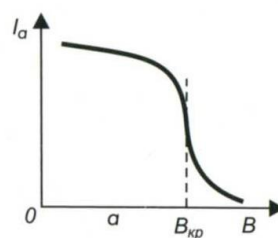


Харьковский национальный университет
имени В. Н. Каразина



ФИЗИКА И ТЕХНИКА СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ



В. В. Власов

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ,
МОЛОДЕЖИ И СПОРТА УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени В. Н. Каразина

В. В. Власов

**Физика и техника сверхвысокочастотного
диапазона электромагнитных колебаний**

Учебное пособие

Харьков – 2011

УДК 621.37+537.96(075.8)
ББК 32.840я73
В58

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики СВЧ ХНУ имени В. Н. Каразина **Шматько А. А.**;
доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института физики плазмы ННЦ «ХФТИ» НАН Украины, профессор **Волков Е. Д.**

*Утверждено к печати решением Ученого совета
Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина
(протокол № 11 от 29.10.2010 г.)*

Власов В. В.

В58 Физика и техника сверхвысококачественного диапазона электромагнитных колебаний / Власов В. В. – Х. : ХНУ имени В. Н. Каразина, 2011. – 169 с.

ISBN 978-966-740-1

Учебное пособие посвящено изложению основных положений физики и техники сверхвысококачественного диапазона электромагнитных колебаний. В первой части речь идет об особенностях распространения электромагнитных колебаний в направляющих системах, используемых в этом диапазоне, во второй – об устройстве и принципах работы ряда электронно-лучевых вакуумных приборов СВЧ.

Пособие рассчитано на студентов старших курсов, аспирантов физических специальностей, специализирующихся в области экспериментальной физики плазмы, физики ускорителей, а также преподавателей ВУЗов.

Ил. 108 Таблиц 10 Библиогр. 22

УДК 621.37+537.96(075.8)
ББК 32.840я73

ISBN 978-966-740-1

© Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, 2011
© Власов В. В., 2011
© Литвинова О. А., макет обложки, 2010

Содержание

Предисловие.....	4
1. Особенности сверхвысокочастотного диапазона электромагнитных колебаний. Основные типы направляющих систем	6
2. Волноводы. Электромагнитные волны в прямоугольном волноводе	10
Электромагнитные волны типа TE_{mn} и TM_{mn} в прямоугольном волноводе	14
Поле TE_{10} в прямоугольном волноводе	18
Поперечные магнитные поля TM_{mn}	20
3. Электромагнитные волны в волноводе круглого сечения	22
4. Волновод с потерями. Затухание электромагнитных волн. Возбуждение волноводов и резонаторов	31
Возбуждение волноводов и резонаторов	33
5. Замедляющие периодические структуры	39
Спиральная замедляющая система	40
Теорема Флоке	41
Ребристая структура	43
6. Электромагнитные поля в резонаторах	46
7. Основные понятия электроники СВЧ	56
8. Отбор энергии от электронного потока и методы управления потоком ...	66
Отбор энергии от модулированного электронного потока. Идеальная форма кривой конвекционного тока	67
Методы управления электронными потоками на СВЧ. Динамическое управление	69
9. Требования, предъявляемые к генераторам и усилителям СВЧ диапазона	77
10. Прямопролетный клистрон	81
11. Отражательный клистрон	88
12. Магнетроны	98
13. Лампы бегущей (ЛБВ) и обратной (ЛОВ) волны О-типа	116
14. Лампы бегущей (ЛБВ) и обратной (ЛОВ) волны М-типа	122
15. Гироприборы	126
16. Генераторы дифракционного излучения	134
17. Свойства плазмы на сверхвысоких частотах	144
Приложение 1. Фундаментальные физические постоянные	151
Основные формулы из конспекта лекций	151
Литература	154
Приложение к Учебному пособию 1. Задачи	158
Приложение к Учебному пособию 2. Рабочая программа учебного курса «Физика и техника сверхвысоких частот» по требованиям кредитно-модульной системы	159

Предисловие

На кафедре физики плазмы физико-технического факультета Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина традиционно с первого дня ее существования читается курс лекций, в котором излагаются основные положения теории распространения электромагнитных колебаний в направляющих системах, используемых в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне, рассматриваются принципы работы и устройство электровакуумных электронно-лучевых приборов, которые находят применение в экспериментальной физике плазмы. Читался он и раньше, еще на отделении ядерной физики физмата (Некрашевич А. М. для студентов специализации «Ускорители» в 1956 г., Файнберг Я. Б. для студентов-теоретиков и ядерщиков в 1957 г. и т. д.). Области применения техники СВЧ в физике плазмы достаточно разнообразны – от создания лабораторной плазмы и измерения ее параметров, до сверхвысокочастотного нагрева частиц в термоядерных устройствах.

В соответствии с международным регламентом под диапазоном сверхвысоких частот понимают диапазон $3 \div 30$ ГГц ($\lambda = 10 \div 1$ см) (сантиметровые волны) [1, 2]. Предшествует этому диапазону диапазон ультравысоких частот (УВЧ) ($300 \div 3000$ ГГц, $\lambda = 100 \div 10$ см – дециметровые волны) (см. таблицу). Следом за ним идет диапазон крайне высоких частот

Диапазоны радиочастот по международному регламенту [2]

Таблица

Диапазон №	Δf $\Delta \lambda$	Название
4	$3 \div 30$ кГц $100 \div 10$ км	Очень низкие частоты (ОНЧ) Мириаметровые волны
5	$30 \div 300$ кГц $10 \div 1$ км	Низкие частоты (НЧ) Километровые волны
6	$300 \div 3000$ кГц $1000 \div 100$ м	Средние частоты (СЧ) Гектометровые волны
7	$3 \div 30$ МГц $100 \div 10$ м	Высокие частоты (ВЧ) Декаметровые волны
8	$30 \div 300$ МГц $10 \div 1$ м	Очень высокие частоты (ОВЧ) Метровые волны
9	$300 \div 3000$ МГц $100 \div 10$ см	Ультравысокие частоты (УВЧ) Дециметровые волны
10	$3 \div 30$ ГГц $10 \div 1$ см	Сверхвысокие частоты (СВЧ) Сантиметровые волны
11	$30 \div 300$ ГГц $10 \div 1$ мм	Крайне высокие частоты (КВЧ) Миллиметровые волны
12	$300 \div 3000$ ГГц $1 \div 0,1$ мм	Гипервысокие частоты (ГВЧ) Децимиллиметровые волны

(КВЧ) ($30 \div 300$ ГГц, $\lambda = 10 \div 1$ мм – миллиметровые волны, см. таблицу). Колебания с длиной волны $\lambda < 1$ мм попадают в субмиллиметровый диапазон гипервысоких частот (ГВЧ) ($300 \div 3000$ ГГц, $\lambda = 1 \div 0,1$ мм – дециметровые волны).

Большой вклад в развитие физики и техники СВЧ диапазона внесли советские ученые (Девятков Н. Д., Гвоздовер С. Д., Нейман М. С., Гапонов А. В., Вайнштейн Л. А., Кобзарев Ю. Б. и многие другие) и в частности харьковчане (Рожанский Д. А., Слуцкий А.А., Усиков А. Я., Брауде С. Я., Трутень И. Д. и многие другие). Еще до войны в УФТИ был создан магнетрон, были получены колебаний в дециметровом диапазоне. В конце 30-х годов стала развиваться радиолокация в дециметровом диапазоне длин волн. В Харькове был создан первый в Советском Союзе трехкоординатный радиолокатор дециметрового диапазона [3]. В 1943 г., в эвакуации в Кзыл-Орде Синельниковым К. Д., Вальтером А. К. и Головиным И. Н. был предложен и разработан прибор для генерации СВЧ колебаний, который они называли «киатрон» [4]. В 50-60-х годах стала бурно развиваться космическая радиосвязь. Если до середины 60-х годов в качестве генераторов и усилителей СВЧ диапазона использовались в основном вакуумные приборы, то позже широкое применение стали находить полупроводниковые приборы, однако область их применения ограничивается в основном измерительной техникой. Сегодня техника СВЧ диапазона используется в радиоастрономии, ядерной физике и ускорительной технике, физике плазмы, промышленности, медицине, бытовой технике и связи, во многих других отраслях науки и техники.

Тенденция развития этой области радиофизики сегодня – продвижение в область миллиметровых и субмиллиметровых длин волн. В этих диапазонах используются как традиционные средства генерации, усиления и умножения частоты, так и новые, в основу которых положены иные механизмы взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем. В качестве примера отметим работы, выполненные в ИРЭ АН УССР (г. Харьков) под руководством акад. Шестопалова В. П., которые привели к созданию нового класса приборов, получивших название «генераторы дифракционного излучения» – ГДИ [5].

В начале 60-х годов прошлого столетия в ХФТИ были заложены основы электроники плазменной: впервые был реализован пучково-плазменный разряд и начаты исследования плазменной волноводной электродинамики [6]. Основой послужили работы Ахиезера А. И. и Файнберга Я. Б., Бома Д. и Гросса Е. 1949 г., в которых была предсказана пучково-плазменная неустойчивость. За прошедшее время было выполнено большое число как теоретических, так и экспериментальных работ, в которых были сформулированы основополагающие принципы работы СВЧ устройств нового типа – так называемых пучково-плазменных генераторов и усилителей регулярных и стохастических электромагнитных колебаний. Определяющий вклад в их разработку внес коллектив сотрудников ХФТИ, руководимый Я. Б. Файнбергом, которого по праву считают основателем новой ветви физики плазмы – плазменной электроники.

Принципиальная схема построения пучково-плазменных генераторов и усилителей отличается от традиционных, классических вакуумных СВЧ приборов тем, что область взаимодействия электронного пучка с СВЧ волнами заполняется плазмой. При этом пучок может быть как нерелятивистским, так и релятивистским. Главными преимуществами пучково-плазменных устройств, использующих плазمو-заполненные замедляющие волновые структуры, являются возможность увеличения мощности благодаря компенсации пространственного заряда пучка (в результате отсутствует ограничение тока, характерное для вакуума), объемный характер возбуждаемых колебаний, что приводит к значительному росту их эффективности по сравнению с вакуумным случаем. Настройка частоты возбуждаемых колебаний осуществляется путем изменения плотности плазмы, возможна реализация взаимодействия в большом объеме и, следовательно, получение более высокой мощности на выходе, большое число собственных мод в плазмо-заполненных структурах изменяют и обогащают спектр колебаний без потери возможности управления.

В НИЦ «ХФТИ» были созданы мощные устройства типа ЛБВ с заполненной плазмой замедляющей системой, в которых были получены колебания в сантиметровом и дециметровом диапазонах. В дециметровом диапазоне была получена мощность на выходе 80 кВт, а эффективность составляла 40% при токе пучка электронов 13 А и энергии 15 кэВ, плотность плазмы в устройстве составляла $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В диапазоне 2.4 ÷ 5 ГГц была получена выходная мощность 40 кВт при электронной эффективности 50%. Использовался пучок электронов (ток 10 А) при напряжении 40 кВ, плотность плазмы $5 \cdot 10^{10} \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$, плазма в замедляющей структуре существовала за счет пучково-плазменного разряда в рабочем газе при давлении 10^{-6} мм рт. ст. При импульсной работе устройства (длительность импульса 4 мс) была достигнута мощность 100 кВт.

Конспект лекций состоит из двух частей. В первой рассматриваются вопросы распространения электромагнитных волн в характерной для СВЧ диапазона направляющей системе – волноводе, в замедляющих системах, электромагнитные поля в объемных резонаторах, которые используются как в плазменных экспериментах, так и в СВЧ приборах. Вторая часть конспекта содержит материал, касающийся ряда вопросов электроники СВЧ диапазона, а также принципов работы и устройства некоторых электронно-лучевых вакуумных приборов, знание которых необходимо специалистам для осознанного использования их для решения различных научно-прикладных задач.

1. Особенности сверхвысокочастотного диапазона электромагнитных колебаний. Основные типы направляющих систем

По сравнению с радиодиапазоном, СВЧ диапазон электромагнитных колебаний обладает рядом особенностей. Знание этих особенностей позволяет понять принципиальное отличие применяемой в этом диапазоне техники от

техники радиодиапазона. Коротко эти отличия можно сформулировать следующим образом.

1. $\lambda \sim a$ (a – характерный размер межэлектродного промежутка, например), поэтому волны СВЧ диапазона обладают квазиоптическими свойствами, по характеру распространения приближаются к световым. Наряду с этим принципы работы СВЧ устройств в значительной степени определяются явлением дифракции и не могут непосредственно использовать законы геометрической оптики, а также законы обычных электрических цепей. Квазиоптические свойства особенно ценны для направленной передачи сигналов.

2. Величина кванта энергии в СВЧ диапазоне соизмерима с разностью энергий близко расположенных энергетических уровней атомов и молекул. Поэтому электромагнитные колебания в сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах обладают способностью резонансного энергетического взаимодействия с веществом. (СВЧ радиоспектроскопия, квантовая электроника, квантовые усилители и генераторы СВЧ).

3. $T \sim \tau$ (T – период колебаний, τ – время пролета электрона в межэлектродном пространстве, как правило, порядка $10^{-8} \div 10^{-9}$ с), поэтому пролетные явления исключают применение «обычных» электровакуумных приборов в СВЧ диапазоне, что привело к необходимости создания специфических для этого диапазона приборов (магнетроны, клистроны, лампы бегущей волны (ЛБВ), лампы обратной волны (ЛОВ), гироприборы, генераторы дифракционного излучения, твердотельные приборы СВЧ (например, диоды Ганна)).

Перечисленные особенности СВЧ диапазона привели к необходимости использования для передачи высокочастотной энергии специфических направляющих систем – волноводов и полосковых линий.

В любой высокочастотной системе есть источник, от него СВЧ мощность передается к антенне либо к другому потребителю. Для транспортировки высокочастотной энергии в технике СВЧ используются различные направляющие системы [7, 9]. В отличие от антенны, у которой на больших расстояниях электромагнитное поле имеет вид сферической волны, направляющие системы позволяют передавать энергию в строго заданном направлении.

В большинстве случаев направляющие системы образованы поверхностью проводников. Иногда направляющие системы образованы и поверхностью диэлектриков. Распространение электромагнитных волн вдоль направляющей системы можно наглядно представить как движение по рельсам вдоль граничных поверхностей. Направляющие системы применяются в качестве линий передач электромагнитной энергии от источника к потребителю.

Некоторые типы направляющих систем используются в качестве замедляющих систем. Они служат для получения волн с фазовой скоростью $v_{\phi} \ll c$, где c – скорость света или скорость распространения электромагнитной волны в вакууме. Такие замедленные волны могут эффективно взаимодействовать с заряженными частицами при условии, что фазовая скорость волны близка к скорости движения частиц. Замедляющие системы широко

используются в электронных приборах СВЧ, ускорителях заряженных частиц, в технике плазменного эксперимента.

Основные типы направляющих систем:

1. Наиболее простой линией передачи является открытая двухпроводная линия (рис. 1.1а). Электромагнитная волна распространяется в пространстве между проводниками в открытой линии и между проводниками и внешним цилиндрическим проводником в линии экранированной (рис. 1.1б). В первом случае наблюдается излучение в окружающее пространство, потери оказываются существенными. Как результат – такие линии характеризуются низким коэффициентом полезного действия (КПД). С уменьшением длины волны λ потери растут. Поэтому двухпроводная линия используется только в диапазоне длин волн больших 1 м (например, в УКВ (или ОВЧ) диапазоне – $\lambda = 4,0 \div 4,6$ м).

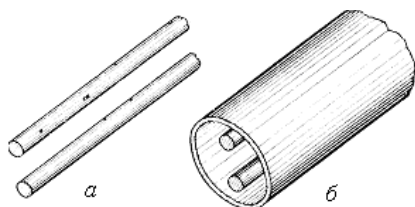


Рис. 1.1. Открытая двухпроводная (а) и экранированная двухпроводная линии (б)

Если расстояние между проводниками a в открытой двухпроводной линии принять равным пяти радиусам проводников ($a_{\min} \approx 5r$), то волновое сопротивление $\rho = 400 \div 650$ Ом (при условии, что

пространство между проводниками заполнено воздухом).

2. Если двухпроводную линию окружить проводником в виде цилиндра (экраном), то, благодаря эффекту скинирования, интенсивность электромагнитного поля во внешнем пространстве будет значительно меньше (рис. 1.1б). В результате уменьшатся потери, увеличится КПД линии. В диапазоне СВЧ иногда используются двухпроводные экранированные линии с $\rho = 200$ Ом.

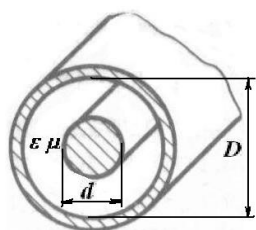


Рис. 1.2. Коаксиальная линия

3. Коаксиальная линия применяется значительно чаще. К коаксиальной линии можно прийти, если в двухпроводной экранированной линии убрать один из проводников. В коаксиальной линии электромагнитная волна распространяется в пространстве между центральным проводником и внешним цилиндрическим, заполненным диэлектрическим материалом. Она обладает всеми достоинствами экранированной линии, но более проста по конструкции. Расчет основных параметров коаксиальной линии можно провести, воспользовавшись следующими формулами:

$$L_1 = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{D}{d}, \quad C_1 = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(D/d)}, \quad \rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{D}{d} \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon}}. \quad (1.1)$$

Если коаксиальная линия заполнена воздухом, то $\rho = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{2\pi} \ln \frac{D}{d} \approx \frac{120\pi}{2\pi} \ln \frac{D}{d} = 138 \lg \frac{D}{d}$. Здесь L_1 и C_1 – погонные индуктивность и емкость линии, ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости материала, заполняющего пространство между проводниками, μ_1 – магнитная проницаемость материала, из которого изготовлены проводники, ϵ_0 и μ_0 –

диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума или диэлектрическая и магнитная постоянные.

4. Полосковые линии занимают промежуточное положение между

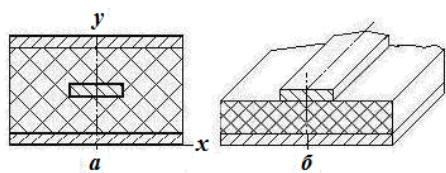


Рис. 1.3. Полосковая линия

открытыми и экранированными линиями. К симметричной полосковой линии можно прийти путем трансформации коаксиальной линии в прямоугольный волновод с центральным проводником, а затем к волноводу без боковых стенок (рис. 1.3а). Таким образом, симметричная

полосковая линия – это линия, образованная двумя металлическими проводниками, между которыми проходит третий, более узкий. Пространство между проводниками заполнено диэлектриком. Несимметричная полосковая линия показана на рис. 1.3б. Известны различные модификации полосковых линий [7].

5. Волновод представляет собой металлическую трубу, в которой могут распространяться электромагнитные волны. Известны волноводы

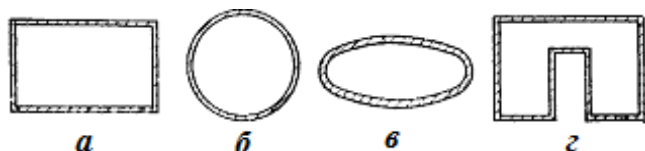


Рис. 1.4. Волноводы прямоугольного (а), круглого (б), эллиптического (в) и П-образного (г) сечения

прямоугольного, круглого, эллиптического, П-образного, Н-образного и др. сечений. Аналогия, дающая представление о механизме распространения электромагнитных волн в волноводах, – распространение звука в полый трубе. Наибольшее применение получают волноводы

прямоугольного сечения, реже – круглого. Условия распространения электромагнитных волн с заданной частотой вдоль волновода определяются



Рис. 1.5. Спиральная линия

типом волны и его геометрическими размерами. Обычно полость волновода заполнена воздухом. Достоинством волноводов П- и Н-образного сечений являются более широкая по сравнению с прямоугольными волноводами полоса частот, в которой они могут работать в режиме одного типа волны и меньшие поперечные размеры волноводов [7, 8].

6. Спиральная линия представляет собой направляющую систему, в которой фазовая скорость распространения электромагнитной волны вдоль линии мала по сравнению со скоростью света, т. е. систему замедляющую. Значение фазовой скорости зависит от геометрических размеров спирали, которая изготавливается из тонкого проводника с заданным шагом. Основной

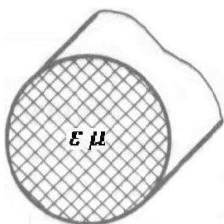


Рис. 1.6. Диэлектрический волновод

параметр, который определяет ее эффективность – коэффициент замедления. Спиральные замедляющие системы используются также в качестве антенн, с помощью которых можно излучать или принимать волны эллиптической поляризации [9].

7. Диэлектрический волновод (или волновод, заполненный диэлектриком с большой диэлектрической проницаемостью) также может быть использован в качестве

замедляющей системы. Это связано с тем, что в среде с ε и μ скорость распространения электромагнитной волны будет меньше, чем в волноводе, заполненном воздухом, поскольку она определяется свойствами диэлектрика, заполняющего полость волновода, и равна $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$.

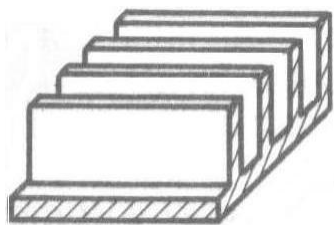


Рис. 1.7. Замедляющая система типа «ребенки»

8. Ребристая структура как структура пространственно-периодическая при распространении электромагнитных волн над нею приводит к их замедлению. Такая замедляющая система (типа «ребенки», см. рис. 1.7) представляет собой плоскую металлическую поверхность с укрепленными на ней металлическими ребрами. Замедление скорости волны определяется геометрическими параметрами устройства.

Вопрос о том, какие типы волн будут распространяться в конкретной направляющей системе должен решаться в каждом конкретном случае отдельно. При этом нужно учитывать геометрию, типы волн, наличие потерь в линии, способ возбуждения волны.

2. Волноводы. Электромагнитные волны в прямоугольном волноводе

Как уже отмечалось, волновод представляет собой полую металлическую трубу из хорошо проводящего материала (меди или латуни) прямоугольного, круглого, реже другого сечения. Стенки, как правило, покрыты тонким слоем серебра для уменьшения сопротивления и коррозии. Для справки, если удельное сопротивление при температуре 0°C алюминия $\rho_{\text{Al}} = 2,50 \cdot 10^{-6}$ Ом·см, меди $\rho_{\text{Cu}} = 1,55 \cdot 10^{-6}$ Ом·см, то для серебра, соответственно, $\rho_{\text{Ag}} = 1,468 \cdot 10^{-6}$ Ом·см. Для латуни – $\rho = 7,1 \cdot 10^{-6}$ Ом·см. Тонкое покрытие поверхности волновода серебром благодаря эффекту скинирования на сверхвысоких частотах позволяет заметно уменьшить потери в волноводах. Глубина проникновения поля, как известно, может быть вычислена по формуле $\delta = \sqrt{2/(\omega\mu_1\sigma)}$. Для меди удельная проводимость при температуре 20°C $\sigma = 5,814 \cdot 10^7$ См/м ($\rho_{\text{Cu}} = 0,0172 \cdot 10^{-6}$ Ом·м при $T = 20^\circ\text{C}$), магнитная проницаемость $\mu_1 = \mu' \mu_0 \approx 1,257 \cdot 10^{-6}$ Гн/м. Тогда на частоте $f = 10$ ГГц глубина скин-слоя $\delta \approx 0,66$ мкм. На глубине 5 мкм амплитуда поля в 2000 раз меньше, чем на поверхности. Вот почему поверхностный слой серебра существенно уменьшает потери в волноводе.

В большинстве случаев волновод заполнен воздухом ($\varepsilon' = 1,0006$), иногда диэлектриком с большой диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon' > 1$). (Относительная диэлектрическая проницаемость определяется как $\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$, где

$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$. Аналогичным образом определяется относительная магнитная проницаемость: $\mu' = \frac{\mu}{\mu_0}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$).

Хотя волноводы имеют критические размеры для заданной частоты, они широко применяются в технике СВЧ, так как характеризуются значительно меньшим уровнем потерь, чем коаксиальные линии, тем более – линии двухпроводные.

Для того чтобы уяснить, что представляет собой структура электромагнитного поля в волноводах и каковы условия его распространения, почему для электромагнитных полей в разных частотных диапазонах используются волноводы с отличающимися размерами, необходимо решить задачу о распространении поля с соответствующими начальными и граничными условиями. В качестве примера рассмотрим задачу о распространении электромагнитных волн в прямоугольном волноводе как наиболее распространенном на практике [7]. Решение задачи будем проводить поэтапно.

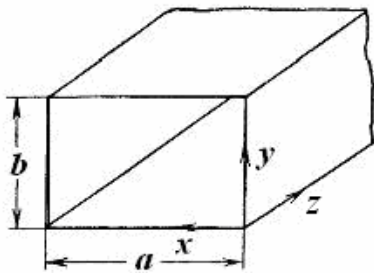


Рис. 2.1. Прямоугольный волновод и система координат

Сначала будем решать задачу о собственных волнах в длинном волноводе, стенки которого выполнены из идеально проводящего материала ($\sigma_{cm} = \infty$), а внутренняя полость заполнена идеальным (однородным, изотропным и без потерь) диэлектриком ($\sigma = 0$). Будем полагать, что электромагнитное поле в полости волновода уже существует, однако источники внутри волновода в рассматриваемой области отсутствуют ($\rho = 0$).

Подобные задачи, как известно из курса электродинамики, решаются с использованием уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями. Будем исходить из уравнений Максвелла в виде (уравнения записаны в системе СИ, обозначения общепринятые)

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad \vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \\ \operatorname{div} \vec{D} &= \rho, \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0. \end{aligned} \tag{2.1}$$

Целью решаемой задачи является нахождение электромагнитных полей, которые могут существовать в таком волноводе. Для волновода круглого сечения задача решается аналогичным образом, отличие связано с геометрией (соответственно с используемой цилиндрической системой координат). Направление распространения волны – вдоль оси z. Геометрия волновода прямоугольного сечения и система координат показаны на рис. 2.1.

Будем решать уравнения Максвелла (2.1) с учетом начальных условий и с граничными условиями в виде $\vec{E}_{tg} = 0$ на стенках волновода (т. е. при $x=0, x=a, y=0, y=b$).

Поскольку нас интересует структура электромагнитного поля в волноводе, уравнения Максвелла решаются в проекциях на соответствующие оси. Уравнения Максвелла в проекциях принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{из } \operatorname{rot} \vec{H} &= \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} & \text{из } \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \text{имеем:} & & \text{имеем:} & \\ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}, & \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}, & \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t}. & \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Решение подобных задач удобно проводить, используя комплексные амплитуды, которые вводятся следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{E}_k &= E(x, y, z) \cdot e^{i\omega t}, \\ \vec{H}_k &= H(x, y, z) \cdot e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где $E(x, y, z)$ – комплексная амплитуда электрического поля, а зависимость от времени задается в виде экспоненты $e^{i\omega t}$, $H(x, y, z)$ – комплексная амплитуда магнитной составляющей поля, \vec{E}_k и \vec{H}_k – векторы электрического и магнитного полей в комплексной форме.

Решения уравнений Максвелла будем искать в виде бегущей вдоль z волны. Тогда амплитуды поля $E(x, y, z)$ и $H(x, y, z)$ будут зависеть от координаты z и от времени как $\sim e^{i\omega t - \gamma z}$, где γ – постоянная распространения, пока не определенная. При $E, H \propto e^{i\omega t - \gamma z}$ дифференцирование по z эквивалентно умножению на $(-\gamma)$.

Уравнения Максвелла в проекциях для пространства внутри волновода с учетом, что $j=0$ и $\rho=0$ будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} 1. \quad \frac{\partial H_z}{\partial y} + \gamma H_y &= i\omega \varepsilon E_x, \\ 2. \quad -\gamma H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= i\omega \varepsilon E_y, \\ 3. \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= i\omega \varepsilon E_z, \\ 4. \quad \frac{\partial E_z}{\partial y} + \gamma E_y &= -i\omega \mu H_x, \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$5. -\frac{\partial E_z}{\partial x} - \gamma E_x = -i\omega\mu H_y,$$

$$6. \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu H_z.$$

Воспользовавшись уравнениями 1 и 2 из (2.4), вычислим значения поперечных амплитуд электрической составляющей поля E_x и E_y , а из уравнений 4 и 5 соответственно значения поперечных амплитуд магнитной составляющей поля H_x и H_y . Затем полученные значения H_x и H_y подставим в уравнения 1 и 2, а значения E_x и E_y – в уравнения 4 и 5. Так можно получить уравнения, в которых поперечные проекции поля E_x, E_y, H_x, H_y будут выражены через продольные – E_z и H_z .

$$E_x = -\frac{1}{k_c^2} \left(\gamma \frac{\partial E_z}{\partial x} + i\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \right),$$

$$E_y = \frac{1}{k_c^2} \left(-\gamma \frac{\partial E_z}{\partial y} + i\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right), \quad (2.5)$$

$$H_x = \frac{1}{k_c^2} \left(i\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} - \gamma \frac{\partial H_z}{\partial x} \right),$$

$$H_y = -\frac{1}{k_c^2} \left(i\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \gamma \frac{\partial H_z}{\partial y} \right),$$

где введены следующие обозначения: $k_c^2 = \gamma^2 + k^2$, $k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$.

Для волны, распространяющейся в обратном направлении, следует заменить γ на $(-\gamma)$. Подставим E_x и E_y в уравнение 6 (2.4), а H_x и H_y в уравнение 3. В результате получим волновое уравнение для продольных проекций H_z

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + k_c^2 H_z = 0 \quad (2.6)$$

и E_z

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k_c^2 E_z = 0. \quad (2.7)$$

Уравнения (2.6) и (2.7) можно представить в иной форме: $\nabla^2 H_z + k_c^2 H_z = 0$ и $\nabla^2 E_z + k_c^2 E_z = 0$.

