов (рис. 17,б), в соответствии с чем наводимые на электродах заряды $q'_н = q''_н = -0,5q_e = 6$ ед. (см. § 2, п. 1). Освобожденные на первом электроде 6 положительных единиц заряда образуют «прирост» положительного заряда в системе электродов 1—3 (рис. 16). Освобожденные заряды распределятся между электродами 1 и 3

пропорционально емкостям C_{12} и C_{34} . Так как согласно нашему условию $C_{12} : C_{34} = 1 : 2$, то в рассматриваемый момент $q_1 = +11 + +2 = 13$ ед., а $q_3 = +22 + 4 = +26$ ед. В это же время, вследствие наведения на 2 электроде 6 положительных единиц заряда, в системе электродов 2—4 должны образоваться 6 дополнительных отрицательных единиц заряда, которые также перераспределятся между электродами 2 и 4 в указанном выше отношении. В результате суммарный заряд на электроде 4 окажется равным $q_4 = -22 - 4 = -26$ ед., а суммарный отрицательный заряд на электроде 2 будет равен -13 ед. Однако только 7 отрицательных единиц заряда будут определять напряженность поля между электронным зарядом и электродом 2, так как 6 отрицательных единиц заряда оказываются связанными зарядом $q_n'' + 6$ ед. Поэтому в нижней части пространства взаимодействия напряженность поля несколько возрастет, а в верхней части — уменьшится, как это схематически показано на рис. 17,б. *В целом же энергия поля, существующего между электродами 1 и 2 и между электродами 3 и 4, возрастет (см. задачи 25—27 в конце параграфа).*

Когда электронный заряд будет расположен на расстоянии $x_1 = 0,75l$ (рис. 17,в), наведенные заряды окажутся равными: $q_n' = 3$ ед., $q_n'' = 9$ ед. Вновь освобожденный на электроде заряд, равный 3 ед., распределится в указанном выше отношении между электродами 1 и 3. В результате заряд q_1 окажется равным $+14$ ед., а заряд $q_3 = +28$ ед.

В момент, когда электронный заряд окажется расположенным в непосредственной близости от электрода 2 ($x_1 \cong l$), картина поля примет вид, показанный на рис. 17,г. Теперь уже заряд $q_n' \cong 0$, а заряд $q_n'' \cong -q_e = +12$ ед. Рассуждая аналогично предыдущему, нетрудно заключить, что заряд на электроде 1 достигнет величины $q_1 \cong +15$ ед., а на электроде 3 — $q_3 \cong +30$ ед. Также увеличатся заряды на электродах 2 и 4: $q_2 \cong -15$ ед., и $q_4 \cong -30$ ед. При этом 12 отрицательных единиц заряда на электроде 2 оказываются связанными 12 наведенными положительными зарядами, однако роль первых выполняет 12 ед. электронного заряда, расположенного теперь в непосредственной близости от электрода 2. Из сравнения диаграмм 17,а и 17,г видно, что в последнем случае поле пространства взаимодействия (равным образом и поле конденсатора C_{34}) оказывается усиленным, что соответствует возрастанию энергии поля.

В момент, когда электронный заряд коснется поверхности электрода 2, произойдет нейтрализация электронного заряда с наведенным зарядом. Картина же поля практически не изменится. В этот момент прекращается протекание тока в цепи.

12. Описанный выше процесс возрастания энергии поля (плоского) в пространстве взаимодействия (C_{12}) и в конденсаторе C_{34} может быть выражен аналитически, исходя из следующих соотношений.

В любой момент времени, когда плоский слой электронного заряда q_e находится в расстоянии x_1 от электрода 1, заряд этого электрода и наводимый на нем заряд выражаются формулами:

$$q_1 = q_1(0) + (|q_e| - q'_n) \sigma_{12} = q_1(0) + |q_e| \frac{x_1}{l} \sigma_{12};$$

$$q'_n = |q_e| \frac{l - x_1}{l}, \quad \text{где } \sigma_{12} = \frac{C_{12}}{C_{12} + C_{34}}.$$

Аналогично для электрода 2:

$$q_2 = -q_1; \quad q''_n = |q_e| x_1 / l.$$

Заряд конденсатора C_{34} в это же время равен

$$q_3 = -q_4 = q_3(0) + |q_e| \frac{x_1}{l} \sigma_{34}, \quad \sigma_{34} = \frac{C_{34}}{C_{12} + C_{34}} = 1 - \sigma_{12}.$$

Энергия поля конденсатора C_{34} равна

$$W_{34} = \frac{q_3^2}{2C_{34}} = \frac{1}{2C_{34}} \left[q_3(0) + |q_e| \frac{x_1}{l} \sigma_{34} \right]^2.$$

Энергия поля пространства взаимодействия

$$W_{12} = \frac{(q_1 + q'_n)^2}{2C'_{12}} + \frac{(q_2 - q''_n)^2}{2C''_{12}},$$

где

$$C'_{12} = C_{12} \frac{l}{x_1}; \quad C''_{12} = C_{12} \frac{l}{l - x_1}; \quad C_{12} = \frac{C'_{12} \cdot C''_{12}}{C'_{12} + C''_{12}}.$$

Подставляя в выражение для W_{12} значения q'_n , q''_n и $q_1 = -q_2$, после некоторых преобразований получим:

$$W_{12} = \frac{1}{2C_{12}} \left\{ \left[q_1(0) + |q_e| \frac{x_1}{l} \sigma_{12} \right]^2 + q_e^2 \frac{x_1(l - x_1)}{l^2} \right\}.$$

Относительные приращения найденных энергий равны:

$$\frac{\Delta W_{34}}{W_{34}(0)} = \left[1 + \frac{|q_e|}{q_3(0)} \frac{x_1}{l} \sigma_{34} \right]^2$$

$$\frac{\Delta W_{12}}{W_{12}(0)} = \left[1 + \frac{|q_e|}{q_1(0)} \frac{x_1}{l} \sigma_{12} \right]^2 + \frac{q_e^2}{[q_1(0)]^2} \frac{x_1(l - x_1)}{l^2}.$$

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

Сформулируйте условие самовозбуждения электронного генератора любого типа.

21. К чему стремится мощность генерации, если к. п. д. генерации стремится к максимально возможному?

22. Каков будет баланс энергии переменного электрического поля $E_{\omega} = E_m \sin \omega t$ (рис. 15), если электронный ток изменяется по закону $i_e = I_{em} \sin(\omega t - 90^\circ)$, а пролетное время близко к нулю?

О т в е т. Работа, совершаемая полем за период, равна нулю.

23. Влияет ли длительность пролетного времени τ электронов на их взаимодействие с полем?

О т в е т. Существенно влияет при τ , соизмеримом с четвертью периода колебаний. Почему?

24. Триодный генератор работает в режиме, при котором импульсы электронного тока появляются в пространстве взаимодействия в наиболее благоприятной фазе и существуют в течение промежутков времени $\Delta t \ll T$, где T период высокочастотных колебаний. Пролетное время $\tau \ll T$. Напряжение питающего источника $U_a = 200$ в. Амплитуда высокочастотного напряжения на контуре $U_{km} = 150$ в. Определить электронный к. п. д. генерации.

О т в е т. $\eta_g \cong U_{km} : U_a = 0,75$.

25. Насколько возрастает энергия поля в рассмотренной в п. 11 схеме (рис. 16 и 17) в результате перемещения электронного заряда q_e через все пространство взаимодействия при принятых в тексте численных данных?

О т в е т. В $(15/11)^2 = 1,86$ раза.

26. Можно ли сказать, что в рассмотренной в п. 11 схеме (рис. 16 и 17) приращение энергии поля за 2-ю половину пролетного времени (от $x_1 = 0,5l$ до $x_1 = l$) равно приращению энергии за первую половину пролетного времени?

У к а з а н и е. Расчет можно произвести, пользуясь диаграммами, представленными на рис. 17 (путем подсчета числа «линий поля» в нижней и верхней частях пространства взаимодействия); способ аналитического расчета указан в п. 12.

О т в е т. Нельзя (см. задачу № 27).

27. Вычислить относительную величину энергии поля пространства взаимодействия (W_{12}) и поля конденсатора C_{34} (W_{34}) в схеме, рассмотренной в п. 11; расчет произвести для моментов времени, соответствующих диаграммам, представленным на рис. 17, а, б, в, г.

О т в е т. Относительные значения энергий, выраженные в долях от энергии $W_{12}(0)$, приводятся в таблице.

$\frac{x_1}{l}$	$\frac{W_{12}}{W_{12}(0)}$	$\frac{W_{34}}{W_{12}(0)}$	$\frac{W_{12} + W_{34}}{W_{12}(0)}$	$\frac{W_{12} + W_{34}}{W_{12}(0) + W_{34}(0)}$
1	1,00	2,00	3,00	1,00
0,5	1,69	2,79	4,49	1,50
0,75	1,84	3,24	5,08	1,69
1,00	1,86	3,72	5,58	1,86

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Коваленко, Введение в электронику сверхвысоких частот, «Советское радио», 1955.
2. М. С. Нейман, Триодные и тетродные генераторы сверхвысоких частот, «Советское радио», 1950.
3. В. И. Калинин, Дециметровые волны, Связьиздат, 1948.
4. С. А. Дробов, Радиопередающие устройства (гл. 15 и приложение 2), Воениздат, 1951.
5. Г. А. Гринберг, К теории прохождения нестационарных токов через термоионные приборы, «ЖЭТФ», 1936, № 2, стр. 126; К теории работы плоского диода на высокой частоте, «ЖТФ», 1938, т. 8, № 12, стр. 1137.
6. Г. А. Гринберг и А. М. Близинок, О работе цилиндрического диода при приложении быстропеременного напряжения, «ЖТФ», 1938, т. 8, № 9, стр. 798.

7. В. Е. Никольский, Влияние времени пробега электронов на работу лампы при ультракоротких волнах, «Электросвязь», 1939, т. 5, № 5, стр. 35.
8. Г. А. Зейтленок, Теория с учетом инерции электронов стационарного состояния катодного генератора, «ИЭСТ», 1938, № 3, стр. 1.
- Влияние пространственного заряда в катодной лампе на время пролета электронов, «ИЭСТ», 1938, № 8—9, стр. 5.
9. М. С. Нейман, Об использовании энергии электронов при их движении в быстропеременных однородных электрических полях, «Радиотехника», 1948, т. 3, № 1, стр. 3; О явлениях в пространстве сетка — катод генераторных триодов и тетродов УВЧ, «Радиотехника», 1948, т. 3, № 4, стр. 7.
10. В. И. Сифоров, Радиоприемные устройства (гл. 8), Воениздат, 1951.
11. Л. А. Котомина, О предельных длинах волн, генерируемых триодом, «Радиотехника», 1948, т. 3, № 1, стр. 51.
12. А. М. Кугушев, Теоретические обоснования к расчету мощных генераторов ультравысокой частоты, Научно-технический сборник Ленинградского института связи, Связьиздат, 1934, № 6, стр. 23.
13. С. И. Евтянов, Радиопередающие устройства (гл. 11), Связьиздат, 1950.
14. Б. А. Введенский, Г. М. Михайлов и А. П. Скибарко, О стабилизации триодных генераторов при помощи систем с распределенными параметрами, «ЖТФ», 1934, т. 4, № 2, стр. 337.
15. А. А. Витт, Распределенные автоколебательные системы, «ЖТФ», 1934, т. 4, № 1, стр. 144.
16. Б. К. Майбаум и Н. В. Осипов, К исследованию генератора с распределенными параметрами, «ЖТФ», 1935, т. 5, № 1, стр. 53.
17. Н. Д. Девятков, Е. Н. Данильцев и В. К. Хохлов, Трехэлектродные лампы для генерирования электромагнитных волн дециметрового диапазона, «ИЭСТ», 1940, № 2, стр. 56.
18. З. И. Зилитинкевич, Колебательный электронный режим внутри триода, «Т. и Т. б. п.», 1923, № 18; Математическое обоснование режима электронных колебаний внутри триода, «Т. и Т. б. п.», 1923, № 19.
19. П. В. Голубков, Электронно-оптическая теория сверхвысоко-частотных генераторов, «ЖЭТФ», 1944, т. 14, № 7—8, стр. 289; см. также «Известия АН СССР», 1940, т. 4, № 12, стр. 524.
20. С. Д. Гвоздовер и В. М. Лопухин, О самовозбуждении эндовибратора, пронизываемого электронным потоком, «Известия АН СССР», серия физическая, 1946, т. 10, № 1, стр. 29.
21. В. М. Лопухин, Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, ГТТИ, 1953.
22. Я. Н. Фельд, Наведение токов движущимися зарядами, «Доклады АН СССР», новая серия, 1953, т. ХСIII, № 3, стр. 447.

ГЛАВА VII

ВОЗБУЖДЕНИЕ КЛИСТРОНОВ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

1. Из рассмотрения общего энергетического принципа генерации следует, что для достижения эффективной работы триодного генератора необходимо осуществить такое управление электронным потоком, при котором максимальное количество электронов, вступающих в пространство взаимодействия, подвергается наибольшему тормозящему действию высокочастотного поля. Для этой цели нужно подобрать определенную фазировку напряжения обратной связи. Однако при высокой частоте колебаний инерция электронов противодействует попаданию электронов в пространство взаимодействия в благоприятной фазе, и при относительно большой длительности пролетного времени взаимодействие электронного потока с полем оказывается малоэффективным.

2. Возникает мысль: нельзя ли настолько удлинить путь электронов до достижения ими пространства взаимодействия, чтобы к моменту вступления в это пространство электронного потока *наибольшей плотности* действующее там высокочастотное поле успело бы должным образом измениться и оказывало максимальное тормозящее воздействие на электроны? Возникает и более интересная мысль: нельзя ли использовать инерцию электронов для достижения благоприятной фазировки электронов в пространстве взаимодействия?

Именно такая смелая идея была в 1932 году высказана Д. А. Рожанским [1], предложившим новый способ возбуждения колебаний ВЧ. Первые разработки в этом направлении производились в Ленинградском электрофизическом институте и, несколько позже, в Ленинградском физико-техническом институте. В результате этих исследований сотрудниками физико-технического института (А. Н. Арсеньевой и др.) была предложена конструкция прибора, являющегося прообразом современного клистрона. В 1935 году А. Н. Арсеньевой была опубликована статья, в которой излагалось теоретическое обоснование нового принципа генерации, предложенного Д. А. Рожанским. В 1939 году этот принцип был реализован в США. В 1940 году была опубли-

кована статья [5], в которой сообщалось о сконструированном в Ленинградском электротехническом институте имени Ленина двухрезонаторном (двухконтурном) клистроне, обладавшем весьма высокими для того времени качествами.

3. Двухрезонаторный клистрон, обладающий низким к. п. д., не нашел сколько-нибудь широкого применения, однако он сыграл определенную роль в разработке *отражательного клистрона*. Рассмотрение этого замечательного генератора составляет основное содержание данной главы. Но, предварительно, с целью лучшего уяснения особенностей работы клистронных генераторов, ознакомимся вкратце с устройством и принципом работы двухрезонаторного клистрона.

§ 2. ДВУХРЕЗОНАТОРНЫЙ КЛИСТРОН

Устройство двухрезонаторного клистрона. — Принцип действия. Модуляция скорости электронов. — Диаграмма движения электронов в зоне группирования. — Зона взаимодействия. — Механизм возбуждения клистрона. — Фокусное расстояние. — Конструкция клистрона с тороидальными резонаторами. — Использование клистрона в качестве генератора. — Картина процесса самовозбуждения. — Условие баланса фаз. — Определение клистрона. — Труды советских ученых. — Схема пролетного клистрона. — Вопросы и задачи.

1. Для уяснения принципа работы клистронного генератора рассмотрим вначале работу клистрона в *режиме постороннего возбуждения* (в режиме усиления).

На рис. 1 дано схематическое изображение устройства клистрона. Внутри вакуированного баллона расположены:

- электронный прожектор, состоящий из катода K , фокусирующего устройства Φ и анода A в виде плоской сетки;
- первая пара плоских сеток $1-1'$;
- вторая пара плоских сеток $2'-2$;
- область, разделяющая обе пары сеток $1'-2'$;
- оконечный электрод, называемый коллектором 3 .

Промежутки δ_1 и δ_2 между сетками каждой пары весьма малы. Но вторая пара сеток расположена на сравнительно большом расстоянии l_r от сеток первой пары.

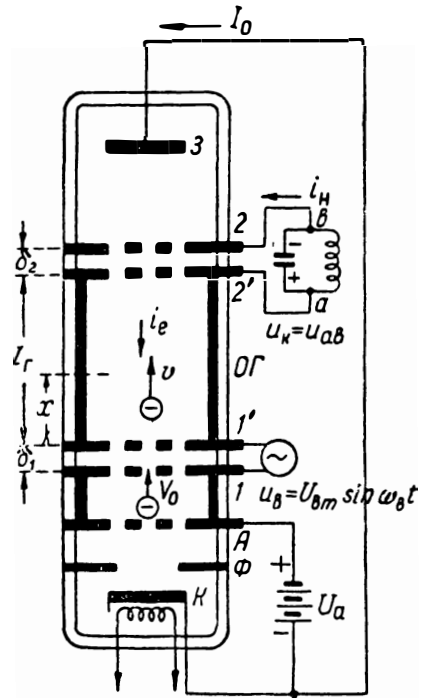


Рис. 7.1. Схематическое изображение двухрезонаторного клистрона, используемого в качестве усилителя.

Между анодом A и катодом K прикладывается ускоряющее анодное напряжение $U_a = \text{const}$. К первой паре сеток подводится возбуждающее напряжение $u_b = U_{\text{вм}} \sin \omega_b t$, где $U_{\text{вм}} \ll U_a$. Ко второй паре сеток приключена колебательная система, настроенная на частоту возбуждения. На рис. 1 колебательная система изображена схематически в виде простого контура, на зажимах которого образуется усиленное напряжение u_k частотой ω_b . Существенно отметить, что сетка $1'$ соединяется накоротко с сеткой $2'$ (посредством массивного металлического цилиндра). Благодаря этому в области $1' - 2'$ электрическое поле почти отсутствует*. Также отсутствует поле и в небольшом пространстве между анодом и сеткой 1 , соединенными накоротко.

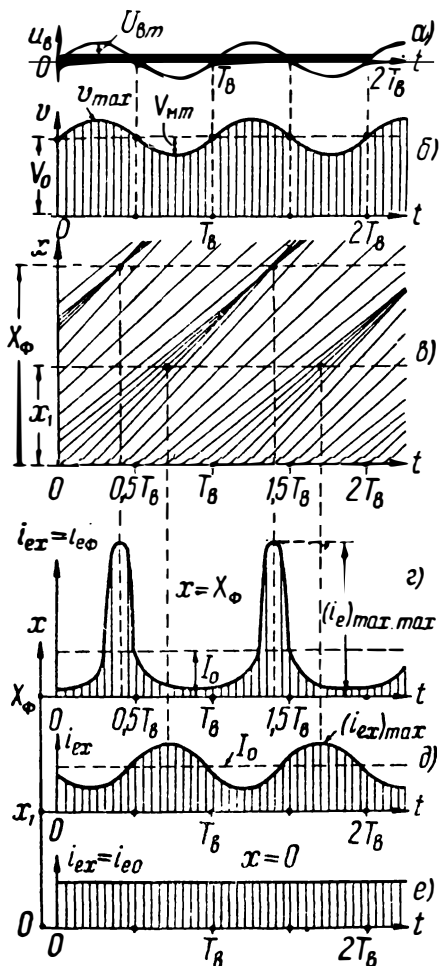


Рис. 7.2. Временные диаграммы процессов в клистроне.

Будем также пока, ради простоты, полагать, что вследствие высокой проницаемости сеток почти все электроны, участвующие в потоке, минуя сетки, достигают коллектора $З$.

В пространстве между сетками $1 - 1'$ действует дополнительное поле, создаваемое возбуждающим напряжением (рис. 2, а).

* В дальнейшем мы будем, приближенно, предполагать, что из-за экранирующего действия сеток высокочастотные поля, действующие между сетками $1 - 1'$ и $2' - 2$, почти не проникают в область $1' - 2'$.

Благодаря этому скорость электронов, выходящих из первой пары сеток, оказывается отличной от V_0 и различной для разных электронов (рис. 2, б), — в зависимости от мгновенного значения (фазы) возбуждающего напряжения, действовавшего в момент прохождения электронами сеток первой пары. Скорость одних электронов, ускоряемых напряжением $u_b > 0$, возрастает ($v > V_0$), а других, — тормозимых напряжением $u_b < 0$, уменьшается. В следующем параграфе будет показано, что если расстояние между сетками весьма мало и $U_{вм} \ll U_a$, то скорость электронов изменяется почти по гармоническому закону, совпадающему по фазе с возбуждающим напряжением $v = V_0 + V_{мт} \sin \omega_b t$. *Изменение скорости электронов, осуществляемое благодаря действию возбуждающего напряжения, называется модуляцией скорости.* Поэтому сетки первой пары можно назвать *модулирующими сетками*, а пространство между сетками — *зоной модуляции*.

3. Модулированные по скорости электроны вступают в область $I' - 2'$, где электрическое поле отсутствует. Пренебрегая силами электростатического расталкивания электронов, можно принять, что в области $I' - 2'$ электроны летят по инерции с некоторой неизменной скоростью v , приобретенной в процессе модуляции. Это иллюстрируется приведенными на рис. 2, в *диаграммами движения электронов*. Диаграммы выражают зависимость от времени пути x , пройденного разными электронами, отсчитываемого от сетки I' (рис. 1). Зависимость $x = x(t)$ выражается прямой линией. Угловым коэффициентом наклона прямых, пропорциональным скорости v , будет различным для разных электронов. Наибольшей скоростью $v = v_{max}$ [соответственно наибольшей крутизной прямой $x(t)$] обладают те электроны, которые вылетают из сеток $I - I'$ в момент, когда величина возбуждающего напряжения максимальна: $u_b = U_{вм}$.

Вследствие различия скоростей разных электронов в области $I' - 2'$ происходит своеобразный процесс догона более быстро летящими электронами (прошедшими модулирующие сетки $I - I'$ по зже) электронов, имеющих меньшую скорость (но прошедших через сетки $I - I'$ раньше). По этой причине *плотность* ρ_e электронного потока в разных сечениях области $I' - 2'$ оказывается различной, как это схематически изображено на рис. 3. В сечениях, в которых в определенные моменты времени *линии движения* электронов сближаются (рис. 2, в), образуются уплотнения заряда, а там, где они расходятся, — образуются разрежения. В тех же сечениях, в которых линии движения электронов в некоторые моменты времени пересекаются, образуются сильные уплотнения («сгустки») электронного заряда. *Этот обязанный инерции электронов процесс образования электронного потока различной плотности называется группированием электронов.* Поэтому пространство между обеими парами сеток ($I' - 2'$) можно назвать *зоной группирования* электронов.

В итоге указанных явлений происходит важный процесс преобразования электронного тока $i_e = I_0 = \text{const}$ (проходящего через сетку анода) в *переменный* электронный ток $i_e = i_{ex}$ (в зоне группирования). Это станет ясным, если учесть, что плотность электронного тока $j_e = -\rho_e v$. Следовательно, при небольшой вариации скорости электронов (v близко к V_0) электронный ток практически пропорционален *плотности* электронного заряда. Существенно отметить, что электронный ток в зоне группиро-

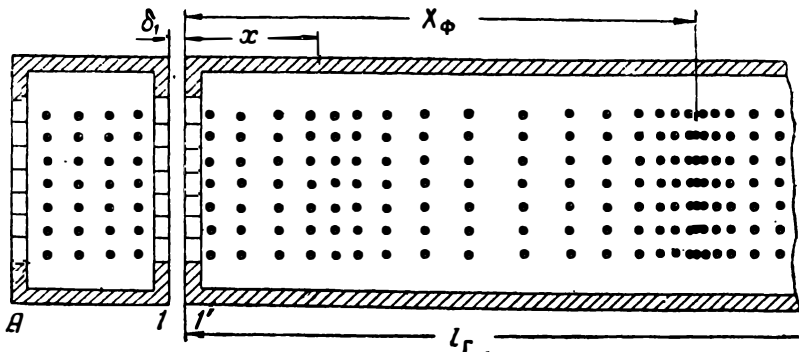


Рис. 7.3. Схематическое изображение картины группирования электронов.

вания не только становится переменным во времени, но и степень отклонения тока от постоянного значения I_0 в разных сечениях зоны группирования оказывается различной. Это иллюстрируется изображенными на рис. 2,г, д, е диаграммами изменения электронного тока в разных сечениях зоны группирования. В сечении, непосредственно прилегающем к сетке l' ($x = 0$), ток $i_{ex} \cong I_0$, т. е. практически (при высокой проницаемости сеток) равен электронному току перед модулирующими сетками (со стороны анода). По мере удаления от модулирующих сеток вначале непостоянство во времени электронного тока возрастает (рис. 2, д). В сечении $x = X_\phi$, в котором линии движения электронов пересекаются, непостоянство электронного тока достигает наибольшей степени, а амплитуда тока наибольшего возможного значения: $(i_e)_{\text{max, max}}$ (рис. 2,г).

Момент достижения максимума тока $(i_{ex})_{\text{max}}$ в разных сечениях оказывается различным (рис. 2,в, г, д).

Процесс образования в некотором определенном сечении зоны группирования максимального уплотнения электронного заряда («сгустков» электронов) называется процессом *фазовой фокусировки* или просто фокусированием электронов. Расстояние X_ϕ от модулирующих сеток до сечения, в котором образуется фокусирование электронов, называется *фокусным расстоянием* клистрона.

Существенно отметить, что, хотя неоднородность электронного тока в разных сечениях зоны группирования получается

различной, все же *среднее (во времени) значение электронного тока в любом сечении оказывается одинаковым и равным I_0* . Этот вывод предполагает, что все электроны, минувя сетки, достигают коллектора.

4. Пространство между сетками 2' — 2 второй пары образует зону взаимодействия электронов с высокочастотным полем. Такое поле возбуждается в результате наведения на сетках 2' — 2 переменных зарядов, создающих высокочастотное напряжение на колебательном контуре, подключенном к сеткам 2' — 2 (рис. 1). Поскольку поле в зоне взаимодействия образуется в результате прохождения через эту зону электронного тока, то изменение поля во времени получается таким, что оно оказывает максимальное тормозящее действие на электроны, проходящие через зону взаимодействия. Такое положение при работе в режиме усиления выполняется автоматически. Поясним это следующими рассуждениями.

Пусть электронный ток $i_e = i_{ec}$ в некотором *среднем* сечении между сетками 2' — 2 изменяется во времени по показанному на рис. 4,а закону. Здесь $i_e > 0$ соответствует перемещению электронов от сетки 2' к сетке 2, а электронного тока — в направлении, указанном на рис. 1 стрелкой, т. е. от сетки 2 к сетке 2'. В остальных сечениях между сетками 2' — 2 величина и закон изменения электронного тока, строго говоря, несколько отличаются от тока i_{ec} . Но если расстояние δ_2 между сетками достаточно мало, а скорость $v \cong V_0 \gg V_{нт}$, то ток во всех сечениях между сетками 2' — 2 окажется приблизительно одинаковым ($i_{ex} \cong i_{ec}$). Если бы наведенные на сетках 2' — 2 заряды обуславливались только средним значением электронного тока $[i_{e, 2'-2}]_{cp}$ между сетками 2' — 2, то тогда наведенный в цепи сетки ток i_n равнялся бы току i_{ec} (рис. 4,а) и содержал бы постоянную составляющую I_0 . Однако заряды на сетках 2' — 2 наводятся не только электронным током, существующим между сетками, но и токами, существующими во всех остальных зонах клистрона. Можно показать (см. п. 8), что с учетом индукционного действия всех остальных движущихся электронов наведенный ток должен равняться только *переменной составляющей* тока i_{ec} , т. е. $i_n \cong i_{ec} - I_0$ (рис. 4,б). Заметим, что положительное направление тока i_n соответствует направлению, показанному стрелкой на рис. 1.

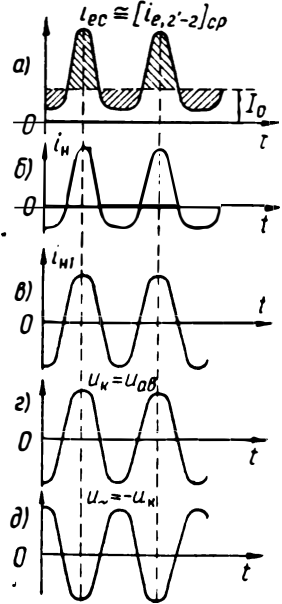


Рис. 7.4. Временные диаграммы, иллюстрирующие возбуждение колебательной системы клистрона.

Ток i_n представляет собой неразветвленный (питающий) ток контура, настроенного на частоту возбуждения. Поэтому для определения напряжения $u_k = u_{ab}$ на контуре (рис. 1) достаточно учесть только первую гармонику тока i_n , равную i_{n1} (рис. 4, в). Момент достижения током i_{n1} своего максимума совпадает с моментом достижения максимального значения током i_n или током i_{ec} . Напряжение же u_k совпадает по фазе с током i_{n1} (рис. 4, з). При положительной полярности этого напряжения заряды на конденсаторе колебательного контура имеют знак, показанный на рис. 1. Следовательно, напряжение $u_k = u_{ab} > 0$ создает в этом случае в зоне взаимодействия поле, направленное от сетки 2' к сетке 2, т. е. противоположное положительному направлению электронного тока i_e и оказывающее *тормозящее* действие движению электронов. Из этих соображений мы будем считать переменное электрическое поле E_- , действующее в зоне взаимодействия, изменяющимся в противофазе с напряжением u_k (рис. 4, д). Из сопоставления диаграмм рис. 4, а и 4, д видно, что наиболее сильное тормозящее действие переменного поля между сетками 2'—2 создается тогда, когда электронный ток i_{ec} достигает наибольшей величины. Следовательно, в среднем (за период) электронный поток, взаимодействующий с полем, передает ему определенное количество энергии, покрывающее потери в колебательной системе клистрона и в полезной нагрузке.

5. Чем неравномернее поток электронов, вступающих в зону взаимодействия, тем эффективнее оказывается передача электронами запасенной ими энергии ВЧ полю (см. рис. 6.15). Из изложенного вытекает, что *для получения наивысшего электронного к. п. д. следует длину электронного пробега в зоне группирования установить равной фокусному расстоянию клистрона*. В этом случае электронный ток в зоне взаимодействия будет иметь характер кратковременных импульсов тока (рис. 2, з).

Как показывает математический анализ [10], длина фокусного расстояния

$$X_\phi = \sqrt{\frac{8e_0}{m_0} \frac{U_a \sqrt{U_a}}{\omega_B U_{вм}}} \cong 12 \cdot 10^7 \frac{U_a \sqrt{U_a}}{2\pi f_B U_{вм}} \text{ (см)}, \quad (7.1)$$

где частота колебаний выражается в *герцах*, а все напряжения — в вольтах. Из формулы (1) вытекает, что длина X_ϕ пропорциональна длине волны λ . Практически $X_\phi \cong (0,1 \div 0,3) \lambda$.

Режим максимальной к. п. д. не совпадает с режимом максимальной мощности клистрона. Если требуется создать режим максимальной мощности, то, как это следует из теоретического анализа [10], нужно установить длину

$$l_r \cong 1,84 X_\phi. \quad (7.2)$$

При заданной конструкции клистрона и заданной частоте колебаний изменение фокусного расстояния достигается путем изменения режима питания клистрона.

6. По выходе из пространства взаимодействия электроны падают на коллектор. Цепь коллектора, служащая для замыкания катодного тока, вообще говоря, не нуждается в дополнительном источнике питания, поскольку разность потенциалов между сеткой 2 и коллектором (создающая тормозящее поле) равна напряжению U_a . Иногда между коллектором и катодом включается положительное (ускоряющее) напряжение порядка нескольких вольт.

7. Из изложенного вытекает принципиальная возможность возбуждения в клистроне колебаний весьма высокой частоты. Здесь вредная роль инерции электронов проявляется лишь при прохождении электронами небольших расстояний δ_1 и δ_2 между сетками. Скорость электронов при прохождении ими указанных расстояний весьма велика, практически в несколько раз больше средней скорости электронов, движущихся между катодом и сеткой триода. Это станет понятным, если учесть, что в триоде электроны начинают движение при скорости, близкой к нулю, и подвергаются ускорению, создаваемому не постоянно действующим напряжением, а переменным; даже амплитудное значение этого напряжения обычно значительно меньше ускоряющего напряжения в клистроне. Поэтому при одинаковых пролетных расстояниях пролетные углы в клистроне оказываются меньшими, чем в триоде.

8. Для уяснения механизма наведения тока i_n в цепи сеток 2'—2 примем, что вследствие экранирующего действия сеток заряды, наводимые на сетке 2', определяются только электронными токами в зоне взаимодействия (2'—2) и в зоне группирования (1'—2'). Соответственно заряды, наводимые на сетке 2, определяются только электронными токами в зонах 2'—2 и 2—3.

Скорость изменения индуцированных зарядов на сетке 2', определяющая ток $+i_n$ (рис. 1), равна разности средних значений токов:

$$i_n = \frac{1}{\delta_2} \int_{x_1'}^{x_2} i_e(x, t) dx - \frac{1}{l_r} \int_0^{l_r} i_e(x, t) dx \cong i_{ec} - [i_{e,1'} - 2']_{cp};$$

знаки интегралов учитывают то, что в области 1'—2' электроны приближаются к сетке 2', а в области 2'—2—удаляются.

Из рассмотрения представленных на рис. 2 временных диаграмм можно прийти к качественному выводу о том, что, хотя в каждом данном сечении зоны группирования величина электронного тока изменяется *во времени* более или менее значительно, однако среднее *по всей длине* зоны группирования значение электронного тока является почти неизменным *во времени* и близким к величине I_0 . Физически этот результат соответствует тому обстоятельству, что существенное увеличение в некотором сечении в какой-нибудь момент времени плотности электронного тока $J_{ex} = -\rho_{ex}v$ происходит, в основном, за счет повышения объемной плотности заряда ρ_{ex} , т. е. за счет уплотнения электронного заряда в данном сечении, обязанного процессу группирования (а не за счет вариации скорости электронов, которая, в общем, близка к V_0). Но существенное уплотнение электронного заряда в каком-нибудь одном сечении может произойти только за счет уменьшения плотности электронного

заряда в другом сечении, ибо *скорость поступления* электронного заряда в зону группирования и *средняя скорость* его удаления из этой зоны определяются током $I_0 = \text{const}$. В самом деле, изменение (во времени) средней по всему объему $I' - 2'$ плотности ρ_e заряда (а следовательно, и среднего значения тока i_e) может произойти только за счет разницы между скоростью поступления заряда в зону группирования, которая постоянна (I_0), и *мгновенной* скоростью удаления этого заряда, которая переменна ($i_{ex2} \cong i_{ec} = \text{var}$). Однако, если длина зоны группирования достаточно велика ($l_r \gg \delta_2$), так что суммарный заряд, сосредоточенный в этой зоне, велик по сравнению с зарядом, удаляемым за полупериод высокочастотных колебаний, то колебания во времени средней по всему объему $I' - 2'$ плотности заряда будут незначительны. Следовательно, при этом условии

$$[i_e, I' - 2']_{\text{cp}} \cong I_0 \text{ и } i_n \cong i_{ec} - [i_e, I' - 2']_{\text{cp}} \cong i_{ec} - I_0.$$

К такому же результату мы могли бы прийти, проводя аналогичные рассуждения в отношении сетки 2. Заметим, что с учетом экранирующего действия сеток скорость изменения индуцированных зарядов на коллекторе определяется средним значением электронного тока только в зоне 2—3. Это среднее значение $[i_e, 2-3]_{\text{cp}}$ должно быть равно току коллектора. Но как это вытекает из рассмотрения схемы клистрона (рис. 1), при условии, что электроны не попадают на сетки, ток коллектора равен току I_0 . Следовательно, скорость изменения зарядов в сетке 2 равна:

$$[i_e, 2-3]_{\text{cp}} - i_{ec} \cong I_0 - i_{ec} = -i_n.$$

Таким образом, ток i_n в цепи сеток 2'—2 равен переменной составляющей электронного тока i_{ec} в пространстве между сетками 2'—2.

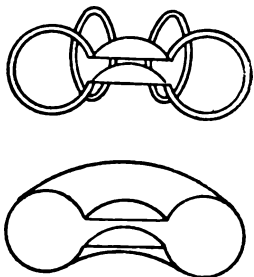


Рис. 7.5. Схема образования торoidalного резонатора.

9. Основное применение клистрона нашли в сантиметровом диапазоне волн. В этом диапазоне в качестве колебательной системы используются *объемные резонаторы* и, в частности, резонаторы *торoidalного* типа.

Торoidalный резонатор можно для наглядности рассматривать, как образованный двумя плоскими дисками, замыкаемыми множеством симметрично расположенных витков (рис. 5), число которых беспредельно увеличивается.

На рис. 6,а представлена схема протекания токов проводимости (i_L) и токов смещения (i_C) в возбужденном резонаторе. Токи проводимости, протекающие по кольцевым путям «торoidalной» части резонатора, переходят в токи смещения, распределенные в «дисковой» части резонатора. Токи i_L соответствуют току, протекающему через индуктивность обычного контура, а токи i_C — емкостному току контура.

Как показывают теория и опыт, электрическая составляющая поля (E) проявляется, главным образом, в «дисковой» части резонатора и весьма слаба в «торoidalной» его части. Напротив, магнитная составляющая поля (H) сильнее всего проявляется в «торoidalной» части (рис. 6,б), а ее действием в «дисковой» части можно практически пренебречь. Это обстоятельство позволяет

оценить собственную частоту (основную) тороидального резонатора простой формулой:

$$f_{\text{рез}} \cong \frac{1}{2\pi \sqrt{L_{\tau} C_{\text{д}}}}, \quad (7.3)$$

где L_{τ} — индуктивность тороида, а $C_{\text{д}}$ — емкость между дисками резонатора. Для тороидального резонатора круглого сечения можно воспользоваться формулами

$$L_{\tau} = \frac{R+r-\sqrt{R^2+2Rr}}{80} \text{ (мкГн)}, \quad C_{\text{д}} = \frac{0,28R^2}{\delta} \text{ (пФ)}, \quad (7.4)$$

где все геометрические размеры (рис. 7) должны быть выражены в сантиметрах. Более точные формулы, а также формулы для расчета собственной частоты тороидальных резонаторов прямоугольного сечения приводятся в книге В. Ф. Коваленко [15].

Возбуждение тороидального резонатора или отвод высокочастотной энергии от возбужденного резонатора осуществляется обычно посредством «петли связи», вводимой внутрь резонатора таким образом, чтобы «петля связи» пронизывалась переменным магнитным током, возбужденным в «тороидной» части резонатора (рис. 7). Хотя высокочастотная э. д. с. $e_{\text{м}}$ индуктируется

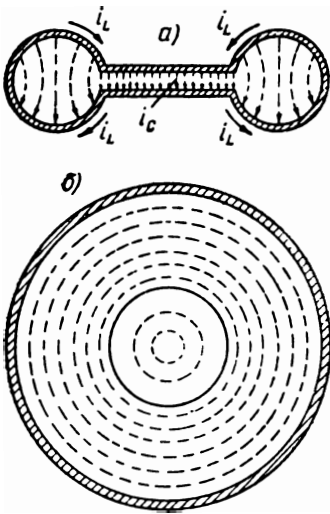


Рис. 7.6. Схема протекания токов и структура поля в тороидальном резонаторе.

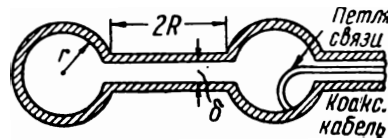


Рис. 7.7. Схема возбуждения и отвода энергии от тороидального резонатора.

только в одном витке, площадь S просвета которого весьма мала, однако вследствие высокой частоты $f_{\text{в}}$ изменения индукции B магнитного поля амплитуда этой э. д. с. может достигать значительной величины. Согласно закону электромагнитной индукции

$$(e_{\text{м}})_{\text{max}} = E_{\text{мм}} = 2\pi f_{\text{в}} B_{\text{м}} S \cdot 10^{-8} \text{ (В)}. \quad (7.5)$$

Так, например, при

$$B_{\text{м}} = 5 \text{ Гс}, \quad S = 0,25 \text{ см}^2 \text{ и } f_{\text{в}} = 3000 \text{ МГц} \quad (\lambda = 10 \text{ см}), \quad E_{\text{мм}} = 235 \text{ В}.$$

10. На рис. 8 дано схематическое изображение клистрона с тороидальными резонаторами, используемого в качестве усилителя

теля. Резонатор *I* служит для модуляции электронного потока по скорости и называется иногда *модулятором*. Плоские решетчатые части этого резонатора выполняют функции модулирующих сеток. Напряжение, возбуждающее модулятор, подводится через посредство петли связи *ПС₁*. Резонатор *II* выполняет функции колебательной системы. Область между плоскими (решетчатыми) частями этого резонатора образует зону взаимодей-

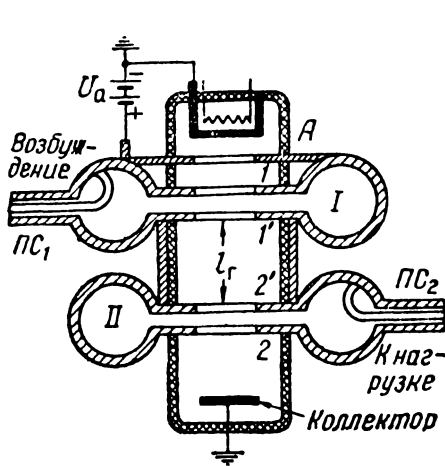


Рис. 7.8. Схематическое изображение клистрона (с тороидальными резонаторами), используемого в режиме усиления.

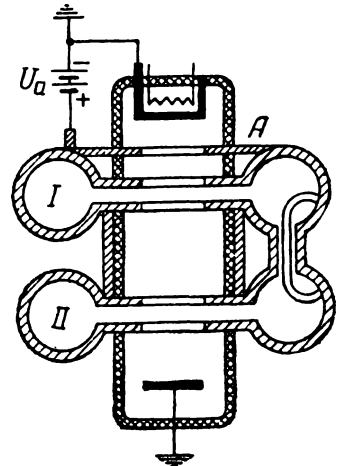


Рис. 7.9. Схематическое изображение клистрона (с тороидальными резонаторами), используемого в режиме автоколебаний.

ствия. Энергия колебаний отводится (в нагрузку) посредством петли связи *ПС₂*.

11. Для использования клистрона в качестве автогенератора необходимо создать обратную связь между резонаторами (рис. 9). При этом нужно осуществить не только определенную степень связи (условие баланса амплитуд), но также и определенные фазовые соотношения между колебаниями в резонаторе *II* и колебаниями, подводимыми к резонатору *I* посредством органа обратной связи (условие баланса фаз). Чем выше степень обратной связи, тем больше амплитуда возбуждаемых колебаний. Естественно, вследствие нелинейности автоколебательной системы амплитуда возбуждаемых колебаний не пропорциональна величине обратной связи.

12. Процесс *самовозбуждения* клистронного генератора может быть, качественно, описан следующим образом. Пусть при включении ускоряющего напряжения создается поток электронов. Электроны образованного потока не мгновенно достигают всех сеток клистрона и его коллектора. За счет перемещения «фронта» электронного потока, вначале еще не промодулированного по скорости, на сетках резонаторов наводятся заряды, создающие

очень кратковременные, но весьма высокой амплитуды, импульсы наведенного тока в каждом из резонаторов. В первом приближении амплитуда наведенных импульсов тока равна электронному току I_0 , а их длительность равна длительности прохождения электронами («фронтом» электронного порядка) резонаторов. За счет воздействия импульсов наведенного тока в резонаторах возбуждаются колебания электромагнитного поля. Вначале это поле очень слабо, и при отсутствии обратной связи оно более или менее быстро затухло бы. При наличии же обратной связи процесс развивается иначе. Весьма слабые колебания поля в резонаторе I создают небольшую, вначале, модуляцию скорости электронного потока, в результате чего электронный поток, вступающий в зону взаимодействия, оказывается несколько промодулированным по плотности. Это вызывает наведение переменных зарядов в сетках резонатора II . При правильно установленной обратной связи возбужденные в резонаторе II колебания обусловят возрастание амплитуды колебаний в резонаторе I . Это, в свою очередь, приведет к возрастанию интенсивности скоростной модуляции потока и, следовательно, к усилению эффекта группирования, в результате чего колебания поля в резонаторе II еще больше возрастут и т. д. Процесс будет развиваться до некоторой определенной в заданном режиме работы амплитуды колебаний, при которой баланс энергии системы окажется уравновешенным.

Описанный процесс возбуждения клистрона «фронтом» электронного потока соответствует случаю «ударного» его возбуждения. Однако возбуждение возможно и при очень медленном повышении ускоряющего напряжения за счет случайных флуктуаций электронного тока.

13. Рассмотрим вопрос о создании нужной фазировки *обратной связи* клистрона. Для этого предположим вначале, что обратная связь разорвана.

Пользуясь упрощенной схемой клистрона (рис. 1), рассмотрим возбуждающее напряжение u_b и напряжение u_k на настроенном контуре. Поскольку при самовозбуждении часть напряжения u_k используется для возбуждения модулирующих сеток, нашей первой задачей является установление угла сдвига фаз между напряжениями $u_k = u_{ab} = u_{2', -2}$ и $u_b = u_{1', -1}$ (рис. 1).

Из рассмотрения приведенных на рис. 2, *а, б, в* временных диаграмм вытекает, что не все электроны способны фокусироваться. Так, электроны, вступающие в зону модуляции при такой фазе возбуждающего напряжения, когда оно находится в окрестности нуля и уменьшается во времени, не способны фокусироваться в зоне группирования. Действительно, в данном случае электроны, прошедшие модулирующие сетки позже, имеют скорость меньшую, чем электроны, прошедшие модулирующие сетки раньше. Поэтому первые из указанных электронов не в состоянии «догнать» вторых. Такие электроны, будем полагать, прохо-

дят через модулирующие сетки в неблагоприятной фазе. Напротив, электроны, проходящие через модулирующие сетки при такой фазе возбуждающего напряжения, когда оно, находясь в окрестности нуля, возрастает во времени, фокусируются в зоне группирования и образуют в зоне взаимодействия «сгустки» электронов, *сгруппированных вокруг электронов, имеющих скорость $v = V_0$* . Это обстоятельство наглядно иллюстрируется на рис. 2, а, б, в.

Таким образом, при $u_b = U_{bm} \sin \omega_b t$ (рис. 10, а) электроны, промодулированные по скорости в окрестности времен $t = 0$, $t = T_b, \dots, t = kT_b$, группируясь, образуют в зоне взаимодействия «сгустки» соответственно

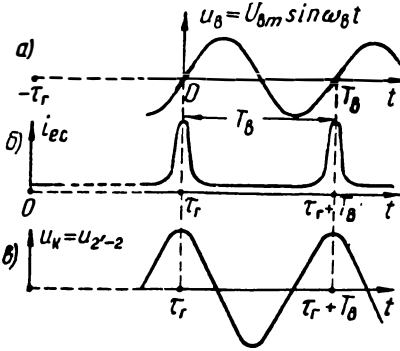


Рис. 7.10. Фазовые соотношения между колебаниями в резонаторах.

в моменты $\tau_r, \tau_r + T_b, \dots, \tau_r + kT_b$; здесь $\tau_r = l_r/V_0$ — длительность пробега немодулированными электронами зоны группирования. Именно в эти же моменты времени электронный ток i_{ec} в некотором срединном сечении зоны взаимодействия достигает максимума (рис. 10, б). В эти же моменты времени, как мы видели (рис. 4, з), напряжение u_k достигает максимума (чему соответствует наибольшее тормозящее

поле в пространстве между сетками $2' - 2$). Отсюда интересующая нас разность фаз колебаний $u_{2', -2}$ и $u_{1', -1}$ выражается соотношением:

$$\theta = \omega_b (\tau_r - 0,25T) = \omega_b \tau_r - 0,5\pi^* \quad (7.6)$$

Колебания, возбуждаемые в резонаторе II, подводятся к модулятору через посредство фидера длиной l_ϕ (рис. 9). Если v_ϕ — фазовая скорость распространения волны в фидере, то обусловленный временем пробега фидера угол сдвига фаз равен:

$$\theta_\phi = \omega_b l_\phi / v_\phi \quad (7.7)$$

Но колебания, подводимые к модулятору путем обратной связи, должны совпадать по фазе с колебаниями, существующими в этом резонаторе; точнее, фазы указанных колебаний могут отличаться друг от друга на угол, кратный 2π . Поэтому длину фидера обратной связи следует выбрать такой, чтобы определяемый формулами (6) и (7) суммарный угол сдвига фаз

* Соотношение (6) учитывает, что вследствие соединения сеток $1'$ и $2'$ колебания со 2-го резонатора отводятся в противоположной фазе (рис. 1 и 9).

удовлетворял следующему соотношению, выражающему *условие баланса фаз*:

$$\theta + \theta_{\phi} = \omega_{\text{в}} \tau_{\text{г}} - \frac{\pi}{2} + \omega_{\text{в}} \frac{l_{\phi}}{v_{\phi}} = 2n\pi \quad (7.8)$$

где n — любое целое число, при котором $l_{\phi} > 0$.

Заметим, что длина l_{ϕ} должна учитывать некоторую эквивалентную длину самих петель связи (рис. 9).

14. Пример. Клистронный генератор ($\lambda = 9$ см) работает в режиме максимальной мощности при следующих значениях напряжений: $U_{\text{а}} = 900$ в и $U_{\text{вт}} = 150$ в. Определить нужную длину l_{ϕ} фидера обратной связи, если фазовая скорость распространения колебаний в фидере $v_{\phi} = 2 \cdot 10^{10}$ см/сек.

Согласно формулам (1) и (2), длина фокусного расстояния клистрона и длина области группирования равны соответственно:

$$X_{\phi} = \frac{12 \cdot 10^7 U_{\text{а}} \sqrt{U_{\text{а}}} \cdot \lambda}{2\pi \cdot c U_{\text{вт}}} = \frac{12 \cdot 10^7 \cdot 900 \sqrt{900} \cdot 9}{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 150} = 1,03 \text{ см};$$

$$l_{\text{г}} = 1,84 X_{\phi} = 1,84 \cdot 1,03 = 1,9 \text{ см}.$$

Скорость немодулированных электронов

$$V_0 = 6 \cdot 10^7 \sqrt{U_{\text{а}}} = 6 \cdot 10^7 \sqrt{900} = 1,8 \cdot 10^9 \text{ см/сек}.$$

Как видно, эта скорость \sim в 16 раз меньше скорости света. Длительность пробега зоны группирования

$$\tau_{\text{г}} = \frac{l_{\text{г}}}{V_0} = \frac{1,9}{1,8 \cdot 10^9} = 1,06 \cdot 10^{-9} \text{ сек} \cong 0,001 \text{ мксек}.$$

Угол сдвига фаз между колебаниями в резонаторах, согласно формуле (6), равен:

$$\theta = \omega_{\text{в}} \tau_{\text{г}} - \frac{\pi}{2} = 2\pi \frac{3 \cdot 10^{10}}{9} 1,06 \cdot 10^{-9} - \frac{\pi}{2} \cong 6,5\pi.$$

Минимальная длина соединительного фидера из условия (8) определится углом пробега:

$$(\theta_{\phi})_{\text{мин}} = \omega_{\text{в}} \frac{(l_{\phi})_{\text{мин}}}{v_{\phi}} = 1,5\pi,$$

откуда

$$(l_{\phi})_{\text{мин}} = \frac{1,5\pi v_{\phi}}{\omega_{\text{в}}} = \frac{1,5 v_{\phi}}{2f_{\text{в}}} = \frac{1,5 \cdot 2 \cdot 10^{10} \cdot 9}{2 \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 4,5 \text{ см}.$$

15. Рассмотренные принципиальные особенности работы клистрона позволяют дать следующее определение клистронного генератора.

Клистронный генератор — генераторный прибор сверхвысоко-частотного диапазона, представляющий собой комплексное электронно-вакуумное устройство (включающее в себя колебательную систему) и работающий на принципе, предложенном Д. А. Рожанским; согласно этому принципу управление электронным потоком, взаимодействующим с высокочастотным электрическим полем, осуществляется путем модуляции скорости электронов и последующего их группирования, в результате чего электронный поток постоянной плотности преобразуется в поток пе-

ременной плотности. Образованные при таком управлении «сгустки» электронов периодически вводятся в пространство взаимодействия, что несколько напоминает действие морского прибора*.

Двухрезонаторный клистрон — это клистрон, содержащий два объемных резонатора, из которых в одном осуществляется модуляция скорости электронов, а в другом — взаимодействие электронов с высокочастотным полем.

16. Анализ работы двухрезонаторного клистрона посвящен ряд фундаментальных исследований советских ученых. Уже в 1940 году в Советском Союзе были опубликованы: статья В. Я. Савельева [3], в которой излагалась теория двухрезонаторного клистрона, учитывающая эффект электростатического расталкивания электронов, статья В. И. Калинина [4], посвященная исследованию вопроса фокусировки электронного потока в клистронах, и некоторые другие статьи [5] и [6]. В 1941 году была опубликована статья В. П. Гуляева

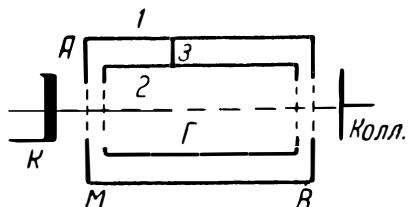


Рис. 7.11. Пролетный клистрон.

[7], в которой была сделана первая попытка определения условий самовозбуждения клистрона и амплитуды стационарных колебаний на базе теории параметрического возбуждения. Исследованию процессов в двухрезонаторном клистроне посвящена работа В. И. Сиפורова, в которой анализируется структура электронного потока в клистроне и дано представление клистрона в качестве четырехполюсника.

Интересные исследования по разработке обобщенной теории электронно-лучевых генераторов (к которым относится клистронный генератор) проводилось в Саратовском государственном университете под руководством П. В. Голубкова [8] и В. И. Калинина [9]. Исследованию разновидностей генераторов электронно-лучевого типа посвящен ряд работ советских ученых [10]. Ряд вариантов генераторных приборов электронно-лучевого типа был предложен и разработан в СССР. Так, в 1940 году был изобретен и разработан наиболее важный тип клистронного генератора — отражательный клистрон [1], [2]. Несколько вариантов электронно-лучевых генераторов было разработано в Горьковском и Саратовском государственных университетах. В 1941 году Л. Н. Лошаковым и С. Д. Гвоздочером была предложена оригинальная конструкция клистрона (*пролетного клистрона*). Колебательная система такого клистрона (рис. 11) образуется коаксиальной линией, состоящей из двух полых цилиндров 1—2; внешний 1 и внутренний 2 цилиндры соединены короткозамыкающей перемычкой 3, расположенной в узле стоячей волны напряжения, образуемой в линии при возбуждении клистрона. Торцы цилиндров затянуты двумя парами сеток. Одна пара сеток, обращенная к катоду К, играет роль модулятора М, причем наружная сетка является анодом А. Вторая пара сеток В, обращенная к коллектору, образует зону взаимодействия. Пространство Г между сетками (внутри цилиндра) образует зону группирования. Теория пролетного клистрона разработана в ряде трудов Л. Н. Лошакова и С. Д. Гвоздочера ([11], [12], [13]).

Изложенное дает некоторое представление о размахе исследований, производимых в Советском Союзе, направленных на разработку генераторных приборов клистронного типа и создание теории их работы. В результате произведенных исследований было установлено, что лишь в идеальном случае электронный к. п. д. двухрезонаторного клистрона достигает 58%. Если же учесть эффект электростатического расталкивания электронов и, главное, что значительная часть (порядка 30—40%) эмиттированных катодом электронов попадает на анод и сетки обоих резонаторов, отдавая им свою энергию, то

* *Клистрон* — слово греческого происхождения, означающее «морской прибор».

окажется, что к. п. д. клистрона должен быть значительно меньшим; согласно опытным данным он не превосходит 20%.

Использование двухрезонаторного клистрона в качестве усилителя СВЧ встречает пока значительные трудности из-за высокого уровня внутренних шумов клистрона. Исследование такого применения клистрона и разработка способов уменьшения внутренних шумов в клистроне в последние годы проводятся в Ленинградском электротехническом институте имени Ленина [14].

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. По какой цепи (внешней) может протекать ток, обусловленный попаданием электронов на модулирующие сетки или на сетки пространства взаимодействия клистрона?

2. В каких зонах клистрона инерция электронов играет вредную роль?

3. Почему вредная роль инерции электронов в клистроне проявляется в меньшей степени, чем в триоде?

4. Сетки пространства взаимодействия клистрона расположены на фокусном расстоянии от модулирующих сеток. Изобразите временные диаграммы электронного тока в зоне взаимодействия и перед коллектором.

5. Что произойдет, если собственная частота колебательной системы клистрона не будет равна частоте возбуждения?

6. Чему равна средняя скорость движения электронов в зоне взаимодействия в момент, когда электронный ток в этой зоне максимален?

Ответ: $v_{ср} = V_0$.

7. Чему равно среднее по зоне группирования значение электронного тока? Меняется ли это значение во времени?

Ответ: $[i_{ex}]_{ср} \cong I_0$; почти не меняется (см. п. 8).

8. При какой длине зоны группирования ($\lambda = 10$ см) будет достигнут режим максимального к. п. д., если клистрон должен работать при ускоряющем напряжении $U_a = 250$ в и возбуждающем напряжении амплитудой $U_{вм} = 25$ в?

Ответ: $l_r \cong 1$ см.

9. Как следует изменить длину зоны группирования в задаче 8 для достижения максимальной мощности клистрона?

Ответ: $l_r = 1,84$ см.

10. Как следует изменить напряжение питания в задаче 8, чтобы при неизменном отношении $U_{вм}:U_a = 0,1$ обеспечить работу в режиме максимальной мощности?

Ответ. Следует уменьшить ускоряющее напряжение в 1,84 раза (т. е. $U_a = 73$ в). При этом, естественно, колебательная мощность (абсолютно) уменьшится.

11. Ускоряющее напряжение клистрона ($\lambda = 10$ см) $U_a = 400$ в. Амплитуда возбуждающего напряжения $U_{вм} = 50$ в. Клистрон работает в режиме максимальной мощности. Определить пролетное время зоны группирования.

Ответ: $\tau_r = 0,00156$ мксек.

12. Определить угол сдвига фаз между возбуждающим напряжением и напряжением на контуре (резонаторе) для условий задачи 11.

Ответ: $\theta = 9,35\pi - 0,5\pi = 8,85\pi \cong 1600^\circ$.

13. Определить длину l_ϕ отрезка соединительного фидера между резонаторами клистрона, при котором выполняется условие баланса фаз при самовозбуждении. Данные клистрона указаны в задаче 11. Фазовая скорость распространения колебаний в фидере $v_\phi = 250$ м/мксек.

Ответ: $l_\phi \cong (4,3 + 8,33n)$ см; $n = 0, 1, 2, \dots$

14. Определить собственную частоту колебаний тороидального резонатора, имеющего следующие геометрические размеры: радиус сечения тороида $r = 0,5$ см, радиус диска $R = 0,5$ см; расстояние между дисками $\delta = 3$ мм.

Ответ: $C_d = 0,58$ пф; $L_r = 1,67 \cdot 10^{-3}$ мкгн; $f_{рез} \cong 5100$ мггц.

15. Как изменится собственная частота колебаний тороидального резонатора, если все линейные размеры его уменьшатся (возрастут) в 2 раза?

Ответ. Собственная частота колебаний уменьшится (возрастет) в 2 раза.

§ 3. ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ КЛИСТРОН

Изобретение отражательного клистрона. — Распределение потенциалов в клистроне. — Скоростная модуляция. — Влияние пролетного угла на эффективность модуляции. Группирование электронов и их взаимодействие с полем резонатора. — Кинематика движения электронов в зоне группирования. — Пролетное время электрона в зоне группирования. — Благоприятная фаза скоростной модуляции электронов. — Условие максимальной фокусировки. — Условие благоприятной фазировки поля (условие «баланса фаз»). — Номера рабочих областей генерирования. — Электронная мощность клистрона. — Электронный к. п. д. — Условие максимального электронного к. п. д. — Электронный к. п. д. в режиме максимальной мощности. — Максимальная мощность, передаваемая полезной нагрузке. — Выбор оптимальной рабочей области и режима. — Вопросы и задачи.

1. В июне 1940 года в Академии наук СССР на совещании по сверхвысоким частотам советский специалист по электронике В. Ф. Коваленко доложил об изобретении им нового генераторного прибора, получившего название отражательного клистрона [1], [2]. Независимо от В. Ф. Коваленко группой советских конструкторов Н. Д. Девятковым, Е. Н. Данильцевым и И. В. Пискуновым также в 1940 году была разработана конструкция отражательного клистрона.

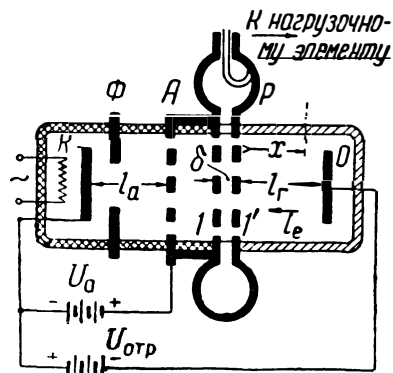


Рис. 7.12. Схематическое изображение отражательного клистрона.

Прототипом подобного генератора является разработанный в Горьковском государственном университете под руководством М. Т. Греховой электронно-лучевой генератор в схеме тормозящего поля [6]. Научные коллективы Горьковского и Саратовского государственных университетов сыграли важную роль в исследовании электронно-лучевых генераторов разных типов, что определило успешную разработку и отражательного клистрона.

2. *Отражательный клистрон — клистронный генератор, содержащий только один резонатор, в котором благодаря применению специального электрода — отражателя осуществляется как скоростная модуляция электронов, так и их взаимодействие с высокочастотным полем.* Отражательный клистрон используется, в основном, для генерации высокочастотных колебаний сантиметрового диапазона *малой мощности.*

3. На рис. 12 дано схематическое изображение клистрона. Внутри вакуумированного баллона расположены следующие основные элементы:

а) электронный прожектор, состоящий из катода K , фокусирующего устройства Φ и анода A в виде плоской сетки;

б) объемный резонатор тороидального (или близкого к нему) типа P , плоская часть которого выполнена в виде двух сеток $I-I'$, обладающих высокой проницаемостью для электронов;

в) отражатель O — электрод, расположенный на расстоянии l_r от резонатора, значительно большем расстояния δ между сетками.

Торoidalная часть резонатора, снабженная устройством для отвода энергии, расположена вне баллона. Между анодом и катодом действует постоянное *ускоряющее* напряжение U_a . Отражатель O находится под некоторым отрицательным (иногда нулевым) потенциалом $U_{отр}$ по отношению к катоду.

4. На рис. 13 изображено примерное распределение потенциала и напряженности электрического поля вдоль оси *невозбужденного* клистрона. Каки раньше, будем полагать все сетки практически непроницаемыми для электрических полей. Поле между анодом и сеткой I резонатора, соединенных накоротко, отсутствует. Также равна нулю и напряженность поля между сетками $I - I'$. Приближенно можно принять действующие в клистроне поля *однородными*, а потенциалы — изменяющимися по линейному закону (рис. 13). Напряженность ускоряющего поля, действующего между анодом и катодом, равна $E_0 = U_a/l_a$. Поле, существующее между резонатором и отражателем, является для электронов, движущихся к отражателю, *тормозящим*; абсолютная величина напряженности этого поля равна:

$$E_r = \frac{U_a + U_{отр}}{l_r}, \quad (7.9)$$

где $U_{отр}$ — абсолютная величина отрицательного потенциала отражателя.

5. Благодаря действию ускоряющего напряжения U_a электроны, эммитированные катодом, подходят к резонатору с практически одинаковой скоростью:

$$V_0 = \sqrt{2 \frac{e_0}{m_0} U_a} \approx 6 \cdot 10^7 \sqrt{U_a} \text{ см/сек.} \quad (7.10)$$

В возбужденном состоянии в резонаторе существует электромагнитное поле, изменяющееся по гармоническому закону:

$$E_k = E_{km} \sin \omega_r t,$$

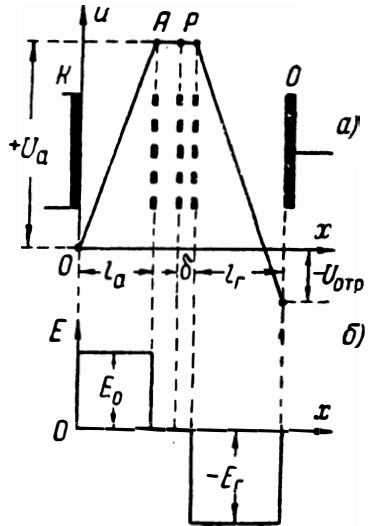


Рис. 7.13. Распределение потенциала (а) и напряженности (б) электрического поля между электродами невозбужденного клистрона.

где E_k — напряженность переменного электрического поля между сетками $I-I'$ резонатора, которое мы будем считать *однородным*. Условно можно считать, что между сетками резонатора действует переменное напряжение (рис. 14,а)

$$u_k = \delta E_k = U_{км} \sin \omega_r t, \quad U_{км} = \delta E_{км}, \quad (7.11)$$

определяющее (при заданном δ) высокочастотное поле E_k .

В зависимости от момента вступления в резонатор того или иного электрона поле E_k может оказывать на него как тормозящее, так и ускоряющее действие. Поэтому скорость v электронов, выходящих из резонатора, окажется измененной (про-модулированной). Найдем выражение для скорости v , получаемой в результате такой модуляции.

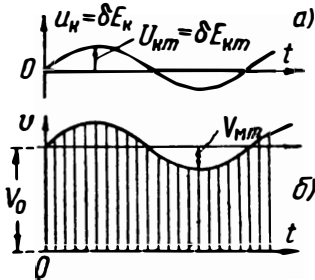


Рис. 7.14. Временные диаграммы модуляции скорости.

Для упрощения вопроса примем, приближенно, что пролетный угол $\theta_c = \omega_r \tau_c$, соответствующий пробегу электронами небольшого расстояния δ между сетками, практически близок к нулю. Тогда скорость v электрона легко находится из уравнения приращения кинетической энергии электрона:

$$0,5m_0 v^2 - 0,5m_0 V_0^2 = e_0 u_k, \quad (a)$$

где u_k — мгновенное значение переменного напряжения между сетками, действующего в момент прохождения электроном резонатора.

Обозначим: $v = V_0 + v_m$ где v_m — приращение скорости электрона, полученное в процессе модуляции. Подставляя это значение в уравнение (а), получим

$$m_0 V_0 v_m + 0,5m_0 v_m^2 = e_0 u_k.$$

Обычно амплитуда $U_{км} \ll U_a$, ввиду чего и $v_m \ll V_0$. Поэтому, пренебрегая вторым членом левой части последнего равенства, найдем:

$$v_m \cong \frac{e_0}{m_0} \frac{u_k}{V_0} = V_{мм} \sin \omega_r t,$$

где

$$V_{мм} = \frac{e_0}{m_0} \frac{U_{км}}{V_0}. \quad (7.12)$$

Подставляя сюда значение скорости V_0 из формулы (10), получим:

$$V_{мм} \cong 3 \cdot 10^7 \sqrt{U_{км} |U_a|} \sqrt{U_{км}} \text{ см/сек.} \quad (7.13)$$

Таким образом, обязанная процессу модуляции скорость электрона следующим образом зависит от момента t вхождения электрона в резонатор (рис. 14,б):

$$v \cong V_0 + V_{mt} \sin \omega_r t. \quad (7.14)$$

Из соотношений (10) и (13) следует, что

$$V_{mt}/V_0 = 0,5 \cdot U_{кт}/U_a \ll 1.$$

6. В действительности пролетный угол $\theta_c = \omega_r \tau_c$ клистрона имеет ощутительную величину, превышающую 90° . Уменьшение этого угла путем уменьшения расстояния δ между сетками в конструктивном отношении является возможным даже при весьма высокой частоте. Однако при чрезмерном уменьшении расстояния δ возрастает емкость C_d резонатора и, соответственно, его собственная частота колебаний. Как показывает более глубокое исследование вопроса [15], увеличение емкости C_d приводит также к понижению полезной мощности генерации. По этой причине расстояние δ у большинства клистронов сантиметрового диапазона устанавливают так, чтобы пролетный угол имел величину порядка: $\theta_c = \omega_r \tau_c \cong (140 \div 170)^\circ$.

Анализ влияния пролетного угла показывает [15], что он приводит к уменьшению *эффективности модуляции* скорости электронов, и в этом отношении учет влияния пролетного угла сводится к замене [в формулах (12) и (13)] действительной амплитуды $U_{кт}$ некоторой эквивалентной амплитудой

$$U_{кэт} = \beta U_{кт}, \quad \text{где } \beta = \frac{\sin 0,5\theta_c}{0,5\theta_c} = \beta(\theta_c). \quad (7.15)$$

β — коэффициент, характеризующий эффективность модуляции. Зависимость $\beta(\theta_c)$ приведена на рис. 15, из которого видно, что даже при $\theta_c = 150^\circ$ коэффициент $\beta \cong 0,7$ еще достаточно велик.

7. Промодулированные по скорости электроны после прохождения ими резонатора попадают в зону (рис. 12), расположенную между резонатором P и отражателем O , где они подвергаются действию тормозящего поля E_r . Благодаря этому электроны начинают двигаться *равномерно-замедленно*. Так как обычно напряженность тормозящего поля E_r превышает напряженность ускоряющего поля E_0 (рис. 13), то в определенный для каждого электрона момент времени его скорость становится равной нулю, после чего он начинает двигаться *равномерно-ускоренно* в направлении к резонатору. Теперь, уже ускоряясь полем E_r , электрон вновь проходит через резонатор, но уже в противоположном направлении. По выходе из резонатора некоторая часть электронов улавливается анодом A . Остальные же электроны раньше тормозятся анодным напряжением, затем ускоряются им и вновь участвуют в электронных процессах клистрона в составе «прямого» потока электронов.

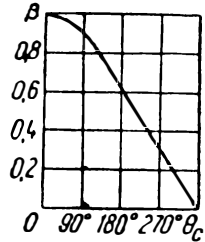


Рис. 7.15. Зависимость коэффициента эффективности модуляции от пролетного угла.

Из изложенного вытекает, что, за исключением электронов, попадающих на сетку I' резонатора (эта сетка обладает наибольшей проницаемостью), все остальные электроны проходят через резонатор дважды: раньше — в прямом направлении, а затем — в обратном. Следовательно, если, ради простоты, пренебречь электронами, попадающими на сетку I' , то легко прийти к выводу, что среднее во времени значение *электронного тока* $i_{ек}$ в резонаторе равно нулю. Отсюда вытекает, что в течение одной части периода преобладает движение электронов в прямом направлении ($i_{ек} > 0$), а в течение другой части периода — в обратном направлении ($i_{ек} < 0$). Именно это и получается в режиме генерации и обязано процессу группирования электронов, происходящему в пространстве между резонатором P и отражателем O , образующем *зону группирования*. Рассмотрим раньше этот процесс с качественной стороны.

Длительность пребывания электронов в зоне группирования оказывается разной для разных электронов — в зависимости от величины приращения скорости электронов, обязанного процессу модуляции. Известно, что чем больше начальная скорость, с которой кидается камень вверх, тем выше он поднимается и, соответственно, позже падает на землю. Аналогично и электроны, обладающие большей скоростью при их вступлении в зону группирования, находятся в этой зоне в течение большего времени, нежели электроны, обладающие меньшей скоростью. Благодаря этому некоторые группы электронов, прошедших через сетки резонатора в прямом направлении в различные (но определенным образом благоприятные) моменты времени, оказываются при их движении в обратном направлении сгруппированными так, что их возвратное прохождение через резонатор происходит почти в один и тот же момент времени. В результате образуются «сгустки» электронов, проходящих в составе обратного потока через резонатор и создающих в течение более или менее коротких промежутков времени Δt результирующий электронный ток $i_{ек} < 0$ значительной силы (рис. 16,а). При этом, как указывалось, среднее за период T_r значение тока $[i_{ек}]_{cp} = 0^*$.

Режим работы клистрона устанавливается таким, чтобы в течение небольших промежутков времени Δt , когда в резонаторе существует электронный ток $i_{ек} < 0$, электрическое поле E_k в резонаторе оказывало бы тормозящее действие движению электронов в составе обратного потока. Для этого напряженность E_k должна изменяться по закону, показанному на рис. 16,б.

Из представленных на рис. 16 временных диаграмм видно, что в течение значительной части периода T_r , когда электрон-

* Здесь и в дальнейшем электронные процессы в резонаторе мы будем относить к некоторому *срединному* сечению между сетками резонатора ($i_{ек} = i_{екс}$).

ный ток в резонаторе мал и $i_{ek} > 0$ поле оказывает как ускоряющее действие на электроны (при $E_k > 0$), так и тормозящее действие (при $E_k < 0$); в течение же непродолжительной части периода Δt , когда электронный ток велик ($i_{ek} < 0, E_k > 0$), поле оказывает сильное тормозящее действие движению электронов. В результате — суммарный баланс работы W_{\sim} , совершаемой полем за период (рис. 16, в), оказывается отрицательным. Это значит, что преобладающей является энергия, приобретаемая полем за период. За счет этого и поддерживаются в системе высокочастотные колебания определенной амплитуды, именно такой, при которой энергия, получаемая полем за период, равна энергии, теряемой в активных элементах клистрона и в полезной нагрузке.

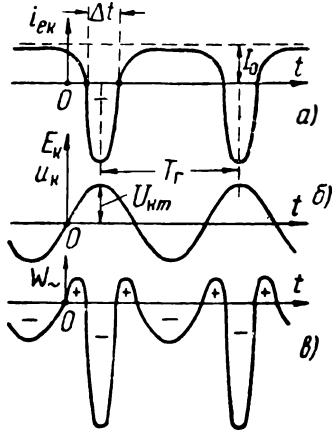


Рис. 7.16. Временные диаграммы, иллюстрирующие взаимодействие электронного потока с полем.

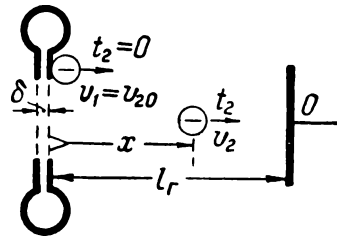


Рис. 7.17. Движение электрона в зоне группирования.

Отличительные особенности рассмотренных процессов связаны со следующими двумя обстоятельствами:

1) группирование электронов происходит в пространстве, где поле не отсутствует (как в двухрезонаторном клистроне), а существует;

2) как процесс модуляции скорости электронов, так и процесс их взаимодействия с полем происходит в одном и том же единственном резонаторе. Существенным, однако, является то, что процесс интенсивного взаимодействия поля с электронами и процесс «благоприятной» модуляции их скорости оказываются аделенными во времени, т. е. происходят в разные части периода. Покажем это.

8. Обратимся к кинематике движения электронов в зоне группирования.

Обозначим через t_1 момент вхождения электрона из резонатора в зону группирования, а через $t_2 = t - t_1$ время, протекшее после попадания электрона в зону группирования. Обозначим через x расстояние от резонатора до местоположения электрона момент t_2 (рис. 17). Будем также обозначать скорость

электрона в различные моменты его нахождения в зоне группирования через $v_2 = v_2(t_2)$, а скорость электрона, вступающего в зону группирования, через $v_1 = v_1(t_1) = v_2(0)$.

Пренебрегая длительностью пробега электроном небольшого расстояния δ между сетками резонатора, имеем, согласно формуле (14), следующее выражение для начальной скорости электрона, вступающего в зону группирования:

$$v_2(0) = v_{20} = v_1 = V_0 + V_{mm} \sin \omega_r t_1.$$

Вначале электрон движется *равномерно-замедленно* с постоянным ускорением:

$$\omega = \frac{e_0}{m_0} E_r = \frac{e_0}{m_0} \frac{U_a + U_{отр}}{l_r} = \text{const.} \quad (7.16)$$

Скорость электрона и пройденный им путь выражаются формулами:

$$v_2 = v_1 - \omega t_2; \quad x = v_1 t_2 - 0,5 \omega t_2^2. \quad (a)$$

В некоторый момент времени $t_2 = t_{2m}$, когда скорость электрона становится равной нулю, электрон окажется в наибольшем удалении x_m от резонатора. Подставив эти значения в уравнения (a), получим:

$$0 = v_1 - \omega t_{2m}; \quad x_m = v_1 t_{2m} - 0,5 \omega t_{2m}^2.$$

Решая последние уравнения относительно t_{2m} и x_m , найдем:

$$t_{2m} = \frac{v_1}{\omega}; \quad x_m = \frac{v_1^2}{\omega} - \frac{v_1^2}{2\omega} = \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{\omega}. \quad (б)$$

После достижения электроном максимального удаления x_m он начинает двигаться *равномерно-ускоренно* в обратном направлении с тем же ускорением ω . Очевидно, что «обратное» пролетное время электрона (до резонатора) равно «прямому» пролетному времени t_{2m} , и скорость в момент возвращения электрона в резонатор равна по абсолютной величине начальной скорости $v_{20} = v_1$. Полное время τ нахождения электронов в зоне группирования

$$\tau = 2t_{2m} = 2v_1/\omega. \quad (7.17)$$

На рис. 18 представлены графики скорости $v_2 = v_2(t_2)$ и движения $x = x(t_2)$ электрона, построенные в соответствии с уравнениями (a). Из уравнения (б) видно, что максимальное удале-

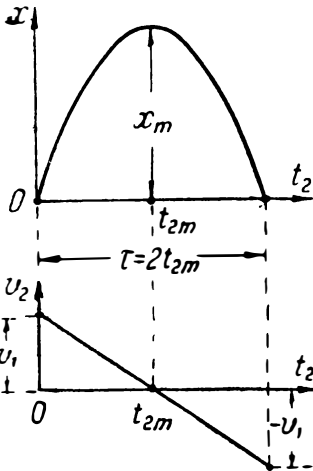


Рис. 7.18. Графики движения и скорости электрона в зоне группирования.

ние x_m электрона пропорционально квадрату начальной скорости v_1 , а полное пролетное время τ пропорционально первой степени v_1 .

Подставляя в формулу (17) значение начальной скорости $v_1 = V_0 + V_{mm} \sin \omega_r t_1$, получим следующее выражение для полного пролетного времени:

$$\tau = \frac{2v_1}{\omega} = \frac{2}{\omega} [V_0 + V_{mm} \sin \omega_r t_1]. \quad (7.18)$$

Заметим, что при $v_1 = V_0$ (для немодулированного электрона)

$$\tau = \tau_0 = \frac{2V_0}{\omega} \cong \frac{4l_r \sqrt{U_a}}{6 \cdot 10^7 (U_a + U_{отр})}, \quad (7.19)$$

где учтены значения V_0 и ω согласно формулам (10) и (16).

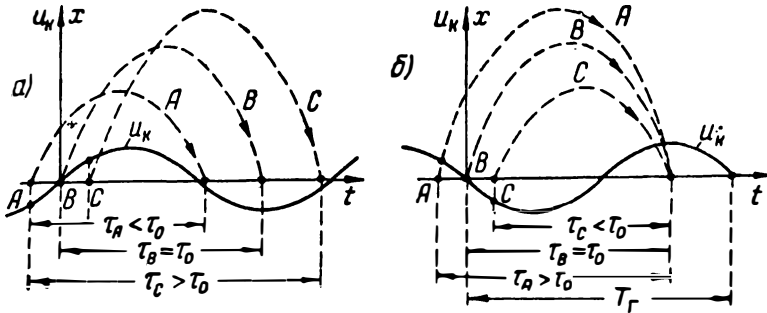


Рис. 7.19. Графики движения электронов (A, B, C), входящих в зону группирования при различных фазах напряжения u_k .

9. Определим, какие группы электронов, вступающих в зону группирования в различные моменты времени t_1 , способны *фокусироваться* в резонаторе при их возвратном движении, т. е. найдем, какие группы электронов возвращаются в резонатор в один и тот же момент времени $t = t_1 + \tau$, не зависящий от t_1 , где, согласно формуле (18):

$$t = t_1 + \tau = t_1 + (V_0 + V_{mm} \sin \omega_r t_1) \cdot 2/\omega = f(t_1). \quad (7.20)$$

Легко убедиться, что электроны, пролетающие через резонатор (в составе прямого потока) в окрестности такой фазы напряжения u_k , когда оно проходит через нуль и возрастает, не могут фокусироваться при их обратном движении. Это наглядно иллюстрируется на рис. 19,а, на котором изображены графики 3-х электронов (A, B, C), входящих в зону группирования при разн. фазе напряжения u_k . Для указанных электронов справедливы следующие соотношения:

$$(B) \quad u_k = 0, \quad v_{1B} = V_0, \quad \tau_B = \tau_0 = 2V_0/\omega;$$

$$(A) \quad u_k < 0, \quad v_{1A} < V_0, \quad \tau_A < \tau_0;$$

$$(C) \quad u_k > 0, \quad v_{1C} > V_0, \quad \tau_C > \tau_0.$$

Также не в состоянии сфокусироваться электроны, входящие в зону группирования в окрестности такой фазы напряжения u_k , при которой это напряжение достигает максимального значения. Фокусирование электронов, если оно возможно, может иметь место только в отношении таких электронов, которые входят в зону группирования в окрестности *нулевой* фазы напряжения u_k при $du_k/dt < 0$ (рис. 19,б). В данном случае полное пролетное время электронов, входящих в зону группирования позже, оказывается меньше полного пролетного времени электронов, входящих раньше. Тем самым в принципе *становится возможным фокусирование электронов вокруг электронов, входящих в зону группирования при нулевой фазе напряжения u_k .*

10. Из рассмотрения выражения (20) видно, что, строго говоря, независимость момента $t = t_1 + \tau$ в *возвращения* электронов в резонатор от времени t_1 «*вхождения*» является невозможной. Действительно, независимость от t_1 функции $f(t_1)$ требует равенства нулю производной

$$\frac{df}{dt_1} = 1 + \omega_r \frac{2V_{mm}}{w} \cos \omega_r t_1 = 0,$$

что может выполняться точно только при отдельных значениях t_1 . Однако из выражения (20) можно усмотреть, что в окрестности фазы, при которой $\omega_r t_1 = (2k - 1)\pi$ (k — целое число), независимость t от t_1 выполняется с точностью до малых величин более высокого порядка. В самом деле, пусть $\omega_r t_1 = (2k - 1)\pi + \omega_r t'$, где $t' \ll 0,25T_r$. Тогда с небольшой погрешностью можно принять: $\sin \omega_r t_1 \cong -\omega_r t'$. Подставляя этот результат в формулу (20) и группируя члены, будем иметь:

$$t \cong (2k - 1) \frac{T_r}{2} + \frac{2V_0}{w} + t' \left(1 - 2\omega_r \frac{V_{mm}}{w} \right).$$

Следовательно, при условии

$$1 - 2\omega_r \frac{V_{mm}}{w} = 0 \quad (7.21)$$

момент *возвращения* электронов в резонатор

$$t \cong (2k - 1) \frac{T_r}{2} + 2 \frac{V_0}{w} = (2k - 1) \frac{T_r}{2} + \tau_0 = \text{const.} \quad (7.22)$$

Таким образом, *при выполнении условия (21) электроны, входящие в зону группирования, в окрестности «нулевой» фазы, при которой $u_k = 0$ и $du_k/dt < 0$ фокусируются при их возвращении в резонатор вокруг электронов, не модулированных по скорости, т. е. вступающих в зону группирования со скоростью $v_1 = V_0$. Следовательно, выражаемая формулой (19) длительность τ_0 определяет *длительность группирования* (фокусирования) электронов.*

Соотношение (21) выражает условие наилучшей фокусировки электронов. После подстановки в выражение (21) значений $V_{\text{мт}}$ и ω из формул (12) и (16), условие наилучшей фокусировки примет вид:

$$U_{\text{кп}} = \frac{V_0(U_a + U_{\text{отр}})}{2\omega_r T_r} = \frac{3 \cdot 10^7 \sqrt{U_a}(U_a + U_{\text{отр}})}{\omega_r T_r}. \quad (7.23)$$

11. Выполнение условия (23) необходимо для наилучшей фокусировки электронов и, следовательно, для получения режима *максимального электронного к. п. д.* Однако выполнение одного условия (23) является недостаточным, так как оно не выражает *фазовых соотношений*, нужных для благоприятного взаимодей-

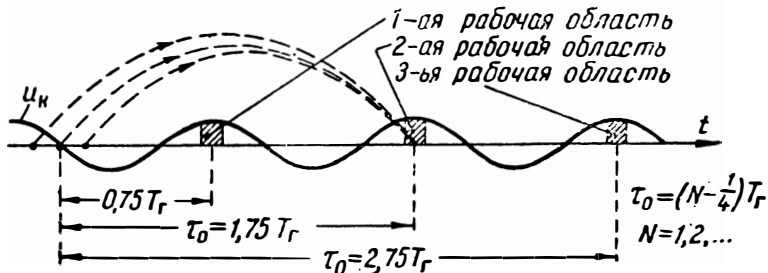


Рис. 7.20. Возможные области фокусирования электронов (рабочие области).

ствия электронного потока с полем. *Необходимо создать еще такие условия, при которых фокусирование электронов осуществляется при определенной фазе действующего в резонаторе высокочастотного напряжения (поля)*, как это показано на рис. 16 и 19,б. Именно, напряжение u_k в резонаторе должно оказывать максимальное тормозящее действие «сгусткам» электронов, т. е. должно проходить через положительный максимум. При этом, однако, не обязательно, чтобы фокусирование электронов осуществлялось при том максимуме напряжения u_k , который является ближайшим к окрестности времени благоприятной модуляции, как это показано на рис. 19,б. Благоприятное взаимодействие сфокусированных электронов может происходить и при любом другом положительном максимуме, например: 2-м (рис. 20) — при $\tau_0 = 1,75T_r$; 3-м — при $\tau_0 = 2,75T_r$ и т. д. Во всех случаях фокусирование происходит вокруг электронов, вошедших в зону группирования при $u_k = 0$ и имеющих начальную скорость $v_1 = V_0$.

Отсюда условие благоприятной фазировки поля (эквивалентное условию баланса фаз лампового генератора) может быть выражено аналитически в виде:

$$\tau_0 = (N - 0,25) T_r \quad (N = 1, 2, \dots) \quad (7.24)$$

или

$$\theta_0 = \omega_r \tau_0 = \omega_0 \tau_0 = 2\pi(N - 0,25). \quad (7.24a)$$

Здесь $\omega_r = \omega_0$ — частота генерации, равная собственной частоте колебательной системы клистрона. Целые числа N называются номерами рабочих областей генерирования клистрона.

Подставляя в формулу (24а) значение τ_0 из формулы (19) и заменяя ω_r через $2\pi f_r$, условие благоприятной фазировки можно представить в виде:

$$U_{отр} = \frac{f_r l_r \sqrt{U_a}}{15 \cdot 10^6 (N - 0,25)} - U_a = F(U_a). \quad (7.25)$$

Здесь напряжения должны быть выражены в *вольтах*, частота — в *герцах*, расстояние l_r — в *сантиметрах*.

12. П р и м е р. Построить зависимость $U_{отр} = F(U_a)$ для отражательного клистрона, обладающего следующими параметрами: расстояние $l_r = 3$ мм; собственная частота колебательной системы $f_0 = f_r = 3000$ мГц.

Подставляя численные значения в формулу (25) и полагая раньше $N = 1$ получим:

$$U_{отр} = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 0,3 \sqrt{U_a}}{15 \cdot 10^6 (1 - 0,25)} - U_a = 80 \sqrt{U_a} - U_a = F(U_a).$$

Полагая $U_{отр} = 0$, найдем $U_a = (U_a)_{max} = 80^2 = 6400$ в. Дифференцируя, из условия $F'(U_a) = 0$ найдем $(U_{отр})_{max} = 0,25 (U_a)_{max} = 1600$ в.

При $N=2$ будем иметь:

$$U_{отр} = 34,2 \sqrt{U_a} - U_a; \quad (U_a)_{max} = 34,2^2 = 1170 \text{ в}; \quad (U_{отр})_{max} = 292 \text{ в}.$$

При $N = 3$: $U_{отр} = 21,8 \sqrt{U_a} - U_a$; $(U_a)_{max} = 475$ в.

При $N = 4$: $U_{отр} = 16 \sqrt{U_a} - U_a$; $(U_a)_{max} = 256$ в.

Построенные по этим данным кривые представлены на рис. 21. Как видно, при переходе от $N=1$ к $N=2$ происходит резкое уменьшение величин $(U_a)_{max}$ и $(U_{отр})_{max}$.

13. Соответствующая формуле (25) зависимость $U_{отр} = F(U_a)$ представляет собой семейство парабол (рис. 21), имеющих своим параметром номер N рабочей области. Каждому значению анодного напряжения при заданном номере N соответствует определенное значение потенциала отражателя, при котором взаимодействие электронного потока с полем резонатора оказывается наиболее эффективным. Формула (25) связывает только напряжения U_a и $U_{отр}$, определяющие режим питания клистрона, и не зависит от амплитуды $U_{км}$ переменного напряжения.

Параболический характер зависимости $U_{отр} = F(U_a)$ объясняется тем, что пролетное время τ_0 немодулированного электрона, как это следует из формулы (19), с одной стороны, пропорционально квадратному корню ускоряющего напряжения U_a . С другой стороны, длительность τ_0 , зависящая от ускорения ω , оказывается обратно пропорциональной сумме напряжений $U_a + U_{отр}$, определяющей величину тормозящего поля E_r в зоне группирования.

Зависимость кривых рис. 21 от номера N рабочей области станет понятной, если учесть, что с возрастанием N увеличивается длительность τ_0 (рис. 20). Поэтому при заданном напряжении U_a (а следовательно, и скорости U_0) с возрастанием N должно увеличиваться пролетное время τ_0 . Это возможно при уменьшении напряженности E_r тормозящего поля, что при заданном U_a связано с уменьшением абсолютной величины потенциала $U_{отр}$ (см. рис. 13).

При каждом данном U_a существует конечное число рабочих областей, в которых генерация является эффективной. Это вытекает из того, что потенциал отражателя должен быть отри-

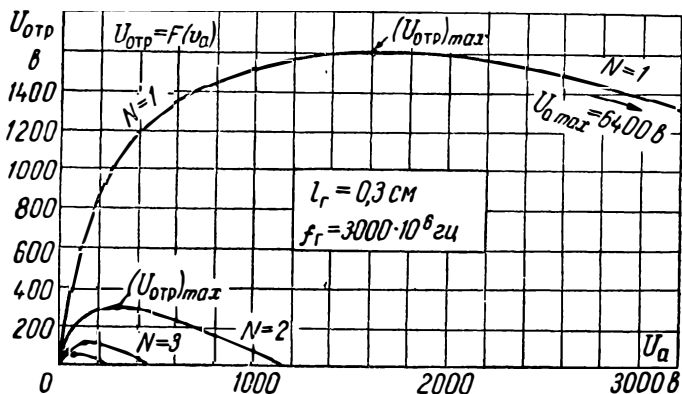


Рис. 7.21. Зависимость $U_{отр} = F(U_a)$, удовлетворяющая условию благоприятной фазировки.

цательным (в крайнем случае — нуль), ибо при положительном потенциале электроны будут улавливаться отражателем и их возвратное движение, важное для генерации, станет невозможным.

Чем выше напряжение U_a , тем в меньшем числе рабочих областей возможна генерация. Так, для показанного на рис. 21 случая, при $U_a \geq 1200$ в генерация возможна только при $N=1$; при $U_a = 1000$ в генерация возможна уже при $N=1$ и 2; при $U_a = 400$ в — при $N=1, 2$ и 3. При неизменной величине ускоряющего напряжения эффективная генерация, соответствующая различным N , оказывается возможной при различных достаточно разделенных друг от друга значениях $U_{отр}$. Так, для показанного на рис. 21 примера при $U_a = 200$ в генерация возможна при:

$$U_{отр} \cong 22 \text{ в} (N=4); \quad U_{отр} \cong 108 \text{ в} (N=3); \quad U_{отр} \cong 283 \text{ в} (N=2) \text{ и}$$

$$U_{отр} \cong 830 \text{ в} (N=1).$$

14. Для получения *максимального электронного к. п. д.* клистрона необходимо одновременное выполнение условия наилучшей фокусировки, выражаемого формулой (23), и условия благоприятной фазировки поля, выражаемого

формулой (25). Выразив из последней формулы сумму $U_a + U_{отр}$ и подставив полученное выражение в равенство (23), с учетом соотношения (10), получим:

$$U_{км} = \frac{U_a}{\pi(N - 0,25)} = 0,318 \frac{U_a}{N - 0,25}. \quad (7.26)$$

Эта формула выражает условие максимального электронного к. п. д. клистрона. При этом величина $U_{отр}$ должна быть установлена в соответствии с равенством (25). Таким образом, для заданной рабочей области и заданного напряжения U_a существуют определенные значения $U_{отр}$ и $U_{км}$, при которых к. п. д. оказывается максимальным. Однако выражаемые формулами (23) и (25) условия являются *независимыми*. При установлении некоторых определенных величин U_a и $U_{отр}$, определяющих *режим питания* клистрона, величина амплитуды $U_{км}$ может оказаться отличной от значения, определяемого формулой (26). Амплитуда $U_{км}$ зависит от сопротивления потерь резонатора и сопротивления нагрузки. Физически это соответствует тому обстоятельству, что в клистроне при заданном режиме питания должна установиться такая амплитуда колебаний поля, при которой потери энергии за период в активных элементах системы равны энергии, передаваемой полю. Таким образом, если изменить величину активной нагрузки клистрона, то амплитуда колебаний поля ($E_{км}$, $U_{км}$) будет изменяться даже при неизменном режиме питания. Следовательно, только при вполне определенной нагрузке выполняется условие (26), определяющее режим максимального электронного к. п. д. При произвольной же нагрузке и выполнении условия (25) будет лишь достигнута благоприятная фазировка поля. Наилучшей же фокусировки электронов, зависящей существенно от напряженности поля, может не иметь места. Это приведет к некоторому разгруппированию «сгустков» электронов при их возвращении в резонатор и, как следствие, к некоторому уменьшению электронного к. п. д.

15. Можно показать [15], что *электронная мощность* клистрона, т. е. среднее значение мощности $P_э$, отдаваемой электронным потоком ВЧ полю*, выражается соотношением:

$$P_э = -k_I \beta I_0 U_{км} J_1(\rho) \sin \omega_r \tau_0. \quad (7.27)$$

Здесь I_0 — электронный ток катода;

k_I — коэффициент, учитывающий уменьшение электронного тока из-за попадания электронов на сетки клистрона;

β — коэффициент, учитывающий уменьшение интенсивности модуляции из-за конечной величины пролетного угла θ_c между сетками (рис. 15);

$$\rho = (\omega_r \tau_0 - \theta_c) \frac{\beta U_{км}}{2U_a} \cong \frac{\beta U_{км}}{2U_a} \omega_r \tau_0 \quad (7.28)$$

— так называемый *параметр группирования*, являющийся аргументом функции Бесселя первого порядка [$J_1(\rho)$].

Входящие в выражение (27) величины k_I , β и I_0 определяются конструктивными и электрическими параметрами клистрона; будем считать их заданными. Тогда для получения максимальной электронной мощности необходимо выполнение двух условий:

* Применительно к терминологии, сложившейся в теории ламповых генераторов, электронная мощность представляет собой колебательную мощность (P_K).

1) $\sin \omega_r \tau_0 = -1$ или $\omega_r \tau_0 = 2\pi N - 0,5\pi$;

2) $U_{км} J_1(\rho)$ должно быть максимальным.

Первое условие совпадает с известным нам условием (24а) благоприятной фазировки ВЧ поля. Полагая это условие выполненным и принимая ориентировочно $k_r \beta = 0,5$, будем иметь:

$$P_s \cong 0,5 I_0 U_{км} J_1(\rho). \quad (7.29)$$

Пусть режим питания клистрона ($U_{отр}$ и U_a) выбран. Тогда, согласно формуле (19), пролетный угол $\omega_r \tau_0$ вполне определен и из формулы (28) вытекает, что как параметр группирования ρ , так и интересующее нас произведение $U_{км} J_1(\rho)$ оказываются функциями только амплитуды $U_{км}$. Воспользовавшись таблицами функций Бесселя, можно убедиться, что функция $U_{км} J_1(\rho)$ достигает максимума при $\rho = \rho_{опт} = 2,4$, когда $J_1(\rho) = 0,52$. При этом, полагая $\beta \cong 0,9$, согласно формуле (28) с учетом соотношения (24а) должно выполняться равенство:

$$U_{км} = \frac{2\rho_{опт} U_a}{\beta \omega_r \tau_0} \cong \frac{2 \cdot 2,4 \cdot U_a}{0,9 \cdot 2\pi(N-0,25)} = \frac{0,85 U_a}{N-0,25}. \quad (7.30)$$

Подставляя значение $U_{км}$ в формулу (29) и учитывая значение $J_1(\rho_{опт}) = 0,52$, получим следующее выражение для максимальной электронной мощности клистрона:

$$(P_s)_{max} \cong 0,5 I_0 \cdot 0,52 \frac{0,85 U_a}{N-0,25} = 0,22 \frac{I_0 U_a}{N-0,25}. \quad (7.31)$$

Из этого выражения видно, что максимальная электронная мощность клистрона существенно уменьшается с повышением номера рабочей области, особенно при переходе от $N=1$ к $N=2$.

Из соотношения (31) легко получить значение электронного к. п. д. генерации, соответствующего режиму максимальной мощности:

$$\eta_s = \frac{(P_s)_{max}}{U_a I_0} = \frac{0,22}{N-0,25}. \quad (7.32)$$

Значения η_s при разных N приводятся в табл. 1, из которой видно, что η_s весьма мало и падает с ростом N .

Таблица 7.1

N	1	2	3	4	5	6	7	8
$\eta_s, \%$	29,4	12,6	8,0	5,9	4,6	3,8	3,3	2,8

* Из сравнения этого значения $U_{км}$, соответствующего режиму максимальной электронной мощности, со значением (26), соответствующим режиму максимального электронного к. п. д., видно, что они значительно расходятся.

Следует отметить, что указанные значения η_e не учитывают потерь энергии в колебательной системе клистрона (в стенках резонатора, петли связи, изоляционных втулках, стекле и т. п.). Полный к. п. д. генерации (η_r), учитывающий указанные виды

Таблица 7.2

Параметры	Типы клистронов			
	2К25	2К29	726С	2К57
λ_r , см	3,3	8,2	10,5	6,1
P , мвт	25	75	120	1500
η_r , %	0,4	1,1	1,8	3,0

потерь, оказывается значительно меньшим, что иллюстрируется данными табл. 2.

16. Из формулы (31) следует, что при заданном напряжении U_a максимальная электронная мощность получается при $N=1$. Однако для получения такой мощности, помимо выбора опре-

деленного значения потенциала $U_{отр}$ в соответствии с соотношением (25), необходимо также установить определенную амплитуду напряжения $U_{км}$. Последняя же зависит от суммарной активной нагрузки клистрона, и при произвольной нагрузке соотношение (30) может не выполняться. Правда, путем изменения степени связи резонатора клистрона с полезной нагрузкой можно добиться нужной величины $U_{км}$ при $N=1$. Однако это обеспечит получение лишь максимума *электронной* мощности, т. е. *суммарной* колебательной мощности (реализуемой как в сопротввлении потерь колебательной системы, так и в полезной нагрузке), но может не соответствовать максимуму мощности, *передаваемой в нагрузку*.

Как показывает опыт, *режим работы, при котором максимальная мощность передается полезной нагрузке, может, во-первых, не совпадать с режимом максимальной электронной мощности и, во-вторых, может происходить не обязательно при $N=1$* . Это весьма важное для эксплуатации клистрона положение представляет существенный практический интерес. Рассмотрим его с качественной стороны.

Если, воспользовавшись таблицами функций Бесселя, построить зависимость электронной мощности от амплитуды колебаний $U_{км}$ (или от величины параметра p , который, согласно соотношению (28), пропорционален $U_{км}$), то при заданных номере N и напряжениях U_a и $U_{отр}$ мы получим кривую (рис. 22,а), выражающую графически зависимость (29). При некотором значении $U_{км}$, удовлетворяющем соотношению (30), когда $p=p_{опт}=2,4$, электронная мощность максимальна. При некотором же значении $U_{км}$, когда $p=3,9$, $P_e=0$, так как $J_1(3,9)=0$.

Какое же значение мощности P_e соответствует реальным условиям при заданной эквивалентной активной проводимости системы $G_k = G'_{нагр} + G'_{пот}$? Здесь $G'_{нагр}$ и $G'_{пот}$ — *приведенные* (к

напряжению $U_{км}$) эквивалентные значения активной проводимости соответственно полезной нагрузки и потерь (в колебательной системе, петле связи и т. п.). Для ответа на вопрос, следует учесть, что мощность $P_э$ должна равняться сумме мощностей: мощности, передаваемой нагрузке, и мощности потерь:

$$P_э = P_{нагр} + P_{пот} = 0,5U_{км}^2 G'_{нагр} + 0,5U_{км}^2 G_{пот}.$$

Построенная по этой формуле парабола $P_{нагр} + P_{пот}$ (рис. 22,а) пересечет кривую электронной мощности $P_э$ в некоторой точке M , которая и определит действительную электронную мощность,

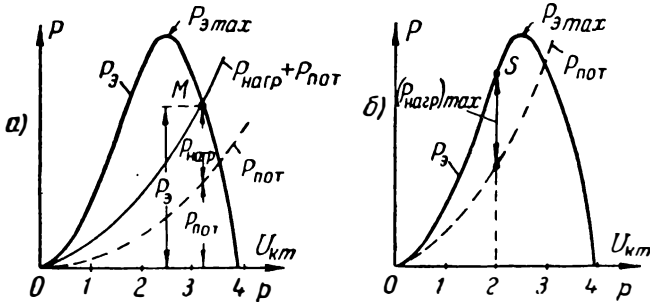


Рис. 7.22. Зависимость электронной мощности и ее составляющих от параметра p группирования (от амплитуды колебательного напряжения).

соответствующую заданным условиям питания и заданной активной проводимости. При этом определяются и составляющие активной мощности ($P_{нагр} = P_э - P_{пот}$).

Рассмотрим теперь, как следует изменить связь с нагрузкой, регулирующую величину *полезной* мощности, чтобы получить максимум $P_{нагр}$?

Пусть для некоторой колебательной системы клистрона зависимость $P_{пот} = P_{пот}(U_{км})$ изображается показанной на рис. 22,б пунктиром параболой. Легко видеть, что если связь с нагрузкой выбрана такой, что пересечение параболы *суммарной* мощности $P_{нагр} + P_{пот}$ с кривой $P_э$ происходит в точке S , то полезная мощность $P_{нагр} = P_э - P_{пот}$ оказывается *большой*, чем если бы это пересечение произошло в точке $P_э = P_{э,макс}$. Таким образом, в принципе представляется возможность установить нужную связь с нагрузкой, при которой полезная мощность $P_{нагр}$ достигает максимального значения.

Пусть напряжение U_a выбрано настолько не высоким, что удается возбудить клистрон в различных областях ($N = 1, 2, 3, \dots$). Пусть во всех случаях условие (25) благоприятной фазировки выполняется. Если для каждой рабочей области построить зависимость электронной мощности от $U_{км}$ (или p)

в соответствии с выражением (29), то кривые $P_3 = P_3(U_{км})$ будут иметь вид, показанный на рис. 23. Чем выше номер N , тем меньшими, согласно формулам (28) и (30), будут значения $U_{км}$, соответствующие одной и той же величине параметра группирования; меньшим будет также значение $U_{км}$, при котором $p = p_{\text{опт}} = 2,4$ и $P_3 = P_{3,\text{max}}$. Из выражения (31) также следует, что с возрастанием N уменьшается и величина ($P_{3,\text{max}}$).

На рис. 23 нанесена также парабола, выражающая мощность потерь в колебательной системе. Разность $P_3 - P_{\text{пот}} = P_{\text{нагр}}$ пред-

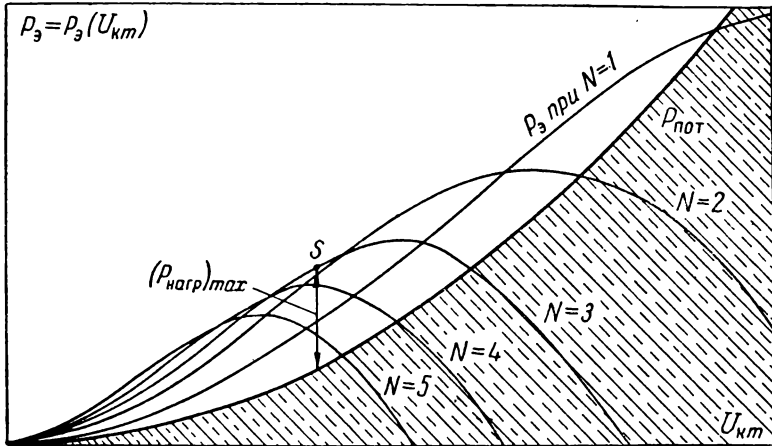


Рис. 7.23. Зависимость электронной мощности клистрона от амплитуды колебательного напряжения (в различных рабочих областях).

ставляет полезную мощность нагрузки, которая может быть реализована при той или иной связи. Как видно, *наибольшая полезная мощность* реализуется не обязательно при $N = 1$. На показанном на рис. 23 примере $(P_{\text{нагр}})_{\text{max}}$ получается в точке S при $N = 3$. Это обстоятельство следует иметь в виду при настройке клистрона. Для этого следует приложить к клистрону напряжение U_a заданной величины и напряжение $U_{\text{отр}}$, соответствующее различным значениям $N = 1, 2, 3, \dots$ Далее нужно измерить мощность, передаваемую в нагрузку при разных N , регулируя, если возможно, связь клистрона с нагрузкой. По данным измерений устанавливаются оптимальная рабочая область и рабочая точка (связь).

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

16. В чем заключается принципиальное отличие в конструкции отражательного клистрона по сравнению с двухрезонаторным?

17. Номинальное значение ускоряющего напряжения клистрона типа 417-А ($\lambda_r = 10 \text{ см}$) $U_a = 1000 \text{ в}$; потенциал отражателя $U_{\text{отр}} = 300 \text{ в}$. На сколько про-

центов изменится напряженность поля в зоне группирования при изменении потенциала отражателя до нуля?

О т в е т. Уменьшится на 23%.

18. Отношение амплитуды ВЧ напряжения к ускоряющему напряжению отражательного клистрона $U_{квт} : U_a = 0,2$. Во сколько раз наибольшая величина приращения скорости электрона в процессе модуляции ($V_{мт}$) меньше немодулированной скорости V_0 ?

У к а з а н и е. Влиянием пролетного угла между сетками пренебречь.

О т в е т. $V_{мт} = 0,1V_0$.

19. Расстояние между сетками резонатора отражательного клистрона ($\lambda_r = 10 \text{ см}$) $\delta = 1,4 \text{ мм}$. Ускоряющее напряжение $U_a = 250 \text{ в}$. Амплитуда ВЧ напряжения $U_{квт} = 30 \text{ в}$. Определить наибольшую величину приращения скорости при модуляции.

У к а з а н и е. Воспользоваться формулами (15) (или рис. 15) и (13) и указанием, приведенным в п. 6.

О т в е т. $V_{мт} = 39 \cdot 10^6 \text{ см/сек} = 39 \text{ см/мксек}$.

20. При какой фазе ВЧ поля между сетками резонатора осуществляется благоприятная модуляция скорости электронов в отражательном клистроне? Чем отличается эта фаза от благоприятной фазы в двухрезонаторном клистроне?

21. Как выражается условие наилучшей фокусировки электронов и может ли оно быть выполненным при произвольной нагрузке клистрона путем подбора режима питания клистрона?

22. Почему выполнение условия наилучшей фокусировки электронов является необходимым для получения максимального электронного к. п. д. клистрона? Является ли выполнение этого условия достаточным?

23. Что физически выражает условие благоприятной фазировки поля?

24. Чем объясняется наличие нескольких рабочих областей генерации клистрона?

25. Построить зависимость $U_{отр} = F(U_a)$, удовлетворяющую условию «баланса фаз» клистрона, работающего на волне $\lambda_r = 3 \text{ см}$, если расстояние от резонатора до отражателя $l_r = 2 \text{ мм}$.

О т в е т. Максимальные значения $U_{отр}$ приводятся в таблице.

N	1	2	3	4	5	6	7
$(U_{отр})_{max}, \text{ в}$	7900	1450	590	323	196	135	97

26. Расстояние от резонатора до отражателя клистрона ($\lambda_r = 12 \text{ см}$) равно $l_r = 3 \text{ мм}$. В каких рабочих областях возможна генерация клистрона, если напряжение питающего источника $U_a = 300 \text{ в}$ и $U_{отр} \leq 200 \text{ в}$?

О т в е т $N \geq 2$.

27. Каким образом при испытании отражательного клистрона можно установить номера рабочих областей генерации?

У к а з а н и е. Испытание следует производить при $U_{отр} = 0$.

28. При испытании отражательного клистрона, конструкция и частота которого неизвестны, было установлено, что при потенциале отражателя $U_{отр} = 0$ клистрон генерировал при следующих значениях ускоряющего напряжения: $U_a = 710 \text{ в}$ и $U_a = 1320 \text{ в}$. В диапазоне же $750 \text{ в} < U_a < 1250 \text{ в}$ генерация отсутствовала. Можно ли из этих данных установить номера рабочих областей, при которых клистрон генерировал во время испытания?

О т в е т. $N = 3$ и $N = 4$.

29. Как следует изменить ускоряющее напряжение U_a для увеличения числа возможных областей генерирования?

30. Определить режим максимального электронного к. п. д. клистрона $\lambda_r = 10 \text{ см}$ при колебаниях $N = 2$, если расстояние от резонатора до отражателя $l_r = 2,5 \text{ мм}$ и $U_a = 400 \text{ в}$.

О т в е т. $U_{\text{отр}} = 170 \text{ в}$, $U_{\text{клт}} = 73 \text{ в}$.

31. Насколько амплитуда колебательного напряжения $U_{\text{клт}}$ клистрона в режиме максимальной мощности должна превышать амплитуду $U_{\text{клт}}$ в режиме максимального электронного к. п. д. (при одинаковых в обоих случаях напряжениях U_a и $U_{\text{отр}}$)?

О т в е т. Приблизительно в 2,7 раза.

32. Электронный ток катода $I_0 = 50 \text{ ма}$. Ускоряющее напряжение $U_a = 500 \text{ в}$. Определить, как изменится максимальная электронная мощность клистрона при переходе от $N = 2$ к $N = 3$.

О т в е т. От $P_3 = 3,1 \text{ вт}$ до $P_3 = 2 \text{ вт}$.

33. При заданном напряжении $U_a = 800 \text{ в}$, в какой точке рабочей области $N = 2$ получается максимальная электронная мощность? Соответствует ли этой точке максимальная мощность, передаваемая *полезной* нагрузке?

О т в е т. В точке, при которой $p = 2,4$ и $U_{\text{клт}} = 390 \text{ в}$. Не обязательно соответствует.

34. При заданном напряжении U_a будет ли происходить передача максимальной мощности полезной нагрузке обязательно при работе в 1-й (нижней) рабочей области?

35. Как установить рабочую область, при которой $P_{\text{нагр}}$ максимальна?

§ 4. ЭЛЕКТРОННОЕ СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТЫ КЛИСТРОНА

Рабочие области генерирования. — Влияние величины потенциала отражателя на мощность, передаваемую в нагрузку. — Явление электронного смещения частоты генерации как результат взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем. — Эквивалентная схема клистрона. — Электронная активная и реактивная проводимости клистрона. — Уравнение баланса токов и проводимостей в эквивалентной схеме. — Диаграммы токов в клистроне при выполнении и нарушении условия благоприятной фазировки. — Аналитическое выражение относительного изменения частоты генерации. — Ширина рабочего диапазона электронного смещения частоты. — Электронная настройка частоты клистрона. — Труды советских ученых. — Вопросы и задачи.

1. В предыдущем параграфе нами были установлены рабочие области клистрона, определяющие такие режимы работы (U_a , $U_{\text{отр}}$), при которых выполняется условие благоприятной фазировки колебаний поля. Это условие выражается формулой (24 а) или, что то же, формулой (25) в виде некоторой функции $U_{\text{отр}} = F(U_a)$, имеющей своим параметром номер N рабочей области. Эта функция представляет семейство парабол, показанных на рис. 24 жирными кривыми. Каждая точка любой параболы определяет оптимальный режим генерации колебаний частотой $\omega_r = \omega_0$, равной *собственной частоте колебательной системы клистрона*. «Оптимальность» режима заключается в том, что образование «сгустков» электронов в резонаторе происходит при такой фазе поля в резонаторе, при которой оно оказывает наибольшее тормозящее действие электронному потоку (рис. 20).

Как показывает теория и опыт, самовозбуждение клистрона возможно и при некотором отклонении от определяемого кривыми

$U_{отр} = F(U_a)$ режима. Действительно, из формулы (27), выражающей электронную мощность P_s , следует, что условием получения $P_s > 0$ является: $\sin \varphi_r \tau_0 < 0$ (мы полагаем $\rho < 3,9$, и тогда $J_1(\rho) > 0$). Следовательно, в принципе не обязательно требование $\sin \varphi_r \tau_0 = -1$. Такое требование определяет лишь условие (24 а) на наиболее благоприятной фазировки. При некотором же отклонении от этого условия, но $\varphi_r \tau_0 < 0$, образование «сгустков» электронного заряда в резонаторе хотя и не происходит при наиболее благоприятной фазе поля, однако, энергетический баланс взаимодействия электронного потока с полем оказывается еще благоприятным для поля ($P_s > 0$).

Исходя из условия $\sin \varphi_r \tau_0 < 0$, можно было бы ожидать возможности самовозбуждения клистрона даже при довольно значительном отклонении от оптимального режима. Однако в действительности такие отклонения допустимы в весьма ограниченных пределах, так как уменьшающаяся электронная мощность генерации оказывается недостаточной для покрытия собственных потерь энергии в активных элементах системы. Поэтому в действительности самовозбуждение клистрона возможно лишь в некоторых достаточно узких областях (показанных на рис. 24 в заштрихованном виде), окружающих «параболы оптимального режима». Каждая такая область, соответствующая определенному номеру N , образует *рабочую область* клистрона. В левой части параболических кривых самовозбуждение оказывается практически невозможным даже при выполнении условия $\varphi_r \tau_0 = -1$. Это объясняется тем, что при малых величинах ускоряющего напряжения U_a кинетическая энергия электронов оказывается недостаточной для покрытия потерь энергии в системе даже при благоприятных условиях взаимодействия.

2. Пусть ускоряющее напряжение $U_a = U_{a1} = \text{const}$ и потенциал отражателя изменяется в пределах от $U_{отр} = 0$ до некоторого значения. Этому соответствует перемещение рабочей точки клистрона вдоль показанной на рис. 24 пунктирной прямой. По достижении значения $U_{отр} = U'_5$ клистрон возбуждается в 5-й рабочей области. При изменении потенциала отражателя в пределах $U'_5 < U_{отр} < U''_5$ нагрузочная мощность $P_{нагр}$ в начале возрастает (рис. 25, а), достигает максимума (при $U_{отр} = U_5$) и при значении $U_{отр} = U''_5$, соответствующем границе области $N=5$, падает до нуля. При изменении потенциала отражателя в пределах $U''_5 < U_{отр} < U'_4$ колебания отсутствуют. При $U_{отр} > U'_4$ клистрон вновь возбуждается, но уже в 4-й области и т. д. При $U_{отр} = U_5$ или $U_{отр} = U_4$ и т. д. нагрузочная мощность достигает максимума, величина которого, как мы видели, в зависи-

мости от проводимости нагрузки может иметь большую или меньшую величину в той или иной области.

3. Возникает вопрос: какова будет частота генерируемых колебаний при изменении $U_{отр}$? При $U_{отр}$, удовлетворяющем усло-

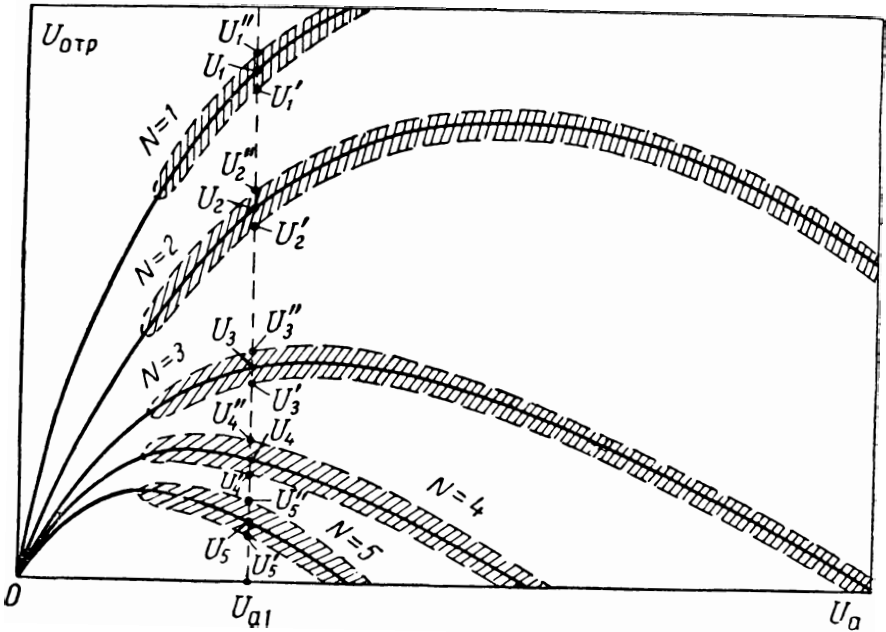


Рис. 7.24. Рабочие области клистрона.

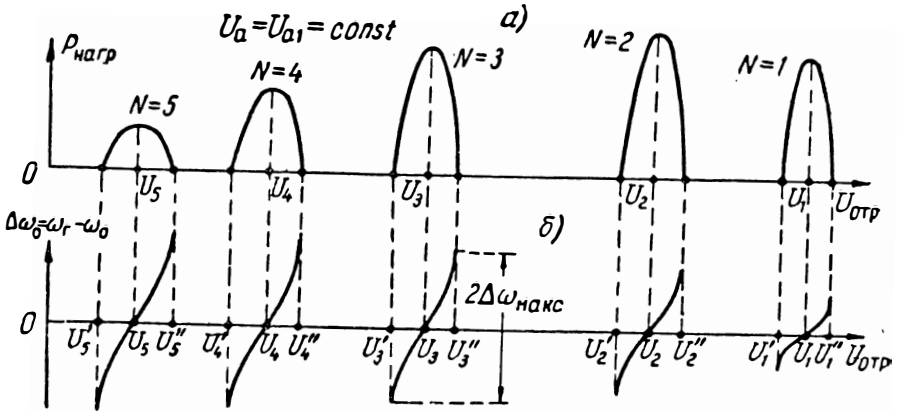


Рис. 7.25. Зависимость нагрузочной мощности и частоты генерации от потенциала отражателя.

вию (25), т. е. в «центре» любой области, частота генерации равна собственной частоте колебательной системы ($\omega_r = \omega_0$). Будет ли она оставаться постоянной при изменении $U_{отр}$?

Опыт показывает, что при изменении режима питания клистрона частота ω_r генерации несколько изменяется. Это иллюстрируется показанными на рис. 25, б кривыми изменения частоты в функции от потенциала отражателя при $U_a = U_{a1} = \text{const}$. Как видно, при изменении $U_{\text{отр}}$ (в пределах какой-нибудь области) частота изменяется. На границах каждой области происходит срыв колебаний.

Явление изменения частоты колебаний клистрона с изменением режима питания называется электронным смещением частоты колебаний.

4. Физическая сущность явления электронного смещения частоты вытекает из рассмотрения природы возбуждения и поддержания колебаний поля в резонаторе клистрона. В § 3 было показано (см. рис. 19, б и 20), что образование «сгустков» электронного заряда в резонаторе происходит через время τ_0 (время группирования), протекшее после определенного момента скоростной модуляции электронов, т. е. после определенного, *не зависящего от частоты колебаний*, момента изменения ВЧ напряжения (поля) в резонаторе, при котором $u_k = 0$ и $du_k/dt < 0$. Длительность пролетного времени выражается формулой (19), из которой видно, что τ_0 зависит только от режима питания.

При некотором определенном режиме питания длительность оказывается такой, что образование «сгустков» электронного заряда происходит через 0,75, 1,75 и т. д. периодов собственных колебаний системы $T_r = T_0$, т. е. в моменты, когда поле проходит через положительный максимум. Это и составляет условие (25) благоприятной фазировки.

Пусть теперь потенциал отражателя изменился, например, возрос против значения, удовлетворяющего условию благоприятной фазировки. Это вызовет возрастание тормозящего поля в зоне группирования и, как следствие [см. формулу (19)], уменьшение пролетного времени τ_0 , начало которого фиксируется определенной «нулевой» фазой ВЧ поля. Импульсы электронного тока начнут появляться раньше, и если бы частота генерации оставалась неизменной, то образовалось бы значительное расхождение в условиях благоприятной фазировки. Этого, однако, не произойдет. Так как колебания поля поддерживаются за счет взаимодействия этого же поля со «сгустками» электронов, то моменты достижения наибольшего «размаха» колебаний поля (на определенной полярности) должны более или менее совпадать с моментами образования «сгустков» электронов или, во всяком случае, следовать за ними. Но это возможно лишь при уменьшении длительности T_r периода колебаний поля по сравнению с T_0 .

Может ли период T_r уменьшиться настолько, что рассогласование в благоприятной фазировке будет отсутствовать полностью? Не может, так как этому противодействует «колебатель-

ная система» клистрона, обладающая резонансными свойствами (точнее, инерция электромагнитного поля). Механизм этого противодействия рассматривается ниже.

5. Эффект изменения частоты колебаний в клистроне можно формально рассматривать, как получившийся в результате введения в колебательную систему некоторой эквивалентной реактивности, как бы вызывающей соответствующее изменение собственной частоты эквивалентной колебательной системы.

Колебательная система резонатора в достаточно узкой полосе частот, близкой к основной частоте f_0 системы, может быть

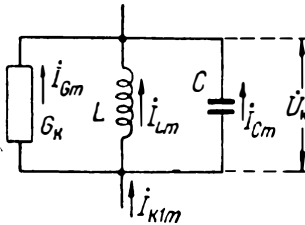


Рис. 7.26. Схема колебательной системы клистрона.

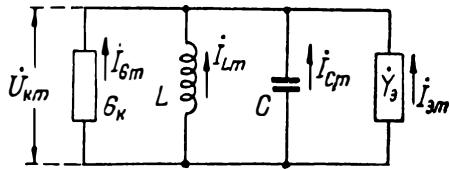


Рис. 7.27. Эквивалентная схема клистрона.

представлена эквивалентной схемой, показанной на рис. 26. Здесь $C \cong C_d$ и $L \cong L_T$ — параметры, определяемые формулами (4), а G_k — активная проводимость, учитывающая собственные потери энергии в резонаторе и энергию, передаваемую полезной нагрузке.

Колебания поля (напряжения u_k) в резонаторе клистрона поддерживаются под воздействием электронного тока i_{ek} , наводящего в сетках резонатора ток $i_n \cong i_{ek}$ (если пренебречь попаданием электронов на сетки резонаторов). Применительно к схеме, показанной на рис. 26, ток $i_n = i_k$ нужно рассматривать в качестве тока, «питающего» контур. При этом, вследствие высоких фильтрующих свойств колебательной системы, можно ограничиться рассмотрением только *первых* гармоник всех токов ($I_{n1m} = I_{k1m}$, $I_{Gm} = I_{k2m}$, I_{Lm} , I_{Cm}) и напряжения (U_{km}).

Как указывалось в § 10, гл. III, при технических расчетах удобно питающий источник тока рассматривать в качестве элемента, обладающего *электронной проводимостью* $\dot{Y}_3 = G_3 + jB_3$ (рис. 27), где $\dot{U}_{km} \dot{Y}_3 = \dot{I}_{3m} = -\dot{I}_{k1m}$. Условие равновесия токов в подобной системе ($\dot{I}_{Gm} + \dot{I}_{Lm} + \dot{I}_{Cm} + \dot{I}_{3m} = 0$) эквивалентно условию $\dot{Y}_k + \dot{Y}_3 = 0$, которое распадается на 2 равенства:

$$G_k + G_3 = 0; \quad B_k + B_3 = \left(\omega_r C - \frac{1}{\omega_r L} \right) + B_3 = 0. \quad (7.33)$$

В предыдущем параграфе было показано, что при выполнении условия благоприятной фазировки образование в резонаторе

«сгустков» электронов происходит в моменты, когда колебания поля (напряжения u_k) достигают положительного максимума (рис. 28,а). В этом случае первая гармоника электронного (наведенного) тока ($i_{ek1} \cong i_{n1}$) изменяется в противофазе с напряжением u_k и, следовательно, не содержит реактивной составляющей. Этому соответствует векторная диаграмма, показанная на рис. 28,б. Равновесие токов в системе возможно при $i_{эм} = -i_{Гм}$ и $i_{крт} = i_{Lm} + i_{Cm} = 0$. Применительно же к схеме рис. 27 необ-

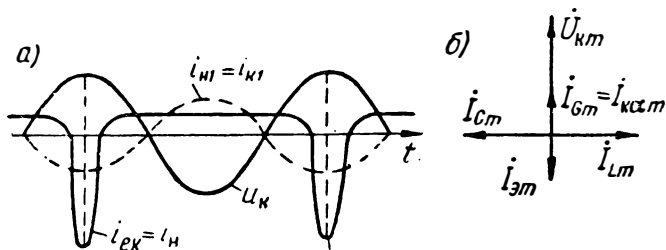


Рис. 7.28. Диаграммы токов в клистроне при $\omega_r = \omega_0$.

ходимо принять $B_z = 0$, откуда из второго равенства (33) вытекает: $B_k = 0$ или $\omega_r = \omega_0$. Таким образом, мы пришли к известному выводу: при выполнении условия (25) благоприятной фазировки генерация клистрона происходит на резонансной частоте колебательной системы.

Пусть теперь условие благоприятной фазировки нарушено; для определенности примем, что потенциал отражателя возрос на небольшую величину $\Delta U_{отр}$ относительно значения $U_{отр}$, удовлетворяющего условию (25). Это, согласно формуле (19), приводит к уменьшению длительности τ_0 группирования на вполне определенную величину

$$\Delta\tau_0 = \frac{d\tau_0}{dU_{отр}} \Delta U_{отр} = - \frac{4I_r \sqrt{U_a} \Delta U_{отр}}{6 \cdot 10^7 (U_a + U_{отр})^2} = - \frac{\tau_0 \Delta U_{отр}}{U_a + U_{отр}} \quad (7.34)$$

и должно вызвать некоторое уменьшение периода T_r колебаний ($T_r < T_0$). При отсутствии инерции (реакции) электромагнитного поля период колебаний изменился бы как раз на величину $\Delta\tau_0$, и рассогласования в благоприятной фазировке поля не произошло бы. В действительности, однако, период колебаний уменьшится в несколько меньшей степени; частота генерации возрастет и примет такое значение ω_r , при котором окажется возможным равновесие токов в системе. Дело в том, что одновременно с изменением частоты нарушается равновесие реактивных токов колебательной системы (в нашем примере становится $I_{Lm} < I_{Cm}$). Образуется реактивная составляющая тока $i_{крт} = I_{Lm} - I_{Cm}$, которая должна уравновеситься реактивной составляющей $i_{эрт}$ электронного тока (рис. 29,б). Последнее возможно только при об-

разовании некоторого упреждения фазы, соответствующей отрицательному максимуму электронного тока, относительно фазы, соответствующей положительному максимуму поля (напряжения u_k) в резонаторе (рис. 29,а). Угол упреждения указанных фаз $\Delta\theta_0 = -\omega_r \Delta\tau_0$ должен удовлетворять условию (рис. 29,б): $I_{зрм} = I_{Lm} - I_{Cm} = I_{зтм} \sin \theta_0$. Следовательно, реакцию электромагнитного поля на нарушение режима благоприятной фазировки поля можно в соответствии с эквивалентной схемой (рис. 27) трактовать, как приведшую к введению в колебательную систему реактивной электронной проводимости $B_э$ (помимо активной электронной проводимости $G_э = -G_k$). В соответствии с этим в урав-

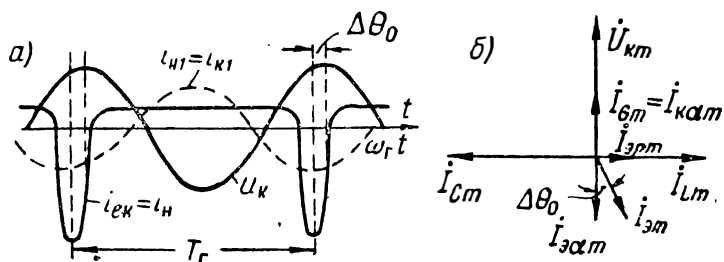


Рис. 7.29. Диаграммы токов в клистроне при $\omega_r \neq \omega_0$.

нении (33) уже нельзя полагать $B_k = 0$, как это принималось при $\omega_r = \omega_0$.

Имея в виду общий случай, следует полагать $B_э \geq 0$. При этом из изложенного выше вытекает, что при *повышении* потенциала отражателя, когда вектор электронного тока поворачивается в сторону *упреждения* (рис. 29,б), следует полагать угол рассогласования $\theta_0 > 0$ и $B_э < 0$. Напротив, при *уменьшении* потенциала $U_{отр}$ нужно считать $\Delta\theta_0 < 0$ и $B_э > 0$.

Реактивная составляющая тока колебательной системы быстро нарастает с изменением частоты генерации относительно собственной частоты ω_0 (особенно при высокой добротности системы). Увеличение же реактивной составляющей электронного тока весьма ограничено (этот ток, во всяком случае, меньше первой гармонической электронного тока). Поэтому уже при сравнительно небольшом отклонении режима питания от оптимального генерация колебаний в клистроне прекращается (мощность падает), — колебания «срываются», что и подтверждается опытом.

6. Произведем количественную оценку электронного смещения частоты. Для этого положим в уравнении (33) $\omega_r = \omega_0 + \Delta\omega_0$ и решим его относительно $\Delta\omega_0$:

$$1 - (\omega_0 + \Delta\omega_0)^2 LC + (\omega_0 + \Delta\omega_0) LB_э = 0.$$

Пренебрегая малой величиной $(\Delta\omega_0)^2 \ll 2\omega_0 \cdot \Delta\omega_0$, получим:

$$2 \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = B_3 \omega_0 L = \frac{B_3}{\omega_0 C} = B_3 \rho_k. \quad (7.35)$$

Из этого выражения видно, что относительное изменение частоты генерации пропорционально относительной величине реактивной электронной проводимости.

Из рис. 29,б следует, что

$$B_3 = \frac{I_{эрт}}{U_{км}} = \frac{I_{эрт} G_k}{I_{эрт}} = G_k \operatorname{tg}(\theta_0) \cong G_k \Delta\theta_0, \quad (7.36)$$

где учитывается, что $|\Delta\theta_0| \ll 1$.

Подставляя значение B_3 в равенство (35), получим:

$$2 \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \cong \Delta\theta_0 \rho_k G_k = \frac{\Delta\theta_0}{Q_{нагр}}, \quad (7.37)$$

где $Q_{нагр}$ — добротность *нагруженной* колебательной системы.

Подставляя в формулу (37) значение $\Delta\theta_0 = -\omega_r \Delta\tau_0$ из формулы (34), получим

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = \frac{\omega_r \tau_0}{Q_{нагр}} \frac{\Delta U_{отр}}{U_a + U_{отр}}.$$

Учитывая теперь соотношение (24а), в котором нужно принять $\omega_r = \omega_0$, найдем:

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = \frac{\Delta f_0}{f_r} = \frac{\pi(N-0,25)}{Q_{нагр}(U_a + U_{отр})} \Delta U_{отр}. \quad (7.38)$$

Отсюда можно получить выражение для электронного смещения частоты на 1 в изменения потенциала отражателя:

$$\frac{df_r}{dU_{отр}} = f_r \frac{\pi(N-0,25)}{Q_{нагр}(U_a + U_{отр})}. \quad (7.39)$$

В формулах (38) и (39) следует полагать величины U_a и $U_{отр}$, удовлетворяющими условию благоприятной фазировки.

Из формул (38) и (39) видно, что электронное смещение частоты пропорционально изменению потенциала отражателя [в пределах умеренных значений приращения $\Delta U_{отр}$ с точностью до приближений, принятых при выводе формул (34) и (35)]. Из формулы (38) следует также, что электронное смещение частоты обратно пропорционально добротности и возрастает с увеличением номера рабочей области и уменьшением ускоряющего напряжения. Следовательно, при прочих равных условиях *более низковольтные клистроны обладают более высоким электронным смещением частоты*. Опыт подтверждает этот вывод.

Формула (39) дает удобный способ измерения добротности нагруженного клистрона по данным измерения *изменения ча-*

стоты, вызываемого изменением потенциала отражателя на 1 в. Обычно $Q_{\text{нагр}} > 150$.

Можно показать [15], что ширина рабочего диапазона (рис. 25,б) электронного смещения частоты оценивается следующей формулой:

$$2(\Delta f)_{\text{макс}} \cong \frac{0,3(N-0,25)}{4U_a C} I_0, \quad (7.40)$$

где I_0 — рабочий ток клистрона (в амперах), а C — емкость резонатора (в фарадах).

7. П р и м е р. Максимальная мощность, передаваемая клистроном ($\lambda_r = 10$ см) нагрузке во 2-й рабочей области, получается при $U_a = 800$ в и $U_{\text{отр}} = 180$ в. Эквивалентная емкость резонатора клистрона $C = 1,5$ пф; ток клистрона $I_0 = 50$ ма. Добротность нагруженного клистрона $Q_{\text{нагр}} = 200$. Определить ширину рабочего диапазона *электронной настройки* клистрона и необходимый для этого диапазон изменения потенциала отражателя.

Воспользовавшись формулой (10), находим рабочий диапазон настройки:

$$2(\Delta f)_{\text{макс}} = \frac{0,3 \cdot 1,75 \cdot 50 \cdot 10^{-3}}{4 \cdot 800 \cdot 1,5 \cdot 10^{-12}} = 5,5 \cdot 10^6 \text{ (гц)}.$$

Пользуясь формулой (39), находим:

$$\frac{df_r}{dU_{\text{отр}}} = 3000 \cdot 10^6 \cdot \frac{\pi \cdot 1,75}{200 \cdot 980} = 0,084 \cdot 10^6 \text{ (гц/в)}.$$

Отсюда пределы изменения потенциала отражателя выражаются соотношением:

$$2(\Delta U_{\text{отр}})_{\text{макс}} \cong \frac{2(\Delta f)_{\text{макс}}}{(df_r/dU_{\text{отр}})} = \frac{5,5 \cdot 10^6}{0,084 \cdot 10^6} \cong 66 \text{ в}.$$

Следовательно: $(U_{\text{отр}})_{\text{мин}} = 180 - 33 = 147$ в; $(U_{\text{отр}})_{\text{макс}} = 213$ в.

8. Путем изменения потенциала отражателя, т. е. чисто электрическим путем, представляется возможным изменять частоту отражательного клистрона. Такой способ регулировки частоты называется *электронной настройкой частоты*. Этот важный способ (в дополнение к механическому способу перестройки колебательной системы клистрона) был в 1940 году предложен В. Ф. Коваленко [16]. Сравнительно с механическим способом подстройки частоты способ электронной настройки обладает не только преимуществом простоты, но и важным свойством *безинерционности*. Изменяя по любому нужному закону потенциал отражателя, можно добиться изменения частоты генерации, повторяющего закон изменения потенциала.

Электронная настройка частоты находит ряд важных применений в диапазоне сантиметровых волн. Отражательный клистрон широко применяется в качестве *гетеродина приемников сантиметровых волн*. Здесь электронная настройка используется для подстройки приемника на нужную частоту. Особенно важно использование отражательного клистрона в устройствах *автоматической подстройки* приемника на нужную частоту, без чего

прием сигналов сантиметрового диапазона был бы затруднен. Весьма интересным является использование способа электронной настройки клистрона в специальных измерительных приборах — *спектроанализаторах*.

9. В Советском Союзе были выполнены важные экспериментальные и теоретические исследования, позволившие создать стройную теорию клистрона. Интересное экспериментальное исследование было в 1940—1941 гг. выполнено в Саратовском государственном университете под руководством В. И. Кали-

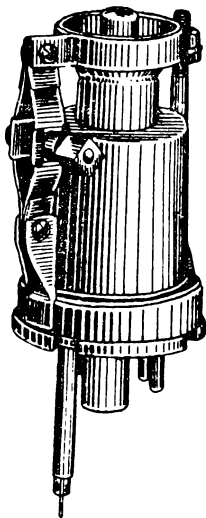


Рис. 7.30. Общий вид современного отражательного клистрона 3-см диапазона. Диапазон механической перестройки 8570—9670 мГц; диапазон электронной перестройки ~ 30 мГц; коэффициент электронного смещения частоты 2,2 мГц/в.

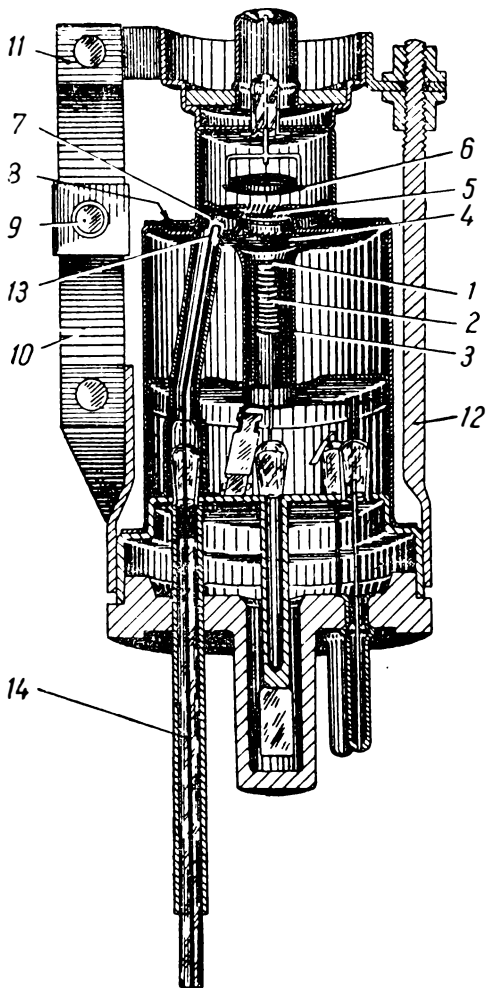


Рис. 7.31. Разрез отражательного клистрона: 1 — катод; 2 — подогреватель; 3 — фокусирующий электрод; 4 — ускоряющая сетка; 5 — сетка резонатора; 6 — отражатель; 7 — резонатор; 8 — гибкая диафрагма (для механической перестройки частоты); 9 — винт для перестройки частоты; 10 — стойка тягового механизма для перестройки частоты; 11 — шарнир тягового механизма перестройки; 12 — пружина механизма перестройки; 13 — петля связи; 14 — коаксиальный фидер для отвода высокочастотной энергии.

нина ([10], стр. 212); там был разработан и сконструирован широкодиапазонный отражательный клистрон с настраиваемой коаксиальной линией. Важные теоретические работы были выполнены в Московском государственном университете [17], [18], [19].

В опубликованной статье Я. П. Терлецкого [17] была обоснована трактовка процессов в клистроне при пренебрежении временем пролета электронами расстояния между сетками резонатора. В этой статье рассмотрены следующие вопросы: определение величины импульсов тока в резонаторе, учет влияния нагрузки, определение амплитуды стационарных колебаний и другие. Результаты особенно важного теоретического исследования были опубликованы в статье С. Д. Гвоздова [18]. Развитый в этой статье анализ учитывает пролетное время электронов (между сетками); в статье анализируются процессы скоростной модуляции электронов и их группирования (фазовой фокусировки), выводится выражение для мощности и к. п. д. клистрона и условие его самовозбуждения. В другой работе С. Д. Гвоздова [19], доложенной на сессии Всесоюзного научного совета по радиофизике и радиотехнике АН СССР еще в 1944 году, изложена теория самовозбуждения клистрона и теория электронного смещения частоты клистрона.

В настоящее время разработан ряд удачных конструкций отражательного клистрона. Представление о конструкции современного клистрона можно получить из приведенных на рис. 30 и 31 чертежей.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

36. Как физически объяснить возможность существования колебаний в клистроне в случае невыполнения условия благоприятной фазировки поля?
37. Что называется рабочей областью клистрона?

38. Обязательна ли мощность $P_{\text{нагр}}$, передаваемая нагрузке, максимальна в середине рабочей области (рис. 25,а), где выполняется условие благоприятной фазировки? Будет ли мощность $P_{\text{нагр}}$ наибольшей в области $N=1$?

О т в е т. Да; нет.

39. Почему при нарушении условия благоприятной фазировки следует ожидать изменения частоты генерации?

40. В каком направлении изменяется частота колебаний клистрона в пределах каждой рабочей области (при изменении потенциала отражателя)?

О т в е т. $df/dU_{\text{отр}} > 0$.

41. Как объяснить появление реактивной составляющей электронного тока (электронной проводимости)?

42. Отражательный клистрон ($\lambda_0 = 10$ см) работает в режиме: $U_a = 400$ в, а потенциал отражателя на 4 в превосходит оптимальное значение, соответствующее $N=3$. Определить фазовый сдвиг тока электронной проводимости $I_{\text{энт}}$. Расстояние от отражателя до резонатора $l_r = 3$ мм.

У к а з а н и е. Воспользоваться формулами (24,а) и (34).

О т в е т. $\Delta\theta_0 \approx 0,159 \approx 9^\circ$.

43. Как объяснить, почему с повышением номера рабочей области возрастает величина $df_r/dU_{\text{отр}}$? Насколько приблизительно изменится относительное изменение частоты при переходе с 1-й рабочей области на 2-ю, если ускоряющее напряжение U_a остается неизменным ($U_a \gg U_{\text{отр}}$).

О т в е т. Увеличится в 2,3 раза.

44. Клистрон типа 2К25 ($f_0 = 9000$ мГц) работает в 6-й рабочей области в режиме: $U_a = 300$ в, $U_{\text{отр}} = 150$ в. Добротность клистрона $Q_{\text{нагр}} = 200$. Определить изменение частоты генерации, которое получится при изменении потенциала отражателя на 3 в.

О т в е т. $\Delta f_r = 5,4$ мГц.

45. Определить диапазон настройки клистрона типа 2К25, работающего в указанном в задаче 44 режиме, если известно, что рабочий ток клистрона $I_0 = 25$ ма, а емкость колебательной системы $C = 0,8$ пф.

О т в е т. $2(\Delta f)_{\text{макс}} = 45$ мГц.

46. При испытании клистрона было установлено, что при $U_a = 500$ в частота генерации изменяется в пределах 5-й рабочей области с 9510 мГц до 9540 мГц при изменении потенциала отражателя от 120 до 140 в. Определить добротность нагруженного клистрона.

Р е ш е н и е:

$$\left(\frac{df_r}{dU_{\text{отр}}} \right) \approx \frac{2(\Delta f)_{\text{макс}}}{(\Delta U_{\text{отр}})_{\text{макс}}} = \frac{30}{20} = 1,5 \text{ мГц/в.}$$

Воспользовавшись формулой (39) и полагая в ней $U_{\text{отр}} = 130$ в и $f_r = 9525$ мГц, найдем:

$$Q_{\text{нагр}} = \frac{9525 \cdot \pi \cdot 4,75}{630 \cdot 1,5} = 150.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Коваленко, История развития электронно-лучевых ламп для микроволн, «Известия АН СССР», серия физическая, 1940, т. 4, № 3, стр. 489.
2. В. Ф. Коваленко, Электронно-лучевая лампа для микроволн, Авторское свидетельство № 59212, 1940.
3. В. Я. Савельев, К теории клистрона, «ЖТФ», 1940, т. X, № 16, стр. 1365.
4. В. И. Калинин, К теории электронно-лучевого генератора с фазовой фокусировкой, «Электросвязь», 1940, № 9.
5. Ю. А. Кацман, Электронно-лучевая лампа для сверхвысоких частот, «ЖТФ», 1940, т. X, № 13, стр. 1137.
6. Н. И. Ашбель, Электронно-лучевой генератор в схеме тормозящего поля, «ЖТФ», 1940, т. X, № 15, стр. 1301.
7. В. П. Гуляев, К теории клистрона, «ЖТФ», 1941, т. XI, вып. 1—2, стр. 101.
8. П. В. Голубков, Электронно-оптическая теория сверхвысокочастотных генераторов, «ЖЭТФ», 1944, т. 14, № 7—8, стр. 289.
9. В. И. Калинин, Основы общей теории генерирования электронных колебаний сверхвысоких частот, «Известия АН СССР», серия физическая, 1946, т. X, № 1, стр. 93.
10. В. И. Калинин, Генерирование дециметровых и сантиметровых волн, Связьиздат, 1948.
11. Л. Н. Лошаков, К теории электронно-лучевого генератора, «ЖТФ», 1945, т. XV, № 3, стр. 129.
12. Л. Н. Лошаков и С. Д. Гвоздовер, Теория одноконтурного протонного клистрона, «Известия АН СССР», серия физическая, 1946, т. X, № 1, стр. 79.
13. Л. Н. Лошаков, К теории клистрона с распределенной колебательной системой, «Радиотехника», 1946, т. 1, № 3—4, стр. 38.
14. Ю. А. Кацман, О проблеме усиления колебаний сверхвысокой частоты и резонансном способе подавления шумов клистрона, «Известия АН СССР», серия физическая, 1946, т. X, № 1, стр. 23.
15. В. Ф. Коваленко, Введение в электронику сверхвысоких частот, «Советское радио», 1955.
16. В. Ф. Коваленко, Способ модуляции по частоте электронно-лучевого генератора, Авторское свидетельство № 61694, 1941.
17. Я. П. Терлецкий, Вычисление стационарной амплитуды для простейшего электронно-лучевого генератора с тормозящим полем, «Ученые записки МГУ», 1945, Физика, книга III, вып. 77, стр. 152.
18. С. Д. Гвоздовер, Теория отражательного клистрона, «ЖЭТФ», 1945, т. 15, № 9, стр. 521.
19. С. Д. Гвоздовер, Самовозбуждение отражательного клистрона, «Известия АН СССР», серия физическая, 1946, т. 10, № 1, стр. 75.

ГЛАВА VIII ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНЕТРОНОВ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

1. *Магнетронный генератор (магнетрон) — электронно-вакуумный прибор, используемый в качестве генератора СВЧ, в котором управление электронным потоком, возбуждающим колебания высокочастотного поля, осуществляется посредством постоянных электрического и магнитного полей, ортогональных друг к другу.*

Магнетроны позволяют генерировать колебания в *дециметровом, сантиметровом и даже миллиметровом* диапазоне волн. Основное применение магнетроны нашли в сантиметровом диапазоне волн. В этом диапазоне магнетрон остается пока практически единственным типом генератора, эффективно используемого для получения колебаний *большой мощности*. Весьма целесообразным оказывается также использование магнетронов для генерации колебаний большой мощности в дециметровом диапазоне (особенно, $\lambda_r < 30$ см). Применение магнетронов становится малоцелесообразным, по видимому, начиная с $\lambda_r \cong 30$ см.

2. Создание магнетронных генераторов — одно из наиболее выдающихся достижений советской физики и радиотехники. История развития магнетронов, начиная от зарождения идеи использования магнитного поля в электронных генераторных устройствах и включая разработку конструкции магнетронов различных типов, связана с замечательными идеями, изобретениями и научными работами многих советских ученых и инженеров. Появлению магнетронов в их современном виде предшествовала огромная научно-исследовательская работа, проводившаяся в научных учреждениях Союза в течение приблизительно последних 30 лет на базе высокоразвитой теории нелинейных колебаний, созданной советской школой физики и математики.

Первые исследования работы электронных ламп в магнитном поле проводились в 1920—1921 гг. советскими учеными Д. А. Рожанским и С. А. Богуславским. В 1924 году на съезде русских физиков в Ленинграде Рожанский огласил выдвинутую им идею использования электронной лампы, помещенной в магнитное поле, для генерирования колебаний СВЧ. Осуществляя эту идею,

группа украинских физиков под руководством А. А. Слущкина в течение 1924—1925 гг. провела очень важное исследование поведения электронных ламп в магнитном поле. В процессе этого исследования удалось впервые получить устойчивые «магнетронные колебания» на волне 60 см. Важнейшие результаты исследования были в 1925 году доложены на заседании Харьковского отделения Русского физико-химического общества и в 1926 году опубликованы в технической печати. Вскоре (1926 г.) украинскими физиками был сконструирован магнетрон, работавший на волне 30 см, а в 1927 г. им удалось построить первый магнетрон *сантиметрового* диапазона (7,6 см).

Начиная с этого времени, многочисленные исследования магнетронов проводились (и проводятся) многими советскими учеными и инженерами. О масштабе этих работ, широкий размах и успешное выполнение которых обеспечивались Советским государством, можно судить по большому количеству школ магнетронных генераторов, образовавшихся во многих городах Союза—Москве, Ленинграде, Харькове, Горьком, Саратове и Киеве. Плодотворность исследований советских ученых в этой области иллюстрируется огромным количеством ценных научных статей, опубликованных в печати. Так, например, только за 1935—1936 гг. в советской печати было опубликовано свыше 30 научных работ, посвященных магнетронам. Советским специалистам принадлежит также ряд монографий и учебников, посвященных магнетронам [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7].

3. Обозревая интенсивные исследования, широким фронтом проводившиеся в Советском Союзе, можно понять, почему именно у нас в Союзе были достигнуты наиболее существенные результаты в разработке теории и создании магнетронов всех основных типов. Тем не менее в зарубежной печати иногда делаются попытки замалчивания ведущей роли Советского Союза в разработке магнетронных генераторов. С этой целью, не будучи в силах опровергнуть документально зафиксированные факты, обычно ссылаются на появившиеся в 1921 году статью Хэлла и в 1924 году статью Хабанна, в которых приводились первые публикации о возбуждении колебаний с использованием магнитных полей. В этой связи уместно отметить следующие обстоятельства.

В настоящее время общепризнано, что основное значение магнетрона заключается в его применении в качестве генераторного прибора *сантиметрового* диапазона волн. В отличие от сложившейся и господствовавшей в СССР с начала двадцатых годов тенденции в создании магнетронов как генераторных приборов именно сантиметрового диапазона волн в США не возлагали надежд на возможность успешного использования магнетронов для генерации колебаний СВЧ. Повидимому, под влиянием господствовавших в США идей Хэлла вовсе не ставил перед собой задачу возбуждения высокочастотных колебаний путем использования магнитного поля. Как это вытекает из опубликованной Хэллом статьи и патентной заявки, он ставил своей целью создание генераторного прибора низкой частоты, а также усилителя звуковой частоты. Принцип работы первого предложенного Хэллом генератора и усилителя существенно отличается от принципов, используемых во всех типах магнетронов. Что же касается первых генераторных приборов, разработанных немецким ученым Хабанном, то таковые также не позволяли получать колебания с волной короче 7 м. Хабанн не мог также объяснить механизма возбуждения колебаний в магнетроне и не привел никаких расчетных соотношений. Из числа первых иностранных исследователей магнетронов лишь чешскому ученому А. Жачеку (1928 г.) и японскому исследователю Х. Яги (1928 г.) удалось вплот-

ную приблизиться и достигнуть волн дециметрового диапазона, а японскому ученому К. Окабе — волн сантиметрового диапазона (1928—1929 г.). Однако показательным является то, что начавшиеся в различных странах разрозненные исследования «магнетронных методов» генерации не встретили нужной поддержки со стороны буржуазных государств. Эти исследования (до 1942 г.) не получили дальнейшего развития и не привели к существенным теоретическим и практическим результатам. В нашем же социалистическом государстве советские ученые, приступив к исследованию магнетронов, сразу же встретили мощную поддержку. Именно этим и следует объяснить плодотворность произведенных в СССР исследований.

Только после опубликования в русской и иностранной печати работ А. А. Слущкина и Д. С. Штейнберга [8], Н. Ф. Алексеева и Д. Е. Малярова (гл. IX, [3]) и других советских работ на базе этих работ и с использованием достигнутых в них результатов также и за границей начались разработки магнетронов дециметрового и сантиметрового диапазонов. Существенного размаха эти разработки достигли только в годы 2-й мировой войны, когда отчетливо определилась возможность извлечения капиталистическими фирмами максимальных прибылей на военных заказах, поскольку потребность в генераторах дециметрового и сантиметрового диапазонов в основном определялась нуждами военной техники.

§ 2. ТРАЕКТОРИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В СТАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Магнетрон — электронновакуумный прибор диодного типа. — Электрические и магнитные поля, действующие на электронный поток в статическом и динамическом режимах. — Закручивающее действие однородного магнитного поля на электрон, движущийся с постоянной скоростью. — Циклотронная частота и циклотронный период. — Управляющее действие магнитного поля в статическом режиме. — Циклоидальная траектория электронов в плоском магнетроне. — Переносная скорость электронов. — Составляющие скорости электрона, их средние значения. — Механические силы, действующие на электрон, и энергетический обмен между постоянным полем и электроном. — Кардиоидальная траектория электронов в цилиндрическом магнетроне с бесконечно тонким катодом. — Эпициклоидальная траектория в цилиндрическом магнетроне с толстым катодом. — Двигутся ли электроны по петлеобразным или спиралевидным траекториям? — Роль советских ученых в установлении истинного характера электронных траекторий. — Суммарная картина движения электронов в статическом режиме. — Вопросы и задачи.

1. Рассматривая магнетрон в качестве электронновакуумного прибора, его следует отнести к группе диодов с *коаксиально-цилиндрической* конструкцией электродов, между которыми действует радиально направленное электрическое поле, обладающее осевой симметрией (рис. 1). Следует отметить, что первые исследования ламп в магнитном поле производились над *триодами*. В опубликованной в 1926 году работе А. А. Слущкина и Д. С. Штейнберга [8] впервые отчетливо подчеркивалось, что для возбуждения «магнетронных колебаний» целесообразнее применять не триоды, а *диоды*.

Показанная на рис. 1 схематически конструкция электродов относится к одному из простейших типов магнетрона (*неразрезной магнетрон*). В магнетронах других типов конструкция анода, хотя в основном и сохраняет черты электрода цилиндрической формы, в действительности оказывается более сложной. Для целей данного параграфа можно не считаться с этим различием.

В магнетроне существенную роль в управлении электронным потоком выполняет *магнитное поле*. Магнитное поле направ-

ляется *аксиально* — вдоль оси катода; оно должно быть, по возможности, *однородным* на всем пути движения электронов (от катода к аноду) и постоянным ($B_0 = \text{const}$). Целесообразность именно такого направления магнитного поля была впервые высказана в упомянутой выше статье [8]. Магнитное поле создается посредством магнитной системы, схематически показанной на рис. 2.

2. В пространстве между катодом и анодом возбужденного магнетрона (в *пространстве взаимодействия*), помимо постоянного магнитного поля (B_0) и постоянного электрического поля

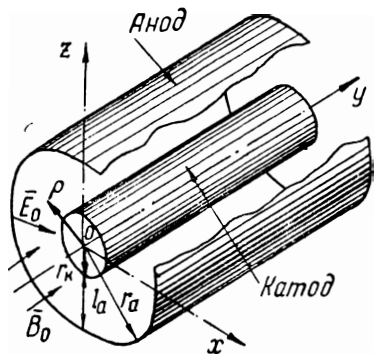


Рис. 8.1. Коаксиально-цилиндрическая конструкция электродов магнетронного диода.

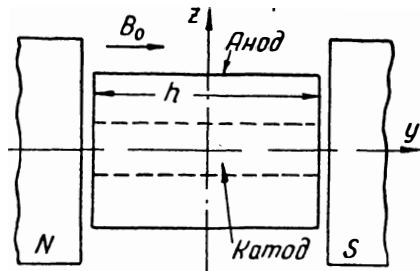


Рис. 8.2. Схема создания аксиально направленного однородного магнитного поля.

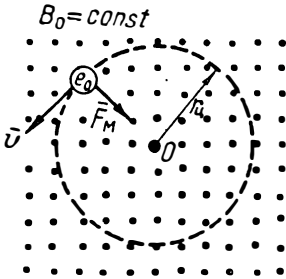
(E_0), обусловленного приложением анодного напряжения U_a питающего источника, существует также и электромагнитное поле ВЧ (E_{ω} , B_{ω}), возбужденное в колебательной системе магнетрона. Кроме того, между катодом и анодом действует также переменное поле, связанное с *пространственным* (электронным) зарядом.