Как следует из (2.5), система уравнений, описывающая электромагнитное поле в прямоугольном волноводе, может быть представлена в виде суперпозиции двух независимых частных полей, первое из которых назовем поперечным электрическим полем TE (или H -полем), которое будет иметь только компоненты

$$E_x = -i \frac{\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad E_y = i \frac{\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad E_z = 0,$$

$$H_x = -\frac{\gamma}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad H_y = -\frac{\gamma}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad H_z \neq 0, \quad (2.8)$$

второе – поперечным магнитным полем TM (или E -полем) с компонентами

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{\gamma}{k_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\gamma}{k_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad E_z \neq 0, \\ H_x &= \frac{i\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad H_y = -\frac{i\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad H_z = 0. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Видно, что и поперечное электрическое (2.8), и поперечное магнитное (2.9) поля по своей природе являются полями электромагнитными.

Электромагнитные волны типа TE_{mn} и TM_{mn} в прямоугольном волноводе

Для того чтобы получить полную систему уравнений для обоих полей, необходимо вычислить продольные проекции электрической и магнитной составляющих и подставить их в соответствующие уравнения для поперечных проекций поля. H_z находим из волнового уравнения (2.6), а E_z – из уравнения для продольной проекции амплитуды электрической составляющей поля (2.7). Прделаем эту операцию сначала для поперечного электрического поля TE (система уравнений 2.8).

Поперечные проекции этого поля определяются продольной проекцией H_z , которая удовлетворяет уравнению (2.6). Граничные условия запишем, исходя из общих граничных условий $\vec{E}_{tg} = 0$, в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_y = 0, \text{ откуда следует, что } \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \text{ при } x = 0, x = a, \\ E_x = 0 \text{ и } \frac{\partial H_z}{\partial y} = 0 \text{ при } y = 0, y = b. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Решение волнового уравнения будем проводить методом разделения переменных. Для поперечного электрического поля типа TE будем искать его в виде $H_z = X(x) \cdot Y(y) \cdot e^{-\gamma z}$, где $X(x)$, $Y(y)$ – некие функции, зависящие только от x и y . Подставим $H_z = X(x) \cdot Y(y) \cdot e^{-\gamma z}$ в волновое уравнение для поля TE .

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} Y e^{-\gamma z} = X'' Y \cdot e^{-\gamma z} \text{ и} \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} &= \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} X e^{-\gamma z} = Y'' X \cdot e^{-\gamma z}. \end{aligned}$$

После подстановки в уравнение (2.6) последнее принимает следующий вид:

$$\frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} + k_c^2 = 0,$$

или после разделения уравнения на два получаем, что

$$X'' + p^2 X = 0, \quad (2.11)$$

$$Y'' + q^2 Y = 0, \quad (2.12)$$

где $p^2 + q^2 = k_c^2$, а p^2, q^2 – произвольные постоянные разделения.

Решение этих дифференциальных уравнений будем искать в виде

$$X = (A_1 \cos px + B_1 \sin px) \text{ и } Y = (A_2 \cos qy + B_2 \sin qy),$$

где A и B – константы.

Стало быть, общее решение можно будет представить в виде

$$H_z = (A_1 \cos px + B_1 \sin px) (A_2 \cos qy + B_2 \sin qy) e^{-\gamma z},$$

причем теперь $\gamma^2 = p^2 + q^2 - k^2$.

Чтобы определить входящие сюда неизвестные p и q , воспользуемся граничными условиями:

условие $\frac{\partial H_z}{\partial x} = 0$ выполняется при $B_1 = 0, \sin pa = 0$, что верно когда,

$$p = \frac{m\pi}{a}, m = 0, 1, 2, \dots$$

а $\frac{\partial H_z}{\partial y} = 0$ – при $B_2 = 0, \sin qb = 0$ и $q = \frac{n\pi}{b}, n = 0, 1, 2, \dots$

Следовательно,

$$k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.13)$$

$$\gamma = \gamma_{mn} = \sqrt{k_c^2 - k^2} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k^2}, \quad (2.14)$$

$$H_z = A_{mn} \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}, \text{ где } A_{mn} = A_1 A_2.$$

Теперь можно записать выражения для всех проекций векторов поперечного электрического поля TE_{mn} в прямоугольном волноводе:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{i\omega\mu}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} A_{mn} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}, \\ E_y &= -\frac{i\omega\mu}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} A_{mn} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}, \\ E_z &= 0, \\ H_x &= \frac{\gamma_{mn}}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} A_{mn} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}, \\ H_y &= \frac{\gamma_{mn}}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} A_{mn} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}, \\ H_z &= A_{mn} \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Анализируя эту систему уравнений, можно прийти к выводу о том, что:

1) в прямоугольном волноводе может существовать бесчисленное множество поперечных электрических полей с разными значениями индексов m

и $n - TE_{mn}$. Вдоль стенок волновода с размерами a и b поля имеют форму стоячей волны;

2) физический смысл чисел m и n – число полувольт, укладываемых на длине соответствующей стенки волновода (m – число полувольт на интервале $0 \leq x \leq a$, n – число полувольт на интервале $0 \leq y \leq b$);

3) при $m = n = 0$ все компоненты векторов (кроме H_z) обращаются в нуль, следовательно, индексы m и n не могут одновременно быть равными 0, т. е., $m = n \neq 0$.

В общем случае $\gamma_{mn} = i\beta_{mn} = i\sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$, где β_{mn} имеет смысл фазовой постоянной (или волнового числа). При соответствующем соотношении между ω и m, n, a, b может статься так, что $k^2 > \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$. Тогда γ_{mn} будет величиной вещественной и

$$\gamma_{mn} = \alpha_{mn}, \quad (2.16)$$

где α_{mn} – постоянная затухания. В таких условиях волна типа TE_{mn} не распространяется вдоль волновода, а затухает с постоянной α_{mn} . При

$k^2 < \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$ $\gamma_{mn} = i\beta_{mn}$, что соответствует режиму бегущей волны (т. е. распространению поля TE_{mn} вдоль оси z). Случай, когда $\gamma_{mn} = 0$ (при определенных значениях ω и m, n, a, b) соответствует критическому (или переходному) режиму. Так как $k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$, то из $\gamma_{mn} = 0$ находим, что частота, при переходе через которую будет меняться режим распространения поля в прямоугольном волноводе (критическая частота), будет определяться уравнением

$$f_{кр} = \frac{\nu}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} = \frac{1}{2\pi} k_c \nu. \quad (2.17)$$

Соответствующая длина волны равна

$$\lambda_{кр} = \frac{c}{f_{кр}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\varepsilon' \mu'}. \quad (2.18)$$

Здесь $\nu = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$ – скорость распространения электромагнитной волны в среде с ε

и μ , $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ – скорость света (или скорость распространения

электромагнитной волны в вакууме). Следовательно, электромагнитная волна TE_{mn} будет распространяться вдоль волновода ($\gamma_{mn} = i\beta_{mn}$) при выполнении следующего условия:

$$f > f_{кр} \text{ или } \lambda < \lambda_{кр}. \quad (2.19)$$

Соотношения (2.19) являются условием распространения поля TE_{mn} вдоль волновода. На этом свойстве волновода основан принцип работы запредельного аттенюатора, устройства, предназначенного для уменьшения амплитуды волны.

А чему будет равна фазовая скорость распространения электромагнитной волны TE_{mn} вдоль волновода? Поскольку $v_\phi = \frac{\omega}{\beta_{mn}}$, то

$$v_\phi = \frac{v}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2}} \text{ или } v_\phi = \frac{v}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}. \quad (2.20)$$

Видно, что скорость распространения поля в волноводе не равна скорости распространения поля в среде v . Следовательно, будет отличаться от длины волны в среде с ε и μ (т. к. $\lambda = \frac{v}{f}$) и длина волны в волноводе:

$$\lambda_B = \frac{v_\phi}{f} = \frac{v}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2}} \cdot f \text{ или } \lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \frac{v}{c}. \quad (2.21)$$

Из (2.21) следует, что $\lambda_B > \lambda$ в свободном пространстве. Заметим, что если

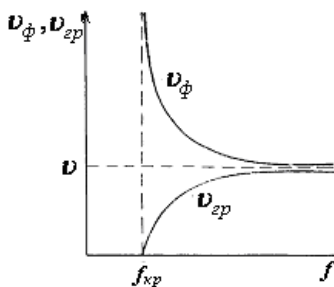


Рис. 2.21. Зависимость фазовой и групповой скоростей волны от частоты

волна распространяется в вакууме, то $\lambda = \frac{c}{f}$.

Групповая скорость волны в волноводе будет равна соответственно

$$v_{zp} = \frac{d\omega}{d\beta_{mn}} = v \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2} \text{ или } v_{zp} = v \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}. \quad (2.22)$$

Поскольку $v_\phi, v_{zp} = F(f)$, волновод – среда дисперсная, а

$$v_\phi \cdot v_{zp} = v^2. \quad (2.23)$$

Чему равно волновое или характеристическое сопротивление, которое определяется в диапазоне СВЧ так:

$$(Z_c)_{TE} = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x}.$$

Подставив в это выражение значения поперечных проекций поля, получаем, что

$$(Z_c)_{TE} = \frac{\omega\mu}{\beta_{mn}} = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2}} \text{ или } (Z_c)_{TE} = \frac{\omega\mu}{\beta_{mn}} \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}, \quad (2.24)$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ – волновое сопротивление среды, заполняющей полость волновода.

Если волновод заполнен воздухом, то $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 377$ Ом.

Поле TE_{10} в прямоугольном волноводе

Волны TE_{10} и TE_{01} – самые простые волны в прямоугольном волноводе, они идентичны друг другу с точностью до поворота относительно системы координат на 90° . Поэтому рассмотрим только волну TE_{10} , для которой $m = 1$, $n = 0$.

Уравнения для компонентов поля TE_{10} будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} E_y &= -i\omega\mu \frac{a}{\pi} A_{10} \sin \frac{\pi}{a} x e^{-i\beta_{10}z}, \\ E_x &= E_z = 0, \\ H_x &= i\beta_{10} \frac{a}{\pi} A_{10} \sin \frac{\pi}{a} x e^{-i\beta_{10}z}, \\ H_y &= 0, \\ H_z &= A_{10} \cos \frac{\pi}{a} x e^{-i\beta_{10}z}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

где $\beta_{10} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}$.

Для этой волны

$$(f_{кр})_{TE_{10}} = \frac{v}{2a} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \frac{1}{2a},$$

а $(\lambda_{кр})_{TE_{10}} = \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}} 2a.$ (2.26)

В волноводе, заполненном воздухом, где $\varepsilon \approx \varepsilon_0$, $\mu \approx \mu_0$

$$(f_{кр})_{TE_{10}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} \frac{1}{2a} \text{ или } \lambda_{кр} \approx 2a. \quad (2.27)$$

Из формулы (2.26) для $\lambda_{кр}^{TE_{10}}$ видно, что критическая длина волны не зависит от второго, меньшего, размера волновода b . Критическая длина волны поля TE_{10} самая большая по сравнению с другими типами поперечных электрических волн, поэтому допустимые размеры волновода для заданной частоты f самые маленькие для TE_{10} (см. рис. 2.3).

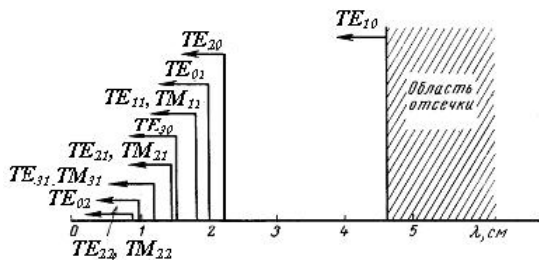


Рис. 2.3. Соотношение критических длин волн поперечных электрических полей в волноводе

В общем случае структура поперечных электрических полей типа TE_{mn} достаточно сложна (см. рис. 2.4). Наиболее простой вид имеет структура поля TE_{10} . Все это привело к тому, что на практике чаще всего используется именно волна TE_{10} .

Тип волны	TE_{10}	TE_{11}
Структура поля в различных сечениях волновода 1 – сечение плоскостью $y = const$ 2 – сечение плоскостью $x = const$ 3 – сечение плоскостью $z = const$		
Компоненты поля, отличные от нуля	E_y, H_x, H_z	E_x, E_y, H_x, H_y, H_z
k_c	$\frac{\pi}{a}$	$\frac{\pi\sqrt{a^2+b^2}}{ab}$
λ_{cp}	$2a\sqrt{\epsilon\mu}$	$\frac{2ab}{\sqrt{a^2+b^2}}\sqrt{\epsilon\mu}$

Рис. 2.4. Структура простейших поперечных электрических полей TE_{10} и TE_{11} в прямоугольном волноводе

Волна TE_{10} в прямоугольном волноводе может быть представлена как совокупность двух плоских волн, «перекрещивающихся» в пространстве и представляющих собой результат многократного отражения одной плоской волны от идеально проводящих пластин, имеющих координаты $x=0$ и $x=a$, т. е. боковой стенки прямоугольного волновода.

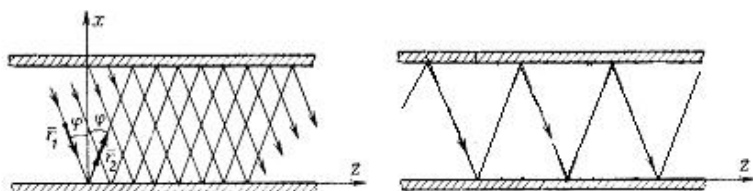


Рис. 2.5. Распространение плоских волн, образующих волну типа TE_{10} в волноводе

Движение такой волны в промежутке между плоскостями можно изобразить в виде лучей, как показано на рис. 2.5. Угол падения такой волны на поверхность пластины равен $\varphi = \arccos \frac{\lambda}{\lambda_{кр}} = \arccos \frac{\lambda}{2a}$. При $\lambda = \lambda_{кр}$ угол падения обращается в нуль, что соответствует распространению волны в направлении, перпендикулярном

рис. 2.5. Угол падения такой волны на поверхность пластины равен $\varphi = \arccos \frac{\lambda}{\lambda_{кр}} = \arccos \frac{\lambda}{2a}$. При $\lambda = \lambda_{кр}$ угол падения обращается в нуль, что соответствует распространению волны в направлении, перпендикулярном

плоскости пластины. Следовательно, в этом случае переноса энергии вдоль волновода наблюдаться не будет. При $\lambda > \lambda_{кр}$ $\cos\varphi > 1$, т. е. мы приходим к выводу о том, что теперь волна перестает распространяться вдоль волновода.

Поперечные магнитные поля TM_{mn}

Поперечные магнитные поля TM_{mn} определяются проекцией E_z , которая удовлетворяет дифференциальному уравнению $\nabla^2 E_z + k_c^2 E_z = 0$ и граничным условиям:

$$\begin{aligned} E_z &= 0 \text{ при } x=0, x=a, \\ E_z &= 0 \text{ при } y=0, y=b. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Т. к. уравнения для вторых производных идентичны, то и решение можно записать, как и в предыдущем случае с волной TE_{mn} :

$$E_z = (A_1 \cos px + B_1 \sin px) \cdot (A_2 \cos qy + B_2 \sin qy) e^{-\gamma z}.$$

Из граничных условий (2.28) получим, что

$$A_1 = 0, \quad \sin pa = 0, \quad p = \frac{m\pi}{a}, \quad m = 0, 1, 2, \dots,$$

$$A_2 = 0, \quad \sin qb = 0, \quad q = \frac{n\pi}{b}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

С учетом этого уравнение для продольной проекции электрического поля принимает следующий вид:

$$E_z = B_{mn} \sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}, \quad (2.29)$$

где $B_{mn} = B_1 \cdot B_2$.

Подставим E_z в формулы для компонент поля и окончательно получим уравнения для поперечного магнитного поля типа TM_{mn} в виде

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{\gamma_{mn}}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} B_{mn} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}, \\ E_y &= -\frac{\gamma_{mn}}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} B_{mn} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}, \\ E_z &= B_{mn} \sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}, \\ H_x &= \frac{i\omega\epsilon}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} B_{mn} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn} z}, \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$H_y = -\frac{i\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} B_{mn} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y e^{-\gamma_{mn}z},$$

$$H_z = 0,$$

где $\gamma_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} - k^2$.

Из (2.30) следует, что в прямоугольном волноводе:

1) возможно существование бесчисленного множества полей TM_{mn} ;

2) если m или $n = 0$, то все компоненты поля тоже обращаются в нуль, следовательно, поля $TM_{00}, TM_{0n}, TM_{m0}$ существовать не могут;

3) физический смысл чисел m и n , как и в предыдущем случае, – число полуволн, укладываемых на длине соответствующей стенки волновода (m – число полуволн на интервале $0 \leq x \leq a$, n – число полуволн на интервале $0 \leq y \leq b$).

Поля TE_{mn} и TM_{mn} – поля собственные для прямоугольного волновода. Любое поле более сложной конфигурации может быть представлено в виде совокупности собственных полей.

TM_{11}	TM_{21}
E_x, E_y, E_z, H_x, H_y	E_x, E_y, E_z, H_x, H_y
$\frac{\pi\sqrt{a^2+b^2}}{ab}$	$\frac{\pi\sqrt{a^2+4b^2}}{ab}$
$\frac{2ab}{\sqrt{a^2+b^2}} \sqrt{\varepsilon\mu}$	$\frac{2ab}{\sqrt{a^2+4b^2}} \sqrt{\varepsilon\mu}$

Рис. 2.6. Структура поперечных магнитных полей TM_{11} и TM_{21} в прямоугольном волноводе (обозначения см. на рис. 2.4)

Формулы для $\lambda_{кр}$, фазовой и групповой скоростей, аналогичны соответствующим формулам, полученным для поля TE_{nm} , отличается лишь выражение для характеристического сопротивления:

$$(Z_c)_{TM} = Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2} = Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}. \quad (2.31)$$

Структура простейших поперечных магнитных полей типа TM_{11} и TM_{21} показана на рис. 2.6.

3. Электромагнитные волны в волноводе круглого сечения

Решение задачи о распространении электромагнитных волн в круглом волноводе будем искать, как и в случае прямоугольного волновода [7]. Будем решать уравнения Максвелла в цилиндрической системе координат, предполагая при этом, что волновод может считаться идеальным, т. е. стенки волновода – идеально проводящие ($\sigma = \infty$).

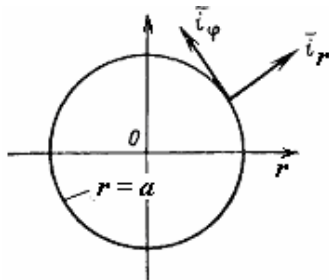


Рис. 3.1. Система координат для круглого волновода

Направление распространения волны – вдоль оси z . Источники электромагнитного поля внутри волновода отсутствуют ($\rho = 0$). Диэлектрик, заполняющий внутреннюю полость волновода, также считаем идеальным, однородным и изотропным ($\sigma = 0$).

Граничные условия запишем в виде $\vec{E}_{tg} = 0$ при $r = a$, a – радиус волновода. Поскольку волна распространяется

вдоль оси z , все компоненты поля будут иметь зависимость от z в виде $e^{i\omega t - \gamma z}$. Здесь также γ – постоянная распространения.

Исходными уравнениями являются уравнения Максвелла в следующем виде:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \\ \text{rot } \vec{E} &= \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

В цилиндрической системе координат в комплексной форме уравнения Максвелла в проекциях приобретают следующий вид:

$$\begin{aligned} 1. \quad & \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_r}{\partial t} = -i\omega\mu H_r, \\ 2. \quad & \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\mu \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = -i\omega\mu H_\varphi, \\ 3. \quad & \frac{1}{r} E_\varphi + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = -i\omega\mu H_z, \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned}
4. \quad & \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = \sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = \sigma E_r + i\omega\varepsilon E_r = E_r(\sigma + i\omega\varepsilon), \\
5. \quad & \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = \sigma E_\varphi + \varepsilon \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} = E_\varphi(\sigma + i\omega\varepsilon), \\
6. \quad & \frac{1}{r} H_\varphi + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = \sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = E_z(\sigma + i\omega\varepsilon).
\end{aligned}$$

Будем считать, что волновод заполнен диэлектриком с диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями, а его проводимость $\sigma = 0$. Тогда уравнения (3.2) можно переписать так:

$$\begin{aligned}
1. \quad & \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = -i\omega\mu H_r, \\
2. \quad & \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -i\omega\mu H_\varphi, \\
3. \quad & \frac{1}{r} E_\varphi + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -i\omega\mu H_z, \tag{3.3}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
4. \quad & \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = i\omega\varepsilon E_r, \\
5. \quad & \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = i\omega\varepsilon E_\varphi, \\
6. \quad & \frac{1}{r} H_\varphi + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = i\omega\varepsilon E_z.
\end{aligned}$$

Поскольку зависимость амплитуды поля от z имеет вид $e^{-\gamma z}$, уравнения (3.3) с учетом этого принимают следующий вид:

$$\begin{aligned}
1. \quad & \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} + \gamma E_\varphi = -i\omega\mu H_r, \\
2. \quad & -\gamma E_r - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -i\omega\mu H_\varphi, \\
3. \quad & \frac{1}{r} E_\varphi + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -i\omega\mu H_z, \tag{3.4} \\
4. \quad & \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + \gamma H_\varphi = i\omega\varepsilon E_r, \\
5. \quad & -\gamma H_r - \frac{\partial H_z}{\partial r} = i\omega\varepsilon E_\varphi,
\end{aligned}$$

$$6. \frac{1}{r} H_\varphi + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = i\omega \varepsilon E_z.$$

Из уравнений 4 и 5 (3.4) вычислим значения E_r и E_φ , а затем подставим их в уравнения 1 и 2 (3.4). Соответственно значения H_r и H_φ (из уравнений 1 и 2) подставим в уравнения 4 и 5. В результате имеем:

$$1. \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} + \frac{\gamma}{i\omega \varepsilon} \left(-\gamma H_r - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) = -i\omega \mu H_r. \quad (3.5)$$

$$2. -\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\gamma}{i\omega \varepsilon} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + \gamma H_\varphi \right) = -i\omega \mu H_\varphi. \quad (3.6)$$

$$4. \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\gamma}{i\omega \mu} \left(-\gamma E_r - \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) = i\omega \varepsilon E_r. \quad (3.7)$$

$$5. -\frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{\gamma}{i\omega \mu} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} + \gamma E_\varphi \right) = i\omega \varepsilon E_\varphi. \quad (3.8)$$

Вычислим значения поперечных проекций амплитуд поля. Перепишем уравнения (3.5) – (3.8) следующим образом:

$$\left(\frac{\gamma^2}{i\omega \varepsilon} - i\omega \mu \right) H_r = \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\gamma}{i\omega \varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial r}. \quad (3.9)$$

$$\left(\frac{\gamma^2}{i\omega \varepsilon} - i\omega \mu \right) H_\varphi = -\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\gamma}{i\omega \varepsilon} \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi}. \quad (3.10)$$

$$\left(-\frac{\gamma^2}{i\omega \mu} + i\omega \varepsilon \right) E_r = \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + \frac{\gamma}{i\omega \mu} \frac{\partial E_z}{\partial r}. \quad (3.11)$$

$$\left(-\frac{\gamma^2}{i\omega \mu} + i\omega \varepsilon \right) E_\varphi = \frac{\gamma}{i\omega \mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_z}{\partial r}. \quad (3.12)$$

Уравнение (3.9) можно привести к виду

$$H_r = \frac{1}{k_c^2} \left(\frac{i\omega \varepsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \gamma \frac{\partial H_z}{\partial r} \right), \quad (3.13)$$

где $k_c^2 = \gamma^2 + k^2 = \gamma^2 + \omega^2 \varepsilon \mu$.

Аналогичным образом преобразуем уравнения (3.10 – (3.12):

$$H_\varphi = -\frac{1}{k_c^2} \left(\gamma \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + i\omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right). \quad (3.14)$$

$$E_r = -\frac{1}{k_c^2} \left(\frac{i\omega \mu}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + \gamma \frac{\partial E_z}{\partial r} \right). \quad (3.15)$$

$$E_\varphi = -\frac{1}{k_c^2} \left(\gamma \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - i\omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right). \quad (3.16)$$

Подставим (3.13) и (3.14) в шестое уравнение в (3.4). Используя уравнение

$$(3.13) \text{ вычислим } \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = \frac{1}{k_c^2} \frac{i\omega\varepsilon}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2}, \text{ а из уравнения (3.14) следует, что}$$

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial r} = \frac{1}{k_c^2} \left(\gamma \frac{1}{r^2} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - i\omega\varepsilon \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} \right). \text{ Тогда после подстановки в шестое уравнение в}$$

(3.4) имеем:

$$\begin{aligned} i\omega\varepsilon E_z &= -\frac{1}{k_c^2} \frac{\gamma}{r^2} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{i\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{k_c^2} \frac{\gamma}{r^2} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{1}{k_c^2} i\omega\varepsilon \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} - \frac{1}{k_c^2} \frac{i\omega\varepsilon}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} = \\ &= -\frac{i\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{1}{k_c^2} i\omega\varepsilon \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} - \frac{1}{k_c^2} \frac{i\omega\varepsilon}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2}. \end{aligned}$$

Умножим обе части этого уравнения на $\frac{k_c^2}{i\omega\varepsilon}$. В результате уравнение для E_z

принимает следующий вид:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + k_c^2 E_z = 0. \quad (3.17)$$

Аналогичным образом получим уравнение для H_z , используя уравнения (3.15), (3.16) и третье уравнение в (3.4):

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} E_\varphi + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} &= -i\omega\mu H_z, \text{ откуда} \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + k_c^2 H_z &= 0. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Как и в задаче для прямоугольного волновода система уравнений (3.13) – (3.16) может быть представлена в виде суперпозиции двух систем уравнений, которые совместно с волновыми уравнениями (3.17) и (3.18) будут определять поперечные электромагнитные поля TM и TE в волноводе круглого сечения. Для поля типа TE эта система уравнений может быть записана в следующем виде:

$$E_r = -\frac{i\omega\mu}{k_c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi}, \quad E_\varphi = \frac{i\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial r}, \quad E_z = 0, \quad (3.19)$$

$$H_r = -\frac{\gamma}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial r}, \quad H_\varphi = -\frac{\gamma}{k_c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi}, \quad H_z \text{ находим из (3.18).}$$

Поле типа TM описывается уравнениями

$$H_r = \frac{1}{k_c^2} \frac{i\omega\varepsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi}, \quad H_\varphi = -\frac{i\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial r}, \quad H_z = 0, \quad (3.20)$$

$$E_r = -\frac{\gamma}{k_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial r}, \quad E_\varphi = -\frac{\gamma}{k_c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi}, \quad E_z \text{ находим из (3.17).}$$

Рассмотрим подробнее структуру поля TE , анализируя уравнения (3.19) и (3.18). Граничные условия для поля TE $\vec{E}_{tg} = 0$ при $r = a$ принимают следующий

вид: $\frac{\partial H_z}{\partial r} = 0$. Это же условие можно записать иначе $-\frac{\partial H_z}{\partial n} = 0$, где n – нормаль к поверхности $r = a$, так как в цилиндрической системе координат направление r совпадает с направлением нормали к поверхности $r = a$. Уравнение (3.18) будем решать методом разделения переменных. Решение будем искать в виде $H_z = R(r)\Psi(\varphi)e^{-\gamma z}$. Подставим его в (3.18).

$$\Psi(\varphi) e^{-\gamma z} R''(r) + \frac{1}{r} \Psi(\varphi) e^{-\gamma z} R'(r) + \frac{1}{r^2} R(r) e^{-\gamma z} \Psi''(\varphi) + k_c^2 R(r) \Psi(\varphi) e^{-\gamma z} = 0.$$

Умножим это уравнение на $\frac{1}{R(r)\Psi(\varphi)e^{-\gamma z}}$. В результате получим уравнение для

$$R(r) \text{ и } \Psi(\varphi): \frac{R''(r)}{R(r)} + \frac{1}{r} \frac{R'(r)}{R(r)} + \frac{1}{r^2} \frac{\Psi''(\varphi)}{\Psi(\varphi)} + k_c^2 = 0.$$

Это уравнение можно разделить на два. Перепишем уравнение иначе (добавим $m^2 - m^2$, m – произвольная константа):

$$r^2 \frac{R''(r)}{R(r)} + r \frac{R'(r)}{R(r)} + \frac{\Psi''(\varphi)}{\Psi(\varphi)} + k_c^2 r^2 + m^2 - m^2 = 0. \text{ Тогда } R(r) \text{ и } \Psi(\varphi) \text{ будут}$$

удовлетворять следующим уравнениям:

$$r^2 \frac{R''(r)}{R(r)} + r \frac{R'(r)}{R(r)} + k_c^2 r^2 - m^2 = 0,$$

$$\frac{\Psi''(\varphi)}{\Psi(\varphi)} + m^2 = 0.$$

Умножим первое уравнение на $\frac{R(r)}{r^2}$, а второе на $\Psi(\varphi)$. Тогда

$$R''(r) + \frac{1}{r} R'(r) + k_c^2 R(r) - \frac{m^2}{r^2} R(r) = 0,$$

$$\Psi''(\varphi) + m^2 \Psi(\varphi) = 0, \text{ или } R''(r) + \frac{1}{r} R'(r) + \left(k_c^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R(r) = 0, \quad (3.21)$$

$$\Psi''(\varphi) + m^2 \Psi(\varphi) = 0.$$

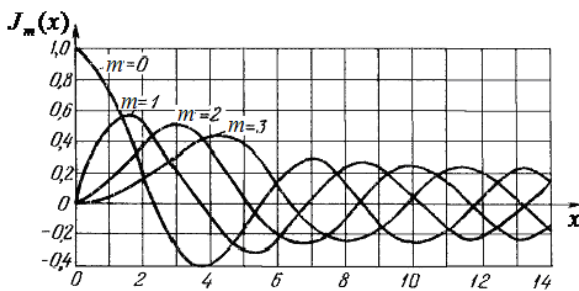


Рис. 3.2. Графики функций $J_m(x)$ при $m = 0, 1, 2$ и 3

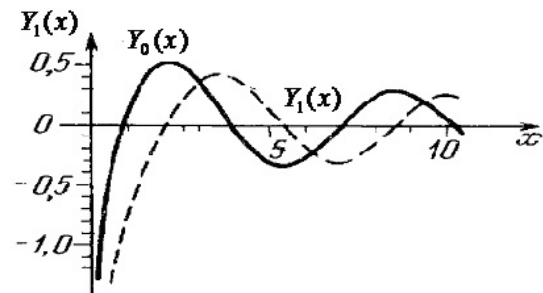


Рис. 3.3. Графики функций $Y_0(x)$ и $Y_1(x)$

Первое из уравнений (3.21) представляет собой дифференциальное уравнение Бесселя [10], которое в общем виде можно записать так:

$x^2 y'' + xy' + (x^2 - m^2)y = 0$. С точностью до замены $y \equiv R(r)$ и $x \equiv r$ при $k_c = 1$ оно совпадает с первым уравнением (3.21). Так как поле должно меняться по углу φ по периодическому закону, то следует положить $m = 0, 1, 2, \dots$

Общее решение уравнения Бесселя при целом m имеет вид $R(r) = A_m J_m(k_c r) + B_m Y_m(k_c r)$, где A_m и B_m – константы, $J_m(k_c r)$ и $Y_m(k_c r)$ – функции Бесселя 1-го и 2-го рода n -го порядка. Графики функций $J_m(x)$ и $Y_m(x)$ представлены на рис. 3.2 и 3.3.