Электроны, эмиттируемые катодом, вступая в пространство взаимодействия, подвергаются, строго говоря, воздействию всех указанных выше полей. Однако количественная оценка индукции *переменного* магнитного поля показывает, что она оказывается малой по сравнению с индукцией *постоянного* магнитного поля. Поэтому влиянием переменного магнитного поля на траекторию электронов можно во всех случаях пренебречь. Основное значение, определяющее характер электронных траекторий в генерирующем магнетроне, имеют постоянные магнитное и электрическое поля (B_0 , E_0), а также переменное электрическое поле (E_{ω}). Меньшее, но существенное влияние оказывает также и электрическое поле пространственного заряда.

3. Нашей первой задачей является рассмотрение управляющего действия *постоянных* магнитного и электрического полей на траекторию электронов в магнетроне. С этой целью будем полагать поле E_{ω} отсутствующим. Принципиальное значение полученного таким образом решения будет заключаться, во-пер-

вых, в том, что оно определит *статическую характеристику* тока магнетрона. Во-вторых, полученное решение будет в некоторой степени отражать картину, относящуюся к начальной стадии возбуждения колебаний, амплитуда которых вначале весьма мала ($E_{\sim} \ll E_0$). Наконец, как это будет показано, влияние переменного поля на траекторию электронов может быть качественно учтено, исходя из картины, соответствующей $E_{\sim} = 0$.

4. Известно, что механическая сила F , действующая на электрон ($-e_0, m_0$), летящий со скоростью v в пространстве, в котором действуют электрическое и магнитное поля, выражается (в правой системе координат) векторным соотношением:



$$\bar{F} = -e_c(\bar{E}_0 + \bar{v} \times \bar{B}_0) = \bar{F}_e + \bar{F}_m, \quad (8.1)$$

где для немагнитной среды, численно, $B_0 = H_0$ ($\mu_0 = 1$).

Рис. 8.3. Траектория электрона, летящего с постоянной скоростью v в однородном магнитном поле.

Из курса физики известно, что магнитное поле в состоянии изменить лишь *направление* движения электрона, не меняя при этом *величины* его скорости; кинетическая энергия электронов остается неизменной, и обмена энергии между магнитным полем и зарядом не происходит. Это, в частности, вытекает из соотношения (1): обусловленная действием магнитного поля составляющая механической силы («магнитная сила»)

всегда направлена перпендикулярно к вектору \bar{v} (а также к вектору \bar{B}_0) и поэтому работы не производит.

$$\bar{F}_m = -e_0(\bar{v} \times \bar{B}_0) \quad (8.2)$$

Напомним также известный из курса физики случай попадания летящего со скоростью v электрона в однородное постоянное магнитное поле B_0 , направленное перпендикулярно к вектору \bar{v} . На рис. 3 вектор скорости расположен в плоскости чертежа, на котором в виде точек показаны следы магнитного поля (направленного к читателю). Магнитное поле обусловит появление *центростремительной* силы \bar{F}_m , определяемой соотношением (2).

Вектор \bar{F}_m все время направлен перпендикулярно к векторам \bar{B}_0 и \bar{v} и поэтому не создает никакого смещения электрона в направлении магнитного поля (электрон не выходит из плоскости чертежа). Сила F_m вызывает лишь отклонение движения электрона от прямолинейного, не меняя при этом абсолютной величины скорости электрона. В результате этого вектор скорости непрерывно поворачивается. Следовательно, *действие магнитного поля проявляется только в «заворачивании» траектории электрона:*

электрон вращается с постоянной скоростью по круговой орбите некоторого радиуса $r_{ц}$.

Радиус $r_{ц}$ находится из приравнивания центробежной силы, действующей на вращающийся электрон, и центростремительной силы F_m : $m_0 v^2 / r_{ц} = e_0 v B_0$, откуда:

$$r_{ц} = \frac{m_0 v}{e_0 B_0}. \quad (8.3)$$

Длительность периода вращения электрона и частота равны:

$$T_{ц} = \frac{2\pi r_{ц}}{v} = \frac{2\pi m_0}{B_0 e_0}; \quad f_{ц} = \frac{\omega_{ц}}{2\pi} = \frac{1}{T_{ц}} = \frac{B_0 e_0}{2\pi m_0}. \quad (8.4)$$

Частота $f_{ц}$ называется *циклотронной частотой*, а длительность $T_{ц}$ — *циклотронным периодом*. Эти термины заимствованы из ядерной физики и происходят от названия специального устройства — циклотрона, используемого при расщеплении атомных ядер.

Из формул (3)–(4) следует, что с повышением индукции магнитного поля его «заворачивающее» действие на электрон повышается. При этом радиус круговой орбиты уменьшается, а частота вращения электрона возрастает пропорционально увеличению индукции магнитного поля. Частота $f_{ц}$ не зависит от скорости v , так как с увеличением скорости возрастает радиус $r_{ц}$, следовательно, длина круговой орбиты.

5. Основной интерес для нас представляет рассмотрение траекторий электрона в цилиндрическом магнетроне (рис. 1 и 2) при одновременном воздействии аксиально направленного однородного магнитного поля и радиально направленного электрического поля. Строгое решение этой задачи, исходя из уравнения (1), оказывается весьма сложным. Однако следующие соображения позволяют несколько упростить задачу.

В наиболее важных для практики конструкциях магнетронов применяются катоды в виде цилиндров сравнительно большого радиуса $r_{ц}$, не намного меньшего радиуса r_a цилиндрического анода (рис. 1). Для большинства конструкций современных магнетронов выполняется соотношение: $2 > r_a / r_{ц} > 1,5$. Электрическое поле между электродами такого магнетрона приближается к однородному полю, создаваемому плоскопараллельными электродами. Поэтому в первом приближении при изучении траекторий электронов можно заменить цилиндрические электроды магнетрона плоскопараллельными, т. е. обратиться к модели «плоского магнетрона», небольшая продольная вырезка которого схематически изображена на рис. 4. «Плоский магнетрон» можно рассматривать как развертку на плоскость цилиндрического магнетрона, слабо выраженное радиальное поле которого заменено плоскопараллельным. Это позволяет полагать продольные размеры модели (вдоль оси x) бесконечными (правый край мо-

дели соединяется с левым его краем). Поперечный (на рис. 4 вдоль оси y) размер h магнетрона, естественно, имеет конечные размеры, что несколько искажает структуру электрического поля у краев электродов. Однако обычно расстояние между электродами $l_a \ll h$. Поэтому допустимо пренебречь краевым эффектом и принять, что между электродами магнетрона действует плоскопараллельное электрическое поле, вектор \vec{E}_0 которого параллелен оси z (но направлен вниз). Будем также считать, что маг-

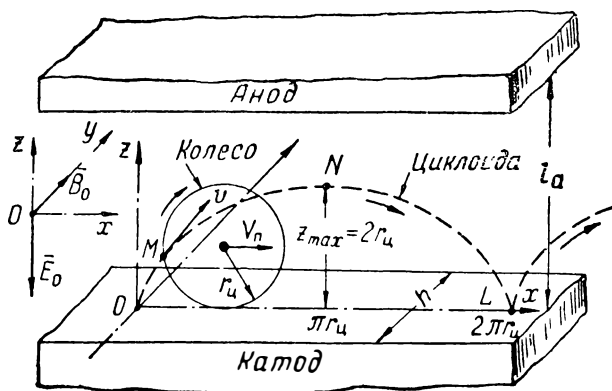


Рис. 8.4. Циклоидальная траектория электрона в плоском магнетроне.

нитное поле является строго однородным и направленным вдоль оси y . Кроме того, примем начальную скорость электронов, вылетающих из катода, $v_0 = 0$ (в действительности эта скорость весьма мала по сравнению с приобретаемой в ускоряющем поле) и, наконец, ради простоты, пренебрежем полем пространственного заряда*.

Вылетающий из какой-нибудь точки O катода электрон под воздействием «электрической силы» $F_z = -e_0 E_0$ приобретает ускорение в направлении оси z . При $B_0 = 0$ электрон двигался бы равноускоренно от катода к аноду по прямой (вдоль оси Oz). При $B_0 \neq 0$ траектория электрона отклоняется («заворачивается») от прямой в направлении, перпендикулярном к векторам \vec{B}_0 и \vec{v} .

6. Уравнение траектории электрона можно получить из решения векторного уравнения (1). В декартовой системе координат векторное уравнение (1) выражается тремя уравнениями в проекциях:

$$\left. \begin{aligned} F_x &= -e_0 [E_x + (v_y B_z - v_z B_y)] \\ F_y &= -e_0 [E_y + (v_z B_x - v_x B_z)] \\ F_z &= -e_0 [E_z + (v_x B_y - v_y B_x)] \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

* Интегрирование уравнений движения электронов в плоском магнетроне с учетом влияния пространственного заряда было произведено С. Я. Брауде [9]. Исследованию этого вопроса посвящена также работа С. В. Белюстина [10].

В соответствии с принятой ориентацией векторов \vec{B}_0 и \vec{E}_0 (рис. 4) имеем:

$$E_x = E_y = 0; \quad E_z = -E_0; \quad B_x = B_z = 0; \quad B_y = B_0. \quad (б)$$

Подставляя значения (б) в систему уравнений (а) и учитывая известные из механики соотношения

$$F_x = m_0 \frac{dv_x}{dt}, \quad F_z = m_0 \frac{dv_z}{dt},$$

получим следующую систему уравнений относительно составляющих скоростей v_x и v_z движения электрона:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{e_0}{m_0} v_z B_0 = \omega_{ц} v_z, \quad (в)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{e_0}{m_0} E_0 - \frac{e_0}{m_0} v_x B_0 = \omega_{ц} \left(\frac{E_0}{B_0} - v_x \right), \quad (г)$$

где $\omega_{ц} = 2\pi f_{ц}$ — *циклотронная угловая скорость* (частота) вращения, выражаемая формулой (4).

Дифференцируя уравнение (г) по времени и исключая с помощью уравнения (в) переменную v_x , получим:

$$\frac{d^2 v_z}{dt^2} = \omega_{ц}^2 v_z.$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$v_z = A_1 \sin \omega_{ц} t + A_2 \cos \omega_{ц} t.$$

Уравнение (г) позволяет теперь выразить составляющую v_x :

$$v_x = \frac{E_0}{B_0} - \frac{1}{\omega_{ц}} \frac{dv_z}{dt} = \frac{E_0}{B_0} - A_1 \cos \omega_{ц} t + A_2 \sin \omega_{ц} t.$$

Для определения постоянных интегрирования A_1 и A_2 учтем начальные условия для момента $t = 0$: $v_x = v_z = 0$. Отсюда найдем: $A_2 = 0$, $A_1 = E_0/B_0$ и

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \frac{E_0}{B_0} (1 - \cos \omega_{ц} t); \quad v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{E_0}{B_0} \sin \omega_{ц} t. \quad (8.5)$$

Интегрируя еще раз последние два уравнения, получим:

$$x = \frac{1}{\omega_{ц}} \frac{E_0}{B_0} (\omega_{ц} t - \sin \omega_{ц} t) + A_3; \quad z = -\frac{E_0}{\omega_{ц} B_0} \cos \omega_{ц} t + A_4.$$

Так как при $t = 0$, $x = z = 0$ (рис. 4), то постоянные интегрирования $A_3 = 0$ и $A_4 = E_0/(\omega_{ц} B_0)$. Подставляя эти значения, найдем:

$$x = \frac{E_0}{\omega_{ц} B_0} (\omega_{ц} t - \sin \omega_{ц} t); \quad z = \frac{E_0}{\omega_{ц} B_0} (1 - \cos \omega_{ц} t). \quad (8.6)$$

7. Уравнение траектории электрона в параметрической форме может быть представлено в виде:

$$x = V_{\text{п}}t - r_{\text{ц}} \sin \omega_{\text{ц}}t; \quad z = r_{\text{ц}}(1 - \cos \omega_{\text{ц}}t), \quad (8.7)$$

где $\omega_{\text{ц}}$ определяется формулой (4) и

$$V_{\text{п}} = \frac{e_0}{m_0} \frac{E_0}{\omega_{\text{ц}}} = \frac{E_0}{B_0}; \quad (8.8)$$

$$r_{\text{ц}} = \frac{1}{\omega_{\text{ц}}} \frac{E_0}{B_0} = \frac{m_0}{e_0} \frac{E_0}{B_0^2} = \frac{m_0 V_{\text{п}}}{e_0 B_0} = \frac{V_{\text{п}}}{\omega_{\text{ц}}}. \quad (8.9)$$

Такую кривую (*циклоиду*) описывает какая-нибудь точка M на окружности круга (колеса) радиусом $r_{\text{ц}}$ (рис. 4), катящегося по прямой (вдоль оси x) с некоторой скоростью $V_{\text{п}}$, называемой *переносной скоростью* (скорость перемещения центра катящегося круга).

Из уравнений (7) видно, что движение электрона может быть разложено на два движения, в сумме образующих его результирующее перемещение:

1) на *переносное движение* $V_{\text{п}}t$ (в направлении оси x) с постоянной скоростью, равной переносной скорости $V_{\text{п}}$;

2) на *вращательное движение* с циклотронной угловой скоростью $\omega_{\text{ц}}$ по окружности радиуса $r_{\text{ц}}$.

Действительно, для наблюдателя, перемещающегося вдоль оси x со скоростью $V_{\text{п}}$ (т. е. при перемещении оси z с указанной скоростью), уравнения (7) принимают вид:

$$x = -r_{\text{ц}} \sin \omega_{\text{ц}}t; \quad (z - r_{\text{ц}}) = -r_{\text{ц}} \cos \omega_{\text{ц}}t.$$

Отсюда: $(z - r_{\text{ц}})^2 + x^2 = r_{\text{ц}}^2$. Это уравнение выражает окружность радиуса $r_{\text{ц}}$, приподнятую над осью x на высоту $z = r_{\text{ц}}$.

Из сравнения формул (9) и (3) видно, что они совпадают, если положить в них $v = V_{\text{п}}$. Следовательно, радиус и частота вращательного движения электрона совпадают с радиусом и частотой циклотронного вращения электрона, движущегося со скоростью $V_{\text{п}}$ в однородном магнитном поле $\vec{B}_0 \perp \vec{V}_{\text{п}}$.

Итак, электрон, начавший свое движение у катода в некоторой точке O (рис. 4) с начальной нулевой скоростью ($v_0 = 0$), перемещается по циклоиде ONL . Согласно формуле (7) в момент $t = 0,5 T_{\text{ц}}$ электрон достигнет точки N наибольшего возвышения: $z_N = z_{\text{max}} = 2r_{\text{ц}}$.

Горизонтальное перемещение электрона к этому моменту определяется только его переносной скоростью и согласно формулам (7) и (9) равно: $x_N = 0,5 T_{\text{ц}} V_{\text{п}} = 0,5 T_{\text{ц}} \omega_{\text{ц}} r_{\text{ц}} = \pi r_{\text{ц}}$. Затем электрон начинает снижаться, перемещаясь при этом вдоль анода

(вдоль оси x), и в момент $t = T_{ц}$ он вновь попадает на катод на расстоянии от начальной точки O , опять-таки определяемом только переносной скоростью: $x_L = V_{п} T_{ц} = 2\pi r_{ц}$.

8. Обратимся к выражениям (5) для составляющих скорости электрона, причем учтем также и соотношение (8):

$$v_x = V_{п} (1 - \cos \omega_{ц} t); \quad v_z = V_{п} \sin \omega_{ц} t. \quad (8.10)$$

Из написанных выражений видно, что при $t = T_{ц}$, $v_x = v_z = 0$. Следовательно, *результирующая* скорость электрона ($v = \sqrt{v_x^2 + v_z^2}$) в момент достижения им катода становится равной нулю, т. е. *электрон возвращается к исходным начальным условиям движения*. Поэтому он может совершить новый цикл, подобный рассмотренному. Естественно, полный цикл описанного движения электрон в состоянии совершить лишь при условии, что наибольшее возвышение электрона над катодом $z_{max} = 2r_{ц}$ не превышает расстояния l_a между электродами магнетрона. В противном случае электрон достигнет анода и его движение будет прервано.

9. Рассмотрим теперь, в силу каких физических причин электрон, несмотря на действие постоянно ускоряющего электрического поля E_0 , не все время приближается к аноду, а, достигнув зенита (в точке N), начинает удаляться от анода. Существенно при этом проследить и за изменением кинетической энергии электрона, определяющей при возбуждении магнетрона энергетический баланс в передаче энергии питающего источника (постоянного электрического поля) переменному электрическому полю. Для этого проанализируем предварительно формулы (10).

Составляющая скорости v_z меняет знак после достижения электроном максимального удаления от катода, причем в точке $\omega_{ц} t = \pi$, когда $z = z_{max} = 2r_{ц}$, $v_z = 0$; $v_z = 0$ также и при $z = 0$, когда $\omega_{ц} t = 0$ или $\omega_{ц} t = 2\pi$. Очевидно, что *среднее за период $T_{ц}$ значение вертикальной (радиальной) составляющей скорости $(v_z)_{ср} = 0$* , что соответствует характеру циклоидального движения электрона: его среднее за период вертикальное (*радиальное*) перемещение равно нулю.

Иное положение мы имеем для горизонтальной (*касательной*) составляющей скорости v_x . Значение $(v_x)_{max} = 2V_{п}$ достигается при $\omega_{ц} t = \pi$, когда $z = z_{max}$ и $v_z = 0$. В этот момент составляющая скорости v_x равна полной скорости v , которая также достигает максимума: $v_{max} = (v_x)_{max} = 2V_{п}$. Последнее вытекает из характера циклоидального движения: при $z = z_{max}$ направление *вращательного* со скоростью $V_{п}$ перемещения точки M колеса (рис. 4) совпадает с направлением *горизонтального* перемещения центра колеса, катящегося вдоль оси x со скоростью $V_{п}$.

Заменяя, согласно формуле (7), $1 - \cos \omega_{\text{ц}} t$ на $z/r_{\text{ц}}$, получим простое выражение для касательной составляющей скорости: $v_x = V_{\text{п}} \cdot z/r_{\text{ц}}$. Как видно, составляющая v_x пропорциональна удалению электрона от катода. Таким образом, *составляющая скорости v_x все время положительна и ее среднее за период значение равно переносной скорости $V_{\text{п}}$* . Учитывая же то, что $(v_z)_{\text{ср}} = 0$, заключаем, что и *полная средняя скорость электрона равна его переносной скорости: $(v)_{\text{ср}} = V_{\text{п}}$* . Следовательно, электрон в процессе циклоидального перемещения то приближается к аноду, то удаляется от него, но в среднем перемещается только вдоль анода (в направлении x) со скоростью, равной его переносной скорости. Отсюда *переносная скорость $V_{\text{п}}$ определяет среднее за период перемещение электронов вдоль анода*.

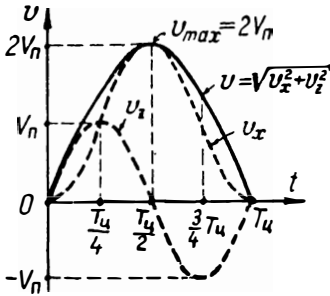


Рис. 8.5. Графики полной скорости и составляющих скоростей циклоидального движения электрона.

Следовательно, электрон в процессе циклоидального перемещения то приближается к аноду, то удаляется от него, но в среднем перемещается только вдоль анода (в направлении x) со скоростью, равной его переносной скорости. Отсюда *переносная скорость $V_{\text{п}}$ определяет среднее за период перемещение электронов вдоль анода*.

Воспользовавшись формулами (10) и (7), найдем:

$$v^2 = v_x^2 + v_z^2 = V_{\text{п}}^2 (1 - \cos \omega_{\text{ц}} t)^2 + V_{\text{п}}^2 \sin^2 \omega_{\text{ц}} t;$$

$$v = V_{\text{п}} \sqrt{2(1 - \cos \omega_{\text{ц}} t)} = V_{\text{п}} \sqrt{2z/r_{\text{ц}}} = f(z). \quad (8.11)$$

Характер изменения скорости v и ее составляющих представлен графически на рис. 5.

Существенно подчеркнуть, что величина полной скорости электрона зависит только от координаты z . Этот результат станет ясным, если учесть, что скорость электрона определяет запасенную им кинетическую энергию, которая равна работе, совершенной силой электрического поля:

$$0,5 m_0 v^2 = e_0 E_0 z = e_0 U, \text{ откуда } v = \sqrt{2 \frac{e_0}{m_0} U}. \quad (8.12)$$

Здесь $U = E_0 z$ — «*потенциал электрона*», т. е. потенциал точки поля, в которой находится электрон (потенциал катода принимается, условно, равным нулю). При отсутствии переменных полей эта работа определяется только конечными точками пути, т. е. определяется только потенциалом U данной точки поля или (для заданного поля) только расстоянием z электрона от катода. Совершенно такой же результат получится и из формулы (11), если подставить в нее значение $z = U/E_0$ и значения $V_{\text{п}}$ и $r_{\text{ц}}$ из формул (8) и (9).

10. Рассмотрим *механические силы*, действующие на электрон (рис. 6).

В первый момент вылета электрона из катода, когда его скорость $v \approx 0$, на электрон действует только «электрическая сила» $F_3 = e_0 E_0$; в этой точке «магнитная сила» $F_M = e_0 v B_0 = 0$. Под воздействием силы $F_3 = \text{const}$ электрон устремляется к аноду с ускорением F_3/m_0 , которое при отсутствии магнитного поля оставалось бы неизменным. Однако в следующий момент, когда скорость электрона оказывается уже отличной от нуля, на электрон начинает действовать также сила F_M , нарастающая вместе

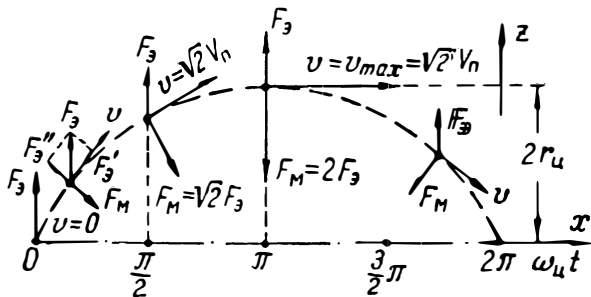


Рис. 8.6. Механические силы (F_3 , F_M), действующие на электрон, участвующий в циклоидальном движении.

с ростом скорости электрона и направленная перпендикулярно к вектору \vec{v} . Под воздействием этой силы траектория электрона искривляется, причем электрон продолжает удаляться от катода. Вместе с тем, поскольку «потенциал электрона» $U = E_0 z$ возрастает, за счет совершаемой силой F_3 работы $e_0 U$ увеличиваются скорость электрона и запасенная им кинетическая энергия. Это, в свою очередь приводит к возрастанию силы F_M настолько, что в любой точке движения составляющая силы F_3 на направление силы F_M оказывается меньшей по абсолютной величине силы F_M , как это показано в левой части рис. 6. Таким образом, из разложения силы F_3 на составляющие видно, что на электрон действуют следующие две силы: сила F'_3 , направленная в сторону движения электрона (увеличивающая скорость v), и сила $F_M - F''_3$, нормальная к вектору скорости v (меняющая направление этой скорости). В точке, соответствующей $\omega_{цт} t = 0,5\pi$, в которой согласно формуле (11) скорость $v = \sqrt{2} V_{II} = \sqrt{2} E_0 / B_0$, сила $F_M = e_0 v B_0 = \sqrt{2} F_3$. Здесь действие силы F_3 в значительной степени нейтрализуется силой F_M , а проекция силы F_3 на направление скорости v получается уже достаточно малой, ввиду чего рост скорости v оказывается небольшим, и кинетическая энергия электрона и его высота z возрастают теперь незначительно. В точке $z = z_{max}$ ($\omega_{цт} t = \pi$) скорость v направлена параллельно оси x , причем скорость электрона ($v = 2V_{II}$)

и его кинетическая энергия достигают наибольших значений. Соответственно наибольшего значения достигает и сила $F_m = 2F_z$, которая направлена противоположно силе F_z . Это обстоятельство приводит к дальнейшему искривлению траектории электрона в сторону катода.

В чем же теперь проявляется действие силы F_z , неизменно направленной вверх? Легко видеть, что теперь сила F_z приобретает составляющую, направленную против скорости v , которая начнет уменьшать величину этой скорости. Вместе с этим будет уменьшаться и кинетическая энергия электрона за счет

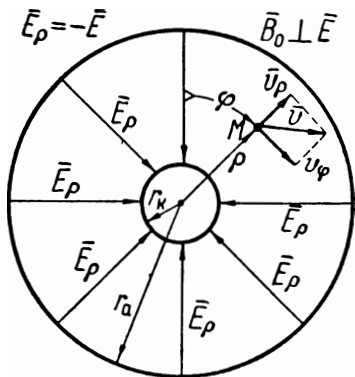


Рис. 8.7. Цилиндрический магнетрон в цилиндрической системе координат.

работы, совершаемой электроном против сил электрического поля. Электрон начнет приближаться к катоду, и его потенциал $U = E_0 z$ начнет уменьшаться. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока электрон не достигнет катода и полностью не израсходует накопленную в нем кинетическую энергию. Его потенциал и скорость станут равными нулю, после чего начнется следующий цикл движения, аналогичный предыдущему.

В течение всего описанного процесса никакого обмена энергией между электроном и магнитным полем не происходит. Взаимообмен энергией происходит только между электроном и электрическим полем. В любой момент движения кинетическая энергия электрона однозначно определяется его потенциалом U . В течение первой половины периода электрон запасает в себе энергию за счет работы электрического поля, а в течение второй половины периода — полностью возвращает эту энергию полю. Средняя же за период мощность поглощения электроном энергии поля равна нулю. Такое положение является характерным для *статического режима* работы магнетрона, когда колебания поля отсутствуют и электроны не участвуют в передаче энергии постоянного поля высокочастотному полю.

11. Рассмотренный анализ относился к случаю плоского магнетрона. При *цилиндрической* форме электродов анализ удобнее производить не в декартовой, а в цилиндрической системе координат (рис. 7).

В рассматриваемой нами плоской задаче (поскольку краевой эффект не учитывается) положение электрона в некоторой точке определяется двумя координатами: радиус-вектором ρ ($r_k \leq \rho \leq r_a$) и угловой координатой φ . Скорость \bar{v} электрона раскладывается на две составляющие: радиальную \bar{v}_ρ и касательную $\bar{v}_\varphi \perp \bar{v}_\rho$, величины которых выражаются формулами:

$$v_\rho = \frac{d\rho}{dt}; \quad v_\varphi = \rho \frac{d\varphi}{dt}. \quad (a)$$

Учитывая радиальный характер электрического поля \bar{E} ($E_\varphi = 0$), а также принятое на рис. 7 направление вектора B_0 ($\bar{B}_0 \perp \bar{v}_\rho$ и $\bar{B}_0 \perp \bar{v}_\varphi$) и положительное направление отсчета координаты φ , можно выразить составляющие механических сил, действующих на электрон, следующими формулами:

$$F_\rho = -e_0(E_\rho + v_\varphi B_0); \quad F_\varphi = -e_0(-v_\rho B_0). \quad (6)$$

Отрицательный знак внутри последней скобки соответствует тому обстоятельству, что при $v_\rho > 0$ составляющая «магнитной силы», действующей на положительный заряд, направлена *против* часовой стрелки.

Для перехода от уравнений (6) к уравнениям движения следует выразить составляющие механических сил через составляющие ускорения:

$$F_\rho = m_0 \omega_\rho, \quad F_\varphi = m_0 \omega_\varphi, \quad (в)$$

где составляющие ускорения, как известно из механики, выражаются в цилиндрических координатах следующими формулами:

$$\omega_\rho = \frac{d^2\rho}{dt^2} - \rho \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2; \quad \omega_\varphi = \rho \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2 \frac{d\rho}{dt} \frac{d\varphi}{dt}. \quad (г)$$

Напомним, что член $\rho \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = \frac{v_\varphi^2}{\rho}$ представляет *центробежное ускорение*, член $2 \frac{d\rho}{dt} \frac{d\varphi}{dt}$ — *кориолисово ускорение*.

Подставляя формулы (а), (в) и (г) в уравнения (6) и учитывая, что напряженность E_ρ действует против радиус-вектора ρ и представляет собой некоторую функцию $E(\rho)$, получим следующее уравнение движения электрона:

$$\frac{d^2\rho}{dt^2} - \rho \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = \frac{e_0}{m_0} E(\rho) - \frac{e_0}{m_0} \rho \frac{d\varphi}{dt} B_0; \quad (8.13)$$

$$\rho \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2 \frac{d\rho}{dt} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{e_0}{m_0} \frac{d\rho}{dt} B_0. \quad (8.14)$$

Функция $E(\rho)$ определяется как постоянным напряжением U_a питающего источника, так и распределенным пространственным зарядом.

12. Уравнения (13) и (14) являются нелинейными, и их строгое решение сопряжено с не преодоленными пока трудностями. Однако частное решение, соответствующее бесконечно тонкому радиусу катода и пренебрежению влиянием пространственного заряда, можно получить сравнительно просто. Это решение, удовлетворяющее начальным условиям (при $t=0$): $\rho(0)=0$ и $\varphi(0)=0$, приводит к следующему уравнению траектории электрона:

$$\rho = \rho_{max} \sqrt[3]{\left(\sin \frac{2}{3} \varphi\right)^3}, \quad \text{где } \rho_{max} = \frac{6,72 \sqrt{U_a}}{B_0}. \quad (8.15)$$

Уравнение (15) представляет собой *кардиоиду*, которая обрывается на аноде при $\rho_{max} > r_a$ и оказывается замкнутой при $\rho_{max} < r_a$ (рис. 8). В последнем случае максимальное удаление электрона от катода соответствует угловой координате $\varphi=135^\circ$, а полный цикл траектории электрона происходит при изменении φ в пределах: $0 < \varphi < 270^\circ$.

13. Даже в случае магнетрона с цилиндрическими электродами при соотношении $r_k \ll r_a$, обуславливающим наибольшую неоднородность электрического поля, характер электронных траекторий (рис. 8) в некоторых общих чертах получается подобным

характеру траекторий в плоском магнетроне. Именно, электрон, вылетающий из катода, описывает некоторую петлю (*кардиоиду*) и вновь возвращается на катод, причем средняя радиальная скорость (и перемещение) электрона, так же как и в плоском

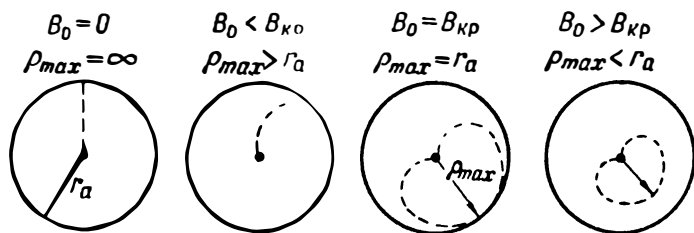


Рис. 8.8. Кардиоидальные траектории электронов при $r_k \ll r_a$.

магнетроне, равна нулю. Реальная конструкция цилиндрических электродов характеризуется обычно соотношением $r_a < 2r_k$. При таком соотношении радиусов неоднородность поля получается уже относительно небольшой. Это обстоятельство позволяет с некоторым приближением принять, что в цилиндрическом магнетроне электроны перемещаются по петлеобразным траекториям, близким к *эпициклоидам*, т. е. кривым, описываемым точкой круга некоторого радиуса r_{II} , катящегося с переносной скоростью V_{II} по окружности катода (рис. 9). Естественно, что полный цикл движения возможен лишь при $l_a = r_a - r_k > > 2r_{II}$ или $r_{max} < r_a$.

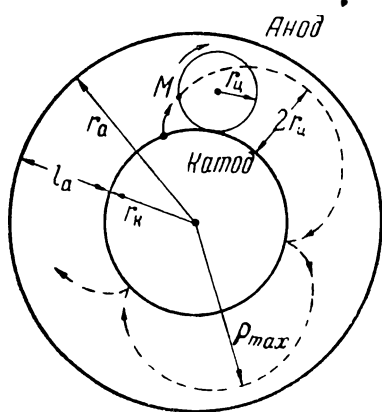


Рис. 8.9. Эпициклоидальная траектория электрона (в магнетроне с «толстым» катодом).

криволинейную координатную ось x (направляющую качения эпициклоидального круга), то можно также воспользоваться и формулами (10), определяющими величины скоростей v_z и v_x , понимая под последними соответственно радиальную (v_r) и касательную (v_φ) составляющие скорости электрона. При этом $(v_\varphi)_{ср} \cong (v_x)_{ср} = V_{II}$.

При расчете величин f_{II} (или ω_{II} и T_{II}), V_{II} и r_{II} по формулам (4), (8) и (9) необходимо все входящие в формулы величины

выражать в какой-нибудь одной системе единиц. Часто принято выражать индукцию B_0 в *гауссах* (система CGSM), а напряженность электрического поля E_0 — в *вольтах на сантиметр* (практическая нерационализованная система). В этом случае следует в указанных формулах принять в соответствии с системой CGSM отношение $e_0/m_0 = 17,59 \cdot 10^6$ и учесть, что $1 \text{ в/см} = 10^8 \text{ CGSM}$, после чего формулы примут следующий вид:

$$f_{\text{ц}} = \frac{\omega_{\text{ц}}}{2\pi} = \frac{1}{T_{\text{ц}}} = \frac{1}{2\pi} \frac{e_0}{m_0} B_0 = 2,8 \cdot 10^3 B_0 \text{ (Гц)}; \quad (8.16)$$

$$V_{\text{ц}} = (v_x)_{\text{ср}} \sim (v_{\phi})_{\text{ср}} = 10^8 E_0 / B_0 \text{ (см/сек)}; \quad (8.17)$$

$$r_{\text{ц}} = \frac{V_{\text{ц}}}{\omega_{\text{ц}}} = \frac{m_0}{e_0} \frac{E_0}{B_0^2} = 5,7 \frac{E_0}{B_0^2} = \frac{10^8 E_0}{2\pi f_{\text{ц}} B_0}. \quad (8.18)$$

Здесь все линейные размеры выражаются в *сантиметрах*, время — в *секундах* и частота $f_{\text{ц}}$ — в *герцах*.

14. Во всех приведенных выше рассуждениях и выводах мы исходили из *петлеобразного* характера электронных траекторий. К иному представлению об электронных траекториях магнетрона пришел французский физик Бриллюен, опубликовавший в 1944 году свои работы по теории магнетрона. Бриллюен считает, что выведенное из теоретического анализа представление о петлеобразном характере электронных траекторий является неправильным, так как анализ производился без учета влияния *пространственного заряда*. Бриллюен на основе нестрогого математического анализа процессов в цилиндрическом магнетроне, учитывающего влияние пространственного заряда, пришел к выводу, что электроны движутся не по кардиоидам, а по более или менее быстро развертывающимся *спиралям* (в зависимости от отношения E_0/B_0), как это показано на рис. 10.

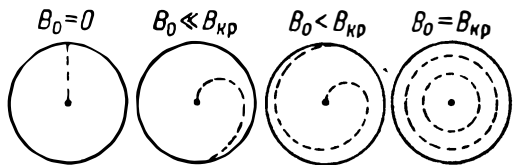


Рис. 8.10. Спиралевидные траектории электронов (по Бриллюену).

Подтверждение своей теории Бриллюен, повидимому, усматривал в том, что полученное им значение длины волны колебаний, генерируемых магнетроном со сплошным анодом, оказывается (в некотором соответствии с опытом) в $\sqrt{2}$ раз большим, чем это вытекает из элементарного соотношения, основанного на циклоидальном характере движения электронов:

$$\lambda_{\text{г}} = cT_{\text{ц}} = \frac{c}{f_{\text{ц}}} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2,8 \cdot 10^6 B_0} \approx \frac{10700}{B_0} \text{ (см)}. \quad (a)$$

Несмотря на то, что представления Бриллюена противоречили многим теоретическим и экспериментальным исследованиям ряда советских ученых, его взгляды разделялись некоторыми иностранными специалистами. В связи с этим следует указать на то, что неправильные взгляды Бриллюена полностью опровергаются трудами советских ученых.

Следует, во первых, отметить, что использованный Бриллюеном математический анализ вызывает серьезные сомнения. Во-вторых, в работах Бриллюена оказались невыясненными ни механизм возбуждения магнетронов, ни их энергетика, а рассматривались, по существу, лишь так называемые вибрационные свойства пространственного заряда. Именно эти свойства, а не спиралевидный характер траекторий, обусловил большую длину волны, нежели это

вытекает из соотношения (а). Это было показано П. В. Голубковым, который, исходя из петлеобразного характера электронных траекторий (в виде кардиоиды или квазикардиоиды — при учете пространственного заряда), получил тот же результат ($\lambda = \sqrt{2} c T_{\text{ц}}$) из рассмотрения вибрационных свойств вращающегося вокруг катода электронного заряда (кольцевого тока).

В 1934 году советский радиофизик М. Т. Грехова произвела блестящий эксперимент, свидетельствующий о петлеобразном характере электронных траекторий. В 1935 году советские ученые Г. А. Гринберг и В. С. Лукошков опубликовали научную статью, в которой впервые приводился строгий расчет электронных траекторий в разрезном магнетроне. Этот расчет подтвердил точку зрения о петлеобразном характере электронных траекторий в разрезном магнетроне (см. § 7).

Первые строгая формулировка задачи о движении электрона в цилиндрическом магнетроне с учетом неоднородности электрического поля и влияния пространственного заряда была произведена в работе Г. А. Гринберга и В. С. Волькенштейна [11]. Им удалось свести задачу к однопараметрическому нелинейному дифференциальному уравнению, которое было численно проинтегрировано для некоторых значений отношения r_a / r_k [3]. При этом оказалось, что распределение потенциалов близко к лэнгмюровскому, а электронные траектории имеют не спиралевидный, а петлеобразный характер. Строгое аналитическое интегрирование нелинейного уравнения, учитывающего влияние пространственного заряда в магнетроне, удалось произвести В. М. Глаголеву [12] для случая бесконечно тонкого катода. При этом была подтверждена именно петлеобразная форма электронных траекторий. Такой же вывод можно сделать и из последних теоретических работ, проведенных под руководством Г. А. Гринберга [24], в отношении цилиндрических магнетронов с большой величиной радиуса r_k катода. Убедительные доводы в пользу петлеобразного (циклоидального) характера электронных траекторий приводятся также в книге В. Ф. Коваленко [7].

15. До сих пор мы рассматривали траекторию одного электрона. В действительности же множество электронов вылетает в разное время из различных точек катода. Фазы движений различных электронов в общем случае не совпадают, а являются произвольными. Так, в момент, когда один электрон начинает движение по орбите, другой может находиться в «зените», третий — заканчивать движение по орбите и т. д. Вследствие этого, при условии $l_a > 2r_{\text{ц}}$, в статическом режиме в каждый данный момент времени приблизительно одинаковое количество электронов перемещается от катода к аноду и обратно — от анода к катоду. Поэтому среднее значение радиальных составляющих скоростей (v_r или v_z) всех электронов в любой момент времени окажется близким к нулю. Касательные же составляющие скорости (v_{φ} или v_x) электронов всегда направлены в одну сторону, обуславливая перемещение всех электронов вдоль окружности катода в среднем со скоростью, равной переносной скорости V_n . Следовательно, в статическом режиме множество электронов, движущихся с разной фазой, образуют электронный поток, вращающийся вокруг катода со средней скоростью V_n . Таким образом, управляющее действие достаточно сильного аксиального магнитного поля проявляется, в среднем, в том, что оно видоизменяет радиально направленный (от катода к аноду) электронный поток во вращающийся вокруг катода

лектронный поток. Это обстоятельство позволяет заключить, то наводимый в анодной цепи ток может быть обусловлен не только радиальным, но и переносным движением электронов вдоль окружности анода.

16. Формулы (16)–(18) позволяют сделать следующие выводы:

а) циклотронная частота пропорциональна индукции магнитного поля, а от напряженности электрического поля не зависит;

б) переносная скорость электронов прямо пропорциональна напряженности E_0 и обратно пропорциональна индукции B_0 ; при одновременном и одинаковом возрастании величин E_0 и B_0 скорость $V_{\text{п}}$ не изменяется;

в) величина радиуса $r_{\text{ц}}$, определяющая кривизну траектории электрона и наибольшее удаление электрона от катода ($z_{\text{max}} = r_{\text{max}} = 2r_{\text{ц}}$) в статическом режиме, пропорциональна первой степени напряженности E_0 и обратно пропорциональна квадрату B_0 ; при одновременном и одинаковом возрастании величин E_0 и B_0 радиус $r_{\text{ц}}$ уменьшается.

Таким образом, путем изменения величин E_0 и B_0 можно управлять переносной скоростью электронов и наибольшим удалением их от катода. Интересно отметить, что магнитное поле, порождающее переносное движение электронов, обуславливает *уменьшение*, а не увеличение скорости $V_{\text{п}}$ с возрастанием магнитной индукции, как это можно было бы заключить при формальном подходе к вопросу. Правильное объяснение этой закономерности, требующее одновременного (во взаимосвязи) учета влияния как магнитного, так и электрического полей, вытекает из рассуждений, приведенных в п. 10 данного параграфа.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. Определить циклотронную частоту $f_{\text{ц}}$ вращения и радиус $r_{\text{ц}}$ круговой орбиты электрона, который, пройдя ускоряющую разность потенциалов $U=2500$ в, попадает в однородное магнитное поле (свободное от электрических сил) с напряженностью $H_0 = 10^5$ а/м, нормальное к вектору скорости \vec{v} .

Решение. Для нахождения искомых величин можно воспользоваться формулами (3) и (4) или (16) и (18), вычислив предварительно скорость электрона и величину индукции B_0 , выраженную в гауссах:

$$v \approx 6 \cdot 10^7 \sqrt{U} = 6 \cdot 10^7 \sqrt{2500} = 0,3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек};$$

Учитывая, что напряженность магнитного поля $1 \text{ а/м} = 0,0126$ э, имеем для среды с проницаемостью $\mu_0 = 1$:

$$B_0 = \mu_0 H_0 = 1 \cdot 10^5 \cdot 0,0126 = 1260 \text{ гс.}$$

Подставляя найденные значения в формулы (16) и (18), получим:

$$f_{\text{ц}} = 2,8 \cdot 10^{-6} B_0 = 2,8 \cdot 10^6 \cdot 1260 = 3,53 \cdot 10^9 \text{ гц,}$$

$$r_{\text{ц}} = 5,7 \cdot 10^{-8} \frac{v}{B_0} = \frac{5,7 \cdot 10^{-8} \cdot 0,3 \cdot 10^{10}}{1260} \approx 0,14 \text{ см.}$$

2. Как изменится решение предыдущей задачи, если ускоряющая разность потенциалов возрастет в 9 раз?

О т в е т. Циклотронная частота останется неизменной, а радиус $r_{ц}$ (и скорость $V_{п}$) возрастает в $\sqrt{9} = 3$ раза.

3. Определить циклотронную частоту и радиус круговой орбиты электрона, вращающегося с линейной скоростью $v = 15 \cdot 10^3$ км/сек в однородном магнитном поле с индукцией $B_0 = 3$ кс, нормальном к вектору скорости.

О т в е т. $f_{ц} = 8\,400$ мГц; $r_{ц} = 0,284$ мм.

4. Определить индукцию однородного магнитного поля и скорость электрона, попадающего в это поле, при которых электрон вращается по круговой орбите радиуса $r_{ц} = 0,1$ см с частотой $f_{ц} = 10$ мГц.

О т в е т. $B_0 = 3,57$ кс; $v = 62\,900$ км/сек.

5. Как изменится решение предыдущей задачи, если вектор скорости направлен под углом $\alpha = 30^\circ$ к вектору индукции магнитного поля?

О т в е т. Индукция должна остаться неизменной, а скорость должна возрасти в отношении $\frac{1}{\sin \alpha} = \frac{1}{0,5} = 2$. При этом электрон будет вращаться по винтовой линии (вдоль вектора индукции) с поступательной скоростью в $109 \cdot 10^3$ км/сек.

6. Напряжение источника питания цилиндрического магнетрона $U_a = 8$ кв. Радиус катода $r_k = 1$ см, а радиус анода $r_a = 1,5$ см. Индукция $B_0 = 2$ кс. Определить циклотронную частоту, переносную скорость и наибольшее удаление электронов от катода в статическом режиме работы.

У к а з а н и е. Исходить из среднего значения напряженности электрического поля

$$(E_0)_{ср} = \frac{U_a}{r_a - r_k} = \frac{8\,000}{1,5 - 1} = 16 \cdot 10^3 \text{ в/см.}$$

О т в е т. $f_{ц} = 5\,600$ мГц; $V_{п} = 8\,000$ км/сек; $r_{ц} \approx 0,23$ мм; $z_{max} \approx 0,46$ мм.

7. Как изменится решение предыдущей задачи, если напряжение U_a и индукция B_0 уменьшатся в 2 раза?

О т в е т. Скорость $V_{п}$ останется неизменной, частота $f_{ц}$ уменьшится в 2 раза, а z_{max} возрастет в 2 раза.

8. При какой индукции B_0 и напряженности E_0 в статическом режиме переносная скорость электронов $V_{п} = 10\,000$ км/сек, а циклотронная частота $f_{ц} = 2\,000$ мГц? Какому требованию должно удовлетворять расстояние $l_a = r_a - r_k$ между электродами?

О т в е т. $B_0 = 715$ гс; $E_0 = 7\,150$ в/см; $l_a > 1,6$ мм.

9. При какой индукции B_0 и напряженности E_0 в статическом режиме циклотронная частота $f_{ц} = 2\,800$ мГц, а наибольшее удаление электронов от катода $z_{max} = 0,3$ см? Какова будет при этом переносная скорость $V_{п}$ и максимальная скорость электронов?

О т в е т. $B_0 = 1$ кс; $E_0 = 26,3$ кв/см; $v_{max} = 2V_{п}$; $V_{п} = 26\,300$ км/сек.

10. При какой индукции B_0 и напряженности E_0 переносная скорость электронов (в статическом режиме) $V_{п} = 20\,000$ км/сек, а их наибольшее удаление от катода $z_{max} = 0,5$ мм? Какова будет при этом циклотронная частота?

О т в е т. $B_0 = 4,55$ кс; $E_0 = 91$ кв/см; $f_{ц} = 12\,700$ мГц.

11. Определить переносную скорость электронов, если наивысший потенциал, достигаемый электроном в процессе циклоидального перемещения, $U = U_{max} = 500$ в?

У к а з а н и е. Воспользоваться формулой (12).

О т в е т. $v_{max} \approx 0,42 \cdot 10^{10}$ см/сек; $V_{п} = 0,5v_{max}$.

12. Как изменится наибольшая кинетическая энергия, запасаемая электроном в статическом режиме работы магнетрона, если при прочих равных условиях магнитная индукция возрастет в 2 раза?

О т в е т. Наибольшее удаление электрона от катода и запасенная кинетическая энергия уменьшатся в 4 раза.

13. Как объяснить факт уменьшения переносной скорости электронов в магнетроне с возрастанием магнитной индукции?

§ 3. КРИТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ РАБОТЫ МАГНЕТРОНА

Критические значения индукции и питающего напряжения. — Влияние толщины катода. — Критическая индукция в цилиндрическом магнетроне. — Парабола критического режима. — Критический режим работы магнетрона. — Нерабочая область магнетронного генератора. — Предельное значение питающего напряжения магнетрона. — Вопросы и задачи.

1. В статическом режиме, при достаточно высокой индукции магнитного поля и $2r_{ц} < l_a = r_a - r_{к}$, наибольшее удаление электрона от катода $z_{max} = 2r_{ц}$ (см. рис. 4 и 9). В этом случае все вылетающие из катода элект-

троны, не достигая анода, возвращаются на катод, ввиду чего анодный ток I_a должен быть равен нулю. Анодный ток может появиться только при $z_{max} > l_a$. Это обстоятельство определяет некоторые критические значения индукции ($B_0 = B_{кр}$) и напряженности электрического поля ($E_0 = E_{кр}$) или напряжения питающего источника ($U_a = U_{кр}$) как значения, при которых выполняется условие (рис. 11):

$$z_{max} = 2r_{ц} = 2r_{кр} = l_a. \quad (8.19)$$

Заменяя в формуле (18) $r_{ц}$ на $0,5 l_a$, мы найдем связь между $E_{кр}$ и $B_{кр}$, справедливую для плоского магнетрона:

$$B_{кр} = \sqrt{\frac{5,7 E_{кр}}{0,5 l_a}} \approx 3,36 \sqrt{\frac{E_{кр}}{l_a}} \quad (гс). \quad (8.20)$$

В случае однородного (или близкого к нему) электрического поля, создаваемого напряжением $U_a = E_0 l_a$, действующим между электродами, написанные формулы можно представить в виде:

$$B_{кр} = \frac{3,36}{l_a} \sqrt{U_{кр}}; \quad U_{кр} = 0,088 l_a^2 B_{кр}^2. \quad (8.21)$$

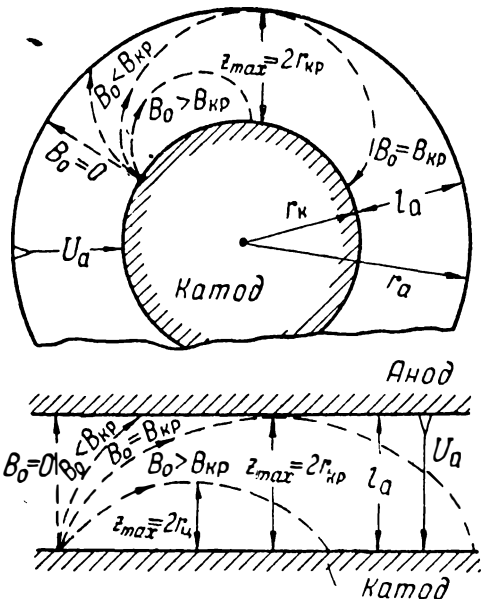


Рис. 8.11. Влияние индукции магнитного поля на траекторию электронов в статическом режиме ($U_a = \text{const}$).

2. При цилиндрической форме электродов написанные формулы, строго говоря, несправедливы. Однако не представляет большого труда получить более точные формулы, учитывающие радиальную структуру электрического поля и, кроме того, не ограниченные тем или иным предположением о характере пространственного заряда в магнетроне. Следует отметить, что пространственный заряд, независимо от закона его распределения, не влияет на величину $B_{кр}$. Пространственный заряд способен существенно изменить распределение поля и форму электронных траекторий. Однако он не может повлиять на приложенное к магнетрону напряжение U_a . Критическая же индукция зависит только от геометрии магнетрона и величины анодного напряжения и может быть найдена без предварительного определения формы электронных траекторий. Для этого следует воспользоваться выведенным в предыдущем параграфе нелинейным уравнением (14), описывающим движение электронов в цилиндрическом магнетроне. Умножив это уравнение на радиус-вектор ρ , получим

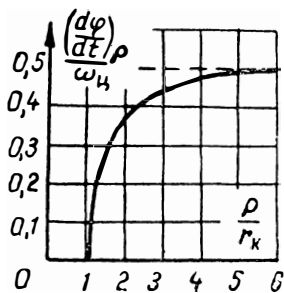


Рис. 8.12. Относительная величина угловой скорости вращения электронов.

где φ — угловая координата, определяющая положение электрона в цилиндрической системе координат (см. рис. 7). Написанное уравнение приводится к уравнению в полных дифференциалах. Действительно, так как

$$\rho^2 \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\rho \frac{d\rho}{dt} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{e_0}{m_0} B_0 \rho \frac{d\rho}{dt}, \quad (a)$$

где φ — угловая координата, определяющая положение электрона в цилиндрической системе координат (см. рис. 7). Написанное уравнение приводится к уравнению в полных дифференциалах. Действительно, так как

$$\rho^2 \left(\frac{d}{dt} \left(\rho^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) \right) = \rho^2 \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\rho \frac{d\rho}{dt} \frac{d\varphi}{dt} \quad \text{и} \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\rho^2}{2} \right) = \rho \frac{d\rho}{dt},$$

можно от уравнения (a) перейти к уравнению:

$$\frac{d}{dt} \left(\rho^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{e_0}{m_0} B_0 \frac{d}{dt} \left(\frac{\rho^2}{2} \right) \quad \text{откуда,} \quad \int_{r_k}^{\rho} d \left(\rho^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{e_0}{m_0} B_0 \int_{r_k}^{\rho} d \left(\frac{\rho^2}{2} \right).$$

Интегрируя и подставляя пределы, будем иметь:

$$\rho^2 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_{\rho} - r_k^2 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_{\rho=r_k} = \frac{e_0}{2m_0} B_0 (\rho^2 - r_k^2),$$

где $\left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_{\rho} = \varphi'_{\rho}$ — угловая скорость вращения электрона на расстоянии ρ от оси. Учитывая, что на поверхности катода скорость электрона равна нулю, а также принимая во внимание соотношение (16), будем иметь:

$$\left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_{\rho} = \varphi'_{\rho} = \frac{\omega_{ц}}{2} \left(1 - \frac{r_k^2}{\rho^2} \right). \quad (8.22)$$

Это выражение интересно в том отношении, что оно позволяет уяснить физический смысл циклотронной частоты $\omega_{ц}$. Как видно, угловая скорость вращения электрона вокруг катода пропорциональна $\omega_{ц}$. Однако угловая скорость оказывается различной на разных расстояниях ρ от оси катода (рис. 12): она увеличивается с возрастанием ρ , стремясь к значению $0,5\omega_{ц}$ при $r_k/\rho \rightarrow 0$. При весьма тонком катоде можно принять, что почти независимо от ρ

$$\varphi'_{\rho} \sim 0,5\omega_{ц} = \text{const.} \quad (8.22a)$$

Полагая в равенстве (22) $\rho = r_a$, получим

$$r_a v_{\varphi a} = r_a^2 \left(\frac{d\rho}{dt} \right)_{\rho=r_a} = \frac{\omega_{II}}{2} (r_a^2 - r_k^2).$$

Здесь $v_{\varphi a}$ — касательная составляющая скорости электрона у анода; заменим ω_{II} из равенства (16), найдем:

$$v_{\varphi a} = \frac{1}{2} \frac{e_0}{m_0} B_0 \frac{r_a^2 - r_k^2}{r_a}. \quad (8.23)$$

Последнее уравнение выражает касательную составляющую скорости электрона у поверхности анода при произвольном значении индукции B_0 . При условии же $B_0 = B_{кр}$ траектория электрона должна касаться анода (рис. 11), и поэтому должна быть равна нулю радиальная составляющая v_{ra} скорости электрона у анода. Отсюда следует, что при $B_0 = B_{кр}$, $v_{\varphi a} = v_a$ представляет собой *полную* скорость электрона у поверхности анода. Последняя при отсутствии колебаний однозначно определяется ускоряющим напряжением $U_a = U_{кр}$ в соответствии с соотношением (12). Подставляя значение $v = v_{\varphi a}$ из равенства (12) в уравнение (23), в котором следует положить $B_0 = B_{кр}$, получим искомую связь между $B_{кр}$ и $U_{кр}$, выраженную ниже формулой (24).

3. Для магнетрона с цилиндрической конструкцией электродов справедлива следующая формула, связывающая критические значения индукции (*в гауссах*) и напряжения питания (*в вольтах*):

$$B_{кр} = \frac{6,72 \sqrt{U_{кр}}}{r_a (1 - r_k^2/r_a^2)} = \frac{6,72 \sqrt{U_{кр}}}{l_a (1 + r_k/r_a)}, \quad (8.24)$$

где все линейные размеры выражены в *сантиметрах*.

При $r_k \rightarrow r_a$ формула (24) вырождается в формулу (21), соответствующую *плоскому* магнетрону. Напротив, при $r_k \rightarrow 0$, когда $l_a \rightarrow r_a$, формула (24) принимает вид:

$$B_{кр} = \frac{6,72}{r_a} \sqrt{U_{кр}} = \frac{6,72}{l_a} \sqrt{U_{кр}}. \quad (8.25)$$

Совершенно такой же результат вытекает из формулы (15), выведенной, исходя из кардиоидальной траектории электрона.

Формулы (21), (24) и (25) имеют одинаковую структуру:

$$U_{кр} = \left(\frac{l_a}{\gamma} \right)^2 B_{кр}^2, \quad \text{где } \gamma = \frac{6,72}{1 + r_k/r_a}. \quad (8.26)$$

Коэффициент γ изменяется в ограниченных пределах: от $\gamma_{макс} = 6,72$, когда $r_k = 0$ (бесконечно тонкий катод) до $\gamma_{минн} = 3,36$, когда $r_k \rightarrow r_a$ (плоский магнетрон).

Формула (26), рассматриваемая в виде функции $U_{кр} = F_{кр}(B_{кр})$, представляет собой параболу (рис. 13), которую можно назвать *параболой критического режима* работы магнетрона.

Формально, в соответствии с соотношением (26), критическим режимом работы магнетрона называется такой режим, при котором напряжение U_a питания и индукция B_0 равны их критическим значениям и при котором, если отсутствуют высокочастотные колебания, анодный ток магнетрона равен нулю, но сразу же начинает протекать при $U_a > U_{кр}$ или же при $B_0 < B_{кр}$.

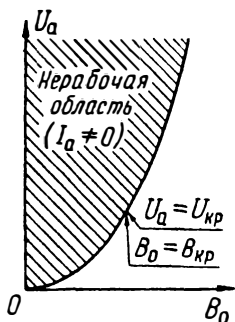


Рис. 8.13. Парабола критического режима.

Парабола критического режима разделяет плоскость на две области (рис. 13), из которых только в верхней (заштрихованной) области может протекать анодный ток при отсутствии высокочастотных колебаний. Как это вытекает из рассмотрения процессов в генерирующем магнетроне, в этой области, называемой *нерабочей областью*, сколь угодно эффективная генерация колебаний невозможна. Здесь вылетающие из катода электроны не описывают многократных петель, что необходимо для эффективной передачи высокочастотному полю энергии электронов, а попадают на анод в течение первого же полупериода движения в момент, когда накопленная электронами кинетическая энергия оказывается максимальной. В результате соударения с анодом почти вся энергия электрона, переданная ему источником питающего напряжения, преобразуется в тепло, выделяемое на аноде магнетрона.

Парабола критического режима позволяет найти предельное значение анодного напряжения, при превышении которого магнетрон эффективно работать не может.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

14. Режим питания магнетрона является критическим ($U_a = U_{кр}$, $B_0 = B_{кр}$). Насколько следует увеличить анодное напряжение, чтобы при возрастании индукции в 2 раза сохранился критический режим работы?

Ответ. В 4 раза.

15. Определить критическое значение индукции многорезонаторного магнетрона типа Р2 ($\lambda_r = 3,2$ см; $r_a = 0,23$ см; $r_k = 0,147$ см), работающего при $U_a = 16$ кВ и $B_0 = 8,5$ кГс.

Ответ. $B_{кр} = 6,25$ кГс.

16. Многорезонаторный магнетрон типа 725-А ($\lambda_r = 3,2$ см; $r_a = 0,26$ см; $r_k = 0,13$ см) при индукции $B_0 = 3080$ Гс нормально работает в диапазоне напряжений $U_a = (6,5 \div 7,5)$ кВ. Оценить предельное рабочее напряжение магнетрона.

Ответ. $(U_a)_{\max} < U_{кр} = 8$ кВ.

17. Критический режим работы магнетрона наступает при $U_a = U_{кр} = 16$ кВ и $B_0 = B_{кр} = 1,5$ кГс. Будет ли в статическом режиме протекать анодный ток, если $U_a = 20$ кВ, а $B_0 = 1,7$ кГс?

Ответ. Не будет.

18. Для междуэлектродного расстояния $l_a = 1$ см построить параболы критического режима, соответствующие; а) плоскому магнетрону; б) цилиндрическому магнетрону с $r_k/r_a = 0,5$; в) магнетрону с весьма тонким катодом.

19. Как изменится критическое значение магнитной индукции, если при заданных U_a и r_a отношение r_k/r_a возрастет?

О т в е т. Критическое значение индукции возрастет.

20. Как изменится критическое значение магнитной индукции, если при заданных U_a и $l_a = r_a - r_k$ отношение r_k/r_a возрастет?

О т в е т. Критическое значение индукции уменьшится.

§ 4. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНЕТРОНА

Характеристика «срыва» тока магнетрона. — Идеализированные статические характеристики магнетрона. — Экспериментальные статические характеристики. — Причины расхождения экспериментальных и теоретических характеристик. — Труды советских ученых по изучению статических свойств магнетронов.

1. На рис. 11 изображены траектории электронов, получающиеся при напряжении $U_a = \text{const}$ и различных значениях индукции B_0 . При $B_0 = 0$ все электроны, вылетающие из катода, достигают анода, двигаясь прямолинейно. При $B_0 \neq 0$, но $B_0 < B_{кр}$, траектории электронов искривляются, но недостаточно сильно, ввиду чего также все электроны попадают на анод. Поэтому при $B_0 < B_{кр}$ и ограниченной эмиссии катода сила анодного тока I_a будет (примерно) такой же, как и при $B_0 = 0$, т. е. не будет зависеть от величины $B_0 < B_{кр}$ (рис. 14). При $B_0 > B_{кр}$ заворачивающее действие магнитного поля оказывает настолько сильным, что все эмиттируемые электроны возвращаются на катод, не достигая анода. Поэтому при $B_0 > B_{кр}$ должен произойти резкий срыв анодного тока. Таким образом, зависимость $I_a = \varphi_c(B_0)$ должна иметь вид характеристики, показанной на рис. 14, называемой иногда *характеристикой «срыва»*.

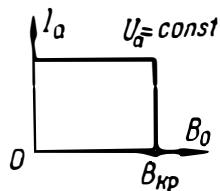


Рис. 8.14. Идеализированная характеристика «срыва».

Зависимость $I_a = f_c(U_a)$ (при разных значениях $B_0 = \text{const}$) и зависимость $I_a = \varphi_c(B_0)$ (при разных значениях $U_a = \text{const}$), снятые при отсутствии ВЧ колебаний, определяют *статические характеристики анодного тока магнетрона*. Подобные (идеализированные) характеристики представлены на рис. 15.

Показанная на рис. 15,а жирная кривая соответствует случаю $B_0 = 0$. Это — типичная кривая анодного тока диода, обладающего некоторым током насыщения $I_{нас}$. При $B_0 = B_1 = \text{const}$, анодный ток появляется, начиная с некоторого значения $U_a = U_{кр} = U_1$, представляющего собой критическое напряжение, соответствующее индукции $B_{кр} = B_1$. При этом анодный ток скачком достигает значения, примерно равного I_1 , определяемого характеристикой диода (при $B_0 = 0$ и $U_a = U_1$). Далее, с возрастанием анодного напряжения ($U_a > U_1$) анодный ток изменяется в соответствии с характеристикой диода при $B_0 = 0$ (по жирной кривой).

Напротив, при $U_a = U_1 = \text{const}$ (рис. 15,б) и $B_0 = \text{var}$ пока $B_0 < B_1$ сила тока $I_a \approx I_1$ остается неизменной и определяется из статической характеристики (рис. 15,а), соответствующей $U_a = U_1$. По достижении индукцией значения $B_0 = B_{кр} = B_1$ (для $U_a = U_1$) ток скачком обрывается до нуля, и при $B_0 > B_1$, $I_a = 0$. Анало-

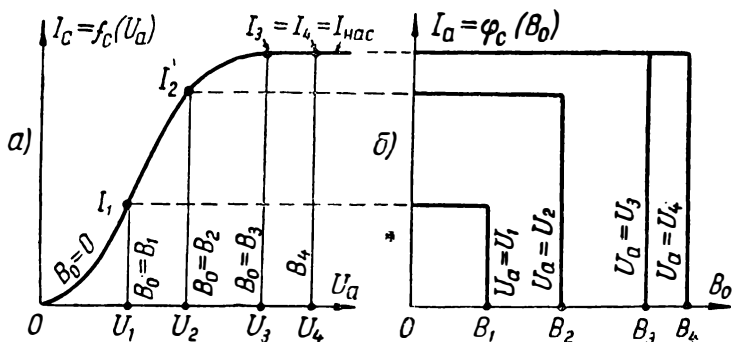


Рис. 8.15. Идеализованные статические характеристики.

гично изменяется ток $I_a = f_c(U_a)$ при $B_0 = B_2 > B_1$ с той лишь разницей, что возникновение тока происходит при $U_a = U_2 > U_1$ (рис. 15,а). В соответствии с этим при $U_a = U_2 = \text{const}$ (рис. 15,б) ток I_a обрывается при $B_0 = B_2 > B_1$. При $U_a > U_3$ сила тока остается неизменной ($I_a = I_{\text{нас}}$). Значения U_1 и B_1 , U_2 и B_2 и т. д.

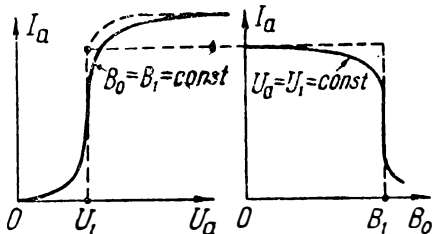


Рис. 8.16. Реальные статические характеристики.

попарно удовлетворяют уравнению (26) и представляют собой соответствующие друг другу критические значения напряжения $U_{кр}$ и индукции $B_{кр}$.

2. Показанные на рис. 15 характеристики являются идеализованными. В действительности, как это было исследовано [8], статические характеристики имеют вид, показанный на рис. 16

жирными кривыми. Экспериментальное исследование магнетронов, подтверждая в общих чертах найденную теоретически закономерность статических характеристик, в деталях дает несколько отличный результат. Индукция B_0 , при которой происходит резкий срез анодного тока, превосходит на $\sim 10^0\%$ критическое значение индукции, подсчитанное по формуле (24). Кроме того, реальная характеристика лишена остроты, характерной для теоретических кривых, причем *полная* «отсечка» анодного тока на-

ступает при индукции $B_0 \cong 2B_{кр}$. Тем не менее «магнетронный эффект» проявляется и в реальных характеристиках достаточно сильно, что позволяет использовать магнетроны, работающие в статическом режиме, для некоторых специальных целей — в качестве ограничивающих или коммутирующих приборов.

Сглаживание остроты кривых статических характеристик $I_a = \varphi_c(B_0)$ (особенно у их нижнего сгиба), а также превышение индукции среза характеристик по сравнению с теоретическим значением $B_{кр}$ может быть объяснено тем, что электроны вылетают из катода с начальной скоростью $v_0 > 0$ (при теоретическом выводе принимается $v_0 = 0$), различной для различных электронов. По-видимому, некоторое влияние оказывают также и возможная асимметрия конструкции электродов и неоднородность поля, обусловленная краевым эффектом у концов электродов. Оба указанных фактора приводят к увеличению наибольшей напряженности электрического поля в некоторых местах междуэлектродного пространства магнетрона и существованию

поэтому электронного тока с некоторой части поверхности катода даже при $B_0 > B_{кр}$. Как показали исследования советских ученых [8], [13], сглаживание остроты статической характеристики должно также происходить из-за эффекта *электростатического расталкивания* электронов между собой, проявляемого при достаточной плотности электронного заряда в магнетроне.

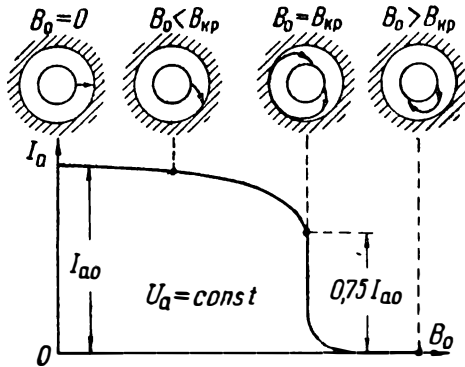


Рис. 8.17. Влияние магнитного поля на величину анодного тока магнетрона (с неограниченной эмиссией катода) в статическом режиме.

3. Сглаживание остроты статических характеристик у верхнего сгиба, особенно резко проявляемое для магнетронов, снабженных оксидными катодами с неограниченной эмиссией (рис. 17), вытекает из теории, учитывающей влияние пространственного заряда [3]. В магнетроне с неограниченной эмиссией катода сила анодного тока $I_a = f_1(U_a)$ при $B_0 = 0$ подчиняется известному «закону 3/2». При приложении магнитного поля с индукцией $B_0 < B_{кр}$ электронные траектории искривляются и становятся тем более длинными, чем больше величина B_0 . Это приводит к постепенному небольшому уменьшению анодного тока с ростом индукции B_0 (при $U_a = \text{const}$). При индукции $B_0 = B_{кр}$, когда электронные траектории становятся касательными к аноду, величина анодного тока падает до $\sim 0,75I_{a0}$, где I_{a0} — анодный ток, соответствующий $B_0 = 0$ и заданному напряжению U_a [3]. При дальнейшем увеличении индукции $B_0 > B_{кр}$ происходит резкий срез анодного тока, обусловленный «отрывом» электронных траекторий от анода.

§ 5. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ МАГНЕТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Динамический режим работы магнетрона.— Взаимодействие электронного потока с ВЧ полем.— Основные типы магнетронов.

1. До сих пор мы рассматривали процессы, характерные для *статического режима* работы магнетрона. Режим работы магнетрона, соответствующий генерации колебаний, может быть назван *динамическим режимом*.

2. Хотя конструкция и, соответственно, характер и механизм возбуждения колебаний у магнетронов разных типов имеют свои конкретные отличительные особенности, однако в энергетической основе действия магнетронов всех типов лежат некоторые общие физические закономерности, характерные для динамического режима работы магнетронов.

Обязательным важнейшим элементом магнетронного генератора любого типа является *колебательная система* той или иной конструкции. В современных магнетронах в качестве колебательной системы обычно используются *объемные резонаторы*. Электронный поток возбуждает в колебательной системе магнетрона изменяющееся во времени по гармоническому закону с определенной частотой электромагнитное поле (E_{ω} , B_{ω}). Колебательная система магнетрона включается таким образом, что в *пространстве взаимодействия* (между катодом и анодом) образуется (помимо постоянного поля) переменное поле. Электрическая составляющая E_{ω} этого поля (а не магнитная составляющая B_{ω}) имеет основное значение во взаимодействии электронов с полем и определяет отличительную особенность режима работы магнетрона.

До установления колебаний в магнетроне электронный поток взаимодействует только с постоянным электрическим полем. Ускоряясь этим полем, электроны накапливают кинетическую энергию, отнимая ее у поля (в конечном итоге — от питающего источника); тормозясь этим же полем, они возвращают энергию полю. При возбуждении магнетрона электроны взаимодействуют также и с переменным электрическим полем. В процессе такого взаимодействия очень существенным оказывается совместное управляющее действие постоянных магнитного и электрического полей. Благодаря управляющему действию этих полей *преобладающее количество электронов перемещается в пространстве взаимодействия в благоприятной фазе*, т. е. таким образом, что они тормозятся переменным полем, действующим в пространстве взаимодействия. В результате этого электроны передают ВЧ полю (колебательной системе) запасенную ими кинетическую энергию, чем и покрывается расход высокочастотной энергии, передаваемой нагрузочному элементу и частично рассеиваемой в виде тепла в самой колебательной системе, обладающей потерями.

3. Созданию современных магнетронов предшествовала огромная исследовательская работа, в процессе которой намечались

и разрабатывались различные типы магнетронов, из которых отдельные типы уже потеряли свое практическое значение. В числе разработанных магнетронов наиболее удачными или важными в принципиальном отношении оказались следующие основные типы:

а) магнетроны с неразрезанным анодом или, короче, *неразрезные магнетроны*, в которых возбуждаются так называемые пролетные колебания циклотронной частоты (*циклотронные магнетроны*);

б) магнетроны с разрезанным анодом или, короче, *разрезные магнетроны*, в которых возбуждаются так называемые *контурные колебания* с частотой (более низкой, чем циклотронная), определяемой колебательной системой (контуром), подключаемой к магнетрону;

в) *многорезонаторные* (многокамерные) *магнетроны*, обладающие массивным анодом с проточенными в нем полостями — резонаторами, образующими колебательную систему магнетрона, которая определяет частоту генерируемых колебаний.

Отличительные особенности возбуждения колебания в магнетронах первых двух типов рассматриваются в данной главе. Многорезонаторные магнетроны благодаря своим высоким качествам нашли в настоящее время наибольшее применение. Их рассмотрению посвящена отдельная глава.

§ 6. ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕРАЗРЕЗНОГО МАГНЕТРОНА

Схема включения колебательной системы. — Условие самовозбуждения. — Уравнения движения электронов, их решение и анализ. — Взаимодействие поля с электронным потоком. — Траектории электронов. — «Полезные» и «вредные» электроны. — Селекция электронов. — Частота генерируемых колебаний. — Затухание колебательного движения электронов. — «Отработанные» электроны и их удаление. — Сущность процесса образования «отработанных» электронов. — Принципиальные недостатки, обуславливающие низкую эффективность магнетрона. — Вопросы и задачи.

1. Неразрезной магнетрон представляет собой диод с цилиндрическими электродами (рис. 1), между которыми создается аксиально направленное однородное магнитное поле (рис. 2). Для возбуждения магнетрона M между ним и источником питающего напряжения U_a подключается колебательная система (рис. 18,а). Чаще всего применяется схема параллельного питания (рис. 18,б), и в качестве колебательной системы используется отрезок короткозамкнутой линии L , что позволяет весьма просто регулировать собственную частоту колебаний системы.

Неразрезной магнетрон явился исторически первым типом магнетронного генератора, исследованного советскими учеными с целью возбуждения колебаний СВЧ. Первые исследования были в 1924 году предприняты украинскими физиками под руководством А. А. Слущкина. К 1925 году они добились выдающихся для того времени результатов: ими впервые были получены устойчивые незатухающие колебания с длиной волны около

60 см мощностью порядка 1 Вт; результаты исследований были опубликованы в 1926 г. [8]. В 1929 году была опубликована вторая статья, также посвященная магнетронам с неразрезным анодом. В этих статьях излагались основы теории неразрезного магнетрона.

Указанные выше исследования показали, что собственная частота f_c колебательной системы магнетрона не определяет

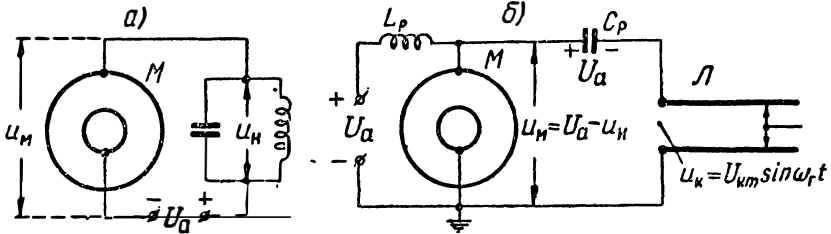


Рис. 8.18. Схемы включения колебательной системы:

а) — последовательная схема питания; б) — параллельная схема питания.

частоты f_r генерируемых колебаний, но для успешной генерации должно выполняться равенство: $f_r \cong f_c$. Частота же генерируемых колебаний близка к частоте электронных колебаний — циклотронной частоте $f_{ц}$, зависящей только от индукции магнитного поля. По этой причине возбуждаемые в магнетроне колебания иногда называются *циклотронными* или *пролетными*. Колебания наибольшей интенсивности возбуждаются при режиме,

близком к критическому, когда при отсутствии генерации электронные траектории почти касаются анода. При отклонении же от критического режима мощность колебаний быстро уменьшается и падает до нуля (рис. 19).

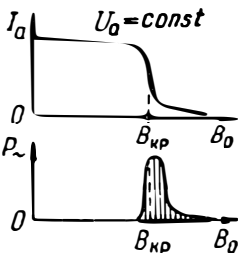


Рис. 8.19. Область генерации магнетрона.

Таким образом, условие самовозбуждения магнетрона заключается в выборе режима (U_a и B_0), близкого к критическому, определяемому формулой (24), и в равенстве собственной частоты колебательной системы циклотронной частоте ($f_r \cong f_{ц} \cong f_c$).

При включении магнетрона, за счет «ударного» возбуждения, вызванного включением питающего напряжения, или за счет случайной флуктуации электронного потока, в пространстве взаимодействия образуется электрическое поле $E = E_0 + E_{-}$, содержащее более или менее слабую вначале переменную составляющую E_{-} . Однако последняя начинает взаимодействовать с электронным потоком. В этом процессе существенным оказывается не вращательное, а *радиально-колебательное* движение электронов, которые либо ускоряются, либо тормозятся переменным полем. В случае, если выполняется условие самовозбужде-

ния, преобладающее количество электронов тормозится переменным полем и передает ему накапливаемую под воздействием постоянного поля энергию. Это приводит к возрастанию амплитуды колебаний и одновременно к увеличению потерь энергии в системе и на аноде магнетрона (за счет бомбардировки его электронами). В результате, после некоторого переходного процесса, устанавливаются колебания такой амплитуды, при которой энергия, доставляемая питающим источником (через посредство электронного потока), в точности покрывает суммарный расход энергии системы.

2. Аналитическое рассмотрение процессов в магнетроне при динамическом режиме работы является достаточно сложным. Однако задача существенно упрощается, если, приближенно, заменить радиальную структуру электрического поля плоско-параллельной (переход к «плоскому магнетрону») и пренебречь влиянием пространственного заряда.

Обратимся к представленной на рис. 4 модели «плоского магнетрона». Примем показанную на рис. 4 ориентацию координатных осей и полей и составим уравнения движения, аналогичные приведенным в § 2 п. 6. Разница будет заключаться лишь в том, что в данном случае, кроме постоянного поля E_0 , действует также и переменная составляющая $E_{\omega} = E_m \sin(\omega_{\omega} t + \psi)$, изменяющаяся с частотой $\omega_{\omega} \cong \omega_{\omega}$.

Будем полагать, что каждый рассматриваемый электрон вылетает из катода в момент $t = 0$. Тогда начальная фаза будет определять начальное значение переменного поля ($E_{\omega}(0) = E_m \sin \psi$) в момент вылета электрона. Принимая разные значения ψ , можно рассмотреть траектории электронов, покидающих катод при различной фазе переменной составляющей поля.