Решение первого уравнения (3.21) будем искать в виде $R(r) = A_m J_m(k_c r) + B_m Y_m(k_c r)$, а второго – в виде $\Psi(\varphi) = C_m \cos m\varphi + D_m \sin m\varphi$. Общее решение уравнения (3.18) будет иметь следующий вид:

$$H_z = [A_m J_m(k_c r) + B_m Y_m(k_c r)] [C_m \cos m\varphi + D_m \sin m\varphi] e^{-\gamma z}. \quad (3.22)$$

Если за начало отсчета φ взять полуплоскость $\varphi = \text{const}$, где H_z достигает максимума, то там нужно положить $D_m \sin m\varphi = 0$, т. е. $D_m = 0$. Тогда

$$H_z = [A_m J_m(k_c r) + B_m Y_m(k_c r)] C_m \cos m\varphi e^{-\gamma z}. \quad (3.23)$$

Функция Бесселя 2-го рода $Y_m(k_c r)$ при $r \rightarrow 0$ стремится в бесконечность (см. рис. 3.3.). Так как из физических соображений поле в центре должно иметь конечные значения, то в выражении для H_z необходимо положить $B_m = 0$.

Поэтому решение (3.23) будет иметь вид $H_z = A_m J_m(k_c r) C_m \cos m\varphi e^{-\gamma z}$ или

$$H_z = A_m J_m(k_c r) \cos m\varphi e^{-\gamma z} \quad (A_m \equiv A_m C_m). \quad (3.24)$$

Используем граничные условия в виде $\frac{\partial H_z}{\partial r} = 0, r = a$. Отсюда $\frac{\partial J_m(k_c r)}{\partial r} = 0,$

$r = a$ или $J'_m(k_c a) = 0, m = 0, 1, 2, \dots$

Для $m = 0, 1, 2$ корни производных функций Бесселя v_{mn} имеют следующие значения (см. таблицу 3.1, n – порядковый номер корня).

Таблица 3.1

mn	$m = 0$	$m = 1$	$m = 2$
$n = 1$	3,832	1,840	3,054
$n = 2$	7,016	5,335	6,705
$n = 3$	10,174	8,536	9,965

Из условия $\frac{\partial J_m(k_c a)}{\partial r} = 0$ имеем $k_c a = v_{mn}$ или $k_c = \frac{v_{mn}}{a}$ при $m = 0, 1, 2, \dots$

Так как $\gamma^2 = k_c^2 - k^2$, то $\gamma_{mn}^2 = \frac{v_{mn}^2}{a^2} - k^2$ или

$$\gamma_{mn} = \sqrt{\left(\frac{v_{mn}}{a}\right)^2 - k^2} = i\beta, \quad (3.25)$$

откуда
$$\beta_{mn} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{v_{mn}}{a}\right)^2}. \quad (3.26)$$

Здесь β – волновое число, определяющее условия распространения волны TE_{mn} в круглом волноводе.

Окончательно выпишем выражение для H_z :

$$H_z = A_{mn} J_m \left(\frac{v_{mn}}{a} r \right) \cos m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}. \quad (3.27)$$

Поскольку H_z определено, можно вычислить все остальные проекции векторов электрической и магнитной составляющих поля TE_{mn} :

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{i\omega\mu}{k_c^2} \frac{m}{r} A_{mn} J_m \left(\frac{v_{mn}}{a} r \right) \sin m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}, \\ E_\varphi &= \frac{i\omega\mu}{k_c} A_{mn} J_m' \left(\frac{v_{mn}}{a} r \right) \cos m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}, \\ E_z &= 0, \\ H_r &= -\frac{\gamma_{mn}}{k_c} A_{mn} J_m' \left(\frac{v_{mn}}{a} r \right) \cos m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}, \\ H_\varphi &= \frac{\gamma_{mn}}{k_c^2} \frac{m}{r} A_{mn} J_m \left(\frac{v_{mn}}{a} r \right) \sin m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}, \\ H_z &= A_{mn} J_m \left(\frac{v_{mn}}{a} r \right) \cos m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Вдоль радиуса волновода r проекции электрической и магнитной составляющих поля TE_{mn} изменяются как функция Бесселя, а по φ – по закону синуса или косинуса (см. рисунок 3.3).

Определим параметры поля TE_{mn} . Значение критической частоты (длины волны) получим из равенства $\gamma_{mn} = 0$. Так как отсюда $k^2 = \left(\frac{v_{mn}}{a} \right)^2 = \omega_{кр}^2 \varepsilon\mu$, то

$$(\omega_{кр})_{TE_{mn}} = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon\mu}} \left(\frac{v_{mn}}{a} \right), \quad (3.29)$$

$$(f_{кр})_{TE_{mn}} = \frac{\nu}{2\pi} \left(\frac{v_{mn}}{a} \right), \quad (3.30)$$

$$\left(\lambda_{кр} \right)_{TE_{mn}} = \frac{c}{f_{кр}} = \frac{2\pi}{v_{mn}} a \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi a}{v_{mn}} \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}} = \frac{2\pi a}{v_{mn}} \sqrt{\varepsilon' \mu'}. \quad (3.31)$$

Условие распространения электромагнитной волны TE_{mn} в волноводе круглого сечения имеет вид (как и в волноводе прямоугольном)

$$\lambda < \lambda_{кр}. \quad (3.32)$$

Фазовая и групповая скорости волны TE_{mn} равны

$$v_\phi = \frac{\omega}{\beta_{mn}} = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - \left(\frac{v_{mn}}{a}\right)^2}} = \frac{v}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2}} = \frac{v}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}, \quad (3.33)$$

$$v_{гp} = v \sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2} = v \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}. \quad (3.34)$$

Поскольку фазовая скорость в волноводе не равна скорости света, длина волны в волноводе также отличается от длины волны в свободном пространстве:

$$\lambda_g = \frac{v_\phi}{f} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \frac{v}{c} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \mu_0}{\varepsilon \mu}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon' \mu'}}. \quad (3.35)$$

Характеристическое сопротивление поля TE_{mn} равно

$$(Z_c)_{TE_{mn}} = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2}} = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}, \quad (3.36)$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}$.

Наибольшую критическую длину волны имеет поле TE_{11} ($v_{11} = 1,84$) – $(\lambda_{кр})_{TE_{11}} = \frac{2\pi a}{1,84} = 34,15$ см (для волновода, заполненного воздухом, так как $\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$ и $a = 10$ см). Для поля TE_{03} критическая длина волны равна, соответственно, 6,175 см ($v_{03} = 10,174$).

Поперечное электромагнитное поле TM описывается уравнениями (3.20) и (3.17). Граничные условия $\vec{E}_{tg} = 0$ при $r = a$ в данном случае принимают следующий вид: $E_z = 0$ при $r = a$. Решение уравнения (3.17) можно записать аналогично решению (3.27):

$$E_z = B_{mn} J_m(k_c r) \cos m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (3.37)$$

Это решение удовлетворяет граничным условиям, если $k_c = \frac{\eta_{mn}}{a}$, где η_{mn} – корни уравнения $J_m(\eta) = 0$. Для $m = 0, 1, 2$ корни уравнения $J_m(\eta) = 0$ η_{mn} имеют следующие значения (см. таблицу 3.2).

Таблица 3.2

mn	$m = 0$	$m = 1$	$m = 2$
$n = 1$	2,405	3,832	5,135
$n = 2$	5,520	7,016	8,417
$n = 3$	8,654	10,173	11,620

Выпишем уравнения для проекций векторов электрической и магнитной составляющих поля TM_{mn} :

$$\begin{aligned}
 E_r &= -\frac{\gamma_{mn}}{k_c} B_{mn} J_m' \left(\frac{\eta_{mn}}{a} r \right) \cos m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}, \\
 E_\varphi &= \frac{\gamma_{mn}}{k_c^2} \frac{m}{r} B_{mn} J_m \left(\frac{\eta_{mn}}{a} r \right) \sin m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}, \\
 H_r &= -\frac{i\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{m}{r} B_{mn} J_m \left(\frac{\eta_{mn}}{a} r \right) \sin m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}, \\
 H_\varphi &= -\frac{i\omega\varepsilon}{k_c} B_{mn} J_m' \left(\frac{\eta_{mn}}{a} r \right) \cos m\varphi e^{-\gamma_{mn} z}, \\
 H_z &= 0.
 \end{aligned} \tag{3.38}$$

Для поля TM_{mn} постоянная распространения

$$\gamma_{mn} = \sqrt{\left(\frac{\eta_{mn}}{a} \right)^2 - k^2} = i\beta, \tag{3.39}$$

где $\beta_{mn} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\eta_{mn}}{a} \right)^2}$ – волновое число. Соответственно критическая частота и длина волны равны

$$(f_{кр})_{TM_{mn}} = \frac{\nu}{2\pi} \left(\frac{\eta_{mn}}{a} \right), \tag{3.40}$$

$$(\lambda_{кр})_{TM_{mn}} = \frac{c}{f_{кр}} = \frac{2\pi}{\eta_{mn}} a \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi a}{\eta_{mn}} \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}} = \frac{2\pi a}{\eta_{mn}} \sqrt{\varepsilon'\mu'}. \tag{3.41}$$

Фазовая и групповая скорости и длина волны в волноводе поля TM_{mn} не отличаются от соответствующих скоростей и длины волны в волноводе поперечного электрического поля и определяются уравнениями (3.33) и (3.34).

Характеристическое сопротивление для поля TM_{mn}

$$(Z_c)_{TM_{mn}} = Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр}}{f} \right)^2} = Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}} \right)^2}, \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}. \tag{3.42}$$

Наименьшей критической длиной волны обладает поле TM_{01} ($\eta_{01} = 2,405$): $\lambda_{кр} = \frac{2\pi a}{2,405} = 26,13$ см при $a = 10$ см.

Структуры некоторых поперечных полей в круглом волноводе представлены на рис. 3.4, на котором приведены основные параметры некоторых поперечных магнитных и электрических полей в волноводе круглого сечения.

Тип волны	TM_{01}	TM_{02}	TM_{11}	TE_{01}	TE_{11}
Структура поля в плоскости поперечного сечения волновода					
Структура поля в продольном сечении волновода Напр. распространения →					
Компоненты поля, отличные от нуля	E_r, E_z, H_φ	E_r, E_z, H_φ	$E_r, E_\varphi, E_z, H_r, H_\varphi$	E_φ, H_r, H_z	$E_r, E_\varphi, H_r, H_\varphi, H_z$
X_{mn} или V_{mn}	2,405	5,520	3,830	3,830	1,840
K_c	$\frac{2,405}{a}$	$\frac{5,520}{a}$	$\frac{3,830}{a}$	$\frac{3,830}{a}$	$\frac{1,840}{a}$
λ_{φ}	$2,61 a \sqrt{\epsilon' \mu'}$	$1,14 a \sqrt{\epsilon' \mu'}$	$1,64 a \sqrt{\epsilon' \mu'}$	$1,64 a \sqrt{\epsilon' \mu'}$	$3,41 a \sqrt{\epsilon' \mu'}$

Рис. 3.4. Структуры поперечных электромагнитных полей в волноводе круглого сечения

4. Волновод с потерями. Затухание электромагнитных волн.

Возбуждение волноводов и резонаторов

В реальных условиях всегда в волноводах присутствуют потери, связанные, прежде всего, с конечной проводимостью материала, из которого сделан волновод ($\sigma \neq \infty$ и $\sigma_{\text{диэл}} \neq 0$) [8]. В результате наблюдается уменьшение амплитуды волны при ее распространении вдоль волновода, другими словами электромагнитная волна затухает. В этом случае необходимо помнить, что постоянная распространения – величина комплексная $\gamma = \alpha + i\beta$, где α – коэффициент затухания (или постоянная затухания), β – волновое число. Задача о потерях сводится к нахождению α и β для волновода.

Построение строгой теории волновода с учетом потерь в стенках крайне затруднено в связи с необходимостью введения новых граничных условий. Обычно пользуются следующим приближенным методом. Сначала потери не учитывают, решают обычную краевую задачу. Затем полагают, что присутствие потерь не изменяет структуру полей и величину токов в стенках волновода. Зная токи и проводимость материала, из которого изготовлен волновод, находят джоулевы потери.

При $\gamma = \alpha + i\beta$, поле в линии изменяется по закону $\vec{E} = \vec{E}_m e^{-\alpha z} e^{i(\omega t - \beta z)}$.

Постоянная затухания α может быть вычислена из следующих соображений. Согласно выражению $\vec{E} = \vec{E}_m e^{-\alpha z} e^{i(\omega t - \beta z)}$ при длине волновода

равной единице поле спадает в e раз, а мощность, пропорциональная E^2 , уменьшается в $e^{2\alpha}$ раз. Следовательно, мощность, поглощаемая в стенках волновода на единице длины, равна $P_{ном1} = P(1 - e^{-2\alpha})$, где P – мощность на входе волновода. Отсюда

$$e^{-2\alpha} = 1 - \frac{P_{ном1}}{P}. \quad (4.1)$$

Обычно потери невелики, так что можно полагать $\frac{P_{ном1}}{P} \ll 1$. Разложив $e^{-2\alpha} = (1 - \dots)$ в ряд, используя только первые два члена разложения, получаем $\alpha \approx \frac{1}{2} \frac{P_{ном1}}{P}$. Следовательно, для расчета α необходимо знать $P_{ном1}$ (рассеиваемую на единице длины волновода мощность) и мощность, поступающую на вход волновода P . Для волны TE_{10} в прямоугольном волноводе (без вывода) коэффициент затухания равен

$$(\alpha)_{TE_{10}} = \frac{\sqrt{\frac{\omega\mu_1\varepsilon\varepsilon_0}{2\sigma_1\mu}}}{b\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \left[1 + 2\frac{b}{a} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2 \right]. \quad (4.2)$$

В реальных волноводах, которые изготавливаются из неферромагнитных материалов ($\mu_1 \approx 1$),

$$(\alpha)_{TE_{10}} = \frac{\sqrt{\frac{\omega\varepsilon_0}{2\sigma_{cm}}}}{b\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \left[1 + 2\frac{b}{a} \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2 \right]. \quad (4.3)$$

Зная $\omega, a, b, \lambda, \sigma_{cm}$ можно вычислить α . Волновое число β берется при этом таким, как в волноводе без потерь. На следующем рисунке приведены

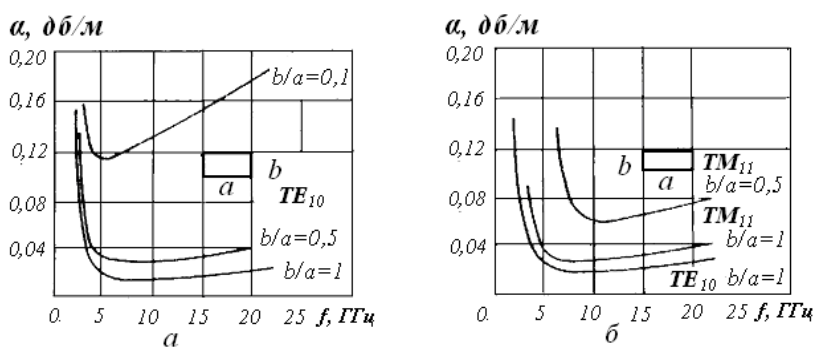


Рис. 4.1. Расчетная зависимость потерь в стенках прямоугольного волновода от частоты на волнах TE_{10} и TM_{11} при различных соотношениях размеров стенок волновода a и b

графики потерь в стенках прямоугольного волновода на волне TE_{10} и TM_{11} , рассчитанные по формуле (4.3) и аналогичной для поля TM_{11} . Материал – медь, $\sigma = 5.8 \cdot 10^7$ 1/Ом (См). Видно, что потери тем больше, чем меньше отношение b/a . На практике волноводы изготавливаются с оптимальным соотношением b/a близким к 0,5 (для волновода 3-см

ваются с оптимальным соотношением b/a близким к 0,5 (для волновода 3-см

диапазона это отношение равно примерно 0,435, т. к. $a = 10$ мм, $b = 23$ мм). Из рис. 4.1 следует также, что затухание волн различно для разных типов колебаний.

Потери в волноводах измеряются в дБ/м (или в непер/м, 1 непер (неп) = 8,68 дБ). В децибелах (дБ) измеряется и затухание поля. Вводится эта единица измерения следующим образом.

Пусть абсолютная величина напряженности поля и мощность бегущей волны, подаваемой на вход линии, равны соответственно

$|E_{\text{вых}}| = |E_{\text{вх}}| e^{-\alpha l}$, $P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} e^{-2\alpha l}$, где l – геометрическая длина линии между входом и выходом. Это следует из формулы

$$\vec{E} = \vec{E}_m e^{-\alpha z} e^{i(\omega t - \beta z)}.$$

Обозначим через L потери в линии, определяемые соотношением

$$L = \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}}. \quad (4.4)$$

Единица измерения затухания L носит название бел. При потерях в 1 бел мощность на выходе падает в 10 раз. Децибел более мелкая единица – 1 децибел (дБ) = 0,1 бела. Следовательно,

$$L = 10 \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} = 20 \lg \frac{|E_{\text{вх}}|}{|E_{\text{вых}}|} \text{ дБ}, \quad (4.5)$$

$$L \approx 8.68 \alpha l \text{ дБ}. \quad (4.6)$$

В дБ выражают не только потери, но и отношение мощностей, напряженностей поля, коэффициент усиления, коэффициент шума и т. д. Иногда в дБ выражают величину мощности малого сигнала, относя ее, например, к уровню 1 мВт . Так мощность 10^{-9} Вт может быть представлена как мощность на 60 дБ ниже 1 мВт . Эту величину мощности можно записать так: – 60 дБ мВт .

Возбуждение волноводов и резонаторов

Строгий расчет систем возбуждения волноводов и резонаторов сложен из-за необходимости изменения граничных условий, так как они должны удовлетворяться не только на стенках волновода, но и на самой системе возбуждения. Поскольку нас будет интересовать только практическая сторона дела, проведем лишь качественный анализ вопроса о возбуждении волноводов. Известно, что для возбуждения резонаторов используются те же методы и системы.

Сразу отметим, что для всех используемых систем возбуждения характерен принцип взаимности. Это означает, что система, которая используется для возбуждения волны в волноводе, может служить и для извлечения электромагнитной энергии из волновода. Этому условию должны удовлетворять все системы возбуждения СВЧ диапазона.

Если в волноводе любого поперечного сечения необходимо возбудить электромагнитную волну заданного типа, то известны несколько способов, позволяющих решить эту задачу [7].

1. Во внутренней полости волновода помещается отрезок проводника (т. н. электрическая антенна) таким образом, чтобы он помещался в области

максимальной напряженности электрического поля волны, а его ось совпадала с направлением вектора \vec{E} . Место расположения проводника с током определяется структурой поля волны.

2. В волноводе помещается виток с током (рамочная или магнитная антенна) так, чтобы его плоскость была направлена нормально по отношению к силовым линиям магнитной составляющей поля волны \vec{H} . Место расположения выбирается таким образом, чтобы напряженность поля была здесь максимальной.

Эти две системы возбуждения обеспечивают ввод максимально возможной мощности (или отбор максимальной мощности) при условии, что сопротивление антенны согласовано с волноводом (или сопротивление нагрузки согласовано с источником энергии).

Исходя из изложенного, можно сформулировать основные принципы возбуждения электромагнитных волн в волноводах и резонаторах.

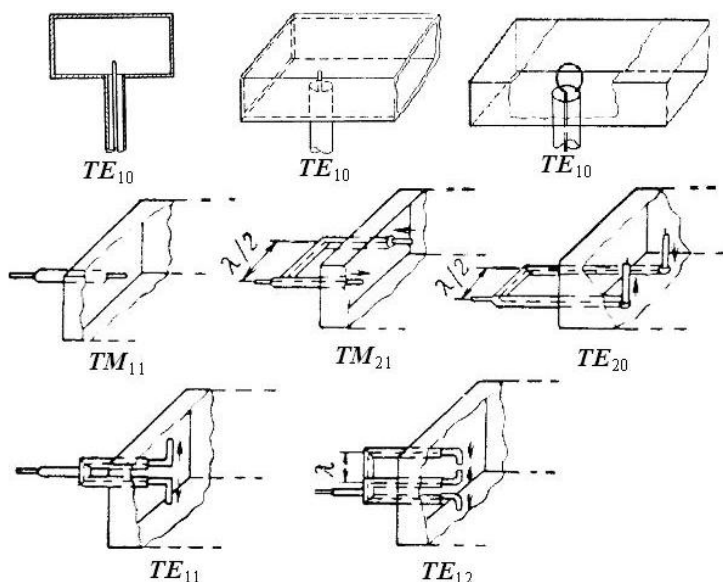


Рис. 4.2. Системы возбуждения некоторых типов волн в прямоугольном волноводе

1. Прежде всего, нужно установить структуру электромагнитного поля, которое необходимо возбудить в волноводе или резонаторе.

2. Для возбуждения волны первым способом (с помощью электрической антенны) в волновод помещается проводник или система проводников таким образом, чтобы их ось была параллельна вектору \vec{E} волны и антенна располагалась в области максимальной напряженности.

3. Во втором случае, при возбуждении поля с помощью рамочной антенны виток с током помещают в полость волновода

так, чтобы плоскость витка была перпендикулярна силовым линиям магнитной составляющей поля волны \vec{H} и антенна располагалась в области максимальной напряженности.

На рисунке 4.2 показаны примеры систем для возбуждения некоторых типов волн в прямоугольном волноводе, на рис. 4.3 – возбуждения полей в резонаторах с помощью электрической, магнитной и щелевой антенн.

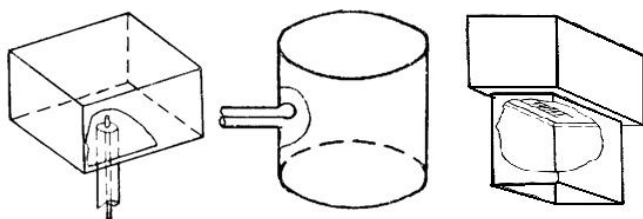


Рис. 4.3. Системы возбуждения электромагнитных полей в резонаторах

Если с одной стороны волновод закрыть проводящей стенкой (можно подвижной), то возбужденная волна

Если с одной стороны волновод закрыть проводящей стенкой (можно подвижной), то возбужденная волна

будет распространяться в противоположном направлении по отношению к короткозамкнутой стенке. Величина мощности, отдаваемой источником в волновод, будет зависеть от расстояния между антенной и стенкой, закрывающей торец волновода (см. рис. 4.4). Максимального значения она будет достигать при расстоянии, кратном четверти длины волны в волноводе.

Следует, однако, заметить, что при возбуждении электромагнитных полей одним из описанных выше способов в волноводе, кроме выбранного, будут возбуждаться и другие типы волн. Из общих соображений понятно, что для того чтобы удовлетворить граничным условиям на стенках волновода и на возбуждающем устройстве, необходимо предположить, что в волноводе будут

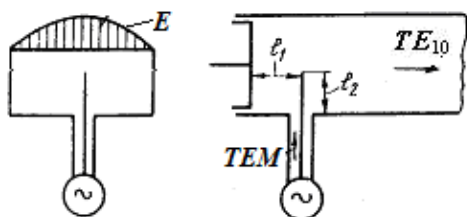


Рис. 4.4. Возбуждение волны TE_{10} в прямоугольном волноводе с помощью электрической антенны

возбуждаться по крайней мере два типа волн (на самом деле бесконечно большое число волн). Так, штыревая антенна будет возбуждать любые волны TE_{mn} с нечетными m . Ограничение числа возбуждаемых полей и выбор необходимого производится путем подбора размеров волновода таким образом, чтобы все остальные кроме основного типа волн затухали (только для основного типа волн выполняется условие

распространения). Если же необходимо возбудить один из высших типов волн, следует принять меры к подавлению основной волны. Например, когда нужно возбудить волну TE_{20} можно использовать систему возбуждения в виде двух Г-образных штырей, введенных в полость волновода через торцевую стенку, расположенных на расстоянии $\lambda_B/2$ друг от друга. Штыри ставят так, чтобы возбуждаемые ими поля TE_{10} взаимно уничтожались (или возбуждались в противофазе).

Для возбуждения волн типа TE_{10} используется обычно электрическая антенна с короткозамкнутым поршнем [8]. Как видно из рисунка 4.4, возбуждающий штырь вводится в волновод параллельно узкой стенке через отверстие в стенке широкой. Поскольку при этом возбуждаются волны, распространяющиеся в обе стороны от антенны, то для отражения одной из волн в нужном направлении используется проводящий поршень, который может плавно перемещаться вдоль волновода. Расстояние l_1 от антенны до поршня и длина штыря l_2 подбираются так, чтобы обеспечивалось оптимальное согласование коаксиальной линии с волноводом. Только в этом случае можно обеспечить режим чисто бегущих волн в коаксиальной линии на волне TEM и в волноводе на волне TE_{10} , распространяющейся по волноводу слева направо (см. рис. 4.4). По аналогии с этой системой возбуждения можно построить систему для возбуждения волны TE_{20} в прямоугольном волноводе. Для этого можно использовать два штыря, поля которых возбуждаются в противофазе. Волна TE_{10} при этом не возбуждается, если штыри расположены симметрично по отношению к середине широкой стенки волновода.

Кроме электрических и магнитных антенн широкое распространение нашли антенны в виде щелей или отверстий (например, в направленных ответвителях, при возбуждении резонаторов с помощью волноводов и пр.). Щелевые антенны выполняются в виде щелей, прорезанных в стенках волновода или резонатора (рис. 4.5). Основное правило, о котором необходимо помнить при конструировании

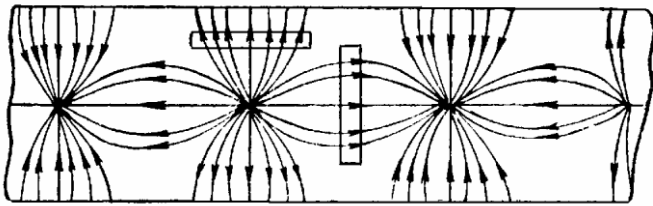


Рис. 4.5. Расположение щелей в стенке прямоугольного волновода

щелевых антенн заключается в том, чтобы щель прерывала силовые линии поля (линии токов, текущих по стенкам волновода). На противоположных стенках щели накапливаются заряды, создается собственное переменное электрическое поле – щель становится излучающей (рис. 4.6). В результате в пространство за пределами волновода излучается волна на частоте поля в основном волноводе [7]. Щели, прорезанные вдоль линий тока, не являются излучающими. Поэтому очевидно, что расположение щелевых антенн определяется структурой электромагнитного поля в волноводе (следовательно, и типом поля). Для более

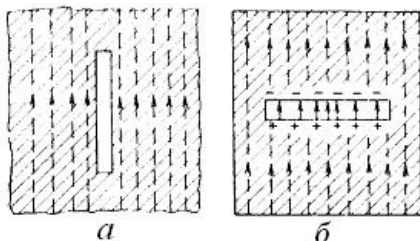


Рис. 4.6. Неизлучающая (а) и излучающая (б) щели в стенках волновода

эффективного возбуждения полей щели делаются резонансными – длина щели выбирается равной примерно $\lambda_g/2$, ширина – около $0,1\lambda_g$. Продольная и поперечная щели создают линейно поляризованное излучение.