Действуя аналогично изложенному в § 2 п. 6, получим систему уравнений относительно составляющих скоростей v_x и v_z движения электрона:

$$\frac{dv_x}{dt} = \omega_{\omega} v_z; \quad \frac{dv_z}{dt} = \frac{\omega_{\omega}}{B_0} [E_0 + E_m \sin(\omega_{\omega} t + \psi)] - \omega_{\omega} v_x. \quad (a)$$

Дифференцируя первое уравнение и исключая переменную v_z , получим неоднородное линейное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} + \omega_{\omega}^2 v_x = \frac{\omega_{\omega}^2}{B_0} [E_0 + E_m \sin(\omega_{\omega} t + \psi)]. \quad (б)$$

Частное решение уравнения (б) имеет вид:

$$(V_x)_{\text{частн}} = V_0 - V_m \omega_{\omega} t \cdot \cos(\omega_{\omega} t + \psi).$$

Путем подстановки этого решения в уравнение (б), найдем:

$$V_0 = \frac{E_0}{B_0} = V_{\text{п}}, \quad V_m = \frac{1}{2} \frac{E_m}{E_0} V_{\text{п}},$$

где $V_{\text{п}}$ — переносная скорость электронов в статическом режиме. Полный интеграл уравнения (б) имеет вид:

$$v_x = M \cos \omega_{\omega} t + N \sin \omega_{\omega} t + V_{\text{п}} - \frac{V_{\text{п}} E_m}{2 E_0} \omega_{\omega} t \cdot \cos(\omega_{\omega} t + \psi).$$

Отсюда, воспользовавшись первым уравнением системы (а), находим:

$$v_z = -M \sin \omega_{\omega} t + N \cos \omega_{\omega} t - \frac{V_{\text{п}} E_m}{2 E_0} [\cos(\omega_{\omega} t + \psi) - \omega_{\omega} t \sin(\omega_{\omega} t + \psi)].$$

Из начальных условий [$v_x(0) = v_z(0) = 0$] находятся постоянные интегрирования:

$$M = -V_n, N = 0,5(E_m/E_0)V_n \cos \psi,$$

которые определяют следующие выражения для составляющих скоростей.

$$\left. \begin{aligned} \frac{v_x}{V_n} &= 1 - \cos \omega_{цt} + \frac{E_m}{2E_0} [\cos \psi \cdot \sin \omega_{цt} - \omega_{цt} \cos(\omega_{цt} + \psi)] \\ \frac{v_z}{V_n} &= \sin \omega_{цt} + \frac{E_m}{2E_0} [\sin \psi \cdot \sin \omega_{цt} + \omega_{цt} \sin(\omega_{цt} + \psi)]. \end{aligned} \right\} \quad (в)$$

Отметим некоторые выводы, вытекающие из формул (в). При отсутствии ВЧ поля (v_x)_{ср} = V_n . В случае же $E_m \neq 0$ средняя скорость

$$(v_x)_{ср} = \frac{1}{T_{ц}} \int_0^{T_{ц}} v_x dt = V_n \left(1 - \frac{1}{2} \frac{E_m}{E_0} \sin \psi \right) \quad (8.27)$$

несколько отличается от скорости V_n и зависит от начальной фазы ψ ВЧ поля, причем при $\psi = 0$ или $\psi = \pi$, (v_x)_{ср} = V_n . Далее, при $E_m = 0$ мы имели (v_z)_{ср} = 0. В данном же случае

$$(v_z)_{ср} = -0,5(E_m/E_0)V_n \cos \psi \neq 0, \text{ если } \psi \neq \pm 0,5\pi.$$

Это свидетельствует о не нулевом энергетическом балансе электрона за период, т. е. об изменении его потенциальной энергии за период.

Интегрируя уравнения (в) в пределах от 0 до t , получим уравнения движения (учитывающие принятые начальные условия):

$$\begin{aligned} \frac{x}{r_{ц}} &= \omega_{цt} - \sin \omega_{цt} - \frac{E_m}{2E_0} [\cos(\omega_{цt} + \psi) + \omega_{цt} \sin(\omega_{цt} + \psi) + \\ &\quad + \cos \psi \cos \omega_{цt} - 2 \cos \psi], \\ \frac{z}{r_{ц}} &= 1 - \cos \omega_{цt} + \frac{E_m}{2E_0} [\cos \psi \sin \omega_{цt} - \omega_{цt} \cos(\omega_{цt} + \psi)]. \end{aligned} \quad (8.28)$$

В написанных формулах $r_{ц}$ выражается формулой (18) (см. рис. 4). Из сравнения формул (28) с формулами (6) видно, что члены в квадратных скобках выражают добавочный результат, обязанный действию ВЧ поля. Наибольший интерес представляет второе уравнение, определяющее расстояние z электрона от катода; рассмотрим его подробнее.

Пусть режим магнетрона весьма близок к критическому. Тогда расстояние l_a близко к $2r_{ц}$ (рис. 4). Легко видеть, что в этом случае при $E_m = 0$, наибольшее удаление электронов от катода ($z_{max} \approx 2r_{ц}$) достигается при $\omega_{цt} = \pi$. При $E_m \neq 0$ удаление электронов от катода при $\omega_{цt} = \pi$ выражается формулой:

$$z = z_{\pi} = 2r_{ц} + 0,5r_{ц}\pi \cdot \cos \psi (E_m/E_0), \quad (8.29)$$

которая (в зависимости от знака $\cos \psi$) определяет величину $z_{\pi} \geq 2r_{ц}$. Хотя в общем случае (при любом ψ) $z = z_{max}$ достигается и не точно при $\omega_{цt} = \pi$, однако при $E_m \ll 2E_0$ первое экстремальное значение $z = z_{max}$ получается при $\omega_{цt}$, весьма близком к π . Это обстоятельство позволяет из формулы (29) сделать вывод о том, что:

$$\text{при: } -0,5\pi \leq \psi \leq 0,5\pi, z_{max} \approx z_{\pi} \geq 2r_{ц} \approx l_a;$$

$$\text{при: } 0,5\pi < \psi < 1,5\pi, z_{max} \approx z_{\pi} < 2r_{ц} \approx l_a.$$

Этот результат физически истолковывается весьма просто. В первом случае электрон вылетает при такой фазе ВЧ поля, что преобладающим оказывается *ускоряющее* действие ВЧ поля; поэтому такой электрон либо «притягивается» к аноду в течение первой же половины своего петлеобразного цикла, либо падает на катод в конце этого цикла (если $2r_{ц} < l_a$). Во втором случае преобладающим оказывается *тормозящее* действие переменного поля, что сказывается на уменьшении величины z_{max} . Наибольшее тормозящее действие поле оказывает при $\psi = \pi$. Рассмотрим этот случай отдельно.

При $\psi = \pi$ выражения для x , z , v_x и v_z принимают вид:

$$x = r_{ц} \{ \omega_{ц} t - \sin \omega_{ц} t + 0,5 (E_m/E_0) [\omega_{ц} t \cdot \sin \omega_{ц} t - 2 (1 - \cos \omega_{ц} t)] \}; \quad (8.30)$$

$$z = r_{ц} \{ 1 - \cos \omega_{ц} t + 0,5 (E_m/E_0) [\omega_{ц} t \cos \omega_{ц} t - \sin \omega_{ц} t] \}; \quad (8.31)$$

$$v_x = V_{п} \{ 1 - \cos \omega_{ц} t + 0,5 (E_m/E_0) [\omega_{ц} t \cdot \cos \omega_{ц} t - \sin \omega_{ц} t] \}; \quad (8.32)$$

$$v_z = V_{п} [\sin \omega_{ц} t - 0,5 (E_m/E_0) \omega_{ц} t \sin \omega_{ц} t]. \quad (8.33)$$

Последняя формула показывает, что экстремальные значения z получаются при $\omega_{ц} t = k\pi$; при $\omega_{ц} t = 0,5 E_0/E_m$ получается точка перегиба (рис. 20).

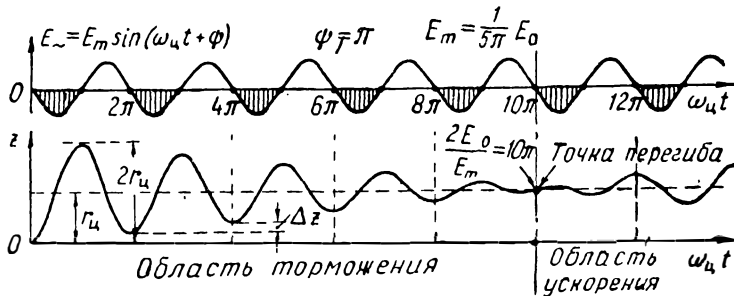


Рис. 8.20. Закон изменения расстояния z электрона от катода при наличии переменного поля.

Для уяснения энергетического баланса электрона следует иметь в виду, что энергия, передаваемая электроном ВЧ полю, определяется изменением *суммы* его кинетической и потенциальной энергии (последняя при $z = 0$ максимальна, а при $z = l_a$ равна нулю). Изменение потенциальной энергии определяется координатой z ; изменение кинетической энергии — величиной скорости электрона. Поэтому представляет интерес оценить составляющие скорости электрона в экстремальных точках, в которых запас потенциальной энергии оказывается минимальным или максимальным.

Из формул (32) и (33) видно, что

$$\text{при } \omega_{ц} t = k\pi \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad v_z = 0;$$

$$\text{при } \omega_{ц} t = (2k + 1)\pi, \quad v_x = (v_x)_{max} < 2V_{п};$$

$$\text{при } \omega_{ц} t = 2k\pi, \quad v_x = k\pi V_{п} E_m/E_0 \neq 0.$$

Таким образом, в экстремальных точках составляющая скорости $v_z = 0$ (как и в случае статического режима). Отличие получается в отношении составляющей скорости v_x . При этом, при $\omega_{ц} t = \pi, 3\pi, \dots$, когда $z = z_{max}$, составляющая скорости v_x так же, как и в статическом режиме, достигает максимума, но в данном случае величина $(v_x)_{max}$ получается несколько меньшей, что свидетельствует о передаче части энергии ВЧ полю. В точках же $\omega_{ц} t =$

$= 2\pi, 4\pi, \dots$, когда $z = z_{min} \neq 0$ (что свидетельствует об убыли потенциальной энергии и, следовательно, о передаче некоторого количества энергии ВЧ полю), величина скорости $v_x \neq 0$ и постепенно нарастает со временем. Это указывает на то, что с течением времени возможность передачи электроном энергии переменному полю постепенно иссякает. Действительно, работа, совершаемая постоянным полем за период, равна:

$$W_0 = e_0 E_0 \Delta z = e_0 E_0 r_{ц} \frac{E_m}{2E_0} 2\pi = 2\pi \frac{E_m}{E_0} \left(\frac{m_0 V_{п}^2}{2} \right),$$

где использованы соотношения (31), (9) и (8); $\Delta z \neq 0$ — изменение координаты z электрона за период (рис. 20). Часть этой работы затрачивается на увеличение кинетической энергии электрона:

$$W_{кин} = \frac{m_0}{2} [(v_x)_{\omega t=2k\pi}^2 - (v_x)_{\omega t=2(k-1)\pi}^2] = (2k-1)\pi^2 \frac{E_m^2}{E_0^2} \frac{m_0 V_{п}^2}{2}.$$

Отсюда энергия, передаваемая ВЧ полю за период, равна:

$$W_{э} = W_0 - W_{кин} = 2\pi \frac{E_m}{E_0} \left[1 - (2k-1) \frac{\pi}{2} \frac{E_m}{E_0} \right] \frac{m_0 V_{п}^2}{2}.$$

Таким образом, энергия $W_{э}$ уменьшается (до нуля) с ростом номера k периода и далее меняет свой знак. Последнее соответствует *отбору* электроном энергии у ВЧ поля, которое через достаточное большое число периодов (после точки перегиба) превращается из тормозящего в ускоряющее (рис. 20).

3. Рассмотрим качественно картину взаимодействия ВЧ электрического поля с электронным потоком, раскрывающую механизм возбуждения и поддержания колебаний в магнетроне.

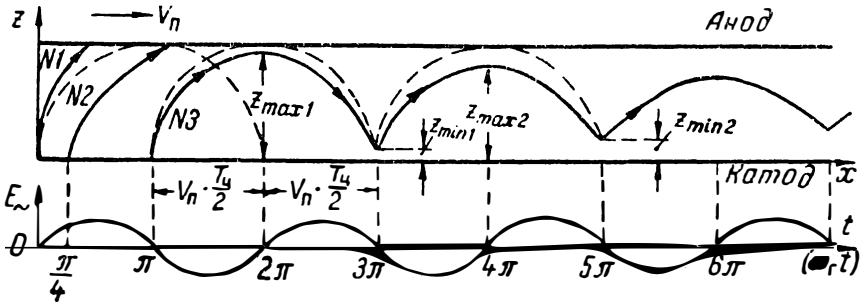


Рис. 8.21. Траектории электронов в динамическом режиме ($E = E_0 + E_m \sin \omega_c t$).

Пусть между анодом и катодом магнетрона, помимо поля $E_0 = \text{const}$, действует также и переменное поле $E_{\sim} = E_m \sin \omega_c t$, где $E_m \ll E_0$; такое соотношение является типичным для работы магнетрона.

Рассмотрим траектории электронов, причем, для простоты, обратимся к «плоской» модели магнетрона (рис. 4), пространство взаимодействия которого изображено схематически на рис. 21. Поскольку путь, проходимый электронами в их переносном дви-

жении (вдоль оси x), в среднем пропорционален времени,* представим рядом с осью x ось $\omega_r t$, на которой изобразим составляющую E_{\perp} . При этом, поскольку $\omega_r \cong \omega_{\perp}$, длительность T_{\perp} совершения одного петлеобразного цикла приблизительно равна периоду T_r изменения ВЧ поля.

Будем полагать, что режим работы магнетрона близок к критическому. Тогда, при отсутствии переменного поля, электронные траектории должны касаться анода, как это показано пунктиром на рис. 21. При наличии переменного поля, величина которого $|E_{\perp}| \ll E_0$, петлеобразный характер движения электронов в основном остается тем же. Множество электронов, непрерывно эмиттируемых катодом, начинает свое движение при самой разнообразной фазе переменного поля. Электроны, вылетающие из катода в течение полупериода, когда $E_{\perp} > 0$, тормозятся ВЧ полем. Так как в среднем одинаковое количество электронов начинает свое движение при любой возможной фазе ВЧ поля, то это создает, на первый взгляд, впечатление того, что средний эффект взаимодействия переменного поля с электронным потоком должен быть равен нулю. Однако это неверно.

Рассмотрим поведение нескольких электронов, вылетающих из катода при некоторых характерных фазах ВЧ поля. Траектории электронов показаны (рис. 21) сплошными линиями.

Электрон (№ 1), вылетающий из катода при $\omega_r t = 0$, ускоряется как постоянной, так и переменной составляющими поля. Поэтому он будет заворачиваться магнитным полем несколько слабее, чем при отсутствии ВЧ поля. Точнее, радиус кривизны его траектории (или радиус r_{\perp} «катящегося колеса») станет большим, чем в отсутствие поля E_{\perp} , в результате чего электрон достигнет анода в течение первого же полуцикла. Рассматриваемый электрон отнимает энергию у ВЧ поля, но длительность такого вредного взаимодействия невелика — менее полупериода. Приблизительно такова же «судьба» и электрона (№ 2), покидающего катод при $\omega_r t = 0,25\pi$, и других электронов, покидающих катод при фазе $\omega_r t$, лежащей в пределах: $-0,5\pi \leq \omega_r t \leq 0,5\pi$. Для всех указанных электронов преобладающее действие переменного поля оказывается ускоряющим. Поэтому при режиме, близком к критическому, все подобные «вредные» электроны в течение первого же периода либо окажутся «притянутыми» к аноду, либо «упадут» на катод (при $l_a > 2r_{\perp}$) и в дальнейшем взаимодействии участвовать не будут. Такова роль «вредных» электронов, отнимающих энергию от колебательной системы.

* Точнее, при наличии переменного поля средняя скорость перемещения электронов вдоль окружности катода (вдоль оси x) оказывается несколько различной для разных электронов и несколько отличающейся от переносной скорости статического режима. Однако при $E_m \ll E_0$ эта разница (для не очень большого числа первых циклов) мала и ею можно пренебречь.

Рассмотрим теперь электрон (№ 3), вылетающий из катода при наиболее благоприятной в отношении генерации фазе $\omega_r t = \pi$ (рис. 21). В течение первого полуцикла своего движения в направлении к аноду электрон тормозится ВЧ полем, действующим навстречу постоянному полю E_0 . Электрон подвержен воздействию результирующего поля $E < E_0$, и поэтому он несколько сильнее заворачивается магнитным полем. Наибольшее удаление электрона от катода $z_{max,1}$ будет меньшим, чем при $E_{\sim} = 0$, и электрон, не достигая анода, начнет двигаться к катоду. Однако в это же время изменится и полярность поля E_{\sim} . Переменное поле опять становится тормозящим, но теперь оно действует в том же направлении, что и поле E_0 . Поэтому электрон, двигаясь к катоду, тормозится сильнее, чем при отсутствии переменного поля, и кинетической энергии электрона уже не хватает для достижения катода; составляющая скорости v_z становится равной нулю до того, как электрон коснется катода. В результате электрон достигает некоторого положения $z_{min,1}$ и затем опять начинает двигаться в сторону анода. Опять изменение направления движения совпадает с изменением полярности ВЧ поля; электрон снова тормозится этим полем, достигает некоторого наибольшего удаления $z_{max,2} < z_{max,1}$ и вновь начинает двигаться к катоду, преодолевая тормозящее действие ВЧ поля. Затем из положения $z_{min,2} > z_{min,1}$ электрон снова движется в сторону анода, тормозясь ВЧ полем, и т. д.

Мы рассмотрели электрон, вылетающий из катода в *наиболее благоприятной фазе*. Такой «полезный» электрон все время тормозится этим полем, передавая ему за каждый совершенный цикл часть кинетической энергии, приобретенной за счет ускоряющего действия постоянного электрического поля. Несколько менее, но все же эффективными окажутся и другие «полезные» электроны, вылетающие при фазе ВЧ поля, лежащей в пределах $0,5\pi < \omega_r t < 1,5\pi$. *Преобладающее* воздействие ВЧ поля на все такие электроны оказывается *тормозящим*, и такие электроны передают ВЧ полю большую или меньшую часть запасенной в них энергии.

Существенным в рассматриваемом процессе является то, что «полезные» электроны участвуют в благоприятном взаимодействии с полем в течение более или менее значительного числа циклов. «Вредные» же электроны, как мы видели, взаимодействуют с ВЧ полем не более, чем в течение одного периода. Следовательно, *само переменное поле осуществляет своеобразную селекцию вылетающих из катода электронов, в результате чего преобладающая часть электронного потока, находящегося в пространстве взаимодействия, участвует в полезном для поддержания высокочастотных колебаний взаимодействии с полем*. В итоге энергетический баланс оказывается благоприятным для возможности возбуждения и поддержания ВЧ колебаний.

Описанный механизм возбуждения колебаний подчеркивает важность соблюдения *синфазности* электронных колебаний с колебаниями поля. Нужная синфазность автоматически обеспечивается при равенстве собственной частоты колебательной системы с частотой электронных колебаний. Это условие в некотором отношении подобно *условию баланса фаз* лампового генератора.

Частота f_r электронных колебаний близка в циклотронной частоте, определяемой формулой (16). Отсюда вытекает следующая формула для длины волны генерируемых колебаний:

$$\lambda_r = \frac{c}{f_r} \cong \frac{c}{f_{ц}} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2,8 \cdot 10^6 B_0} \cong \frac{10700}{B_0} \text{ (см)}, \quad (8.34)$$

где индукция B_0 выражена в *гауссах*. Согласно экспериментальным данным, величина численного коэффициента в формуле (34) лежит в пределах от 12 000 до 19 000. Наблюдаемые отклонения величины λ_r обусловлены влиянием пространственного заряда магнетрона, который несколько уменьшает скорость движения электронов и, соответственно, увеличивает период T_r и длину волны λ_r . Учет влияния пространственного заряда, произведенный А. А. Слуцкиным, дал следующее выражение длины волны:

$$\lambda_r \cong 16700/B_0. \quad (8.35)$$

Эта формула дает результаты, близкие к получаемым экспериментально. Вопросу определения длины волны колебаний, генерируемых неразрезным магнетроном, посвящен ряд важных теоретических работ советских ученых [2], [14], [11] и др.

4. Электроны, ускоряемые как постоянным, так и переменным полем, либо образуют вредный анодный ток, отдавая аноду энергию, отнятую и от постоянного и от переменного поля, либо же падают на катод (в конце первого цикла), отдавая ему энергию, отнятую только от переменного поля. «Полезные» же электроны совершают колебательные движения между катодом и анодом, но их дальнейшая судьба остается пока неясной.

Аналитическое исследование электронных траекторий (см. п. 2) показывает, что существенное для магнетронных генераторов рассматриваемого типа колебательное движение электронов в *радиальном* направлении *постепенно затухает*. Вместе с этим уменьшается и количество энергии, передаваемое электроном за каждый цикл ВЧ полю. Более того, электроны, радиально-колебательное движение которых затухло, в дальнейшем начинают даже ускоряться ВЧ полем, отнимая у него энергию (см. рис. 20). В пространстве взаимодействия образуются «отработанные» электроны, препятствующие дальнейшей эффективной генерации.

Для устранения отрицательного влияния «отработанных» электронов принимаются специальные меры: их удаляют из про-

странства взаимодействия. Для этой цели, например, у торцевой поверхности катода устанавливается специальный электрод, которому сообщается положительный потенциал. Этим создается дополнительное электрическое поле, направленное вдоль оси катода, вызывающее появление составляющей скорости электронов вдоль оси катода. Благодаря этому электроны двигаются по винтовой линии и к моменту полной своей отработки достигают краев катода, где они и улавливаются специальным электродом — дополнительным анодом (рис. 22).

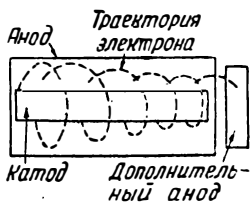


Рис. 8.22. Схема удаления «отработанных» электронов.

Из изложенного становится понятным, что для наиболее эффективной генерации следует работать в режиме, близком к критическому. В этом режиме создается наибольшая амплитуда радиальных колебаний электронного потока и, следовательно, создаются условия для передачи полю

электронами наибольшего количества энергии до полной их «отработки».

5. Для уяснения сущности процесса образования «отработанных» электронов проанализируем траекторию электрона (№ 3), вылетающего в наиболее благоприятной фазе (рис. 21).

По достижении первого максимума $z_{max,1}$ электрон обладает наибольшей скоростью $v_{max} = (v_x)_{max}$, которая, однако, несколько меньше скорости $v_{max} = 2V_{п}$, соответствующей статическому режиму. Энергетически это обусловлено тем, что за время первого полуцикла электрон передает часть запасенной им энергии ВЧ полю. Поэтому при $z = z_{max,1}$ кинетическая энергия электрона уже не равна «его потенциалу» $e_0U = e_0E_0z_{max,1}$, т. е. не равна энергии, затраченной постоянным полем, а меньше ее на величину, переданную ВЧ полю. Динамически этот результат можно объяснить эффектом воздействия поля E_{\sim} , которое в течение первого полуцикла уменьшало результирующее поле $E = E_0 - |E_{\sim}| < E_0$.

В течение второго полуцикла тормозящее электрон поле $E = E_0 + |E_{\sim}| > E_0$. Кроме того, электрон начинает снижаться при запасенной в нем кинетической энергии, меньшей потенциала $e_0E_0z_{max,1}$ точки $z_{max,1}$. Эти обстоятельства приводят к тому, что в конце цикла, когда составляющая скорости v_z достигает нуля, минимальное возмущение электрона $z_{min,1} \neq 0$ и составляющая скорости v_x также оказывается отличной от нуля; она как бы не успевает уменьшиться до нуля, так как дополнительное тормозящее поле E_{\sim} , обусловившее более раннее уменьшение до нуля составляющей v_z , действует *только в радиальном (а не касательном) направлении*.

Этот результат интересен для нас в двух отношениях.

Во-первых, он приводит к уменьшению энергии, передаваемой электроном ВЧ полю за период. Действительно, в конце цикла ($z = z_{min,1}$) энергия, переданная постоянным полем электрону, оказывается уже равной не нулю (как при статическом режиме), а величине $e_0E_0z_{min,1}$. Однако только часть этой энергии передается ВЧ полю; другая часть — аккумулируется в виде кинетической энергии электрона, соответствующей его скорости $v = v_x \neq 0$.

Во-вторых, если в конце первого цикла выполнялось бы $v = v_x = 0$, то начальные условия движения электрона во втором цикле почти не отличались бы от условий первого цикла. В этом случае электрон, начав свое движение

с положения $z = z_{min,1}$ (только в этом было бы различие), к концу полупериода достиг бы положения $z_{max,2} = z_{min,1} + z_{max,1}$. В результате такое положение привело бы к постоянному приближению колеблющегося электрона к аноду при неизменном размахе колебательного движения. В случае же, если начальная скорость $v = v_x \neq 0$, то уже к началу цикла появляется «магнитная сила» $F_m = v_x B_0 \neq 0$, направленная против «электрической силы» $F_z = e_0 E_0$. Именно поэтому максимальное возвышение электрона во втором цикле $z_{max,2} < z_{max,1}$. Так как при этом электрон тормозится ВЧ полем, отдавая ему энергию, то соответственно еще большей, чем при $z = z_{max,1}$ становится разность между энергией $e_0 E_0 z_{max,2}$ и кинетической энергией электрона в точке $z_{max,2}$; теперь эта разность выражает величину энергии, переданной ВЧ полю за полтора цикла. Соответственно и скорость $v_{max} = (v_x)_{max}$ электрона в точке $z_{max,2}$ оказывается меньшей, чем в предыдущем цикле. Поэтому к концу 2-го цикла электрон достигает положения $z_{min,2} > z_{min,1}$, причем скорость v_x электрона в этой точке оказывается еще большей, чем в точке $z_{min,1}$. Это приводит к еще большему уменьшению размаха последующего колебания электрона и т. д. В результате радиальные колебания электрона затухают до нуля (рис.20), а затем образуется точка перегиба, после которой электрон начинает даже ускоряться переменным полем.

Интересно отметить, что одновременно с уменьшением размаха колебаний электрона уменьшается также разность величин $v_{max} = (v_x)_{max}$ и $v_{min} = (v_x)_{min}$ в экстремальных точках (z_{max} и z_{min}). Если в первом цикле $(v_x)_{max} \cong 2V_p$, а $(v_x)_{min} \cong 0$, то в дальнейшем, к моменту полной отработки электронов, величины этих скоростей стремятся к одному и тому же пределу: $(v_x)_{max} \rightarrow (v_x)_{min} \rightarrow V_p$. Это обстоятельство позволяет сделать важный вывод: даже наиболее «полезный» электрон ($\phi = \pi$) способен передать ВЧ полю до полной своей «отработки» не более 50% энергии, затраченной постоянным полем. Действительно, для полностью отработанного электрона, находящегося при $z_{max} = z_{min} = 0,5z_{max,1}$ и имеющего скорость $v = v_x = V_p$, энергия, затраченная постоянным полем, равна:

$$\Sigma W_0 = e_0 E_0 (0,5z_{max,1}) \cong 0,5 [0,5m_0 (2V_p)^2] = m_0 V_p^2.$$

Кинетическая же энергия отработанного электрона равна, очевидно, $0,5m_0 V_p^2$. Отсюда энергия, переданная полю,

$$\Sigma W_s = \Sigma W_0 - 0,5m_0 V_p^2 = 0,5m_0 V_p^2 = 0,5\Sigma W_0.$$

Для электронов, вступающих в пространство взаимодействия в менее благоприятной фазе, указанное соотношение получается еще более низким, а для «неблагоприятных» электронов — имеет даже отрицательное значение ($\Sigma W_s < 0$).

6. Неразрезные магнетроны позволяют осуществить генерацию колебаний весьма высоких частот, до ~ 50000 мГц. Однако эффективность работы таких магнетронов весьма низка: их к. п. д. не превышает нескольких процентов даже в дециметровом диапазоне волн. Низкая эффективность циклотронных магнетронов обусловлена рядом принципиальных недостатков, к числу которых надлежит отнести следующие:

1) Принципиальная невозможность передачи ВЧ полю даже наиболее «благоприятным» электроном более 50% запасенной им энергии. Это обусловлено взаимодействием электронов только с радиально направленным ВЧ полем. При таком взаимодействии значительная часть энергии, отбираемой у постоянного поля, аккумулируется в виде кинетической энергии вращательного дви-

жения электронов, которая не может быть передана радиально направленному ВЧ полю. От этого недостатка, как мы увидим, свободен многорезонаторный магнетрон.

2) Селекция электронов, осуществляемая радиально направленным ВЧ полем, приводит к поглощению анодом значительной энергии питающего источника: вся энергия, отнятая «вредными» электронами от питающего источника, полностью реализуется на аноде; при этом электроны отнимают также и некоторое количество энергии у ВЧ поля.

Помимо указанных принципиальных недостатков, можно отметить также и недостатки, вызываемые следующими обстоятельствами:

а) критичностью работы магнетрона к точной установке режима (U_a и B_0) и к точной настройке колебательной системы;

б) трудностью своевременного удаления «отработанных» электронов из пространства взаимодействия.

Неразрезные магнетроны значительно уступают по качеству не только многорезонаторным магнетронам, но и разрезным магнетронам; поэтому в настоящее время они не находят практического использования. Однако исследование таких магнетронов сыграло существенную роль в разработке современных магнетронов и создании теории их работы.

• ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

21. Каковы условия возбуждения колебаний в неразрезном магнетроне?

22. Определить режим работы (U_a , B_0) неразрезного магнетрона, нужный для возбуждения колебаний на длине волны $\lambda_r = 5$ см, если радиусы анода и катода магнетрона соответственно равны: $r_a = 10$ мм, $r_k = 1$ мм.

Указание. Воспользоваться формулами (35) и (24) и учесть условие самовозбуждения.

О т в е т. $B_0 = 3400$ гс; $U_a \approx 260$ кв.

23. Насколько уменьшится величина анодного напряжения в предыдущей задаче, если увеличить радиус катода до $r_k = 8$ мм?

О т в е т. С 260 кв до 33 кз.

24. Что нужно сделать для перестройки частоты генерации неразрезного магнетрона?

25. Чем обусловлено постепенное повышение минимального удаления электронов от катода?

26. Чем обусловлено постепенное затухание радиальных колебаний электронов в разрезном магнетроне?

27. Повысилась ли бы эффективность работы магнетрона, если в пространстве взаимодействия ВЧ поле имело бы также касательную составляющую?

28. За счет чего осуществляется селекция «благоприятных» электронов?

29. В разрезном магнетроне часто наблюдается перекал катода (при наличии ВЧ колебаний). Чем это вызывается?

30. При какой фазе ВЧ поля должен вылететь электрон из катода, чтобы в результате ускорения этим полем он вернулся на катод (при $z_{max} < l_a$), обладая скоростью, большей чем начальная?

О т в е т. — $0,5\pi < \phi < 0,5\pi$.

31. Отнимает ли рассмотренный в предыдущей задаче электрон энергию от постоянного поля?

О т в е т. Не отнимает. Почему?

32. Чем обусловлен низкий к. п. д. неразрезных магнетронов?

§ 7. ВОЗБУЖДЕНИЕ РАЗРЕЗНОГО МАГНЕТРОНА

Устройство магнетрона и схема включения колебательной системы.— Условие возникновения колебаний контурного типа.— Токи отдельных полуанодов магнетрона в динамическом режиме.— Статическая характеристика разностного тока.— Магнетрон как элемент, обладающий отрицательным сопротивлением.— Условие самовозбуждения.— Труды советских ученых по разработке методов расчета и исследованию природы падающего участка характеристики разрезного магнетрона.— Причины, обуславливающие высокую эффективность разрезных магнетронов.— Результаты, достигнутые по генерации колебаний СВЧ большой мощности.— О возможности использования магнетронов в сантиметровом диапазоне.— Достоинства и недостатки разрезных магнетронов.— Вопросы и задачи.

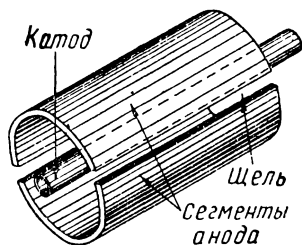


Рис. 8.23. Двухщелевой анод разрезного магнетрона.

1. Конструктивная особенность разрезного магнетрона заключается в том, что анод магнетрона состоит из 2-х (иногда 4-х или более) цилиндрических сегментов, разделенных между собой продольными щелями (рис. 23). Здесь применяется *симметричная схема включения колебательной системы* (рис. 24,а), присоединяемой между анодными сегментами (полуанодами). В качестве колебательной системы обычно используется отрезок короткозамкнутой линии (рис. 24,б). Однако не эти особенности определяют принципиальное отличие в возбуждении колебаний

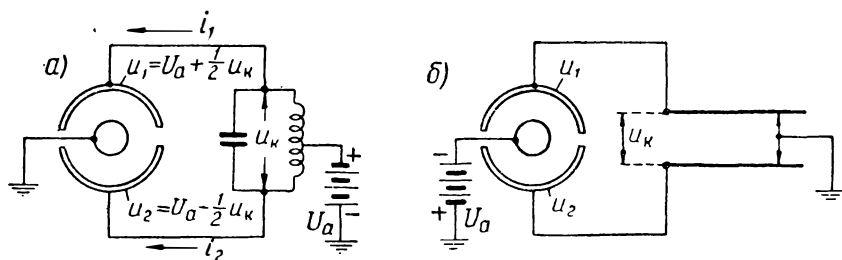


Рис. 8.24. Схема приключения колебательной системы к магнетрону.

рассматриваемого вида. В основном такое отличие обусловлено созданием весьма сильного магнитного поля с индукцией приблизительно в два раза больше критической*. Такое поле определяет сравнительно малый «радиус» петель, описываемых электронами, и высокую циклотронную частоту $f_{ц}$ их «петлевания». Частота же f_r возбуждаемых колебаний почти не зависит от режима и определяется собственной частотой $f_c \cong f_r$ колебательной системы. Ввиду этого колебания данного типа иногда называются *контурными колебаниями*.

* При $B_0 \cong B_{кр}$ и должным образом подобранной колебательной системе в разрезном магнетроне возбуждаются *пролетные колебания* циклотронной частоты, однако к. п. д. генерации получается невысоким.

Для успешной генерации необходимо, чтобы период T_r генерируемых колебаний был существенно (в 3–5 раз) больше пролетного времени электронов (времени достижения анода), которое, в свою очередь, должно быть в несколько (2–5) раз больше длительности циклотронного периода $T_{ц}$. Таким образом, условие возбуждения в разрезном магнетроне колебаний контурного типа выражается двумя соотношениями:

$$B_0 > B_{кр} (B_0 \cong 2B_{кр}); f_r \cong f_c \ll f_{ц} [f_{ц} \cong (6 \div 20)f_r]. \quad (8.36)$$

2. Суммарный анодный ток I_a магнетрона (равный току катода) можно подразделить на два тока i_1 и i_2 , протекающих через каждый из полуанодов (рис. 24,а): $I_a = i_1 + i_2$.

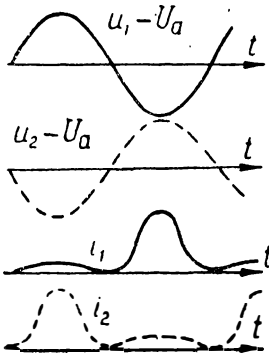


Рис. 8.25. Осциллограммы токов и потенциалов полуанодов в динамическом режиме.

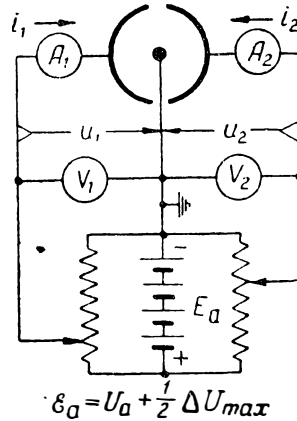


Рис. 8.26. Схема для снятия статической характеристики разностного тока магнетрона.

При отсутствии колебаний, когда потенциалы обоих полуанодов относительно катода одинаковы ($u_1 = u_2 = U_a$), электрическое поле имеет обычную радиальную структуру. Поэтому электроны, перемещаясь по петлеобразным траекториям, характеризующимся небольшим максимальным удалением от катода (так как $B_0 \gg B_{кр}$), образуют лишь вращающийся вокруг катода электронный поток, такой же, как и в неразрезном магнетроне. В результате анодный ток магнетрона отсутствует: $i_1 = i_2 = 0$; $I_a = 0$.

При возбуждении же колебаний, когда колебательное напряжение изменяется по гармоническому закону ($u_k = U_{км} \sin \omega_r t$), потенциалы полуанодов оказываются различными (рис. 24,а):

$$u_1 = U_a + 0,5u_k, \quad u_2 = U_a - 0,5u_k;$$

между анодными сегментами образуется разность потенциалов

$$\Delta U = u_1 - u_2 = u_k = U_{км} \sin \omega_r t,$$

принимаяющая как положительное, так и отрицательное значения.

При достаточной величине амплитуды $U_{км}$ колебательного напряжения токи полуанодов оказываются отличными от нуля и не равными друг другу. Замечательной особенностью разрезного магнетрона является то, что *большим* (в известных пределах изменения ΔU) *оказывается ток того полуанода, потенциал которого ниже*. Это свойство иллюстрируется представленными на рис. 25 осциллограммами напряжений и токов полуанодов

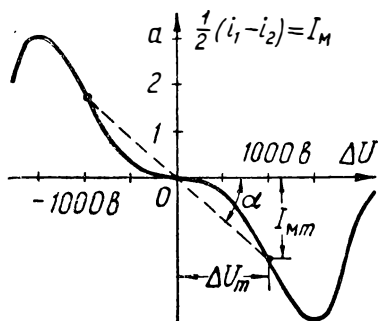


Рис. 8.27. Статическая характеристика разностного тока магнетрона.

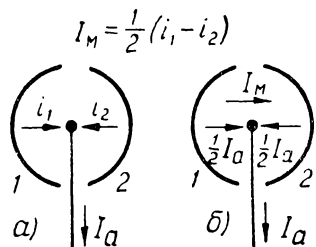


Рис. 8.28. Схема замещения токов полуанодов между сегментным током I_m .

магнетрона, снятыми в динамическом режиме. Это свойство проявляется также и в статическом режиме работы магнетрона (при отсутствии колебаний), но при установке некоторой разности потенциалов ΔU между анодными сегментами. Для этой цели используется представленная на рис. 26 схема. Посредством 2-х потенциометров на одном сегменте создается некоторый потенциал $u_1 = U_a + 0,5\Delta U$, а на другом — $u_2 = U_a - 0,5\Delta U$ и производится измерение токов полуанодов i_1 и i_2 . По этим данным строится *статическая характеристика разностного тока магнетрона*:

$$i_1 - i_2 = F(\Delta U) = F(u_1 - u_2) = F(u_k).$$

Подобная характеристика представлена на рис. 27, причем из соображений, освещаемых ниже, вдоль оси ординат откладывается *половина* разностного тока. Статическая характеристика в некоторых пределах изменения напряжения ΔU обладает резко выраженным *падающим* участком, т. е. участком с *отрицательной крутизной*. Вид характеристик существенно зависит от величины магнитной индукции B_0 и напряжения U_a питания.

Для целей расчета удобно считать, что вместо действительных анодных токов i_1 и i_2 (рис. 28,а) протекают *два* равных тока (рис. 28,б) с каждого из полуанодов на катод, величиной каждый $0,5I_a$, и, кроме того, «*междусегментный*» ток I_m , текущий непосредственно с одного полуанода на другой. Величина тока I_m определяется из соотношений (рис. 28):

$$i_1 = 0,5I_a + I_m; \quad i_2 = 0,5I_a - I_m; \quad i_1 + i_2 = I_a.$$

Отсюда $I_m = 0,5(i_1 - i_2)$, т. е. *междусегментный ток равен половине разностного тока*.

При заданных токах нелинейного элемента (магнетрона), питающих линейную цепь (колебательную систему), допустимо применить *метод наложения*. Пользуясь этим методом, замечаем, что действие на колебательную систему 2-х равных токов ($0,5 I_a$), притекающих в противоположных направлениях, равно нулю. Поэтому эффект приключения магнетрона в системе формально эквивалентен приключению некоторого нелинейного элемента, питающего колебательную систему междусегментным током $I_m = 0,5(i_1 - i_2)$. Следовательно, при изменении тока I_m по гармоническому закону (что и происходит при возбуждении магнетрона) с частотой, равной собственной частоте колебательной системы, на ней разовьется колебательное напряжение амплитудой $U_{km} = I_{mm} \cdot R_{кр}$, где $R_{кр}$ — эквивалентное резонансное сопротивление колебательной системы, а I_{mm} — амплитуда междусегментного тока.

С другой стороны, поскольку характеристика разностного тока обладает отрицательной крутизной (рис. 27), допустимо магнетрон рассматривать формально как элемент, обладающий отрицательным сопротивлением $R_s < 0$ по отношению к междусегментному току*. Специфический вид характеристики разностного тока магнетрона позволяет с достаточной точностью определить *среднее значение* R_s (в определенном заданном диапазоне значений ΔU_m), как среднее «по хорде» значение сопротивления (рис. 27):

$$|R_s|_{cp} \cong |R_s|_x = \frac{\Delta U_m}{I_{mm}} = \frac{U_{km}}{I_{mm}} = \text{ctg } \alpha. \quad (8.37)$$

Отсюда представляется возможность построения теории разрезного магнетрона, как элемента, обладающего отрицательным сопротивлением. Составив дифференциальное уравнение для процессов в системе и повторяя обычные выводы (см. гл. III, § 10), можно получить условие самовозбуждения магнетрона в виде:

$$R_{кр} = |R_s|_{cp} \cong |R_s|_x = \text{ctg } \alpha. \quad (8.38)$$

Нелинейность характеристики, определяющая, как известно, амплитуду стационарных колебаний, в данном случае проявляется в том, что величина R_s оказывается функцией $u_k = \Delta U$, а $|R_s|_{cp}$ — функцией амплитуды $U_{km} = \Delta U_m$ колебаний.

3. Теория разрезного магнетрона как нелинейного элемента, обладающего отрицательным сопротивлением, была разработана

* Тот факт, что магнетрон обладает падающей статической характеристикой, дал повод назвать рассматриваемый вид колебаний магнетрона *динактронными*. Это название является неудачным.

советскими учеными и опубликована в 1935 году [15]. В этой важной работе, суммирующей результаты исследований, выполненных коллективом Харьковского физико-технического института под руководством А. А. Слуцкого, выводится условие самовозбуждения разрезного магнетрона и условие получения максимальной мощности генерации, дается анализ экспериментально полученных характеристик разностного тока магнетрона и приводится аналитическое выражение для мощности и к. п. д. магнетронного генератора. На базе созданной теории была разработана методика технического расчета разрезного магнетрона, близкая к методике обычного в радиотехнике расчета лампового генератора. Разработке методов расчета и построения статических характеристик магнетрона посвящен ряд работ И. В. Бренева [16], [17], сделавшего первую попытку применения метода параметрического резонанса к расчету магнетронных генераторов. Существенное значение имеют работы, выполненные в Горьковском государственном университете под руководством М. Т. Греховой, исследовавшей вопрос о модуляции магнетронного генератора, работы С. Я. Брауде, посвященные исследованию воздействия внешних э. д. с. на разрезной магнетрон, и работы других советских авторов.

4. Природа падающего участка характеристики разностного тока в течение ряда лет оставалась неясной. Это обстоятельство неоднократно отмечалось на страницах иностранной технической печати. Предпринятые некоторыми иностранными исследователями попытки объяснения природы падающей характеристики магнетрона оказывались неудачными и сомнительными. Впервые строгое объяснение статической характеристики разрезного магнетрона было дано советскими учеными Г. А. Гринбергом и В. С. Лукошковым [18]. Эта работа получила широкий отклик и высокую оценку в советской и иностранной печати.

5. Природа отрицательной статической характеристики магнетрона связана с своеобразным движением электронов, в результате которого преобладающая часть электронов, эмитируемых катодом со всех точек его поверхности, стремится упасть на тот полуанод, потенциал которого ниже. Причина такого направленного движения электронов, как это было строго проанализировано [18], кроется в специфической структуре электрического поля разрезного магнетрона.

Анализируя движение электронов в рассматриваемых полях, Гринберг и Лукошков разработали специальный графоаналитический метод решения этой сложной задачи, позволивший построить электронные траектории. Впоследствии исследованию природы отрицательного сопротивления магнетрона были посвящены работы В. С. Лукошкова [19], впервые предложившего использовать электролитическую ванну для определения картины поля в магнетроне. В результате этих и также многих других работ советских авторов было получено весьма полное решение задачи и был разработан сравнительно простой метод расчета и построения электронных траекторий [20].

Произведенный Гринбергом и Лукошковым расчет электронных траекторий нашел подтверждение в известном эксперименте, проведенном под руководством М. Т. Греховой (опубликовано в 1935 году [21]). Этот эксперимент явился первой в мире попыткой опытного определения электронных траекторий в магнетроне.

6. Перемещение большинства электронов к полуаноду, обладающему более низким потенциалом, определяет торможение преобладающего количества электронов ВЧ полем, действующим в пространстве взаимодействия. Тем самым осуществляется передача ВЧ полю энергии электронов, полученной ими от ускоряющего постоянного поля. При этом имеет место весьма совершенная селекция электронов: количество электронов, движущихся к более положительному полуаноду, мало. Вместе с тем высокая индукция магнитного поля определяет малый радиус электронных орбит и большое количество петлеобразных циклов, совершаемых каждым электроном в течение пролетного времени. Благодаря этому кинетическая энергия электронов в любой момент времени оказывается небольшой по сравнению с полной энергией $e_0 U_a$, отнимаемой электроном от постоянного поля за полное время пролета до анода. Следовательно, даже при неблагоприятной фазе соударения электрона с анодом (в момент, когда его кинетическая энергия оказывается максимальной за весь предшествующий соударению цикл), количество энергии, передаваемое аноду при соударении, должно быть небольшим по сравнению с $e_0 U_a$. Отмеченные обстоятельства обуславливают высокий к. п. д. разрезных магнетронов, повышающийся с увеличением индукции магнитного поля.

8. Разрезные магнетроны позволяют осуществить эффективную генерацию ВЧ колебаний большой мощности в дециметровом диапазоне и при более длинных волнах. Наилучшие в этом отношении результаты были достигнуты советскими исследователями. Так, еще в 1936—1937 гг. украинские физики А. А. Слуцкий, С. Я. Брауде, И. Д. Трутень и другие [22] сконструировали сверхмощный магнетрон с водяным охлаждением. Этот магнетрон позволил в режиме непрерывной генерации (при $U_a = 5,3 \text{ кв}$) получить на волне 81 см колебания колоссальной мощности ($P_{\text{нагр}} = 17 \text{ квт}$) при очень высоком к. п. д., равном 53%. Для сравнения укажем, что полученная в 1936 году Килгором (США) мощность колебаний ($\lambda_r = 40 \text{ см}$) составляла всего 7 вт при к. п. д. в 8%; наибольшая достигнутая им мощность (в магнетроне с водяным охлаждением на более длинных волнах) не превышала 200 вт.

Следует отметить, что результаты, полученные советскими учеными в генерации колебаний СВЧ посредством разрезных магнетронов, являются наиболее значительными из всех достигнутых в то время. Так, в статье, опубликованной в 1935 году

Таблица 8.1

Тип магнетрона	Длина волны	Мощность генерации (в антенне)	к. п. д.
МК-72	30 см	25 вт	40%
МК-87	24 см	10 вт	25%

группой советских исследователей [23], сообщались приведенные в таблице 1 данные возбуждения ВЧ колебаний посредством некоторых типов разрезных магнетронов, сконструированных указанными исследователями.

7. Магнетроны с разрезным анодом позволяют генерировать контурные колебания и в более коротком диапазоне волн вплоть до $\lambda_r = 1$ см, однако при $\lambda_r < 20$ см происходит быстрое снижение как генерируемой мощности, так и к. п. д. генерации. При высокой частоте f_r генерации трудно выполнить условие $f_r \ll f_{ц}$, так как это требует чрезмерно высокой магнитной индукции (порядка 10 кгс и выше). Трудно также добиться нужной малости пролетного времени электронов. С этой целью, при укорочении длины волны, приходится уменьшать размеры электродов, что препятствует возможности получения больших мощностей генерируемых колебаний. Для сравнения укажем, что даже при $\lambda_r = 100$ см желательное применение анодов диаметром 10 мм. В силу отмеченных обстоятельств применение магнетронов с разрезным анодом в диапазоне $\lambda_r < 20$ см является нецелесообразным.

Разрезные магнетроны обладают рядом существенных достоинств, к числу которых можно отнести следующие:

- а) возможность генерации больших мощностей с высоким к. п. д. — до 60% (при $\lambda_r > 50$ см);
- б) весьма слабая зависимость частоты генерируемых колебаний от режима работы магнетрона;
- в) простая возможность перестройки частоты генерации (путем перестройки только собственной частоты колебательной системы магнетрона).

Последнее делает возможным конструирование разрезного магнетрона, предназначенного для работы в весьма широком диапазоне рабочих частот. Так, в 1936—37 гг. был создан мощный магнетрон, позволявший производить перестройку рабочей частоты на $\sim 30\%$ [22].

Основной недостаток разрезных магнетронов обусловлен трудностями создания нужного режима работы магнетрона, требующего:

- а) весьма высокой индукции магнитного поля, увеличивающейся с укорочением рабочей длины волны;
- б) малого пролетного времени, для получения которого необходимо приложение высокого анодного напряжения или применение малых междуэлектродных расстояний.

Невозможность создания нужного режима работы при высокой частоте лишает разрезной магнетрон всех его положительных качеств как генераторного прибора СВЧ колебаний. Разрезной магнетрон не снимает принципиальных трудностей генерации СВЧ колебаний, обусловленных инерцией электронов.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

33. При каких условиях в разрезном магнетроне могут возникнуть колебания контурного типа?

34. Какого порядка индукция магнитного поля были бы желательны для возбуждения колебаний контурного типа с частотой: $f_{r1} = 300$ мгц; $f_{r2} = 3000$ мгц?

Указание. Воспользоваться соотношениями (16) и (36).

Ответ: $B_{01} \approx (0,6 \div 2)$ кГс; $B_{02} \approx (6 \div 20)$ кГс.

35. Определить желательные режимы работы разрезного магнетрона, обладающего радиусом анода $r_a = 5$ мм и весьма тонким катодом, если частота колебаний $f_r = 300$ МГц.

Решение. Воспользовавшись формулами (16) и (36) и обозначая в последней формуле численный коэффициент $(6 \div 20)$ через p имеем:

$$f_{ц} = pf_r = 2,8 \cdot 10^6 B_0 \text{ Гц,}$$

откуда

$$B_0 = \frac{pf_r}{2,8 \cdot 10^6} = \frac{p \cdot 300 \cdot 10^6}{2,8 \cdot 10^6} \approx 107 p.$$

Воспользовавшись формулой (25), находим величину анодного напряжения из условия:

$$B_0 = 107p = 2B_{кр} = (13,44/r_a) \sqrt{U_{кр}},$$

откуда

$$U_a = U_{кр} = (107pr_a)^2 / 13,44^2 \approx 16p^2.$$

Задавая различными значениями $p = 6 \div 20$, находим значения индукции B_0 и напряжения U_a , указанные в таблице 2.

Таблица 8.2

p	6	10	12	15	20
$B_0, \text{ Гс}$	640	1070	1280	1600	2140
$U_a, \text{ в}$	575	1600	2300	3600	6400

Так как создание индукции $B_0 = 2140$ Гс и напряжения $U_a = 6400$ в технически выполнимо, то наиболее приемлемым является вариант, соответствующий $p = 20$. Почему?

36. Возможно ли создание режима работы, подобного полученному в предыдущей задаче ($p = 20$), при частоте $f_r = 3000$ МГц?

Ответ. Практически невозможно.

37. Наметьте технически приемлемое решение задачи 35 при необходимости возбуждения колебаний частотой $f_r = 3000$ МГц.

Ответ. Следует принять $p \approx 10$ и $r_a \approx 1$ мм или $p < 10$ и $r_a > 1$ мм. Первый вариант обеспечивает более высокий к. п. д., а второй — большую мощность генерации.

38. Для разрезного магнетрона, статическая характеристика которого представлена на рис. 27, определить величину эквивалентного сопротивления колебательной системы, необходимую для возбуждения колебаний амплитудой $U_{кт} = 1000$ в и 2000 в.

Ответ. $R_{кр} \approx 600$ Ом и 11 400 Ом.

39. Воспользовавшись характеристикой, представленной на рис. 27, построить зависимость $|R_{э}|_x$ в функции от амплитуды колебаний $U_{кт}$ в пределах от 0 до 2500 в.

40. Объясните ход статической характеристики магнетрона в широком диапазоне изменения напряжения ΔU (рис. 27).

41. Почему повышение индукции магнитного поля приводит к возрастанию к. п. д. разрезного магнетрона?

42. Как осуществляется селекция электронов в разрезном магнетроне?

43. В чем различие перестройки частоты генерации магнетрона с неразрезным и разрезным анодом?

44. Могут ли быть реализованы высокие достоинства разрезного магнетрона в сантиметровом диапазоне волн?

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Бренев, Основы теории и техники магнетронных генераторов, НИМИС МС РККА, 1936.
2. В. И. Калинин, Генерирование дециметровых и сантиметровых волн (гл. VII), Связьиздат, 1948.
3. Г. А. Гринберг, Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений (§ 89 «Цилиндрический неразрезной магнетрон»), АН СССР, 1948.
4. Е. Н. Данильцев, Электровакуумные приборы для микроволн (конспект лекций, вып. II, гл. 3). Советское радио, 1948.
5. С. А. Дробов, Радиопередающие устройства (гл. 18), Воениздат, 1951.
6. С. И. Евтянов, Радиопередающие устройства (гл. 23), Связьиздат, 1950.
7. В. Ф. Коваленко, Введение в электронику сверхвысоких частот, Советское радио, 1955.
8. А. А. Слуцкий и Д. С. Штейнберг, Получение колебаний в катодных лампах при помощи магнитного поля, «Журнал русского физико-химического общества», серия физическая, 1926, т. 53, стр. 595.
9. С. Я. Брауде, Движение электрона в электрическом и магнитном поле с учетом пространственного заряда, «ЖЭТФ», 1935, т. 5, № 7, стр. 621; «ЖТФ», 1936, т. 6, № 6, стр. 1048; «ЖТФ», 1940, т. 10, № 3, стр. 217.
10. С. В. Беллустин, К теории движения электронов в перекрещенных электрическом и магнитном полях с учетом пространственного заряда, «ЖЭТФ», 1937, т. 7, № 2, стр. 329.
11. Г. А. Гринберг и В. С. Волькенштейн, Влияние однородного магнитного поля на движение электронов между коаксиальными цилиндрическими электродами, «ЖТФ», 1938, т. 8, № 1, стр. 19.
12. В. М. Глаголев, Прохождение стационарного тока в цилиндрическом неразрезном магнетроне, «ЖТФ», 1949, т. 19, № 8, стр. 943.
13. И. М. Вигдорчик, Распределение скоростей электронов в высоком вакууме под влиянием магнитного поля, «ЖТФ», 1936, т. 6, № 10, стр. 1657.
14. С. Я. Брауде, К вопросу о длине волны прелетных колебаний в плоском магнетроне, «ЖТФ», 1937, т. 7, № 15, стр. 1541.
15. А. А. Слуцкий, Теория магнетронного генератора с разрезным анодом, «ЖТФ», 1935, т. 5, № 4, стр. 632.
16. И. В. Бренев, К вопросу о расчете и построении статических характеристик двуханодного магнетрона, «ЖТФ», 1936, т. 6, № 2, стр. 302.
17. И. В. Бренев, Исследование магнетронного генератора на основе статических характеристик, «ЖТФ», 1936, т. 6, № 4, стр. 677.
18. Г. А. Гринберг и В. С. Лукошков, К теории магнетрона с разрезным анодом, «ЖТФ», 1935, т. 5, № 8, стр. 1426.
19. В. С. Лукошков и В. Ильинский, Исследование природы образования отрицательного сопротивления в двухразрезном магнетроне, «ЖТФ», 1938, т. 8, № 22—23, стр. 1996.
20. Ю. А. Кацман и Т. Ф. Рубина, К вопросу о расчете статической характеристики двухразрезного магнетрона, «ЖТФ», 1939, т. 9, № 6, стр. 499.
21. М. Т. Грехова, Экспериментальное исследование траекторий электронов в магнетроне с разрезным анодом, «Техническая физика ЮССР», 1935, т. 2, № 6, стр. 560.
22. А. А. Слуцкий, С. Я. Брауде и И. Д. Трутен, Получение колебаний большой мощности дециметрового диапазона в непрерывном режиме при помощи магнетрона, «Радиотехника», 1946, т. 1, № 9, стр. 12.
23. И. А. Вышинский, Е. А. Копилович, П. П. Леляков, А. А. Слуцкий, А. Я. Усиков, Получение электромагнитных колебаний с длиной волны менее 50 см при помощи магнетронов с разрезанным анодом, «ЖТФ», 1935, т. 5, № 5, стр. 844.
24. Р. П. Поплавский, О характере траекторий электронов в цилиндрическом неразрезном магнетроне, «ЖЭТФ», 1953, т. 25, № 2, стр. 169.

ВОЗБУЖДЕНИЕ МНОГОРЕЗОНАТОРНОГО МАГНЕТРОНА

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Многорезонаторный магнетрон — основной генераторный прибор сантиметрового диапазона. — Создание многорезонаторного магнетрона — выдающееся достижение советской радиотехники. — Последующее развитие техники магнетроностроения.

1. Многорезонаторный магнетрон является основным генераторным прибором большой мощности сантиметрового диапазона. Он успешно также используется и в „короткой части“ дециметрового диапазона. Высокие качества генератора этого типа открыли возможность получения огромных мощностей генерируемых колебаний посредством магнетронов сравнительно небольших размеров, обладающих высоким к. п. д., достигающим $60 \rightarrow 70\%$. Тем самым открылись широкие перспективы новых применений радиотехники, требующих оперирования с сантиметровыми волнами.

2. Создание многорезонаторного магнетрона—выдающееся достижение советской радиотехники. Успешной его разработке способствовало общее высокое развитие в Советском Союзе теории нелинейных колебаний и широкий размах теоретических и экспериментальных исследований магнетронов различных типов, проводившихся во многих научных учреждениях Союза. Существенную роль в разработке многорезонаторного магнетрона сыграло изобретение в 1929 г. М. А. Бонч-Бруевичем многоконтурного высокочастотного генератора [1]. Принципиальная идея такого генератора явилась руководящей при разработке многорезонаторного магнетрона.

Начиная с 1935 года несколько групп советских ученых приступило к разработке генераторов большой мощности, специально приспособленных для работы в сантиметровом диапазоне волн. К 1936—1937 гг. выдающегося успеха достигла группа ленинградских специалистов в составе Н. Ф. Алексеева, Д. Е. Малярова и других, работавших под руководством М. А. Бонч-Бруевича. Им удалось разработать и осуществить первую оригинальную конструкцию многорезонаторного магнетрона. Уже первые образцы многорезонаторного магнетрона, созданные в 1937 году,

позволили получить совершенно не обычные для того времени мощности колебаний в сантиметровом диапазоне волн, достигавшие 300 *вт* в режиме непрерывной генерации. В эти же годы в г. Харькове другой группой советских специалистов (Е. А. Копилович и др.) была также создана серия многорезонаторных магнетронов сантиметрового диапазона. Как стало известно в 1939 году инженер В. П. Илясов сделал заявку и получил авторское свидетельство на магнетрон*, устройство которого содержало все характерные особенности современных магнетронов.

3. Для представления о состоянии вопроса с получением колебаний СВЧ большой мощности, которое характеризовало иностранную, и в частности американскую промышленность даже в 1940 году, интересно следующее признание специалистов американской фирмы, сделанное в 1946 году [2]:

«Летом 1940 г. в лабораториях фирмы Белл разрабатывалась станция орудийной наводки, работавшая на частоте 700 *мгц*. В передатчиках применялись 2 триода, работавшие вблизи их верхнего предела по частоте. Даже в режиме, при котором срок службы триодов был чрезвычайно мал, такой генератор отдавал мощность в импульсе больше 2 *квт* (средняя мощность порядка нескольких ватт, — Я. И.), что едва хватало для работы радиолокатора. Эти триоды были лучшими из всех имевшихся в то время ламп для генерирования предельно коротких волн. Этот пример показывает, как развитие „сантиметровой радиолокации“ лимитировалось отсутствием генераторных приборов соответствующей мощности и с достаточно большим сроком службы».

4. Описание первой разработанной Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым конструкции многорезонаторного магнетрона было опубликовано в 1940 году [3]. В статье приводился разрез одной из первых моделей многорезонаторного магнетрона (рис. 1) и некоторые достигнутые результаты. Статья произвела чрезвычайно сильное впечатление на научно-технические круги всего мира. Интерес к статье был настолько велик, что спустя почти 4 года после ее опубликования в советской печати, она была перепечатана в одном из основных радиотехнических журналов США (Proc. Inst. Radio Engineers, 1944, № 3). Значение работы Алексеева и Малярова было так охарактеризовано в октябре 1944 года в официальном обзорном докладе на Американской национальной конференции по электротехнике (Proc. Inst. Radio Engineers, 1945, № 3):

«... В 1940 году новый тип магнетрона был описан в русской технической печати Алексеевым и Маляровым, и в 1944 году перевод их статьи был опубликован в американской технической печати... Для того, чтобы оценить значение этого типа магнетрона, полезно вспомнить, что когда Килгор из Восточного Питсбурга сообщил о получении им от магнетрона примерно той же

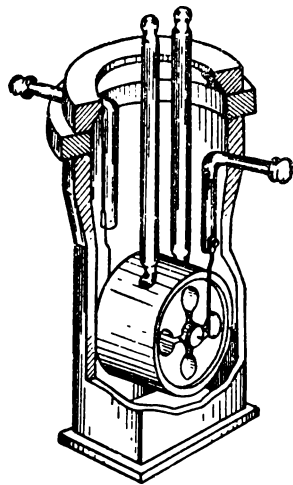


Рис. 9.1. Модель многорезонаторного магнетрона Алексеева и Малярова [3].

* Заявка № 308252 от 9 мая 1939 г.

частоты, колебаний мощностью в 1 *вт*, то эта мощность рассматривалась как огромная. Раньше даже малые доли ватта на этих частотах рассматривались как удовлетворительные. Эта лампа сулит много интересных перспектив в области направленного радиоизлучения*.

После опубликования статьи Алексева и Малярова в Англии и США приступили к интенсивной разработке многорезонаторного магнетрона. Но только в 1944 г. в США была достигнута средняя мощность генерации того же порядка, что и полученная в СССР в 1937 г.

5. На основе советского изобретения за годы второй мировой войны и в послевоенные годы были разработаны многочисленные конструкции магнетронов, предназначенных для работы, в основном, в импульсном режиме и нашедших широкое применение в радиолокации. Промышленность выпускает разнообразные магнетроны, предназначенные для работы на разных частотах, рассчитанные на различные мощности. Уже к середине сороковых годов были известны конструкции магнетронов со средней мощностью около 100 *вт* при $\lambda_r = 1$ *см* и около 3 *квт* при $\lambda_r = 10$ *см*; импульсная мощность магнетронов (при работе со скважностью $Q \cong 1\ 000$) достигала значений: 100 *квт* ($\lambda_r = 1$ *см*) и 3 000 *квт* ($\lambda_r = 10$ *см*). Освоено производство многих типов перестраиваемых магнетронов с диапазоном перестройки порядка $\pm 5\%$ для магнетронов большой мощности и около $\pm 20\%$ при меньшей мощности. Размеры магнетронов снизились до весьма малых, допускающих широкое их использование в авиации.

В разработке новых совершенных конструкций многорезонаторных магнетронов советская наука и промышленность продолжает занимать ведущую роль. Советскими учеными выполнен также ряд важнейших работ, посвященных созданию общей теории многорезонаторного магнетрона. Многорезонаторным магнетронам уделено существенное внимание в учебниках советских авторов С. А. Дробова [4], С. И. Евтянова [5] и др. Специально многорезонаторным магнетронам посвящена книга В. Ф. Коваленко [6].

§ 2. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ МАГНЕТРОНА

Принципиальная конструкция анодного блока — Понятие об устройстве современных многорезонаторных магнетронов. — Магнитная система. — Катоды и их эмиссионная способность. — Особенности питания магнетрона и подведения накального напряжения. — Принцип действия многорезонаторного магнетрона. — Вопросы и задачи.

1. Высокие качества многорезонаторного магнетрона обусловлены тем, что он представляет собой удачное *комплексное* устройство, содержащее как электронно-вакуумный прибор диодного типа цилиндрической конструкции, так и весьма совершенную колебательную систему высокой добротности. Оригинальная конструкция колебательной системы магнетрона обусловливает появление в пространстве взаимодействия высокоча-

стотного поля, которое эффективно взаимодействует с электронным потоком. Колебательная система удачно приспособлена для возбуждения в ней колебаний СВЧ большой мощности и для удобного отвода энергии и ее дальнейшей передачи в нагрузочный фидер коаксиального или волноводного типа.

2. Основным элементом многорезонаторного магнетрона, определяющим особенность его конструкции и принцип действия, является колебательная система, органически входящая в устройство магнетрона (рис. 2). Колебательная система включает в себя некоторое четное число полых резонаторов той или иной формы, симметрично расположенных в теле массивного анода цилиндрической формы; все резонаторы электрически соединены между собой и вместе с анодом образуют *анодный блок* магнетрона. Эта важнейшая конструктивная черта магнетрона данного типа и определила его название как *многорезонаторного магнетрона*.

На рис. 2 приведены некоторые детали конструкции анодного блока. *Щели* резонаторов разделяют внутреннюю прилегающую к катоду цилиндрическую поверхность анода на *сегменты*, число которых равно числу резонаторов. Радиус сегментов определяет радиус r_a анода. Мощный цилиндрический катод обладает радиусом r_k , соизмеримым с радиусом r_a ($1,5 < r_a/r_k < 2 \div 3$).

В одном из резонаторов располагается *энергоотводящий элемент* (для отвода энергии в нагрузку). В качестве такого элемента иногда (особенно при $\lambda_r \geq 10$ см) применяется *петля связи*. Один (внутренний) конец петли связи приваривается к анодному блоку, а другой — переходит в токоотводящий провод коаксиального кабеля, внешняя оболочка которого присоединяется к анодному блоку. Возможны и другие способы отвода энергии.

3. Описанная принципиальная конструкция анодного блока многорезонаторного магнетрона использовалась Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым во всех разработках, начиная с первой опытной модели (рис. 1). Основные принципиальные черты подобных анодных блоков сохранились во всех современных конструкциях.

На рис. 3—6 приводятся изображения некоторых конструкций многорезонаторных магнетронов, позволяющие составить представление об устройстве современных магнетронов.

4. Постоянное магнитное поле в магнетронах создается постоянными магнитами или электромагнитами. Благодаря успехам

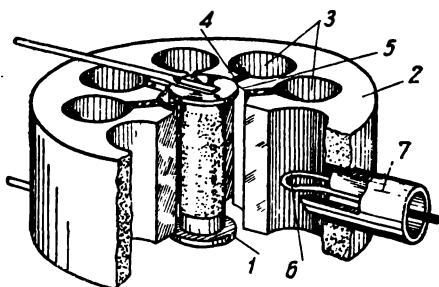


Рис. 9.2. Схематическое изображение анодного блока магнетрона (разрез): 1 — катод; 2 — анодный блок; 3 — резонаторы цилиндрически-щелевого типа; 4 — щель резонатора; 5 — анодный сегмент, расположенный между двумя щелями; 6 — петля связи; 7 — коаксиальный фидер.

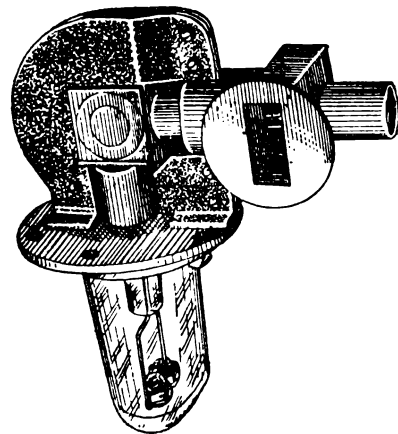
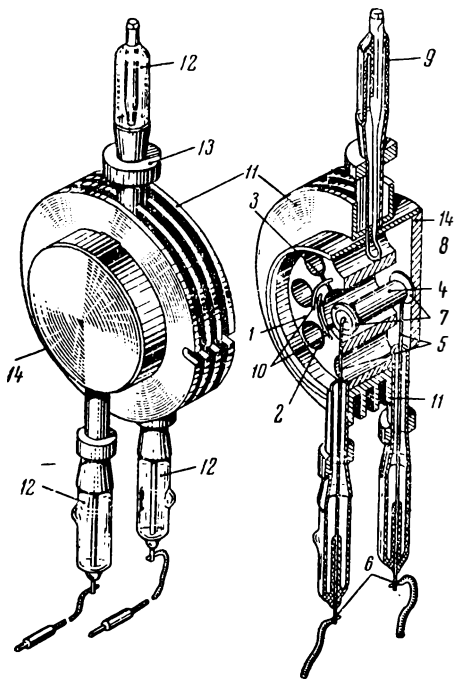


Рис. 9.4. Общий вид магнетрона 3-см диапазона мощностью 55 квт (в импульсном режиме), приспособленного для сочленения с волноводом.

Рис. 9.3. Многорезонаторный магнетрон 10-см диапазона, приспособленный для сочленения с коаксиальным фидером: а) — внешний вид; б) разрез:

1 — латунный анодный блок; 2 — полости резонаторов; 3 — щели резонаторов; 4 — катод; 5 — держатели катода; 6 — выводы для подачи накального напряжения; 7 — охранные диски катода; 8 — петля связи; 9 — вывод энергоотводящего устройства ВЧ; 10 — связи анодного блока; 11 — радиатор для охлаждения анода; 12 — стеклянный стакан для герметизации вывода ВЧ; 13 — шайба с резьбой для сочленения с коаксиальным фидером; 14 — плоская герметизирующая латунная покрывка, плотно прилегающая к полюсу магнита.

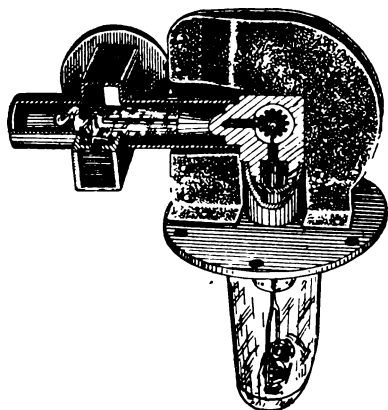


Рис. 9.5. Разрез магнетрона 3-см диапазона мощностью 55 квт в импульсном режиме.

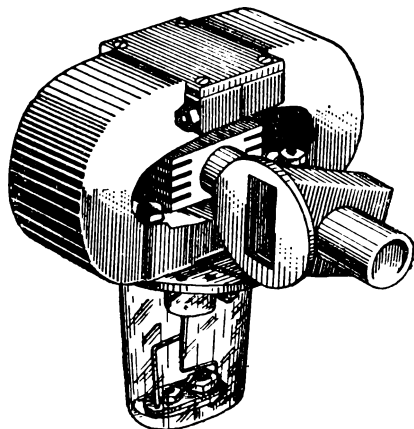


Рис. 9.6. Магнетрон «броневое» типа («пакетной» конструкции), $\lambda_r = 3$ см, $P_{нагр} = 55$ квт в импульсном режиме.

в разработке магнитных сплавов в настоящее время почти исключительное применение находят *постоянные магниты* (рис. 7), позволяющие при сравнительно малых их размерах создавать сильные магнитные поля. Постоянные магниты изготавливаются из специальных сплавов, обладающих высокой *коэрцитивной силой* и большой *индукцией насыщения*. Такие магниты создают в междуполосном промежутке поле с индукцией до $7\div 10$ кгс. Магнетрон располагается между полюсами магнита таким образом, чтобы поверхности полюсов плотно прилегали и перекрывали торцевые части (покрышки) анодного блока. В большинстве современных конструкций магнетронов (магнетроны «броневые» или «пакетного» типа) магнитная система конструктивно связана с самим магнетроном (рис. 6).

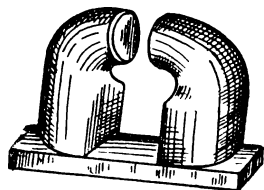


Рис. 9.7. Мощный магнит, между полюсами которого располагается магнетрон.

5. В многорезонаторных магнетронах используются *мощные подогревные катоды с оксидным покрытием*, характеризующиеся большой поверхностью активного слоя и высокой эмиссионной способностью. Для эффективной работы магнетрона катод должен обладать эмиссией (при работе в импульсном режиме) порядка $10\div 15$ а/см² при $\lambda_r \cong 10$ см, около 30 а/см² — при $\lambda_r \cong 3$ см и до 100 а/см² — при $\lambda_r \cong 1$ см.

6. Многорезонаторные магнетроны питаются сравнительно высоким анодным напряжением, достигающим тысяч и даже десятков тысяч вольт. Обычно анодный блок вместе с внешней оболочкой энергоотводящего фидера (волновода) находятся под нулевым потенциалом («заземляются»), а катод магнетрона — под *высоким отрицательным потенциалом* питающего источника. Такая конструкция обеспечивает как безопасность эксплуатации, так и лучшие условия охлаждения. С последней целью анодный блок снабжается несколькими массивными латунными дисками — *радиаторами*, приваренными к внешней цилиндрической поверхности анодного блока и расположенными вне вакуумной части магнетрона (рис. 3). Собственно же анодный блок вместе с катодом и петлей связи герметизируются, причем отвод энергии (от петли связи) и подведение накального напряжения осуществляется посредством специальных герметизированных и хорошо изолированных выводов той или иной конструкции. Хотя к нити подогревателя подводится низкое *напряжение* ($6,3\div 12,6$ в), однако катод и подогреватель находятся под высоким отрицательным *потенциалом* питающего источника. Это обстоятельство делает необходимым подведение к магнетрону низкого накального напряжения через посредство *изолирующего трансформатора*. Вторичная обмотка такого трансформатора, присоединяемая к нити подогревателя, тщательно изолируется от первичной обмотки, питаемой от источника переменного напряжения (обычно $110\div 220$ в).

Хотя все резонаторы электрически связаны между собой, тем не менее различные части анодного блока иногда дополнительно соединяются посредством специальных медных *связок* (рис. 3), роль и назначение которых поясняются в § 8.

7. Для ориентации в изучении последующего материала рассмотрим в самых общих чертах принцип действия многорезонаторного магнетрона.

Благодаря действию постоянных магнитного и электрического полей эмиттируемые катодом электроны, попадая в *пространство взаимодействия* (кольцевое пространство между катодом и анодным блоком), движутся по петлеобразным траекториям, которые при отсутствии переменного поля близки к *эпициклоидам* (см. рис. 8.9). При наличии переменного поля траектории электронов несколько видоизменяются, но все же сохраняют петлеобразный характер. Часть траектории одного из таких электронов схематически намечена (пунктиром) на рис. 8.

В многорезонаторном магнетроне, так же как и в неразрезном магнетроне, электроны участвуют как в радиально-колебательном, так и вращательном (вокруг катода) движении. Однако благодаря применению в многорезонаторном магнетроне анода, цилиндрическая поверхность которого «прерывается» пазами, роль указанных перемещений электронов качественно меняется. В многорезонаторном магнетроне наиболее существенным для возбуждения ВЧ колебаний является то, что каждый движущийся в пространстве взаимодействия электрон обладает, помимо *радиальной* составляющей скорости (v_r), также и *касательной* составляющей скорости (v_φ), определяющей его перемещение вдоль окружности анодного блока. Благодаря этому перемещению на поверхностях анодного блока и на поверхности щелевой части резонаторов (рис. 8) наводятся изменяющиеся во времени электрические заряды, возбуждающие резонаторы. Образованное наведенными зарядами переменное электрическое поле E_z изменяется с частотой, определяемой свойствами колебательной системы. Это поле сосредоточено, в основном, в щелевой части резонаторов, где оно близко к однородному. Однако вследствие краевого эффекта ВЧ поле простирается также и в пространство взаимодействия. Здесь поле взаимодействует с движущимися электронами, причем главную роль в этом процессе играет касательная составляющая напряженности электрического поля, которая в зависимости от своего направления либо тормозит, либо ускоряет электроны в их переносном движении. Показанное на рис. 8 поле оказывает тормозящее действие на движущийся под щелью электрон, но через полупериод, когда направление поля в рассматриваемом резонаторе изменится, оно будет уже ускорять электроны, движущиеся под этой щелью.

Если количество электронов, пролетающих под щелью, было бы неизменным во времени (как это происходит в статическом режиме), то тогда суммарный энергетический эффект взаимодей-

ствия электронного потока неизменной плотности с ВЧ полем оказался бы равным нулю, и возникшие в резонаторах под воздействием случайных флюктуаций ВЧ колебания затухли бы, — генерация была бы невозможной. Однако, благодаря действию специального *электронного механизма*, в некотором роде подобно действию обратной связи в ламповых генераторах, в пространстве взаимодействия создаются благоприятные условия для поддержания случайно возникших колебаний поля. Дело в том, что ВЧ поле, помимо основного

указанного выше взаимодействия с электронным потоком (функции *прямой связи*), выполняет также еще одну роль (функции *обратной связи*): поле оказывает на электронный поток особое *фокусирующее* действие, приводящее к своеобразному *группированию* электронов в пространстве взаимодействия. В результате вместо вращающегося вокруг катода электронного потока одинаковой плотности образуются вращающиеся *концентрированные «струи»* электронов, несколько напоминающие спицы колеса и потому называемые иногда *электронными спицами*. Число таких спиц равно половине числа резонаторов в анодном блоке. При надлежаще установленном режиме работы вращение электронных спиц вокруг катода оказывается не только синхронизованным, но и синфазированным с изменением поля в резонаторах: *электронные спицы оказываются при своем вращении каждый раз под теми щелями резонаторов, в которых в данный момент действует наиболее сильное тормозящее переменное поле, эффективно взаимодействующее с электронным потоком.*

8. В цилиндрической части каждого из резонаторов также образуется электромагнитное поле, но в отличие от щелевой части резонатора преобладающей там оказывается *магнитная составляющая* поля (B_{\sim}). Направление индукции этого поля внутри резонатора параллельно оси цилиндрической поверхности резонатора. Линии поля B_{\sim} как бы пронизывают резонаторный цилиндр (рис. 8), замыкаясь через смежные резонаторы, в результате чего образуется сложная *магнитная связь* между резонаторами. Магнитная составляющая переменного поля не существенна для энергетического обмена с электронным потоком и (ввиду $B_{\sim} \ll B_0$) не влияет также и на управляющее действие магнитного поля B_0 . Однако она играет основную роль в процессе от-

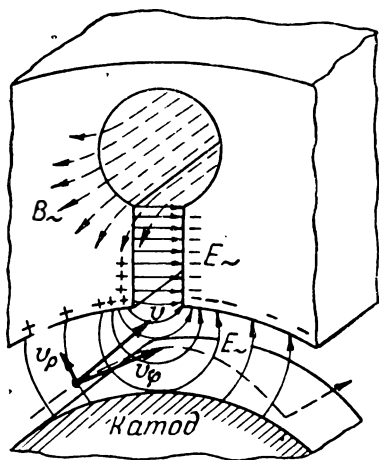


Рис. 9.8. Высокочастотное поле резонатора магнетрона.