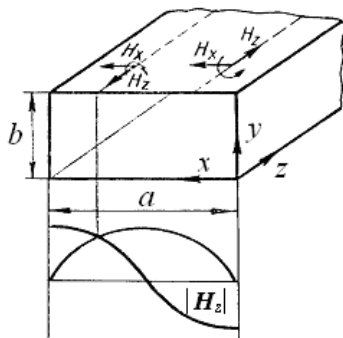


Рис. 4.7. Распределение амплитуд поперечной и продольной составляющих магнитного поля на внутренней поверхности широкой стенки волновода

Для создания за пределами волновода излучения с эллиптической поляризацией используются крестообразные, Т-, П-, Н-образные щели. Эллиптичность излучения крестообразных щелей достигается за счет того, что ортогональные компоненты магнитного поля в волнах TE сдвинуты по фазе на угол 90° . На расстоянии от узкой стенки

волновода, равном $x_{1,2} = \frac{a}{\pi} \arctg \left[\pm \sqrt{\left(\frac{2a}{\lambda}\right)^2 - 1} \right]$,

ортогональные составляющие H_x и H_z имеют одинаковые амплитуды (рис. 4.7). При сдвиге фаз

$\Delta\varphi = 90^\circ$ возбуждается будет волна с круговой поляризацией. Ориентация крестообразной щели может быть произвольной. Удобно прорезать щель под углом 45° к оси волновода, поскольку в противном случае щели резонансной длины не разместятся на стенке волновода [8].

В качестве элементов связи могут применяться отверстия в стенках волновода. В зависимости от расположения отверстия при волне TE_{10} в прямоугольном волноводе связь может быть либо чисто магнитной, либо смешанной – электрической и магнитной (рис. 4.8). Отверстие можно рассматривать как диполь (электрический или магнитный) либо как комбинацию диполей. Меняя ориентацию одного волновода относительно другого и подбирая место в стенке волновода, где эти отверстия расположены, можно возбуждать волны желаемого типа.

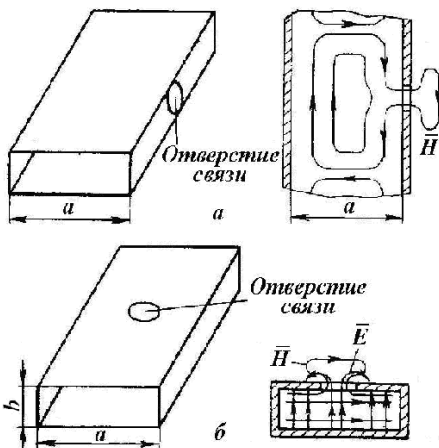


Рис. 4.8. Характер электрического и магнитного полей вблизи отверстия в стенке прямоугольного волновода при волне типа TE_{10}

В технике СВЧ применяется устройство, в котором используется система возбуждения с двумя и более отверстиями связи, т. н. направленный ответвитель (см. рис. 4.9). Область применения – отбор небольшой доли мощности из основного тракта. Основной 1 и вспомогательный 2 волноводы связаны между собой расположенными на расстоянии $\lambda_g/4$ отверстиями

в узкой стенке 3. Измерительное устройство (детекторная секция или измеритель мощности) подключается к выходу вспомогательного волновода 5, на противоположном конце которого помещается согласующая нагрузка 4. Переходное ослабление направленных ответвителей обычно составляет величину порядка 20–30 дБ, величина переходного ослабления ответвителя с двумя отверстиями связи пропорциональна шестой степени диаметра отверстий. Направленность подобного ответвителя не более 20–25 дБ. Величина направленности быстро уменьшается при отклонении от расчетной длины волны. Это объясняется тем, что в основе действия данного ответвителя лежит интерференция волн от двух элементов связи. Расстояние между ними имеет жесткую связь с длиной волны.

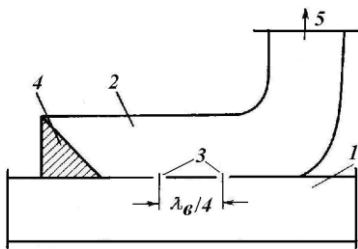


Рис. 4.9. Устройство направленного ответвителя

В качестве возбуждающей системы можно рассматривать также диэлектрический волновод переменного сечения, показанный на рис. 4.10. Принцип его работы основан на плавной трансформации волны заданной структуры в одном сечении в волну другого типа на выходе устройства. В этом устройстве волна TE_{10} в прямоугольном волноводе с размерами $a \times b$ сначала трансформируется в волну TE_{20} в прямоугольном волноводе с большими размерами ($2a \times b$), а затем в волну TE_{01} , но уже в волноводе круглого сечения. Прямоугольный волновод в исходном сечении $A-A$ сначала переходит в Т-образный волновод с постепенно расширяющейся нижней частью, показанный в сечении $B-B$. Высота среднего выступа постепенно уменьшается, этот волновод в сечении $B-B$ снова переходит волновод прямоугольный, возбуждаемый на волне TE_{20} . Участок перехода между сечениями $A-A$ и $B-B$, как видим, можно

рассматривать как самостоятельную систему возбуждения волны TE_{20} в

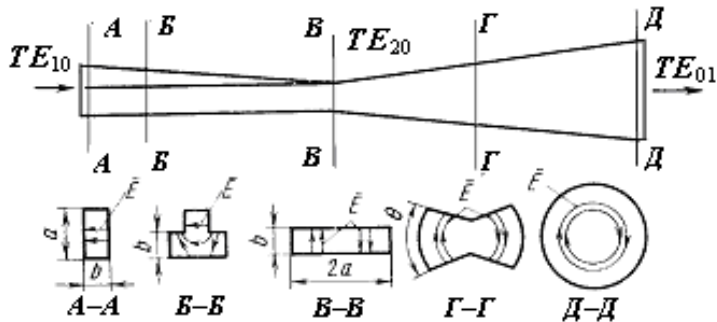


Рис. 4.10. Трансформация электромагнитной волны в диэлектрическом волноводе переменного сечения

прямоугольном волноводе с размерами $2a \times b$.

На участке с постепенно возрастающим углом разворота Θ широких стенок волновода (сечение $\Gamma - \Gamma$), в результате чего, после удаления выступов в сечение $\Delta - \Delta$, получается структура поля TE_{01} в волноводе круглого сечения. Недостатком такого устройства является его

большая длина, более 20 длин волн. Тем не менее, такой волноводный переход обладает важным достоинством – он из-за отсутствия критичности по частоте обладает широкой полосой пропускания.

В технике СВЧ широкое распространение получили волноводные переходы, позволяющие возбуждать другие типы волн от волноводов прямоугольного сечения, в котором уже существует волна TE_{10} . Так например, металлический переход от прямоугольного волновода к круглому позволяет возбуждать в круглом волноводе волну TE_{11} .

Известно еще одно устройство (соосный волноводно-микроразветвляющий переход), которое выполняет функции перехода от волновода прямоугольного сечения к микроразветвляющей линии или линии коаксиальной [11] и может также рассматриваться как средство возбуждения волн заданного типа как в коаксиальных линиях, так и в волноводах различного сечения. В современных радиотехнических комплексах СВЧ диапазона большинство узлов с целью улучшения массогабаритных характеристик и энергопотребления, а также повышения надежности выполняются в интегральном, монолитном исполнении. Однако для их соединения и компоновки, особенно в комплексах на частоты

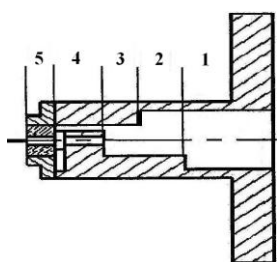


Рис. 4.11. Устройство волноводно-коаксиального перехода

выше 10 ГГц (большинство из которых имеют на выходе волноводные тракты), необходимы специальные переходы – трансформаторы типов линий передачи. Аналогичная проблема возникает при модернизации действующих радиотехнических комплексов СВЧ диапазона, когда электровакуумные устройства заменяются компактными энерго-экономичными твердотельными устройствами с современными характеристиками.

На рис. 4.11 показано устройство соосного волноводно-коаксиального перехода. Поступающая на вход устройства и распространяющаяся вдоль него электромагнитная волна проходит (одновременно трансформируясь) через несколько участков с различными волновыми сопротивлениями: 1 – регулярный волновод, 2 – П-образный волновод, 3 – Н-образный волновод с коротким нижним гребнем, 4 – Н-образный волновод с высоким нижним гребнем и 5 – коаксиал. В результате выход перехода имеет волновое сопротивление $Z_0 = 50$ Ом. На рис. 4.11 видно,

что верхний гребень перехода имеет непосредственный контакт с торцевой стенкой волновода, а его расчетная длина $L_B \approx \lambda/4$. Нижний гребень имеет ступенчатую конфигурацию, причем его нижняя часть имеет длину $L_{CH} \approx \lambda/4$, а верхняя – $L_{CB} \approx \lambda/8$.

Волноводно-коаксиальный переход может рассматриваться также как трансформатор типов волн – TE_{10} в прямоугольном волноводе в TEM в коаксиальной линии.

Собственный КСВН устройства изменяется от 1,1 до 1,2 в диапазоне от 8 до 10 ГГц.

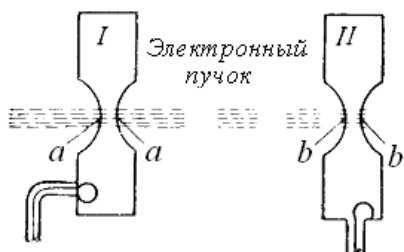


Рис. 4.12. Возбуждение объемного резонатора при прохождении через полость резонатора модулированного электронного пучка

В качестве еще одного метода возбуждения, в частности резонаторов, можно рассматривать реализующееся в прямопролетных и отражательных клистронах возбуждение резонаторов при прохождении через полость электронных пучков с изменяющимися во времени параметрами (см. рис. 4.12) [15]. При прохождении через полость резонатора электронного пучка с изменяющейся во времени плотностью (например, при включении клистрона или при прохождении через полость

второго резонатора, предварительно промодулированного по плотности пучка) происходит его возбуждение на собственной частоте.

5. Замедляющие периодические структуры

В технике СВЧ в качестве замедляющих систем для электромагнитных волн используются не только продольно-однородные структуры (например, волновод, заполненный диэлектриком с достаточно высокой диэлектрической

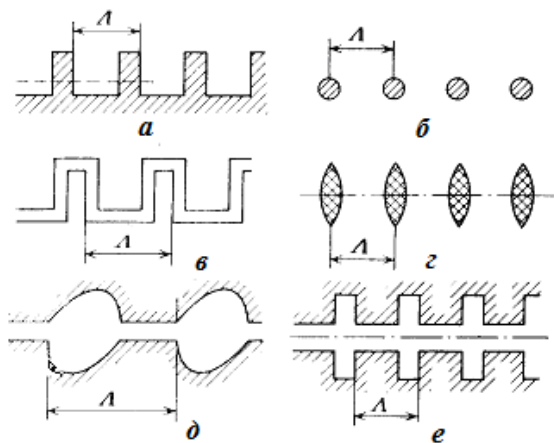


Рис. 5.1. Открытые (а, б, в, г) и экранированные (д, е) замедляющие структуры

проницаемостью ε (так, для получения коэффициента замедления $K = c/v_\phi = 3$ необходимо использовать диэлектрик с $\varepsilon = 9$), но и пространственно периодические структуры, свойства которых изменяются по некоторому периодическому закону. Замедляющие системы представляют собой линии, по которым могут распространяться волны с фазовой скоростью $v_\phi < c$.

Отношение $K = \frac{c}{v_\phi}$ и называют

коэффициентом замедления [8].

Области применения замедляющих систем – приборы СВЧ (ЛБВ и ЛОВ, в которых должно выполняться условие синхронизма в виде $v_\phi \approx v_{эл}$), СВЧ устройства для создания и нагрева плазмы.

Примеры периодических замедляющих систем – спиральная линия, ребристая структура (или гребенка), диафрагмированный волновод и др. Замедляющие системы могут быть как открытыми, так и экранированными (см. рис. 6.1). На рис. 5.1 а – ребристая структура (или «гребенка»), б – система

поперечных стержней, v – проволочная структура, z – система диэлектрических линз, d и e – экранированные замедляющие системы в виде полостей разной геометрии. Здесь Λ – пространственный период. Приведенные на рисунке структуры дают представления лишь о некоторых видах замедляющих систем [7].

Спиральная замедляющая система

Волна TEM , поступающая на вход спиральной линии (см. рис. 5.2), продолжает распространяться вдоль внутреннего проводника со скоростью $v_\phi \approx c$ [7]. Время τ , за которое волна пробегает один виток, равно отношению

погонной длины витка к скорости света c , т. е. $\tau = \frac{\sqrt{(2\pi a)^2 + S^2}}{c}$. За это же время

волна проходит вдоль оси z путь равный S . Таким образом, фазовая скорость волны вдоль оси z определяется отношением S/τ и будет равна $v_{\phi z} = S/\tau$.

Подставляя сюда значение τ , получим для фазовой скорости выражение, согласно которого значение v_ϕ составляет величину

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi a}{S}\right)^2}}. \quad (5.1)$$

Из (5.1) следует, что действительно $v_\phi < c$, поскольку под корнем стоит

величина больше единицы. Коэффициент замедления спиральной линии K равен соответственно

$$K = \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi a}{S}\right)^2} \quad (5.2)$$

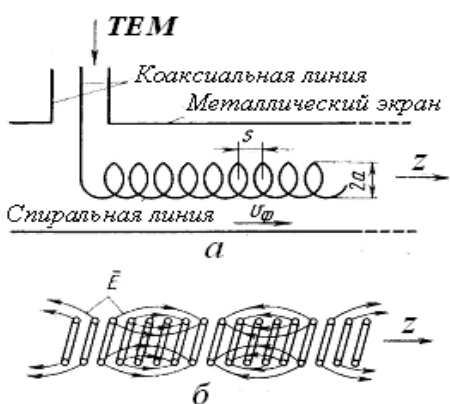


Рис. 5.2. Спиральная замедляющая структура с коаксиальным входом (а) и качественная картина электрического поля в спирали в момент времени t (б)

Структура поля результирующей волны вблизи спирали такова, что электрическое поле, существующее между витками спирали, имеет продольную составляющую. Следовательно, замедленная волна должна быть в первом приближении отнесена к типу TM . Такие волны представляют интерес для приборов СВЧ, например для ЛБВ, в которых $v_\phi \approx v_{zэл}$.

В подобных замедляющих системах можно обеспечить достаточно большие значения коэффициента замедления K . Если предположить, что $S = 0.4$ мм и $a = 1,5$ мм (значения, характерные для замедляющих систем в приборах СВЧ), то в соответствии с (5.1) $v_\phi \approx 0.042c$, а $K = c/v_\phi = 23.6$. В общем случае $K = f(a, s)$.

Опыт достаточно хорошо подтверждает справедливость уравнения для v_ϕ , хотя оно и выведено из качественных соображений.

Спиральная линия представляет собой большую группу структур, свойства которых меняются с некоторой периодичностью (шаг спирали S). Такие структуры получили название «пространственно-периодические».

Теорема Флоке

Свободные электромагнитные поля в одномерно-периодических структурах подчиняется так называемой теореме Флоке, выражающей следующее свойство комплексных амплитуд векторов E и H [12]:

$$\begin{aligned} E(x, y, z + \Lambda) &= E(x, y, z) e^{-i\varphi}, \\ H(x, y, z + \Lambda) &= H(x, y, z) e^{-i\varphi}, \end{aligned} \quad (5.3)$$

где Λ – пространственный период, φ – сдвиг фазы, являющийся величиной вещественной, если отсутствуют потери в линии. Физически это означает, что при смещении вдоль линии на величину Λ в распределении поля образуется некоторый фазовый сдвиг φ без каких-либо иных изменений. Или другими словами, для данного типа волны электромагнитные поля в поперечных сечениях периодической структуры, отстоящие друг от друга на пространственный период Λ , отличаются только фазовым множителем $e^{-i\varphi}$. В силу теоремы Флоке (5.3) можно построить следующие периодические по z функции:

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &= E(x, y, z) e^{i\gamma z}, \\ H(x, y, z) &= H(x, y, z) e^{i\gamma z}, \end{aligned} \quad (5.4)$$

где $\gamma = \varphi/\Lambda$, а γ – некий специально введенный таким образом параметр, имеющий смысл постоянной распространения. Периодичность записанных векторных функций следует из того, что множитель $e^{i\gamma z}$ компенсирует тот фазовый сдвиг, который возникает согласно теореме Флоке на отрезке длиной Λ .

Функции E и H , как функции периодические, можно разложить в ряд Фурье типа

$$U(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{p=1}^{\infty} a_p \cos p\omega t + \sum_{p=1}^{\infty} b_p \sin p\omega t. \quad (5.5)$$

В комплексной форме это разложение можно представить в виде

$$U(t) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} c_p e^{ip\omega t}, \quad c_p = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U(t) e^{-ip\omega t} dt, \quad (5.6)$$

где $c_p = c_p^* = (a_p - ib_p)/2$.

Видно, что коэффициенты ряда (5.6) представляют собой комплексные амплитуды, а члены разложения – комплексные представления гармонических колебаний с частотами $p\omega$, где $p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Знаком (*) отмечена комплексно сопряженная величина c_p .

В случае произвольной временной зависимости разложение в интеграл Фурье может быть представлено в следующем виде:

$$U(t) = \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad U(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (5.7)$$

Спектр плотности $U(\omega)$ также имеет смысл комплексной амплитуды.

При разложении в ряд Фурье выразим коэффициенты Фурье через соответствующие интегралы, воспользовавшись (5.6) и переходя от переменной t к пространственным переменным, запишем выражение для электрической компоненты поля в виде

$$E(x, y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_p(x, y) e^{-i(2\pi p/\Lambda)z}, \quad (5.8)$$

где $E_p(x, y) = \frac{1}{\Lambda} \int_z^{z+\Lambda} E(x, y, z) e^{i(2\pi p/\Lambda)z} dz = \frac{1}{\Lambda} \int_z^{z+\Lambda} E(x, y, z) e^{i(\gamma+2\pi p/\Lambda)z} dz$.

Здесь p – номер пространственной гармоники.

Также представляется и магнитная составляющая поля H . Вводя множитель $\exp(-i\gamma z)$, снова перейдем от E и H к комплексным амплитудам E и H (см. (5.3)):

$$E(x, y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_p(x, y) e^{-i(\gamma+2\pi p/\Lambda)z}, \quad (5.9)$$

$$H(x, y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} H_p(x, y) e^{-i(\gamma+2\pi p/\Lambda)z}.$$

Этот результат можно трактовать следующим образом. Некоторый свободный волновой процесс в периодической структуре, создающий фазовое запаздывание φ на протяжении ее периода Λ , эквивалентен наложению бесконечного множества плоских неоднородных волн с комплексными амплитудами $E_p \exp(-i\Gamma_p z)$ и $H_p \exp(-i\Gamma_p z)$ и постоянными распространения

$$\Gamma_p = \gamma + p \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5.10)$$

Эти волны, называемые пространственными гармониками, имеют следующие фазовые скорости

$$v_{\phi(p)} = \omega/\Gamma_p = \omega/(\gamma + 2\pi p/\Lambda) \quad (5.11)$$

и одну групповую –

$$v_{gp} = d\omega/d\Gamma_p = d\omega/d\gamma. \quad (5.12)$$

Таким образом, фазовая скорость пространственных гармоник может как совпадать по направлению с групповой, так и быть ей противоположной. Их называют прямыми и, соответственно, обратными волнами.

Разложение процесса в периодической структуре на пространственные гармоники показывает, насколько он сложнее по сравнению с волной продольно-однородной структуры. Не следует забывать, что процесс эквивалентен построенному наложению гармоник в целом. Если, например, взять структуру типа гребенки, то формально каждая пространственная гармоника существует на всей линии. Но внутри металла поле отсутствует. В разложении (5.8) это совокупный эффект действия всех гармоник: ряды сходятся к нулю.

Рибристая структура

Рибристая структура типа гребенки представляет собой множество идеально проводящих пластин, расположенных на одинаковых расстояниях друг от друга [7] (рис. 5.3). По оси y все элементы имеют бесконечную протяженность, а при $x \geq 0$ (сверху) волны распространяются вдоль z . При таких условиях можно считать, что проекции векторов искомого поля не зависят от y .

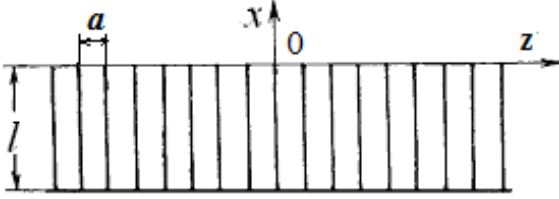


Рис. 5.3. Замедляющая система типа «гребенки»

В области $-l \leq x \leq 0$ совокупность двух соседних ребер можно рассматривать как линию, состоящую из двух параллельных проводящих плоскостей. Если расстояние между соседними плоскостями $a \ll \lambda$, то в каждой такой линии преобладающее значение будет иметь поле поперечного типа, ибо все другие поля быстро затухают

по мере удаления от начала линии, в точке $x = 0$ (поле в промежутки между ребрами попадает из верхнего полупространства). Стало быть, приближенно можно полагать, что в промежутках между ребрами замедляющей системы ($-l \leq x \leq 0$) существуют только поля поперечного типа. Векторы \vec{E}_k и \vec{H}_k этих полей направлены соответственно вдоль z и y , а направление распространения волны — x . Поле TM между параллельными идеально проводящими плоскостями (где волна распространяется вдоль z) описывается уравнениями следующего вида:

$$\begin{aligned} E_z &\equiv 0, \\ E_x &= \frac{k}{\omega \varepsilon} [A e^{-ikz} - B e^{ikz}] = z_0 [A e^{-ikz} - B e^{ikz}], \\ H_y &= A e^{-ikz} + B e^{ikz}, \quad z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}, \end{aligned} \quad (5.13)$$

где $ik = \gamma$. ($\gamma^2 = k_c^2 - k^2$, $k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$). Граничные условия удовлетворяются при $k_c = 0$ (тогда $\gamma^2 = -k^2 \rightarrow \gamma = ik$.) Отсюда имеем в системе координат, соответствующей нашей ($x \rightarrow z$, $y \rightarrow y$, $z \rightarrow x$), решение в виде

$$\begin{aligned} E_x &= 0, \\ E_z &= \frac{k}{\omega \varepsilon} [-A e^{-ikx} + B e^{ikx}], \\ H_y &= A e^{-ikx} + B e^{ikx}. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Знак (-) перед A в выражении для E_z введен для того, чтобы иметь нужное направление вектора Пойтинга волны, движущейся в положительном направлении вдоль оси x .

По условию все линии, образующие ребристую структуру, замкнуты на конце. Следовательно, проекция E_z при $x = -l$ должна обращаться в нуль. Удовлетворяя этому условию, получим

$$E_z = i \frac{k}{\omega \varepsilon} A_0 \sin k(x+l), \quad (5.15)$$

$$H_y = A_0 \cos k(x+l), \quad A_0 = \text{const}.$$

Эти выражения приближенно определяют поле между любой парой ребер направляющей системы. Однако надо иметь в виду, что A_0 в разных промежутках могут различаться.

При $x \geq 0$ искомое поле будет, очевидно, также типа TM , т. к. в плоскости $x = 0$ E_z должно быть неравным нулю, а направление оси z есть направление распространения волны.

Для расчета поля при $x \geq 0$ можно использовать формулы опять же для случая параллельных идеально проводящих плоскостей:

$$E_x = -\frac{1}{i\omega\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad E_z = \frac{1}{i\omega\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad \text{и}$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + k^2 H_y = 0, \quad k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu. \quad (5.16)$$

Приемлемое для нас решение этого уравнения запишем в виде

$$H_y = B_0 e^{-k_0 x} e^{-\gamma z}, \quad B_0 = \text{const}, \quad k_0^2 = -k^2 - \gamma^2.$$

Здесь нет второго слагаемого $\sim e^{k_0 x}$, т. к. при $x \rightarrow \infty$ поле не должно обращаться в ∞ (или не должно принимать форму волны, приходящей из бесконечности).

Подставляя значение H_y в формулы для E_x и E_z , получим

$$E_x = \frac{\gamma}{i\omega\varepsilon} B_0 e^{-k_0 x} e^{-\gamma z},$$

$$E_z = -\frac{k_0}{i\omega\varepsilon} B_0 e^{-k_0 x} e^{-\gamma z}, \quad (5.17)$$

$$H_y = B_0 e^{-k_0 x} e^{-\gamma z}.$$

Эти выражения можно использовать для приближенного представления поля в области $x \geq 0$ при условии, что ребра системы имеют малую толщину δ ($\delta \ll \lambda$).

Чтобы определить постоянную распространения γ , необходимо установить связь между решениями в области $x \geq 0$ и $x < 0$ в плоскости $x = 0$. При переходе из одной области в другую, касательные составляющие векторов поля должны измениться непрерывным образом. В соответствии с этим проекции E_z и H_y искомых полей в плоскости $x = 0$ при стремлении к ней сверху и снизу должны быть одинаковыми. При $x < 0$ E_z и H_y не зависят от z , а лишь изменяются при переходе от одного промежутка к другому. При $x \geq 0$ $E_z, H_y \sim e^{-\gamma z}$. Следовательно, уравнения при $x < 0$ и $x \geq 0$ не удовлетворяют условиям непрерывности касательных составляющих E и H .

Для приближенного решения задачи точные условия непрерывности придется заменить приближенным в виде

$$\frac{E_z}{H_y} \Big|_{x=0^+} = \frac{E_z}{H_y} \Big|_{x=0^-}. \quad (5.18)$$

Физически это условие означает непрерывность характеристических сопротивлений сред на граничной поверхности.

Подставляя в граничное условие (5.18) значения E_z и H_y из (5.15) и (5.17), получим, что

$$k_0 = k \operatorname{tg} kl. \quad (5.19)$$

Учитывая, что $k_0^2 = -(k^2 + \gamma^2) = -k^2 + \beta^2$, где β – волновое число ($\gamma = i\beta$), перепишем выражение для k_0 в виде

$$\beta = k \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 kl} = \frac{k}{|\cos kl|}. \quad (5.20)$$

Отсюда следует, что

$$\nu_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \nu \cdot |\cos kl|, \quad \nu = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad (5.21)$$

а коэффициент замедления

$$K = \frac{c}{\nu_\phi} = \frac{1}{|\cos kl|} > 1. \quad (5.22)$$

Из равенства (5.19) следует, что k_0 – чисто вещественное. Однако эта величина должна быть только больше нуля, ибо в противном случае поле на бесконечности неограниченно возрастает (см. $E_x, E_z \sim e^{-k_0 x}$). Следовательно, решение (5.19) будет иметь физический смысл, если $0 \leq kl < \pi/2$, $\pi \leq kl < 3/2 \pi$ и т. д. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением случая $kl < \pi/2$ (или $l < \lambda/4$). При $l < \lambda/4$ фазовая скорость волны ($\nu_\phi = \nu \cdot |\cos kl|$) меньше ν , т. е. ребристая структура является замедляющей.

Согласно (5.17) проекции векторов поля замедляющей системы во внешнем пространстве ($x \geq 0$) убывают вдоль x по экспоненте. При больших k_0 (т. е. при $kl \rightarrow \pi/2$) поле фактически будет локализовано вблизи поверхности замедляющей системы ($E_x, E_z, H_y \sim e^{-k_0 x}$). Следовательно, с помощью подобных систем могут возбуждаться так называемые поверхностные волны.

Такое приближение дает, тем не менее, результаты, близкие к истинным, если выполняются условия приближения. В общем случае, когда $a \sim \lambda$, а толщина ребер замедляющей системы δ не мала, расчет поля в ребристой структуре существенно усложняется.

Кроме поверхностных волн в пространственно-периодических структурах могут существовать и волны объемные. На взаимодействии электронных пучков с объемными волнами основана работа генераторов дифракционного излучения и подобных им приборов (см. раздел 16).

6. Электромагнитные поля в резонаторах

Колебательную систему, представляющую собой диэлектрический объем, ограниченный, как правило, замкнутой металлической поверхностью, называют объемным резонатором.

Резонатор представляет собой аналог колебательного контура, используемого в радиодиапазоне [7]. К такому выводу можно прийти путем логического перехода от диапазона радиочастот к сверхвысоким частотам. Резонансная частота колебательного контура, представляющего собой цепочку из сосредоточенных индуктивности и емкости, как известно, равна $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, где L – величина индуктивности, C – емкости. Второй не менее важной характеристикой контура является его добротность – $Q = \sqrt{\frac{L}{C}}/R$, где R – активное сопротивление контура (физический смысл добротности – отношение энергии, запасенной в колебательном контуре к мощности потерь). Для того чтобы построить колебательный контур для сверхвысоких частот, необходимо уменьшать индуктивность и емкость контура. Уже в диапазоне УКВ ($\lambda = 4 \div 4,6$ м) в контуре необходимо использовать емкость порядка $4,5$ пф и индуктивность порядка 1 мкГн (если $\lambda = 4$ м, то $\omega_0 = 2\pi f \approx 6,28 \cdot 7,5 \cdot 10^7 = 4,7 \cdot 10^8$ с⁻¹, откуда находим необходимые параметры контура: $LC = 1/\omega_0^2 \approx 4,5 \cdot 10^{-18}$ Гн·м. Если принять индуктивность равной $L = 1$ мкГн, то необходимая емкость должна быть равной $C \approx 4,5 \cdot 10^{-12}$ ф = $4,5$ пф. При переходе в сантиметровый диапазон (не говоря уже о диапазоне миллиметровом) необходимо индуктивность и емкость уменьшать, по крайней мере на порядок. Это можно сделать, уменьшая геометрические размеры витка (индуктивности) и затем увеличивая их количество, соединяя параллельно. При этом, правда, будут расти потери и соответственно уменьшаться добротность из-за того, что размеры контура будут приближаться к длине волны. В конечном итоге, проделывая эту операцию многократно, мы придем к пониманию того, что этот колебательный контур можно сделать в виде замкнутой поверхности, имеющей индуктивную (тороидальную) и емкостную (в виде двух дисков, расположенных на некотором расстоянии друг от друга) части. Внутри этой проводящей поверхности – диэлектрический объем (такой резонатор получил название «резонатор с квазисосредоточенными параметрами»). Форма поверхности может быть различной – произвольной, цилиндрической, прямоугольной.

Колебательная система, представляющая собой диэлектрический объем, ограниченный, как правило, замкнутой металлической поверхностью называют объемным резонатором.

Такой формальный подход позволяет понять принципиальное сходство колебательного контура и объемного резонатора, но не дает возможности заметить разницу между ними. А отличия заключаются в том, что в колебательном контуре электрическое и магнитное поля разделены (энергия электрического поля сосредоточена в емкостной части контура, а магнитного – в индуктивной). В силу этого количественные соотношения, характеризующие

физические процессы в колебательном контуре, описываются уравнениями теории электрических цепей. В объемных резонаторах электрическое и магнитное поля не разделены, описываются они уравнениями Максвелла. Исключение составляют резонаторы с квазисосредоточенными параметрами, в которых это разделение полей выражено не столь отчетливо. Если колебательный контур характеризуется одной единственной резонансной частотой, то для объемного резонатора, в котором может возбуждаться множество разных типов колебаний, характерно большее число собственных частот.

Прямоугольный или цилиндрический резонаторы представляют собой не что иное, как отрезок волновода соответствующего сечения, замкнутый (закороченный) на концах (см. рис. 6.1). В разделе 2 подробно обсуждается вопрос об электромагнитных полях, которые могут распространяться в прямоугольных волноводах. Поэтому с полями в объемных резонаторах мы познакомимся на примере резонатора прямоугольного сечения [7].

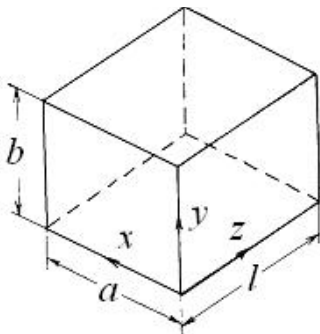


Рис. 6.1. Прямоугольный резонатор

Исходя из понимания того, что представляет собой прямоугольный резонатор (см. выше), естественно представить поле в нем в виде суперпозиции двух бегущих вдоль оси z в противоположных направлениях электромагнитных волн того или иного типа (TE или TM). Рассмотрим вначале поперечные электрические поля TE_{mn} . Как и в случае волновода, будем предполагать, что резонатор идеальный. Тогда, используя выражения для поля прямой волны в волноводе (2.15) и добавляя к ним проекции векторов электрического и магнитного полей обратной волны, сразу запишем уравнения для амплитуд поля в виде

$$\begin{aligned}
 E_x &= \frac{i\omega\mu}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \left(A_{mn} e^{-\gamma_{mn}z} + B_{mn} e^{\gamma_{mn}z} \right), \\
 E_y &= -\frac{i\omega\mu}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \left(A_{mn} e^{-\gamma_{mn}z} + B_{mn} e^{\gamma_{mn}z} \right), \\
 E_z &= 0, \\
 H_x &= \frac{\gamma_{mn}}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \left(A_{mn} e^{-\gamma_{mn}z} + B_{mn} e^{\gamma_{mn}z} \right), \\
 H_y &= \frac{\gamma_{mn}}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \left(A_{mn} e^{-\gamma_{mn}z} + B_{mn} e^{\gamma_{mn}z} \right), \\
 H_z &= \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \left(A_{mn} e^{-\gamma_{mn}z} + B_{mn} e^{\gamma_{mn}z} \right),
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

где $\gamma_{mn} = i\beta_{mn} = i\sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} = i\sqrt{\omega^2\epsilon\mu - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$, ω – частота колебаний поля.

Эти выражения удовлетворяют уравнениям Максвелла без источников и граничным условиям в виде равенства нулю тангенциальной составляющей электрического поля на торцевых стенках резонатора, т. е. $E_x = E_y = 0$ при $z = 0, z = l$, где l – длина резонатора. Видно, что $E_x = E_y = 0$ при $z = 0$, если $B_{mn} = -A_{mn}$. Это означает, что волны распространяются вдоль оси z в противоположных направлениях и должны иметь равные амплитуды. Другими словами, они образуют стоячую волну. $E_x = E_y = 0$ при $z = l$, если $A_{mn}e^{-i\beta_{mn}l} + B_{mn}e^{i\beta_{mn}l} = 0$, а так как $B_{mn} = -A_{mn}$, то $\sin \beta_{mn}l = 0$. Последнее равенство выполняется тогда, когда $\beta_{mn}l = p\pi$, или $\beta_{mn} = \frac{p\pi}{l}$, где p – целое число.

После подстановки β_{mn} и B_{mn} в уравнения для проекций амплитуд поля имеем

$$\begin{aligned}
 E_x &= \frac{\omega\mu}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} A_{mnp} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{l} z, \\
 E_y &= -\frac{\omega\mu}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} A_{mnp} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{l} z, \\
 E_z &= 0, \\
 H_x &= i \frac{p\pi}{l} \frac{1}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} A_{mnp} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{l} z, \\
 H_y &= i \frac{p\pi}{l} \frac{1}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} A_{mnp} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{l} z, \\
 H_z &= -i A_{mnp} \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{l} z,
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

где A_{mnp} – амплитудный коэффициент.

Как и в случае с волноводом, в объемных резонаторах может существовать бесконечное множество типов колебаний TE_{mnp} со значениями чисел $m = 0, 1, 2 \dots$, $n = 0, 1, 2 \dots$, $m = n \neq 0$, $p = 1, 2, 3 \dots$. Собственные частоты колебаний TE_{mnp} равны

$$\omega_{mnp} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2}, \tag{6.3}$$

а радиочастоты

$$f_{mnp} = \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon\mu}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{l}\right)^2}. \tag{6.4}$$

Длина волны собственных колебаний резонатора равна

$$\lambda_{mnp} = \frac{c}{f_{mnp}} = \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}} \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{l}\right)^2}}. \quad (6.5)$$

Видно, что с ростом значений индексов m, n, p увеличиваются значения собственной частоты f_{mnp} , соответственно уменьшается λ_{mnp} .

Простейшими типами колебаний в прямоугольном резонаторе являются колебания TE_{101} и TE_{011} . Они обладают самыми большими собственными длинами волн:

$$\lambda_{TE_{101}} = \frac{2al}{\sqrt{a^2 + l^2}} \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}} \quad \text{и} \quad (6.6)$$

$$\lambda_{TE_{011}} = \frac{2bl}{\sqrt{b^2 + l^2}} \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}}. \quad (6.7)$$

Эти колебания имеют и самые простые структуры поля.

Уравнения для поперечных магнитных полей TM_{mnp} в резонаторе также получаются из уравнений для полей TM_{mn} в волноводе. Эти уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{p\pi}{l} \frac{1}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} B_{mnp} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{l} z, \\ E_y &= -\frac{p\pi}{l} \frac{1}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} B_{mnp} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{l} z, \\ E_z &= B_{mnp} \sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{l} z, \\ H_x &= i \frac{\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} B_{mnp} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{l} z, \\ H_y &= -i \frac{\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} B_{mnp} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{l} z, \\ H_z &= 0. \end{aligned} \quad (6.8)$$

Индексы m, n и p могут принимать следующие значения: $m = 1, 2, 3 \dots$,

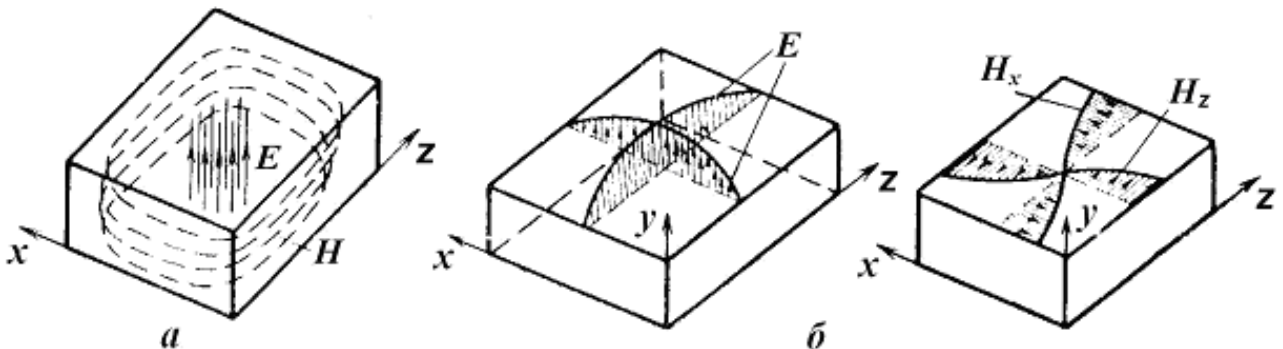


Рис. 6.2. Структура поля TE_{101} в прямоугольном резонаторе

$n = 1, 2, 3 \dots$, $p = 0, 1, 2 \dots$. Выражения для собственных частот и длин волн имеют аналогичный полям TE_{mnp} вид (они характеризуются теми же постоянными распространения). Длины волн с одинаковыми значениями индексов m , n и p совпадают для колебаний TE_{mnp} и TM_{mnp} . Следовательно, они являются вырожденными типами колебаний. Максимально возможную длину волны имеют колебания TM_{110} –

$$\lambda_{TM_{110}} = \frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}} \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}}. \quad (6.9)$$

Для резонатора, заполненного воздухом, собственная длина волны равна

$$\lambda_{TM_{110}} \approx \frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}. \quad (6.10)$$

Структура поля TM_{110} аналогична структуре поля TE_{101} с точностью до ориентации относительно системы координат.

Добротность прямоугольных резонаторов [7] определяют, пользуясь формулой $Q_f = \omega_0 \frac{W_f}{P_{nf}}$, где ω_0 – собственная частота поля в резонаторе без потерь, W_f – запасенная в резонаторе энергия, P_{nf} – средняя мощность потерь.

Для поля TE_{101} уравнения для проекций векторов поля можно записать так:

$$\begin{aligned} E_y &= -\omega\mu \frac{a}{\pi} A_{101} \sin \frac{\pi}{a} x \sin \frac{\pi}{l} z = E_o \sin \frac{\pi}{a} x \sin \frac{\pi}{l} z, \\ H_x &= i \frac{a}{l} A_{101} \sin \frac{\pi}{a} x \cos \frac{\pi}{l} z = -i \frac{\lambda}{2a} \frac{E_o}{Z_o} \sin \frac{\pi}{a} x \cos \frac{\pi}{l} z, \\ H_z &= -i A_{101} \cos \frac{\pi}{a} x \sin \frac{\pi}{l} z = i \frac{\lambda}{2a} \frac{E_o}{Z_o} \cos \frac{\pi}{a} x \sin \frac{\pi}{l} z, \end{aligned} \quad (6.11)$$

где $E_o = -\omega\mu \frac{a}{\pi} A_{101}$, $Z_o = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$.

Запасенная в резонаторе энергия может быть вычислена по формуле $W_f = \frac{1}{2} \varepsilon \int_0^a \int_0^b \int_0^l E_o^2 \sin^2 \frac{\pi}{a} x \sin^2 \frac{\pi}{l} z dx dy dz$. Для поля TE_{101} это уравнение принимает следующий вид (без вывода):

$$W_f = \frac{1}{2} \varepsilon \int_V |\vec{E}|^2 dV = \frac{\varepsilon}{8} abl E_o^2. \quad (6.12)$$

Средняя мощность потерь в стенках резонатора также может быть вычислена:

$$P_{nf} = P_{n1} + P_{n2} + P_{n3} = \frac{\omega_0 \mu_1 \delta \lambda^2}{16Z_o^2} E_o^2 \left(\frac{bl}{a^2} + \frac{ab}{l^2} + \frac{a}{2l} + \frac{l}{2a} \right), \quad \text{где}$$

P_{n1} – мощность, теряемая в стенках резонатора, μ_1 – магнитная проницаемость материала стенок. Тогда добротность резонатора будет равна

$$Q_{TE_{101}} = 2 \frac{\varepsilon}{\mu_1} Z_0^2 \frac{abl}{\delta \lambda^2} \frac{1}{\frac{bl}{a^2} + \frac{ab}{l^2} + \frac{a}{2l} + \frac{l}{2a}}. \quad (6.13)$$

Глубина скин-слоя δ для меди (см. раздел 2) $\delta \approx \frac{0,066}{\sqrt{f(\Gamma\text{ц})}} [\text{м}]$.

Подставим в формулу (6.13) для $Q_{TE_{101}}$ значения Z_0 и $\lambda = \lambda_{TE_{101}}$. Тогда

$$Q_{TE_{101}} = \frac{1}{2\delta} \frac{\mu}{\mu_1} \frac{b}{al} \frac{a^2 + l^2}{\frac{bl}{a^2} + \frac{ab}{l^2} + \frac{a}{2l} + \frac{l}{2a}} \frac{c^2}{v^2}. \quad (6.14)$$

Если резонатор имеет форму куба с $a = b = l$, то

$$Q_{TE_{101}} = \frac{1}{3} \frac{\mu}{\mu_1} \frac{a c^2}{\delta v^2}. \quad (6.15)$$

Из формулы (6.14) видно, что $Q_{TE_{101}}$ зависит от размера меньшей стороны резонатора b . При малых b добротность увеличивается с ростом этого размера резонатора примерно линейно. При больших значениях b добротность практически не зависит от b . Таким образом, хотя $\lambda_{TE_{101}} \neq F(b)$, но чрезмерное уменьшение b приводит к понижению добротности резонатора.

Оценим численное значение добротности резонаторов в сантиметровом диапазоне длин волн. Воспользуемся формулой (6.15). Выразим a через собственную частоту для поля TE_{101} (формула (6.4) для $f_{TE_{101}}$). Тогда добротность резонатора будет равна

$$Q_{TE_{101}} = \frac{1}{3\sqrt{2}} \frac{\mu}{\mu_1} \frac{v c^2}{f \delta v^2}. \quad (6.16)$$

Если резонатор медный ($\mu_1 \approx \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$, $\delta \approx \frac{0,066}{\sqrt{f(\Gamma\text{ц})}} [\text{м}]$), а

полость резонатора заполнена воздухом ($\mu \approx \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$), то

$Q_{TE_{101}} = \frac{1}{3\sqrt{2}} \frac{c}{0,066\sqrt{f}} \approx \frac{c}{0,28\sqrt{f}}$. На частоте поля $f = 3\,000 \text{ МГц}$ ($\lambda = 10 \text{ см}$)

$Q_{TE_{101}} \approx 19560$. Если резонатор выполнен из латуни, то $Q_{TE_{101}} \approx 10000$. Реально добротность резонаторов несколько меньше вычисленной его собственной добротности. Причина в том, что часть энергии передается в связанные с ним элементы.

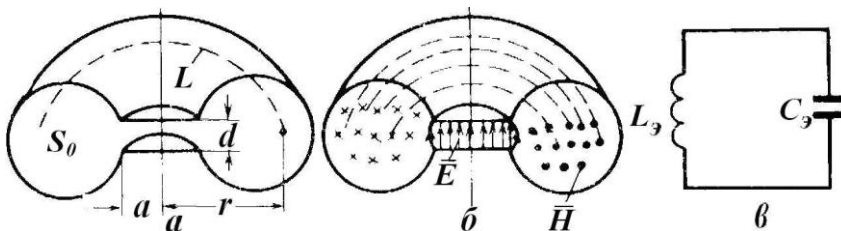


Рис. 6.3. Торoidalный резонатор с квазисосредоточенными параметрами

В приборах СВЧ диапазона нашли широкое применение так называемые резонаторы с квазисосредоточенными параметрами [7], форма которых сложна настолько, что провести

для них расчеты параметров не всегда удается. Примером такого резонатора может служить резонатор тороидальной формы, показанный на рис. 6.3. Такие резонаторы нашли применение, в частности в клистронах.

В тороидальном резонаторе могут существовать различные типы электромагнитных колебаний. С точки зрения применения их в колебательных системах приборов, практический интерес представляют колебания, структура которых показана на рисунках (колебания основного типа). Такая структура поля характерна тем, что электрическое и магнитное поля практически полностью разделены в пространстве. Отсюда название подобных резонаторов – резонаторы с квазисосредоточенными параметрами. Поэтому такой резонатор можно представить в виде колебательного контура с сосредоточенными параметрами – индуктивностью L_3 и емкостью C_3 . Важно, что в таких резонаторах для колебаний основного типа размеры оказываются много меньшими длины волны. Это позволяет в расчетах использовать квазистатическое приближение без учета эффекта запаздывания электромагнитных полей, т. е. эквивалентные индуктивность и емкость определять как для стационарных полей. Такую приближенную теорию впервые использовал советский ученый М. С. Нейман.

Найдем собственные частоты резонатора ω_0 . В квазистатическом приближении $\omega_0 \approx \frac{1}{\sqrt{L_3 C_3}}$. Эквивалентную емкость вычислим,

воспользовавшись формулой для емкости плоского конденсатора в виде $C_3 = \frac{\epsilon S}{d} = \epsilon \frac{\pi a^2}{d}$, где a – радиус пластин конденсатора, d – расстояние между ними, причем $d \ll a$. Эквивалентную индуктивность L_3 определим из формулы для магнитного потока Φ , пронизывающего тороидальную часть резонатора – $L_3 = \frac{\Phi}{I}$, где I – ток, создающий магнитное поле. Если площадь поперечного

сечения тороидальной части резонатора S_0 , то поток равен $\Phi = \mu \int_{S_0} \vec{H} d \vec{s}$. Так

как силовые линии вектора магнитного поля представляют собой концентрические окружности с центром на поперечной оси резонатора, то $\vec{H} d \vec{s} = H ds$ и $\Phi = \mu \int_{S_0} H ds$. Учитывая осевую симметрию, магнитное поле

вычислим по формуле $H = \frac{I}{2\pi r}$. Пусть L – замкнутый контур, совпадающий с какой-либо силовой линией поля радиуса r . Для этого контура первое уравнение Максвелла в интегральной форме имеет вид $\int_L \vec{H} d \vec{l} = I$. Тогда

$$\Phi = I \frac{\mu}{2\pi} \int_{S_0} \frac{ds}{r} = L_3 I, \text{ откуда эквивалентная индуктивность равна } L_3 = \frac{\mu}{2\pi} \int_{S_0} \frac{ds}{r}.$$

Подставив значения эквивалентных емкости и индуктивности, получим выражение для собственной частоты резонатора в виде

$$\omega_0 \approx \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \sqrt{\frac{2\pi d}{S \int_{s_0} \frac{ds}{r}}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2d}{\int_{s_0} \frac{ds}{r}}}. \quad \text{Если резонатор заполнен воздухом}$$

($\varepsilon \approx \varepsilon_0, \mu \approx \mu_0$), то $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = \pi a \sqrt{\frac{2}{d} \int_{s_0} \frac{ds}{r}}$. Следовательно, чем больше a, S и меньше d , тем больше λ_0 . Другими словами, с увеличением эквивалентных индуктивности и емкости растет собственная длина волны резонатора.

Для резонатора прямоугольного сечения

$$\lambda_0 = 2\pi a \sqrt{\frac{l}{2d} \ln \frac{b}{a}}. \quad (6.17)$$

Обозначения размеров резонатора приведены на рисунке 6.4. Если принять

$a = 1 \text{ мм}, b = 4 \text{ мм}, l = 2 \text{ мм}, \text{ а } d = 0,2 \text{ мм}$, то

$$\lambda_0 = 2 \cdot \pi \cdot 0,1 \sqrt{\frac{0,2}{2 \cdot 0,02} \ln \frac{0,4}{0,1}} = 1,65 \text{ см}$$

Следовательно, $a, b, l, d \ll \lambda_0$.

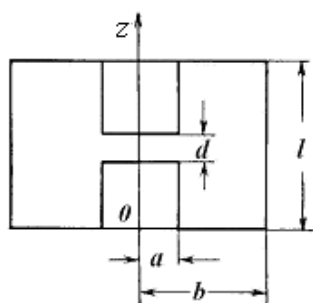


Рис. 6.4. Торoidalный резонатор прямоугольного сечения

Возбуждение резонаторов осуществляют с помощью методов, аналогичных используемым для возбуждения волноводов. Об этом достаточно подробно шла речь в разделе 4.

В технике СВЧ нашли применение так называемые открытые резонаторы.

При переходе к более коротким волнам объемные резонаторы становятся все более миниатюрными (размеры резонатора сравнимы с длиной волны), и их добротность падает, поэтому эффективность объемных резонаторов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах тем ниже, чем короче длина волны [13].

Переходя к более коротким волнам, можно, оставляя размеры объемного резонатора постоянными, использовать колебания с более высокими индексами (колебания высших типов), собственные частоты которых выше, чем у колебаний с небольшими индексами, применяемых в сантиметровом диапазоне. Однако по этому пути далеко продвинуться нельзя, так как спектр собственных частот замкнутых резонансных объемов при переходе к более высоким частотам сгущается: число колебаний ΔN , приходящееся на интервал частот $\Delta \omega$, равно

$$\Delta N = \frac{V}{2\pi^2 c^2} \omega^2 \Delta \omega, \quad (6.18)$$

где V — объем резонатора.

Эта асимптотическая формула (тем более точная, чем выше круговая частота ω) в физической литературе обычно называется формулой Рэлея — Джинса, она легко выводится для объема V прямоугольной формы и для других объемов

правильной формы (сфера, круговой цилиндр). В качестве сравнения приведем аналогичные формулы для двухмерной области

$$\Delta N = \frac{S}{\pi c^2} \omega \Delta \omega, \quad (6.19)$$

где S – площадь области и для одномерной области

$$\Delta N = \frac{2L}{\pi c} \Delta \omega, \quad (6.20)$$

где L – длина области).

В этих формулах учтен векторный характер электромагнитных полей, т. е. наличие двух независимых поляризаций, для скалярных колебаний правые части этих формул должны быть умножены на $1/2$.

Как видно из формулы (6.20), сгущение спектра для одномерных областей отсутствует; собственные частоты одномерной резонансной системы (например, струны) образуют арифметическую прогрессию (эквидистантный спектр). Для двухмерных и особенно для трехмерных областей спектр при переходе к более высоким частотам сгущается. Это препятствует применению колебаний высших типов – так как коэффициент затухания, вызванный джоулевыми потерями в стенках резонатора, при их постоянной проводимости пропорционален $\sqrt{\omega}$, то резонансные кривые резонатора фиксированных размеров при достаточно высоких частотах перекрываются и его резонансные свойства резко ухудшаются. Как следует из формулы (6.18), для высоких частот (таких, что длина волны мала по сравнению со всеми размерами резонатора) спектр вообще не зависит от формы резонатора, а определяется только его объемом.

Первые открытые резонаторы в виде двух плоских параллельных зеркал предложили в 1958 г. Прохоров А. М., а затем американские учёные Дикке Р. Х., Шавлов А. Л. и Таунс Ч. Если допустить, что между двумя плоскими зеркалами, расположенными на расстоянии L друг от друга, распространяется плоская волна, то в результате отражения от зеркал в пространстве между зеркалами образуется стоячая волна. Условие резонанса имеет вид: $L = q\lambda/2$, где q — целое число, называется продольным индексом колебания. Собственные частоты открытых резонаторов образуют арифметическую прогрессию с разностью $c/2L$ (так называемый эквидистантный спектр). В действительности края зеркал возмущают поле плоской волны, что приводит к появлению колебаний с

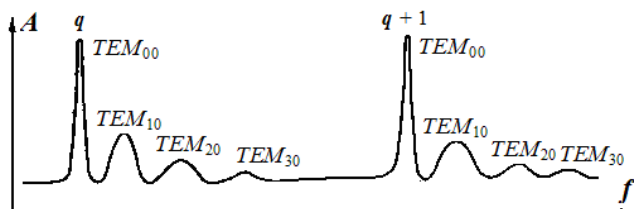


Рис. 6.5. Спектр частот открытого резонатора

затухание колебания, обусловленное излучением в пространство, т. е. в сущности, дифракцией на краях зеркал. Спектр собственных частот плоского открытого резонатора имеет вид, изображенный на рисунке 6.5.

Поскольку коэффициент затухания растет с увеличением поперечных индексов m и n быстрее, чем частотный интервал между соседними колебаниями, то резонансные кривые, отвечающие большим m и n , перекрываются, и

соответствующие колебания не проявляются. Коэффициент затухания, вызванного излучением, зависит как от индексов m и n , так и от числа N зон Френеля, видимых на зеркале диаметром R из центра другого зеркала, находящегося на расстоянии $\frac{L}{N} = \frac{R^2}{2L\lambda}$.

Хотя термин «открытый резонатор» вошёл в употребление относительно недавно, по существу они известны в физике и технике давно. Все музыкальные инструменты и ряд акустических и радиотехнических приборов (камerton, антенные вибраторы и т. д.) являются, по сути, открытыми резонаторами. Однако излучение этих устройств существенно не влияет на спектр их собственных частот, в то время как излучение открытых резонаторов с зеркалами является основной причиной разрежения спектра.

При решении различных практических задач применения объемных резонаторов необходимо

необходимо рассчитывать их параметры. В качестве примера такого расчета размеров цилиндрического резонатора и выбора возбуждающей системы к нему приведем методику, которая была

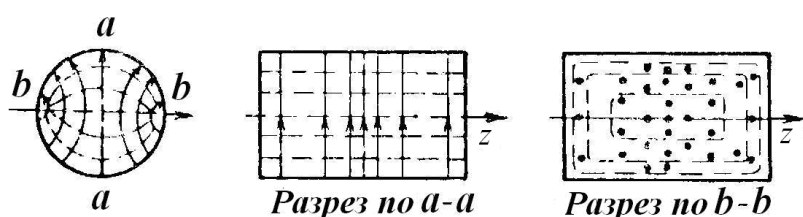


Рис. 6.6. Структура поля TE_{111} в резонаторе круглого сечения

использована в [14]. Цилиндрический резонатор предполагалось использовать в качестве сверхвысокочастотного источника низкотемпературной плазмы, работающего в условиях электронного циклотронного резонанса. В резонаторе необходимо было возбуждать поле с радиальной компонентой электрического поля E_r . Заданными параметрами были диаметр резонатора $2a = 9,96$ см, частота внешнего генератора $f = 2396$ МГц. Антенну для возбуждения поля можно было ввести в резонатор только через боковую стенку резонатора. Расчет проводился без учета влияния плазмы на параметры резонатора.

Проведенный анализ структуры полей, имеющих E_r компоненту, показал, что таковым может быть поле TE_{112} . Выбор поля с двумя полупериодами вдоль продольной оси вынужденный, так как в противном случае (поле TE_{111} , см. рисунок 6.6) не удалось бы разместить резонатор так, чтобы область циклотронного резонанса попадала в магнитное поле с необходимой напряженностью.

Структура поля TE_{112} в цилиндрическом резонаторе (см. раздел 3 [7]) описывается уравнениями следующего вида:

$$E_r = \frac{\omega\mu}{k_c^2} \frac{1}{r} A_{112} J_1 \left(v_{11} \frac{r}{a} \right) \sin \varphi \sin \frac{2\pi}{l} z,$$

$$E_\varphi = \frac{\omega\mu}{k_c} A_{112} J_1' \left(v_{11} \frac{r}{a} \right) \cos \varphi \sin \frac{2\pi}{l} z,$$

$$E_z = 0,$$

$$\begin{aligned}
H_r &= -i \frac{1}{k_c} A_{112} J_1 \left(v_{11} \frac{r}{a} \right) \cos \varphi \cos \frac{2\pi}{l} z, \\
H_\varphi &= i \frac{1}{k_c^2} \frac{1}{r} \frac{\pi}{l} A_{112} J_1 \left(v_{11} \frac{r}{a} \right) \sin \varphi \cos \frac{2\pi}{l} z, \\
H_z &= -i A_{112} J_1 \left(v_{11} \frac{r}{a} \right) \cos \varphi \sin \frac{2\pi}{l} z.
\end{aligned} \tag{6.21}$$

Здесь v_{11} – корень уравнения $J_1'(v_{11}) = 0$, $v_{11} = 1,84$.

Длина волны

$$\lambda_{TE_{112}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{v_{11}}{2\pi a}\right)^2 + \left(\frac{p}{2l}\right)^2}} \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}} \approx \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1,84}{2\pi \cdot 4,98}\right)^2 + \left(\frac{2}{2l}\right)^2}}, \tag{6.22}$$

а частота поля

$$\omega_{TE_{112}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \sqrt{\left(\frac{v_{11}}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi p}{l}\right)^2} \approx c \sqrt{\left(\frac{1,84}{4,98}\right)^2 + \left(\frac{3,14 \cdot 2}{l}\right)^2}. \tag{6.23}$$

В условиях резонанса, когда частота внешнего генератора $\omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi \cdot 2386 \cdot 10^6 \text{ Гц} = 1,506 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ равна частоте поля $\omega_{TE_{112}}$, находим,

что длина резонатора $l \approx \frac{\pi p}{\sqrt{\left(\frac{\omega_{TE_{112}}}{c}\right)^2 - \left(\frac{v_{11}}{a}\right)^2}}$ должна быть равной $l \approx 18,6 \text{ см}$.

Экспериментальные данные подтверждают правильность этих расчетов.

7. Основные понятия электроники СВЧ

В связи с особенностями диапазона сверхвысокочастотных колебаний при анализе происходящих в приборах процессов используются ряд специфических понятий и параметров.

Важным параметром, характеризующим электронные приборы СВЧ, является **время пролета** электрона τ между двумя определенными электродами устройства [15].

Время пролета электрона может быть определено интегрированием соответствующего уравнения движения. Если известны напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей, заданы начальные условия, то

интегрирование нерелятивистского уравнения движения $m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \left(\vec{E} + \left[\vec{v} \vec{H} \right] \right)$

по времени позволяет вычислить \vec{v} в любой точке пролетного пространства. Тогда время пролета можно определить так:

$$\tau = \int_{S_1}^{S_2} \frac{dS}{v}, \tag{7.1}$$

где S_1 и S_2 – координаты рассматриваемых электродов.