вода энергии генерируемых колебаний через посредство петли связи (рис. 2). Вследствие отвода энергии в нагрузку добротность *нагруженной* колебательной системы магнетрона понижается. Для эффективной же работы магнетрона, добротность нагруженной колебательной системы магнетрона не должна быть ниже некоторого значения. Ввиду этого необходимо осуществить *согласование* магнетрона с входным сопротивлением нагрузочного фидера. Согласование осуществляется посредством специального *трансформирующего устройства*, которое в конструктивном отношении представляет элемент, непосредственно связанный с магнетроном. Вид трансформирующего устройства существенно зависит как от типа нагрузочного фидера (волновод, коаксиальный кабель), так и от типа энергоотводящего элемента. В качестве последнего находят применение не только петля связи, но и другие элементы (штырь, щель).

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. В чём заключается отличительная конструктивная особенность многорезонаторного магнетрона?

2. Из каких соображений предпочитают работать при нулевом потенциале анодного блока?

3. Какие неудобства вводятся при «заземлении» анода?

4. Изобразите схему подведения накального напряжения к магнетрону.

5. Энергоотводящий коаксиальный фидер магнетрона ($\lambda_r = 10$ см), обладающий волновым сопротивлением $W = 70$ Ом, питает активную согласованную нагрузку мощностью $P_{\text{нагр}} = 100$ квт. Определить величину максимальной индукции B_m магнитной составляющей переменного поля в резонаторе магнетрона, если площадь просвета витка связи $S = 0,2$ см², а коэффициент трансформации трансформирующего устройства равен 1:2,5.

О т в е т. $B_m = 500$ гс.

6. Насколько изменится индукция в предыдущей задаче при изменении рабочей длины волны с 10 до 8 см?

О т в е т. Уменьшится на 20%.

§ 3. РЕЗОНАТОРНАЯ СИСТЕМА МАГНЕТРОНА

Резонаторная система. — Ленточные контуры. — Цилиндрически-щелевой резонатор. — Типы резонаторных систем. — Формулы для расчета собственной частоты колебаний цилиндрически-щелевого резонатора. — Собственная длина волны резонаторов щелевого и секторного типов. — Собственная длина волны резонаторов разнорезонаторной системы. — Добротность резонаторной системы («ненагруженной» и «нагруженной»). — Вопросы и задачи.

1. Резонаторная система магнетрона представляет собой группу симметрично расположенных объемных резонаторов той или иной формы, образующих анодный блок магнетрона (рис. 2). Число резонаторов в анодном блоке различных магнетронов изменяется в довольно широких пределах: от $N = 8$ до иногда $N = 40$; во всех случаях число резонаторов должно быть *четным*. Как показывает опыт, четность числа резонаторов и их симметричное расположение в анодном блоке являются факторами, благоприятными в отношении стабилизации частоты генерации.

2. В ранней стадии конструирования (в Горьковском государственном университете) резонаторных систем магнетронов дециметрового диапазона находили применение *ленточные контуры* (рис. 9), выполненные из металлической ленты, изогнутой по тому или иному профилю. Ленточные контуры были исследованы советскими радиофизиками М. Т. Греховой и В. М. Бовшеверовым [7]. В поисках лучшей формы резонатора для многорезонаторного магнетрона по предложению М. А. Бонч-Бруевича ленточным контурам стали придавать своеобразную форму (рис. 9,б), характеризующую профилем, представляющим собой сочетание щели и отверстия. Ленточный контур такого профиля образует *цилиндрически-щелевой резонатор*, получивший впоследствии широкое распространение. Цилиндрически-щелевые резо-

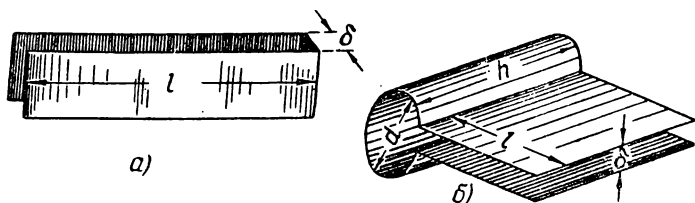


Рис. 9.9. Ленточные контуры:

а) — щелевого типа; б) цилиндрически-щелевого типа.

наторы изготовлялись Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым сначала из листового тантала, а затем из целого куска меди путем проточки в массивном анодном цилиндре полостей нужного профиля (см. рис. 1 и 2). Резонаторы другой формы — *щелевого* и *секторного* типа — при конструировании многорезонаторных магнетронов впервые (1936 — 1937 гг.) применялись Е. А. Копилевичем.

В настоящее время при конструировании резонаторных систем магнетронов, помимо резонаторов цилиндрически-щелевого типа, используются также резонаторы и других форм. Представление о применяемых в настоящее время резонаторных системах дают показанные на рис. 10 сечения анодных блоков разных типов. Находят применение резонаторные системы, образованные из резонаторов *щелевого* типа (рис. 10,б) или *секторного* типа (рис. 10,в). Широкое применение находят также и *разнорезонаторные системы* (рис. 10,г, д, е), образованные из резонаторов различных форм или размеров, поочередно расположенных в анодном блоке. Во всех случаях сохраняется симметричность расположения резонаторов.

Конструкция резонаторов цилиндрически-щелевого типа (рис. 10,а) наиболее проста в производстве и удобна при отводе энергии посредством петли связи (рис. 2). Анодный блок из резонаторов секторного типа обладает несколько более высокой добротностью. Разнорезонаторные системы, как показывает опыт, более благоприятны в отношении достижения более высокой стабильности частоты генерации.

3. Как показывает опыт, частота колебаний, устанавливаемых в магнетроне, зависит от ряда факторов. Однако главным фактором, определяющим частоту f_r генерации магнетрона, является собственная частота $f_{рез}$ колебаний отдельного резонатора резонаторной системы.

Объемный резонатор, представляющий собой систему с распределенными параметрами, обладает множеством собственных частот колебаний. Однако нас в дальнейшем будет интересовать поведение объемных резонаторов лишь в сравнительно узкой полосе частот, близких к основной частоте колебаний отдель-

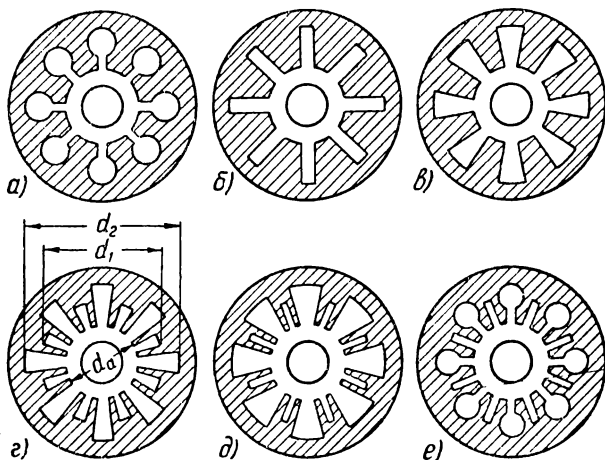


Рис. 9.10. Сечения анодных блоков с резонаторами различного типа.

ного резонатора. Поэтому допустимо резонатор рассматривать в качестве системы, эквивалентной колебательному контуру с *сосредоточенными* параметрами.

4. Цилиндрически-щелевой резонатор можно, упрощенно, рассматривать как полученный путем соединения плоского конденсатора с большим числом параллельно включенных витков (рис. 9,б), образующих в пределе сплошную цилиндрическую поверхность. При возбуждении резонатора высокочастотный ток протекает по цилиндрической поверхности резонатора по окружным путям, охватывающим цилиндр. Этот ток (ток проводимости) переходит у плоской части резонатора в ток смещения, распределенный по всей поверхности плоской части.

Приближенно, допустимо рассматривать щелевую часть резонатора как представляющую, в основном, некоторую эквивалентную емкость $C_{щ}$, а цилиндрическую часть, как представляющую некоторую эквивалентную индуктивность $L_{ц}$.

5. Собственную частоту колебаний цилиндрически-щелевого резонатора можно, приближенно, оценить по простой формуле:

$$f_{\text{рез}} \cong f_0 \cong \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{\text{ц}}C_{\text{ц}}}}, \quad (9.1)$$

где (рис. 9,б)

$$L_{\text{ц}} \cong \frac{\pi^2 d^2}{h} 10^{-9} \text{ (зН)}, \quad C_{\text{ц}} \cong \frac{lh}{\delta} \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} \text{ (ф)}, \quad (9.2)$$

причем все линейные размеры выражаются в сантиметрах. Первая формула соответствует индуктивности весьма длинной катушки высотой h , состоящей как бы из одного витка, площадь просвета которого $S_{\text{ц}} = 0,25\pi d^2$. Вторая формула выражает емкость плоского конденсатора с пластинами площадью $S_{\text{ц}} = lh$, находящимися на расстоянии δ друг от друга.

Подставляя формулы (2) в формулу (1), получим приближенное выражение для оценки собственной длины волны резонатора:

$$\lambda_{\text{рез}} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{f_{\text{рез}}} \cong 5,5d\sqrt{l/\delta} \text{ (см)}. \quad (9.3)$$

Как видно, длина волны $\lambda_{\text{рез}}$ не зависит от высоты h резонатора, так как емкость $C_{\text{ц}}$ прямо пропорциональна, а индуктивность $L_{\text{ц}}$ обратно пропорциональна h . Наибольшее влияние на длину волны оказывает величина диаметра d резонатора.

Величина диаметра d резонатора при фиксированном числе резонаторов в анодном блоке определяет, в основном, общий диаметр $d_{\text{а}}$ анодного блока. Поэтому с увеличением длины волны колебаний магнетрона растет и диаметр его анодного блока. Более строгое рассмотрение вопроса показывает, что высота h несколько влияет на величину $f_{\text{рез}}$, но незначительно. Высота анодного блока, в основном, определяет мощность магнетрона: чем выше мощность магнетрона, тем больше высота его анодного блока.

Упрощенные формулы (1) ÷ (3) весьма приближенно оценивают частоту генерируемых магнетроном колебаний. Истинное значение длины волны колебаний оказывается всегда большим, чем получаемое из расчетов по формуле (3) (иногда на 20 ÷ 30%). Проиллюстрируем это на конкретном примере.

Размеры цилиндрически-щелевого резонатора (рис. 9) магнетрона типа 2J32 равны: $d = 1 \text{ см}$; $l = 0,35 \text{ см}$; $\delta = 0,23 \cdot \text{см}$. Подставляя эти значения в формулу (3), получим:

$$\lambda_{\text{рез}} = 5,5d\sqrt{l/\delta} = 5,5 \cdot 1\sqrt{0,35/0,23} \cong 6,8 \text{ см}.$$

В действительности же собственная длина волны колебаний этого резонатора близка к 10 см (погрешность около 30%).

6. Более строгие методы расчета как собственной частоты колебаний отдельного резонатора, так и группы резонаторов,

соединенных в общий блок, разработаны в трудах советских ученых. Ряд фундаментальных работ в этой области принадлежит Г. В. Кисунько [8], [9]. Сравнительно простые способы технического расчета частоты колебаний реальных магнетронов по данным геометрических размеров анодного блока приводятся в книге В. Ф. Коваленко [6]. В частности, рекомендуемые им простые формулы для расчета собственной частоты цилиндрически-щелевого резонатора основаны на более тщательном расчете эквивалентной емкости резонатора с учетом емкостей, вносимых цилиндрической частью резонатора и, особенно, связками анодного блока (рис. 3), если таковые имеются. Формулы, выражающие эквивалентные параметры цилиндрически-щелевого резонатора (рис. 9), имеют вид:

$$L_{\text{рез}} = \frac{8\pi}{2h+d} \left(\frac{\pi d^2}{4} + \frac{l\delta}{2} \right) \text{ (см)}, \quad (9.4)$$

$$C_{\text{рез}} = \frac{h}{4\pi} \left[\frac{l}{\delta} + \frac{1}{\pi} \ln \frac{d}{\delta} + \frac{4}{\pi} \left(1 + \frac{d}{2h} \right) \right] + C_{\text{св}} \text{ (см)}, \quad (9.5)$$

где $C_{\text{св}}$ — емкость (в сантиметрах), вносимая связками анодного блока (на один резонатор), и все линейные размеры выражены в сантиметрах. Отсюда собственная длина волны резонатора равна:

$$\lambda_{\text{рез}} = 2\pi \sqrt{L_{\text{рез}} C_{\text{рез}}} \text{ (см)}. \quad (9.6)$$

Формулы (4)–(6) позволяют оценить частоту генерации типовых магнетронов с погрешностью порядка (1–3)% [6].

7. Собственная длина волны щелевого или секторного резонатора может быть приближенно рассчитана по формуле:

$$\lambda_{\text{рез}} \cong 2\rho_{\text{рез}} = 2l + \delta, \quad (9.7)$$

где $\rho_{\text{рез}}$ — длина периметра сечения резонатора (рис. 9,а).

По формуле (7) резонатор представляется в виде системы, эквивалентной четвертьволновой короткозамкнутой линии, что дает результаты, близкие к реальным, лишь при отсутствии связей анодного блока. В противном случае необходимо пользоваться более точными методами расчета [6].

8. Собственная длина волны резонаторов секторного типа разнорезонаторной системы (рис. 10,2) равна приблизительно сумме периметров большого и малого резонаторов. Используя указанные на рис. 10,2 обозначения, можно так выразить собственную длину волны колебаний:

$$\lambda_{\text{рез}} \cong (d_1 - d_a) + (d_2 - d_a) + (d_1 + d_2) \pi / N, \quad (9.8)$$

где N — общее число резонаторов (больших и малых) в системе. Эта формула дает близкие к реальным результаты (погрешность 3–5%), так как в разнорезонаторных системах связи анодного блока отсутствуют.

Аналогично указанному оценивается длина волны колебаний резонаторов других разнорезонаторных систем: *длина волны равна сумме периметров двух различных резонаторов, используемых в разнорезонаторной системе.*

9. Резонаторные системы магнетронов обладают весьма высокой *добротностью* — порядка $700 \rightarrow 1500$. Это значение добротности учитывает потери энергии собственно в резонаторах (без учета нагрузки). При наличии полезной активной нагрузки, вносящей дополнительное затухание в колебательную систему, ее эквивалентная добротность значительно понижается, но все же оказывается еще весьма высокой — порядка сотен единиц. Вследствие сравнительно большой разницы в величинах добротности *ненагруженной* и *нагруженной* резонаторной систем различают добротность $Q_{\text{рез}}$ собственно резонаторной системы и добротность $Q_{\text{нагр}}$ резонаторной системы с учетом затухания, вносимого нагрузкой. Формулы для технического расчета добротности приводятся в книге В. Ф. Коваленко [6].

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

7. Амплитудное значение напряженности электрической составляющей поля, действующего в щели резонатора, $E_m = 3000$ в/см. Геометрические размеры резонатора (рис. 9): $\delta = 0,2$ см; $h = 1,5$ см; $l = 0,3$ см. Определить амплитуду тока смещения в резонаторе, полагая весь ток смещения сосредоточенным в щелевой части резонатора. Длина волны генерируемых колебаний $\lambda_r = 10$ см.

Ответ. $I_m = 2,25$ а.

8. Чему равна амплитуда суммарного тока (проводимости), протекающего по стенкам резонатора, рассмотренного в задаче 7? Определить также напряженность магнитной составляющей переменного поля.

Ответ. $I_m = 2,25$ а; $H_m = 1,5$ а/см.

9. Размеры цилиндрически-щелевого резонатора (рис. 9) магнетрона типа 725-А равны: $d = 0,2$ см; $h = 0,635$ см; $\delta = 0,053$ см; $l = 0,132$ см. Анодный блок магнетрона снабжен связками, емкость которых (на один резонатор) $C_{\text{св}} = 0,22$ см. Определить эквивалентные параметры резонатора $L_{\text{ц}}$ и $C_{\text{щ}}$ и его собственную длину волны без учета и с учетом емкости $C_{\text{св}}$.

Ответ. $L_{\text{ц}} = 0,635$ см; $C_{\text{щ}} = 0,126$ см; $\lambda_{\text{рез}} = 1,78$ см и $3,12$ см.

10. Определить собственную длину волны резонатора магнетрона типа 725-А, воспользовавшись данными, приведенными в задаче 9. Сравнить с экспериментально измеренной длиной волны магнетрона ($\lambda_r = 3,2$ см).

Указание. Воспользоваться формулами (4), (5) и (6).

Ответ. $\lambda_{\text{рез}} = 3,23$ см.

11. Определить собственную длину резонатора магнетрона типа 4J50. Анодный блок состоит из 16 резонаторов цилиндрически-щелевого типа; размеры резонаторов: $d = 0,22$ см; $h = 0,635$ см; $\delta = 0,084$ см; $l = 0,168$ см. Емкость связок магнетрона (на один резонатор) $C_{\text{св}} = 0,145$ см.

Ответ. $C_{\text{рез}} = 0,335$ см; $\lambda_{\text{рез}} = 3,2$ см ($\lambda_r \approx 3,2$ см).

12. Определить собственную длину волн резонаторов магнетрона типа 3J31, использующего разnoseкторную резонаторную систему (рис. 10,а), характеризующую следующими данными: $N = 18$; $d_1 = 0,99$ см; $d_2 = 0,73$ см; $d_a = 0,41$ см.

Ответ. $\lambda_{\text{рез}} = 1,2$ см.

§ 4. ВИДЫ КОЛЕБАНИЙ

Виды связи между резонаторами. — Эквивалентная схема колебательной системы магнетрона. Асимметрия, вносимая энергоотводящим устройством. — Фазовые сдвиги между колебаниями в контурах замкнутой симметричной системы. — Векторная иллюстрация фазовых сдвигов. — Собственные частоты колебательной системы. — Зависимость собственной частоты от разности фаз колебаний в смежных контурах. — Свойство «многочастотности» колебательной системы. — Виды колебаний. — Колебания типа бегущей и стоячей волны. — Вопросы и задачи.

1. Так же как и в других генераторных приборах, колебательная система которых обладает высокой добротностью, *частота генерации магнетрона весьма близка к одной из собственных частот колебательной системы. Колебательная система магнетрона образуется совокупностью анодного блока магнетрона, его катода, крышками кожуха и энергоотводящего устройства.* Следовательно, колебательная система магнетрона представляет собой *сложную систему с распределенными параметрами.* Такая система имеет бесконечно большое число собственных частот колебаний. Каждой частоте колебаний соответствует определенная структура поля в резонаторах.

Строгое определение собственных частот колебательной системы магнетрона представляет сложную задачу. Однако важнейшие собственные частоты определяются с достаточной для технических целей точностью сравнительно просто — путем замены *распределенной* колебательной системы магнетрона эквивалентной колебательной системой (цепью), состоящей из конечного числа контуров с *сосредоточенными* параметрами.

Перейдем к рассмотрению эквивалентной колебательной системы магнетрона. Для определенности будем иметь в виду магнетрон с резонаторами цилиндрически-щелевого типа (рис. 2).

2. Колебательная система магнетрона включает в себя N симметрично расположенных резонаторов. Как указывалось, в достаточно узкой полосе частот, близких к основной частоте каждого из резонаторов, допустимо рассматривать каждый резонатор в виде простого контура, состоящего из индуктивности $L=L_{\text{рез}}$ и емкости $C=C_{\text{рез}}$. С другой стороны, как мы увидим ниже, все основные (представляющие практический интерес) собственные частоты всей колебательной системы магнетрона близки к собственной частоте отдельного резонатора. Это и позволяет заменить колебательную систему магнетрона эквивалентной колебательной цепью, содержащей N (по числу резонаторов) контуров с сосредоточенными параметрами.

При построении эквивалентной схемы следует учесть все основные *виды связи* между отдельными резонаторами (контурами). Для системы без связей в анодном блоке (для упрощения рассмотрим этот более простой случай) необходимо учесть следующие виды связи:

а) *электрическую* (гальваническую) *связь* всех резонаторов, существующую благодаря их соединению в общий анодный блок;

б) *магнитную связь* между соседними (более строго — между любыми двумя) резонаторами, обусловленную наличием взаимного магнитного потока, охватывающего резонаторы;

в) *емкостную связь*, образуемую благодаря наличию некоторой емкости C_k между каждым сегментом анодного блока и катодом.

3. С учетом перечисленных выше видов связи эквивалентная схема колебательной системы магнетрона принимает вид, показанный на рис. 11. Эквивалентная колебательная система состоит из N идентичных контуров (L и C), образующих *замкнутую* систему; M — взаимная индуктивность, учитывающая магнитную связь между двумя смежными контурами (резонаторами). На эквивалентной схеме не показаны активные элементы, учитывающие потери, так как их учет не существен при исследовании собственной частоты системы, обладающей высокой добротностью.

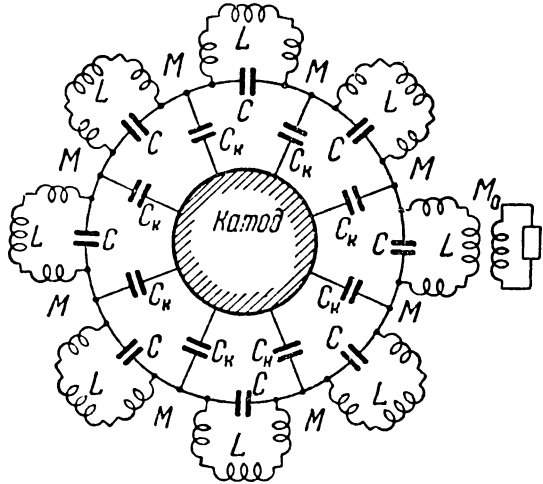


Рис. 9.11. Эквивалентная схема колебательной системы многорезонаторного магнетрона.

На эквивалентной схеме один из колебательных контуров связан (M_0) с внешней нагрузкой ($R_{нагр}$). Это может создать впечатление резкой асимметрии колебательной системы. Однако, в действительности, вследствие сильной связи между резонаторами нагрузка оказывается связанной со *всей* колебательной системой. Поэтому асимметрия, вносимая нагрузкой, по крайней мере, в отношении влияния этого фактора на собственные частоты системы, невелика. Существенным здесь является то, что добротность колебательной системы, даже при наличии сравнительно мощной нагрузки, оказывается весьма высокой. Из этих соображений, *приблизительно, можно полагать колебательную систему магнетрона симметричной*, что и принимается в дальнейшем.

4. Рассмотрим некоторые свойства *симметричной замкнутой колебательной системы* (рис. 11), важные для нахождения собственных частот системы.

При возбуждении колебательной системы, состоящей из N контуров, *во всех контурах должна установиться одна общая частота колебаний ω_c* . Однако колебания в различных контурах системы *не обязательно окажутся синфазными*, т. е. совпадаю-

щими между собой по фазе. В общем случае колебания в двух смежных контурах могут быть сдвинуты на некоторый угол ψ .

В несимметричной системе угол сдвига фаз ψ может быть различным для разных, прилегающих друг к другу, контуров. В симметричной же системе такого различия быть не может: *разность фаз колебаний в любых двух смежных контурах симметричной системы должна быть одинаковой*. Полагая поэтому в нашей системе $\psi = \text{const}$ и принимая начальную фазу колебаний в одном каком-нибудь контуре (первом) равной нулю, напишем следующие выражения для колебаний в разных контурах (первом, втором и т. д. по порядку их расположения):

$$\begin{aligned} u_1 &= U_m \cos \omega_c t; \\ u_2 &= U_m \cos (\omega_c t - \psi); \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ u_N &= U_m \cos [\omega_c t - (N - 1)\psi]. \end{aligned}$$

Поскольку колебательная система является замкнутой, то сдвиг фаз между колебаниями в последнем (N -ом) контуре и первом должен быть также равен ψ , т. е.

$$u_1 = U_m \cos (\omega_c t - N\psi).$$

Но фазы колебаний в обоих выражениях для u_1 должны быть физически совпадающими, т. е. (математически) они могут отличаться лишь на угол, кратный 2π . Отсюда вытекает, что

$$N\psi = 2\pi n \quad (n=0; 1; 2; \dots).$$

Это соотношение определяет все возможные значения разности фаз $\psi = \psi_n$ колебаний в любых двух смежных контурах:

$$\psi_n = \frac{2\pi n}{N} = \psi(n). \quad (9.9)$$

Каждому значению n соответствует, вообще говоря, определенное значение разности фаз колебаний ψ_n .

5. Для иллюстрации фазовых соотношений между колебаниями в различных контурах на рис. 12 приведены векторные диаграммы напряжений на контурах, соответствующие различным значениям номера n . Числовые индексы у векторов обозначают порядковые номера контуров.

При $n=0$, все 8 векторов совпадают по фазе ($\psi_n = 0$); такое же положение будет иметь место при $n=mN$.

В резонаторной системе магнетрона колебания, соответствующие $n=0$, в принципе являются возможными*. Однако практи-

* Можно показать, что колебаниям вида $n=0$ должна была бы соответствовать своеобразная структура электрического поля. Электрическое поле локализуется в пространстве между катодом и анодным блоком, причем силовые линии электрического поля — замкнутые окружности, охватывающие катод.

чески подобные колебания не наблюдаются. Поэтому в дальнейшем колебания вида $n = 0$ нами рассматриваться не будут.

При $n = 1$ векторы располагаются один за другим по порядку номеров со сдвигом фаз $\psi_n = \pi/4$. При $n = 2$, $\psi_n = \pi/2$, и колебания в 1-м и 5-м контурах, равно как и во 2-м и 6-м контурах и т. д., совпадают соответственно по фазе. При $n = 3$ получается несколько более сложный порядок расположения векторов. При $n = 0, 5N$, $\psi_n = \pi$. Векторные диаграммы для $n = 5, 6$ и 7 отличаются

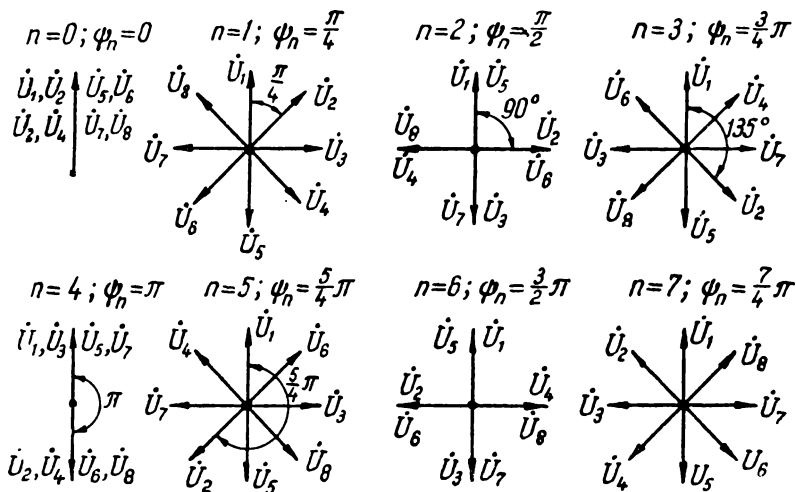


Рис. 9.12. Векторные диаграммы, иллюстрирующие фазовые соотношения в контурах ($N=8$) симметричной замкнутой системы.

соответственно от диаграмм для $n=3, 2$ и 1 лишь направлением (против или по часовой стрелке), в котором происходит сдвиг векторов.

Беря значения $n > N - 1$, мы хотя и получим из формулы (9) численно другие значения ψ_n , но они будут отличаться от полученных раньше лишь на величину, кратную 2π , что не приведет к физически новым фазовым сдвигам. Следовательно, число физически различных углов сдвига фаз равно N .

6. Перейдем теперь к рассмотрению вопроса о частотах собственных колебаний рассматриваемой системы.

Система из N связанных контуров обладает, в общем случае, N различными собственными частотами (частоты связи). В симметричной же системе число различных собственных частот меньше: оно равно $0,5N + 1$ (или даже $0,5N$).

Для определения собственных частот системы, свободной от потерь, следует составить уравнения Кирхгофа для одного или нескольких контуров (в зависимости от числа элементов связи между контурами) и найти те значения частоты ω_c , при которых возбужденные в системе колебания могут существовать сколько угодно долго без участия внешнего источника.

7. Рассмотрим один из контуров эквивалентной схемы (рис. 11), представленный на рис. 13 и отмеченный индексом 1 (первый контур). Два контура, прилегающих справа и слева, отмечены на рис. 13 индексами 2 и N .

Пусть \dot{U}_1 , \dot{I}_{L1} и \dot{I}_{C1} — комплексные амплитуды напряжения и токов в контуре 1 . Тогда аналогичные комплексные амплитуды в смежных контурах (2 и N) должны отличаться от указанных соответственно на угол $\mp \psi_n$, т. е.:

$$\begin{aligned} \dot{U}_2 &= \dot{U}_1 e^{-j\psi_n}; \quad \dot{I}_{L2} = \dot{I}_{L1} e^{-j\psi_n}; \quad \dot{I}_{C2} = \dot{I}_{C1} e^{-j\psi_n}, \\ \dot{U}_N &= \dot{U}_1 e^{j\psi_n}; \quad \dot{I}_{LN} = \dot{I}_{L1} e^{j\psi_n}; \quad \dot{I}_{CN} = \dot{I}_{C1} e^{j\psi_n}. \end{aligned} \quad (a)$$

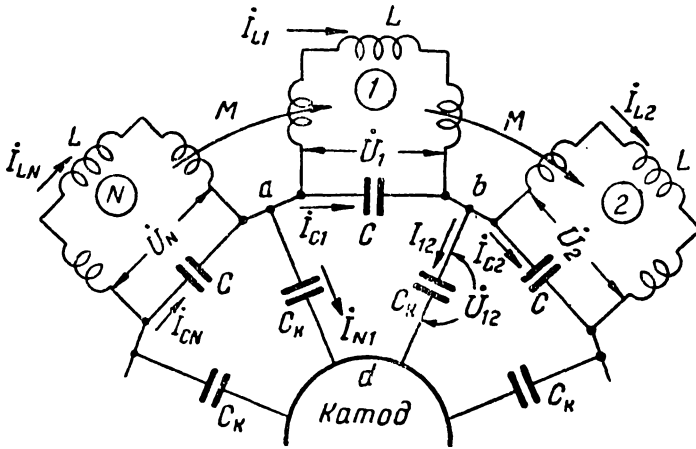


Рис. 9.13. Контурь эквивалентной схемы (рис. 11), используемые при составлении уравнений Кирхгофа.

Будем исходить из уравнения Кирхгофа для контура abd (рис. 13):

$$\dot{U}_1 + I_{12} \frac{1}{j\omega_c C_K} - I_{N1} \frac{1}{j\omega_c C_K} = 0, \quad (б)$$

где, как это следует из схемы, с учетом соотношений (а),

$$I_{12} = (I_{L1} - I_{L2}) + (I_{C1} - I_{C2}) = I_{L1}(1 - e^{-j\psi_n}) + I_{C1}(1 - e^{-j\psi_n});$$

$$I_{N1} = (I_{LN} - I_{L1}) + (I_{CN} - I_{C1}) = I_{L1}(e^{j\psi_n} - 1) + I_{C1}(e^{j\psi_n} - 1).$$

Подставляя эти значения в уравнение (б) и используя формулу Эйлера, получим:

$$j\omega_c C_K \dot{U}_1 + 2[(I_{L1} + I_{C1})(1 - \cos \psi_n)] = 0, \quad (в)$$

Выразим входящие в это уравнение токи через напряжение \dot{U}_1 :

$$I_{C1} = j\omega_c C \dot{U}_1; \quad \dot{U}_1 = j\omega_c L I_{L1} - j\omega_c M (I_{L2} + I_{LN}). \quad (г)$$

Воспользовавшись соотношениями (а) и формулой Эйлера, получим:

$$\dot{U}_1 = j\omega_c L I_{L1} - j\omega_c M I_{L1} (e^{-j\psi_n} + e^{j\psi_n}).$$

Выразив отсюда значение I_{L1} и подставив его, а также выражение I_{C1} из формулы (г) в уравнение (в), после простых преобразований получим:

$$1 + 2 \frac{C}{C_k} \left\{ (1 - \cos \psi_n) \left[1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_c^2 (1 - 2(M/L) \cos \psi_n)} \right] \right\} = 0,$$

где $\omega_0^2 LC = 1$. Решая это уравнение относительно ω_c , получим:

$$\omega_c = \frac{\omega_0}{\sqrt{\left(1 - 2 \frac{M}{L} \cos \psi_n\right) \left(1 + \frac{0,5C_k/C}{1 + \cos \psi_n}\right)}}. \quad (9.10)$$

8. Из формулы (10) следует, что значение собственной частоты рассматриваемой системы (рис. 11) зависит от следующих факторов:

а) от собственной частоты колебаний $\omega_0 = \omega_{рез}$ контура, эквивалентного резонатору;

б) от коэффициента индуктивной связи M/L между двумя контурами (резонаторами);

в) от коэффициента емкостной связи C_k/C ;

г) от косинуса угла сдвига фаз между колебаниями в смежных контурах (резонаторах).

Весьма важной является зависимость собственной частоты от разности фаз колебаний в смежных контурах. Выше показано, что в пределах $0 < \psi_n < 2\pi$ угол сдвига фаз может принимать $(N - 1)$ различных значений, соответствующих различным значениям «номера» n (1, 2, ..., $N - 1$) в формуле (9). В соответствии с этим частота ω_c принимает разные значения даже при неизменных параметрах колебательной системы. При этом, так как согласно формуле (10) частота колебаний зависит от косинуса угла сдвига фаз, который принимает всевозможные значения при изменении ψ_n в пределах $0 \leq \psi_n \leq \pi$, то число различных собственных частот оказывается меньшим, чем $N - 1$: число различных собственных частот ограничивается следующими значениями «номера» n (исключая $n=0$):

$$n=1; n=2; \dots n=0,5N, \quad (9.11)$$

т. е. равно $0,5N$. Каждой из указанных собственных частот колебательной системы соответствует свой вид колебаний, могущих существовать в этой системе.

Целые положительные значения n , определяющие, согласно формуле (9), возможные значения угла сдвига фаз ψ_n и, согласно формуле (10), собственные частоты системы, называются номе-

рами видов колебаний. В зависимости от номера различают следующие виды колебаний:

колебания вида $n=1$ или $\psi_n = 1 \cdot 2\pi/N$;

колебания вида $n=2$ или $\psi_n = 2 \cdot 2\pi/N$;

.....

колебания вида $n=0,5N$ или $\psi_n = \pi$.

Колебания вида $n=0,5N$ ($\psi_n = \pi$) называются *противофазными*, так как в этом случае колебания в любых двух смежных контурах (резонаторах) находятся в противофазе.

Колебания вида $n > 0,5N$ ($\psi_n > \pi$) называются *высшими видами колебаний*. Высшие виды колебаний не определяют новых значений собственных частот системы.

Таким образом, можно сделать следующий вывод: *в замкнутой симметричной колебательной системе, содержащей четное число идентичных контуров, возможно, вообще говоря, существование любого из $0,5N$ видов колебаний, каждый из которых характеризуется своей отличительной собственной частотой колебаний, определяемой формулой (10).*

Рассмотренное свойство «многочастотности» (существование многих собственных частот) генераторного устройства определяется исключительно свойствами его колебательной системы и не учитывает ни электронного механизма возбуждения колебаний, ни других факторов, обуславливающих реальную возможность возбуждения и существования устойчивых колебаний на той или иной частоте. Этот вопрос должен быть рассмотрен особо.

9. При выводе формулы (10) мы исходили из того, что амплитуды колебаний во всех контурах системы и разности фаз колебаний в любых двух смежных контурах одинаковы. Такое исходное положение для рассматриваемой нами *симметричной замкнутой системы* является естественным. Однако *знак* разности фаз колебаний не был нами определен. На диаграммах, представленных на рис. 12, предполагалось, что колебания в контуре $(k+1)$ отстают от колебаний в контуре k на некоторый угол $\psi_n > 0$. Но с равным успехом можно было также принять и $\psi_n < 0$. Это определило бы поворот векторов на диаграмме не *по* часовой стрелке (как на рис. 12), а *против* часовой стрелки.

Рассмотрение собственно такого случая интереса не представляет и не даст новых значений собственной частоты системы, так как выражение (10), определяющее такую частоту, представляет собой *четную* функцию ψ_n . Однако уместно поставить вопрос: существует ли такое значение собственной частоты колебаний, при котором в каждом из контуров возможно *одновременное* существование двух видов колебаний, соответствующих различным значениям ψ_n ? Из формулы (10) следует, что ответ на поставленный вопрос должен быть положительным.

Действительно, поскольку частота ω_c является функцией $\cos \psi_n$, то значения $+\psi_n$ и $-\psi_n$ определяют одно и то же значение ω_c . Следовательно, в каждом из контуров могут одновременно существовать *два* вида колебаний, в отношении которых рассматриваемая замкнутая система находится в равновесии.

В общем мыслим случай, когда в системе одновременно существуют два вида колебаний, характеризуемых различными амплитудами U_I и U_{II} и соответственно углами сдвига фаз $+\psi_n$ и $-\psi_n$ между колебаниями в смежных контурах. К каким новым результатам приведет одновременное существование двух таких видов колебаний?

Для уяснения этого результата обозначим меньшую из указанных амплитуд (например, $U_{II} < U_I$) через $U_{cm} = U_{II}$, а большую из амплитуд будем рассматривать в виде суммы: $U_I = U_{\delta m} + U_c$. Тогда существующие в контурах колебания одинаковой частоты ω_c могут быть представлены следующими *комплексными амплитудами*:

$$U_{\delta m}, U_{\delta m} e^{-j\psi_n}, U_{\delta m} e^{-j2\psi_n}, \dots, U_{\delta m} e^{-j(k-1)\psi_n}, \dots, \quad (a)$$

$$U_{cm}, U_{cm} e^{-j\psi_n}, U_{cm} e^{-j2\psi_n}, \dots, U_{cm} e^{-j(k-1)\psi_n}, \dots \quad (б)$$

$$U_{cm}, U_{cm} e^{j\psi_n}, U_{cm} e^{j2\psi_n}, \dots, U_{cm} e^{j(k-1)\psi_n}, \dots \quad (в)$$

Здесь k — порядковый номер контура системы, отсчитываемый, например, при обходе контуров *по часовой стрелке*, т. е. k выступает в качестве «пространственной координаты», принимающей целые дискретные значения. При этом предполагается, что в одном из контуров, принимаемом за начальный ($k = 1$), фазы обоих указанных колебаний совпадают.

Колебания, представляемые комплексными амплитудами последовательности (а), уже были рассмотрены нами выше (рис. 12). Они характеризуются определенной разностью фаз колебаний в любых двух смежных контурах. Эти колебания создают такое пространственное (вдоль контуров) распределение своих мгновенных значений, которое характерно для колебаний типа *бегущей волны* в длинных линиях. Поэтому по аналогии подобные колебания можно назвать *колебаниями типа бегущей волны* («бегущей» вдоль анодного блока).

То же самое можно сказать и в отношении колебаний, представляемых комплексными амплитудами каждой из написанных выше последовательностей (б) и (в) в отдельности. При этом лишь колебания, относящиеся к последовательности (в), определяют процесс, характерный для бегущей волны, «распространяющейся» вдоль контуров в направлении, противоположном рассмотренному.

Более интересным является рассмотрение результирующего эффекта, создаваемого в каждом из контуров *дву-*

мя действующими в нем колебаниями, представленными комплексными амплитудами $U_{cm} e^{-j(k-1)\psi_n}$ и $U_{cm} e^{j(k-1)\psi_n}$ последовательностей (б) и (в). Путем геометрического сложения (попарно) соответствующих комплексных амплитуд (рис. 14) можно прийти к выводу о том, что два колебания, действующие

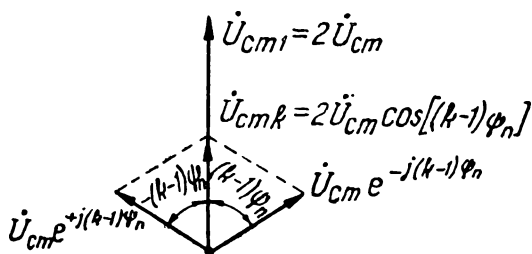


Рис. 9.14. Векторная диаграмма сопряженных комплексных амплитуд колебаний, действующих в контуре.

в каждом из контуров, образуют одно результирующее колебание, фаза которого оказывается одинаковой (с точностью до знака) для всех контуров. Амплитуды же колебаний в разных контурах оказываются различными и равными $U_{cm, k} = 2U_{cm} \cos(k-1)\psi_n$. В некоторых контурах (например, $k=1$) амплитуда колебаний имеет наибольшее значение: $U_{cm, 1} = 2U_{cm}$ (пучность); в некоторых контурах амплитуда колебаний может оказаться равной нулю (узел).

Полученный результат является типичным для стоячих волн. Он будет еще более подчеркнут, если изобразить распределение мгновенных значений напряжения $u_{c, k} = U_{cm, k} \cos \omega_c t$ на контурах

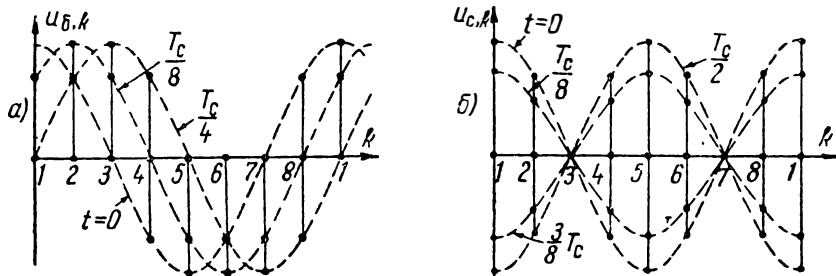


Рис. 9.15. Распределение мгновенных значений напряжения на контурах (k — порядковый номер контура) колебательной системы ($N=8$) при колебаниях типа бегущей волны — (а) и типа стоячей волны — (б) для случая $\psi_n = \pi/4$.

в различные моменты времени, как это показано на рис. 15, б для $N=8$ и $n=1$. Для сравнения на рис. 15, а представлено распределение напряжения на различных контурах системы, характерное для поля бегущей волны. Колебания типа бегущей волны могут существовать в рассматриваемой системе наряду с колебаниями типа стоячей волны.

При колебаниях вида $n=1$ вдоль всей колебательной системы «укладывается» одна «стоячая волна» (рис. 15, б); в случае $n=2$ вдоль системы «уложатся» две «стоячие волны» и т. д.

Каждый данный вид «стоячей волны» обуславливает образование на некоторых контурах системы «пучностей», а на некоторых контурах — «узлов» напряжения; число «пучностей», образуемых в системе, равно удвоенному числу «стоячих волн» (или числу полуволн), «укладываемых» вдоль системы. Наибольшее число «стоячих волн», образуемых в системе, составленной из контуров с *сосредоточенными параметрами* (рис. 11), не может превышать $0,5N$. Действительно, при $n = 0,5N$ каждая «полуволна» фиксируется всего одной точкой, соответствующей амплитуде колебаний («пучности») в одном контуре и являющейся одинаковой (по величине) для всех контуров системы. Для сравнения укажем, что при $N = 8$ и $n = 1$ (рис. 15, б) каждая «полуволна» фиксируется уже четырьмя точками, соответствующими амплитудам колебаний в 4 контурах. Однако показанная на рис. 11 колебательная система с *сосредоточенными параметрами* лишь приближенно отображает колебательную систему магнетрона, являющейся системой с *распределенными* (хотя и неравномерно) параметрами. В такой системе мыслимо, вообще говоря, возбуждение и *высших* видов колебаний, соответствующих $n > 0,5N$, при которых вдоль анодного блока «укладывается» большее, чем $0,5N$ «стоячих волн». Этот вопрос рассматривается в следующем параграфе.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

13. Что определяет возможные частоты генерации магнетрона?

14. Сколько различных собственных частот имеет симметричная замкнутая колебательная система, состоящая из 18 связанных между собой колебательных контуров?

15. Зависит ли величина собственной частоты симметричной замкнутой колебательной системы от знака угла сдвига фаз между колебаниями в смежных контурах?

16. Перечислите возможные виды колебаний магнетрона, резонаторная система которого содержит 18 резонаторов. Каковы значения угла ϕ_n , определяющие различные (возможные) частоты колебаний магнетрона?

17. Каковы собственные частоты колебательной системы (рис. 11), соответствующей восьмирезонаторному магнетрону, при колебаниях вида $n = 2$ и $n = 6$, если собственная частота резонатора $f_{рез} = f_0 = 3000$ мггц, $M/L = 0$ и $C_k/C \approx 0$ или $C_k/C = 0,5$?

Отв. При $C_k/C \approx 0$; $f_2 = f_6 = f_0 = 3000$ мггц; при $C_k/C = 0,5$: $f_2 = f_6 = 0,965 f_0 = 2890$ мггц.

18. Можно ли утверждать, что наличие емкостной связи всегда приводит к уменьшению собственной частоты колебательной системы (рис. 11), как это получилось в случае предыдущей задачи?

Отв. Можно. Почему?

19. Приводит ли наличие индуктивной связи (M/L) между резонаторами к увеличению или уменьшению собственной частоты резонаторной системы магнетрона?

Отв. При $0 < n < 0,25N$ — к увеличению; при $0,25N < n \leq 0,5N$ — к уменьшению. Почему?

20. Может ли собственная частота колебательной системы магнетрона (рис. 11) быть равной собственной частоте отдельного резонатора при наличии индуктивной и емкостной связей между резонаторами?

Указание. Проанализировать формулу (10).

О т в е т. Может при выполнении двух условий:

$$k_1 > \frac{k_2}{(1 + 0,5k_2)^2}, \text{ где } k_1 = M/L \text{ и } k_2 = C_K/C;$$

$$2 \cos \phi_n = 1 + 0,5k_2 \pm \sqrt{(1 + 0,5k_2)^2 - k_2/k_1}.$$

21. Определить собственные частоты колебаний магнетрона, резонаторная система которого характеризуется следующими данными: $N = 8$; $f_{рез} = f_0 = 10000$ мГц; $M/L = 0,1$; $C_K/C \approx 0$.

О т в е т. $n = 1$: $f_c = 10820$ мГц; $n = 2$: $f_c = 10000$ мГц; $n = 3$: $f_c = 9370$ мГц; $n = 4$: $f_c = 9120$ мГц.

22. Как изменяются собственные частоты колебаний в задаче 21 при наличии емкостной связи $C_K/C = 0,2$ и прочих равных условиях

О т в е т. $n = 1$: $f_c = 9300$ мГц; $n = 2$: $f_c = 9550$ мГц; $n = 3$: $f_c = 9100$ мГц; $n = 4$: $f_c = 8900$ мГц.

Обратить внимание на то, что емкостная связь изменяет характер зависимости частоты колебаний f_c от номера n .

§ 5. СТРУКТУРА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ МАГНЕТРОНА

Основные черты поля резонаторной системы магнетрона, определяющие структуру этого поля как поля стоячей волны. — Физические причины, обуславливающие наличие «бегущей» составляющей поля. — Влияние «бегущей» составляющей поля на структуру поля в резонаторной системе. — Структура поля при колебаниях противофазного вида. — Многорезонаторный магнетрон как многоконтурный генератор. — Понятие о структуре поля при колебаниях разных видов. — Вопросы и задачи.

1. Опыт подтверждает возможность возбуждения в магнетроне колебаний нескольких видов, близких к определяемым из рассмотрения эквивалентной схемы его резонаторной системы. Каждому виду колебаний соответствует некоторая частота $\omega_r \cong \cong \omega_c$ возбуждаемых колебаний и определенная структура электромагнитного поля в пространстве взаимодействия, обуславливающая определенное распределение напряженности электрического поля E_{\perp} вдоль анодного блока. Структура этого поля несколько схожа со структурой поля в резонирующем кольце длиной l при возбуждении в нем колебаний с длиной волны $\lambda < l$. При возбуждении однородного кольца пространственное распределение напряженности E_{\perp} вдоль длины кольца изменяется по закону стоячих волн. В некоторых точках образуются *пучности*, а в некоторых — *узлы* напряженности электрического поля. При этом кольцо резонирует на тех частотах, при которых вдоль длины кольца «укладывается» целое число полных волн.

Распределение напряженности E_{\perp} вдоль анодного блока магнетрона при его возбуждении также является характерным для поля стоячей волны. Это значит, что в любом месте анодного блока (в щелях, у сегментов, в пространстве взаимодействия) напряженность E_{\perp} изменяется во времени по гармоническому закону, причем фаза $\omega_r t$ колебаний E_{\perp} оказывается одинаковой

во всех точках анодного блока и пространства взаимодействия. Во *всех* точках напряженность E_{\perp} одновременно достигает максимума и соответственно одновременно проходит через нуль. Амплитуды же колебаний в разных точках анодного блока имеют различные значения; в некоторых местах образуются «пучности», а в некоторых местах — «узлы» напряженности электрического поля. *Структура поля в многорезонаторном магнетроне (при каждом данном виде колебаний) во времени не изменяется; во времени изменяется лишь интенсивность этого поля.*

Естественно, поскольку резонаторная система магнетрона не обладает *однородностью*, свойственной кольцу, изменение поля вдоль анодного блока не может быть столь плавным, как в случае кольца. Наличие щелей резонаторов вдоль анодного блока, как бы вносящих «разрывы» во внутреннюю поверхность анодного блока, обуславливает неоднородность и в характере распределения поля вдоль анодного блока. Тем не менее в своих основных чертах структура поля является характерной для поля *стоячей волны*. Так, если в магнетроне с N резонаторами устанавливаются колебания вида n , то это означает, что амплитуды $E_{m,k}$ колебаний напряженности E_{\perp} электрического поля в различных щелях резонаторов распределяются между резонаторами (в пространстве) приблизительно по следующему закону:

$$E_{m,k} = (E_m)_{max} \cos [(k-1)\psi_n] = (E_m)_{max} \cos [(k-1)2\pi n/N]. \quad (9.12)$$

Здесь «пространственная координата» $k=1, 2, 3, \dots$ представляет собой порядковый номер резонатора, отсчитываемый от резонатора ($k=1$), в котором амплитудное значение напряженности $E_{m,k} = E_{m,1} = (E_m)_{max}$ является наибольшим. Пусть, например, при $N=8, n=2$ ($\psi_n=0,5\pi$). Тогда, если в щели какого-нибудь резонатора ($k=1$) амплитудное значение напряженности поля имеет наибольшее возможное значение, то в щели соседнего резонатора напряженность E_{\perp} все время равна нулю; в щели же следующего резонатора амплитудное значение напряженности поля опять достигает максимума (но в противоположной фазе), затем, в следующей щели, опять становится равным нулю и т. д. Всего вдоль анодного блока при $n=2$, так же как и в случае кольца, как бы «укладываются» две «стоячие волны». Однако в случае резонаторной системы магнетрона не существует такого простого соотношения между «длинами» пространственных волн, «укладываемых» вдоль анодного блока, и частотами генерируемых колебаний, как в случае однородного кольца. Частоты генерируемых магнетроном колебаний зависят не столько от геометрических размеров периметра просвета анодного блока в целом, сколько от свойств его отдельных резонаторов и, приближенно, выражаются формулой (10). Кроме того, в однородном кольце возбуждение колебаний всех видов от $n=1$ до $n=\infty$ действительно является возможным. Возможность же существования в магнетроне структуры поля, соответствующей *высшим*

видам колебаний ($n > 0,5N$), нуждается в специальном рассмотрении (см. п. 8).

2. Следует оговорить, что структура возбуждаемого в магнетроне поля носит указанные выше черты поля стоячей волны в той степени, в какой допустимо пренебречь влиянием отвода энергии в нагрузку путем связи одного из резонаторов с энергоотводящим фидером. При наличии такого отвода энергии структура поля должна иметь более сложный характер, обусловленный присутствием в системе, кроме «поля стоячей волны», также и «поля бегущей волны». С «полем бегущей волны» связана передача энергии «вдоль» анодного блока, т. е. от одного резонатора к другому, в направлении к резонатору, связанному с энергоотводящим фидером. Однако при высокой добротности нагруженной резонаторной системы магнетрона влиянием «поля бегущей волны» на структуру поля можно пренебречь.

Имея это в виду, в дальнейшем при рассмотрении структуры поля магнетрона и частоты генерируемых колебаний мы не будем учитывать влияния «поля бегущей волны». Тем самым мы принимаем, что независимо от вида возбуждаемых колебаний структура электромагнитного поля в резонаторной системе носит характер поля стоячей волны. Вместе с тем несомненно, что присутствующее в действительности «поле бегущей волны» в какой-то небольшой степени влияет как на *тонкую структуру* поля магнетрона, так и на частоту генерируемых колебаний, вызывая изменение этой частоты с изменением нагрузки магнетрона. Подчеркнем, что наличие некоторой «бегущей» составляющей поля является характерным для всех видов колебаний, в том числе и для колебаний противофазного типа (вида π). С другой стороны, преобладающее значение «поля стоячей волны» в определении *структуры* поля магнетрона является характерным не только для колебаний вида π (как это иногда трактуется), а для колебаний любого вида.

3. Для уяснения механизма возбуждения резонаторной системы магнетрона нужно разобраться в процессе *взаимодействия* электронного потока с переменным полем в пространстве взаимодействия. Для этого нужно установить структуру этого поля при том или ином виде колебаний.

Рассмотрим раньше всего, и при том более подробно, структуру поля, устанавливаемого при колебаниях *противофазного вида* ($\psi_n = \pi$). По ряду причин колебания этого вида являются практически наиболее важными.

Представим себе анодный блок и катод магнетрона «развернутыми» соответственно модели плоского магнетрона (рис. 16,а). При этом, интересуясь лишь качественной стороной явлений, не будем придавать значения неизбежному при указанной «развертке» искажению линейных размеров, обусловленному различием радиусов катода и анодного блока.

На рис. 16,а, б дано схематическое изображение структуры электрической (E_{\perp}) и магнитной (B_{\perp}) составляющих поля, дей-

ствующего в резонаторах и пространстве взаимодействия при колебаниях вида π . На постоянные поля мы пока внимания обращать не будем. Колебания в любых двух смежных резонаторах

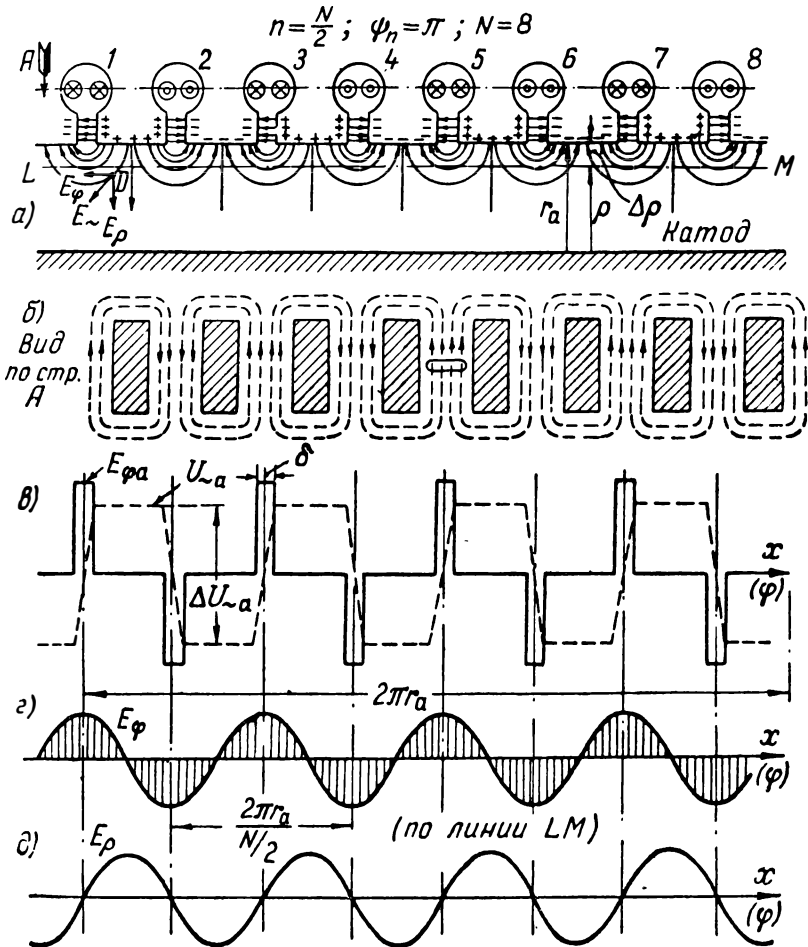


Рис. 9.16. а), б) — Структура электрического поля (E_{\sim}) и магнитного поля (B_{\sim}) вдоль «развернутого» анодного блока; крестом или точкой, обведенных кружками, отмечается направление магнитных силовых линий; петля связи расположена в резонаторе № 5; L — расстояние от резонатора № 1 до резонатора № 8; M — ось симметрии; E_{ϕ} — касательная составляющая напряженности электрического поля; E_{ρ} — радиальная составляющая напряженности электрического поля; r_a — радиус анодного блока; ρ — расстояние от поверхности анодного блока; $\Delta\rho$ — расстояние от поверхности анодного блока.

в любой момент времени находятся в противофазе. Это означает, что если, например, в рассматриваемый момент в резонаторе, отмеченном на рис. 16,а номером 1, напряженность электрического поля достигает наибольшей величины и направлена влево, то

в соседнем резонаторе (№ 2) напряженность также имеет наибольшую величину и направлена *вправо*.

Электрическое поле в щелевой части резонаторов можно в первом приближении считать *однородным* и направленным вдоль анодного блока. Такое направление поля мы будем называть *касательным* (E_{φ}). Таким образом, в щелевой части резонаторов $E_{\perp} = E_{\varphi}$. Напротив, на металлических сегментах анодного блока нужно принять $E_{\varphi} = 0$; здесь электрическое поле направлено нормально к поверхности сегментов. Такое направление поля мы будем называть *радиальным* (E_r). В произвольной же точке D пространства взаимодействия (рис. 16,а) напряженность E_{\perp} имеет как касательную, так и радиальную составляющие.

На рис. 16,в сплошной линией показано распределение касательной составляющей напряженности электрического поля вдоль поверхности анодного блока, что отмечается на рис. 16,в индексом «а» при соответствующих величинах. При этом условно показанное в резонаторе № 1 направление электрического поля, ускоряющего электроны, считается положительным ($E_{\varphi a} > 0$), а в резонаторе № 2 — соответственно отрицательным. На рис. 16 это соответствует тому, что *переносное движение* электронов вдоль анодного блока происходит в направлении слева—направо (вдоль оси x). Заметим, что основное значение в процессе взаимодействия электронов с переменным полем имеет касательная составляющая напряженности электрического поля.

Силовые линии электрического поля выходят из поверхности одних сегментов (и щелей) и заканчиваются на поверхностях смежных сегментов (и противоположных поверхностях тех же щелей). В соответствии с этим следует принять, что первые из указанных поверхностей несут на себе положительные заряды, а вторые — отрицательные заряды, как это показано на рис. 16,а. Момент достижения максимальной плотности зарядов на поверхностях сегментов и щелей соответствует моменту достижения максимальной напряженности электрического поля. В этот же момент скорость изменения зарядов во времени равна нулю, в соответствии с чем ток смещения в щелях и равный ему ток проводимости на поверхностях резонаторов равны нулю. Поэтому магнитный поток в такой момент времени должен быть равен нулю (напряженности E_{\perp} и B_{\perp} сдвинуты по фазе на угол 90°).

Естественно принять потенциалы поверхностей сегментов и щелей, несущих на себе положительные заряды, положительными, а потенциалы отрицательно заряженных поверхностей — отрицательными и равными по абсолютной величине положительным потенциалам. При этом все точки поверхности одного какого-нибудь сегмента должны находиться при одном и том же потенциале (в каждый данный момент времени). Изменение потенциала вдоль поверхности анодного блока происходит лишь при переходе от одного сегмента к соседнему, т. е. при перемеще-

нии вдоль ширины щели. Так как вдоль ширины щели $E_{\varphi} = E_{\varphi a} \cong \text{const}$, то изменение потенциала вдоль ширины щели должно происходить по линейному (от расстояния) закону, как это показано пунктиром на рис. 16,в. Перепад потенциала в щели $\Delta U_{\varphi a} = \pm \delta E_{\varphi a} = \pm \delta E_{\varphi a}$, где δ — ширина щели.

Из рис. 16,в видно, что кривые распределения касательной составляющей $E_{\varphi a}(x)$ и потенциала $U_{\varphi a}(x)$ вдоль поверхности анодного блока имеют резко выраженный „негармонический“ характер. Однако уже в небольшом удалении $\Delta r = r_a - r$ от поверхности анодного блока (рис. 16,а) распределения касательной составляющей напряженности электрического поля и потенциала имеют более равномерный характер, чем на самой поверхности анодного блока. Так, например, вдоль прямой LM (рис. 16,а) составляющая E_{φ} равна нулю («узел») или же имеет максимальное значение («пучность») только в точках, которые соответственно расположены под серединой сегмента или же под серединой щели; в остальных точках E_{φ} изменяется непрерывно от некоторого максимального значения до нуля. Приблизительно можно принять, что закон изменения касательной составляющей E_{φ} (и потенциала) вдоль анодного блока в каком-нибудь неизменном удалении $\Delta r = r_a - r$ от поверхности анодного блока имеет характер, близкий к косинусоидальному (рис. 16,г):

$$E_{\varphi} = E_{\varphi}(x) = E_{\varphi mt} \cos\left(\frac{N}{2} \cdot \frac{x}{r_a}\right) = E_{\varphi mt} \cos\left(\frac{N}{2} \varphi\right);$$

здесь $\varphi = x/r_a$ — азимутальный угол, отсчитываемый вдоль окружности анодного блока от середины одного из резонаторов (например, первого), и $E_{\varphi mt}$ — наибольшая (в данный момент) величина касательной составляющей напряженности электрического поля в точках, расположенных под щелями резонаторов на данном удалении Δr от анодного блока.

Аналогичный характер будет иметь и кривая распределения радиальной составляющей напряженности E_r электрического поля (рис. 18,д). При этом лишь кривая распределения составляющей E_r сдвинута относительно кривой распределения составляющей E_{φ} на азимутальный угол $0,5\pi$.

Как видно, при колебаниях вида $\pi(n = 0,5N)$ вдоль анодного блока «укладывается» $0,5N$ полных волн поля.

4. В любой точке пространства взаимодействия напряженности E_{φ} и E_r изменяются во времени по гармоническому закону:

$$E_{\varphi} = E_{\varphi mx} \cos \omega_r t, \quad E_r = E_{r mx} \cos \omega_r t, \quad (9.13)$$

где $E_{\varphi mx}$ и $E_{r mx}$ — амплитудные значения напряженностей в данной точке поля.

Характер распределения касательной составляющей E_{φ} вдоль анодного блока (т. е. в функции от координаты x или азимутального угла φ) в различные моменты времени показан на рис. 17. Жирная кривая, соответствующая моменту $t = 0$ (или $t = \rho T_r$, где $\rho = 0, 1, 2, \dots$), определяет амплитуды $E_{\varphi mx}$ колебаний касательной составляющей напряженности электрического поля в различных точках пространства взаимодействия на данном расстоянии $\Delta\rho$ от поверхности анодного блока. При $\Delta\rho \neq 0$ закон изменения амплитуды колебаний (в пространстве) близок к гармоническому:

$$E_{\varphi mx} = E_{\varphi, max} \cos\left(\frac{N}{2} \cdot \frac{x}{r_a}\right) = E_{\varphi, max} \cos\frac{N\varphi}{2}. \quad (9.14)$$

Здесь $E_{\varphi, max} = E_{\sim max}$ — наибольшая (при заданном $\Delta\rho$) амплитуда колебаний касательной составляющей напряженности элек-

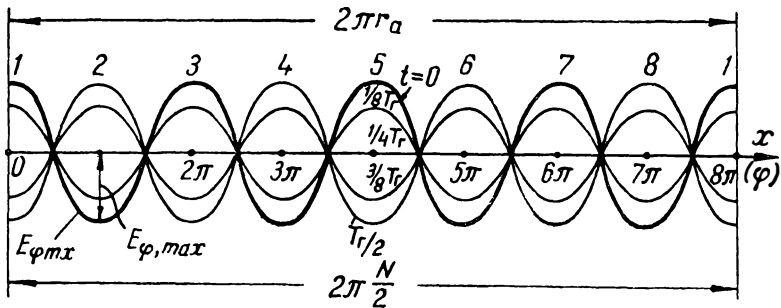


Рис. 9.17. Распределение касательной составляющей напряженности электрического поля (в некотором удалении $\Delta\rho$ от поверхности анодного блока) в различные моменты времени ($N=8$, $\rho=0,5$, $\varphi_n = \pi$).

трического поля, действующей в тех точках пространства взаимодействия, которые расположены под щелями (в «пучностях»). Величина $E_{\varphi, max}$ зависит от расстояния $\Delta\rho$ от поверхности анода, уменьшаясь несколько с возрастанием $\Delta\rho$.

Подставляя значение $E_{\varphi mx}$ в первую из формул (13), получим следующий закон изменения касательной составляющей E_{φ} во времени и в пространстве:

$$E_{\varphi} = E_{\varphi}(\varphi, t) = E_{\varphi, max} \cos(0,5N\varphi) \cos\omega_r t. \quad (9.15)$$

5. Многорезонаторный магнетрон при возбуждении в нем колебаний вида π может быть рассматриваем как своеобразный *мнозкоконтурный генератор*, состоящий из *четного* числа контуров, образующих симметричную замкнутую колебательную систему, отличающуюся тем, что колебания в смежных контурах находятся в противофазе. Идея создания подобного многоконтурного генератора была впервые выдвинута М. А. Бонч-Бруевичем и запатентована им еще в 1929 году [1]. В пояснительной записке к изобретению следующим образом разъяснилась основная идея изобретения:

«В передатчиках большой мощности, в особенности для коротких волн, большие затруднения вызывает устройство колебательной цепи последнего каскада, а также применение для этого каскада большого количества ламп,

включенных параллельно. Поэтому оказывается в выгодном разбить последний колебательный контур на ряд отдельных колебательных контуров, соединенных между собой таким образом, чтобы это соединение обеспечило совместную правильную работу всех контуров, входящих в каскад. Для осуществления этой цели в изображенном на чертеже ламповом генераторе с несколькими парами катодных ламп (рис. 18) колебательные контуры включены параллельно между собой таким образом, чтобы фазы в двух соседних контурах были обратными».

Именно эта идея многоконтурного генератора нашла плодотворное использование при разработке многорезонаторного магнетрона. Как мы увидим, роль нескольких симметрично включенных электронных ламп, фигурирующих в указанном изобретении, в магнетроне выполняет вращающийся электронный поток.

7. Структура переменного поля магнетрона при колебаниях других видов, в основном, также носит характер поля стоячей волны. Число «полных волн», устанавливаемых в пространстве взаимодействия, равно номеру n вида колебаний. Число образуемых «пучностей» («узлов») равно $2n$. Представление о

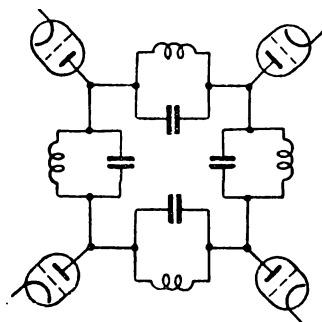


Рис. 9.18. Схема многоконтурного генератора Бонч-Бруевича.

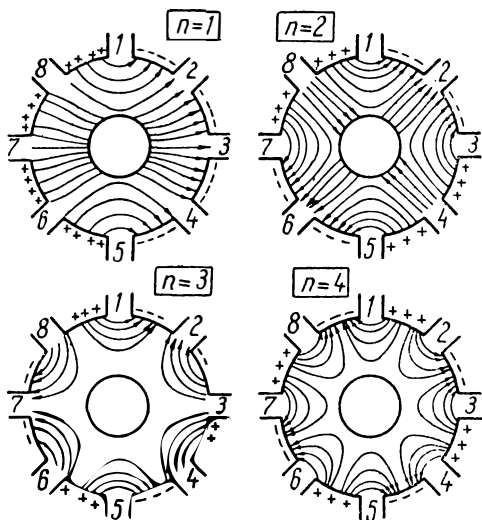


Рис. 9.19. Структура высокочастотного электрического поля при колебаниях разных видов ($N=8$).

структуре электрического поля при колебаниях разных видов можно получить из приведенных на рис. 19 схематических изображений соответствующих полей восьмirezонаторного магнетрона.

При $n = 1$ в двух щелях (1 и 5) образуются «пучности» касательной составляющей напряженности электрического поля, а в двух щелях (3 и 7) — «узлы». Обратное получается в отношении радиальной составляющей напряженности электрического поля.

При $n = 2$ «пучности» E_{ϕ} образуются в щелях 1, 3, 5 и 7, а «узлы» — в щелях 2, 4, 6 и 8.

При $n = 3$ «пучности» E_{ϕ} образуются у щелей 1 и 5 и у сегментов, расположенных между щелями 2—3, 3—4, 6—7 и 7—8.

Показанные на рис. 19 структуры полей с течением времени не меняются; меняются лишь интенсивности полей и их полярность.

8. Обсудим кратко вопрос о возможности установления в магнетроне колебаний высших видов ($n > 0,5N$).

Как уже указывалось, существование того или иного вида колебаний в магнетроне не вытекает только из возможности, обусловленной фазовыми соотношениями, а определяется также электронным механизмом возбуждения колебаний. Этот вопрос требует самостоятельного рассмотрения, и ему посвящен отдельный параграф (§ 8). Здесь же укажем, что, оценивая возможность возбуждения в резонаторной системе магнетрона устойчивых колебаний высших видов, следует иметь в виду следующее.

Установление в резонаторной системе колебаний любого вида, характеризуемого распределением вдоль этой системы любого целого числа полных стоячих волн, безусловно возможно только в совершенно однородной замкнутой колебательной системе (например, в кольце). Возможность же существования высших видов колебаний в резонаторной системе магнетрона, имеющей прерывистую структуру, обусловленную конечным числом резонаторов в системе, зависит в первую очередь от особенностей конструкции анодного блока (формы и числа резонаторов, наличия связей и т. п.). В большинстве случаев практики высшие виды колебаний в магнетронах не возбуждаются. Во всяком случае, как показывает опыт, можно создать такую конструкцию анодного блока, при которой возбуждение в магнетроне высших видов колебаний практически не происходит. Вряд ли также существуют в магнетроне колебания вида $n = 0,5N - 1$, ближайшего к виду π . Повидимому, *существование колебаний такого вида является тем менее вероятным, чем из меньшего числа резонаторов состоит анодный блок магнетрона.* В частности, вряд ли показанная на рис. 19 структура поля, соответствующая $n = 3$, практически возможна, так как это поле оказывается резко несимметричным в отношении отдельных резонаторов (6 «полувольт» при 8 резонаторах). Это обстоятельство позволяет осуществлять такие режимы возбуждения магнетрона, при которых достигается нужная для практических применений стабильность частоты генерации (при колебаниях вида π).

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

23. Какие физические обстоятельства обуславливают существование «бегущей» составляющей поля в резонаторной системе магнетрона?

24. Будет ли присутствовать «бегущая» составляющая поля в резонаторной системе магнетрона, если отвод энергии во внешнюю нагрузку осуществляется не из одного, а из всех резонаторов?

25. Через какой промежуток времени, после достижения касательной составляющей напряженности электрического поля E_{ϕ} амплитудного значения в каком-нибудь из резонаторов, величина E_{ϕ} в этом же резонаторе вновь достигнет максимума при противоположной полярности этого поля, если $\lambda_r = 10$ см и вид колебаний $n = 0,5N$.

Ответ. Через промежуток времени $\Delta t = 0,5T_r = 0,167 \cdot 10^{-3}$ мксек.

26. Вычислить угловую скорость «бегущей» составляющей поля магнетрона ($r_r = 10$ см) при колебаниях вида π , если число резонаторов $N = 18$.

Ответ. $\omega_{\text{бег}} = 2093$ рад/мксек.

27. В течение какого промежутка времени «бегущая» составляющая поля «обегает» весь анодный блок магнетрона (для условий задачи 26)?

Ответ. $3 \cdot 10^{-3}$ мксек.

28. Зависит ли время, в течение которого «бегущая» составляющая поля «перемещается» от одного резонатора до соседнего, от числа резонаторов в анодном блоке?

Ответ. Не зависит.

§ 6. ЭЛЕКТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ

Переносное движение электронов и диаграмма пространственного распределения напряженности электрического поля. — Синфазное и синхронное перемещение «полезных» электронов. — Селекция электронов касательной составляющей напряженности электрического поля. — Образование радиального перемещения «полезных» электронов как результат передачи электронами энергии полю. — Причина благоприятного взаимодействия электронного потока с полем в многорезонаторном магнетроне. — Существование анодного тока магнетрона при $B_0 > B_{\text{кр}}$. — Зависимость энергии потерь на аноде от индукции B_0 . — Дополнительный разогрев катода, обусловленный бомбардировкой катода электронами. — Механизм фазовой фокусировки электронов. — Траектория электрона во вращающейся системе координат. — Спицеобразная форма электронного облака в генерирующем магнетроне. — Рабочий ток магнетрона. — Индуктивное действие электронных спиц и наведенный в резонаторе ток. — Вопросы и задачи.

1. Высокочастотные колебания поля в магнетроне поддерживаются благодаря взаимодействию этого же поля с электронами. Для уяснения механизма такого взаимодействия нужно знать траектории электронов в пространстве взаимодействия.

Вследствие влияния пространственного заряда и действия переменного поля траектории электронов оказываются более сложными, чем рассмотренные в VIII главе при отсутствии ВЧ поля (*эпициклоиды*). В частности, при возбуждении магнетрона происходит переносное (в среднем) перемещение электронов не только в *касательном*, но и в *радиальном* направлениях — от катода к аноду (даже при $B_0 > B_{\text{кр}}$). Однако основное значение при возбуждении резонаторов имеет *переносное вокруг катода* (вдоль анодного блока) перемещение электронов. Поэтому отвлечемся пока от радиального перемещения электронов и будем фиксировать свое внимание лишь на их движении *вдоль* анодного блока. При этом для упрощения задачи будем учитывать только среднюю переносную скорость V_n электронов. Наконец, поскольку постоянное электрическое поле E_0 в многорезонаторных магнетронах близко к однородному, примем, приближенно, переносную скорость постоянной и, согласно формуле (8.17), равной

$$V_n \cong 10^8 \frac{E_0}{B_0}. \quad (9.16)$$

В таком представлении мы пренебрегаем пока влиянием переменного поля E_{ω} , которое впоследствии будет нами учтено до-

полнительно. Из выражения (16) следует, что *надлежащим подбором режима работы магнетрона (E_0 и V_0) можно получить любое желательное значение средней переносной скорости электронов*, что, как мы увидим, имеет важное значение.

2. Нас в первую очередь будет интересовать *касательная составляющая E_φ* напряженности поля. Это обусловлено тем, что радиальная составляющая E_r направлена перпендикулярно переносному движению электронов. Роль же E_r , связанная с уси-

лением или ослаблением постоянного электрического поля, будет рассмотрена отдельно.

На рис. 20,а представлено схематическое изображение части анодного блока магнетрона, «развернутого» на плоскость. Здесь предполагается, что переносное вдоль анодного блока перемещение электронов происходит в направлении оси x . На рис. 20 представлены также диаграммы распределения вдоль анодного блока касательной составляющей напряженности электрического поля ($E_\varphi = E_x$), действующего в пространстве взаимодействия в различные моменты времени при колебаниях противофазного вида. Строго говоря, величина E_φ в той или иной точке пространства взаимодействия зависит не только от времени, но и от координаты r точки. Но нас пока будут интересовать лишь фазовые изменения E_φ , обусловленные изменением E_φ во времени.

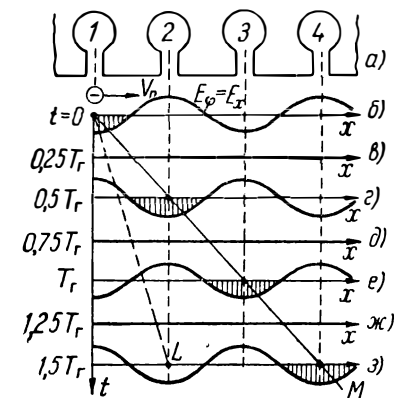


Рис. 9.20. Диаграмма распределения касательной составляющей напряженности электрического поля и график среднего переносного движения электрона, перемещающегося синхронно и синфазно с колебаниями поля противофазного вида. (Смысл показанного пунктиром графика разъясняется в § 8).

Поэтому на зависимость величины E_φ от r мы пока обращать внимания не будем, полагая $r \cong \text{const}$. Диаграммы, соответствующие различным моментам времени, расположены на рис. 20 одна под другой таким образом, чтобы отрезки вертикальной оси Ot были пропорциональными времени t .

Пусть показанное на первой диаграмме (рис. 20,б) распределение напряженности E_φ соответствует моменту $t = 0$, выбранному так, что в этот момент напряженность в щелях 1, 3, ... достигает отрицательного максимума. Так как во времени E_φ изменяется по гармоническому закону, то через четверть периода T_r колебаний при любом x , $E_\varphi = 0$ (рис. 20,в). В момент $t = 0,5T_r$ распределение E_φ имеет вид, показанный на рис. 20,г. Теперь напряженность поля E_φ в щелях 1, 3, ... достигает по-

ложительного максимума; отрицательный же максимум получается в щелях 2, 4, ... В момент $t = 0,75T_r$ напряженность E_ϕ опять становится всюду равной нулю, а при $t = T_r$ распределение E_ϕ имеет такой же характер, как и в момент $t = 0$ и т. д.

3. Рассмотрим взаимодействие поля с электроном, вылетающим из катода при такой фазе E_ϕ , что электрон оказывается расположенным под *серединой* 1-й щели в момент $t = 0$, когда под этой щелью действует наиболее сильное *тормозящее* поле E_ϕ . Такой электрон отдает часть запасенной кинетической энергии переменному полю. Если бы пролетное время τ перемещения электрона между двумя смежными щелями было значительно меньшим четверти периода колебаний, то через время τ рассматриваемый электрон отбирал бы энергию поля, которое ускорило бы этот электрон. Если же переносная скорость установлена такой, что электрон очутится под 2-й щелью как раз через время $\tau = 0,5T_r$, когда там опять действует максимальное тормозящее поле (рис. 20,2), то электрон будет продолжать отдавать полю накопленную им кинетическую энергию. Такое же положение повторится и при подходе электрона к следующей щели и т. д. График *усредненного* движения подобного благоприятно взаимодействующего («полезного») электрона представлен на рис. 20 прямой *ОМ*. Точки, показанные на прямой, соответствуют положению электрона под серединой той или иной щели, когда он подвержен наиболее сильному тормозящему воздействию поля.

Из рассмотрения графика усредненного движения «полезного» электрона вытекает, что *условие наиболее благоприятного взаимодействия электрона с ВЧ полем заключается в синхронности и синфазности переносного движения электрона в такт с изменениями поля при колебаниях заданного вида*. Синфазность движения обуславливает расположение электрона под какой-нибудь щелью в момент, когда в этой щели действует наиболее сильное тормозящее электрическое поле; синхронность же движения обеспечивает повторение наиболее благоприятного расположения этого же электрона под всеми другими щелями.

И синхронность, и синфазность движения электрона желательны для наиболее благоприятного взаимодействия электрона с полем. Однако условие синхронности переносного движения электронов, зависящее, согласно формуле (16), от выбранного режима работы магнетрона, не связано с условием синфазности, зависящим от фазы ВЧ поля в момент вылета электрона из катода. Поэтому условия синхронности и синфазности перемещения электронов должны быть рассмотрены отдельно. Предполагая, что условие синхронности вращения электронов выполняется, рассмотрим раньше вопрос о синфазности их перемещения. Принципиальная важность этого вопроса вытекает из следующего положения.

Одновременно с «полезными» электронами из различных точек катода вылетает множество электронов «вредных», движущихся в неблагоприятной фазе по отношению к изменению касательной составляющей E_ψ . Если бы в магнетроне не действовал специальный электронный механизм (аналогичный механизму обратной связи в триодных генераторах), управляющий движением электронов, генерация магнетрона оказалась бы невозможной. Однако такой благоприятный механизм в магнетроне действует. Замечательным при этом является то, что управляющее действие электронным потоком в магнетроне осуществляется самим переменным полем, взаимодействующим с электронным потоком, — пример взаимосвязи причины и следствия. Благодаря взаимодействию электронного потока с полем осуществляется не только нужный для поддержания колебаний поля энергетический обмен между электронным потоком и полем (функции *прямой связи*). Одновременно осуществляется процесс своеобразного *группирования электронов и их фокусирования* (функции *обратной связи*), способствующий благоприятному энергетическому обмену электронного потока с полем.

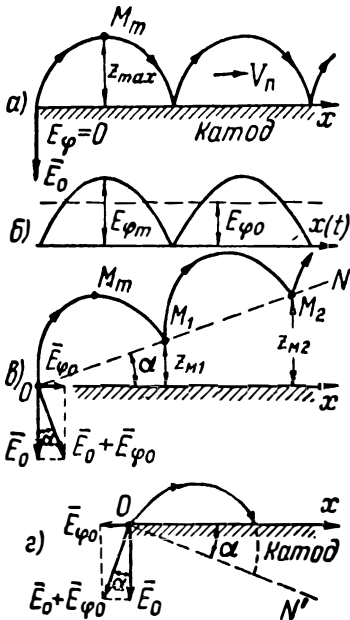


Рис. 9.21. Влияние касательной составляющей напряженности электрического поля на направление переносного движения электронов.

Для уяснения механизма такого, вообще говоря, единого процесса целесообразно рассмотреть роль касательной и радиальной составляющих напряженности электрического поля в отдельности.

4. Начнем с рассмотрения роли касательной составляющей E_ψ .

При $E_\psi = 0$ электрон совершает петлеобразные движения вокруг катода, перемещаясь в среднем в направлении, *перпендикулярном* к вектору E_0 напряженности *постоянного* электрического поля (рис. 21, а).

Рассмотрим влияние E_ψ на траекторию электрона, вылетающего из катода *в наиболее благоприятной фазе*. Из рис. 20 видно, что в этом случае электрон все время испытывает тормозящее воздействие составляющей E_ψ . Точнее, хотя величина напряженности E_ψ электрического поля, действующего на электрон по мере его перемещения вдоль анодного блока, не остается постоянной, однако *направление* действия E_ψ не меняется

(рис. 21, б). Эффект действия на электрон переменной по величине, но не меняющей направление напряженности E_{φ} можно, приближенно, заменить действием поля некоторой средней за период напряженности (рис. 21, б): $E_{1,0} = (E_{\varphi})_{\text{ср}} = \text{const}$, где $0 < E_{\varphi 0} < E_{\varphi \text{т}}$. Это позволяет полагать (рис. 21, в), что движение электрона совершается в постоянном электрическом поле, вектор $\vec{E}_0 + \vec{E}_{\varphi 0}$ которого составляет с вектором E_0 некоторый угол α . Так как вектор индукции $\vec{B}_0 \perp (\vec{E}_0 + \vec{E}_{\varphi 0})$, то в рассматриваемом случае электрон должен совершать петлеобразные движения, подобные случаю $E_{\varphi} = 0$, но «ориентированные» относительно линии ON , наклоненной к «катоде» на угол α . В данном случае «колесо», определяющее циклоидальную траекторию электрона, следует представить катящимся в направлении ON . Правда, непостоянство величины E_{φ} , а также радиально-цилиндрическая структура поля определяют в действительности более сложный характер перемещения электрона. Но общий результат в качественном отношении останется неизменным: переносное движение «полезного» электрона приобретает составляющую, направленную к аноду. Составляющая же переносной скорости, направленная вдоль анодного блока, останется неизменной: она выражается формулой (16).

Благодаря появлению составляющей переносного движения, направленной к аноду, «полезный» электрон в конце концов достигнет анода. При этом при достаточной величине индукции $B_0 > B_{\text{кр}}$ электрон успеет совершить несколько (или даже много) петлеобразных циклов до достижения анода. Таким образом, можно создать условия более или менее *длительного*, в течение ряда циклов, благоприятного взаимодействия электрона с ВЧ полем. Такое же положение в общем будет справедливо в отношении всех электронов, для которых *преобладающее* воздействие касательной составляющей напряженности электрического поля оказывается тормозящим.

Иное положение получается в отношении «вредных» электронов, подвергающихся преимущественно *ускоряющему* воздействию касательной составляющей E_{φ} , направленной (в среднем) противоположно составляющей E_{φ} в рассмотренном выше случае. Повторяя рассуждения, проведенные выше, можно прийти к результату, иллюстрированному рисунком 21, г. Здесь петлеобразные движения «вредного» электрона ориентированы относительно направления ON' , наклоненного к поверхности катода под «отрицательным» углом α . Это приводит к попаданию электрона на катод еще до окончания первого же цикла.

Таким образом, *благодаря действию касательной составляющей напряженности электрического поля осуществляется быстрое удаление из пространства взаимодействия электронов, вылетающих из катода в неблагоприятной фазе. Этот процесс*

приводит к своеобразной селекции электронов, в результате чего электронный поток в преобладающей части пространства взаимодействия состоит из электронов, тормозимых высокочастотным полем. Электроны, ускоряемые высокочастотным полем, «отгоняются» к катоду и находятся в пространстве взаимодействия лишь вблизи катода, вдали от щелей, где поле слабо. Благодаря этому вредное взаимодействие электронов с полем оказывается незначительным в общем энергетическом балансе.

5. «Вредные» электроны находятся в пространстве взаимодействия не более одного цикла. Поэтому, чем большее число петлеобразных циклов совершают «полезные» электроны до попадания на анод, тем более эффективным окажется процесс селекции электронов. Для увеличения числа петлеобразных циклов следует одновременно и пропорционально увеличивать как индукцию B_0 , так и анодное напряжение U_a (напряженность E_0). Тогда переносная скорость V_n останется неизменной (что нужно для выполнения условия «синхронизма»), а радиус $r_{ц}$ петли, как это следует из формулы (8,18), будет уменьшаться.

Увеличение числа петлеобразных циклов оказывается благоприятным и в другом отношении: уменьшается разогрев анода, вызываемый бомбардировкой его электронами. Для уяснения этого важного процесса, обуславливающего один из основных видов потерь энергии в магнетроне, рассмотрим еще раз траекторию «полезного» электрона с другой точки зрения.

Кинетическая энергия электрона, вылетающего из катода при начальной скорости $v_0 \cong 0$, близка к нулю. При $E_\varphi = 0$ в точке M_m , соответствующей максимальному возвышению электрона над катодом (рис. 21, а), кинетическая энергия электрона оказывается максимальной и равной работе $e_0 U_{Mm}$, совершенной «электрической силой» $e_0 E_0$ (U_{Mm} — потенциал точки M_m). При движении электрона по падающей части петлеобразной траектории электрон тормозится полем E_0 , возвращая ему накопленную кинетическую энергию. По достижении катода скорость и кинетическая энергия электрона опять становятся равными нулю. При дальнейшем движении электрона описанный цикл повторяется.

Пусть теперь $E_\varphi \neq 0$. В этом случае «полезный» электрон (рис. 21, в), взаимодействуя с ВЧ полем, передает ему часть накопленной кинетической энергии. Вследствие этого энергия, запасенная электроном в точке M_m , оказывается недостаточной для достижения исходного положения (катода) в конце первого цикла. Скорость электрона станет равна нулю в некоторой точке M_1 , расположенной над катодом на расстоянии Z_{M1} от него. При этом энергия, переданная ВЧ полю, равна $e_0 U_{M1}$, где U_{M1} — потенциал точки M_1 . Поскольку в точке M_1 скорость электрона равна нулю (так же, как и на катоде), в результате

2-го цикла электрон поднимается еще выше и достигнет точки M_2 , расположенной над катодом на расстоянии $z_{M_2} > z_{M_1}$. Суммарная энергия, переданная ВЧ полю, возрастет до значения $e_0 U_{M_2}$. Далее процесс будет повторяться, причем с каждым циклом «полезный» электрон приближается к аноду. Энергия, переданная ВЧ полю в конце k -го цикла (в точке M_k), равна $e_0 U_{M_k}$, где U_{M_k} — потенциал точки M_k .

6. Эффективное взаимодействие электронов с ВЧ полем представляет отличительную особенность *многорезонаторных* магнетронов. В неразрезном магнетроне, где переменное электрическое поле является *радиальным*, взаимодействие электронов с полем получается значительно менее эффективным (см. гл. VIII, § 6, п. 5). Там к моменту достижения точки M_1 (рис. 21, в) не вся запасенная электроном энергия передается полю, а лишь некоторая небольшая часть ее. Это объясняется тем, что при торможении электрона только радиально направленным электрическим полем к моменту достижения электрона «точки снижения» M_1 становится равной нулю только *радиальная* составляющая скорости электрона. *Касательная* же составляющая скорости в этот момент отлична от нуля. В результате электрон постепенно аккумулирует в себе энергию постоянного поля (в виде энергии вращательного движения), которая при отсутствии касательной составляющей E_ϕ не может быть реализована. Из-за этого радиально-колебательные движения электронов постепенно затухают и в пространстве взаимодействия образуются «отработанные» электроны, вступающие в неблагоприятное взаимодействие с полем. Иное положение получается в многорезонаторном магнетроне. Здесь при снижении электрона происходит уменьшение обеих составляющих скорости, в том числе и касательной. Последнее обязано тормозящему воздействию касательной составляющей напряженности поля. Поэтому можно принять, что в точках снижения (M_1 , M_2 и т. д.) скорость электронов равна нулю (или весьма близка к этому значению).

7. Благодаря действию касательной составляющей напряженности электрического поля «полезные» электроны попадают на анод даже при значениях магнитной индукции $B_0 > B_{кр}$. Следовательно, динамический режим работы магнетрона (при генерации) отличается от статического режима ($B_0 > B_{кр}$) существованием анодного тока. Опыт показывает приблизительно пропорциональную зависимость генерируемой мощности от постоянной составляющей анодного тока I_a . В то же время очевидно, что возрастание анодного тока свидетельствует о возрастании мощности потерь. Значительная часть этой мощности (иногда до 75%) выделяется на аноде магнетрона в виде тепла и обусловлена передачей электронами аноду оставшейся в них кинетической энергии, не реализованной при взаимодействии с полем. Рассматривая петлеобразные движения электронов (рис. 21, в), можно видеть, что энергия, передаваемая электроном аноду при соударении, не превышает кинетической энергии, накопленной электроном за последний цикл петлеобразного движения*. Отсюда можно заключить, что *относительная*

* При условии, конечно, что вся кинетическая энергия, накапливаемая электронами в предшествующие циклы, полностью передается ВЧ полю в конце каждого из циклов, что верно лишь приблизительно.

величина потерь энергии на аноде магнетрона должна непрерывно уменьшаться с возрастанием числа петель, совершаемых «полезными» электронами до их попадания на анод. Как указывалось, это достигается одновременным и пропорциональным увеличением анодного напряжения U_a и индукции B_0 магнитного поля. При этом вначале, пока число петель, совершаемых электронами до их попадания на анод, мало, мощность потерь на аноде должна быстро уменьшаться с возрастанием индукции B_0 . При достаточно же большом числе петель дальнейшее увеличение B_0 должно приводить к менее эффективному результату. Опыт хорошо подтверждает это положение, иллюстрируемое приведенными на рис. 22 экспериментально полученными данными к. п. д. магнетрона типа 4J39.

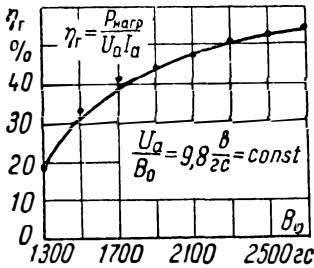


Рис. 9.22. Зависимость к. п. д. магнетрона типа 4J39 от индукции.

Как видно, вначале к. п. д. быстро возрастает с увеличением индукции B_0 , а затем возрастание к. п. д. становится более умеренным.

8. Электроны, вылетающие из катода в неблагоприятной фазе, в течение первого же цикла «падают» на катод. В генерирующем магнетроне скорость электронов, достигающих катода, отлична от нуля. Эта скорость определяет некоторое количество кинетической энергии, приобретенной за счет ускоряющего действия ВЧ поля и передаваемой катоду при его бомбардировке «вредными» электронами. Это, с одной стороны, приводит к понижению электронного к. п. д. С другой стороны, в результате бомбардировки происходит дополнительный разогрев катода и выбивание из катода электронов вторичной эмиссии.

Как показывает опыт, удельная эмиссия катода генерирующего магнетрона оказывается в несколько раз более высокой, чем при отсутствии генерации.

Дополнительный разогрев катода позволяет уменьшить подводимую к катоду мощность накала, а в некоторых случаях даже полностью отключить источник накального напряжения, что в некоторой степени компенсирует вредное действие электронов. Несмотря на отключение накального напряжения, в некоторых случаях чрезмерный разогрев катода является основным фактором, ограничивающим повышение генерируемой мощности.

9. Перейдем теперь к рассмотрению роли радиальной составляющей E_r напряженности электрического поля.

Предварительно заметим, что касательная составляющая E_φ способствует удалению из пространства взаимодействия «вредных» электронов. Однако составляющая E_φ не влияет на переносную вдоль анода скорость электронов и не в состоянии изменить («улучшить») фазу их вращательного движения. Поэ-

тому даже при установке надлежащего режима работы магнетрона, обеспечивающего нужную величину скорости V_n , можно было бы ожидать, что лишь электроны, вылетающие из катода в наиболее благоприятной фазе, будут находиться не только в синхронном, но и синфазном движении. Очевидно, что большинство электронов, вылетающих из различных точек катода в благоприятной фазе, не находятся (по крайней мере, вначале) в наиболее благоприятной фазе. С другой стороны, вследствие радиальной структуры поля E_0 должно было бы происходить уменьшение переносной скорости электронов по мере их приближения к аноду. Это должно было бы приводить к нарушению синхронизма движения даже тех электронов, которые вылетают из катода в наиболее благоприятной фазе. Однако в действительности такие неблагоприятные обстоятельства не имеют места.

Благодаря действию радиальной составляющей E_r напряженности электрического поля осуществляется своеобразный процесс группирования электронов, приводящий к непрерывному «улучшению» фазы электронов. Этот процесс известен под названием фазовой фокусировки электронного потока.

Вектор \vec{E}_r направлен либо согласно, либо навстречу вектору \vec{E}_0 . Поэтому в соответствии с формулой (16) роль радиальной составляющей напряженности поля может проявиться в увеличении или уменьшении переносной скорости V_n электронов. Так как величина и направление E_r изменяются и во времени и в пространстве (рис. 16, д), то влияние E_r оказывается различным по мере перемещения электрона вдоль анодного блока.

Для уяснения механизма фазовой фокусировки рассмотрим раньше влияние составляющей E_r на «полезный» электрон, движущийся синфазно, т. е. проходящий середину любой щели в момент, когда тормозящее поле E_{\sim} проходит через максимум (рис. 20). Рассмотрим три положения x_1 , x_2 и x_3 (рис. 23), занимаемые электроном в моменты t_1 , t_2 и t_3 , из которых момент t_2 соответствует достижению наибольшей интенсивности электрического поля ($E_{\sim}=E_m$, $E_r=E_{rm}$, $E_{\varphi}=E_{\varphi m}$). Пусть положения x_1 и x_3 являются симметричными относительно положения x_2 . Тогда в моменты t_1 и t_3 , когда электрон находится в точках x_1 и x_3 , радиальные составляющие напряженности электрического поля в этих точках равны друг другу по величине, но противоположны по направлению: $\vec{E}_{r1} = -\vec{E}_{r3}$. Такое же соотношение будет справедливо в любых двух других местоположениях электрона, симметричных относительно точки x_2 . Следовательно, суммарный эффект воздействия радиальной составляющей напряженности электрического поля на скорость электрона, движущегося синхронно и синфазно, равен нулю. Такой электрон будет продолжать участвовать в синхронном и синфазном дви-

жении и к середине следующей щели опять подойдет в наиболее благоприятной фазе.

Иное положение будет в отношении электрона, движущегося *синхронно, но не синфазно* с изменением поля. Пусть в момент t_1 , когда напряженность E_{\sim} достигает максимума, электрон находится в положении x_1 (рис. 24), т. е. подходит к щели с некоторым *запаздыванием* по фазе. При перемещении электрона до положения x_2 он подвергается действию составляющей E_p , совпадающей по направлению с E_0 и увеличивающей переносную скорость электрона. При перемещении же электрона от поло-

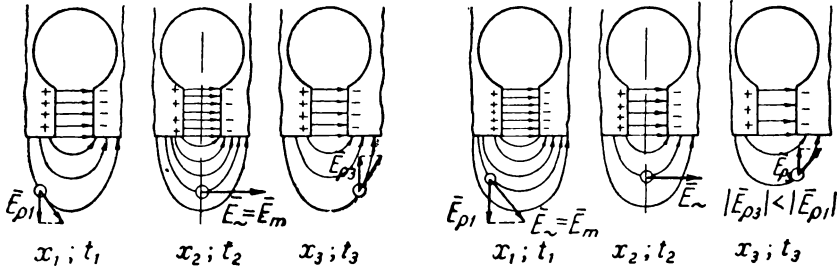


Рис. 9.23. Влияние составляющей E_p на электрон, движущийся синхронно и синфазно.

Рис. 9.24. Влияние составляющей E_p на электрон, движущийся синхронно, но не синфазно («запаздывающий» электрон).

жения x_2 к положению x_3 он будет тормозиться составляющей E_p . Однако вследствие изменения E_p *во времени* (по гармоническому закону) величина E_p на второй половине пути оказывается меньшей, чем на первой половине пути ($E_{\rho 3} < E_{\rho 1}$). Поэтому суммарное действие E_p на электрон при его перемещении от положения x_1 до положения x_3 окажется ускоряющим. В результате переносная скорость электрона возрастет и он подойдет к следующей щели в «улучшенной» фазе. При дальнейшем движении электрона составляющая E_p будет продолжать оказывать ускоряющее действие на несколько «запаздывающий» электрон — до тех пор, пока он не начнет двигаться синфазно с электронами, движущимися в наиболее благоприятной фазе.

Очевидно, что противоположное действие оказывает составляющая E_p на электроны, движущиеся с *опережением* относительно изменений электрического поля. Такие электроны будут тормозиться составляющей E_p до тех пор, пока они также не начнут перемещаться синфазно с полем.

10. Процесс фазовой фокусировки в некотором отношении подобен процессу группирования электронов в клистроне. Однако в магнетроне этот процесс может происходить у любой щели. Здесь благодаря действию радиальной составляющей напряженности электрического поля происходит некоторое видоизменение

электронных траекторий: траектории электронов, вылетающих из различных точек катода (в благоприятной, но не самой благоприятной фазе), как бы уплотняются — «прижимаются» к траекториям электронов, вылетевших из катода в наиболее благоприятной фазе и движущихся синфазно с изменением поля.

Чтобы представить результирующий эффект влияния переменного электрического поля на электронный поток в магнетроне, рассмотрим траекторию электрона, движущегося синхронно и синфазно с изменением поля. На рис. 25, а показана траектория подобного электрона в неподвижной системе координат, а на рис. 25, б — в подвижной системе координат, вращающейся вокруг катода с синхронной угловой скоростью. Если не обращать внимания на петлеобразный характер траектории и фиксировать внимание только на усредненном (переносном) движении электрона, то можно полагать траекторию электрона во вращающейся системе координат направленной вдоль радиуса. Подобный радиус вращается с синхронной скоростью, проходя через середину любой щели в момент, когда у этой щели действует максимальное тормозящее поле.

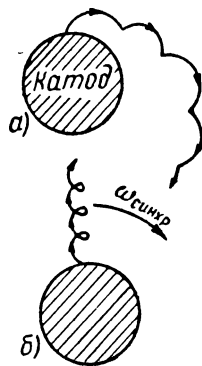


Рис. 9.25. Траектория «полезного» электрона в неподвижной (а) и подвижной (б) системах координат.

Учитывая селективирующее действие касательной составляющей и фокусирующее действие радиальной составляющей напряженности электрического поля, можно прийти к следующему выводу: в генерирующем магнетроне, несмотря на эмиттирование электронов из всех точек катода, их движение к аноду происходит по сравнительно узким каналам *спицеобразной формы*, направленным к аноду и вращающимся вокруг катода с синхронной скоростью*. В этих каналах, называемых *электронными спицами*, имеет место сильное уплотнение электронного заряда; в остальной же части пространства взаимодействия электронный заряд почти отсутствует, как это схематически показано на рис. 26. Электронные спицы вращаются синфазно с изменением поля, т. е. пересекают середину щели в момент, когда тормозящее электрическое поле у щели достигает амплитудного значения**. Форма электронных спиц определяет пространственное распределение электронного заряда в магнетроне. Как показывает численный расчет электронных траекторий (с учетом влияния пространственного заряда), форма электронных спиц оказывается более сложной (рис. 27), чем изображенная схематически на рис. 26. На рис. 27 пунктиром очерчены границы электронного

* Число таких каналов равно номеру n вида колебаний.

** Такое положение справедливо только при определенном режиме работы магнетрона.

облака спицеобразной формы в восьмirezонаторном магнетроне. Там же показаны вычисленные траектории нескольких «полезных» электронов, движущихся к аноду, и нескольких «вредных» электронов, «падающих» на катод. Следует отметить, что фокусирующему действию электрического поля противодействует взаимное *электростатическое расталкивание* электронов. Благодаря последнему эффекту электронные спицы имеют опреде-

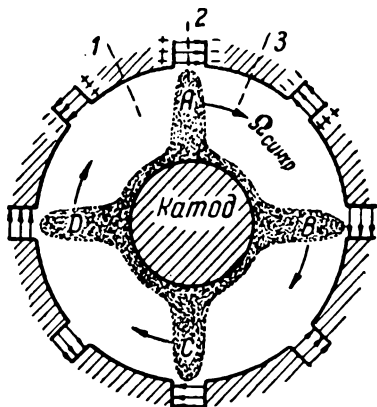


Рис. 9.26. Схематическое изображение электронных спиц ($N=8$, $\psi_n = \pi$).

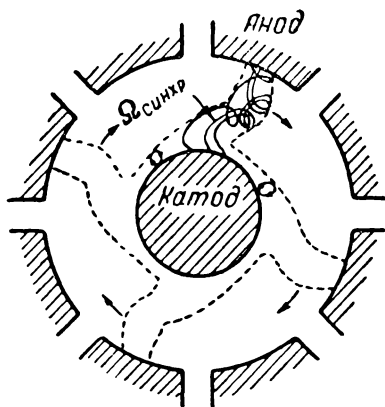


Рис. 9.27. Спицеобразная форма пространственного заряда магнетрона ($N=8$, $\psi_n = \pi$).

ленную толщину, увеличивающуюся с ростом анодного тока магнетрона. Увеличение толщины спиц приводит к возрастанию генерируемой мощности, но вместе с тем и к уменьшению электронного к. п. д.

11. В генерирующем магнетроне электронный заряд перемещается, в среднем, в двух направлениях: в *радиальном* направлении (в канале спицы) от катода к аноду; *вокруг катода*, что обусловливает вращение электронных спиц. Каждое из этих перемещений электронного заряда определяет соответствующую составляющую наведенного тока магнетрона.

Радиальное перемещение электронов вызывает наведение на всех сегментах анодного блока положительных зарядов, определяющих *постоянную составляющую* I_a анодного тока магнетрона, называемого *рабочим током* магнетрона. Величина I_a численно равна заряду электронов, попадающих на анод в единицу времени. Такие электроны, бомбардируя анод, передают ему остаток запасенной ими кинетической энергии, переходящей в энергию тепла. Поэтому ток I_a характеризует составляющую потерь энергии магнетрона. Однако ток I_a косвенно свидетельствует и о генерации ВЧ колебаний, поскольку при отсутствии генерации не происходило бы постепенного (за каждый петлеобразный цикл) приближения электрона к аноду и, следовательно, не существовало бы тока I_a . Точнее, *рабочий ток*

магнетрона определяет полное количество энергии, передаваемое источником анодного напряжения U_a (полем E_{ω}) электронам. Энергию же, передаваемую электронами ВЧ полю, в большей мере характеризует наведенный высокочастотный ток i_n , обусловленный вращательным (вокруг катода) движением электронного заряда.

Рассматривая многорезонаторный магнетрон как многоконтурный генератор, собранный по схеме Бонч-Бруевича (рис. 18), отдельный резонатор магнетрона следует рассматривать в качестве одного из колебательных контуров многоконтурного генератора. Роль электронных ламп выполняют в магнетроне электронные спицы, которые своим индуктивным действием наводят ток i_n . Можно говорить о токе i_n отдельного резонатора (с прилегающими к щели резонатора слева и справа двумя полусегментами, границы которых очерчены на рис. 26 пунктиром) и рассматривать ток i_n в качестве «питающего» высокочастотного тока контура, эквивалентного резонатору.

Наведенный ток i_n всегда изменяется синфазно с вращением соответствующей электронной спицы и достигает максимального значения в момент, когда электронная спица пересекает середину щели (как это показано на рис. 26), независимо от фазы ВЧ поля, действующего в этот момент в щели. В случае, если вращение электронных спиц происходит синфазно с изменением ВЧ поля, то при $i_n = (i_n)_{max}$ напряженность E_{ω} также достигает максимального значения E_m . Поскольку ВЧ поле оказывает тормозящее действие вращательному движению электронов, то из соображений, приведенных в гл. VII, § 2, п. 4, следует принять полярность тока $(i_n)_{max}$ противоположной полярности E_{ω} (рис. 28). Положительная полярность наведенного тока сохраняется в течение всего времени движения какой-нибудь спицы (например, А на рис. 26) под щелью, когда спица, удаляясь от левой поверхности щели, приближается к правой ее поверхности. При приближении же спицы А к рассматриваемой щели (т. е. при нахождении спицы под сегментом 1) или при ее удалении от щели (т. е. при нахождении под сегментом 3) полярность наведенного тока окажется противоположной полярности $(i_n)_{max}$. Это показано на рис. 28, где имеются в виду колебания вида π . Через период T_r роль спицы А (в отношении рассматриваемого резонатора) начинает выполнять спица В, затем спица С и т. д. Таким образом, каждый из показанных на

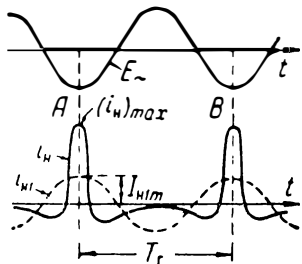


Рис. 9.28. Временные диаграммы наведенного тока i_n и его первой гармоники i_{n1} (при синфазном вращении спиц).

рис. 28 импульсов тока i_n обязан своим появлением действию соответствующей спицы, что и отмечено на рис. 28 буквами A, B, \dots

Так как наведенный ток i_n не связан с попаданием электронов на анод, то его постоянная составляющая равна нулю. Первая гармоническая составляющая (i_{n1}) тока i_n при *синфазном*

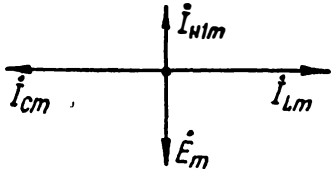


Рис. 9.29. Векторная диаграмма токов в контуре, эквивалентном резонатору, при синфазном вращении спиц.

вращении электронных спиц изменяется в противофазе с E_m (рис. 28). Следует отличать гармоническую составляющую наведенного тока I_{n1m} от реактивных токов I_{Cm} и I_{Lm} колебательного контура (рис. 29), эквивалентного резонатору (ток I_{Cm} эквивалентен *току смещения* резонатора). Амплитуды токов I_{Cm} и I_{Lm}

во много раз превосходят амплитуду тока I_{n1m} , которая равна амплитуде $I_{кам}$ активной составляющей тока контура. Эта составляющая обусловлена, в основном, расходом энергии, передаваемой высокочастотным полем активной нагрузке и на покрытие активных потерь в резонаторе. Следует отметить, что часть энергии высокочастотного поля расходуется также на ускорение электронов, вылетающих из катода в неблагоприятной фазе; эта энергия реализуется на катоде в виде тепла, выделяемого при бомбардировке катода электронами, «падающими» на катод.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

29. Что означает «синфазное и синхронное движение» электронов?

30. Чем определяется синхронность и синфазность движения электронов?

31. В чем заключается сущность процесса селекции электронов?

32. Магнетронный генератор работает в режиме: $U_a = 10 \text{ кВ}$, $B_0 = 4 \text{ кГс}$.

Как можно повысить эффективность процесса селекции электронов, если диапазон рабочих напряжений магнетрона $U_a = 10 \div 15 \text{ кВ}$?

Отв. Следует установить напряжение питания 15 кВ и повысить индукцию до величины 6 кГс . Почему?

33. Чем отличаются траектории электронов в генерирующем магнетроне от траекторий в статическом режиме?

34. Какие энергетические соотношения обуславливают попадание электронов на анод (наличие анодного тока) при генерации, несмотря на то, что индукция магнитного поля $B_0 > B_{кр}$?

35. Каким путем можно уменьшить энергию потерь в магнетроне, выделяемую в виде тепла на аноде?

36. Чем обусловлено более благоприятное взаимодействие электронного потока с полем в многорезонаторном магнетроне по сравнению с циклотронным магнетроном (см. п. 6)?

37. Чем можно объяснить вначале быстрое, а затем более медленное возрастание к. п. д. магнетрона с увеличением индукции при условии $U_a/B_0 = \text{const}$ (рис. 22)?

38. На сколько процентов, приблизительно, должна уменьшиться мощность потерь на аноде, если в результате увеличения индукции B_0 число петлеобразных циклов, совершаемых электронами, возрастет с 4 до 5?

Ответ. Приблизительно на 5%.

39. К чему должно приводить возрастание анодного напряжения магнетрона при $V_0 = \text{const}$?

Ответ. К увеличению мощности $P_{\text{нагр}}$, передаваемой в нагрузку, и к уменьшению к. п. д. Почему?

40. Чем обусловлен дополнительный разогрев катода при генерации? Найдите ли это явление практическое использование?

41. Чем можно объяснить то, что, несмотря на существенное торможение «полезных» электронов касательной составляющей поля, переносная скорость электронов остается приблизительно неизменной?

Ответ. Касательная составляющая вызывает изменение направления перемещения электронов и некоторое увеличение скорости V'_n в направлении ON (рис. 21, в). Проекция же скорости V'_n на направление Ox остается неизменной. Докажите это аналитически, исходя из соотношения $V'_n = 10^8 E/B_0$, где $E = |\vec{E}_0 + \vec{E}_{\omega 0}|$. Объясните полученный результат из энергетических соотношений, приведенных в п. 5.

42. Влияет ли радиальная составляющая напряженности электрического поля на *мгновенную* скорость электрона, движущегося синхронно и синфазно? Влияет ли она на *среднюю* переносную скорость?

Ответ. Да; нет.

43. Чем обусловлено влияние составляющей E_r поля на переносную скорость электрона, движущегося не синфазно?

44. Покажите, что число электронных спиц при колебаниях вида π равно $0,5N$.

45. Почему с возрастанием толщины электронных спиц, вращающихся синфазно, должна возрастать генерируемая мощность и должен уменьшаться электронный к. п. д.?

46. В чем заключается сходство и основное различие в механизме образования *рабочего* тока магнетрона и *активной составляющей* ВЧ тока магнетрона?

Ответ. Оба тока образуются в результате наведения зарядов на анодном блоке. Рабочий ток обусловлен средним *радиальным*, а активный ВЧ ток — средним *вращательным* перемещением электронного заряда.

47. Почему рабочий ток I_a магнетрона содержит постоянную составляющую, а наведенный ВЧ ток (рис. 28) не содержит ее?

48. Чему равен ток смещения резонатора в момент, когда наводимый в резонаторе ВЧ ток $i_n = (i_n)_{\text{max}}$ (рис. 28)?

Ответ. Нулю.

49. Во сколько раз амплитуда тока смещения резонатора превосходит амплитуду первой гармоники наведенного в резонаторе тока?

Ответ. В $Q_{\text{нагр}}$ раз, где $Q_{\text{нагр}}$ — добротность резонатора с учетом влияния нагрузки.

50. Какие физические процессы характеризуются рабочим током I_a магнетрона и какие — наводимыми в резонаторах ВЧ токами i_n ?

§ 7. УСЛОВИЕ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ. ПОРОГОВОЕ И РАБОЧЕЕ НАПРЯЖЕНИЯ

Принцип синхронизма переносного движения электронов.— Синхронная угловая частота и синхронная скорость при колебаниях разных видов.— Пороговое напряжение магнетрона и его зависимость от вида колебаний.— Минимальное напряжение (и магнитная индукция) возбуждения.— Рабочее напряжение магнетрона.— Вопросы и задачи.

1. В начале предыдущего параграфа было подчеркнуто, что *условие наиболее благоприятного взаимодействия* электронов с полем заключается в синхронности и синфазности переносного

вокруг катода перемещения электронов в такт с изменением поля. Однако, как мы увидим в дальнейшем, при практически устанавливаемых режимах работы магнетрона условие синфазности переносного движения электронов несколько нарушается. Что же касается синхронности переносного движения электронов, то *при всех обстоятельствах выполнение условия синхронизма является не только благоприятным, но и необходимым для возбуждения и поддержания ВЧ колебаний в генерирующем магнетроне,*

2. Необходимость выполнения условия синхронизма вытекает из следующих простых рассуждений.

Пусть в некоторый момент времени электронная спица находится в наиболее благоприятной фазе взаимодействия с полем у какой-нибудь щели. При наличии хотя бы небольшого рассогласования в синхронности вращения электронной спицы, она к следующей щели подойдет в несколько менее благоприятной фазе. С течением времени ухудшение условий синфазности будет непрерывно нарастать, и рано или поздно (если только синхронность не восстановится) спица будет уже не тормозиться, а ускоряться полем, т. е. условия благоприятного взаимодействия полностью нарушатся. Следовательно, *условие синхронности переносного движения электронного заряда в магнетроне должно рассматриваться в качестве условия самовозбуждения магнетрона.*

3. Синхронность переносного движения электронов при колебаниях вида $n=0,5N$ требует, чтобы угловой путь между двумя щелями был бы пройден электроном *в среднем* за полупериод колебаний ($0,5T_r = \pi/\omega_r$). Следовательно, синхронная средняя угловая скорость переносного движения электрона вокруг катода должна выражаться формулой:

$$\Omega_{\text{синхр}} = \Omega_{0,5N} = \frac{2\pi}{N(0,5T_r)} = \frac{\omega_r}{0,5N}. \quad (9.17)$$

Соответственно можно также говорить и о линейной синхронной переносной скорости электрона ($n = 0,5N$)

$$V_{\text{синхр}} = V_{0,5N} = \rho\Omega_{\text{синхр}} = \rho \frac{\omega_r}{0,5N}, \quad (9.18)$$

где ρ — расстояние от оси магнетрона до местоположения рассматриваемого электрона.

В общем случае, при колебаниях любого вида n , вдоль анодного блока «укладывается» n полных стоячих волн (вместо $0,5N$ при $\psi_n = \pi$). Поэтому при произвольном виде колебаний в формулах (17) и (18) следует $0,5N$ заменить на n :

$$\Omega_{\text{синхр}} = \Omega_n = \frac{\omega_r}{n}; \quad V_{\text{синхр}} = V_n = \rho \frac{\omega_r}{n}. \quad (9.19)$$

Существенно отметить, что чем выше номер вида колебаний, тем меньшей получается величина синхронной скорости.

4. При нарушении синфазности переносного движения электрона радиальная составляющая электрического поля способствует восстановлению таковой синфазности. В дальнейшем (см. § 10) мы увидим, что благодаря воздействию ВЧ поля поддерживается синхронизм движения электронов даже при нарушении (в известных пределах) режима питания магнетрона. Однако такое действие, повидимому, не проявляется (или почти не проявляется) в *начальной стадии процесса самовозбуждения*, когда сколько-нибудь интенсивные колебания поля отсутствуют. Поэтому нужная для возбуждения колебаний переносная скорость может создаваться только постоянными полями (E_0, B_0), действующими в еще *невозбужденном* магнетроне, и полем пространственного заряда.

Приближенно можно пренебречь влиянием поля пространственного заряда и (полагая $r_a < 2r_k$) принять, что электронные траектории в невозбужденном магнетроне представляют собой эпициклоиды. В соответствии с этим для выражения переносной скорости электронов и радиуса эпициклоидальной траектории электронов допустимо воспользоваться формулами (8.17) и (8.18), которые можно представить в виде:

$$V_n \cong 10^8 \frac{U_a}{(r_a - r_k) B_0}; \quad (9.20)$$

$$r_{ц} \cong 5,7 \frac{U_a}{r_a - r_k} \frac{1}{B_0^2}. \quad (9.21)$$

Условие самовозбуждения можно выразить в виде $V_n = V_{\text{синхр}}$, откуда, приравнявая выражения (19) и (20), получим:

$$10^8 \frac{U_a}{(r_a - r_k) B_0} = \frac{\rho \omega_r}{\pi}. \quad (9.22)$$

Радиус ρ определяет, на каком расстоянии от оси магнетрона должно выполняться условие синхронизма. В невозбужденном магнетроне электронные траектории расположены вокруг катода в слое толщиной $2r_{ц}$. Поэтому целесообразно в равенстве (22) принять $\rho = r_k + r_{ц}$. Отсюда, учитывая соотношение (21), получим следующее выражение *условия самовозбуждения*:

$$10^8 \frac{U_a}{(r_a - r_k) B_0} = \frac{2\pi f_r}{\pi} \left[r_k + 5,7 \frac{U_a}{(r_a - r_k) B_0^2} \right]. \quad (9.23)$$

Это условие связывает: геометрические размеры r_a и r_k магнетрона (в *сантиметрах*), индукцию B_0 (в *гауссах*), анодное напряжение U_a (в *вольтах*), частоту f_r возбуждаемых колебаний (в *герцах*) и номер n вида колебаний.

5. Пока напряжение U_a меньше определенного значения $U_a = U_{\text{пор}}$ (*порогового напряжения*), удовлетворяющего равенству (23),

самовозбуждения быть не может. Решая уравнение (23) относительно $U_a = U_{\text{пор}}$ и заменяя f_r через c/λ_r , где $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек, λ_r — длина волны (в сантиметрах), получим:

$$U_a = U_{\text{пор}} = \frac{r_k (r_a - r_k) B_0^2}{0,53 \cdot 10^{-3} \cdot n \lambda_r B_0 - 5,7} = F_{\text{пор}}(B_0). \quad (9.24)$$

Эта формула выражает пороговое напряжение магнетрона. Пороговым напряжением магнетрона называется такая величина анодного напряжения, при котором при заданной индукции магнитного поля может начаться возбуждение колебаний

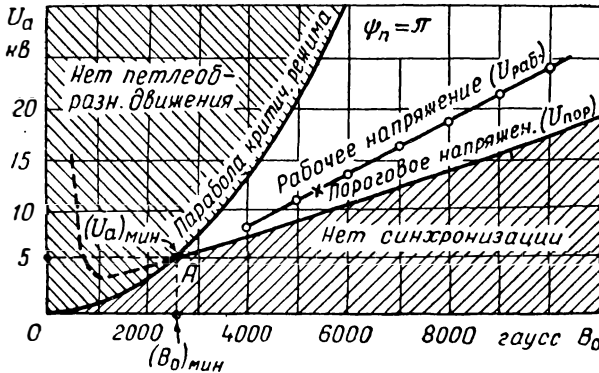


Рис. 9.30. Диаграмма рабочей и нерабочих областей магнетрона типа 725-А

$$(\lambda_r = 3,2 \text{ см}, N=12, r_a = 0,259 \text{ см}, r_k = 0,13 \text{ см}).$$

данного вида при синхронной скорости вращения электронов вокруг катода.

Из формулы (24) следует, что пороговое напряжение представляет собой функцию от индукции B_0 . Зависимость $F_{\text{пор}}(B_0)$ представлена на рис. 30, где изображена также парабола критического режима.

6. При $B_0 > B_{\text{кр}}$ функция $F_{\text{пор}}(B_0)$ близка к линейной. При $B_0 < B_{\text{кр}}$ эта функция имеет минимум и при достаточно малых B_0 начинает возрастать и даже терпит разрыв. Однако левее точки А пересечения параболы критического режима функция $F_{\text{пор}}(B_0)$ не имеет физического смысла, так как уже на параболе критического режима электронные траектории достигают анода. Точка А определяет некоторое минимальное напряжение $(U_a)_{\text{мин}} = U_{\text{кр}}$ и минимальную индукцию $(B_0)_{\text{мин}} = B_{\text{кр}}$, ниже которых возбуждение колебаний вообще является невозможным. Чтобы найти эти значения, достаточно в выражение (24) под-

ставить критическое значение $B_0 = B_{кр}$ из формулы (8.24). Решая полученные уравнения, найдем:

$$(U_a)_{\text{мин}} \cong \frac{160 \cdot 10^6 r_a^2}{n^2 \lambda_r^2} \left[\frac{\sigma}{1 + \sigma} + 0,127(1 - \sigma^2) \right]^2 (\sigma); \quad (9.25)$$

$$(B_0)_{\text{мин}} \cong \frac{85 \cdot 10^3}{n \cdot \lambda_r} \left[\frac{\sigma}{(1 + \sigma)^2 (1 - \sigma)} + 0,127 \right] (zс), \quad (9.26)$$

где

$$\sigma = r_{кр} / r_a. \quad (9.26a)$$

7. В области ниже пороговых и выше критических значений напряжения U_a генерация невозможна. Эти области показаны на рис. 30 в заштрихованном виде. Возбуждение колебаний может начаться при $U_a = U_{\text{пор}}$, однако мощность колебаний при этом будет весьма низкой. Поэтому рабочее напряжение $U_a = U_{\text{раб}}$ устанавливается обычно более высоким, чем $U_{\text{пор}}$.

8. При выводе выражения рабочего напряжения магнетрона можно потребовать, чтобы условие синхронизма выполнялось в некотором *срединном* расстоянии между катодом и анодом:

$$\rho = \rho_{\text{ср}} \cong r_{кр} + 0,5(r_a - r_{кр}) = 0,5(r_{кр} + r_a). \quad (9.27)$$

Если обозначить среднюю угловую скорость электронов, определяющую переносное вокруг катода движение электронов, через $\Omega_{\text{ср}}$, то в соответствии с формулой (19) в рабочем режиме должно удовлетворяться равенство:

$$\Omega_{\text{ср}} = \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_{\text{ср}} = \omega_r / n.$$

Для определения $\Omega_{\text{ср}}$ можно воспользоваться уравнением (8.13). Если в этом уравнении перейти от мгновенных значений к усредненным и, кроме того, пренебречь влиянием пространственного заряда, то с точностью до малых более высокого порядка можно принять (при $B_0 > B_{кр}$):

$$\left(\frac{d^2 \rho}{dt^2} \right)_{\text{ср}} = 0; \quad [E(\rho)]_{\text{ср}} \cong E_0 \cong \frac{U_a}{r_a - r_{кр}}.$$

Подставляя эти значения в уравнение (8.13), найдем:

$$\frac{U_a}{r_a - r_{кр}} \cong \rho_{\text{ср}} \Omega_{\text{ср}} B_0 - \frac{m_0}{e_0} \rho_{\text{ср}} (\Omega_{\text{ср}})^2.$$

Подставляя сюда значения $\rho_{\text{ср}}$ и $\Omega_{\text{ср}}$, получим:

$$\frac{2U_a}{r_a - r_{кр}} = (r_a + r_{кр}) \frac{\omega_r}{n} B_0 - \frac{m_0}{e_0} (r_a + r_{кр}) \frac{\omega_r^2}{n^2},$$

откуда

$$U_a = U_{\text{раб}} \cong \frac{300\pi r_a^2 (1 - \sigma^2)}{n \lambda_r} \left[B_{\text{раб}} - \frac{10700}{n \lambda_r} \right]. \quad (9.28)$$

Формула (28) дает весьма удовлетворительное соответствие с опытными данными и может быть использована для оценки типовых рабочих режимов магнетрона. На рис. 30 представлены кружками вычисленные по формуле (28)

значения рабочих напряжений при колебаниях вида π . Типовой рабочий режим магнетрона 725-А отмечен на рис. 30 крестом. Эта точка почти в точности удовлетворяет формуле (28).

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

51. В чем заключается сущность условия самовозбуждения?
 52. Почему принцип синхронизма является основным для работы магнетрона?
 53. Зависит ли синхронная скорость от вида колебаний?
 54. При каком виде колебаний синхронная скорость минимальна?
 55. Что такое пороговое напряжение магнетрона?
 56. Зависит ли пороговое напряжение от магнитной индукции B_0 ?
 57. Чем объясняется обратная зависимость $U_{\text{пор}}$ от номера n ?
 58. Вычислить пороговые напряжения магнетрона типа 725-А при разных n и индукции $B_0 = 5 \text{ кгс}$. Данные магнетрона приведены на рис. 30.
 Ответ. Значения $U_{\text{пор}}$ сведены в табл. 9.1. При $n < 3$ возбуждение в рассматриваемом случае невозможно. Почему?

Таблица 9.1

n	1	2	3	4	5	$6=0,5N$
$U_{\text{пор}}, \text{кв}$	150	37,2	21,2	14,9	11,4	8,2

59. При каком условии в магнетроне, рассмотренном в задаче 58, можно возбудить колебания вида $n < 3$?
 Ответ. При $B_0 > 5000 \text{ гс}$.
 60. Вычислить пороговые напряжения магнетрона типа 725-А при разных n и индукции $B_0 = 10 \text{ кгс}$. Данные магнетрона приведены на рис. 30.
 Ответ. Значения $U_{\text{пор}}$ сведены в табл. 9.2. При $n < 2$ возбуждение невозможно.

Таблица 9.2

n	1	2	3	4	5	6
$U_{\text{пор}}, \text{кв}$	148	55,8	37,0	27,0	21,1	17,6

61. Вычислить минимальные значения напряжения и индукции магнетрона типа 725-А (см. рис. 30) при колебаниях разных видов.
 Ответ. Значения $(B_0)_{\text{мин}}$ и $(U_a)_{\text{мин}}$ сведены в табл. 9.3.

Таблица 9.3

n	1	2	3	4	5	6
$(B_0)_{\text{мин}}, \text{кгс}$	15,2	7,6	5,1	3,8	3,0	2,53
$(U_a)_{\text{мин}}, \text{кв}$	189	47,2	21,0	11,8	7,5	5,3

62. Типовое рабочее напряжение магнетрона 725-А при колебаниях вида π и $B_0 = 5400 \text{ гс}$ равно $U_a = U_{\text{раб}} = 12 \text{ кв}$. Сравнить это значение напряжения с вычисленным по формуле (28).

Ответ. Вычисленное значение $U_{\text{раб}} = 12,1 \text{ кв.}$

63. Вычислить рабочие напряжения магнетрона типа 725-А (см. рис. 30) при колебаниях вида π и различных значениях индукции B_0 .

Ответ. Вычисленные по формуле (28) значения $U_{\text{раб}}$ сведены в табл. 9.4.

Таблица 9.4

$B_{\text{раб}},$ кГс	4	5	6	8	10
$U_{\text{раб}},$ кВ	8,6	11,1	13,6	18,6	23,6

§ 8. ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНЕТРОНА ПРИ КОЛЕБАНИЯХ РАЗНОГО ВИДА

Явление перескока частоты колебаний.— Кривые пороговых напряжений при разных видах колебаний.— Картина процесса самовозбуждения магнетрона.— Необходимое и достаточное условие самовозбуждения (условие «баланса фаз» и условие «баланса амплитуд»).— Длительность установления колебаний при самовозбуждении.— Изменение вида колебаний в режиме непрерывной генерации и в импульсном режиме.— Влияние крутизны фронта импульса анодного напряжения на устойчивость вида колебаний.— «Проскоки» видов колебаний.— Основная и низшие синхронные скорости магнетрона.— Общее условие самовозбуждения магнетрона.— Паразитная («шумовая») генерация магнетрона.— Частотное разделение видов колебаний.— Применение связей и разнорезонаторных систем для частотного разделения видов колебаний.— Вопросы и задачи.

1. Как показывает опыт, в магнетроне даже при неизменной активной нагрузке и установленной индукции B_0 могут возбудиться колебания разных *видов*. Тот или иной вид колебаний со свойственной ему частотой $\omega_r = 2\pi f_r$ устанавливается (в процессе самовозбуждения магнетрона) в зависимости от величины прикладываемого к магнетрону анодного напряжения U_a и закона его изменения во времени $u_a(t)$ до достижения установившегося значения U_a . Как показывает опыт, даже после возбуждения в магнетроне колебаний данного вида, *при случайных изменениях режима питания может произойти внезапное изменение вида колебаний, приводящее к изменению частоты колебаний*. Это явление называется *перескоком частоты колебаний*.

При перескоке частоты колебаний происходит недопустимое для большинства технических приложений изменение этой частоты. Поэтому рассмотрение вопроса об установлении того или иного вида колебаний в процессе самовозбуждения и при дальнейшей работе магнетрона приобретает важное практическое значение.

2. Для возбуждения магнетрона к нему необходимо приложить напряжение, не меньшее порогового напряжения, выражаемого формулой (24). Из этой формулы следует, что величина порогового напряжения зависит от номера n вида колебаний. Поскольку n принимает дискретные целые значения, то в пло-

скости $U_a = B_0$ получаются разделенные друг от друга кривые (практически почти прямые), выражающие зависимость $U_a = U_{\text{пор}} = F_{\text{пор}}(B_0)$ при разных n . Эти кривые имеют вид, показанный на рис. 31, где слева они ограничены *параболой критического режима*.

Практически очень существенны два обстоятельства:

- 1) кривые порогового напряжения, соответствующие различным видам колебаний, не пересекаются (рис. 31);
- 2) кривые порогового напряжения располагаются тем выше, чем ниже номер n вида колебаний.

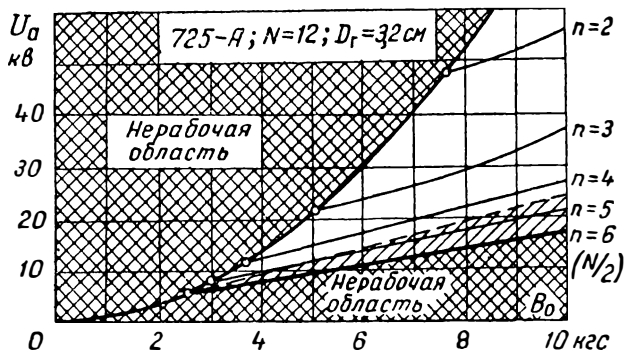


Рис. 9.31. Кривые пороговых напряжений ($U_a = U_{\text{пор}}$) магнетрона при разных видах колебаний. Пунктиром нанесена прямая рабочих напряжений при $n=6$ ($\psi_n = \pi$).

Из этих обстоятельств вытекает одно важное свойство. Если принять специальные меры, препятствующие возбуждению в магнетроне высших видов колебаний, соответствующих $n > 0,5N$, то при каждой заданной индукции B_0 колебаниям вида π будет соответствовать наименьшая величина порогового напряжения. Следовательно, если приложенное к магнетрону напряжение при всех обстоятельствах не будет превышать порогового напряжения, соответствующего виду колебаний $n=0,5N-1$ (на рис. 31—вида $n=5$), то магнетрон может возбудиться (если это вообще возможно) только на частоте, соответствующей колебаниям вида π .

3. Рассмотрим картину самовозбуждения магнетрона.

Пусть к магнетрону ($B_0 = \text{const}$) прикладывается напряжение $u_a(t)$, величина которого медленно и монотонно повышается до некоторого установившегося значения U_a . Пусть U_a слегка превышает пороговое напряжение для колебаний вида $n=0,5N$, но меньше порогового напряжения для $n=0,5N-1$, причем возбуждение колебаний высших видов невозможно.

Вначале, пока напряжение $u_a(t)$ мало, колебания поля отсутствуют и электроны перемещаются по эпициклоидальным траек-

ториям (рис. 8.9), характеризуемым весьма малым радиусом $r_{\text{ц}}$. При этом электроны вращаются вокруг катода с переносной скоростью $V_{\text{п}}$ (угловой скоростью $\Omega_{\text{п}}$); электронный заряд распределен в сравнительно тонком кольцевом слое ($2r_{\text{ц}}$), окружающем катод (рис. 32,а), с некоторой почти неизменной (в касательном направлении) плотностью.

С ростом напряжения $u_{\text{а}}$ возрастает угловая переносная скорость $\Omega_{\text{п}}$ и увеличивается толщина слоя электронного заряда (рис. 32,б). Случайно возникающие флюктуации электронного заряда, хотя и возбуждают в резонаторах слабые поля, но пока

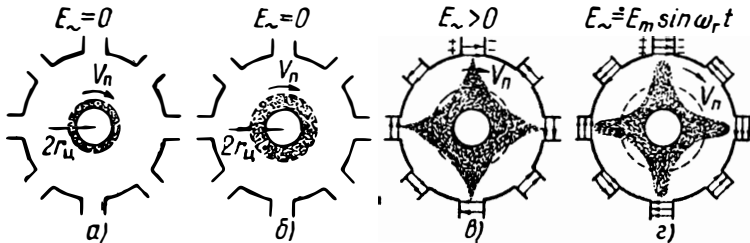


Рис. 9.32. Схема образования электронных спиц при самовозбуждении.

переносная угловая скорость электронов ниже *наименьшей синхронной скорости*, т. е. меньше $\Omega_{\text{синхр}}$ для колебаний вида π , и может происходить сколько-нибудь эффективного взаимодействия электронного потока с полем. Поэтому случайно возникающие колебания поля затухают, вновь образуются и т. д., т. е. выходят за пределы слабых *флюктуационных* колебаний (шумов магнетрона).

Когда напряжение $u_{\text{а}}$ достигнет значения $U_{\text{пор}}$, при котором $\tau = \Omega_{\text{синхр}}$, флюктуационные колебания поля начинают более эффективно взаимодействовать с электронным зарядом, движущимся синхронно, но пока еще не синфазно. Энергетический баланс вначале очень низок; но с появлением колебаний поля начинают проявляться функции «обратной связи». Именно, при выполнении условия синхронизма, эквивалентного *условию баланса фаз* генератора, синхронность вращательного перемещения электронов обуславливает возникновение процессов селекции и резонансной фокусировки электронов. «Вредные» электроны начинают «падать» на катод, а «полезные» — приобретают радиально составляющую переносной скорости и ускорения. Одновременно начинает происходить уплотнение пространственного слоя, образованного «полезными» электронами: начинают формироваться *спицы* электронного заряда (рис. 32,в), которые вначале выражены слабо, но движутся (вращаются вокруг катода) синфазно с колебаниями поля. Это способствует еще более интенсивному взаимодействию поля с электронным потоком и установлению энергетического баланса такого взаимодействия.

В результате амплитуда колебаний поля нарастает. Последнее приводит к еще более интенсивному образованию электронных спиц, это, в свою очередь, — к еще более интенсивному взаимодействию и т. д. В конце концов, образуются вполне сформированные спицы электронного заряда (рис. 32,з), вращающиеся синфазно с изменением поля.

Процесс нарастания амплитуды колебаний в магнетроне, как и во всякой нелинейной системе, ограничивается расходом энергии в активных элементах системы. По мере роста амплитуды колебаний все большее количество энергии, отдаваемой электронами полю, расходуется в активных элементах системы и, следовательно, все меньшее количество этой энергии аккумулируется в ВЧ поле. В момент, когда количество передаваемой полю энергии сравнивается, в среднем (за период), с расходуемой энергией, дальнейшее нарастание амплитуды колебаний прекращается. Последнее выражает известное условие генерации — *условие баланса амплитуд*.

Выполнение условия синхронизма является *необходимым* условием самовозбуждения магнетрона, но не *достаточным*. Условие синхронизма (условие баланса фаз) определяет лишь правильную фазировку функций обратной связи (в данном случае фазовой фокусировки). Кроме этого, необходимо еще, чтобы энергия, передаваемая в процессе самовозбуждения электронным потоком полю, превышала потери энергии в активных элементах системы; иначе не будет происходить *нарастания* амплитуды колебаний. Следовательно, *чем выше добротность нагруженного магнетрона, тем легче он возбуждается*. ●Опытом установлено, что в зависимости от добротности магнетрона в нем могут или, наоборот, не могут возбудиться колебания того или иного вида. Установлено также, что легче всего возбудить колебания вида π . Они обычно возбуждаются при практически любой добротности магнетрона, чего нельзя сказать в отношении колебаний других видов. Такое положение является весьма благоприятным в отношении стабилизации вида колебаний (вида π) и устранения возможности возбуждения магнетрона на колебаниях других видов.

4. Для создания нормальных условий возбуждения магнетрона при *импульсном режиме* работы, когда длительность воздействия анодного напряжения измеряется миллионными долями секунды, важно знать длительность *установления колебаний* в магнетроне. К сожалению, этот вопрос еще не нашел нужного и полного решения. Согласно экспериментальным данным длительность установления колебаний зависит от частоты генерируемых колебаний от добротности нагруженного магнетрона, от мощности и свойств катода и от длительности нарастания импульса анодного напряжения на его фронте. Весьма ориентировочно длительность установления колебаний (от момента, при котором $U_a = U_{пор}$) может быть оценена величиной порядка

$$t_{\text{возб}} \cong (50 \div 100) T_r. \quad (9.29)$$

Так, при $\lambda_r = 10$ см, когда $T_r = 0,33 \cdot 10^{-9}$ сек, $t_{\text{возб}} \cong 0,033$ мксек.

5. В случае, если напряжение U_a близко к пороговому напряжению колебаний вида π и не превосходит порогового напряжения, соответствующего виду $n = 0,5N - 1$, возбуждения колебаний вида, отличного от вида π , быть не может. Однако при работе при столь низких напряжениях мощность генерируемых колебаний оказывается весьма малой. Поэтому практически рабочие напряжения магнетрона существенно (иногда на 10—20% и больше) превышают пороговое напряжение. Из показанной на рис. 31 пунктиром прямой типовых рабочих напряжений магнетрона следует, что при некоторых значениях индукции B_0 (на рис. 31 при $B_0 > 5$ кГс) величина $U_{\text{раб}}$ превосходит пороговое напряжение при колебаниях смежного вида ($0,5N - 1$). Возникает вопрос: не может ли в результате этого произойти перескок частоты на другой, смежный, вид колебаний.

Согласно опытным данным, перескоки частоты колебаний после их установления, вообще говоря, возможны, но они происходят при значительном превышении рабочего напряжения над пороговым напряжением, соответствующим колебаниям вида π . Повидимому, у большинства современных магнетронов, благодаря специально принятым конструктивным мерам, возбуждение колебаний вида $0,5N - 1$ вообще является невозможным. Поэтому перескок частоты может произойти лишь при значительном превышении рабочего напряжения, когда оно начинает превосходить пороговое напряжение вида $n = 0,5N - 2$ (на рис. 31, $n = 4$). Повидимому, после установления колебаний вида π перескок на новый вид колебаний, связанных с существенным изменением структуры поля в магнетроне, затруднен и требует значительного превышения рабочего напряжения. Как будет дальше показано, в этом случае постепенно нарушается синфазность вращения спиц, что в конце концов и приводит к изменению вида колебаний.

6. Перескоки частоты колебаний у магнетронов, работающих в режиме непрерывной генерации, вообще говоря, возможны, но здесь путем стабилизации питающего напряжения можно добиться нужной стабильности частоты генерации. В соответствии с формулой (24), чем больше резонаторов содержит магнетрон (чем выше $n = 0,5N$), тем меньшей получается относительная разница пороговых напряжений, соответствующих смежным видам колебаний. Поэтому, чем больше N , тем тщательнее должно быть стабилизировано питающее напряжение.

Значительно острее стоит вопрос о стабильности частоты при работе в импульсном режиме. При таком режиме магнетрон возбуждается при каждом приложении импульса напряжения и возможность перескока частоты становится более вероятной.

При питании магнетрона от импульсного источника анодного напряжения весьма большой мощности амплитуда и форма импульса анодного напряжения не зависят от состояния магнетрона

(возбужден он или нет). В этом случае импульсный режим возбуждения не должен иметь существенного отличия. Действительно, при приложении к магнетрону импульса напряжения, обладающего плоской вершиной и амплитудой U_a , удовлетворяющей неравенству

$$(U_{\text{пор}})_{0,5N-1} > U_a > (U_{\text{пор}})_{0,5N},$$

магнетрон должен возбуждаться с каждым приложением импульса напряжения только на колебаниях вида π . Различие в форме и длительности фронта импульса анодного напряжения сказалось бы лишь на *длительности фронта* генерируемого высокочастотного импульса ($t_{\phi\sim}$) и на *длительности запаздывания* (t_3) генерации (рис. 33), но отнюдь не на *частоте* генерации. Так, при приложении прямоугольного импульса анодного напря-

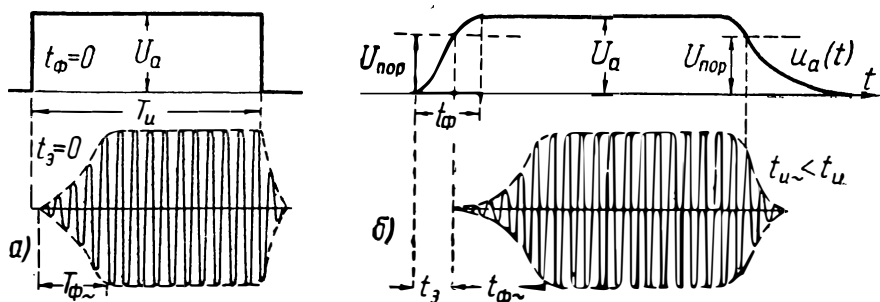


Рис. 9.33. Импульсное возбуждение магнетрона от источника бесконечной мощности.

жения (рис. 33,а) возбуждение магнетрона началось бы почти *без запаздывания*, и длительность фронта генерируемого импульса определялась бы формулой (29): $t_{\phi\sim} = t_{\text{возб}}$. При приложении же к магнетрону импульса напряжения, обладающего фронтом длительностью t_{ϕ} (рис. 33,б), возбуждение магнетрона началось бы с некоторым запаздыванием. Длительность фронта генерируемого импульса в этом случае окажется большей, чем в предыдущем случае, но частота генерации остается неизменной.

Иначе может протекать процесс при питании магнетрона от импульсного источника сравнительно *небольшой мощности*. Здесь сама форма импульса анодного напряжения зависит от того, возбужден ли магнетрон или нет.

Пусть в качестве импульсного источника анодного напряжения используется *формирующая искусственная линия*, заряженная до напряжения $U_{\text{зар}} = 2U_a$, где $U_a = U_{\text{раб}}$ для колебаний вида π . Пусть анодный ток (рабочий ток) возбужденного магнетрона при воздействии нормального рабочего напряжения равен I_a . В отношении питающего источника магнетрон представляет нагрузку, обладающую сопротивлением $R_{\text{м}0} = U_a / I_a$. Если сопротивление $R_{\text{м}0}$ согласовано с «волновым» сопротивлением

формирующей линии ($R_{m0} = W_L$), то напряжение на магнетроне при разряде линии равно половине ее зарядного напряжения, т. е. в точности равно рабочему напряжению магнетрона. Однако до возбуждения магнетрона, пока потребляемый им анодный ток весьма мал, сопротивление магнетрона оказывается весьма большим. Поэтому сразу же после начала разряда линии она оказывается нагруженной на несогласованное сопротивление $R_m \gg W_L$. Вследствие этого на магнетроне может возникнуть напряжение $(u_a)_{max}$, значительно большее $0,5U_{зар}$ (рис. 34,а). Лишь в той степени, в какой магнетрон начнет возбуждаться и станет потреблять анодный ток, напряжение на магнетроне начнет снижаться

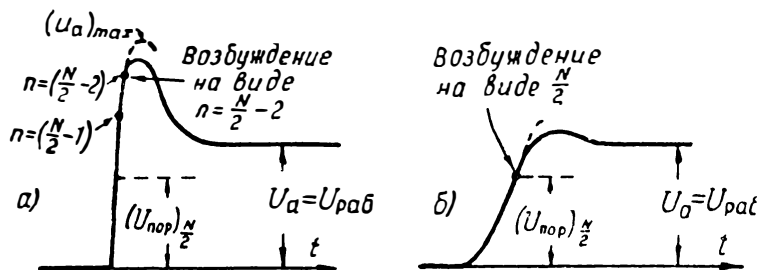


Рис. 9.34. Импульсы анодного напряжения, получаемые от формирующей линии:

а) — крутой фронт; б) — фронт умеренной крутизны.

и приближаться к номинальному значению. Поэтому здесь, в зависимости от крутизны фронта импульса анодного напряжения, возбуждение магнетрона может протекать различно.

Пусть (рис. 34,а) крутизна фронта импульса анодного напряжения велика и пиковое напряжение импульса $(u_a)_{max}$ значительно (на 20–40%) превосходит $U_{раб}$. В этом случае прохождение напряжением $u_a(t)$ значения $(U_{пор})_{0,5N}$ может оказаться настолько быстрым, что колебания вида π не успеют развиться до величины, при которой возросший анодный ток вызовет снижение скорости нарастания анодного напряжения. В результате анодное напряжение может «проскочить» пороговое напряжение, соответствующее колебаниям вида π и даже другого смежного с ним вида ($n = 0,5N - 1$). Возбуждение может возникнуть на колебаниях более низкого вида (на рис. 36 при $n = 0,5N - 2$) в таких точках, где вследствие приближения к пиковому значению крутизна фронта уменьшается. Возникающие колебания и связанное с этим возрастание анодного тока магнетрона вызовут, в свою очередь, уменьшение крутизны фронта импульса, а затем приведут к установлению на магнетроне номинального напряжения $U_a \cong 0,5U_{зар}$. Хотя это напряжение и является рабочим для колебаний вида π , однако поскольку в магнетроне уже установились колебания смежного вида, генерация может продолжаться на этом виде. Не исключена возможность перескока частоты (в течение длительности

импульса) на колебания вида π . И то, и другое является нежелательным, а в ряде случаев недопустимым.

На рис. 34,б представлен другой случай, когда крутизна фронта импульса напряжения настолько мала, что при прохождении порогового значения, соответствующего $n = 0,5N$, в магнетроне успевают возбудиться колебания вида π . Возбуждение магнетрона в этом случае оказывается нормальным.

Из изложенного вытекает, что при импульсном возбуждении магнетрона не следует применять модулирующие импульсы напряжения чрезмерной крутизны. Ориентировочно можно рекомендовать оперирование с импульсами напряжения, длительность t_{ϕ} фронта которых имеет величину порядка длительности установления ВЧ колебаний в магнетроне. Оперирование с фронтами очень большой длительности также является нежелательным вследствие возрастания длительности t_3 запаздывания генерации (см. рис. 33,б) и длительности t_{ϕ} фронта генерируемого импульса, что для многих технических использований является неблагоприятным и даже недопустимым.

7. Установлено, что в некоторых случаях, при высокой добротности нагруженного магнетрона, возможно возбуждение колебаний ненужных видов при напряжении, меньшем порогового напряжения для колебаний вида π . Это явление находит следующее объяснение.

При выводе выражения (19) для синхронной скорости мы полагали, что при колебаниях вида π благоприятно взаимодействующий электрон проходит угловой путь $2\pi/N$ между двумя смежными щелями в течение полупериода $0,5 T_r$ (см. рис. 20). Получающаяся при этом переносная скорость обеспечивает наиболее эффективное взаимодействие поля с электроном. Менее эффективное, хотя в общем и благоприятное, взаимодействие получается и тогда, когда указанный угловой путь проходится не за полупериод, а за время $0,5 T_r + p T_r$, где p — любое целое *положительное* число. Так, полагая $p = 1$, рассматриваемый на рис. 22 электрон подходит ко 2-й щели не в момент $t = 0,5 T_r$, а в момент $t = 1,5 T_r$, когда под этой щелью также действует максимальное тормозящее поле. График движения подобного электрона показан на рис. 20 пунктиром. Правда, при этом в течение других моментов времени в интервале $0 < t < 1,5 T_r$ взаимодействие электрона с полем не будет столь эффективным, как при $p = 0$. Тем не менее, суммарный энергетический баланс взаимодействия окажется для поля положительным. Еще менее эффективным получается взаимодействие при $p > 1$, но суммарный баланс взаимодействия с полем все же выходит положительным.

Таким образом, в более общем случае можно говорить о следующем выражении синхронной угловой скорости для колебаний вида π :

$$\Omega_{0,5N} = \frac{2\pi}{N(0,5T_r + pT_r)} = \frac{\omega_r}{0,5N(1 + 2p)}. \quad (9.30)$$

Рассуждая аналогично в отношении колебаний других видов ($n = 1, 2, \dots$), мы придем к выражению*:

$$\Omega_n = \frac{\omega_r}{n(1 + 2p)}, \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (9.31)$$

* Число k периодов колебаний, в течение которых электрон обегает анодный блок, при этом получается равным: $k = n(1 + 2p)$. Предлагаемое выражение является более простым (и не менее универсальным), чем приводимое в известных пособиях (например, [2]), где необходимо учитывать как *положительные*, так и *отрицательные* значения p , искусственно вводимые в формулу.

Синхронную угловую скорость, соответствующую $p = 0$ и обеспечивающую наиболее эффективное взаимодействие поля с электронным потоком мы будем называть *основной синхронной скоростью*. Остальные возможные значения синхронной скорости ($p = 1, 2, \dots$), при которых взаимодействие получается менее эффективным, но тем не менее благоприятным для поля, мы будем называть *нижними синхронными скоростями*.

В соответствии с выражением (31) условие самовозбуждения магнетрона можно представить в более общем виде:

$$V_n \cong 10^8 \frac{U_a}{(r_a - r_k) B_0} = \frac{\rho \omega_r}{n(1 + 2p)}. \quad (9.32)$$

Условие (32) выражает лишь необходимые фазовые соотношения, нужные для самовозбуждения (*условие баланса фаз*). Кроме этого, необходимо также выполнение *условия баланса амплитуд*. Последнее обычно при $p > 0$ не выполняется. Однако, в некоторых случаях, при высокой добротности нагруженного магнетрона, возможно все же возбуждение колебаний и при нижних синхронных скоростях. Правда, амплитуда возбуждаемых при этом колебаний получается невысокой.

В таблице 9.5 приводятся *относительные* значения нижних синхронных скоростей при $N = 8$, выраженные в долях от основной синхронной скорости ($p = 0$) для колебаний вида π .

Т а б л и ц а 9.5

Номер— n	Значения синхронной скорости при p				
	$p = 0$	1	2	3	4
1	4,00	1,33	0,80	0,57	0,44
2	2,00	0,67	0,40	0,28	0,22
3	1,33	0,44	0,27	0,19	0,15
$0,5N=4$	1,00	0,33	0,20	0,14	0,11

Из таблицы 9.5 видно также, что при $p \geq 1$ некоторые нижние синхронные скорости оказываются меньшими, чем при виде π ($p=0$). Это значит, что при приложении к магнетрону импульса напряжения, характеризуемого очень пологим фронтом, магнетрон всмжет (если только условие баланса амплитуд выполняется) последовательно возбуждаться на всех нижних видах — по мере нарастания анодного напряжения. По достижении порогового напряжения, соответствующего $n=0,5N$ ($p=0$), магнетрон начнет генерировать колебания основной частоты (вида π). Хотя амплитуда возбуждаемых на фронте импульса «паразитных» колебаний и является небольшой, тем не менее, создаваемый «паразитной» генерацией «шум» (эти колебания иногда относят к «шумовым») является часто нежелательным.

8. В § 4 данной главы была получена формула (10), выражающая собственные частоты резонаторной системы магнетрона при разных видах колебаний. Из этой формулы следует, что *различие* между частотами колебаний при разных видах увеличивается (в общем) с повышением степени индуктивной или емкостной связи между резонаторами системы. При этом индуктивная связь обуславливает понижение собственной частоты колебаний с повышением номера n вида колебаний (рис. 35,а), а емкостная связь, наоборот, — повышение этой частоты. Если же имеется и индуктивная и емкостная связь, то собственная частота колебаний может вначале возрастать, а затем падать с ростом n (рис. 35,б). Может быть и обратная зависимость.

Из кривых рис. 35 видно, что хотя взаимные связи между резонаторами достаточно значительны, однако *частотное разделение видов колебаний* получается сравнительно небольшим, особенно при переходе к важнейшему виду колебаний $n = 0,5N$. Так, при собственной частоте одного резонатора $f_{рез} = f_0 \approx 10\,000$ мГц, различие между частотами на видах $n=3$ и $n=4$ имеет величину порядка 200 мГц, что составляет 2% от основной частоты. При большем числе резонаторов частотное разделение получается еще меньшим.

9. Близость частот колебаний разных видов еще не определяет полностью возможность возбуждения колебаний ненужных видов или возможность перескока частоты колебаний с одного вида на другой. Для этого необходимо выполнение определенных

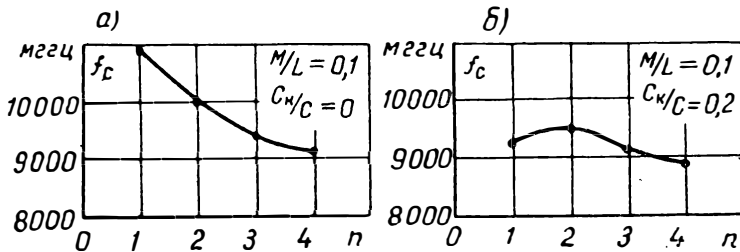


Рис. 9.35. Зависимость собственной частоты колебаний 8-резонаторного магнетрона от номера n вида колебаний ($f_c = 10\,000$ мГц).

фазовых условий самовозбуждения, вытекающих из принципа синхронизма. Практически такие условия могут иногда выполняться для нескольких видов колебаний. Если, кроме того, будет выполняться условие баланса амплитуд, то станет возможным возбуждение магнетрона на разных видах; будут, следовательно, возможны и перескоки частоты колебаний.

Как показывают теория и опыт, *устойчивость вида колебаний* $\psi_n = \pi$ оказывается тем более высокой, чем выше частотное разделение Δf_c колебаний вида π по отношению к колебаниям смежных видов. В этом смысле желательно иметь частотное разделение $\Delta f_c > (0,03 \div 0,05) f_c$, особенно при высокой добротности магнетрона. Большее разделение частот достигается посредством *связок*, т. е. путем дополнительного электрического связывания точек различных сегментов анодного блока, обладающих одинаковым потенциалом при колебаниях вида π (рис. 36). В качестве связок используются латунные кольца (или полукольца) прямоугольного (иногда круглого) сечения, укладываемые в кольцевые пазы, выточенные в сегментах со стороны одного или обоих торцов анодного блока. На рис. 36,а изображены связки *ступенчатого типа*, а на рис. 36,б — связки *двойного кольцевого типа* (этот тип связок весьма распространен). Жирными точками на рис. 36 отмечены точки сегментов анодного

блока, к которым присоединяются связи. От остальных точек анодного блока (и между собой) связи изолированы.

Эффект введения связей двойного кольцевого типа иллюстрируется представленными на рис. 37 кривыми зависимости собственной длины волны магнетрона от номера вида колебаний. Как видно, введение связей привело к существенному частотному разделению видов колебаний.

10. В диапазоне сантиметровых волн связи нельзя представлять в качестве короткозамыкающих перемычек, а можно рассматривать в виде отрезков длинных линий. При колебаниях

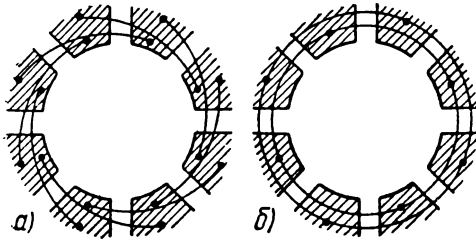


Рис. 9.36. Схематическое изображение связей анодного блока:

а) — ступенчатые связи; б) — двойные кольцевые связи.