Можно использовать и другой метод расчета времени пролета, который сводится к повторному интегрированию уравнения движения и представлению его в виде $S = f(t)$. Подставляя в полученное уравнение координаты электродов S_1 и S_2 , можно найти время пролета τ как разность соответствующих времен t_1 и t_2 :

$$\tau = t_2 - t_1. \quad (7.2)$$

Рассмотрим простейший плоский диод, электроды которого образованы бесконечно протяженными параллельными плоскостями, расстояние между которыми равно d . Заметим, что системы, приближающиеся к плоским, широко используются во многих приборах СВЧ диапазона.

Будем считать приложенную разность потенциалов U_0 постоянной во времени ($U_0 \neq f(t)$), внешнее магнитное поле $H = 0$, скорости движения электронов не велики, $v \ll c$. Уравнение движения в отсутствие пространственного заряда имеет вид

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -e \left(-\frac{U_0}{d} \right), \quad (7.3)$$

m – масса покоя электрона. Начальные условия сформулируем в следующем виде: при $t = t_0$ в плоскости $x = x_0$ скорость электрона равна $v = v_0$.

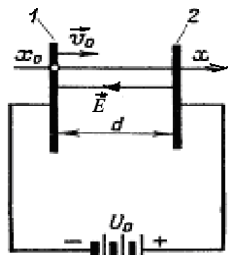


Рис. 7.1. Схема плоского диода

Чтобы определить скорость электронов и текущую координату, дважды проинтегрируем уравнение (7.3):

$$v = v_0 + \frac{eU_0}{md} (t - t_0), \quad (7.4)$$

$$x = x_0 + v_0(t - t_0) + \frac{eU_0}{md} \frac{(t - t_0)^2}{2}. \quad (7.5)$$

Вычисляем время пролета τ по формуле $\tau = t_2 - t_1$. Координата второго электрода $x = x_0 + d$. Тогда время пролета будет равно $t - t_0 = \tau$ и уравнение (7.5) принимает вид

$$\frac{eU_0}{md} \frac{\tau^2}{2} + v_0 \tau = d. \quad (7.6)$$

При $v_0 = 0$ (случай, близкий к обычному диоду с накаливаемым катодом) получаем простое уравнение, определяющее время пролета в режиме насыщения диода.

$$\tau = d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \quad (7.7)$$

Для электроники СВЧ представляет интерес и другой случай, когда $U_0 = 0$ (ситуация, существующая в клистронах, где электроны в зазоре резонатора движутся по инерции). Время пролета через такой зазор

$$\tau = \frac{d}{v_0}. \quad (7.8)$$

Для большинства характерных устройств диапазона СВЧ промежутков между катодом и анодом имеет протяженность масштаба $d = 2$ мм, а анодное напряжение порядка $U_0 = 100$ В. Тогда в соответствии с формулой (7.7) в режиме насыщения получаем, что $\tau = 0.68 \cdot 10^{-9}$ с. Следовательно, характерное время пролета в подобных условиях порядка $\tau \approx 10^{-8} \div 10^{-9}$ с.

Пространственный заряд в междуэлектродном пространстве оказывает влияние на величину времени пролета, ослабляя ускоряющее поле вблизи катода. Можно показать, что при учете пространственного заряда в плоском диоде с накаленным катодом время пролета примерно в 1,5 раза больше, чем в том же диоде в режиме насыщения, и определяется уравнением

$$\tau = 1.5d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \quad (7.9)$$

А как будет вести себя время пролета τ в случае, когда электроны движутся в зазоре, к которому приложена переменная разность потенциала $U = U_1 \sin \omega t$, где U_1 – амплитуда напряжения? Отвлечемся от волновых явлений в межэлектродном пространстве (т. е. от запаздывания поля по фазе). Начальная скорость $v_0 = 0$, $\rho = 0$ (пространственный заряд не учитываем). Исходное уравнение имеет вид:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eU_1}{d} \sin \omega t. \quad (7.10)$$

После первого интегрирования

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eU_1}{\omega m d} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t), \quad (7.11)$$

t_0 – момент входа электрона в зазор.

Второе интегрирование дает

$$x = x_0 + \frac{eU_1}{\omega^2 m d} [(\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0 - \sin \omega t + \sin \omega t_0]. \quad (7.12)$$

Как и прежде, можно определить время пролета электрона исходя из условия, что $x = x_0 + d$, а время пролета определяется как $\tau = t - t_0$. Даже не проводя вычисления, нетрудно заметить, что время пролета будет иметь теперь различную величину для электронов, вошедших в зазор в разные моменты времени. Это обстоятельство делает невозможным введение понятия «истинного» времени пролета, которое характеризовало бы рассматриваемый промежуток при заданной амплитуде переменного напряжения в отсутствие наложенного на те же электроды постоянного напряжения.

Если на электроды наложены одновременно постоянное U_0 и переменное напряжения $U = U_1 \sin \omega t$, то в общем случае при соизмеримых величинах U_0 и амплитуды переменного напряжения U_1 время пролета электрона также может различаться в зависимости от начального момента времени t_0 . Однако при малых амплитудах переменного напряжения часто можно пренебречь изменениями времени пролета, обусловленными переменной составляющей напряжения и вычислять «невозмущенное» время пролета.

Абсолютная величина времени пролета сама по себе недостаточно полно характеризует влияние инерции электронов на работу прибора, которая в значительной степени зависит от соотношения времени пролета и периода колебаний. Поэтому для описания явлений в приборах СВЧ вводится величина, пропорциональная τ/T , получившая название «**угол пролета**» и определяемая как

$$\Theta = 2\pi \frac{\tau}{T}. \quad (7.13)$$

Так как $T = \frac{2\pi}{\omega}$, то время пролета можно вычислять, используя иную формулу:

$$\Theta = \omega\tau. \quad (7.14)$$

Здесь угол пролета Θ измеряется в радианах, если Θ измеряется в градусах, то

$$\Theta = 360^{\circ} \frac{\tau}{T}. \quad (7.15)$$

Угол пролета показывает, насколько изменяется фаза напряжения, приложенного к рассматриваемому межэлектродному зазору, за время движения электрона между электродами, т. е. за время пролета.

Зная время пролета и рабочую частоту ω , можно вычислить Θ . В случае плоского зазора при $U_1 \ll U_0$ невозмущенный угол пролета электронов в отсутствии пространственного заряда равен:

$$\Theta = \omega d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \quad (7.16)$$

Если электроны, обладающие значительной скоростью ν_0 , поступают в зазор, на который наложено только малое переменное напряжение, то невозмущенный угол пролета равен

$$\Theta = \frac{\omega d}{\nu_0}. \quad (7.17)$$

Условие применимости формул для углов пролета – $U_1 \ll U_0$.

Эти формулы широко используются в расчетах различных приборов СВЧ в режиме малых амплитуд. Теория малых амплитуд или малых колебаний является наиболее распространенным и доступным приемом, применяемым при трактовке работы приборов СВЧ. В качестве иллюстрации к сказанному вычислим угол пролета Θ в плоском диоде при $U_0 = 100 \text{ В}$, $d = 2 \text{ мм}$, $\tau = 0.68 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ для двух характерных случаев. Если $f = 1 \text{ МГц}$ ($\lambda = 300 \text{ м}$), то $\Theta = 0,24^{\circ}$. При $f = 1 \text{ ГГц}$ ($\lambda = 30 \text{ см}$), $\Theta = 245^{\circ}$. Т. о., если $f = 1 \text{ МГц}$, то напряжение можно считать практически неизменным за время пролета электрона, а при $f = 1 \text{ ГГц}$ электрон, вылетевший из катода, например, в начале положительного полупериода, попадет на анод при тормозящем высокочастотном напряжении. Влияние инерции электронов во втором случае весьма значительно.

В случае, когда $U_0 \approx U_1$, ввести угол пролета, однозначно характеризующий движение электрона, нельзя, т. к., как мы уже говорили, время пролета электрона различается в зависимости от начального момента времени. Однако в случае, когда $U_0 = 0$, $U_1 \neq 0$, принято использовать в расчетах величину угла пролета в том же зазоре при постоянном напряжении, численно равном U_1 в отсутствие пространственного заряда. Такой угол пролета является фиктивным. Его следует рассматривать как некий обобщенный параметр, имеющий размерность угла пролета и связывающий частоту, амплитуду напряжения на зазоре и d . Обозначим фиктивный угол пролета через α (чтобы отличать его от реального Θ). По аналогии с $\Theta = \omega d \sqrt{2m/eU_0}$, имеем $\alpha = \omega d \sqrt{2m/eU_1}$. Фиктивный угол пролета α – величина условная, отнюдь не являющаяся какой-то средней величиной реального угла пролета. Понятие α находит лишь ограниченное применение при расчетах электронных приборов СВЧ.

При анализе явлений, происходящих в межэлектродных промежутках приборов СВЧ удобно пользоваться так называемыми пространственно-временными диаграммами. **Пространственно-временные диаграммы** представляют собой графики зависимости координаты электрона от времени и дают наглядное представление о движении электронов между электродами.

На рис. 7.2 а приведено семейство парабол, являющихся в соответствии с уравнением (7.5) графиками движения электронов в плоском диоде в отсутствие магнитного поля и пространственного заряда при $v_0 = 0$. К электродам диода

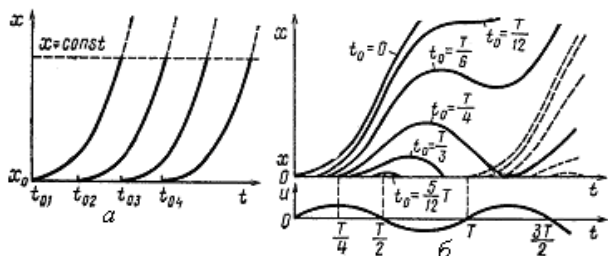


Рис. 7.2. Пространственно-временные диаграммы в постоянном (а) и переменном (б) электрических полях в отсутствие стационарного магнитного поля

приложено напряжение U_0 . Все кривые на графике одинаковые, построены для различных t_0 (t_{01}, t_{02}, \dots). Электроны, вышедшие из катода через любые равные интервалы времени, достигают анода или любой плоскости $x = const$ также через равные интервалы.

А как будет выглядеть пространственно-временная диаграмма, если движение электронов будет происходить под действием переменного напряжения при $U_0 = 0$? Строится она согласно уравнению

$$x = x_0 + \frac{eU_1}{\omega^2 md} [(\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0 - \sin \omega t + \sin \omega t_0]. \quad (7.18)$$

На рис. 7.2б приведена такая диаграмма при $v_0 = 0$ и $\rho = 0$. Из рисунка видно, что не все электроны, эмитированные с катода, достигают анода (любая линия $x = const$). При большом межэлектродном расстоянии d или, что то же самое, при большом фиктивном угле пролета α , до половины всех вышедших электронов возвращаются на катод, рассеивая на нем свою кинетическую энергию. Некоторые электроны достигают анода лишь после нескольких изменений направления движения в межэлектродном пространстве.

Пространственно-временная диаграмма позволяет сделать и другие важные выводы. Если кривые, характеризующие движение различных электронов, построены для достаточно большого числа электронов, выходящих из катода через равные промежутки времени, то по густоте кривых, пересекающих линию $x = const$, можно судить о мгновенной плотности конвекционного тока на фиксированном расстоянии от катода (например, на аноде). Касательная к кривой на пространственно-временной диаграмме определяет мгновенную скорость и, следовательно, кинетическую энергию электрона в каждой точке пространства в любой момент времени. Одновременно могут быть сделаны выводы о мгновенной и средней мощности, рассеиваемой электронами на катоде и аноде.

Метод пространственно-временных диаграмм широко применяется при рассмотрении явлений в приборах СВЧ, в том числе и приборов, где присутствует не только электрическое, но и магнитное поле.

Рассмотрим очень важный вопрос о **наведении тока** при движении свободных зарядов в плоском диоде.

В основе всей современной электроники лежит вопрос о связи между движением электронов в зазоре и током, протекающим во внешней цепи, подключенной к этому зазору. Несмотря на принципиальную общность явлений на низких, высоких и СВЧ частотах, физические представления о токе в низкочастотной электронике оказываются недостаточными для применения их в СВЧ диапазоне.

С мгновенным током, протекающим во внешней цепи какого-либо электрода, на низких частотах отождествляется конвекционный ток, т. е. ток, попадающих на этот электрод электронов. Если отвлечься от обычного емкостного тока, существующего независимо от наличия свободных электронов, то ток в цепи электрода, на который не оседают электроны внутри лампы, должен быть всегда равен нулю. Этот кажущийся очевидным аргумент в основном подтверждается в электронике НЧ, но противоречит опыту в СВЧ.

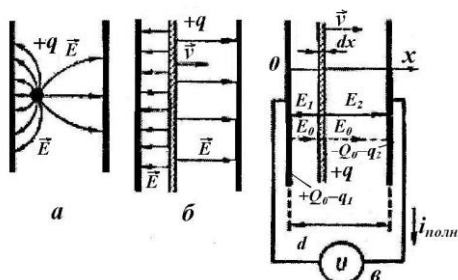


Рис. 7.3. К вопросу о наведении тока во внешней цепи при движении заряда $+q$ в плоском зазоре

Рассмотрим для простоты плоский вакуумный зазор (см. рис. 7.3). Во внешней цепи зазора включен источник постоянного или переменного напряжения U_0 , имеющий нулевое внутреннее сопротивление. Если свободные заряды отсутствуют, то на электродах зазора, как и во всяком плоском конденсаторе, наводятся поверхностные заряды $+Q_0$ и $-Q_0$, определяемые в любой момент времени по теореме Гаусса как $Q_0 = \epsilon E_0 S$, где $E_0 = \frac{U_0}{d}$, а S — площадь поверхности каждого электрода.

При внесении в зазор пробного заряда $+q$ на электродах по закону электростатической индукции наводятся поверхностные заряды $-q_1$ и $-q_2$, связанные с q уравнением сохранения заряда $q - q_1 - q_2 = 0$.

Картина электрического поля, созданного точечным зарядом и зарядом в виде тонкого слоя, качественно показана на рис. 7.3а и 7.3б. Это поле накладывается на электрическое поле \vec{E}_0 , существующее в зазоре в отсутствие заряда. Напряженность поля в зазоре справа и слева от слоя оказывается равной (см. рис 7.3в)

$$E_1 = \frac{+Q_0 - q_1}{\epsilon S}, \quad E_2 = \frac{-Q_0 - q_2}{\epsilon S}. \quad (7.19)$$

Знаки в этих формулах обусловлены направлением силовых линий по отношению к электродам зазора. Так как к зазору приложено напряжение U_0 , то можно записать, что

$$E_1 x + E_2 (d - x) = |U_0| = E_0 d, \quad (7.20)$$

где x – текущая координата слоя заряда толщиной dx .

Из (7.20) с учетом (7.19) и полагая $U_0 = 0$ получаем, что

$$q_2 (d - x) - q_1 x = 0. \quad (7.21)$$

Используя закон сохранения зарядов, связывающий q, q_1, q_2 имеем:

$$q_2 = q \frac{x}{d}, \quad q_1 = q \left(1 - \frac{x}{d} \right). \quad (7.22)$$

Следовательно, полные мгновенные заряды на каждой из пластин будут равны

$$Q_1 = Q_0 - q \left(1 - \frac{x}{d} \right), \quad Q_2 = -Q_0 - q \frac{x}{d}. \quad (7.23)$$

Полный мгновенный ток, регистрируемый во внешней цепи, может быть определен как

$$i_{\text{полн}} = \frac{dQ_1}{dt} = -\frac{dQ_2}{dt}; \quad i_{\text{полн}} = \frac{dQ_0}{dt} + \frac{q}{d} \frac{dx}{dt} \quad \text{или} \quad i_{\text{полн}} = \frac{dQ_0}{dt} + \frac{qv}{d}, \quad (7.24)$$

где $v = \frac{dx}{dt}$ – скорость движения заряда.

Видно, что ток во внешней цепи складывается из обычного емкостного тока зазора dQ_0/dt и тока, созданного движущимися зарядами. Физический смысл второго слагаемого полного тока, может быть понят из рассмотрения электрических силовых линий, выходящих из точечного заряда и оканчивающихся на одном из электродов. По мере движения заряда количество этих линий изменяется, результатом чего и является переход электрических зарядов с одного электрода на другой через внешнюю цепь, соединяющую рассматриваемые электроды.

Ток, создаваемый во внешней цепи движущимся электрическим зарядом, принято называть наведенным током. В случае плоского зазора его величина определяется как

$$i_{\text{навед}} = \frac{qv}{d}. \quad (7.25)$$

Это выражение является простейшей формой более общего уравнения наведенного тока, известного как уравнение Рамо:

$$i_{\text{навед}} = q \frac{\vec{E}}{U} \vec{v}, \quad (7.26)$$

где \vec{E} – напряженность поля в точке, в которой в данный момент находится заряд q , \vec{v} – вектор мгновенной скорости заряда q . Уравнение Рамо применимо и в случае, когда необходимо учитывать пространственный заряд.

Из уравнения (7.26) видно, что максимальное значение наведенного тока может быть получено только тогда, когда электроны движутся строго вдоль силовых линий электрического поля.

Представим себе, что в зазоре движутся точечные заряды (одиночные электроны). Какова будет форма импульсов тока во внешней цепи. Для определения наведенного тока необходимо знать скорость движения заряда, которая определяется из уравнения движения

$$v = v_0 + \frac{eU_0}{md}(t - t_0), \quad (t_0 - \text{ момент времени, когда электрон находился в плоскости первого электрода}).$$

Тогда выражение для наведенного тока принимает следующий вид:

$$i_{\text{навед}} = - \left[\frac{ev_0}{d} + \frac{e^2U_0}{md^2}(t - t_0) \right]. \quad (7.27)$$

Построенная по этой формуле форма импульса наведенного тока показана на рис. 7.4. Видно, что до появления электрона в зазоре $i_{\text{навед}} = 0$. При $t = t_0$ абсолютная величина тока $i = ev_0/d$, после чего ток линейно нарастает. В момент попадания электрона на второй электрод $i_{\text{навед}} = 0$. Эта кривая соответствует наведенному току в зазоре анод-сетка. Если же первый электрод – катод, который эмитирует электрон с $v_0 = 0$, то форма кривой – на нижнем рисунке. При движении электронов между сетками с постоянной скоростью v_0 форма импульса – прямоугольник. Всегда площадь одиночного импульса равна заряду электрона e (полный заряд, переносимый электроном с одного электрода на другой). Длительность импульса равна времени пролета электрона в данном зазоре. Поэтому при большом периоде колебания напряжения, приложенного к электродам, в первом приближении можно считать, что прохождение импульса тока совпадает с ударом электрона об анод. Однако действительности ток не возникает, а прекращается в момент попадания электрона на электрод. Оседание электронов на электроде не является необходимым для протекания тока. Если второй электрод сделать в виде сетки, прозрачной для электронов и непрозрачной для поля, то процесс наведения тока при движении электронов будет тем же.

Таким образом, полный ток, протекающий во внешней цепи любого электронного прибора, имеет две основные составляющие:

1) наведенный ток, обусловленный движением всех зарядов в межэлектродном зазоре;

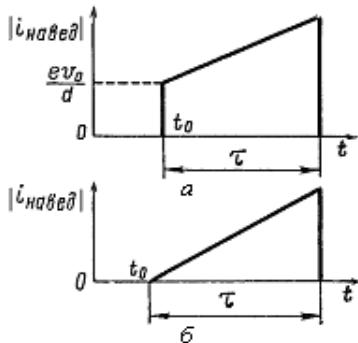


Рис. 7.4. Форма импульсов наведенного тока при $v_0 \neq 0$ (а) и $v_0 = 0$ (б)

2) ток смещения, обусловленный электрической емкостью между электродами, существующий в отсутствие свободных зарядов.

Третья, менее существенная с принципиальной точки зрения составляющая полного тока во внешней цепи, соответствует току проводимости (утечки), обусловленному омической проводимостью изоляторов и баллона лампы.

Подчеркнем, что мгновенный ток во внешней цепи любого электрода не тождественен току переноса (конвекционному току). Конвекционный ток никогда не может быть компонентой полного внешнего тока. Он является лишь фактором, который обуславливает появление наведенного тока, реально измеряемого нами во внешней цепи лампы. Позже мы увидим, что только в одном случае, при отсутствии переменной составляющей или при пренебрежимо малом угле пролета, ток во внешней цепи численно равен конвекционному, попадающему на данный электрод.

Заметим, что наведенный ток направлен навстречу движению электронов в зазоре.

Важным с практической точки зрения является вопрос о наведении тока в плоском зазоре при прохождении модулированного по плотности электронного потока. Рассмотрим двухсеточный зазор d , который пронизывает непрерывный поток электронов, имеющий переменную объемную плотность ρ и движущийся с неизменной скоростью v_0 (так как это происходит в клистроне).

Пусть плотность пучка, поступающего в зазор через входную сетку, изменяется по гармоническому закону

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \sin \omega t, \quad (7.28)$$

где ρ_0 – плотность заряда в немодулированном потоке, ρ_1 – амплитуда переменной составляющей плотности заряда.

В фиксированной плоскости, через которую проходит электронный поток, конвекционный ток определяется выражением

$$i_{конв} = \rho S v_0 = I_0 + I_1 \sin \omega t, \quad (7.29)$$

где $I_0 = \rho_0 S v_0$, $I_1 = \rho_1 S v_0$, S – площадь сечения потока.

Найдем, пользуясь общим уравнением наведенного тока (7.25), величину $i_{навед}$, протекающего во внешней цепи, когда сетки соединены между собой накоротко (тогда поле в зазоре отсутствует). Направление наведенного тока показано на рис. 7.5.

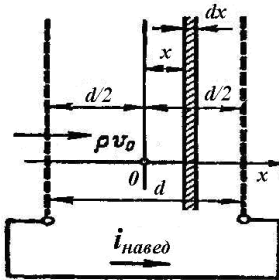


Рис. 7.5 Короткозамкнутый плоский зазор с модулированным по плотности электронным потоком

Рассмотрим элементарный слой заряда толщиной dx . Заряд, содержащийся в рассматриваемом слое, равен

$$dq = i_{конв} dt \quad (\text{т. к. } i_{конв} = dq / dt, \text{ где } dt = \frac{dx}{v_0}).$$

Найдем $di_{навед}$, созданный зарядом dq во внешней цепи, воспользовавшись уравнением наведенного тока (7.25):

$$di_{навед} = dq \frac{v_0}{d} = dq \frac{v_0}{d} \frac{dt}{dt} = i_{конв} dt \frac{v_0}{d} = i_{конв} \frac{dx}{d} \frac{v_0}{d} = i_{конв} \frac{dx}{d}. \quad (7.30)$$

В (7.30) предполагается, что $v = v_0$ во всем зазоре, поскольку скорость дрейфа электронов в резонаторе не изменяется, так как в нем отсутствует стационарное электрическое поле.

Для нахождения полного наведенного тока, протекающего во внешней цепи, необходимо проинтегрировать уравнение для $i_{навед}$ по ширине зазора:

$$di_{навед} = i_{конв} \frac{dx}{d} = (I_0 + I_1 \sin \omega t) \frac{dx}{d} = \left(I_0 + I_1 \sin \left(\omega t_0 + \frac{\omega x}{v_0} \right) \right) \frac{dx}{d}. \quad \text{Здесь проведена}$$

замена $t \rightarrow t_0 + \frac{x}{v_0}$ (t_0 – момент прохождения этого слоя через центр зазора $x = 0$). Тогда

$$i_{навед} = \int_{-d/2}^{+d/2} \left\{ I_0 + I_1 \sin \left(\omega t_0 + \frac{\omega x}{v_0} \right) \right\} \frac{dx}{d} = I_0 + I_1 \sin \omega t_0 \frac{\sin \omega d / 2v_0}{\omega d / 2v_0}. \quad (7.31)$$

Величина $\frac{\omega d}{v_0}$ – не что иное как угол пролета электронов через зазор $\Theta = \frac{\omega d}{v_0}$.

Введем обозначение:

$$M(\Theta) = \frac{\sin \Theta / 2}{\Theta / 2}. \quad (7.32)$$

С учетом (7.32), уравнение для наведенного тока принимает следующий вид:

$$i_{навед} = I_0 + MI_1 \sin \omega t_0. \quad (7.33)$$

$M(\Theta)$ называют коэффициентом взаимодействия электронного потока с электрическим полем зазора. Зависимость $M(\Theta)$ изображена на рис. 7.6. Видно, что если угол пролета пренебрежимо мал, то $M \rightarrow 1$ и наведенный ток численно равен конвекционному ($i_{навед} \approx i_{конвек}$). Однако с увеличением Θ происходит уменьшение амплитуды наведенного тока, равной MI_1 . При $\Theta = 2\pi$ $M = 0$, $MI_1 = 0$ и $i_{навед} = I_0$, несмотря на то, что конвекционный ток, поступающий в

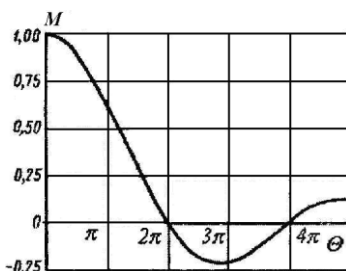


Рис. 7.6. Зависимость коэффициента взаимодействия электронного потока с полем зазора от угла пролета через зазор

зазор, остается неизменен и по-прежнему равен (7.29).

Коэффициент взаимодействия M играет важную роль в теории электронных приборов СВЧ и определяет эффективность наведения тока в зазоре. Чем меньше угол пролета, тем больше амплитуда наведенного тока, равная в пределе амплитуде конвекционного тока. Отсюда становится понятно, почему в низкочастотной электронике практически всегда можно пренебречь принципиальным различием между конвекционным и наведенным токами.

При несинусоидальном характере конвекционного тока, часто встречающемся в реальных приборах, следует применять разложение функции тока в гармонический ряд:

$$i_{конв} = I_0 + \sum_n A_n \sin(n\omega t) + \sum_n B_n \cos(n\omega t), \quad (7.34)$$

после чего можно вычислить наведенный ток для интересующей нас гармоники тока. В общем случае форма кривых конвекционного и наведенного токов оказывается различной, так как коэффициент взаимодействия электронного потока с полем M имеет неодинаковую величину для разных гармоник.

Постоянная составляющая наведенного тока I_0 не зависит от угла пролета Θ и всегда равна постоянной составляющей конвекционного тока.

8. Отбор энергии от электронного потока и методы управления потоком

Отбор энергии от электронного потока является конечной целью подавляющего большинства приборов СВЧ с целью преобразования энергии постоянного тока в ВЧ энергию. Поэтому большой интерес представляют механизмы отбора энергии от электронного потока и условия, при которых может быть достигнуто наиболее полное превращение энергии [8].

Рассмотрим плоский двухсеточный зазор, в который попадает короткий электронный сгусток или точечный заряд (электрон). На рисунке 8.1 знаками + и – обозначена полярность напряжения, создаваемого на сопротивлении R наведенным током). Если две сетки зазора соединены между собой, то мощность, выделяющаяся в короткозамкнутой внешней цепи, равна нулю, поскольку ток равен нулю. Иначе обстоит дело, когда между электродами включено активное сопротивление R . На этом сопротивлении рассеивается мощность, связанная с протеканием наведенного тока.

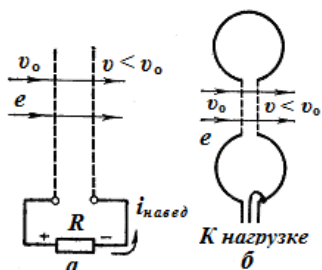


Рис. 8.1. К вопросу об отборе энергии от электронного пучка в плоском зазоре

Поскольку $i_{навед}$ существует только во время движения электрона в зазоре, рассеяние мощности на внешнем R происходит только до момента удара электрона о вторую стенку или до момента выхода электрона из зазора. Если электрон оседает на второй сетке, то это не оказывает никакого влияния на отбор энергии. В результате удара электрона о сетку происходит только ее нагревание.

Процесс отбора энергии от электрона можно объяснить следующим образом. Наведенный ток, проходя по внешнему сопротивлению R , создает на нем падение напряжения с полярностью (+ –) (см. рис. 8.1). Электрод, по направлению к которому двигается электрон, оказывается под отрицательным потенциалом. Следовательно, внутри зазора в момент прохождения электрона или сгустка автоматически создается тормозящее электрическое поле. Скорость электрона по мере движения в зазоре уменьшается, в результате чего $E_{кин}$ электрона при выходе из зазора $E_{кин. вых} < E_0$.

Разность $E_0 - E_{кин. вых}$ в точности равна энергии, отданной во внешнюю цепь и рассеянной на R . Оставшаяся кинетическая энергия электрона рассеивается частично на второй сетке зазора и на специальном электроде – коллекторе. Наибольшая величина наведенного тока достигается при строгой параллельности векторов \vec{v} и \vec{E} (см. уравнение Рамо). Поэтому для более

полного отбора энергии от электрона его следует пропускать через зазор по возможности строго по полю.

Эти простые рассуждения позволяют сделать важные выводы о характере взаимодействия электронов с электрическим полем в зазоре. Энергия передается во внешнюю цепь в процессе движения электронов в продольном тормозящем электрическом поле. Рассеивание энергии в результате электронной бомбардировки на электродах, входящих в состав основной ВЧ цепи, не является необходимым условием. Таким образом, возникает принципиальная возможность разделения функций электродов ламп и создания электродов, служащих только для передачи энергии во внешнюю цепь, а также электродов, специально предназначенных для собирания «отработанных» электронов, рассеивания неиспользованной части их энергии. Эту функцию выполняет коллектор. Такие простые с физической точки зрения положения лежат в основе конструирования многих электронных приборов СВЧ (например, клистронов, магнетронов и др.).