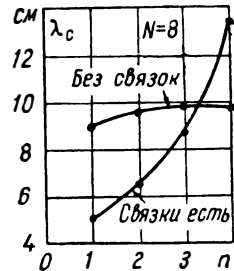


Рис. 9.37. Влияние связей на частотное разделение видов колебаний.

вида π связи соединяют эквипотенциальные точки анодного блока, причем одна из кольцевых связей присоединяется к одним сегментам анодного блока (через один), а другая — к другим (рис. 36,б). Потенциалы двух противостоящих друг другу точек, расположенных на различных связках, находятся при колебаниях вида π в противофазе, что обуславливает протекание значительных емкостных токов между связками. Благодаря этому связи вводят в колебательную систему резонаторов значительную емкость, которая приводит к понижению собственной частоты каждого резонатора и всей системы в целом (рис. 37). При колебаниях другого вида точки присоединения связей к сегментам уже оказываются не эквипотенциальными, что обуславливает протекание тока вдоль связей. Каждая связка ведет себя уже не как емкость, а как индуктивность, подключаемая как бы параллельно контуру, эквивалентному резонатору. Это приводит к понижению эквивалентной индуктивности резонатора и, следовательно, к повышению собственной частоты резонатора и всей системы в целом. Индуктивное действие связей хорошо проявляется на рис. 37: собственная длина волны системы со связками уже при $n=3$ не превышает длину волны системы без связей при любом n ; при $n < 3$ длина волны системы со связками еще более понижается.

Эффект действия связей можно повысить путем введения разрывов в систему связей таким образом, чтобы в отношении

колебаний вида π система оставалась *симметричной*, а в отношении колебаний других видов — *несимметричной*. Такое мероприятие иногда устраняет полностью возможность возбуждения магнетрона на колебаниях вида $n < 0,5N$.

11. Применение связей при очень коротких волнах генерируемых колебаний встречает технические трудности, обусловленные весьма малыми конструктивными размерами резонаторов и анодного блока при $\lambda_r < 3$ см. В этом случае для частотного разделения видов колебаний применяют *разнорезонаторные системы*. Более широкое применение находят *разносекторные резонаторы* (см. рис. 10,2). Чем сильнее разнятся между собой размеры большого и малого секторов, тем большим становится частотное разделение видов колебаний. Применение разнорезонаторных систем основано на известном свойстве связанных контуров. Именно, частотное разделение частот связи связанных контуров получается тем большим, чем больше разница между собственными частотами контуров. Это положение хорошо подтверждается данными измерений собственных частот разносекторных резонаторов. Применяя разносекторные резонаторы с отношением линейных размеров, равным 1,8, можно получить относительный «разнос» собственных частот при $n = 9$ и $n = 8$ ($N = 18$) порядка 15%, что должно рассматриваться как отличный результат.

При надлежащей конструкции анодного блока (связки, тип резонаторов) и правильно установленном режиме питания магнетрона можно добиться достаточной устойчивости колебаний вида π как в режиме непрерывной генерации, так и в импульсном режиме. Основное внимание при эксплуатации магнетрона должно быть обращено на установление нужной *величины* и *формы* импульса анодного напряжения магнетрона.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

64. Изменяется ли структура поля при перескоке частоты генерации?

65. При каком виде колебаний пороговое напряжение является наименьшим?

66. Является ли выполнение условия синхронизма необходимым и достаточным для самовозбуждения магнетрона?

67. В чем заключаются достоинства колебаний вида π ?

68. Предпочтительнее ли в отношении стабилизации колебаний вида π иметь более высокую или более низкую добротность нагруженного магнетрона?

69. Оценить длительность установления колебаний в магнетроне 3-сантиметрового диапазона при самовозбуждении.

О т в е т. $t_{\text{возб}} \approx 0,01$ мксек.

70. Может ли *рабочее* напряжение при колебаниях вида π превышать пороговое напряжение при колебаниях других видов?

71. Какими средствами стабилизируется вид колебаний магнетрона при работе в режиме непрерывной генерации?

72. Допустима ли очень малая длительность фронта импульса анодного напряжения магнетрона при вполне стабилизированном напряжении импульса?

О т в е т. Допустима.

73. Почему недопустима чрезмерная крутизна фронта импульса анодного напряжения магнетрона, питаемого от формирующей линии, и почему нежелательна очень низкая крутизна этого фронта?

О т в е т. В первом случае возможен «проскок» нужного вида колебаний, а во втором — последовательное возбуждение на других видах.

74. За счет чего получается запаздывание в генерации магнетрона относительно начала действия импульса анодного напряжения?

75. Установить требования к формирующей искусственной линии, питающей магнетрон типа 725-А, работающий при индукции $B_0 = 5600$ гс, если рабочий ток магнетрона $I_a = 12$ а. Данные магнетрона: $\lambda_r = 3,2$ см, $N = 12$, $r_a = 0,26$ см, $r_k = 0,13$ см.

У к а з а н и е. Вычислить *рабочее напряжение* по формуле (28).

О т в е т. $U_{зар} = 25$ кВ; $W_{л} = R_{м0} = 1000$ ом; длительность фронта модулирующего импульса не должна быть меньше 0,01 мксек.

76. Чем обусловлено существование низших синхронных скоростей в магнетроне? У к а з а н и е. См. п. 7 данного параграфа.

77. За счет чего на фронте импульса анодного напряжения иногда возникает паразитная («шумовая») генерация? Какими средствами можно устранить такую генерацию? (См. п. 7 данного параграфа).

78. Требуется ли осуществлять высокое частотное разделение видов колебаний при низкой добротности нагруженного магнетрона?

79. Какими техническими средствами осуществляется повышение частотного разделения видов колебаний?

80. Повышается или понижается собственная частота колебаний отдельного резонатора (и всей системы в целом) от введения связей?

О т в е т. Для колебаний вида π — понижается, а для колебаний остальных видов — повышается. Почему?

81. Согласно формуле (10), введение связей как будто бы должно понизить частотное разделение видов колебаний, поскольку степень емкостной связи (C_k/C) понижается (емкость C резонатора на колебаниях вида π повышается при введении связей). Объясните, почему все же введение связей приводит к повышению частотного разделения видов колебаний?

§ 9. К. П. Д. И РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНЕТРОНА

Электронный к. п. д. магнетрона. — Формулы электронного к. п. д. — Нагрузочный к. п. д. — Рабочие (вольтаперные) характеристики магнетрона. — Дифференциальные и среднее (рабочее) сопоставление магнетрона. — Линии постоянной мощности, постоянного к. п. д. и постоянной частоты на рабочих характеристиках. — Практический диапазон (область) рабочих характеристик. — Особенности хода рабочих характеристик. — Технические задачи, решаемые с помощью рабочих характеристик. — Зависимость нагрузочной мощности от рабочего тока. — Вопросы и задачи.

1. Многорезонаторный магнетрон представляет собой генераторный прибор, используемый для генерации колебаний *большой мощности*. Поэтому эффективность работы магнетрона имеет большое практическое значение.

Рассмотрим раньше *электронный к. п. д.* (η_e) магнетрона.

Суммарная *мощность, расходуемая питающим источником* анодного напряжения, полностью определяется анодным (рабочим) током I_a магнетрона и его анодным напряжением: $P_0 = U_a I_a$.

Обозначим через P_a *мощность рассеяния энергии на аноде магнетрона* (из-за его бомбардировки электронами). Тогда разность $P_0 - P_a$ представляет мощность передачи энергии «полезными» электронами ВЧ полю в процессе взаимодействия. Некоторую часть энергии поле возвращает обратно электронному потоку при взаимодействии с «вредными» электронами. С этим

процессом связана *мощность* $P_{\text{кат}}$ *рассеяния энергии на катоде магнетрона* (из-за его бомбардировки электронами).

Таким образом, результирующая электронная мощность передачи энергии электронным потоком ВЧ полю, равна:

$$P_{\text{э}} = U_{\text{а}} I_{\text{а}} - P_{\text{а}} - P_{\text{кат}}.$$

Отсюда электронный к. п. д. выражается соотношением:

$$\eta_{\text{э}} = \frac{P_{\text{э}}}{P_0} = 1 - \frac{P_{\text{а}} + P_{\text{кат}}}{U_{\text{а}} I_{\text{а}}}. \quad (9.33)$$

К сожалению, вычисление мощностей $P_{\text{а}}$ и, особенно, $P_{\text{кат}}$ сопряжено с большими трудностями. Поэтому при вычислении $\eta_{\text{э}}$ пренебрегают составляющей мощности $P_{\text{кат}}$, которая обычно значительно меньше мощности $P_{\text{а}}$, а относительную величину мощности $P_{\text{а}}/P_0$ оценивают приближенно.

Принимая $P_{\text{кат}} \cong 0$, можно не рассматривать вовсе «вредные» электроны. Каждый же «полезный» электрон достигает анода, отнимая при этом от постоянного поля энергию $W_0 = e_0 U_{\text{а}}$. Обозначим через $v_{\text{а}}$ скорость электрона при достижении им анода. Энергия $W_{\text{а}}$, передаваемая электроном аноду при соударении, должна быть равна кинетической энергии электрона, т. е. $W_{\text{а}} = 0,5 m_0 v_{\text{а}}^2$. Отсюда относительная величина энергии (мощности) потерь и электронный к. п. д. выражаются соотношениями:

$$\frac{W_{\text{а}}}{W_0} = \frac{P_{\text{а}}}{P_0} = \frac{0,5 m_0 v_{\text{а}}^2}{e_0 U_{\text{а}}}; \quad \eta_{\text{э}} \cong 1 - \frac{0,5 m_0 v_{\text{а}}^2}{e_0 U_{\text{а}}}. \quad (9.34)$$

Скорость $v_{\text{а}}$ разных электронов при достижении ими анода различна. Нас интересует *средняя величина* этой скорости (усредненная по электронному потоку). Скорость электронов определяется их касательным и радиальным перемещением. Если, в первом приближении, пренебречь радиальной составляющей скорости электронов, то в качестве среднего значения скорости $v_{\text{а}}$ можно принять *переносную синхронную скорость* электронов у поверхности анода. Согласно формуле (18), с учетом $\rho = r_{\text{а}}$ (для колебаний вида π), будем иметь:

$$(v_{\text{а}})_{\text{ср}} \cong V_{\text{синхр}} = r_{\text{а}} \frac{\omega_{\text{г}}}{0,5N} = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10} r_{\text{а}}}{0,5N\lambda_{\text{г}}}. \quad (9.35)$$

Подставляя это значение в равенство (34), получим

$$\eta_{\text{э}} = 1 - \frac{41 \cdot 10^8}{U_{\text{а}}} \left(\frac{r_{\text{а}}}{N\lambda_{\text{г}}} \right)^2. \quad (9.36)$$

Формула (36) дает сильно завышенное значение электронного к. п. д. (так как мы пренебрегли мощностью $P_{\text{кат}}$ и не учли

радиальной составляющей скорости). Однако она интересна в том отношении, что дает ясное указание на зависимость к. п. д. от анодного напряжения.

В. Ф. Коваленко [6] приводит более точную, но, естественно, более сложную формулу:

$$\eta_g = 1 - \frac{1}{U_a} \left[\left(\frac{2900 I_a N B_0 (r_a - r_k)^4}{h_a r_a^2 \sqrt{U_a}} \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{8,08 \cdot 107 r_a^2}{(N \lambda_r + \frac{21300}{B_0})^2} \right]. \quad (9.37)$$

Здесь h_a (высота анодного блока), r_a , r_k и λ_r — выражены в сантиметрах; B_0 — в гауссах, U_a — в вольтах, I_a — в амперах.

2. Знание электронного к. п. д. имеет большое значение при конструировании магнетронов. При эксплуатации же магнетронов основное значение имеет не электронный к. п. д., а *нагрузочный (рабочий) к. п. д.* η_r , учитывающий также потери энергии в резонаторах и других элементах магнетрона. *Под нагрузочным к. п. д. магнетрона понимают отношение мощности, передаваемой полезной нагрузке, к мощности питающего источника:*

$$\eta_r = \frac{P_{\text{нагр}}}{P_0} = \frac{P_{\text{нагр}}}{U_a I_a}. \quad (9.38)$$

Величина η_r определяется экспериментально путем непосредственного измерения величин: $P_{\text{нагр}}$, U_a и I_a .

3. При эксплуатации магнетронов важное значение имеют *рабочие характеристики* магнетронов, снимаемые экспериментально.

Под рабочими характеристиками понимают семейство вольт-амперных характеристик $U_a = F_a(I_a)$, выражающих зависимость анодного напряжения магнетрона от величины его анодного (рабочего) тока I_a при различных магнитных индукциях $B_0 = \text{const}$ (рис. 38). Характеристики снимаются в установившемся режиме генерации колебаний вида π при работе магнетрона на активную согласованную нагрузку. Под согласованной нагрузкой понимается такая нагрузка, которая согласована с энергоотводящим устройством магнетрона (волноводом, коаксиальным фидером) и определяет установленную величину добротности нагруженного магнетрона.*

4. В области достаточно малых напряжений (малых токов) вольт-амперные характеристики, соответствующие различным B_0 ,

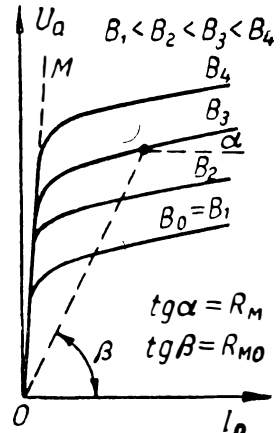


Рис. 9.38. Вольт-амперные характеристики магнетрона.

* При импульсном режиме работы характеристики снимаются по данным измерений, относящихся к плоской части генерируемых радиоимпульсов.

практически сливаются вместе и следуют вдоль прямой OM , наклоненной под весьма малым углом к оси ординат. Точки пересечения рабочих характеристик с прямой OM соответствуют напряжениям, близким к пороговым напряжениям ($U_{\text{пор}}$). Поэтому линия OM может быть названа *линией пороговых напряжений*.

В области допорогового напряжения ток магнетрона практически отсутствует. При небольшом же превышении напряжения U_a над $U_{\text{пор}}$ рабочий ток магнетрона быстро возрастает. Это определяет весьма небольшую величину *дифференциального сопротивления* магнетрона в области $U_a > U_{\text{пор}}$ (рис. 38):

$$R_{\text{м}} = \frac{dU_a}{dI_a} = \text{tg } \alpha. \quad (9.39)$$

Дифференциальное сопротивление магнетрона имеет величину порядка сотен или даже десятков ом (в зависимости от мощности магнетрона). При расчете питающих источников анодного напряжения магнетрон часто характеризуется *средним (рабочим) сопротивлением* (рис. 38):

$$(R_{\text{м}})_{\text{ср}} = R_{\text{м}0} = \frac{U_a}{I_a} = \text{tg } \beta. \quad (9.40)$$

Среднее сопротивление магнетрона значительно (в 10–15 раз) больше дифференциального сопротивления и имеет величину порядка тысяч или сотен ом (в зависимости от мощности магнетрона).

Вольтамперные характеристики, соответствующие различным B_0 , почти параллельны друг другу, причем при $I_a = \text{const}$ одинаковым приращениям ΔB_0 соответствуют почти одинаковые приращения анодного напряжения. Это обусловлено почти линейной зависимостью *порогового напряжения* от индукции [см. формулу (24) и рис. 30] и линейной зависимостью *рабочего напряжения* от индукции [см. формулу (28)].

5. При снятии экспериментальным путем рабочих характеристик в каждой точке обычно измеряется частота генерируемых колебаний (f_r) и мощность ($P_{\text{нагр}}$), передаваемая нагрузочному элементу. Последнее позволяет вычислить в каждой точке нагрузочный к. п. д. магнетрона (η_r) по формуле (38). Соединяя затем точки характеристик, в которых $P_{\text{нагр}} = \text{const}$, строится семейство *линий постоянной мощности* (рис. 39). Аналогично строится семейство линий, представляющих собой геометрические места точек вольтамперных характеристик, в которых соответственно $\eta_r = \text{const}$ (*линии к. п. д.*) и $f_r = \text{const}$ (*линии постоянной частоты*). Вместо f_r на характеристиках обычно отмечается отклонение (Δf) частоты генерации от некоторой «номинальной» частоты f_{r0} , выбираемой условно. Совокупность всех указанных линий образует рабочие характеристики магнетрона. Типовые рабочие ха-

рактические характеристики магнетрона представлены на рис. 39, где для большей наглядности линии $\Delta f = \text{const}$ построены отдельно.

6. Рабочие характеристики снимаются обычно в определенных пределах рабочих токов и напряжений, соответствующих *практическому диапазону* работы магнетрона.

Снизу характеристики ограничены минимальным напряжением $(U_a)_{\text{мин}}$ и индукцией $(B_0)_{\text{мин}}$, ниже которых генерация отсутствует [см. рис. 30 и формулы (25), (26)], так как перестает выполняться условие синхронизма. Однако еще до этого (на рис. 39 ниже $B_0 =$

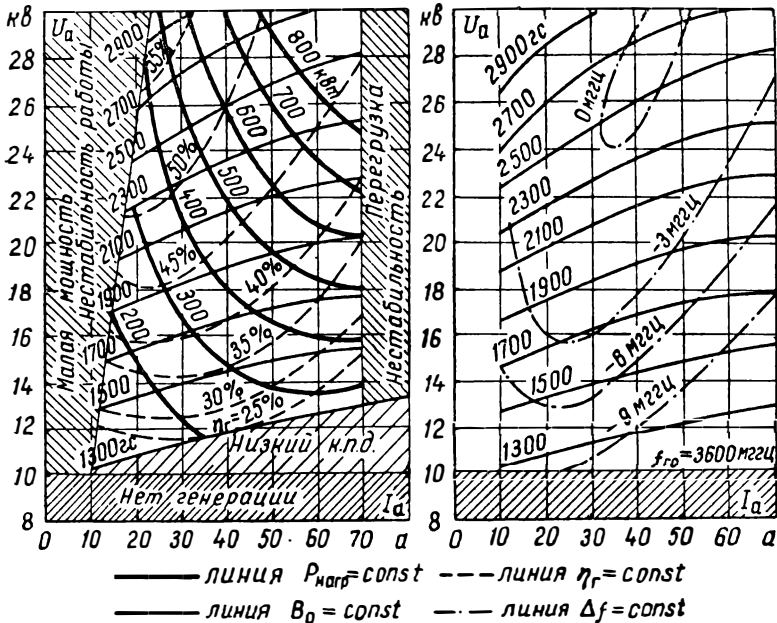


Рис. 9.39. Рабочие характеристики импульсного магнетрона типа 4J39.

$= 1300 \text{ Гц}$) характеристики не снимаются, так как в этой области нагрузочный к. п. д. низок. *Левая граница* характеристик определена тем, что вблизи пороговых напряжений генерируемая мощность очень низка; кроме того, в этой области генерация оказывается неустойчивой. *Сверху* характеристики ограничены предельно допустимыми рабочими напряжениями или же техническими возможностями создания нужной магнитной индукции. Последнее ограничение сильно проявляется при работе на волнах $\lambda_r \leq 3 \text{ см}$. *Справа*, в области больших токов, характеристики лимитируются, с одной стороны, перегрузкой катода и, с другой стороны, нестабильностью работы магнетрона (при импульсном режиме наблюдаются перескоки частоты).

7. Рассмотрим особенности характеристик магнетрона (рис. *39), предназначенного для импульсного режима работы.

Пусть $B_0 = \text{const}$ и путем повышения напряжения U_a достигается увеличение анодного тока. При этом, естественно, возрастает мощность $P_{\text{нагр}}$, однако рабочий к. п. д. падает. Такой ход характеристик объясняется тем, что с возрастанием U_a при $B_0 = \text{const}$ увеличивается отношение U_a/B_0^2 и, следовательно, уменьшается число петлеобразных циклов, совершаемых электронами до достижения ими анода. Это (см. § 6, п. 7) приводит к возрастанию мощности P_a , рассеиваемой на аноде магнетрона. Несколько изменяется ход характеристик в области малых токов, когда, начиная с некоторого значения U_a и уменьшения этого напряжения (например, при $B_0 = 1700 \text{ гс}$ и $U_a < 16 \text{ кВ}$), к. п. д. уменьшается. Такой ход характеристик в рассматриваемой области ($U_{\text{пор}} < U_a < U_{\text{раб}}$) объясняется, по видимому, тем, что в этой области амплитуда колебаний поля относительно мала и механизм фазовой фокусировки и, особенно, селекции электронов еще не проявляются достаточно интенсивно. Это вызывает относительное возрастание мощности $P_{\text{кат}}$, рассеиваемой на катоде магнетрона*.

Рассмотрим теперь ход характеристик при $I_a = \text{const}$. Пусть соответствующим изменением индукции B_0 и напряжения U_a изображающая точка перемещается вверх, например, при $I_a = 30 \text{ а}$. При этом, естественно, возрастает мощность $P_{\text{нагр}}$. Мы замечаем, что к. п. д. также возрастает: вначале весьма интенсивно, а затем медленнее. Это явление уже рассматривалось в § 6 п. 7 (см. рис. 22).

Замедление роста к. п. д. с повышением U_a и B_0 делает нецелесообразной работу при чрезмерно высоких напряжениях. Действительно, при этом, с одной стороны, возрастают технологические трудности производства и понижается надежность эксплуатации. С другой стороны, возрастают технические трудности создания магнитного поля высокой индукции (особенно для магнетронов с малой длиной волны, где B_0 велико).

Характеристики, соответствующие неизменной мощности, передаваемой в нагрузку, должны удовлетворять уравнению $P_{\text{нагр}} = \eta_r U_a I_a = \text{const}$. Если бы к. п. д. оставался неизменным, то линии постоянной мощности должны были бы представлять собой правильные *гиперболы*. Однако к. п. д. не остается постоянным. Это вызывает некоторое искажение гипербол: их ветви несколько прижимаются к осям гипербол (особенно снизу).

8. Интересной является зависимость частоты генерации от режима работы. Пусть, например, $B_0 = 1700 \text{ гс} = \text{const}$ и путем повышения напряжения U_a увеличивается ток и мощность колебаний. Как видно из рис. 39, вначале, с возрастанием тока, ча-

* Дополнительные соображения, поясняющие зависимость η_r от U_a приводятся в § 10.

стота генерируемых колебаний довольно быстро увеличивается (при изменении тока от 10 до 25 *a* частота возрастает на $6 - 3 = 3$ *мгц*). При дальнейшем возрастании тока частота колебаний начинает несколько более медленно падать (при изменении тока от 25 *a* до 70 *a* — приблизительно на 5 *мгц*). Это важное явление, известное под названием *электронного смещения частоты*, рассматривается в следующем параграфе.

9. Рабочие характеристики представляют важнейшую техническую документацию магнетрона. Они широко используются на практике при выборе режима работы магнетрона.

Пусть, например (рис. 39) индукция магнетрона $B_0 = 2000$ *гс*, и требуется установить рабочее напряжение U_a , позволяющее получить мощность в нагрузке $P_{\text{нагр}} = 400$ *квт*. Интерполируя линию постоянной мощности $P_{\text{нагр}} = 400$ *квт* между вольтамперными характеристиками для $B_0 = 1900$ *гс* и 2100 *гс*, найдем точку, определяющую режим работы:

$$U_a \cong 20,5 \text{ кв}; I_a \cong 45 \text{ а}; f_r \cong 3598 \text{ мгц}.$$

Отсюда нетрудно по формуле (38) вычислить нагрузочный к. п. д.: $\eta_r \cong 43\%$.

Легко также найти режим, позволяющий получить от заданного магнетрона *наибольшую мощность* в нагрузке. Для рассмотренного выше примера наибольшая мощность, порядка 640 *квт*, получается при $U_a = 21$ *кв* и $I_a = 70$ *а*. Получение большей мощности недопустимо из-за перегрузки катода магнетрона. В выбранном режиме нагрузочный к. п. д. уменьшается до $\sim 37\%$ (вместо 43%). Это указывает на неэкономичность работы при чрезмерно больших токах, что следует учитывать в практике эксплуатации. В рассматриваемом случае мощность в 640 *квт* можно получить при к. п. д., близком к 50% , но для этого требуется работать при индукции $B_0 = 2500$ *гс* и значительно более высоком напряжении U_a .

Интересно отметить, что при возрастании (в рассмотренном выше примере) напряжения с 20,5 *кв* до 21 *кв* ($B_0 = 2000$ *гс*) рабочий ток возрастет на 25 *а*. Это определяет дифференциальное сопротивление магнетрона $R_{m\omega} \cong 20$ *ом*.

10. По данным рабочих характеристик магнетрона (рис. 39) можно построить зависимость мощности, передаваемой нагрузке, от величины анодного тока магнетрона. Такая зависимость для различных индукций B_0 представлена на рис. 40. Как видно, зависимость $P_{\text{нагр}} = F_p(I_a)$ близка к линейной.

На первый взгляд, необычный (близкий к линейному) закон изменения $F_p(I_a)$ может быть объяснен следующими соображениями. Анодный ток образуется только благоприятно взаимодействующими электронами, достигающими анода. Каждый электрон, достигающий анода, отнимает у постоянного поля определенное

количество энергии, равное $e_0 U_a$. Если бы величина тока I_a совершенно не зависела от U_a , то можно было бы считать, что энергия, передаваемая постоянным полем электронному потоку, в точности пропорциональна току I_a . В действительности же увеличение тока требует некоторого возрастания напряжения U_a , правда, весьма незначительного. По этой причине энергия, передаваемая постоянным полем электронному потоку, возрастает несколько быстрее возрастания анодного тока.

С другой стороны, каждый электрон, попадая на анод, передает ему часть запасенной энергии, а остальную часть — передает ВЧ полю. Следовательно, если бы к. п. д. генерации оставался неизменным, то мощность $P_{\text{нагр}}$ должна была бы быть пропорциональной току I_a или, точнее, возрастая несколько быстрее.

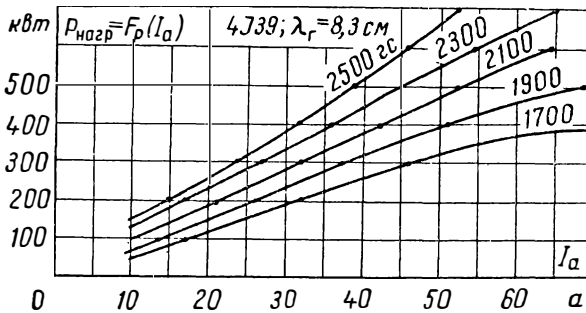


Рис. 9.40. Зависимость нагрузочной мощности от анодного (рабочего) тока магнетрона.

чем по линейному закону (за счет небольшого возрастания напряжения U_a). Но так как с возрастанием анодного тока к. п. д. несколько падает, то это компенсирует в некоторой степени фактор, вызывающий более быстрый рост мощности. В результате зависимость $F_p(I_a)$ весьма близка к линейной. Это обстоятельство является весьма интересным, так как оно показывает, что каждый «полезный» электрон передает полю приблизительно одинаковое относительное количество энергии в довольно широком диапазоне изменений анодного тока (при $B_0 = \text{const}$).

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

82. Почему формула (36) дает завышенное значение электронного к. п. д.?

83. Вычислить по приближенной и более точной формулам электронный к. п. д. магнетрона типа 725-А, работающего в следующем режиме: $B_0 = 5400 \text{ Гс}$, $I_a = 10 \text{ а}$, $U_a = 12 \text{ кв}$. Основные параметры магнетрона: $r_k = 0,13 \text{ см}$, $r_a = 0,259 \text{ см}$, $h_a = 0,635 \text{ см}$, $\lambda_r = 3,2 \text{ см}$, $N = 12$.

О т в е т. Приблизленно: $\eta_0 = 85\%$; более точно: $\eta_0 = 56\%$; экспериментально: $\eta_0 = 56\%$.

84. Почему нагрузочный к. п. д. более низок, чем электронный к. п. д.?

85. Дайте определение характеристики, выражаемой линией постоянной мощности (см. рис. 39).

86. Пользуясь рабочими характеристиками (рис. 39), постройте зависимость $U_a = F_U(B_0)$ при $I_a = \text{const}$ и оцените постоянство отношения U_a/B_0 .

87. Чем объясняется падение нагрузочного к. п. д. с ростом анодного напряжения при $B_0 = \text{const}$ (см. рис. 39)?

88. Чем объясняется вначале более быстрый, а затем более медленный рост нагрузочного к. п. д. магнетрона с возрастанием U_a при $I_a = \text{const}$?

89. Пользуясь рабочими характеристиками (рис. 39), установите режим работы (и вычислите к. п. д.), позволяющий получить мощность $P_{\text{нагр}} = 350 \text{ кВт}$ при $B_0 = 1700 \text{ гс}$.

Ответ. $I_a = 57 \text{ а}$, $U_a = 17,2 \text{ кВ}$, $\eta_r = 36\%$.

90. Каким образом следует изменить режим работы магнетрона для условий задачи 89, чтобы можно было получить ту же мощность при $\eta_r = 48\%$?

Ответ. $B_0 = 2300 \text{ гс}$, $U_a = 22,8 \text{ кВ}$, $I_a = 32 \text{ а}$.

91. Определить среднее и дифференциальное (в рабочей точке) сопротивление магнетрона (рис. 39) при $B_0 = 1900 \text{ гс}$ и $U_a = 20 \text{ кВ}$.

Ответ. $R_{\text{мо}} \approx 333 \text{ ом}$; $R_{\text{м-}} \approx 40 \text{ ом}$.

92. Оценить среднее сопротивление магнетрона, рассмотренного в задаче 91, при $U_a = U_{\text{пор}} = 17 \text{ кВ}$.

Ответ. $R_{\text{мо}} \approx 1700 \text{ ом}$.

93. Для питания импульсного магнетрона типа 4J39 (рис. 39) используется искусственная линия, заряжаемая до напряжения $U_{\text{зар}} = 46 \text{ кВ}$. Каковы должны быть сопротивление линии и ее импульсная мощность, если индукция $B_0 = 2300 \text{ гс}$?

Ответ. $R_{\text{мо}} = W_{\text{л}} = 700 \text{ ом}$; $P_{\text{н}} = 760 \text{ кВт}$.

94. Определить частоту генерации магнетрона 4J39 (рис. 39) при $B_0 = 2100 \text{ гс}$ и $I_a = 60 \text{ а}$.

Ответ. $f_r = 3596 \text{ мггц}$.

95. Чем объясняется близкая к линейной зависимость мощности, передаваемой нагрузке, от анодного тока?

§ 10. ЭЛЕКТРОННОЕ СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТЫ

Явление электронного смещения частоты. — Характеристика и коэффициент электронного смещения частоты. — Типовые характеристики электронного смещения частоты. Паразитная частотная модуляция, вызванная электронным смещением частоты. — Расширение и искажение спектра генерируемого импульса. — Возбуждение колебаний с частотой, равной собственной частоте резонаторной системы при синфазном вращении электронных спиц. — Динамическая собственная частота резонаторной системы магнетрона. — Влияние анодного тока на динамическую собственную частоту колебаний. — Связь между углом рассогласования синфазности, реактивной составляющей тока системы и изменением частоты генерации. — Влияние изменения динамической собственной частоты колебаний на вид характеристики электронного смещения частоты. — Влияние рассогласования синфазности на дополнительную (среднюю) радиальную напряженность электрического поля. — Физическая картина процесса электронного смещения частоты. — Вопросы и задачи.

1. При экспериментальном исследовании магнетронов было установлено, что если при $B_0 = \text{const}$ путем изменения анодного напряжения изменять анодный ток магнетрона, то даже при неизменной и не зависящей от частоты активной нагрузке происходит изменение частоты генерации.

Изменение частоты f_r генерации магнетрона (при неизменной температуре анодного блока, $B_0 = \text{const}$ и не зависящей от частоты нагрузке) с изменением анодного тока I_a магнетрона называется электронным смещением частоты. Зависимость

частоты f_r или изменения этой частоты (Δf) от тока I_a , т. е. зависимость $\Delta f = \Phi(I_a)$ называется *характеристикой электронного смещения частоты*.

Характеристики электронного смещения частоты имеют вид, показанный на рис. 41. Изменение частоты Δf отсчитывается, обычно, от некоторой произвольно выбранной частоты f_{r0} . По причинам, изложенным ниже, мы в качестве частоты f_{r0} примем ту частоту, которая получается при $I_a \rightarrow 0$, т. е. при возбуждении магнетрона напряжением U_a , близким к пороговому значению. Из представленных на рис. 41 кривых видно, что с возрастанием

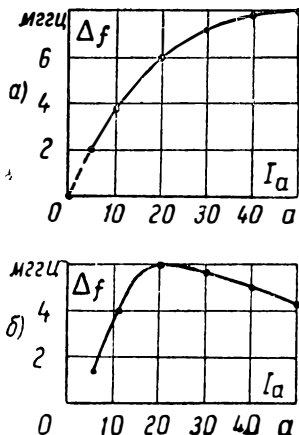


Рис. 9.41. Кривые электронного смещения частоты ($f_r = 3600$ мггц).

анодного тока частота колебаний либо *монотонно* нарастает, либо же, начиная с некоторого значения I_a , несколько падает. У некоторых магнетронов характеристика электронного смещения частоты имеет более сложный вид.

Электронное смещение частоты обычно характеризуется *коэффициентом K_c электронного смещения частоты*. Коэффициент K_c выражает скорость изменения частоты с изменением рабочего тока:

$$K_c = \frac{df_r}{dI_a} = \frac{d}{dI_a} (\Delta f). \quad (9.41)$$

Коэффициент K_c измеряется в *мегагерцах на 1 ампер*.

Коэффициент K_c может принимать как положительное, так и отрицательное значения. Вначале, при малых токах, величина $K_c > 0$ и велика (рис. 41). Далее величина K_c падает, стремясь к нулю, а затем может изменить знак. Обычно на падающем участке абсолютная величина K_c меньше, чем на участке, где $K_c > 0$.

Обращаясь к рабочим характеристикам, представленным на рис. 39 ($f_r \approx 3600$ мггц), можно увидеть, что даже наибольшее изменение частоты, соответствующее максимальному изменению анодного тока (при $V_0 = \text{const}$), в рассматриваемом случае не превосходит $(\Delta f)_{\text{макс}} 6$ мггц, что составляет менее 0,2% от рабочей частоты магнетрона. Коэффициент электронного смещения частоты здесь изменяется в пределах от $+0,5$ мггц/а до $-0,1$ мггц/а. Эти числа дают представление лишь о порядке величины K_c , которая, в зависимости от типа магнетрона и других факторов, изменяется в широких пределах.

2. Несмотря на то, что даже максимальное изменение частоты имеет величину порядка десятых долей процента, явление электронного смещения частоты имеет существенное практическое значение, особенно при импульсном режиме работы.

При импульсном режиме работы анодное напряжение $u_a(t)$ магнетрона (*модулирующее напряжение*) представляет собой периодически повторяющиеся импульсы с формой, близкой к прямоугольной (рис. 33). При этом, независимо от длительности фронта модулирующих импульсов, из-за технических трудностей формирования таких импульсов не удается достигнуть *постоянства* величины напряжения на плоской (рабочей) части импульсов. В зависимости от способа создания модулирующих импульсов на их плоской части либо образуются колебания, либо же получается некоторое монотонное снижение импульсного напряжения (рис. 42). В некоторых случаях могут иметь место и колебания и снижение величины напряжения импульса. Вследствие особенностей вольтамперных характеристик магнетронов (рис. 38) даже незначительное изменение напряжения u_a вызывает существенное изменение анодного тока магнетрона. Это, с одной стороны, приводит к изменению генерируемой мощности P , с другой сто-

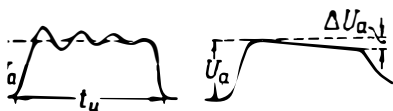


Рис. 9.42. Форма модулирующих импульсов напряжения.

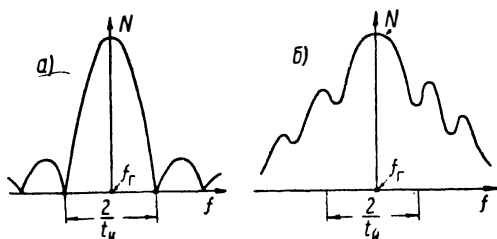


Рис. 9.43. Спектры высокочастотных импульсов, генерируемых магнетроном.

роны, к изменению частоты колебаний в течение времени существования импульса. Другими словами, при импульсной амплитудной модуляции магнетрона импульсами не строго прямоугольной формы происходит «паразитная» частотная модуляция. Максимальная девиация частоты $(\Delta f)_{\text{макс}}$, вызванная частотной модуляцией, может быть оценена из характеристики электронного смещения частоты, если известны пределы изменения тока I_a .

Какое практическое значение имеет существование «паразитной» частотной модуляции?

При отсутствии частотной модуляции энергия генерируемого высокочастотного импульса распределяется в сравнительно узком спектре. Ширина основного лепестка такого спектра (рис. 43,а) имеет величину порядка $2/t_u$, где t_u — длительность импульса. Изменения ширины спектра, вызванные вариацией формы импульса (при $t_u = \text{const}$), очень незначительны. При наличии же частотной модуляции, характеризуемой девиацией частот $(\Delta f)_{\text{макс}}$, соизмеримой с величиной $2/t_u$, происходит значительное расширение спектра генерируемого импульса (рис. 43,б). Пусть, например, девиация частоты, вызванная частотной модуляцией, равна 5 мГц, а длительность рабочего импульса составляет $t_u = 2$ мксек, откуда $2/t_u = 1$ мГц. В этом случае, как это можно показать, ширина спектра генерируемого импульса определяется частотой, а не

амплитудной модуляцией. Следовательно, спектр передаваемого сигнала расширяется с 1 мГц (при отсутствии частотной модуляции) до величины порядка 10 мГц (при наличии частотной модуляции). Это потребует существенного расширения полосы пропускания приемника импульсных сигналов, что нежелательно во многих отношениях. Поэтому принимаются специальные меры для стабилизации величины модулирующего импульса напряжения с целью уменьшения электронного смещения частоты.

3. Физическая сущность электронного смещения частоты еще не найдена достаточно полного и ясного освещения, находящегося в соответствии с известными фактами. В литературе встречаются противоречивые суждения по этому вопросу, не удовлетворяющие экспериментальным данным. Излагаемое ниже представляет собой несколько упрощенную (с целью большей наглядности) рабочую гипотезу сущности явления электронного смещения частоты, предложенную автором в 1952 году.

4. В п. 3 § 8 данной главы отмечалось, что при пороговом напряжении ($U_a = U_{\text{пор}}$) в магнетроне возбуждаются колебания частотой ω_r , равной собственной частоте ω_c колебательной системы магнетрона. С другой стороны, величина $U_{\text{пор}}$ представляет собой такое напряжение, при котором переносная угловая скорость $\Omega_n = \Omega_{\text{пор}}$ электронов равна синхронной угловой скорости $\Omega_{\text{синхр}}$, согласованной с частотой генерируемых колебаний. Поэтому, имея в виду колебания вида π , согласно формуле (17):

$$\Omega_{\text{синхр}} = \Omega_{\text{пор}} = \frac{\omega_r}{0,5N} = \frac{\omega_c}{0,5N}. \quad (9.42)$$

Такое положение вытекает из представления, что процесс самовозбуждения начинается под воздействием флюктуационных возмущений ничтожной интенсивности, ввиду чего для успешного развития процесса самовозбуждения необходимо существование наиболее благоприятных для этого условий. Наиболее же благоприятные условия взаимодействия электронного потока с полем получаются при *синфазном* вращении электронных спиц. С другой стороны, именно синфазность вращения электронных спиц, как это было показано (рис. 28 и 29), обуславливает генерацию колебаний частотой, равной собственной частоте колебательной системы. В самом деле, только в этом случае наведенный в резонаторах ток не содержит реактивных составляющих. Следовательно, при генерации на собственной частоте системы удовлетворяется баланс «питающего» наведенного тока и токов колебательной системы (рис. 29)*.

* Тот факт, что при напряжении $U_a = U_{\text{пор}}$ генерация происходит на частоте, близкой к собственной частоте колебательной системы, т. е. при наиболее благоприятных условиях возбуждения, находит косвенное подтверждение в том, что при $U_a \approx U_{\text{пор}}$ к. п. д. генерации близок к максимальному (при любом заданном $B_0 = \text{const}$). Это иллюстрируется типовыми рабочими характеристиками магнетрона, приведенными на рис. 39. Следует оговорить, что мы не исключаем возможности возбуждения магнетрона при пороговом напряжении

5. Под собственной частотой колебательной системы магнетрона следует здесь понимать не *статическую* собственную частоту $\omega_{\text{стат}}$ резонаторной системы, которая рассматривалась в § 3 и § 4 данной главы, а *динамическую* собственную частоту колебаний ($\omega_{\text{д}}$), учитывающую влияние пространственного заряда. По мере повышения напряжения U_a возрастает пространственный заряд (увеличивается толщина $2r_{\text{ц}}$ слоя вращающегося заряда даже до возбуждения колебаний — см. рис. 32); это должно приводить к некоторому *уменьшению* собственной частоты колебаний резонаторной системы. При $U_a = U_{\text{пор}}$ собственная частота колебательной системы имеет некоторое динамическое значение $\omega_{\text{д}} = \omega_{\text{д, пор}} < \omega_{\text{стат}}$ и в соотношении (42) следует поэтому полагать $\omega_{\text{с}} = \omega_{\text{д, пор}}$.

С повышением напряжения $U_a > U_{\text{пор}}$ происходит увеличение анодного тока I_a и, соответственно, пространственного заряда магнетрона. Электронные спицы «утолщаются», и динамическая собственная частота системы несколько уменьшается. Однако попытка объяснения электронного смещения частоты только этим фактом не может быть признана удачной. Это вытекает хотя бы из того (рис. 41), что с увеличением тока I_a частота генерации вначале возрастает. Лишь при больших токах частота генерации иногда начинает снижаться с возрастанием анодного тока. *Но при достаточно большом анодном токе частота генерации начинает вновь нарастать (и при том весьма быстро) до перескока на новый вид колебаний.* Следовательно, другие физические обстоятельства влияют в значительной степени на явление электронного смещения частоты. Из этих соображений пренебрежем пока изменением динамической собственной частоты колебательной системы и будем, приближенно, полагать $\omega_{\text{д}} \cong \omega_{\text{д, пор}} = \text{const}$. Действительное же изменение величины $\omega_{\text{д}}$ будет нами впоследствии учтено дополнительно.

6. Каковы же главные черты физических процессов, которые должны сопровождать возрастание анодного тока I_a , вызванное увеличением анодного напряжения U_a ?

Для ответа на этот вопрос следует иметь в виду, что выполнение условия *синхронизма* безусловно является необходимым для поддержания колебаний в магнетроне. Что же касается *син-*

на частоте f_r , несколько меньшей f_c (при небольшом рассогласовании синфазности в сторону отставания электронных спиц). Возможно этим и следует объяснить некоторое повышение к. п. д. при $B_0 = \text{const}$ с повышением U_a (в области низких напряжений U_a , близких к $U_{\text{пор}}$). Однако из указанных выше соображений возбуждаемые при $U_{\text{пор}}$ колебания должны иметь частоту, очень близкую к собственной частоте системы. Ввиду этого, в дальнейшем, для упрощения рассуждений, принимаются соотношения (42).

фазности вращения спиц, то необходимость этого ни откуда не вытекает. Что же должно произойти, если по какой-либо причине нарушится синфазность вращения электронных спиц? Рассмотрим предварительно этот вопрос.

7. Пусть электронные спицы вращаются синхронно с частотой генерации, но не синфазно. Пусть, для определенности, спицы вращаются с *упреждением* (при согласованной активной нагрузке магнетрона этот случай представляет основной интерес). Это значит, что в момент, когда поле в щелях проходит через максимум ($E_{\sim} = E_m$) спицы занимают положение, схематически пока-

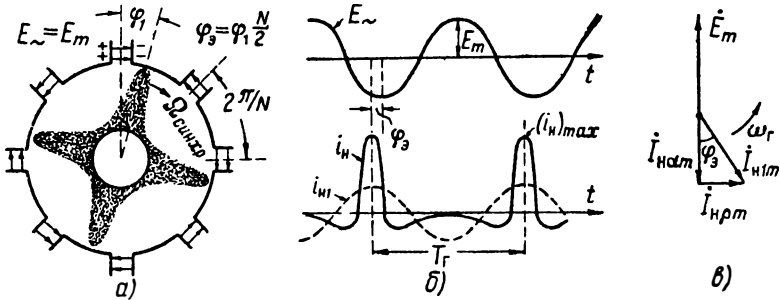


Рис. 9.44. Фазовые соотношения при нарушении синфазности вращения спиц.

занное на рис. 44,а. Здесь спица *упреждает* середину соответствующей щели на геометрический угол φ_1 , которому при колебаниях вида π соответствует электрический угол

$$\varphi_s = 0,5N\varphi_1. \quad (9.43)$$

Численный множитель выражения (43) обусловлен тем, что геометрическому углу $2\pi/N$ между смежными щелями при колебаниях вида π соответствует электрический угол π , ибо колебания в этих щелях находятся в противофазе.

Наводимый электронными спицей в щелях ток i_n всегда согласован с вращением спицы. Поэтому в рассматриваемом случае момент достижения наведенным током своего максимума упреждает момент прохождения через максимум поля на угол φ_s (рис. 44,б). По этой причине и первая гармоника i_{n1} наведенного тока сдвинута относительно напряженности E_{\sim} . Соответствующая векторная диаграмма представлена на рис. 44,в, где I_{nact} и I_{nrm} — активная и реактивная составляющие первой гармоники i_{n1m} наведенного тока. Величины составляющих наведенного тока удовлетворяют соотношению:

$$I_{nrm} : I_{nact} = \operatorname{tg} \varphi_s. \quad (9.44)$$

Этот результат не может остаться бесследным: он должен отразиться на изменении частоты генерации. К этому удобно прийти из рассмотрения эквивалентной схемы магнетрона.

8. В достаточно узкой полосе частот, соответствующих колебаниям данного вида (вида π), колебательная система магнетрона вместе с приключенной нагрузкой может быть представлена эквивалентным контуром (рис. 45,а), в котором:

L — эквивалентная индуктивность;

C — эквивалентная емкость;

$G_{\text{пот}}$ — эквивалентная активная проводимость, учитывающая потери в колебательной системе магнетрона;

$G'_{\text{нагр}}$ — активная проводимость нагрузки магнетрона (приведенное к «зажимам» колебательной системы значение, учитывающее приключение нагрузочного элемента через посредство фидера и согласующего трансформирующего выходного устройства магнетрона).

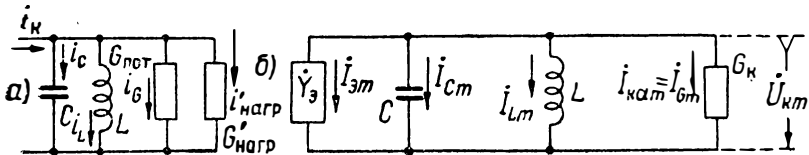


Рис. 9.45. Эквивалентные схемы колебательной системы магнетрона (с учетом приключенной активной нагрузки).

Величины параметров эквивалентной схемы учитывают данный вид колебаний и пространственный заряд магнетрона при заданной величине его рабочего тока. Эти параметры должны удовлетворять соотношениям:

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_d; \quad \frac{1}{G_k} \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{1}{G_k \rho_k} = Q_{\text{нагр}}. \quad (9.45)$$

Здесь $G_k = G_{\text{пот}} + G'_{\text{нагр}}$. Соотношения (45) выражают условия эквивалентности колебательной системы магнетрона ее эквивалентной цепи (рис. 45,а). Эти соотношения позволяют по заданию величин $Q_{\text{нагр}}$ и ω_d найти параметры эквивалентной цепи, если известен один из них (например, G_k).

Наведенные в резонаторах токи ($i_{\text{н1}}$) образуют «питающий» ток i_k эквивалентной цепи (рис. 45,а), который должен удовлетворять условию равновесия токов в системе: $i_k = i_c + i_L + i_{\text{пот}} + i'_{\text{нагр}}$. Это равенство, при переходе к гармоническим составляющим токов основной частоты, принимает вид:

$$\dot{I}_{\text{кнт}} = (\dot{I}_{Cm} + \dot{I}_{Lm}) + \dot{I}_{Gm} = \dot{I}_{\text{крт}} + \dot{I}_{\text{кам}},$$

где вектор $\dot{I}_{\text{кнт}}$ совпадает по фазе с вектором $\dot{I}_{\text{н1m}}$ наведенного тока, а величины составляющих $\dot{I}_{\text{крт}}$ и $\dot{I}_{\text{кам}}$ должны находиться

в таком же соотношении, что и составляющие $I_{н\epsilon m}$ и $I_{нам}$, удовлетворяющие равенству (44).

Заменяя, как это обычно принято, питающий источник тока эквивалентной электронной проводимостью $\dot{Y}_3 = G_3 + jB_3$ (рис. 45, б), следует принять, что протекающий через нее ток равен питающему

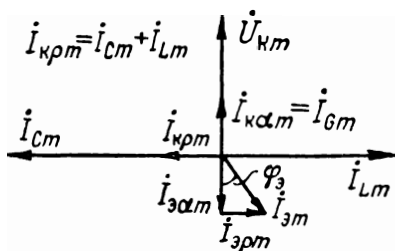


Рис. 9.46. Векторная диаграмма токов эквивалентной схемы (рис. 45, б) при нарушении синфазности.

току, но изменится в противофазе с ним: $\dot{I}_{эм} = -\dot{I}_{км}$. Поэтому, при нарушении синфазности вращения электронных спиц, ток электронной проводимости должен содержать, помимо активной ($I_{эм}$), также и реактивную ($I_{э\alpha m}$) составляющую, как это показано на векторной диаграмме (рис. 46), относящейся к случаю упреждения электронных спиц на угол φ_3 .

Условие равновесия токов в системе требует выполнения двух равенств:

$$\dot{I}_{эм} + \dot{I}_{км} = 0; \quad \dot{I}_{э\alpha m} + \dot{I}_{\alpha км} = 0. \quad (9.46)$$

Воспользуемся известными соотношениями:

$$\dot{I}_{эм} = \dot{I}_{эм} + \dot{I}_{э\alpha m} = (G_3 + jB_3)\dot{U}_{км};$$

$$\dot{I}_{км} = \dot{I}_{км} + \dot{I}_{\alpha км} = (G_k + jB_k)\dot{U}_{км} = \left(G_k - j\frac{1}{\omega_r L} + j\omega_r C\right)\dot{U}_{км}.$$

Разделив все члены уравнений (46) на $\dot{U}_{км}$, условие равновесия токов в системе можно представить в виде:

$$G_3 + G_k = 0; \quad B_3 + B_k = B_3 - \frac{1}{\omega_r L} + \omega_r C = 0, \quad (9.47)$$

где (из соотношения составляющих тока электронной проводимости) необходимо принять:

$$\frac{B_3}{G_3} = \frac{B_k}{G_k} = \operatorname{tg} \varphi_3. \quad (9.48)$$

Здесь *упреждающий* угол φ_3 рассогласования синфазности (рис. 46 и 44) должен считаться *положительным*, а *отстающий* угол φ_3 — *отрицательным*.

Так как частота ω_r генерируемых колебаний весьма близка к частоте ω_d , выражаемой формулой (45), можно принять:

$$B_k = \omega_r C \left(1 - \frac{\omega_d^2}{\omega_r^2}\right) \cong 2\Delta\omega' C = \frac{2\Delta\omega'}{\omega_d} \sqrt{\frac{C}{L}}, \quad (9.49)$$

$$\Delta\omega' = \omega_r - \omega_d = 2\pi\Delta f' \quad (9.50)$$

выражает *уход (приращение) частоты генерации относительно собственной (динамической) частоты колебательной системы.*

Подставив теперь выражение (49) в равенство (48) и учитывая соотношение (45), найдем:

$$\frac{B_k}{G_k} = \frac{B_s}{G_s} = \operatorname{tg} \varphi_s = 2 \frac{\Delta\omega'}{\omega_d} Q_{\text{нагр}}. \quad (9.51)$$

Это равенство связывает уход (приращение) генерируемой частоты колебаний ω_r с электрическим углом φ_s рассогласования синфазности вращения электронных спиц.

9. С помощью характеристик электронного смещения (рис. 41) можно, исходя из формулы (51), приблизительно определить величину φ_s , если известна добротность нагруженного магнетрона. Для этого нужно в формуле (51) положить:

$$\begin{aligned} &= \omega_r - \omega_d \cong \omega_r - \omega_{d, \text{пор}} = \\ &= \Delta\omega = 2\pi\Delta f = 2\pi\Phi(I_a). \end{aligned}$$

Более же точно следует полагать:

$$\omega_r - \omega_d = \omega_{d, \text{пор}} + \Delta f' = \omega_{d, \text{пор}} + F(I_a), \quad (9.52)$$

где, как указывалось, $\omega_d < \omega_{d, \text{пор}}$ и уменьшается с возрастанием анодного тока. В качестве следующего приближения можно принять, что разность $\omega_d - \omega_{d, \text{пор}}$ представляет собой *линейную* функцию тока. Тогда, зная два значения ω_d , соответствующие двум значениям тока I_a , легко вычислить величину $\omega_{d, \text{пор}} - \omega_d$, относящуюся к произвольному току I_a .

На рис. 47,а прямая ON выражает примерный закон изменения разности $f_d - f_{d, \text{пор}}$ в функции от тока I_a . Верхняя кривая представляет характеристику электронного смещения частоты, подобную показанной на рис. 41,б. Разность ординат обеих кривых выражает величину $\Delta f'$, учитывающую как электронное смещение частоты, так и влияние изменения динамической собственной частоты. Зависимость $\Delta f' = F(I_a)$ представлена на рис. 47,б. Как видно, характеристика электронного смещения частоты $\Delta f = \Phi(I_a)$ может и не представлять собой монотонно

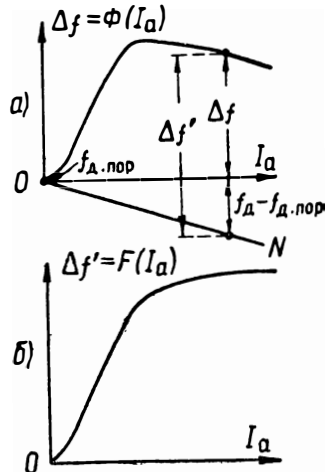


Рис. 9.47. Построение характеристики $\Delta f' = f_r - f_d = F(I_a)$.

нарастающую функцию, зависимость же $\Delta f' = F(J_a)$ оказывается монотонно нарастающей. Можно предположить, что различие в характеристиках электронного смещения частоты (рис. 41,а, б) обусловлено меньшим (рис. 41,а) или большим (рис. 41,б) влиянием изменения динамической собственной частоты колебательной системы с изменением анодного тока магнетрона.

10. Мы рассмотрели одну сторону явлений, вытекающих из нарушения синфазности вращения электронных спиц, а именно: нарушение синфазности обуславливает возникновение реактивной составляющей наведенного тока, что (в виде следствия) требует изменения частоты генерируемых колебаний, так как только в этом случае удовлетворяется условие равновесия токов в системе. Однако электронный механизм, вызывающий изменение частоты генерации, остался пока невыясненным. Для этого нужно рассмотреть еще другую сторону явлений, связанных с нарушением синфазности вращения электронных спиц.

При синхронном (что весьма существенно), но не синфазном вращении спиц среднее значение радиальной составляющей напряженности электрического поля (E_p), действующего на электроны «в спице» при их перемещении от середины одной щели к середине смежной щели, уже не равно нулю, как это получается при строго синфазном вращении спицы (см. рис. 23). При нарушении синфазности действие переменной по величине и направлению составляющей E_p может быть с некоторым приближением заменено действием некоторой *дополнительной радиальной составляющей напряженности электрического поля* $\Delta E_{p0} = (E_p)_{cp} = \text{const}$, *выражающей среднее значение переменной напряженности E_p , действующей на электроны «в спице».*

11. Выведем выражение для величины ΔE_{p0} , для чего, для удобства изображения, представим часть анодного блока ориентированной относительно некоторой прямолинейной оси, вдоль которой будем откладывать центральный (азимутальный) угол φ (рис. 48,а). Отсчет углов φ будем производить от середины рассматриваемой щели ($\varphi = 0$) в направлении вращения электронных спиц. Тогда координаты середин смежных щелей, расположенных слева и справа, примут соответственно значения: $-2\pi/N$ и $+2\pi/N$.

Рассмотрим величину E_p на некотором среднем (для простоты) расстоянии между катодом и анодом [$\rho = 0,5(r_a + r_k)$]. Пусть в момент $t = 0$ величина E_p достигает амплитудного значения, т. е. изменяется *во времени* по закону $\cos \omega_p t$. С некоторым приближением можно принять, что и *в пространстве* величина E_p также изменяется по гармоническому закону, причем пучность E_p образуется между щелями, а узел — против середины щели, как это показано на рис. 48,б (для различных моментов времени).

Аналитически закон изменения E_p во времени и в пространстве выразится в виде:

$$E_p = -E_{p, \max} \sin(0,5 N\varphi) \cos \omega_r t, \quad (a)$$

где $E_{p, \max}$ — наибольшая величина напряженности E_p , действующей под серединой анодного сегмента на некотором среднем между анодом и катодом расстоянии. Легко видеть, что при

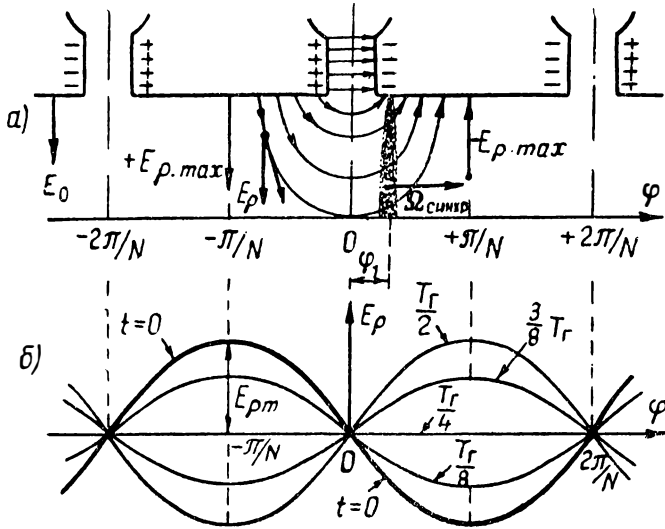


Рис. 9.48. Изменение радиальной составляющей напряженности электрического поля во времени и в пространстве.

$t = 0$ и $\varphi = 0$ или $\varphi = \pm 2\pi/N$ (под серединами щелей), $E_p = 0$; при $\varphi = \pm \pi/N$ (между щелями) и $t = 0$, $E_p = \mp E_{p, \max}$, где $E_p > 0$ означает направление поля от анода к катоду (так же, как и E_0).

Электронная спица вращается с синхронной угловой скоростью, определяемой (при колебаниях вида π) соотношением (17). Пусть в момент $t = 0$, когда напряженность E_{\sim} достигает максимального значения, электронная спица упреждает середину рассматриваемой щели на геометрический угол φ_1 (рис. 44,а и рис. 48,а). Положение спицы в любой момент времени выразится соотношением:

$$\varphi = \varphi_1 + \Omega_{\text{синхр}} t. \quad (б)$$

Мгновенное значение напряженности E_p , действующей на электроны «в спице» при ее перемещении, может быть найдено

путем подстановки в формулу (а) выражения времени t из равенства (б):

$$E_{\rho} = -E_{\rho, \max} \sin \frac{\varphi N}{2} \cos \omega_r \frac{\varphi - \varphi_1}{\Omega_{\sin \chi \rho}}.$$

Подставляя значение $\Omega_{\sin \chi \rho}$ из формулы (17) и учитывая связь между электрическим и геометрическим углами упреждения, выражаемую формулой (43), получим:

$$E_{\rho} = -0,5 E_{\rho, \max} \sin (\varphi N - \varphi_9) - 0,5 E_{\rho, \max} \sin \varphi_9. \quad (в)$$

Для нахождения среднего эквивалентного значения E_{ρ} , действующего на электроны «в спице», нужно найти среднее значение интеграла:

$$\Delta E_{\rho 0} = \frac{N}{2\pi} \int_{-\pi/N}^{\pi/N} E_{\rho} d\varphi = \frac{N}{2\pi} \int_{-\pi/N}^{\pi/N} -0,5 E_{\rho, \max} \sin \varphi_9 d\varphi = -\frac{E_{\rho, \max} \sin \varphi_9}{2}. \quad (9.53)$$

Заметим, что среднее в указанных пределах значение первого члена правой части равенства (в) равно нулю.

При опережающем угле φ_9 (рис. 48), который следует считать в формуле (53) положительным, $\Delta E_{\rho 0}$ имеет отрицательный знак и направлено против напряженности постоянного электрического поля E_0 . Обратное получается при отстающем угле φ_9 .

12. Постоянное радиально направленное электрическое поле E_0 создается анодным напряжением U_a , причем, приближенно, можно принять $E_0 \cong U_a / (r_a - r_k)$. Аналогично можно принять, что дополнительному радиально направленному электрическому полю $\Delta E_{\rho 0}$ соответствует дополнительное эквивалентное напряжение, как бы действующее между электродами магнетрона:

$$\Delta U_{a9} = -0,5 E_{\rho, \max} (r_a - r_k) \sin \varphi_9 = -\frac{E_{\rho, \max}}{2E_0} U_a \sin \varphi_9. \quad (9.54)$$

Формулы (53) и (54) позволяют сделать важный вывод: при нарушении синфазности вращения электронных спиц эффект воздействия переменного электрического поля на скорость вращения спиц эквивалентен действию дополнительного радиально направленного электрического поля $\Delta E_{\rho 0}$. При упреждающем угле рассогласования ($\varphi_9 > 0$) дополнительное поле направлено навстречу постоянному полю E_0 и эффект его действия равносильен уменьшению анодного напряжения на некоторую эквивалентную величину $|\Delta U_{a9}|$; обратное получается при отстающем угле $\varphi_9 < 0$. Величина ΔU_{a9} пропорциональна амплитуде $E_{\rho, \max}$ радиальной составляющей напряженности электрического поля и синусу угла φ_9 рассогласования синфазности.

Эквивалентное приращение анодного напряжения должно привести к соответствующему изменению переносной скорости электронов. Приближенно (без учета цилиндрической структуры поля и поля пространственного заряда), изменение скорости равно:

$$\Delta V_n \cong 10^8 \frac{\Delta U_{a\bar{a}}}{(r_a - r_k) B_0} = - \frac{10^8 \cdot E_{p, \max} U_a \sin \varphi_0}{2E_0 B_0 (r_a - r_k)}. \quad (9.55)$$

Такой же результат получается из решения дифференциального уравнения движения электронов в плоском магнетроне с учетом действия высокочастотного поля, но без учета влияния пространственного заряда [(см. гл. VIII, § 6, п. 2, формула (8.27)].

13. Вернемся к рассмотрению сущности явления электронного смещения частоты. Предварительно лишь поставим перед собой два вопроса.

Вопрос 1. Пусть при $U_a = U_{\text{пор}}$ частота генерации равна собственной (динамической) частоте колебательной системы ($\omega_r = \omega_{d, \text{пор}}$). Может ли при возрастании анодного напряжения частота генерации все время оставаться неизменной?— Очевидно, что не может, так как с ростом U_a увеличивается переносная скорость V_n электронов и, следовательно, увеличивается угловая скорость вращения электронных спиц: $\Omega_n = V_n / \rho = k U_a$.

Таким образом, отвечая на вопрос, следует принять, что с возрастанием напряжения U_a частота генерации должна расти.

Вопрос 2. Пусть опять при $U_a = U_{\text{пор}}$, $\omega_r = \omega_{d, \text{пор}}$. Предположим пока, что собственная частота колебательной системы магнетрона $\omega_d \cong \text{const}$. Может ли частота ω_r генерации при возрастании U_a изменяться пропорционально U_a ($\omega_r = k_1 U_a$).

Утвердительный ответ на поставленный вопрос не нарушает условия (17) синхронизма. Однако, чтобы убедиться в правильности ответа, этого недостаточно. Следует принять какое-то предположение о синфазности вращения спиц и сопоставить это предположение с известными фактами. В отношении синфазности вращения можно сделать два предположения, каждое из которых рассмотрим в отдельности.

а) Предположим, что синфазность вращения спиц *не нарушается* и угол рассогласования $\varphi_0 = 0$. В этом случае, как мы видели, эквивалентное дополнительное радиально направленное электрическое поле $\Delta E_{\rho 0} = 0$, и, следовательно, угловая скорость вращения спиц действительно пропорциональна U_a . Однако при $\varphi_0 = 0$ наводимый в резонаторах ток не образует реактивной составляющей основной частоты, что находится в противоречии с возбуждением в магнетроне колебаний частотой $\omega_r \neq \omega_d$. Следовательно, предположение о синфазности вращения спиц должно быть отвергнуто.

б) Сделаем второе предположение: синфазность вращения спиц не выполняется. В этом случае легко «оправдать» появление реактивной составляющей тока системы. Однако при $\varphi_3 \neq 0$ появляется эквивалентное дополнительное радиально направленное электрическое поле $\Delta E_{p0} \neq 0$, которое своим действием приводит к изменению скорости вращения спиц, что противоречит исходному условию.

Мы сделали два возможных предположения о синфазности вращения спиц, но оба они оказались несостоятельными. Из этого

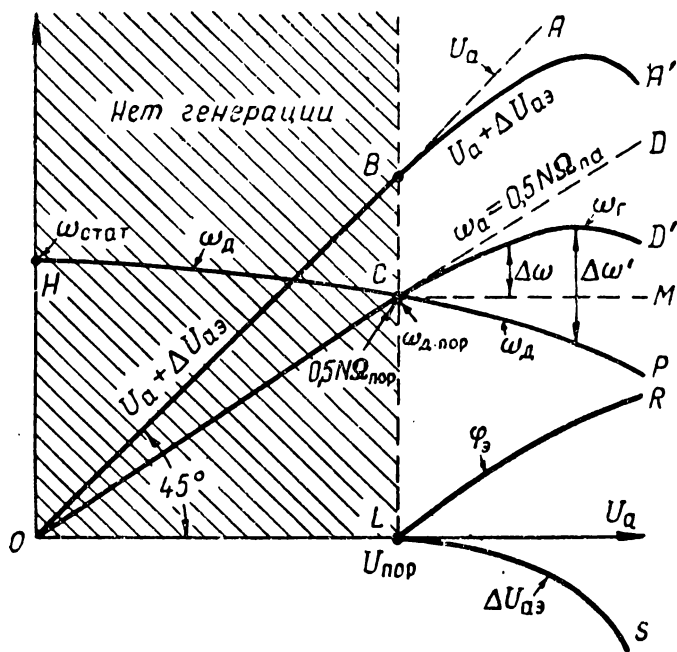


Рис. 9.49. Кривые изменения динамических величин, определяющих частоту генерации магнетрона.

следует, что утвердительный ответ на поставленный вопрос также оказывается невозможным.

Итак, при возрастании $U_a > U_{пор}$ не может быть ни $\omega_r = \omega_{д.пор} = \text{const}$, ни $\omega_r = k_1 U_a$. Правильный ответ на поставленный вопрос о частоте генерации заключается в неравенстве: $\omega_{д.пор} < \omega_r < k_1 U_a$. Покажем это.

14. На рис. 49 представлены кривые, изображающие (схематически) закон изменения некоторых динамических величин, определяющих частоту генерации при магнитной индукции $B_0 = \text{const}$ и неизменной чисто активной нагрузке магнетрона, согласованной с его выходным устройством. Кривые выражают зависимость величин в функции от анодного напряжения U_a .

С возрастанием U_a увеличивается пространственный заряд магнетрона, в соответствии с чем несколько уменьшается динамическая собственная частота ω_d колебательной системы (при $U_a = 0$, $\omega_d = \omega_{\text{стат}}$). Закон изменения ω_d схематически изображается падающей кривой HP *.

До возбуждения магнетрона можно считать, что угловая скорость *переносного* движения электронного заряда определяется только анодным напряжением U_a и выражается формулой $\Omega_{\text{па}} = V_{\text{па}}/r = kU_a^{**}$. В соответствии с этим и величина $\omega_a = 0,5 N \Omega_{\text{па}}$, выражающая «электрическую» угловую скорость переносного движения, изменяется линейно с U_a — по прямой OD . При $U_a = U_{\text{пор}}$, когда прямая OD пересекается с кривой HP в некоторой точке C , т. е. когда $\omega_a = \omega_{d, \text{пор}}$, магнетрон возбуждается, и в нем устанавливаются колебания частотой $\omega_r \cong \omega_{d, \text{пор}} = \omega_a$. Происходит образование спиц, вращающихся синхронно и (почти) синфазно с изменением поля.

Пусть теперь анодное напряжение внезапно возросло на некоторую величину и приняло значение $U_a = U'_a > U_{\text{пор}}$. Возникает переходный процесс, в течение которого, с одной стороны, устанавливается новая скорость вращения спиц и, с другой стороны, изменяется частота генерации.

При внезапном увеличении напряжения U_a угловая скорость вращения спиц приобретает некоторое ускорение. Вследствие малой инерции электронов допустимо принять, что соответствующая угловая скорость вращения спиц $\Omega'_{\text{па}}$ устанавливается весьма быстро (почти мгновенно), во всяком случае, раньше, чем заканчивается переходный процесс установления *частоты колебаний* поля, обладающего значительной инерцией. Это обусловит более быстрое (чем синхронное с частотой $\omega_{d, \text{пор}}$) вращение электронных спиц. Рассогласование скоростей, в свою очередь, вызывает расхождение фаз; синфазность вращения спиц нарушается, причем угол φ_s рассогласования синфазности, нарастая, мог бы достигнуть любого значения. Однако этого не произойдет, так как наряду с увеличением угла рассогласования изменяется эффект воздействия переменного электрического поля на вращающиеся спицы. Действие этого поля становится эквивалентным приращению (уменьшению) анодного напряжения на некоторую величину ΔU_{a9} , пропорциональную $\sin \varphi_s$. Это определит некоторое изменение (уменьшение) скорости вращения спиц относительно значения $\Omega'_{\text{па}}$. С другой стороны, частота ω_r коле-

* При возбуждении магнетрона должно произойти более или менее резкое изменение величины ω_d , не отмеченное на рис. 49, где, однако, показано более быстрое изменение величины ω_d при $U_a > U_{\text{пор}}$.

** Индекс a при $\Omega_{\text{па}}$ и $V_{\text{па}}$ подчеркивает зависимость скорости только от U_a .

баний поля также начнет нарастать до тех пор, пока она не окажется в точности синхронизованной с угловой скоростью $\Omega_{\text{и}}$ вращения спиц.

После некоторого переходного процесса в магнетроне установится равновесное состояние, характеризующееся вполне определенной частотой генерации ω_r и углом φ_9 рассогласования синфазности (в целях общности мы опускаем теперь штрих, относящийся к напряжению U'_a). В соответствии с формулой (54) угол φ_9 должен определить такую величину дополнительного эквивалентного напряжения ΔU_{a9} , которое совместно с анодным напряжением U_a создаст синхронную с частотой генерации угловую скорость вращения спиц:

$$\Omega_{\text{синхр}} = \frac{\omega_r}{0,5N} \cong \frac{10^8 (U_a + \Delta U_{a9})}{\rho_{\text{ср}} B_0 (r_a - r_k)} \cong \frac{10^8 (U_a + \Delta U_{a9})}{0,5 B_0 (r_a^2 - r_k^2)}, \quad (9.56)$$

где, согласно формуле (27), $\rho_{\text{ср}} = 0,5 (r_a + r_k)$.

С другой стороны, образование расстройки $\Delta\omega' = \omega_r - \omega_d$ обусловит появление реактивной составляющей тока системы, которая должна уравновеситься реактивной составляющей тока электронной проводимости. В соответствии с формулой (51) разность частот $\Delta\omega'$ должна удовлетворять соотношению

$$\Delta\omega' = \omega_r - \omega_d = \frac{\omega_d \operatorname{tg} \varphi_9}{2Q_{\text{нагр}}}. \quad (9.57)$$

Как видно, разность частот $\Delta\omega'$ вполне определяется углом рассогласования φ_9 .

Изложенное поясняет примерный ход кривых на рис. 49. Начиная с напряжения $U_a = U_{\text{пор}}$ появляется угол рассогласования $\varphi_9 > 0$, абсолютная величина которого возрастает с ростом U_a (кривая LR). В соответствии с этим изменяется эффект воздействия переменного электрического поля на скорость вращения электронных спиц. Этот эффект эквивалентен приращению анодного напряжения на величину $\Delta U_{a9} < 0$. Примерный закон изменения ΔU_{a9} изображается кривой LS . Поэтому, начиная с точки B , ход кривой $U_a + \Delta U_{a9}$ уклоняется от прямой OBA и следует по некоторой кривой BA' . В соответствии с этим меняется и частота ω_r генерации, которая синхронизована с угловой скоростью вращения спиц и, согласно формуле (56), пропорциональна сумме $U_a + \Delta U_{a9}$. Таким образом, если при $U_a = U_{\text{пор}}$, когда $\Delta U_{a9} = 0$, частоте генерации $\omega_r = \omega_a = 0,5N\Omega_{\text{па}}$ соответствует точка C , лежащая на прямой OCD , то при $U_a > U_{\text{пор}}$, когда $\Delta U_{a9} \neq 0$, изменение частоты происходит не по прямой OCD , а по некоторой кривой CD' .

Разность $\Delta\omega' = \omega_r - \omega_d$ должна удовлетворять условию равновесия реактивных токов системы, и согласно соотношению (51) эта разность пропорциональна тангенсу угла φ_s рассогласования синфазности. Изменение же частоты генерации $\Delta\omega = \omega_r - \omega_d$ обуславливается как действительным приращением напряжения ($U_a - U_{\text{пор}}$), так и действием эквивалентного напряжения ΔU_{a9} , определяющего эффект рассогласования синфазности на скорость вращения спиц. Другими словами, изменение частоты $\Delta\omega$ пропорционально сумме: $(U_a - U_{\text{пор}} + \Delta U_{a9})$. Так как в рассматриваемом случае (когда $\varphi_s > 0$) $\Delta U_{a9} < 0$, то рост ω_r с увеличением U_a оказывается замедленным. Более того, в некоторых случаях, при *быстром уменьшении* динамической собственной частоты колебаний ω_d с ростом анодного тока, начиная с некоторого значения U_a может происходить даже *понижение* частоты ω_r генерации, как это показано на рис. 49 (кривая CD'). Тем не менее разность $\Delta\omega' = \omega_r - \omega_d$ должна *непрерывно увеличиваться* с ростом анодного напряжения. Иначе, в соответствии с формулой (57), это привело бы к уменьшению угла φ_s , чего быть не может. При более же умеренном падении величины динамической собственной частоты ω_d с ростом I_a изменения в характере монотонного нарастания частоты генерации с увеличением U_a может не произойти, как это показано на рис. 41,а.

При всех обстоятельствах угол рассогласования синфазности, во всяком случае, не может превысить значения π/N , так как при этом суммарный энергетический эффект взаимодействия электронного потока с полем становится равным нулю. Но еще до этого выражаемые формулами (56) и (57) закономерности приводят (начиная с некоторого при данном $Q_{\text{нагр}}$ значения φ_s) к очень быстрому *нарастанию* частоты генерации с ростом анодного напряжения U_a . Этот перелом в характере изменения кривой электронного смещения частоты происходит независимо от характера изменения частоты (т. е. независимо от того, падала ли до этого или возрастала частота ω_r с ростом I_a) и приводит к *перескоку* частоты колебаний на новый, более низкий вид колебаний.

15. Изложенное позволяет сделать общий вывод, относящийся к работе магнетрона на согласованную активную нагрузку.

С повышением анодного напряжения магнетрона и ростом анодного тока происходит некоторое уменьшение динамической собственной частоты ω_d колебательной системы и изменение частоты ω_r генерации; частота генерации вначале нарастает, а затем, начиная с некоторого U_a , может (иногда) начать падать, однако разность $\Delta\omega' = \omega_r - \omega_d$ монотонно нарастает с ро-

стом U_a . При любом U_a электронные спицы вращаются с угловой скоростью, синхронизованной с частотой генерации, но не синфазно. По мере нарастания анодного напряжения рассогласование синфазности вращения спиц непрерывно нарастает, за счет чего и поддерживается синхронность вращения спиц и удовлетворяется условие равновесия токов (реактивных) в системе. При некотором достаточно большом угле рассогласования синфазности, которому соответствует определенное напряжение U_a , должен произойти перескок частоты генерации на новый (более низкий) вид колебаний.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

96. По данным характеристики электронного смещения частоты, представленной на рис. 41,б, определить среднее значение коэффициента электронного смещения частоты в пределах рабочих токов $I_a = (20 \div 50) \text{ а}$.

О т в е т. $(K_c)_{\text{ср}} = 0,05 \text{ мгц/а}$.

97. Дифференциальное сопротивление импульсного магнетрона ($f_r = 3600 \text{ мгц}$) $R_{\text{м}} = 50 \text{ ом}$. Магнетрон модулируется импульсами напряжения длительностью $t_n = 4 \text{ мксек}$, амплитудой $U_a = 20 \text{ кв}$. При этом рабочий ток магнетрона $I_a = 30 \text{ а}$. За время действия импульса напряжения его величина снижается на 5%. Определить максимальную девиацию частоты $(\Delta f)_{\text{макс}}$ паразитной частотой модуляции, вызванной электронным смещением частоты, и сравнить эту величину с шириной спектра радиопульса, обусловленной только амплитудной модуляцией. Характеристика электронного смещения частоты представлена на рис. 41,а.

О т в е т. Снижение плоской части импульса напряжения $\Delta U_a = -1000 \text{ в}$. Изменение рабочего тока в импульсе $\Delta I_a = -20 \text{ а}$; $(\Delta f)_{\text{макс}} = 4 \text{ мгц}$; $2/t_n = 0,5 \text{ мгц} \ll (\Delta f)_{\text{макс}}$.

98. Как изменится результат предыдущей задачи, если при прочих равных условиях длительность рабочего импульса станет равной $0,1 \text{ мксек}$?

О т в е т. Ширина спектра импульса будет, в основном, определяться амплитудной модуляцией, так как $2/t_n = 20 \text{ мгц} \gg (\Delta f)_{\text{макс}}$.

99. Почему при пороговом напряжении магнетрон возбуждается на частоте колебаний, близкой к собственной частоте колебательной системы магнетрона?

100. Чем отличается динамическая собственная частота колебательной системы магнетрона от статической собственной частоты?

101. Как изменяется динамическая собственная частота колебательной системы магнетрона с возрастанием его рабочего тока?

102. Активная и реактивная составляющие наведенного в резонаторе тока соответственно равны: $I_{\text{нат}} = 10 \text{ а}$, $I_{\text{нрт}} = 5,8 \text{ а}$. Определить геометрический угол φ_1 рассогласования синфазности вращения электронных спиц (рис. 44), если число резонаторов $N = 12$ и $\varphi_n = \pi$.

О т в е т. $\text{tg } \varphi_0 = 0,58$; $\varphi_0 = 30^\circ$; $\varphi_1 = 5^\circ$.

103. Для магнетрона, характеристика электронного смещения которого представлена на рис. 41,а, определить зависимость угла рассогласования синфазности в функции от рабочего тока, полагая динамическую собственную частоту колебаний $f_d \approx f_{\text{д, пор}} = 3600 \text{ мгц} = \text{const}$. Добротность магнетрона $Q_{\text{нагр}} = 200$.

Результаты вычислений [рис. 41,а и формула (51)] сведены в таблицу 9.6.

Таблица 9.6

I_a, a	5	10	20	30	40	50
$\Delta f, \text{ мГц}$	2	3,5	6,0	7,2	7,8	8,2
$\text{tg } \varphi_3$	0,22	0,39	0,67	0,80	0,87	0,91
$\varphi_3, \text{ град}$	12,5	21,3	33,8	38,7	41,0	42,3

104. Будут ли действительные углы рассогласования (с учетом изменения динамической собственной частоты колебательной системы) больше или меньше, чем рассчитанные в задаче 103?

105. Как изменятся результаты задачи 103, если принять, что динамическая емкость изменяется линейно с током (рис. 47,а), причем при $I_a = 50 a$, $f_d - f_{d, \text{пор}} = -3 \text{ мГц}$.

О т в е т. Результаты вычислений сведены в таблицу 9.7.

Таблица 9.7

I_a, a	10	20	30	40	50
Δf (рис. 41, а), мГц	3,5	6,0	7,2	7,8	8,2
$f_{d, \text{пор}} - f_d, \text{ мГц}$	0,6	1,2	1,8	2,4	3,0
$\Delta f', \text{ мГц}$	4,1	7,2	9,0	10,2	11,2
$\text{tg } \varphi_3,$	0,45	0,8	1,0	1,13	1,25
$\varphi_3, \text{ градусы}$	24,2	38,7	45,0	48,5	51,4

106. Будут ли при характеристике электронного смещения частоты вида, показанного на рис. 41,б, углы рассогласования синфазности *монотонно* нарастать с увеличением рабочего тока?

107. Для магнетрона, характеристика электронного смещения частоты которого представлена на рис. 41,б, определить углы рассогласования синфазности, соответствующие рабочим токам $I_a = 20 a$ и $50 a$, если известно, что $Q_{\text{нагр}} = 200$, $f_{d, \text{пор}} = 3600 \text{ мГц}$; известно также, что при $I_a = 50 a$, $f_d = 3595 \text{ мГц}$; $f_d - f_{d, \text{пор}}$ изменяется линейно с током.

О т в е т. $(\varphi_3)_{20} = 41,2^\circ$; $(\varphi_3)_{50} = 46,8^\circ$.

108. Покажите (качественно), что при упреждающем синхронном вращении электронных спиц дополнительное радиально направленное электрическое поле $\Delta E_{\rho 0}$ направлено навстречу полю E_0 .

109. Максимальное значение радиальной составляющей напряженности электрического поля $E_{r, \text{max}} = 0,1 E_0$. Определить относительную величину $\Delta U_{a3}/U_a$, обусловленную углом рассогласования синфазности $\varphi_3 = 30^\circ$.

О т в е т. 0,025.

110. Оценить максимальную величину $\Delta U_{a3}/U_a$, если $E_{r, \text{max}} = 0,1 E_0$.

О т в е т. Не более 0,05.

111. Каков характер изменения угла рассогласования синфазности (φ_3) с возрастанием анодного напряжения?

112. Что должно наступить, когда угол φ_3 рассогласования синфазности достигает предельно возможного значения?

113. Может ли генерация при чисто активной нагрузке происходить на частоте более низкой, чем собственная (динамическая) частота колебательной системы магнетрона?

§ 11. НАГРУЗОЧНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МАГНЕТРОНА

Эквивалентная схема магнетрона с приведенными параметрами нагрузки.— Нагрузочная характеристика в плоскости комплексной проводимости нагрузки.— Схема присоединения нагрузки и ее приведенные параметры.— Плоскость комплексного отражения волн (круговая диаграмма).— Нагрузочная характеристика в плоскости комплексного коэффициента отражения.— Затягивание частоты генерации.— Критическая длина фидера.

1. Опыт показывает, что приключенная к магнетрону нагрузка оказывает существенное влияние на величину мощности генерации и на частоту генерации. Основные закономерности такого влияния могут быть изучены из рассмотрения эквивалентной схемы магнетрона

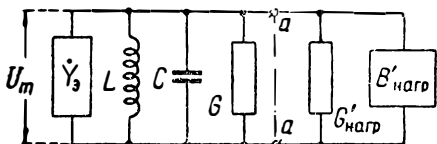


Рис. 9.50. Эквивалентная схема магнетрона с учетом приведенных к зажимам магнетрона параметров нагрузки.

(рис. 50), где $Y'_{нагр} = G'_{нагр} + jB'_{нагр}$ — приведенные к зажимам $a-a$ магнетрона параметры нагрузки, учитывающие

присоединение нагрузки через посредство питающего фидера (кабеля, волновода) и трансформирующего и согласующего элементов.

Из условия равновесия токов в рассматриваемой системе (в режиме стационарных колебаний) вытекают известные условия баланса проводимостей системы:

$$G_0 + (G + G'_{нагр}) = G_0 + G_k = 0; \quad (9.58)$$

$$B_0 + \left(\omega_r C - \frac{1}{\omega_r L} \right) + B'_{нагр} = B_0 + B_k = 0. \quad (9.59)$$

2. В первом приближении можно полагать, что изменение параметров нагрузки при неизменном режиме работы магнетрона ($U_a = \text{const}$, $B_0 = \text{const}$) не вызывает изменения ни амплитуды колебаний ВЧ поля в магнетроне, ни динамической собственной частоты колебательной системы магнетрона (определяющей величины параметров L и C), ни, наконец, его реактивной электронной проводимости. Другими словами, применительно к эквивалентной схеме магнетрона (рис. 50), приближенно, можно принять:

$$U_m \cong \text{const}, \quad B_0 \cong \text{const}, \quad L \cong \text{const}, \quad C \cong \text{const}. \quad (9.60)$$

Отсюда динамическая собственная частота колебательной системы (без учета влияния нагрузки)

$$\omega_d = \frac{1}{\sqrt{LC}} \cong \omega_0 = \text{const}. \quad (9.61)$$

Следовательно, при чисто активной нагрузке ($B'_{\text{нагр}} = 0$) независимо от её величины частота генерации $\omega_r = \omega_{r0} \cong \text{const}$, причем эта частота удовлетворяет уравнению

$$B_0 + \omega_{r0}C - \frac{1}{\omega_{r0}L} = 0. \quad (9.62)$$

Изменение же активной нагрузки вызывает лишь изменение нагрузочной мощности

$$P_{\text{нагр}} = 0,5U_m^2 G'_{\text{нагр}} = k_1 G'_{\text{нагр}}. \quad (9.63)$$

При появлении реактивной составляющей проводимости нагрузки частота генерации должна измениться на некоторую небольшую, практически, величину $\Delta\omega_{r0} = \omega_r - \omega_{r0} \ll \omega_{r0}$. Новая частота $\omega_{r0} + \Delta\omega_{r0}$ должна удовлетворять равенству (59). Вычитая из него равенство (62) с учетом $B_0 = \text{const}$, получим:

$$\omega_0 C \frac{\Delta\omega_{r0}}{\omega_0} + \frac{1}{\omega_0 L} \frac{\Delta\omega_{r0}}{\omega_r} + B'_{\text{нагр}} = 0,$$

где в соответствии с соотношением (61) принято $\omega_0^2 LC = 1$. Обозначая также $\omega_0 C = 1/\rho_k$ и производя обычные упрощения ($\omega_0/\omega_r \cong 1$), придем к результату:

$$\frac{\Delta\omega_{r0}}{\omega_0} = \frac{\Delta f_{r0}}{f_0} \cong - \frac{B'_{\text{нагр}}}{2} \rho_k. \quad (9.64)$$

Таким образом, при $B'_{\text{нагр}} > 0$ (емкостная нагрузка) частота генерации уменьшается ($\Delta f_{r0} < 0$); при $B'_{\text{нагр}} < 0$, $\Delta f_{r0} > 0$.

Формулы (63) и (64) определяют весьма простые (*линейные*) зависимости мощности и частоты генерации от приведенных параметров нагрузки; эти формулы выражают *нагрузочную характеристику магнетрона*.

Если на плоскости комплексной проводимости $\dot{Y}'_{\text{нагр}} = G'_{\text{нагр}} + jB'_{\text{нагр}}$ провести линии, представляющие геометрические места точек, в которых мощность и частота генерации постоянны ($P_{\text{нагр}} = P_1, P_2, P_3 \dots, \omega_r = \omega_1, \omega_2, \omega_3 \dots$), то указанные линии должны представлять собой прямые, соответствующие $G'_{\text{нагр}} = \text{const}$ и $B'_{\text{нагр}} = \text{const}$ (рис. 51). Семейство таких взаимно ортогональных прямых и выражает нагрузочную характеристику магнетрона в плоскости комплексной проводимости нагрузки.

3. Практическое использование нагрузочной характеристики в форме, выражаемой равенствами (63) и (64) (рис. 51), встречает большие трудности по следующим обстоятельствам.

Полезная нагрузка $Z'_{\text{нагр}}$ приключается к магнетрону через посредство трансформирующего устройства T и фидера более

или менее значительной длины l_ϕ (рис. 52,а). В большинстве практических случаев не удается достигнуть полного согласо-

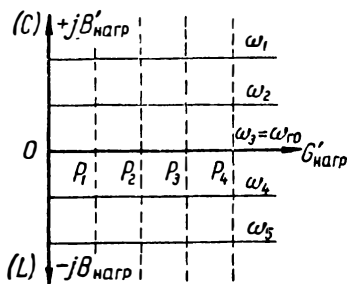


Рис. 9.51. Нагрузочная характеристика в плоскости комплексной проводимости $Y'_{нагр} = G'_{нагр} + jB'_{нагр}$ ($\omega_1 < \omega_2 < \omega_3 \dots$; $P_1 < P_2 < P_3 \dots$).

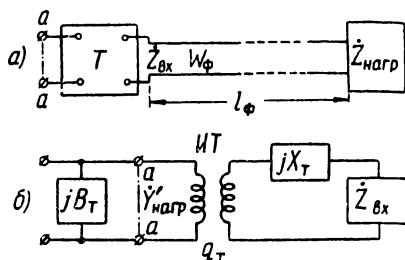


Рис. 9.52. Схема подключения нагрузки к магнетрону.

вания сопротивления нагрузки с волновым сопротивлением W_ϕ фидера. Ввиду этого входное сопротивление фидера $Z_{вх}$ может существенно отличаться от сопротивления нагрузки, являясь функцией относительной длины фидера $l_\phi/\lambda_{гф}$ ($\lambda_{гф}$ — длина волны в фидере):

$$Z_{вх} = R_{вх} + jX_{вх} = \frac{Z_{нагр} + jW_\phi \operatorname{tg} \beta l_\phi}{W_\phi + jZ_{нагр} \operatorname{tg} \beta l_\phi}, \quad (9.65)$$

где $\beta = 2\pi/\lambda_{гф}$.

Трансформирующее устройство магнетрона (T), осуществляющее надлежащее согласование нагрузки с колебательной системой магнетрона, может быть заменено эквивалентным четырехполюсником (рис. 52,б), содержащим идеальный трансформатор $ИТ$ с коэффициентом трансформации q_T (q_T — вещественное число) и небольшие по величине реактивные параметры: проводимость jB_T и сопротивление jX_T .

Поскольку проводимость $jB_T \cong \text{const}$ оказывается присоединенной параллельно основным проводимостям магнетрона (рис. 50), целесообразно считать ее включенной в соответствующую реактивную ветвь (L или C) эквивалентной схемы магнетрона. Мы будем полагать, что параметры эквивалентной схемы учитывают присутствие проводимости jB_T .

Указанные схемы позволяют выразить приведенные значения параметров нагрузки магнетрона следующими формулами:

$$Y'_{нагр} = G'_{нагр} + jB'_{нагр} = \frac{q_T^2}{Z_{вх} + jX_T} = \frac{q_T^2}{R_{вх} + j(X_{вх} + X_T)}. \quad (9.66)$$

Непосредственное измерение в нужном диапазоне частот величин $Z_{нагр}$ и $Z_{вх}$ не представляется возможным. Однако существует *однозначная* зависимость между входным сопротив-

лением фидера в том или ином сечении его и комплексным коэффициентом отражения волн в этом сечении ($\dot{\rho} = \dot{U}_{\text{отр}} / \dot{U}_{\text{пад}}$). С помощью же измерительной линии возможно определить как модуль, так и аргумент коэффициента отражения $\dot{\rho} = \rho e^{j\psi}$. Из этих соображений нагрузочная характеристика магнетрона строится обычно не в плоскости проводимости нагрузки (рис. 51), а в плоскости комплексного коэффициента отражения $\dot{\rho}$.

4. Из теории длинных линий известно, что комплексный коэффициент отражения волн в любом сечении фидера связан с входным сопротивлением фидера в этом сечении ($\dot{Z}_{\text{вх}} = 1 / \dot{Y}_{\text{вх}}$) известным соотношением:

$$\dot{\rho} = \frac{\dot{Z}_{\text{вх}} - W_{\phi}}{\dot{Z}_{\text{вх}} + W_{\phi}} = \frac{1 - \dot{Y}_{\text{вх}} W_{\phi}}{1 + \dot{Y}_{\text{вх}} W_{\phi}}. \quad (9.67)$$

В целях обобщения соотношения (67) удобнее перейти к *относительным* значениям сопротивлений и проводимостей, выраженных в долях соответственно от волнового сопротивления (W_{ϕ}) и от волновой проводимости ($1/W_{\phi}$) фидера:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\dot{Z}_{\text{вх}}}{W_{\phi}} = \dot{z} = r + jx, \quad \text{где } r = \frac{R_{\text{вх}}}{W_{\phi}}, \quad x = \frac{X_{\text{вх}}}{W_{\phi}}, \\ \dot{Y}_{\text{вх}} W_{\phi} = \dot{y} = g + jb, \quad \text{где } g = G_{\text{вх}} W_{\phi}, \quad b = B_{\text{вх}} W_{\phi} \end{aligned} \right\} \quad (9.68)$$

С учетом этих соотношений получают следующие выражения для комплексного коэффициента отражения:

$$\dot{\rho} = \rho_{\alpha} + j\rho_{\beta} = \rho e^{j\psi} = \frac{1 - \dot{y}}{1 + \dot{y}} = - \frac{1 - \dot{z}}{1 + \dot{z}}, \quad (9.69)$$

где

$$\rho = \sqrt{\rho_{\alpha}^2 + \rho_{\beta}^2}, \quad \text{tg } \psi = \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{\alpha}}. \quad (9.70)$$

Обе функции (69) (различающиеся между собой только знаком) представляют собой *дробно-линейные преобразования* комплексного переменного $\dot{y} = g + jb$ (или $\dot{z} = r + jx$) на плоскость комплексного переменного $\dot{\rho} = \rho_{\alpha} + j\rho_{\beta}$. Как это показывается в теории функций комплексного переменного, такое преобразование обладает свойством *конформности*, т. е. оно преобразует систему ортогональных прямых $g = \text{const}$ и $b = \text{const}$ (или $r = \text{const}$ и $x = \text{const}$) в плоскости \dot{y} (или \dot{z}) в систему ортогональных окружностей в плоскости $\dot{\rho}$ (рис. 53). Другими словами, если в плоскости переменного $\dot{\rho} = \rho_{\alpha} + j\rho_{\beta}$ построить геометрические места точек, в которых $g = \text{const}$ и $b = \text{const}$ (или $r = \text{const}$ и $x = \text{const}$), то мы получим семейства окружностей, показанные на рис. 53. Здесь пунктирные линии соответствуют $g = \text{const}$ (или $r = \text{const}$),

а сплошные линии — $b = \text{const}$ (или $x = \text{const}$). Оба семейства окружностей ортогональны друг к другу. Модуль коэффициента отражения, соответствующий заданному \dot{y} (или \dot{z}), выражается длиной радиус-вектора $\dot{\rho}$, проведенного в точку M , соответ-

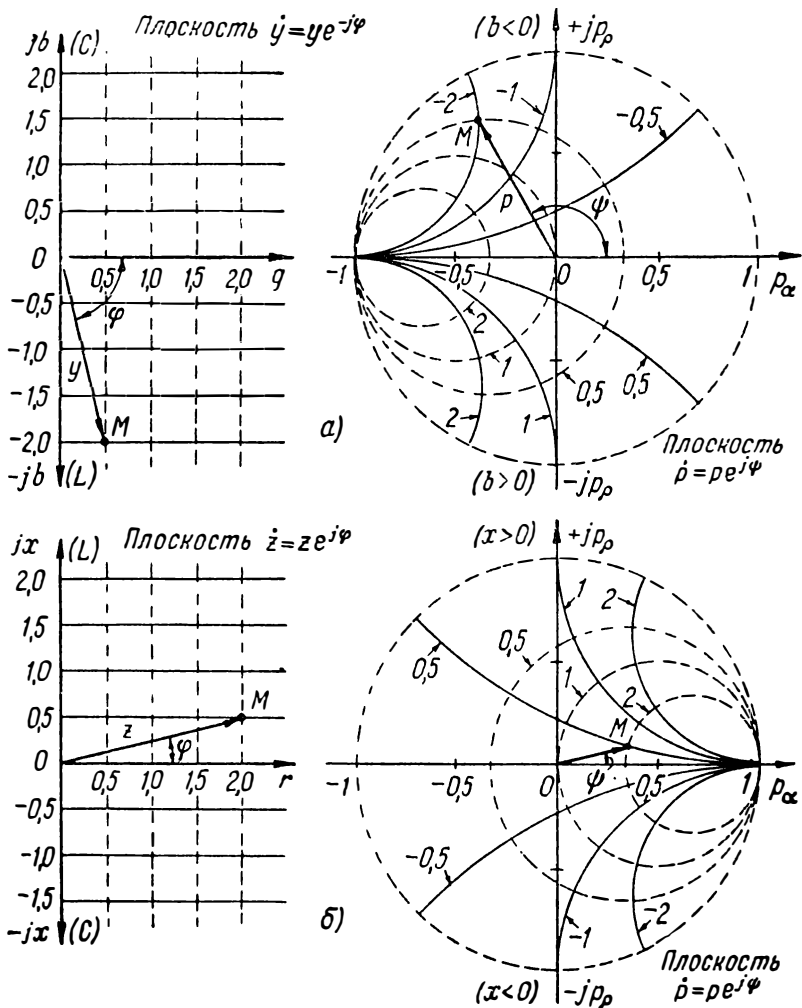


Рис. 9.53. Преобразование плоскости проводимости и плоскости сопротивления в плоскость комплексного коэффициента отражения.

ствующую заданному \dot{y} (или \dot{z}). Положение радиус-вектора $\dot{\rho}$ определяет аргумент ψ коэффициента отражения. На рис. 53,а показанный радиус-вектор $\dot{\rho}$ соответствует проводимости $\dot{y} = 0,5 - j2$; на рис. 53,б показанный радиус-вектор соответствует сопротивлению $\dot{z} = 2 + j0,5$.

Геометрические места (в плоскости \dot{p}) $g = \text{const}$ и $b = \text{const}$ отличаются от геометрических мест $r = \text{const}$ и $x = \text{const}$ только своим расположением по отношению к положительным направлениям координатных осей p_α и $j p_\rho$. Такой результат обязан различию в знаке между преобразующими функциями $\dot{p} = F_z(\dot{z})$ и $\dot{p} = F_y(\dot{y})$, выражаемыми формулами (69). Поэтому при необходимости оперирования и с проводимостями, и с сопротивлениями можно практически обходиться какой-нибудь одной диаграммой (рис. 53,а или рис. 53,б), памятуя лишь при этом, что положительные направления осей следует полагать направленными в ту или другую сторону. В большинстве случаев это обстоятельство значения не имеет.

5. На рис. 54 представлена обобщенная круговая диаграмма, предложенная А. Р. Вольпертом [10]. Диаграмма может быть использована как для определения входных проводимостей (y), так и сопротивлений (z) фидера. На диаграмме нанесены 3 семейства окружностей:

- 1) семейство линий, соответствующих $g = \text{const}$ или $r = \text{const}$;
- 2) семейство линий, соответствующих $b = \text{const}$ или $x = \text{const}$;
- 3) семейство линий, соответствующих $p = |p| = \text{const}$.

Окружности, соответствующие $b > 0$ (емкостная реактивность) или $x > 0$ (индуктивная реактивность) расположены в правой части диаграммы; окружности, соответствующие $b < 0$ или $x < 0$, расположены в левой части диаграммы. На диаграммах отмечены *положительные направления* координатных осей p_α и p_ρ (плоскость коэффициента отражения с началом в центре диаграммы) как для случая определения y [$p_\alpha(y)$, $p_\rho(y)$], так и для случая определения z [$p_\alpha(z)$, $p_\rho(z)$]. На периферии диаграммы указан масштаб, который может быть использован для определения аргумента ψ коэффициента отражения. При этом изменению аргумента ψ на угол 2π (полный оборот) соответствует изменение указанного масштаба на величину, равную 0,5.

Некоторой точке M на диаграмме (рис. 54) соответствуют численно одинаковые комплексы $y = z$ (на рис. 54 $y = z = 0,3 - j0,4$; $y = z = 0,5$), но различные коэффициенты отражения: $\dot{p} = p_{(y)} = p e^{j\psi_{(y)}}$ и $\dot{p} = p_{(z)} = p e^{j\psi_{(z)}}$. Здесь модули коэффициентов отражения одинаковы ($p = 0,6$), а аргументы отличаются на угол π ($|\psi_{(z)} - \psi_{(y)}| = \pi$). Это различие обусловлено различием положительных направлений координатных осей в плоскостях коэффициента отражения, используемых для определения y и z , о чем уже говорилось выше.

6. Напомним теперь способ практического определения относительной величины входной проводимости y фидера (или z) в том

или ином сечении его. Для этого достаточно определить модуль и аргумент коэффициента отражения волн в данном сечении фидера, фиксирующих на круговой диаграмме вполне определенную точку M в плоскости комплексного коэффициента отражения

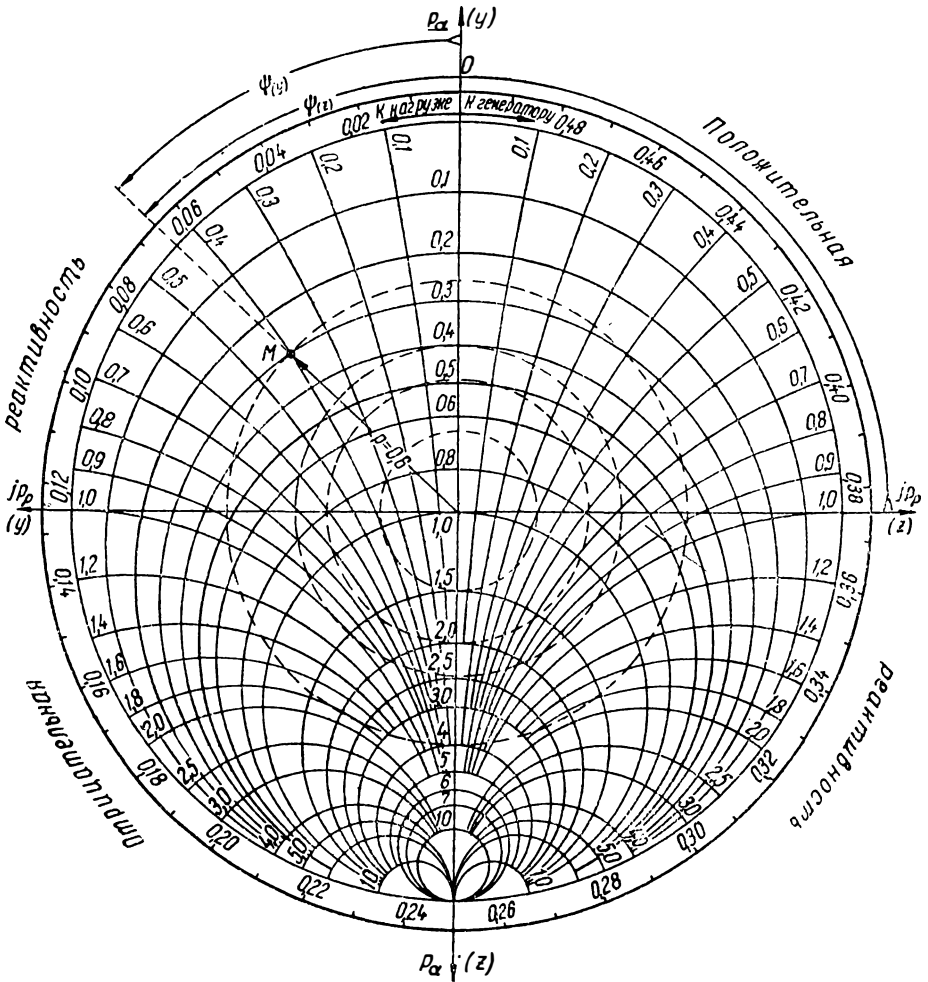


Рис. 9.54. Обобщенная круговая диаграмма проводимостей и сопротивлений (плоскость комплексного коэффициента отражения).

$\dot{p}_{(y)}$ (или $\dot{p}_{(z)}$), после чего легко находится величина \dot{y} (или \dot{z}). Модуль r и аргумент ψ находятся по данным измерений распределения напряжения (или напряженности поля) вдоль длины фидера, что вытекает из следующих положений.

Пусть в интересующем нас сечении фидера без потерь (нас интересует именно этот случай), которое будем рассматривать

как исходное ($l = 0$), комплексный коэффициент отражения волн

$$\dot{p} = \dot{p}_0 = p_0 e^{j\psi_0} = \frac{(\dot{U}_{отр})_0}{(\dot{U}_{пад})_0}, \quad (9.71)$$

где $\psi = \psi_0$ — угол сдвига фаз между векторами $(\dot{U}_{пад})_0$ и $(\dot{U}_{отр})_0$ в данном сечении (рис. 55). Величина амплитуды напряжения в этом сечении определяется модулем геометрической суммы векторов:

$$U_{m0} = |(\dot{U}_{отр})_0 + (\dot{U}_{пад})_0|.$$

В сечении, отстоящем от исходного на расстояние l (в сторону нагрузки), векторы напряжений равны:

$$(\dot{U}_{пад})_l = (\dot{U}_{пад})_0 e^{-j\beta l},$$

$$(\dot{U}_{отр})_l = (\dot{U}_{отр})_0 e^{j\beta l},$$

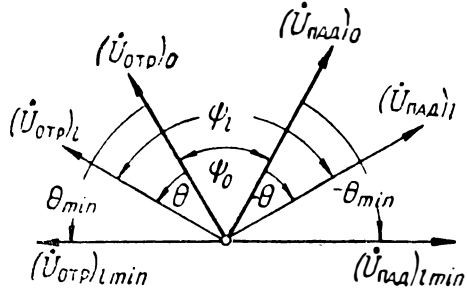


Рис. 9.55. Соотношение векторов падающей и отраженной волн напряжений в разных сечениях фидера.

т. е. они сдвинуты относительно векторов $(\dot{U}_{пад})_0$ и $(\dot{U}_{отр})_0$ соответственно на фазовые углы $\mp \theta = \mp \beta l = \mp \frac{2\pi}{\lambda_{гф}} l$ (рис. 55) Следовательно, аргумент комплексного коэффициента отражения в рассматриваемом сечении

$$\psi = \psi_l = \psi_0 + 2\theta = \psi_0 + 2\beta l = \psi_0 + 4\pi l / \lambda_{гф}. \quad (9.72)$$

Модуль же коэффициента отражения $p = U_{отр} / U_{пад}$ остается неизменным. Однако при $p \neq 0$ величина амплитуды напряжения изменяется:

$$U_{ml} = |(\dot{U}_{пад})_l + (\dot{U}_{отр})_l| \neq U_{m0}.$$

В случае, показанном на рис. 55, $U_{ml} < U_{m0}$.

На некотором расстоянии $l = l_{min}$ от исходного сечения фидера (рис. 55), где

$$\psi = \psi_{l,min} = \psi_0 + 2\theta_{min} = \psi_0 + 2\beta l_{min} = \pi, \quad (9.73)$$

векторы падающей и отраженной волн сдвинуты на угол π и величина амплитуды напряжения в фидере достигает минимального при данном коэффициенте отражения значения:

$$(U_{m(min)} = |(\dot{U}_{пад})_{l,min} + (\dot{U}_{отр})_{l,min}| = U_{пад} - U_{отр}. \quad (9.74)$$

На некотором расстоянии от исходного сечения, равном $l_{max} = l_{min} + 0,25\lambda_{гф}$, где

$$\psi = \psi_{l,max} = \psi_{l,min} + \pi = \psi_0 + 2\theta_{max} = 2\pi, \quad (9.75)$$

векторы падающей и отраженной волн совпадают по фазе и величина амплитуды напряжения в фидере достигает максимального значения:

$$(U_m)_{max} = U_{пад} + U_{отр}. \quad (9.76)$$

С помощью измерительной линии, приключаемой между выходным фланцем магнетрона и фидером, питающим нагрузку (рис. 56), можно снять закон распределения амплитуды напряжения

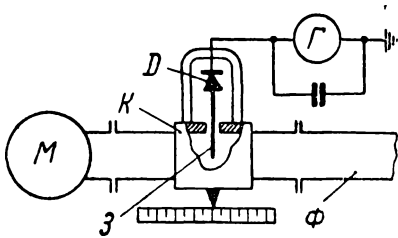


Рис. 9.56. Схема измерительной линии: Φ — фидер (волновод); M — магнетрон; K — каретка, перемещаемая вдоль измерительной линии; Z — зонд; D — детектор; Γ — гальванометр.

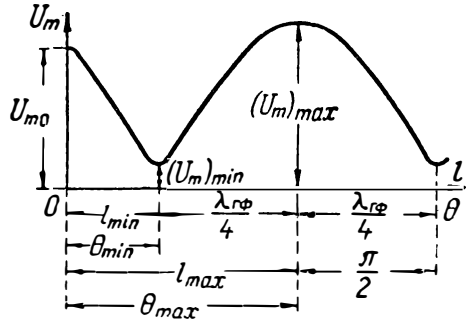


Рис. 9.57. Распределение амплитуды напряжения вдоль длины фидера (вдоль длины измерительной линии от некоторого исходного сечения ее).

$U_m = F_U(l)$ вдоль длины фидера (или амплитуды напряженности электрического поля), считая при этом некоторое сечение измерительной линии за исходное ($l = 0, \psi = \psi_0$). Характер кривой распределения напряжения вполне определяется величиной коэффициента отражения $\rho = \rho_0$ в исходном сечении линии. Для случая, показанного на рис. 55, кривая распределения напряжения вдоль длины измерительной линии (в направлении к нагрузке) имеет вид, показанный на рис. 57.

По данным снятой зависимости $U_m = F_U(l)$ определяются величины θ_{min} и коэффициент стоячей волны

$$K_{св} = \frac{(U_m)_{max}}{(U_m)_{min}}, \quad (9.77)$$

откуда нетрудно найти модуль и аргумент коэффициента отражения в исходном сечении измерительной линии ($l = 0, \psi = \psi_0$). Именно, согласно формуле (73), имеем:

$$\psi_0 = \pi - 2\theta_{min} = \pi - 4\pi \frac{l_{min}}{\lambda_{rf}}. \quad (9.78)$$

С другой стороны, из формул (77), (74) и (76) получаем:

$$K_{св} = \frac{U_{пад} + U_{отр}}{U_{пад} - U_{отр}} = \frac{1 + \rho}{1 - \rho}, \quad (9.79)$$

откуда

$$\rho = \frac{K_{св} - 1}{K_{св} + 1}. \quad (9.80)$$

7. Из изложенного вытекает возможность определения входной проводимости (или сопротивления) в произвольном сечении фидера, отстоящем от исходного ($l = 0$) на произвольном расстоянии l . Для этого достаточно найти аргумент ψ_l коэффициента отражения в интересующем нас сечении, так как модуль коэффициента отражения в фидере без потерь остается неизменным для любого сечения фидера: он выражается формулой (80). Величина аргумента ψ_l определяется формулой (72), из которой следует, что положение комплексного коэффициента отражения $\dot{\rho}_l$ в сечении фидера, отстоящем от исходного сечения на расстояние l , находится путем поворота вектора $\dot{\rho}_0$ (в исходном сечении) на фазовый угол $2\theta = 2\beta l = \frac{4\pi}{\lambda_{гф}} l$. При перемещении от исходного сечения по направлению к нагрузке поворот осуществляется *против часовой стрелки*; при перемещении по направлению к генератору — *по часовой стрелке* (как это показано на рис. 54). Для отсчета угла 2θ на периферии круговой диаграммы указан удобный масштаб, пропорциональный относительной величине $l/\lambda_{гф}$.

8. Из соотношения (79) следует, что семейство концентрических окружностей (с центром в центре круговой диаграммы), соответствующих $\rho = \text{const}$ (рис. 54), представляет также геометрические места точек, в которых $K_{св} = \text{const}$.

Рассмотрим какую-нибудь точку круговой диаграммы (рис. 54), в которой $\dot{y} = g > 1$. Согласно формуле (69) модуль коэффициента отражения в сечении фидера, соответствующем этой точке, равен

$$\rho = \frac{|1 - g|}{|1 + g|} = \frac{g - 1}{1 + g}.$$

Подставляя это значение в формулу (79), найдем $K_{св} = g > 1$. (Аналогично можно было бы получить $K_{св} = r > 1$). Таким образом величина $K_{св}$ определяется значением $\dot{y} = g > 1$ (или $\dot{z} = r > 1$), соответствующим точке пересечения окружности $K_{св} = \text{const}$ (или $\rho = \text{const}$) с вертикальной осью круговой диаграммы. Точка пересечения той же окружности с вертикальной осью диаграммы, в которой $\dot{y} = g < 1$ ($\dot{z} = r < 1$), определяет коэффициент бегучести $K_6 = 1/K_{св} = g < 1$ (или $K_6 = r < 1$).

9. Вернемся к вопросу о представлении нагрузочной характеристики в плоскости комплексного коэффициента отражения.

Из изложенного вытекает, что вид нагрузочной характеристики должен зависеть от того, к какому сечению фидера отно-

сится плоскость комплексного коэффициента отражения, в которой представляется нагрузочная характеристика. Нагрузочная характеристика в плоскости \dot{p}_a , относящейся непосредственно к зажимам $a-a$ магнетрона (рис. 50), имеет вид, показанный на рис. 58, а. Здесь, согласно формулам (63) и (64), окружности $G'_{нагр} = G'_{нагр} W'_{\phi} = \text{const}$ представляют геометрические места точек,

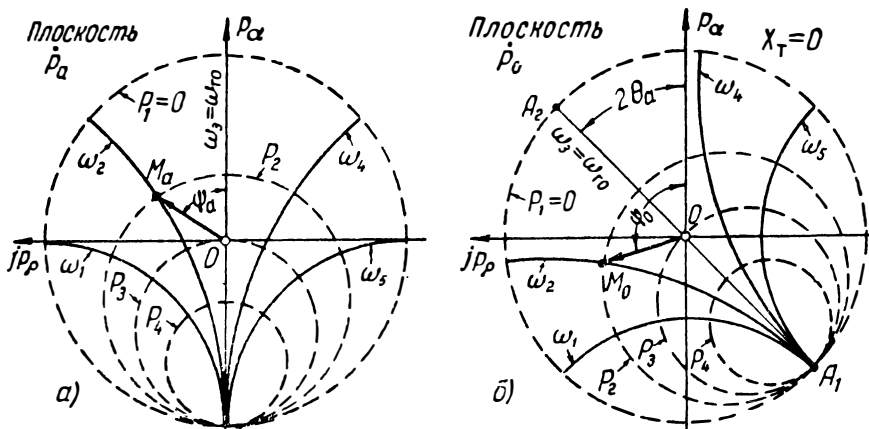


Рис. 9.58. Нагрузочные характеристики в плоскости коэффициента отражения, относящейся к сечению $a-a$ магнетрона (а) и к сечению измерительной линии (б), отстоящему от сечения $a-a$ на длину l_a ($\theta = 2\pi l_a / \lambda_{гф}$).

в которых мощность генерации постоянна, а окружности $b'_{нагр} = B'_{нагр} W'_{\phi} = \text{const}$ представляют геометрические места точек, в которых частота генерации постоянна, причем прямой $b'_{нагр} = 0$ соответствует частота генерации $\omega_{г0}$.*

Однако сечение $a-a$ магнетрона недоступно для непосредственных измерений, и нас интересует вид нагрузочной характеристики в плоскости p_0 , относящейся к исходному сечению измерительной линии, отстоящему от сечения $a-a$ на некоторое расстояние l_a . Вследствие этого, даже если реактивность X_T , обусловленная несовершенством трансформирующего устройства (рис. 52), весьма мала ($X_T \cong 0$), проводимость $Y'_{нагр} = q_T^2 Y_{вх} \neq q_T^2 Y$, где Y — входная проводимость фидера в исходном сечении измерительной линии ($y = q + jb = Y W_{\phi}$). Для получения интересующей нас нагрузочной характеристики в плоскости p_0 нужно найти геометрические места точек в плоскости \dot{p}_0 ,

* Заметим, что $W'_{\phi} = W_{\phi} / q_T^2$ — приведенное значение волнового сопротивления фидера, учитывающее наличие трансформатора (рис. 52); при $X_T = 0$,

$$Y'_{нагр} W'_{\phi} = Y_{вх} W_{\phi}, \text{ т. е. } y'_{нагр} = y_{вх}, \text{ так как } Y'_{нагр} = \frac{q_T^2}{Z_{\theta x}}.$$

в которых сохраняются неизменными составляющие нагрузочной проводимости в сечении $a - a$ ($g'_{\text{нагр}} = \text{const}$ и $b'_{\text{нагр}} = \text{const}$).

Пусть некоторой относительной проводимости $\dot{y}'_{\text{нагр}} = \dot{y}'_a$ (в сечении $a - a$) соответствует в плоскости \dot{p}_a точка M_a , определяющая коэффициент отражения $p_a e^{j\psi_a}$ (рис. 58,а). Точке M_a соответствует в плоскости \dot{p}_0 точка M_0 , в которой $\dot{y} = \dot{y}_0$ и комплексный коэффициент отражения $p_0 e^{j\psi_0}$ связан с коэффициентом отражения p_a соотношениями:

$$p_0 = p_a; \quad \psi_0 - \psi_a = 2\theta_a = 2\beta l_a = 2 \frac{2\pi}{\lambda_{\text{эф}}} l_a.$$

Следовательно для нахождения точки M_0 нужно вектор \dot{p}_a повернуть против часовой стрелки на угол $2\theta_a$ (рис. 58,б).

Так как точка M_0 была выбрана нами произвольно, то изложенные рассуждения остаются справедливыми применительно к любой точке плоскости \dot{p}_a . Следовательно, для нахождения геометрического места точек в плоскости \dot{p}_0 , удовлетворяющих постоянству $b'_{\text{нагр}} = \text{const}$ и $g'_{\text{нагр}} = \text{const}$ в плоскости \dot{p}_a , следует всю круговую диаграмму плоскости \dot{p}_a повернуть против часовой стрелки на угол $2\theta_a = 2\beta l_a$. Полученный результат иллюстрируется семейством кривых, представленных на рис. 58,б, выражающих при сделанных допущениях нагрузочную характеристику магнетрона в плоскости \dot{p}_0 , относящейся к исходному сечению измерительной линии. Как видно, учет дополнительного отрезка фидера (l_a), стоящего между измерительной линией и магнетроном, не меняет в принципе вида нагрузочной характеристики, а вызывает лишь поворот линий $\omega_r = \text{const}$ и $P_{\text{нагр}} = \text{const}$ относительно линий $b = \text{const}$ и $g = \text{const}$.

Можно показать, что учет реактивного сопротивления X_r (рис. 52) приводит к некоторому видоизменению нагрузочной характеристики в плоскости p_0 (рис. 59). Однако и в этом случае линии, соответствующие $\omega_r = \text{const}$ и $P_{\text{нагр}} = \text{const}$, образуют два семейства взаимно ортогональных окружностей.

10. Нагрузочная характеристика, снятая экспериментально, приведена на рис. 60. Эта характеристика, подтверждая, в общем, характер нагрузочной характеристики, вытекающей при принятых допущениях из теоретических рассуждений, в принципе все же имеет существенные отличия. Отличие, в первую очередь, связано с нарушением ортогональности между кривыми семейства $f_r = \text{const}$ и кривыми семейства $P_{\text{нагр}} = \text{const}$. Во-вторых, кривые, соответствующие $P_{\text{нагр}} = \text{const}$, заметно отличаются от окружностей и в тем большей степени, чем выше величина $P_{\text{нагр}}$.

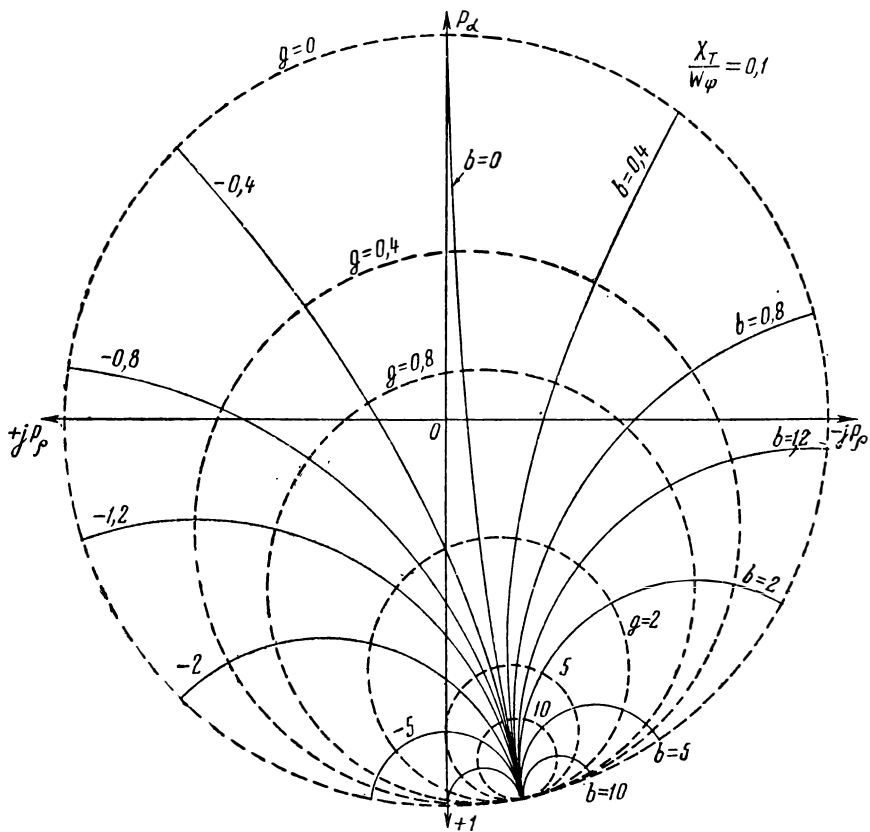


Рис. 9.59. Нагрузочная характеристика магнетрона в плоскости комплексного коэффициента отражения (соответствующей исходному сечению измерительной линии) с учетом влияния реактивности $X_T = 0,1 W_\Phi'$ (по данным вычислений инженера Н. Ф. Вавилова).

Указанное различие теоретической и экспериментальной характеристик обусловлено тем, что в действительности при изменении $G'_{\text{нагр}}$ и $B'_{\text{нагр}} = \text{const}$ нельзя, строго говоря, полагать неизменными ни электронную реактивную проводимость ($B_s \neq \text{const}$), ни амплитуду колебаний ВЧ поля ($U_m \neq \text{const}$). Именно эти допущения были сделаны при выводе соотношения (64).

Рассмотрим качественно сущность влияния электронной проводимости на частоту генерации магнетрона при его работе на нагрузку, обладающую реактивной составляющей.

Пусть вначале магнетрон работает на *активную согласованную нагрузку*, причем анодное напряжение магнетрона $U_a = U_{\text{пор}} = \text{const}$. В этом случае электронные спицы должны вращаться синхронно и синфазно с изменениями электромагнитного поля в резонаторах; поэтому $B_s = 0$, и частота генерации равна собственной частоте колебательной системы магнетрона ($\omega_r = \omega_{\text{д.пор}}$).

Пусть теперь при неизменном питающем напряжении нагрузка магнетрона получила реактивную составляющую. Может ли при этих условиях электронная проводимость оставаться неизменной ($B_g = 0$)?

При $B_g = 0$ частота генерации должна измениться в соответствии с равенством $B'_{нагр} + B = 0$ (B — реактивная проводимость собственно колебательной системы магнетрона): при емкостном характере проводимости $B'_{нагр}$ частота генерации должна уменьшиться ($\omega_r < \omega_{д,пор}$), а при индуктивном характере — возрасти ($\omega_r > \omega_{д,пор}$). Однако при $U_a = \text{const}$ и $B_g = 0$ это невозможно, так как синфазность вращения спиц не нарушается и, следовательно, их скорость вращения измениться не может. В то же время при $B'_{нагр} \neq 0$ и $B_g = 0$ частота генерации не может оставаться неизменной.

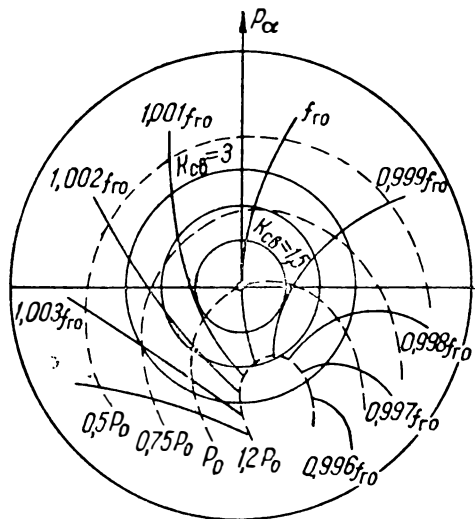


Рис. 9.60. Реальная нагрузочная характеристика магнетрона 3-см диапазона.

Из изложенного вытекает, что при $B'_{нагр} \neq 0$ обязательно должна измениться электронная проводимость ($B_g \neq 0$). При этом частота генерации должна удовлетворять уравнению (59) и, кроме того, уравнению (48), где угол φ_g рассогласования синфазности обязан обеспечить синхронность вращения электронных спиц. При $U_a = \text{const}$ и измененной частоте ($\omega_r \neq \omega_{д,пор}$) это возможно при вполне определенном значении угла φ_g , удовлетворяющем уравнениям (54) и (56).

Таким образом, если при $U_a = \text{const}$ и $G'_{нагр} = \text{const}$ ($I_a \cong \text{const}$) изменяется реактивная составляющая проводимости нагрузки ($B'_{нагр} \neq 0$), то реактивная составляющая электронной проводимости, частота генерации и угол рассогласования синфазности должны одновременно удовлетворять уравнениям (59), (48) [или (51)], (54) и (56). Решая указанные уравнения, можно аналитически построить нагрузочные характеристики магнетрона, учитывающие влияние его электронной проводимости.

Следует отметить, что случай $B'_{нагр} \neq \text{const}$ при $G'_{нагр} = \text{const}$ практически почти не встречается. Обычно при изменении оконечной нагрузки (на приемном конце питающего фидера) меняются

как $B'_{\text{нагр}}$, так и $G'_{\text{нагр}}$. Вариации этих параметров могут происходить и при неизменных параметрах оконечной нагрузки, но при изменении анодного напряжения. В этом случае за счет непостоянства рабочего тока должно произойти изменение динамической собственной частоты колебательной системы и электронное смещение частоты генерации. Это приведет к изменению «электрической длины» питающего фидера ($l_{\phi}/\lambda_{\text{гф}}$), а следовательно и параметров $B'_{\text{нагр}}$ и $G'_{\text{нагр}}$, что, в свою очередь, должно привести к изменению частоты генерации. Последовательное аналитическое рассмотрение вопроса о частоте генерации (с учетом электронного смещения частоты генерации и влияния реактивной нагрузки) в принципе возможно, но приводит к сложным соотношениям. Поэтому обычно при изучении влияния реактивной нагрузки принимают $B_{\text{э}} \cong \text{const}$ (или даже $B_{\text{э}} \cong 0$). Как показывает опыт, такое упрощенное рассмотрение вопроса позволяет, тем не менее, качественно правильно установить влияние реактивной составляющей нагрузки на изменение частоты и на стабильность генерации.

В дальнейшем влияние непостоянства электронной проводимости магнетрона на частоту генерации не учитывается.

11. В большинстве практических случаев нагрузка, подключенная на приемном конце питающего фидера ($Y'_{\text{нагр}}$), имеет незначительную реактивную составляющую ($|B_{\text{нагр}}| \ll G_{\text{нагр}}$). Тем не менее, вследствие невозможности осуществления полного согласования нагрузки с фидером, входная проводимость фидера в разных сечениях его оказывается различной и может содержать, помимо активной, также и реактивную составляющую проводимости, тем более значительную (в некоторых сечениях фидера), чем выше величина $K_{\text{св}}$.

При эксплуатации магнетронов часто приходится сталкиваться с таким случаем, когда частота генерации ($\omega_{\text{г}} = 2\pi f_{\text{г}}$) или длина питающего фидера (l_{ϕ}) несколько изменяются. Последнее может, например, происходить из-за изменения температуры окружающей среды. Так, при изменении температуры на 100°C длина волноводного фидера из алюминия ($l_{\phi} = 100 \text{ см}$) изменится на величину $\Delta l_{\phi} = K_T \cdot \Delta T \cdot l_{\phi} = 25 \cdot 10^{-6} \cdot 100 \times 100 = 0,25 \text{ см}$, чему при $\lambda_{\text{гф}} = 4 \text{ см}$ соответствует изменение фазы колебаний отраженной волны на входе фидера по отношению к фазе отраженной волны на нагрузочном конце (рис. 55) на угол $2\theta = 2\beta \cdot \Delta l_{\phi} \cong 0,25\pi \cong 45^{\circ}$. Существенное влияние на длину фидера и, следовательно, на аргумент коэффициента отражения оказывают также изменения в степени сжатия стыковых соединений волноводного тракта, всякого рода механические деформации и т. п.

При неизменной величине параметров нагрузки на приемном

конце фидера ($V'_{\text{нагр}} = \text{const}$) коэффициент стоячей волны фидера и модуль коэффициента отражения волн остаются неизменными независимо от длины фидера. Что же касается аргумента коэффициента отражения, то хотя при указанных условиях на приемном конце фидера он и не изменяется, однако на генераторном конце (в *исходном сечении* измерительной линии) при $K_{\text{св}} \neq 1$ должно происходить существенное изменение аргумента ψ с изменением длины фидера. Это, как мы видели, должно привести к изменению входной проводимости фидера и, следовательно, к изменению частоты и мощности генерации. Из этих соображений свойства магнетрона принято характеризовать пределами изменения мощности ($\Delta P_{\text{нагр}} = P_3$) и частоты генерации ($\Delta f_{\text{г}} = F_3$) магнетрона при неизменном $K_{\text{св}}$ и изменении аргумента коэффициента отражения на угол 2π . Эти пределы для магнетрона, нагрузочная характеристика которого приводится на рис. 60, имеют следующие значения:

$$K_{\text{св}} = 1,5: F_3 = 1,001f_{\text{г0}} - 0,999 f_{\text{г0}} = 0,002 f_{\text{г0}};$$

$$P_3 = 1,1 P_0 - 0,85 P_0 = 0,25P_0;$$

$$K_{\text{св}} = 3: F_3 = 0,007f_{\text{г0}}, P_3 = 0,8P_0.$$

Приведенные величины подчеркивают важность вопроса.

Изменение частоты генерации, обусловленное влиянием нагрузки, называется *затягиванием частоты генерации*. Степень *затягивания частоты генерации* измеряется абсолютным или относительным диапазоном изменения частоты генерации при $K_{\text{св}} = 1,5$ ($\rho = 0,2$) и изменении аргумента коэффициента отражения в пределах 2π :

$$(F_3)_{K_{\text{св}}=1,5} = F_{1,5} = [(f_{\text{г}})_{\text{max}} - (f_{\text{г}})_{\text{min}}]_{K_{\text{св}}=1,5}; \quad (9,81a)$$

$$\sigma = \frac{F_{1,5}}{f_{\text{г0}}}. \quad (9,81б)$$

Для рассмотренного выше примера (рис. 60) степень затягивания частоты генерации определяется следующими значениями:

$$F_{1,5} = 20 \text{ мГц}, \sigma = 0,2\%.$$

12. С некоторым приближением процесс затягивания частоты может быть изучен при допущениях, выражаемых соотношениями (60) и (61). В этом случае справедливо равенство (64), и по величине $V'_{\text{нагр}}$ можно судить об относительном изменении частоты генерации. Если, кроме того, пренебречь влиянием небольшой реактивности X_{T} (рис. 52 и 59), то представляется возможность

суждения о влиянии аргумента ψ_a коэффициента отражения на частоту генерации непосредственно из круговой диаграммы (рис. 54), относящейся к сечению $a-a$ магнетрона ($y' = g' + jb'$).

Согласно формуле (64)

$$\frac{\Delta f_{го}}{f_{го}} = -\frac{B'_{нагр} \rho_k}{2} = -\frac{b' \rho_k}{2W'_{\phi}}. \quad (9.82)$$

Выразим ρ_k/W'_{ϕ} через добротность резонаторной системы магнетрона ($Q_{рез}$) и добротность нагруженного магнетрона ($Q_{нагр}$), работающего на согласованную активную нагрузку. По определению (в соответствии с эквивалентной схемой рис. 50) имеем:

$$\frac{1}{Q_{рез}} = G \cdot \rho_k; \quad \frac{1}{Q_{нагр}} = (G + G'_{нагр}) \rho_k. \quad (9.83)$$

Отсюда, при $G'_{нагр} = 1/W'_{\phi}$, найдем:

$$\frac{\rho_k}{W'_{\phi}} = \rho_k G'_{нагр} = \frac{1}{Q_{нагр}} - \frac{1}{Q_{рез}} = \frac{1}{Q_{вн}}; \quad (9.83a)$$

$$2Q_{вн} \frac{\Delta f_{го}}{f_{го}} = -b'. \quad (9.84)$$

Пусть $K_{св} = \text{const}$ ($\rho = \text{const}$). Пользуясь круговой диаграммой (рис. 54), можно для каждого значения ψ_a найти значение b' и затем по формуле (84) вычислить соответствующую расстройку

(ее относительную величину, умноженную на $2Q_{вн}$). По этим данным

строится зависимость относительного изменения частоты в функции от аргумента ψ_a (рис. 61). Эта зависимость, пред-

ставленная графически, называется *кривой затягивания частоты генерации*.

Кривая затягивания частоты может быть также снята экспериментально с помощью измерительной линии. Теоретическая кривая затягивания частоты, вследствие принятых упрощающих допущений ($B_s = \text{const}$, $X_r = 0$), несколько отличается от экспериментальной кривой, но в общем хорошо отображает ее

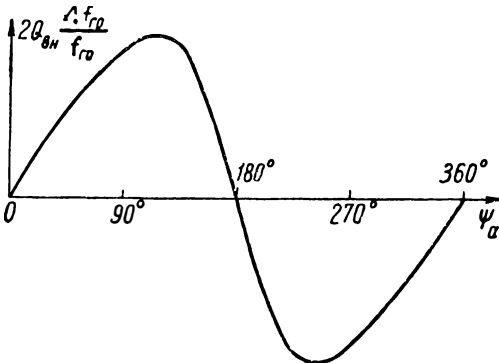


Рис. 9.61. Кривая затягивания частоты (при $K_{св} = 1,5$).

с помощью измерительной линии. Теоретическая кривая затягивания частоты, вследствие принятых упрощающих допущений ($B_s = \text{const}$, $X_r = 0$), несколько отличается от экспериментальной кривой, но в общем хорошо отображает ее

характер. Следует лишь отметить, что экспериментальная кривая оказывается сдвинутой относительно теоретической кривой вдоль оси абсцисс; это является естественным, так как экспериментальная кривая выражает зависимость ухода частоты генерации от аргумента коэффициента отражения, относящегося не к сечению $a-a$ магнетрона, а к некоторому *исходному сечению* измерительной линии. Это различие (при принятых допущениях) не принципиально.

13. Функция, выражающая кривую затягивания частоты, может быть получена аналитически из выражения (69) для коэффициента отражения, который следует полагать относящимся к сечению $a-a$ магнетрона:

$$p_a = p_a \cos \psi_a + j p_a \sin \psi_a = \frac{1 - (g' + j b')}{1 + (g' + j b')}.$$

Разделяя вещественные и мнимые части последнего уравнения, получим два уравнения, которые разрешаются относительно g' и b' :

$$g' = \frac{1 - p_a^2}{1 + p_a^2 + 2p_a \cos \psi_a}; \quad b' = - \frac{2p_a \sin \psi_a}{1 + p_a^2 + 2p_a \cos \psi_a}. \quad (9.85)$$

Подставляя значение b' в равенство (84), получим искомую зависимость:

$$2Q_{\text{вн}} \frac{\Delta f_{\text{гo}}}{f_{\text{гo}}} = \frac{2p_a \sin \psi_a}{1 + p_a^2 + 2p_a \cos \psi_a} = \Phi(\psi_a). \quad (9.86)$$

Экстремальные значения $\Phi = \Phi_{\text{э}}$ ($\Phi_{\text{э}} = \Phi_{\text{max}}$, $\Phi_{\text{э}} = \Phi_{\text{min}}$), соответствующие максимальному и минимальному уходу частоты генерации при $p_a = \text{const}$, находятся из условия:

$$\frac{d\Phi(\psi_a)}{d\psi_a} = \frac{(1 + p_a^2 + 2p_a \cos \psi_a) \cdot 2p_a \cos \psi_a + 4p_a^2 \sin^2 \psi_a}{(1 + p_a^2 + 2p_a \cos \psi_a)^2} = 0,$$

откуда получаем значение $\psi_a = \psi_{a\text{э}}$ в экстремальных точках:

$$\cos \psi_{a\text{э}} = - \frac{2p_a}{1 + p_a^2}. \quad (9.87)$$

Подставляя значения $\psi_{a\text{э}}$ в равенство (86), найдем:

$$2Q_{\text{вн}} \frac{(\Delta f_{\text{гo}})_{\text{э}}}{f_{\text{гo}}} = \Phi(\psi_{a\text{э}}) = \pm \frac{2p_a}{1 - p_a^2}, \quad (9.88)$$

где верхний знак относится к высшей частоте, а нижний знак — к низшей частоте генерации. Относительный диапазон изменения частоты генерации при затягивании равен:

$$\frac{F_{\text{з}}}{f_{\text{гo}}} = \frac{(f_{\text{г}})_{\text{max}} - (f_{\text{г}})_{\text{min}}}{f_{\text{гo}}} = \frac{2p_a}{Q_{\text{вн}}(1 - p_a^2)} = \frac{K_{\text{св}}^2 - 1}{2Q_{\text{вн}} K_{\text{св}}}. \quad (9.89)$$

Положив в равенстве (89) $p_a=0,2$ ($K_{св}=1,5$), найдем степень затягивания частоты генерации (теоретическое значение):

$$\sigma = \frac{F_{1,5}}{f_{го}} \cong \frac{0,417}{Q_{вн}}. \quad (9.90)$$

Формулы (89) и (90) могут быть также использованы для оценки добротности $Q_{вн}$ по данным экспериментально найденного диапазона затягивания частоты генерации:

$$Q_{вн} = \frac{2p_a f_{го}}{(1 - p_a^2) F_3} = \frac{(K_{св}^2 - 1) f_{го}}{2K_{св} F_3}. \quad (9.91)$$

14. Пример. К волноводному фидеру магнетрона присоединена неизменная (оконечная) нагрузка, обладающая некоторой реактивностью. Фидер снабжен приспособлением, позволяющим изменять аргумент ψ_a коэффициента отражения в пределах 360° (путем изменения длины волновода на $\pm 0,25 \lambda_{гф}$ или же с помощью специального устройства — фазовращателя). По данным измерений установлено, что $K_{св}=1,7$ и наибольшее и наименьшее значения частоты генерации (при изменении аргумента ψ_a на 360°) равны $f_{г, max}=10034$ мГц, $f_{г, min}=10016$ мГц. Эти данные позволяют вычислить следующие величины:

- а) диапазон изменения частоты $F_3=18$ мГц;
- б) частоту генерации $f_{го} \cong 0,5(10034 + 10016) = 10025$ мГц;
- в) модуль коэффициента отражения [из формулы (80)]

$$p = p_a = \frac{K_{св} - 1}{K_{св} + 1} = \frac{1,7 - 1}{1,7 + 1} \cong 0,26;$$

- г) «вносимую» добротность [из формулы (91)]

$$Q_{вн} = \frac{2p_a f_{го}}{1 - p_a^2 F_3} \cong \frac{2 \cdot 0,26 \cdot 10^4}{(1 - 0,26^2) \cdot 18} \cong 310;$$

- д) степень затягивания частоты генерации [из формулы (90)]

$$\sigma = \frac{0,417}{Q_{вн}} = \frac{0,417}{310} = 0,00135 = 0,135\%.$$

15. Из рассмотрения нагрузочных характеристик (рис. 59 и 60) видно, что при несогласованной нагрузке магнетрона ($K_{св} > 1,5$) в области некоторых значений аргумента $\psi = \psi_a$ коэффициента отражения имеет место «сгущение» линий постоянной частоты. Хотя в этой области и удается получить большую мощность генерации, тем не менее работа при таких значениях ψ является нежелательной из-за низкой стабильности частоты генерации в этом районе. Значимость этого обстоятельства повышается при присоединении к магнетрону нагрузки через посредство достаточно длинного фидера ($l_{ф} > 30\lambda_{гф}$). В этом случае в области некоторых значений аргумента ψ наблюдаются «перескоки» частоты генерации, что

затрудняет нормальную эксплуатацию магнетрона. Рассмотрим этот вопрос в предположении, что $B_0 = 0$.

При $B_0 = 0$ частота генерации должна удовлетворять простому равенству

$$B = -B'_{\text{нагр}}. \quad (9.92)$$

Левая часть равенства (92) выражает реактивную проводимость колебательной системы магнетрона, которая может быть представлена в виде:

$$B = \left(\omega_r C - \frac{1}{\omega_r L} \right) = \omega_r C \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_r^2} \right) \cong \frac{2}{\rho_k} \frac{\Delta f_r}{f_0} = \frac{2}{\rho_k} \xi = \Phi_1(\xi), \quad (9.93)$$

где предполагается $\Delta f_r = f_r - f_0 \ll f_0$ и $\omega_0 = 2\pi f_0$ — собственная частота колебательной системы магнетрона, выражаемая равенством (61); влиянием *изменения* пространственного заряда на собственную частоту колебательной системы пренебрегаем. При принятых упрощениях реактивная проводимость B представляет собой линейную функцию относительной расстройки ξ .

Выразим теперь зависимость правой части равенства (92) от расстройки ξ . При этом пренебрежем влиянием небольшой реактивности X_r (рис. 52). Согласно формуле (85)

$$-B'_{\text{нагр}} = -\frac{b'}{W'_\phi} = \frac{1}{W'_\phi} \frac{2p_a \sin \psi_a}{1 + p_a^2 + 2p_a \cos \psi_a}, \quad (9.94)$$

где ψ_a — аргумент коэффициента отражения в сечении $a-a$ магнетрона (рис. 50). Пусть l_ϕ — полная длина питающего нагрузку фидера (от нагрузки до сечения $a-a$) и ψ_n — аргумент коэффициента отражения на приемном конце фидера (у нагрузки). При заданной нагрузке можно полагать $\psi_n = \text{const}$. Тогда в соответствии с формулой (72) (но с учетом перемещения не к нагрузке, а в сторону генератора) имеем:

$$\psi_a = \psi_n - \frac{4\pi l_\phi}{\lambda_{r\phi}} = \psi_n - 4\pi l_\phi \frac{f_r}{v_\phi} = \psi_n - \frac{4\pi l_\phi f_0}{v_\phi} (1 + \xi), \quad (9.95)$$

где $v_\phi = \lambda_{r\phi} \cdot f_r$ — скорость распространения волн в фидере.

Подставляя значение ψ_a в равенство (94) и заменяя в соответствии с формулой (83а) W'_ϕ через $\rho_k Q_{\text{вн}}$, получим:

$$-B'_{\text{нагр}} = \frac{2p_a}{\rho_k Q_{\text{вн}}} \frac{\sin \left[\psi_n - 4\pi \frac{l_\phi f_0}{v_\phi} (1 + \xi) \right]}{1 + p_a^2 + 2p_a \cos \left[\psi_n - 4\pi \frac{l_\phi f_0}{v_\phi} (1 + \xi) \right]} = \Phi_2(\xi). \quad (9.96)$$

На рис. 62 представлена кривая, выражающая зависимость $\Phi_2(\xi)$, и прямая $\Phi_1(\xi)$. Точки пересечения функций Φ_1 и Φ_2 удовлетворяют равенству (92); они соответствуют состояниям равновесия системы. Эти точки определяют частоту генерации при условии устойчивости соответствующих состояний равновесия.

Функция $\Phi_2(\xi)$ представляет собой искаженную «синусоиду»,

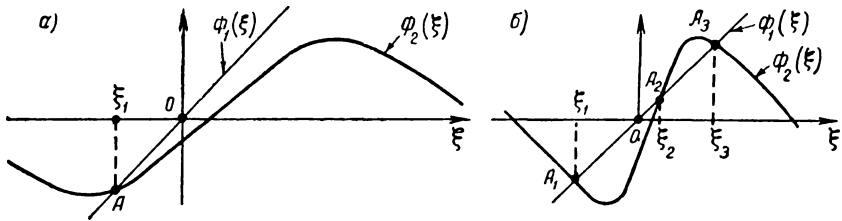


Рис. 9.62. Определение частоты генерации.

обладающую тем большей «амплитудой», чем выше коэффициент отражения (чем выше $K_{св}$); эта функция характеризуется несколько большей крутизной на участке, где производная $\Phi_2'(\xi) > 0$, по сравнению с абсолютной крутизной функции на участке, где $\Phi_2'(\xi) < 0$. Прямая же $\Phi_1(\xi)$ имеет положительный наклон: $\Phi_1'(\xi) > 0$.

Если длина фидера не очень велика, то крутизна прямой $\Phi_1(\xi)$ превышает абсолютное значение максимальной крутизны функции $\Phi_2(\xi)$, т. е. $\Phi_1'(\xi) > |\Phi_2'(\xi)|_{max}$ (рис. 62, а). В этом случае функции $\Phi_1(\xi)$ и $\Phi_2(\xi)$ пересекаются только в одной точке А (при любом взаимном расположении обеих кривых). Можно показать, что состояние равновесия, соответствующее *одной* точке пересечения кривых, устойчиво. При таком положении генерация происходит на частоте f_r , определяемой точкой пересечения А ($f_r = f_0 + \xi_1 f_0$). При изменении аргумента ψ_n положение прямой $\Phi_1(\xi)$ остается неизменным, а кривая $\Phi_2(\xi)$ смещается влево или вправо. Это должно привести к изменению положения точки пересечения А и соответственно к изменению в некоторых пределах частоты генерации (затягивание частоты). Аналогичное явление будет иметь место при перестройке в ограниченных пределах собственной частоты f_0 колебательной системы магнетрона*. В рассматриваемом случае (рис. 62, а) путем изменения ψ_n или f_0 можно осуществить плавную перестройку частоты генерации во всем диапазоне перестройки; при работе в импульсном режиме генерация магнетрона будет стабильна, и «перескоки» частоты не будут наблюдаться даже при небольшом колебании питающего напряжения, обычном в эксплуатационных условиях.

* Строго говоря, при изменении f_0 меняется несколько характер функции $\Phi_2(\xi)$; однако, в узкой полосе частот эти изменения несут существенны.

С увеличением длины питающего фидера крутизна кривой $\Phi_2(\xi)$ возрастает, и это обстоятельство может привести (при достаточной длине l_ϕ) к нарушению стабильности возбуждения магнетрона при некоторых значениях аргумента ψ_n (или некоторых значениях собственной частоты f_0). Это явление известно под названием «*эффекта длинной линии*».

Максимальное значение крутизны $\Phi_2'(\xi)$ получается в точке, в которой функция $\Phi_2'(\xi)$ пересекает ось абсцисс и

$$\cos \left[\psi_n - 4\pi \frac{l_\phi f_0}{v_\phi} (1 + \xi) \right] = -1. \quad (9.97)$$

Дифференцируя функцию $\Phi_2(\xi)$ и учитывая соотношение (97), найдем

$$[\Phi_2'(\xi)]_{max} = \frac{8\pi}{\rho_K Q_{вн}} \cdot \frac{l_\phi}{\lambda_{\phi 0}} \cdot \frac{p_a}{(1 - p_a)^2}, \quad (9.98)$$

где $\lambda_{\phi 0} = v_\phi / f_0$ — длина волны в фидере. Как видно, максимальная крутизна функции $\Phi_2(\xi)$ прямо пропорциональна длине фидера.

При некотором значении длины фидера $l_\phi = l_{кр}$ максимальная крутизна функции $\Phi_2(\xi)$ становится равной крутизне функции $\Phi_1(\xi)$. Соответствующая этому соотношению длина фидера называется *критической*. Учитывая значение $\Phi_1'(\xi) = 2/\rho_K$, найдем:

$$\frac{l_{кр}}{\lambda_{\phi 0}} = \frac{Q_{вн}}{4\pi} \cdot \frac{(1 - p_a)^2}{p_a} = \frac{Q_{вн}}{\pi} \frac{1}{K_{св}^2 - 1}. \quad (9.99)$$

При выводе формул (98) и (99) принималось, что скорость распространения волн в фидере $v_\phi = \text{const}$ независимо от частоты. Применительно к *волноводам* следует в (формуле (96) заменить v_ϕ на скорость $v_{вг}$ распространения волн в волноводе, являющейся функцией частоты (или расстройки ξ):

$$v_{вг} = \lambda_{вг} f_\Gamma = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_\Gamma}{\lambda_{кр}}\right)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}\right)^2 \frac{1}{(1 + \xi)^2}}},$$

где $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны волновода, $\lambda_\Gamma = c/f_\Gamma$ и $\lambda_0 = c/f_0$. С учетом этого обстоятельства [при дифференцировании функции $\Phi_2(\xi)$] получим:

$$\frac{l_{кр}}{\lambda_0} = \frac{Q_{вн}}{\pi} \frac{1}{K_{св}^2 - 1} \frac{\lambda_0}{\lambda_{во}} = \frac{0,417}{\pi} \frac{f_0}{F_{1,5}} \frac{1}{K_{св}^2 - 1} \frac{\lambda_0}{\lambda_{во}}, \quad (9.100)$$

где $\lambda_{во}$ — длина волны в волноводе (при $f = f_0$).

При $l_\phi \geq l_{кр}$ функции $\Phi_1(\xi)$ и $\Phi_2(\xi)$ при некоторых значениях аргумента ψ_n (или частоты f_0) пересекают уже не в одной, а в трех точках (рис. 62, б): A_1 , A_2 и A_3 . Можно показать, что средняя точка A_2 соответствует неустойчивому состоянию равновесия; генерация на частоте, соответствующей расстройке ξ_2 , невозможна. В зависимости от условий («истории») возбуждения (например, в зависимости от *направления* перестройки частоты в сторону

больших или меньших частот) генерация может возникнуть либо на частоте $(1 + \xi_1)f_0$, либо же на частоте $(1 + \xi_2)f_0$. В импульсном режиме генерации при $l \geq l_{кр}$ в области некоторых значений аргумента ψ_n (при которых пересечение функций $\Phi_1(\xi)$ и $\Phi_2(\xi)$ получается не в одной точке) наблюдаются «перескоки» частоты. Для предотвращения этого нежелательного явления приходится путем подстройки длины волноводного тракта (или с помощью фазовращающих устройств) «выводить» входную проводимость $B'_{нагр}$ из нестабильной зоны.

Из формул (99) и (100) следует, что критическая длина линии прямо пропорциональна вносимой добротности нагрузки. При $K_{св} = 1$, $l_{кр} = \infty$. В этом случае практически при любой длине линии генерация устойчива. С возрастанием $K_{св}$ критическая длина линии быстро убывает. Это иллюстрируется данными следующей таблицы, рассчитанной для $Q_{вн} = 250$

$K_{св}$	1,1	1,2	1,3	1,5	1,7	2,0	2,5	3,0
$\frac{l_{кр}}{\lambda_0} \cdot \frac{\lambda_{в0}}{\lambda_0}$	380	181	115	64	42	26,5	15	10

При очень больших длинах линии существенное влияние на работу в импульсном режиме могут оказать переходные процессы, возникающие в линии. Рассмотрение этого вопроса требует специального подхода.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Бонч-Бруевич, Патент № 16269 от 29 июня 1929 г.
2. Д. Фиск, Г. Хагструм, П. Гатман. Магнетроны, Советское радио, 1948.
3. Н. Ф. Алексеев и Д. Е. Маляров, Получение мощных колебаний магнетроном в сантиметровом диапазоне волн, «ЖТФ», 1940, т. 10, № 15, стр. 1297.
4. С. А. Дробов, Радиопередающие устройства (гл. 18), Воениздат, 1951.
5. С. И. Евтянов, Радиопередающие устройства, Связьиздат, 1950.
6. В. Ф. Коваленко, Введение в электронику сверхвысоких частот, «Советское радио», 1955.
7. В. М. Бовшеверов и М. Т. Грехова, Магнетроны для дециметровых волн, «ЖТФ», 1935, т. 5, № 1, стр. 69.
8. Г. В. Кисунько, Основы теории электромагнитных полых резонаторов, ВКАС, 1947.
9. Г. В. Кисунько, Об одном методе приближенного расчета собственных длин волн электромагнитных полых резонаторов неправильных форм, «Радиотехника», 1948, т. 3, № 5, стр. 24.
10. А. Р. Вольперт, Номограмма для расчета длинных линий. Производственно-технич. бюллетень № 2 завода № 237, 1940 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

<i>Предисловие</i>	3
Введение	5
Глава I. Основные свойства нелинейных сопротивлений	11
§ 1. Нелинейные сопротивления и их характеристики	11
§ 2. Рабочая область характеристики	22
§ 3. Аппроксимация нелинейных характеристик	28
§ 4. Действие нескольких э. д. с. на нелинейный элемент	41
§ 5. Органическая трансформация спектра колебаний	43
§ 6. Статическое равновесие нелинейной цепи	49
Литература	57
Глава II. Основные нелинейные преобразования	59
§ 1. Виды основных нелинейных преобразований	59
§ 2. Нелинейный режим усиления колебаний	62
§ 3. Умножение частоты	72
§ 4. Амплитудная модуляция	77
§ 5. Детектирование	92
§ 6. Преобразование частоты	114
Литература	127
Глава III. Самовозбуждение лампового автогенератора	129
§ 1. Введение	129
§ 2. Принцип работы лампового автогенератора	133
§ 3. Дифференциальное уравнение автогенератора	146
§ 4. Условие самовозбуждения автогенератора	149
§ 5. Переходный процесс установления автоколебаний	155
§ 6. Колебательные характеристики. Мягкий и жесткий режимы самовозбуждения	171
§ 7. Амплитуда и частота стационарных колебаний	184
§ 8. Способы анодного питания генератора	198
§ 9. Основные варианты схем автогенераторов	203
§ 10. Нелинейный элемент автогенератора как отрицательная проводимость	210
Литература	218
Глава IV. Самовозбуждение RC-автогенератора	220
§ 1. Введение	220
§ 2. Принцип работы RC-автогенератора	221
§ 3. Одноламповый RC-автогенератор	229
Литература	235
Глава V. Действие внешней э. д. с. на нелинейную систему	236
§ 1. Введение	236
§ 2. Регенерация	236
§ 3. Захватывание автогенератора	244

Литература	260
Глава VI. Особенности генерации колебаний СВЧ	261
§ 1. Введение	261
§ 2. Влияние инерции электронов	261
§ 3. Трудности конструирования колебательных систем СВЧ	276
§ 4. Общий энергетический принцип генерации	284
Литература	296
Глава VII. Возбуждение клистронов	298
§ 1. Введение	298
§ 2. Двухрезонаторный клистрон	299
§ 3. Отражательный клистрон	314
§ 4. Электронное смещение частоты клистрона	332
Литература	343
Глава VIII. Возбуждение магнетронов	344
§ 1. Введение	344
§ 2. Траектория электронов в статическом режиме	346
§ 3. Критический режим работы магнетрона	363
§ 4. Статические характеристики магнетрона	367
§ 5. Основные типы магнетронных генераторов	370
§ 6. Возбуждение неразрезного магнетрона	371
§ 7. Возбуждение разрезного магнетрона	383
Литература	391
Глава IX. Возбуждение многорезонаторного магнетрона	392
§ 1. Введение	392
§ 2. Устройство и принцип действия магнетрона	394
§ 3. Резонаторная система магнетрона	400
§ 4. Виды колебаний	406
§ 5. Структура высокочастотного поля магнетрона	416
§ 6. Электронный механизм возбуждения колебаний	425
§ 7. Условие самовозбуждения. Пороговое и рабочее напряжения	439
§ 8. Возбуждение магнетрона при колебаниях разного вида	445
§ 9. К. п. д. и рабочие характеристики магнетрона	457
§ 10. Электронное смещение частоты	465
§ 11. Нагрузочная характеристика магнетрона	484
Литература	506

Яков Семенович Ицхоки
НЕЛИНЕЙНАЯ РАДИОТЕХНИКА

Редактор А. А. Кукушкин

Техн. редактор Н. Н. Корусев

Сдано в набор 17/III 1955 г.

Подписано к печати 7/IX 1955 г.

Формат 60×92/16.

Печ. л. 31,75.

Бум. л. 15,875.

Уч.-изд. л. 34,93.

Г-14973.

Цена 18 р. 45 к.

Заказ 147.