В диапазоне СВЧ вместо сосредоточенного активного сопротивления R может быть использована согласованная передающая линия. Известно, что входное сопротивление согласованной линии без потерь является чисто активным и равно характеристическому (волновому) сопротивлению линии Z_c .

Другой путь создания активного сопротивления на СВЧ связан с использованием полого резонатора. Полый резонатор на собственных частотах обладает высоким полным чисто активным сопротивлением, равным обратной величине эквивалентной активной проводимости G . Естественным решением является конструктивное объединение зазора, пересекаемого электронным потоком, с полым резонатором, как показано на рисунке 8.1.

В соответствии с изложенными выше принципами электроны следует пропускать через емкостную часть резонатора, где преимущественно сосредоточено электрическое ВЧ поле.

Отбор энергии от модулированного электронного потока. Идеальная форма кривой конвекционного тока

При прохождении через зазор одиночного электрона или одного сгустка электронов, колебания, возбуждаемые в полном резонаторе, естественно, будут затухающими. Если же пропускать через резонатор модулированный электронный пучок (периодически следующие короткие сгустки электронов), можно компенсировать потери мощности в резонаторе и получить в установившемся режиме незатухающие колебания.

Условием передачи энергии электронного потока во внешнюю цепь и в этом случае тоже будет прохождение каждого сгустка через зазор в тормозящем электрическом поле. Следовательно, наибольший отбор энергии от электронного потока достигается при равенстве резонансной частоты используемого резонатора и частоты следования сгустков.

Будем считать пока, что $\tau \ll T$, постоянное электрическое поле $E = 0$. Рассмотрим качественно, какой должна быть оптимальная форма электронных сгустков, при которой будет достигнута наибольшая колебательная мощность в

нагрузке. Начальная скорость электронов одинакова и равна $U_{нач} = U_0$. На рис. 8.2 *а* и *б* представлены кривые ВЧ напряжения на зазоре резонатора и произвольной периодической функции ($i_{конв}(t)$) электронного пучка при равенстве частоты колебаний в зазоре и частоты следующего сгустка. Форма волны напряжения принята синусоидальной, что соответствует колебаниям в высокодобротном полом резонаторе, возбужденном на одном из видов колебаний.

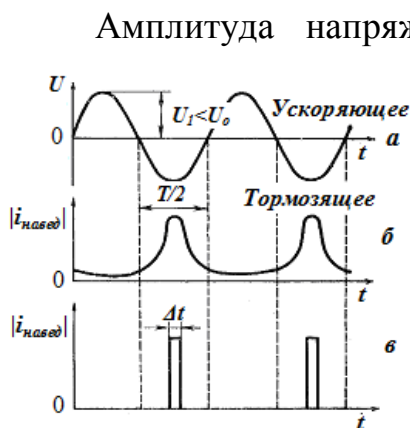


Рис. 8.2. Оптимальная форма кривой конвекционного тока, при которой должен происходить полный отбор энергии от электронов

Амплитуда напряжения U_1 зависит по закону Ома от амплитуды наведенного тока и величины R . Однако величина U_1 при бесконечно узком зазоре не может превышать постоянного напряжения U_0 , соответствующего скорости U_0 . В противном случае та часть электронов, которая поступает в зазор при наибольшем тормозящем поле, не сможет пройти зазор и будет отброшена назад. При этом расходуется часть колебательной энергии резонатора, что приводит к автоматическому уменьшению амплитуды U_1 . В предельном случае при $U_1 = U_0$ электроны, проходящие зазор при максимальном тормозящем поле, полностью отдают свою энергию и останавливаются в плоскости второй сетки. Для

достижения высокого коэффициента полезного действия необходимо, чтобы количество электронов, проходящих через зазор в моменты ускоряющего электрического поля, было гораздо меньше, чем в моменты тормозящего. Это видно из рисунка 8.2б для $|i_{конв}|$. Электроны должны проходить через зазор при максимальном тормозящем поле. Следовательно, наиболее полный отбор энергии обеспечивается при пропускании электронов через зазор очень короткими прямоугольными сгустками в моменты времени, когда $E_{торм} = E_{max}$. В промежутках между импульсами $|i_{конв}|$ должен быть равен нулю. При длительности импульсов конвекционного тока $\Delta t \ll T/2$ электрическое поле в зазоре остается практически неизменным за время прохождения сгустка. Это означает, что при $U_1 = U_0$ вся кинетическая энергия электронных сгустков будет полностью переходить в энергию СВЧ колебаний. Коэффициент полезного действия без учета потерь в колебательной системе будет приближаться к 100%. С математической точки зрения идеальная форма кривой $i_{конв}$ – δ -функция.

Период ВЧ напряжения на зазоре может не только равняться периоду следования электронных сгустков, но и быть кратным ему. Это означает, что импульсы $i_{конв}$ могут поступать не в каждый тормозящий период, но всякий раз они будут полностью отдавать свою кинетическую энергию. Коэффициент полезного действия и в этом случае приближается к 100%. Подобный режим соответствует работе идеального электронного умножителя частоты, в отличие от генератора или усилителя колебаний. На практике, конечно, не удастся

реализовать идеальную форму конвекционного тока. Тем не менее, получение возможно более коротких, хорошо очерченных электронных сгустков является одной из важнейших задач СВЧ электроники.

Для выполнения условия $\Delta t \ll T/2$ необходимо, чтобы геометрическая протяженность каждого сгустка в направлении движения электронного потока даже при $v_0 \rightarrow c$ была много меньше полупериода поля или, что тоже самое, $\Delta l \ll \frac{\lambda}{2}$, где Δl – геометрическая протяженность сгустка, λ – рабочая длина волны. Это требование в значительной мере ограничивает возможности создания генераторов и усилителей для коротковолнового участка диапазона СВЧ. В электронных приборах, работающих на сравнительно низких частотах, отбор колебательной энергии электронов осуществляется при участии одного и того же электрода – анода. Конструкция анода накладывает серьезные ограничения на повышение рабочей частоты приборов и на увеличение их мощности. В этом легко убедиться на примере низкочастотных электронных приборов – триодов. С укорочением λ размеры электродов должны уменьшаться, поэтому удельная рассеиваемая мощность возрастает. Увеличение $P_{удельн}$ усугубляется падением КПД приборов при переходе к более высоким частотам. В результате необходимо резко снижать мощность питания, подводимую к прибору, и довольствоваться весьма малой $P_{вых}$. С другой точки зрения анод обычной лампы, выполняющий роль ВЧ электрода и коллектора, является отнюдь не совершенным выходным устройством. Вот почему на СВЧ те же функции успешно выполняются тремя электродами: двухсеточным зазором, входящим в состав полого резонатора и коллектора, расположенного за зазором. Как зазор, так и коллектор могут находиться под одинаковым потенциалом U_0 . Коллектор может быть совершенно несвязан по высокой частоте с зазором и должен лишь улавливать «отработанные» электроны. Функции же ВЧ зазора, наоборот, заключаются в «улавливании» энергии по возможности без оседания электронов на сетках, чем облегчается их тепловой режим, следовательно, это позволяет резко увеличить мощность прибора. Все это привело к конструктивному отличию приборов СВЧ. Но об этом несколько позже.

Таким образом, для достижения максимального КПД СВЧ прибора необходимо, чтобы сгусток электронов попадал в ВЧ зазор в определенный момент времени ($E = E_{top} = E_{max}$). Следовательно, этим электронным потоком необходимо управлять. Как образом?

Методы управления электронными потоками на СВЧ. Динамическое управление

Во всех современных приемно-усилительных и генераторных лампах обычных типов используется электростатический метод управления электронным потоком (в диапазоне низких и умеренно высоких частот). В таких устройствах в зависимости от амплитуды управляющего напряжения можно получить различные формы $i_{конв}$ в цепи сетка – анод. Мы знаем, что наведенный ток движется навстречу электронному потоку. Следовательно, в цепи сетки

будет протекать $i_{конв} = I_{C1}$, связанный с конвекционным током в цепи катод – сетка, и $i_{нав} = I_{C2}$ – конвекционный ток в цепи сетка – анод. Полный сеточный ток в общем случае не равен нулю, а является векторной разностью токов I_{C1} и $I_{C2} - I_C = I_{C1} - I_{C2}$. Если фазы и модули I_{C1} и I_{C2} одинаковы, то $I_C = 0$ при условии, что электроны не оседают на сетке. Так как время пролета электрона в зазоре катод – сетка конечно, то максимальный I_{C1} запаздывает относительно максимального управляющего сеточного напряжения. В таких случаях I_C находят по векторной диаграмме токов.

В лампах с электростатическим управлением время пролета электронов всегда является фактором отрицательным. Поэтому искали методы управления, в которых время пролета не играло бы отрицательной роли, а по возможности использовалось бы для модуляции электронного потока по плотности. Так пришли к динамическому управлению. Слабым местом управления с помощью обычной сетки на СВЧ является то, что она непосредственно создает модуляцию конвекционного тока, что приводит в каждый момент времени к неодинаковой плотности заряда по обе стороны сетки и, как результат, к наведению тока, имеющего активную составляющую. Поэтому для кардинального решения задачи необходимо полностью отказаться от принципа управления током путем прямого изменения плотности заряда.

В конечном счете, от управляющего устройства требуется, чтобы в некоторой плоскости, соответствующей выходному устройству лампы, конвекционный ток изменялся по закону

$$i_{конв} = I_0 + i(t) \rightarrow i_{нав} = I_0 + MI_1 \sin \omega t. \quad (8.1)$$

Переменная составляющая тока $i(t)$ не обязательно должна создаваться в самом управляющем устройстве. Следовательно, наиболее целесообразно применять такое воздействие на электронный поток, чтобы электроны, двигаясь

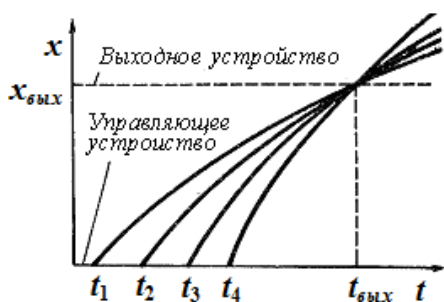


Рис. 8.3. Пространственно-временная диаграмма группирования электронов, выходящих из управляющего устройства в разные моменты времени и одновременно поступающих в выходное устройство

в пространстве между управляющим и выходным устройствами, постепенно сгруппировались, образуя сгустки как раз на входе в выходное устройство. При этом плотность заряда на выходе из управляющего устройства могла бы не изменяться, что особенно важно для устранения активной входной проводимости. Проводимость зазора $G_{вх} = I'_c / U_c$, где I'_c – активная составляющая тока.

Представим себе пространственно-временную диаграмму группирования электронов, выходящих из управляющего устройства через равные интервалы времени в моменты t_1, t_2, \dots и

т. д. Для того чтобы эти электроны образовали сгусток и одновременно попали в выходное устройство, необходимо, чтобы графики движения рассматриваемых электронов пересекались в точке $(x_{вых}, t_{вых})$. Но пересечение возможно только при различной величине dx/dt , т. е. при различных скоростях v_1, v_2, \dots . Такое элементарное рассуждение содержит в себе важнейший вывод о возможности

динамического управления электронным потоком. Оно осуществляется путем предварительного периодического изменения скоростей электронов с последующим преобразованием этого изменения в модуляцию конвекционного тока. Изменение скорости электронов, производимое в специальном управляющем устройстве, называется модуляцией электронного потока по скорости или скоростной модуляцией. В случае динамического управления полезно используется время пролета электронов в пространстве между управляющим и выходным устройствами.

Скоростная модуляция электронных потоков лежит в основе работы большого класса электронных приборов СВЧ – отражательных и пролетных клистронов. А вообще принципы динамического управления электронным потоком лежат в основе подавляющего большинства современных электроракумных приборов СВЧ.

Группирование электронов при таком управлении не обязательно должно проводиться с помощью специального управляющего устройства. Еще на ранних этапах развития электроники СВЧ были обнаружены системы, в которых

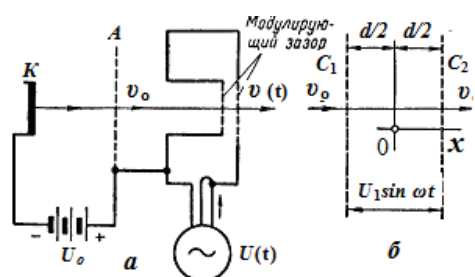


Рис. 8.4. Полный резонатор (а) и идеальный двухсеточный зазор (б), используемый для скоростной модуляции электронного потока

имеется не явный, внутренний, автоматически действующий механизм динамического управления. Примером такого прибора с внутренним механизмом управления является триод с положительной сеткой (генератор тормозящего тока) и некоторые другие генераторные приборы СВЧ. Однако КПД этих приборов невелик, и чаще всего в приборах с динамическим управлением используют специальные системы. Пример такой системы – полный резонатор, возбуждаемый от внешнего

источника. Электронный поток проходит через ту часть резонатора, где $E \gg H$ и $\vec{v}_0 \parallel \vec{E}$. Модуляция по скорости продольная, поперечная модуляции значительно меньше продольной. Поперечная модуляция может быть уменьшена путем наложения постоянного продольного магнитного поля.

Рассмотрим процесс изменения скорости гармоническим напряжением $U = U_1 \sin \omega t$, пока не рассматривая сам процесс преобразования модуляции по скорости в модуляцию по плотности. При использовании высокочастотного резонатора реальное напряжение имеет гармонический характер. Энергия, приобретаемая одиночным электроном при прохождении пути dx внутри зазора, равна

$$dW = e \frac{U}{d} dx = e \frac{U_1}{d} \sin \omega t dx. \quad (8.2)$$

Напряжение U считаем положительным, если оно ускоряет электроны, движущиеся в направлении $+x$. Полное приращение энергии электрона ΔW в результате прохождения всего зазора можно найти, интегрируя dW по ширине зазора от $-\frac{d}{2}$ до $+\frac{d}{2}$ (см. рис. 8.4б). Через t_0 обозначаем момент прохождения

электроном плоскости $x = 0$. Пренебрегая малым изменением скорости электрона внутри зазора, можно записать, что

$$t = t_0 + \frac{x}{v_0}. \quad (8.3)$$

Подставим t в (8.2)

$$\Delta W = \int_{-d/2}^{+d/2} \frac{eU_1}{d} \sin\left(\omega t_0 + \frac{\omega x}{v_0}\right) dx = eU_m \sin \omega t_0 \frac{\sin \Theta/2}{\Theta/2} = eMU_1 \sin \omega t_0, \quad (8.4)$$

где $\Theta = \frac{\omega d}{v_0}$ – невозмущенный угол пролета электронов через модулирующий зазор, M – коэффициент взаимодействия электронного потока с полем зазора.

Полная кинетическая энергия электрона, вошедшего в зазор со скоростью $v_0 = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}$, на выходе из зазора будет равна

$$W = \frac{mv^2}{2} = eU_0 + \Delta W, \quad (8.5)$$

Отсюда

$$v = \sqrt{\frac{2eU_0}{m} \left(1 + \frac{MU_1}{U_0} \sin \omega t_0\right)}. \quad (8.6)$$

Положим $U_1 \ll U_0$. Разложим выражение для v в ряд по малому параметру U_1/U_0 и, отбрасывая далее члены выше первой степени, имеем

$$v = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{MU_1}{U_0} \sin \omega t_0 - \frac{1}{8} \left(\frac{MU_1}{U_0}\right)^2 \sin^2 \omega t_0 + \dots \right\} \approx v_0 + v_1 \sin \omega t_0, \quad (8.7)$$

где $v_1 = \frac{MU_1}{2U_0} v_0$. Окончательно запишем уравнение так:

$$v = v_0 + v_1 \sin \omega t_0. \quad (8.8)$$

Это уравнение называют уравнением скоростной модуляции.

Уравнение скоростной модуляции играет важную роль в теории усилителей и генераторов СВЧ, использующих управление электронным потоком по скорости. При малой амплитуде модулирующего гармонического напряжения модуляция по скорости происходит также по гармоническому закону. Поскольку $U_1 \ll U_0$, переменная составляющая скорости $v_1 \ll v_0$. Наибольшая амплитуда скоростной модуляции v_1 достигается при $M \rightarrow 1$, т. е. при $\Theta \rightarrow 0$. Таким образом, коэффициент взаимодействия потока с зазором играет важную роль не только при наведении тока в выходных устройствах ламп, но и в управляющих зазорах, служащих для модуляции электронного потока по скорости. Чем больше угол пролета Θ , тем менее эффективен зазор в отношении скоростной модуляции. При $\Theta = 2\pi$ скоростная модуляция отсутствует. Использование угла пролета $\Theta > 2\pi$ также не имеет смысла из-за малости абсолютной величины M .

Уравнение скоростной модуляции позволяет сделать и другой вывод. В случае конечного угла пролета плоский зазор, служащий для скоростной модуляции, может быть заменен эквивалентным зазором нулевой протяженности, расположенным в центре реального зазора, при условии уменьшения модулирующего напряжения на величину M . Общее уравнение скоростной модуляции при этом остается в силе. Величина MU_1 в уравнении скоростной модуляции представляет собой, по сути, некую эффективную амплитуду высокочастотного напряжения.

При $\Theta \rightarrow 0$ электронный поток, выходящий из зазора, еще не промодулирован по плотности. Следовательно, при $\Theta \rightarrow 0$ количество электронов, ускоряющихся высокочастотным полем в зазоре, в точности равно количеству тормозящихся электронов. Модуляция по скорости в этом случае должна происходить без поглощения активной мощности от источника управляющего напряжения.

Если учесть конечную величину Θ , положение изменится. При $0 < \Theta < 2\pi$ зазор, в который поступает немодулированный электронный поток, обладает конечной активной проводимостью $G_{эл}$, имеющей положительный знак. Эта проводимость в среднем и определяет поглощение СВЧ энергии от источника входного сигнала.

Активную проводимость зазора, обусловленную прохождением постоянной составляющей конвекционного тока I_0 , принято называть активной проводимостью электронной нагрузки $G_{элн}$. Выражение для $G_{элн}$ можно представить в следующем виде:

$$G_{элн} = \frac{I_0}{2U_0} \frac{2(1 - \cos \Theta) - \Theta \sin \Theta}{\Theta^2} \quad (8.9)$$

или

$$G_{элн} = \frac{I_0}{2U_0} \left(M^2 - \frac{\sin \Theta}{\Theta} \right). \quad (8.10)$$

Следовательно, конечный угол пролета Θ в данном случае, как и в случае электростатического управления, ухудшает работу управляющего зазора в отношении эффективности скоростной модуляции и величины входной активной проводимости. Тем не менее, можно показать, что это вредное влияние проявляется в значительно меньшей степени, чем при электростатическом управлении.

Рассмотрим конкретный пример. Наиболее неблагоприятный с точки зрения величины $G_{элн}$ случай, когда $\Theta \approx \pi$. При $U_0 = 300$ В, $I_0 = 30$ мА проводимость $G_{элн} = 2.2 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$. Полученная величина оказывается весьма малой в сравнении с входной проводимостью при электростатическом управлении. (При $\Theta \approx \pi$ электростатическое управление практически полностью перестает функционировать).

Если I_0 не очень велик, то активная электронная проводимость при скоростной модуляции обычно не превышает реально встречающейся активной проводимости G полого резонатора, связанного с зазором ($G \approx 10^{-3} \div 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$). В ряде случаев действием входной активной проводимости можно пренебречь и

считать, что модуляция происходит без потребления активной мощности. При $\Theta = \pi$ эффективность скоростной модуляции уменьшается пропорционально M ($M = 0,635$). Следовательно, действие конечного угла пролета в данном случае сводится в основном лишь к тому, что для получения заданной модуляции необходимо примерно на 30% повысить амплитуду модулирующего напряжения в сравнении с «идеальным» режимом нулевого пролета ($M = 1$). Важной особенностью метода скоростной модуляции является то, что катод не входит в состав ВЧ цепи лампы. Это позволяет сообщать электронам значительные скорости, прежде чем поток поступает в управляющий зазор. Тем самым даже при не очень узких зазорах на высоких скоростях удается обеспечивать малую величину Θ , во всяком случае $\Theta \leq \pi$. С другой стороны, выделение катода из ВЧ управляющего промежутка позволяет более рационально выбирать форму, конструкцию и размеры поверхности катода, исходя из требований эмиссионной способности, удобства монтажа и др.

Конечной целью модуляции конвекционного тока с возможно

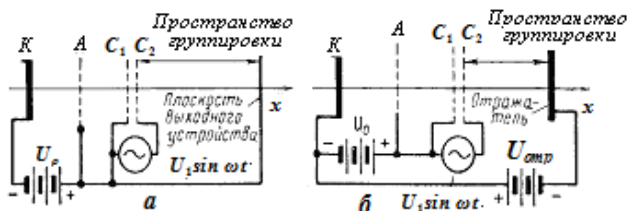


Рис. 8.5. Схемы преобразования модуляции по скорости в модуляцию электронного потока по плотности методами дрейфа (а) и тормозящего поля (б)

управляющего устройства между модулирующим и выходным зазорами. Применение нашли в основном два метода – метод дрейфа и метод тормозящего поля. Схемы реализации этих двух методов модуляции показаны на рис. 8.5.

Рассмотрим движение четырех характерных электронов, прошедших модулирующий зазор в различные моменты времени t_0 , попадающие затем в пространство дрейфа (см. рис. 8.6). Электроны 1 и 2 прошедшие зазор в моменты нулевого ВЧ поля не изменяют своих скоростей. Электроны типа 3 увеличивают свою скорость, а электроны типа 4 – уменьшают в результате пролета зазора в момент ускоряющего тормозящего поля, соответственно. Изменение скорости происходит в зазоре, практически скачком.

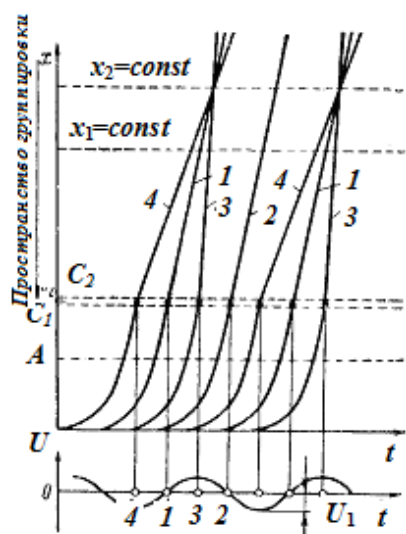


Рис. 8.6. Пространственно-временная диаграмма в методе дрейфа

Двигаясь в пространстве дрейфа по инерции, «быстрые» электроны 3 постепенно догоняют электроны типа 1, прошедшие зазор на четверть периода раньше. В тоже время «медленные» электроны 4 отстают от электронов 2, не изменивших своих скоростей. В результате в некоторой плоскости $x = const$ электронный поток оказывается сгруппированным

по плотности. Глубина этой модуляции, как видно на рис. 8.6, зависит от расстояния между управляющим и выходным устройствами, т. е. от времени пролета в пространстве дрейфа. При фиксированной частоте и при заданных U_0 и U_1 существует оптимальная длина пространства дрейфа, обеспечивающая наибольшую переменную составляющую конвекционного тока в выходном устройстве.

Несмотря на возможность встречи электронов типов 1, 3, 4, одновременная встреча в той же плоскости других электронов, занимающих промежуточное положение во времени, не является очевидной. В действительности такая встреча



Рис. 8.7. Пространственно-временная диаграмма преобразования модуляции по скорости в модуляцию по плотности методом тормозящего поля

требует особой формы кривой модулирующего напряжения, отличной от простой синусоиды. Тем не менее, даже из рассмотренной диаграммы можно сделать важные качественные выводы о законе образования электронных сгустков (пакетов): центрами сгустков, приходящих в выходное устройство при преобразовании методом дрейфа, являются электроны, прошедшие середину зазора (управляющего) в момент нулевого ВЧ поля при переходе поля от тормозящего к ускоряющему. Период следования сгустков в точности равен периоду модулирующего напряжения. Это все понадобится нам при изучении пролетного клистрона.

Перейдем к рассмотрению второго метода модуляции – метода тормозящего поля. Рассмотрим пространственно-временную диаграмму (см. рис. 8.7). Здесь в пространстве за управляющим устройством имеется продольное тормозящее постоянное во времени электрическое поле $E_{\text{торм}}$. Оно создается специальным отражательным электродом – отражателем. Пространство между управляющим зазором и отражателем называется пространством группировки.

Если потенциал отражателя близок к потенциалу катода, то может происходить модуляция возвращающегося электронного потока по плотности за счет оседания части электронов на отражателе. Однако более эффективным является режим, когда все электроны, не достигая отражателя, двигаются обратно по направлению к управляющему зазору. Как видно из рис. 8.7, электроны типа 3 и 4, прошедшие зазор, соответственно, при максимальных ускоряющем и тормозящем полях, группируются относительно электрона 1. Таким образом, в случае преобразования потока методом тормозящего поля сгустки образуются относительно электронов, прошедших центр зазора в момент нулевого ВЧ поля при переходе его от ускоряющего к тормозящему. (В методе дрейфа, наоборот – от тормозящего к ускоряющему.)

Этот метод модуляции по плотности нашел применение в отражательном клистроне. В отражательном клистроне удалось совместить управляющее и выходное устройство в одном резонаторе, а отбор энергии от электронного потока проводится при его обратном движении.

Рассмотренные нами управляющие устройства являются узкополосными, поскольку имеющийся у них ВЧ зазор входит в состав полого резонатора. При несовпадении частоты входного сигнала и резонансной (рабочей) частоты резонатора, амплитуда СВЧ сигнала резко уменьшается, что приводит к ослаблению скоростной модуляции. Поэтому в процессе работы необходимо настраивать модулирующий резонатор на частоту входного сигнала.

Для создания скоростной модуляции в широкой полосе частот можно перейти от резонансных систем с кратковременным взаимодействием к нерезонансным системам с длительным взаимодействием электронного пучка с

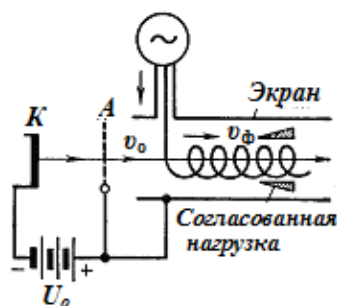


Рис. 8.8. Использование спиральной ЗС для скоростной модуляции электронного потока

полем бегущей волны. В качестве модулирующего устройства может быть применена замедляющая система (ЗС) – волноведущее устройство с замедленной волной, вдоль которой пропускается электронный поток.

На рисунке 8.8 показана схема использования замедляющей системы в виде спиральной линии для модуляции электронного потока по скорости. Сигнал подается на вход ЗС, на втором конце которой расположена согласованная нагрузка. В этом случае можно говорить о существовании в спиральной линии замедленной бегущей слева направо волны. Из

электронной пушки (электронного источника) в ЗС поступает электронный пучок, ускоренный до скорости v_0 . При выполнении условия, когда $v_0 = v_{\phi z}$, где $v_{\phi z}$ – фазовая скорость замедленной волны в направлении движения электронного потока, в результате взаимодействия потока с полем бегущей волны будет происходить модуляция электронного потока по скорости, переходящая в модуляцию по плотности при распространении потока вдоль системы. Рис. 8.9 иллюстрирует этот механизм нерезонансной модуляции

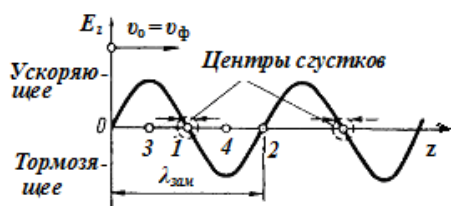


Рис. 8.9. Механизм скоростной модуляции при длительном взаимодействии электронного потока с бегущей волной замедляющей системы

электронного потока. Здесь приведен график распределения продольной составляющей E_z бегущей волны в системе координат, движущейся со скоростью волны $v_{\phi z}$. В этой системе координат высокочастотное поле E_z имеет статический характер.

Электрон 3, на который действует ускоряющее электрическое поле волны, будет в конечном итоге догонять электрон 1. Электрон 4, в свою очередь, будет тормозиться и дрейфовать в пространстве скоростей также к электрону 1. В результате, двигаясь вдоль замедляющей системы, электронный пучок будет испытывать модуляцию сначала по скорости, а затем по плотности. Центрами сгустков будут являться электроны 1, расположенные, как следует из рис. 8.9, в областях перехода высокочастотного поля через нуль от ускоряющего к тормозящему.

Такой способ модуляции электронного потока нашел применение в приборах, получивших название «лампы бегущей волны» (ЛБВ) и «лампы обратной волны» (ЛОВ).

9. Требования, предъявляемые к генераторам и усилителям СВЧ диапазона

В настоящее время в связи с задачами космической связи, развития средств телекоммуникаций, мобильной телефонной связи, использования в технике и быту, физическом эксперименте, развитие и совершенствование средств генерации и усиления сверхвысокочастотных колебаний остается по-прежнему проблемой актуальной. Традиционно техника СВЧ диапазона развивается по пути уменьшения длины волны. Поскольку история развития СВЧ техники насчитывает более 100 лет, сегодня мы являемся свидетелями использования многих типов и разновидностей генераторов и усилителей этого диапазона электромагнитных колебаний [15]. Самой многочисленной группой СВЧ приборов являются генераторы и усилители когерентных колебаний (в отличие от генераторов некогерентных колебаний – шумовые и искровые генераторы). В эту группу приборов входят как широко используемые приборы с резонансной колебательной системой (клистроны, магнетроны, генераторы дифракционного излучения (ГДИ) и т. д.), так и приборы с нерезонансной колебательной системой (прежде всего лампы бегущей и обратной волны). Сюда же относятся и возникшие сравнительно недавно квантовые приборы СВЧ диапазона (лазеры и мазеры), а также электронные параметрические усилители, приборы, работающие в условиях циклотронного резонанса (гиротроны и др.), плазменные генераторы и усилители. Это все электровакуумные приборы. Широкое использование сегодня получили полупроводниковые приборы СВЧ, хотя область их применения ограничивается измерительной техникой. Электроннолучевые приборы СВЧ можно классифицировать и по назначению внешнего стационарного магнитного поля. Это так называемые приборы О-типа, в которых роль магнитного поля сводится к фокусировке электронного пучка. К этой группе относят и приборы, в которых магнитное поле отсутствует. Отдельную группу приборов составляют приборы со скрещенными полями, в которых магнитное поле определяет динамику движения электронов в пространстве взаимодействия (приборы М-типа). Ниже приведена классификация известных приборов СВЧ.

В связи с таким многообразием типов приборов СВЧ диапазона и областей их применения имеет смысл сформулировать основные требования, предъявляемые к генераторам и усилителям.

Начнем с генераторов с самовозбуждением. К основными высокочастотным параметрам и характеристикам генераторов сверхвысоких частот следует отнести следующие:

- величина генерируемой мощности,
- полный коэффициент полезного действия,
- диапазон допустимого изменения частоты генерируемых колебаний (диапазон механической или электронной настройки частоты) по отношению к средней рабочей частоте и скорость допустимого изменения частоты,

Для мощных усилителей или генераторов с независимым возбуждением на первый план выдвигаются требования, связанные со следующими основными высокочастотными параметрами:

- величина выходной мощности,
- полный КПД,
- коэффициент усиления,
- рабочая полоса частот, в пределах которой может использоваться усилитель без механической или электронной перестройки,
- диапазон механической или электронной перестройки рабочей частоты,
- уровень шумов и внеполосных излучений,
- фазовая стабильность.

Вопрос о нестабильности частоты усилителей при изменении выходной нагрузки или значений напряжений питания практически не возникает. Поэтому выходные усилители находят все более широкое применение взамен мощных генераторов с самовозбуждением. По сравнению с автогенераторами усилители обладают таким достоинством, как возможность простой синхронизации и поддержания постоянной разности фаз выходных сигналов нескольких одновременно работающих усилителей, возбуждаемых от одного источника колебаний. Такая задача возникает, например, при питании многоэлементных фазированных антенных решеток радиолокационных станций, а также мощных линейных ускорителей заряженных частиц.

Усилители мощности характеризуются коэффициентом усиления, который выражается в децибелах и определяется следующим соотношением:

$$K = 10 \lg \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} [\text{дБ}], \quad (9.1)$$

где $P_{\text{вых}}$ – мощность, поступающая с выхода усилителя в согласованную нагрузку, $P_{\text{вх}}$ – мощность, поступающая от источника входного сигнала в согласованную нагрузку, подключенную вместо усилителя мощности.

Полоса частот (или полоса пропускания) определяется как разность частот f_1 и f_2 , на которых коэффициент усиления снижается на заданную наперед величину по сравнению с коэффициентом усиления на средней (номинальной) частоте f_0 . В качестве критерия ширины полосы обычно выбирают уменьшение коэффициента усиления на 1 или 3 дБ. При этом предполагается, что механическая настройка резонаторов, управляющие напряжения и другие параметры усилителя (за исключением частоты) не изменяются. Иногда, чтобы подчеркнуть неизменность питающих напряжений и всех прочих настроек, рабочую полосу частот называют мгновенной полосой частот. Если усилитель имеет тот или иной механизм настройки частоты, то диапазон настройки (перестройки) усилителя определяется разностью максимальной $f_{\text{макс}}$ и $f_{\text{мин}}$ минимальной частот. Иногда полоса или диапазон частот может измеряться не в единицах частоты, а в процентах по отношению к средней частоте.

Требования к шумам и внеполосным излучениям мощных усилителей аналогичны требованиям, предъявляемым к автогенераторам. Эти параметры не следует смешивать с коэффициентом шума, используемым для оценки качества маломощных входных усилителей.

К усилителям малого сигнала (входным усилителям СВЧ диапазона), несмотря на кажущееся сходство с мощными усилителями, предъявляются несколько иные требования. Основными высокочастотными параметрами для усилителей малого сигнала являются:

- коэффициент усиления,
- коэффициент шума,
- ширина рабочей полосы частот при фиксированной настройке.

Абсолютная величина выходной мощности играет второстепенную роль, как и КПД. При соизмеримости выходного сигнала и шума основную роль играет не усиление сигнала само по себе, а отношение сигнала к шуму на входе и выходе усилителя. Коэффициент шума усилителей СВЧ, как и любых других четырехполосников, определяется несколькими различными, хотя и равноценными, между собой способами. Если обозначить через $P_{ш. вх}$ и $P_{ш. вых}$ мощности шумовых сигналов на входе и выходе усилителя в рассматриваемой полосе частот Δf , то коэффициент шума или шум-фактор усилителя $F_{ш}$ может быть определен в виде

$$F_{ш} = 10 \lg \frac{P_{сх} / P_{ш.сх}}{P_{вых} / P_{ш.вых}} [\text{дб}]. \quad (9.2)$$

Уравнение (9.2) характеризует изменение отношения сигнала к шуму при прохождении сигнала через усилитель. Величина $P_{вых} / P_{вх}$ есть не что иное, как абсолютная величина коэффициента усиления $K_{абс}$. Шумовая мощность на выходе усилителя $P_{ш. вых}$ складывается из усиленного входного шумового сигнала, мощность которого равна $K_{абс} P_{ш. вх}$, и мощности «собственных» шумов на выходе усилителя $P_{ш. собств}$. Таким образом, формулу (9.2) можно записать иначе:

$$F_{ш} = 10 \lg \left(1 + \frac{P_{ш.собств}}{K_{абс} P_{ш.сх}} \right) = 10 \lg \left(1 + \frac{P'_{ш.собств}}{P_{ш.сх}} \right) [\text{дб}], \quad (9.3)$$

где $P'_{ш.собств}$ – «собственная» шумовая мощность, пересчитанная ко входу рассматриваемого усилителя и равная $P_{ш. собств} / K_{абс}$.

Коэффициент шума идеального усилителя, не добавляющего собственных шумов к усиливаемому сигналу, в соответствии с (9.3) равен нулю. Чем ближе к нулю шум-фактор, тем выше качество усилителя и тем большие возможности он может предоставить при усилении слабых сигналов. От величины шум-фактора в большой степени зависят такие важные параметры радиотехнических систем, как предельная дальность обнаружения объектов с помощью радиолокаторов.

Шумовая мощность $P_{ш. вх}$, поступающая на вход согласованного усилителя, в диапазоне СВЧ определяется тепловым излучением, которое описывается уравнением Найквиста

$$P_{ш.сх} = kT\Delta f, \quad (9.4)$$

где T – абсолютная температура излучателя. При вычислении коэффициента шума величину температуры излучателя принято обычно полагать равной нормальной температуре $T_0 = 290^0$ К. Подставляя (9.4) в уравнение (9.3), получим для шум-фактора следующее выражение:

$$F_{ш} = 10 \lg \left(1 + \frac{P'_{ш.собств}}{kT\Delta f} \right) [\text{дБ}]. \quad (9.5)$$

Кроме коэффициента шума $F_{ш}$, шумовые свойства усилителей можно характеризовать эффективной шумовой температурой $T_{ш}$. Под шумовой температурой усилителя понимается такая абсолютная температура согласованной нагрузки, включенной к входу идеального (нешумящего) усилителя, при которой шумовая мощность на выходе усилителя равна рассматриваемой «собственной» шумовой мощности $P_{ш.собств}$. Таким образом,

$$P'_{ш.собств} = kT\Delta f. \quad (9.6)$$

Используя понятие шумовой температуры $T_{ш}$, можно уравнение (9.5) представить в виде

$$F_{ш} = 10 \lg \left(1 + \frac{T_{ш}}{T_0} \right) [\text{дБ}]. \quad (9.7)$$

Отсюда следует, что шумовая температура усилителя связана с коэффициентом шума простым соотношением

$$T_{ш} = 290(F_{ш.абс} - 1) [\text{град.К}], \quad (9.8)$$

где $F_{ш.абс}$ – абсолютная величина шум-фактора, которая определяется выражением, находящимся под знаком логарифма в уравнениях (9.2), (9.3) и (9.5).

10. Прямопролетный клистрон

Прямопролетный клистрон относится к группе электроннолучевых вакуумных приборов, в которых используется резонансная колебательная система.

Клистрон в качестве генератора сверхвысокочастотных колебаний находит применение не только в СВЧ технике, но и в технике физического эксперимента. Так, например, для сверхпроводящего токамака TORE-SUPRA (Кадараш, Франция) в свое время был изготовлен клистрон с выходной мощностью 1 МВт и рабочей частотой 1 ГГц. Прямопролетные клистроны используются в ускорительной технике. Клистроны, магнетроны, а позже и гиротроны, нашли применение при решении задач, связанных с высокочастотным нагревом плазмы в ловушках.

Клистроны (от греч. *κλιζο* – морской прибор) относятся к классу электронно-лучевых приборов с динамическим управлением электронным потоком [15]. Знакомство с устройством и принципом работы этого класса приборов СВЧ диапазона начнем с прямопролетного клистрона, который используется в качестве мощных источников. На рисунке 10.1 представлены принципиальная и идеализированная схемы двухрезонаторного прямопролетного клистрона.

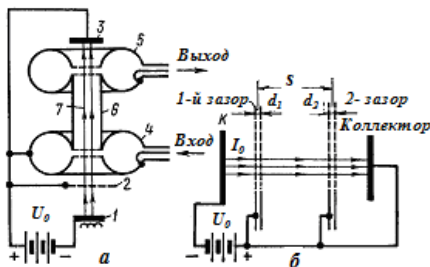


Рис. 10.1. Устройство (а) и идеализированная схема (б) двухрезонаторного прямопролетного клистрона

Он состоит из источника электронного пучка (состоящего из катода 1 и анода (ускоряющего электрода) 2), двух резонаторов (входной 4 и выходной 5 резонаторы), трубки дрейфа (б) и коллектора (3).

Первый резонатор предназначен для модуляции электронного пучка (7) по скорости. В трубке дрейфа, экранирующей пространство дрейфа от внешних полей, происходит модуляция электронного потока по плотности. На рабочей частоте трубка дрейфа обладает свойствами запердельного волновода. На длине трубки дрейфа происходит преобразование модуляции по скорости в модуляцию по плотности. Второй резонатор служит для отбора высокочастотной энергии.

Принцип работы прямопролетного клистрона достаточно прост. Пучок электронов попадает в первый резонатор, в котором уже существует электрическое поле с напряженностью $E = E_1 \sin \omega t$, а направление движения электронов совпадает с направлением поля. За счет взаимодействия электронного потока с полем резонатора происходит скоростная модуляция пучка. Затем, двигаясь в пространстве дрейфа, пучок модулируется по плотности, модуляция по скорости переходит в модуляцию по плотности. Модулированный по плотности пучок (в виде сгустков электронов) попадает во второй резонатор, в котором наводится ток на внутренней поверхности, что приводит к его возбуждению на собственной частоте. Если сгусток электронов попадает в зазор второго резонатора в момент времени, когда поле в резонаторе является для него тормозящим, он отдает свою кинетическую энергию полю. Энергию электроны получают от источника постоянного напряжения в процессе своего формирования. Таким образом, происходит преобразование энергии источника постоянного тока в энергию сверхвысоких колебаний. Из резонатора энергия отбирается с помощью антенны (как правило, магнитной) и поступает в нагрузку. Прощедшие зазор резонатора электроны попадают на коллектор. На коллекторе за счет оставшейся кинетической энергии электронов выделяется тепло.

Как видно, клистрон как генератор СВЧ колебаний имеет ряд отличий от используемых в низкочастотном диапазоне генераторных ламп. Перечислим их.

1. В клистронах используется динамический (а не электростатический!) метод управления электронным потоком, основанный на скоростной модуляции потока. Как результат, время пролета электронов в трубке дрейфа с пользой используется при работе клистрона.

2. В зазоре второго резонатора используется принцип наведения тока при прохождении пульсирующего электронного потока, что позволило разделить функции выходного зазора и коллектора (коллектор служит только для сбора «отработанных» электронов!).

3. Используются полые резонаторы, связанные с входным и выходным зазорами.

4. Катод не является элементом высокочастотной цепи, как и ускоряющий промежуток.

Можно также отметить и некоторые общие черты, присущие приборам, как радиодиапазона, так и СВЧ. Если организовать положительную обратную связь, то на базе прямопролетного клистрона можно создать автогенератор. В случае, когда второй резонатор настроен на частоту, кратную ω , клистрон будет работать в режиме умножителя частоты.

С целью увеличения коэффициента усиления, коэффициента полезного действия или выходной мощности используют многорезонаторные прямопролетные клистроны.

Проведем более детальный анализ явлений, происходящих в клистроне, используя при этом идеализированную схему двухрезонаторного прямопролетного клистрона. Будем полагать, что в зазоре первого резонатора существует переменное напряжение $U = U_1 \sin \omega t_1$, где U_1 – амплитуда высокочастотного напряжения и $U_1 \ll U_0$, t_1 – момент времени прохождения электроном центра зазора первого резонатора. В результате скоростной модуляции потока на выходе из первого резонатора скорость разных электронов будет различаться: $v = v_0 + v_1 \sin \omega t_1$, где $v_1 = v_0 \frac{M_1 U_1}{2U_0}$, $M_1 = \frac{\sin \Theta_1/2}{\Theta_1/2}$, $\Theta_1 = \frac{\omega d_1}{v_0}$ – угол пролета электронов через зазор первого резонатора. Мы полагаем, что пространственный заряд на движение электронов в трубке дрейфа влияния не оказывает, движение электронов чисто инерциальное.

Пройдя трубку дрейфа со скоростью, v электроны попадают в зазор второго резонатора в момент времени t_2 , которое будет равно

$t_2 = t_1 + \frac{S}{v_0 + v_1 \sin \omega t_1}$, где S – длина трубки дрейфа, которую мы определяем как

расстояние между центрами двух резонаторов. Учитывая, что $v_1 \ll v_0$, найдем приближенное значение t_2 , используя разложение по малому параметру v_1/v_0

выражения для t_2 в виде $t_2 = t_1 + \frac{S}{v_0} \frac{1}{1 + \frac{v_1}{v_0} \sin \omega t_1}$. Получим что,

$$t_2 = t_1 + \frac{S}{v_0} \left(1 + \frac{v_1}{v_0} \sin \omega t_1 \right)^{-1} \approx t_1 + \frac{S}{v_0} \left(1 - \frac{v_1}{v_0} \sin \omega t_1 + \dots \right) = t_1 + \frac{S}{v_0} - \frac{S v_1}{v_0^2} \sin \omega t_1. \quad (10.1)$$

Умножим обе части уравнения (10.1) на частоту ω . Получим уравнение в виде

$$\omega t_2 - \frac{\omega S}{v_0} = \omega t_1 - \frac{\omega S v_1}{v_0^2} \sin \omega t_1. \quad (10.2)$$

Обозначим величину $\frac{\omega S v_1}{v_0^2}$ через X , которую принято называть параметром группировки. Формулу для X можно переписать иначе, подставив значение скорости $v_1 = v_0 \frac{M_1 U_1}{2U_0}$:

$$X = \frac{\omega S}{v_0} \frac{M_1 U_1}{2U_0} = \Theta_d \frac{M_1 U_1}{2U_0}, \quad (10.3)$$

где $\Theta_d = \frac{\omega S}{v_0}$ – угол пролета в пространстве дрейфа для электрона, не изменившего своей скорости в первом резонаторе (он движется с начальной скоростью v_0). Перепишем уравнение, связывающее фазы прохождения центров двух зазоров резонаторов в виде

$$\omega t_2 - \Theta_d = \omega t_1 - X \sin \omega t_1. \quad (10.4)$$

Это уравнение показывает, как меняется фаза прохождения электроном центра зазора второго резонатора при различных значениях параметра группировки. Если $X = 0$, что выполняется в отсутствие переменного напряжения в зазоре ($U_1 = 0$), уравнение $\omega t_2 - \Theta_d = \omega t_1$ указывает на линейную зависимость фазы прибытия электрона во второй резонатор от фазы прохождения этим же электроном первого резонатора. Физически это означает отсутствие группировки по плотности, поскольку при $U_1 = 0$ отсутствует модуляция электронов по скорости в первом резонаторе. На рис. 10.2 показана зависимость $\omega t_2 - \Theta_d = F(\omega t_1)$ при различных значениях параметра группировки. Видно, что при $X > 1$ эта зависимость нелинейная, что указывает на наличие группировки электронов в пространстве дрейфа.

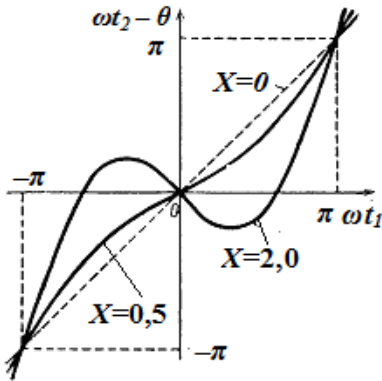


Рис. 10.2. График зависимости фазы прибытия электрона во второй резонатор от фазы прохождения того же электрона через первый резонатор прямопролетного клистрона

Какую форму будет иметь конвекционный ток в пространстве дрейфа и выходном зазоре второго резонатора в результате группировки электронов? От чего будет зависеть его форма? Будем исходить из предположения о том, что сетки резонаторов идеальные (на них не оседают электроны или, другими словами, прозрачность сеток бесконечна), а в самой трубке дрейфа потери электронов за счет попадания их на стенки отсутствуют (используется продольное магнитное поле, в котором электроны замагничиваются, т. е. движутся вдоль поля по циклотронным траекториям). В этих условиях будет выполняться закон сохранения заряда – в любом сечении устройства заряд будет неизменен:

$$dq_1 = dq_2 \quad \text{или} \quad i_1 dt_1 = i_2 dt_2, \quad (10.5)$$

где i_1 и i_2 – мгновенные значения конвекционного тока пучка электронов в центрах зазоров резонаторов. Тогда $i_2 = i_1 \frac{dt_1}{dt_2} = I_0 \frac{dt_1}{dt_2}$. Замена $i_1 \rightarrow I_0$ оправдана, т. к. в первом зазоре модуляция пучка по плотности пока отсутствует, следовательно, $i_1 = I_0$.

Для того чтобы вычислить dt_1/dt_2 , воспользуемся уравнением для фаз в виде $t_2 = t_1 + \frac{S}{v_0} - \frac{1}{\omega} X \sin \omega t_1$. После дифференцирования имеем:

$\frac{dt_2}{dt_1} = 1 - \frac{\omega S v_1}{v_0^2} \cos \omega t_1 = 1 - X \cos \omega t_1$. Следовательно, конвекционный ток в зазоре второго резонатора будет равен

$$i_2 = \frac{I_0}{\frac{dt_2}{dt_1}} = \frac{I_0}{1 - X \cos \omega t_1}. \quad (10.6)$$

Чтобы выяснить, какую форму будет иметь конвекционный ток, введем следующие обозначения $\omega t_1 = \varphi$, $1 - X \cos \omega t_1 = y$, $\omega t_2 - \Theta_d = x$. Тогда уравнение для конвекционного тока примет следующий вид:

$$i_2 = \frac{I_0}{y}. \quad (10.7)$$

Уравнения $x = \omega t_2 - \Theta_d = \omega t_1 - X \sin \omega t_1 = \varphi - X \sin \varphi$ и $y = 1 - X \cos \varphi$ представляют собой в параметрической форме запись уравнений трохойды (циклоиды):

$$x = \varphi R - r \sin \varphi, \quad y = R - r \cos \varphi. \quad (10.8)$$

Это становится очевидным, если положить $R=1$, $r=X$. Тогда отсюда следует, что в зависимости от значения $X(r)$ возможны три случая, соответствующие $r < R (X < 1)$, $r = R (X = 1)$ и $r > R (X > 1)$, и три вида циклоиды – укороченная циклоида, циклоида и удлиненная циклоида (см. рис. 10.3). Так как конвекционный ток определяется уравнением (10.7), то, соответственно, и форма конвекционного тока будет различаться при $X=1$ и $X > 1$ (см. рис. 10.4). Из рис. 10.4 следует, что при $X > 1$ форма переменной составляющей

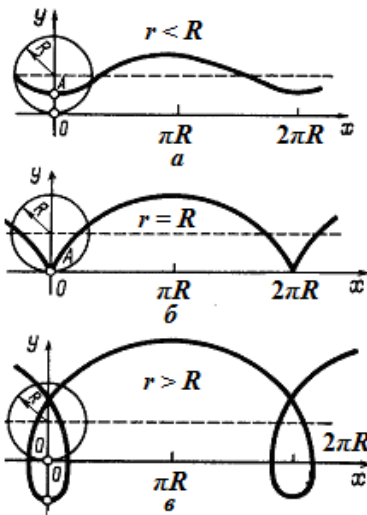


Рис. 10.3. Три типичных случая циклоиды

конвекционного тока сильно несинусоидальной. В системе координат, связанной с центром одного из сгустков плотности, движущегося со скоростью U_0 , наблюдается постепенное увеличение плотности. Это указывает на наличие модуляции потока электронов по плотности.

Электронный коэффициент полезного действия клистрона определяется как отношение мощности, выделяемой в нагрузке, подключенной к выходному зазору, к подводимой мощности по постоянному току. Зная переменную составляющую конвекционного тока, можно вычислить мощность, выделяющуюся в нагрузке. В общем виде с учетом явления перегона (переход электронов из одного сгустка в другой при прохождении второго зазора, связан с

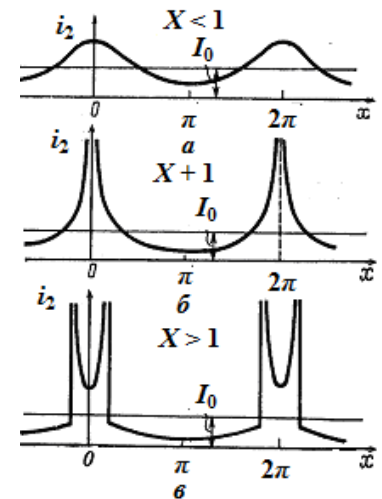


Рис. 10.4. Форма конвекционного тока в двухрезонаторном прямопролетном клистроне при трех типичных значениях параметра группировки

неоднозначностью функции $y = f(x)$, важно при больших значениях параметра группировки) выражение для тока запишем так:

$$i_2 = I_0 \sum \left| \frac{dt_1}{dt_2} \right| = I_0 \sum \left| \frac{1}{y} \right|, \text{ где } y = 1 - X \cos \varphi. \quad (10.9)$$

Суммирование проводится по движущимся с разными скоростями группам электронов, попадающих в зазор резонатора, поэтому $i_{\text{полн}} = \sum i$, а модуль обратной величины y учитывает тот факт, что направление движения электронов в зазоре не изменяется.

Так как ток несинусоидален, его можно представить в виде ряда Фурье. Будем учитывать только ту гармонику тока, частота которой близка к собственной частоте резонатора, на которую он настроен. Конечная протяженность выходного зазора требует учета коэффициента взаимодействия потока электронов с полем.

Конвекционный ток является четной функцией времени, поэтому оставляем только члены, пропорциональные косинусу. Тогда разложение в ряд

Фурье запишем в виде $i_2(x) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos nx$, где $A_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} i_2(x) dx$,

$A_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_2(x) \cos nx dx$. Так как $x = \omega t_2 - \Theta_d$, то $dx = \omega dt_2$. Подставим значения

$i_2 = I_0 \frac{dt_1}{dt_2}$ и $dx = \omega dt_2$. Получим для коэффициентов разложения следующее:

$A_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I_0 \frac{dt_1}{dt_2} \omega dt_2 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I_0 \omega dt_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I_0 \omega dt_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I_0 d\varphi = I_0$. Далее для A_n формулу

запишем так: $A_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_2(x) \cos nx dx = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} I_0 \frac{dt_1}{dt_2} \cos(n\varphi - nX \sin \varphi) \omega dt_2$,

или

$$A_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} I_0 \frac{dt_1}{dt_2} \cos(n\varphi - nX \sin \varphi) \omega dt_2 = \frac{2I_0}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(n\varphi - nX \sin \varphi) d\varphi$$

(заменяли x на $x = \varphi - X \sin \varphi$). Последний интеграл не может быть выражен через элементарные функции, но он хорошо известен в теории бесселевых функций. Воспользуемся этим. Интегральное представление функции Бесселя первого рода n -порядка (n целое число) имеет следующий вид:

$J_n(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(n\varphi - z \sin \varphi) d\varphi$. Тогда можно записать, что $A_n = 2I_0 J_n(nX)$ и

мгновенное значение конвекционного тока принимает такой вид:

$i_2(x) = I_0 + 2I_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(nX) \cos nx$. Амплитуда n -гармоники конвекционного тока,

поступающего в зазор второго резонатора, будет равна $I_{2n} = 2I_0 J_n(nX)$. Из сравнения с уравнением наведенного тока (7.33) можно сделать вывод о том, что роль амплитуды тока во втором зазоре с учетом коэффициента взаимодействия

электронного потока с полем на n -гармонике будет играть величина $I_{2n}M_{2n} = 2I_0M_{2n}J_n(nX)$. В силу этого мощность, отдаваемая электронным пучком в выходном зазоре на n -гармонике тока, будет равна $P_{2n} = \frac{1}{2}U_{2n}M_{2n}I_{2n} \cos\Psi$. Здесь U_{2n} – амплитуда напряжения на выходном зазоре для n -гармоники, Ψ – угол сдвига между наведенным током и напряжением, создаваемым протекающим наведенным током по стенкам резонатора. После подстановки тока I_{2n} имеем: $P_{2n} = U_{2n}M_{2n}I_0J_n(nX) \cos\Psi$. Зная мощность, отдаваемую электронным пучком в выходном зазоре, можно определить коэффициент полезного действия клистрона. Потребляемая мощность по постоянному току равна $P_0 = I_0U_0$. Тогда электронный коэффициент полезного действия (КПД) прямопролетного клистрона будет равен

$$\eta_{эл} = \frac{P_{2n}}{P_0} = \frac{M_{2n}U_{2n}}{U_0} J_n(nX) \cos\Psi. \quad (10.10)$$

При каких параметрах электронный КПД будет иметь максимально возможное значение?

1. $|\cos\Psi|_{\max} = 1$. При выполнении этого условия электронные сгустки должны проходить через зазор резонатора в моменты максимального тормозящего поля в выходном зазоре.

2. $\left(\frac{M_{2n}U_{2n}}{U_0}\right)_{\max} = 1$. Это условие соответствует предельно допустимому значению амплитуды напряжения на эквивалентном выходном зазоре, имеющем

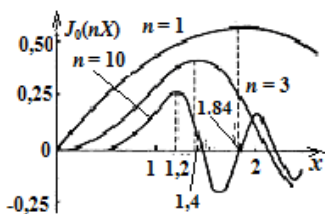


Рис. 10.5. Графики функций Бесселя, определяющих амплитуду первой, третьей и десятой гармоник конвекционного тока двухрезонаторного клистрона

нулевую протяженность и находящемся в зазоре реальном.

3. Значение функции Бесселя в зависимости от номера гармоники n и величины параметра группировки представлено на рис. 10.5. Видно, что функция Бесселя имеет наибольшее значение для $n = 1$, которое равно $J_1(nX) = 0,582$ при $X_{\max} = 1,84$. Следовательно, максимально достижимое значение электронного КПД может быть получено тогда, когда $X_{\max} > 1$ при работе клистрона на первой гармонике тока и теоретически будет равно $\eta_{эл.\max} = 58,2\%$.

В резонаторах имеются потери энергии, часть электронов за счет конечной прозрачности сеток все же теряется на них, в результате $\eta_{рез} < 1$. С учетом этого полный коэффициент полезного действия прямопролетного клистрона вычисляется так:

$$\eta_{полн} = \eta_{эл} \cdot \eta_{рез}. \quad (10.11)$$

Обычно КПД резонаторов составляет величину примерно $60 \div 80\%$. Следовательно, полный коэффициент полезного действия прямопролетного клистрона может достигать значений порядка $\eta_{полн} = 25 \div 30\%$. Следует здесь заметить, что такое рассмотрение не учитывает наличие объемного заряда в пучке, за счет которого может происходить «разбухание» его в поперечном

направлении и нарушение группировки пучка в продольном направлении за счет поля между сгустками. В результате не достигаются теоретически возможные значения полного коэффициента полезного действия прямопролетного клистрона.

11. Отражательный клистрон

Отражательный клистрон был изобретен в СССР в 1939 – 40 гг. В. Ф. Коваленко и независимо от него Н. Д. Девятковым с сотрудниками [15]. Идеи возможности использования скоростной модуляции электронов и их группировки по плотности заряда были высказаны еще в 1932 г. основателем харьковской школы радиофизики Д. А. Рожанским, работавшим в Харьковском университете.

Отражательный клистрон благодаря своим свойствам стал наиболее распространенным электровакуумным прибором СВЧ диапазона [15]. Основное его назначение – генерация СВЧ колебаний малой мощности. Области применения – гетеродины СВЧ приемников ($P \approx 20$ мВт), измерительные генераторы, маломощные передатчики в радионавигационной и телеаппаратуре, генераторы накачки в параметрических усилителях СВЧ. Перекрывает диапазон длин волн от дециметровых до миллиметровых. Для различных диапазонов используются два вида отражательных клистронов, один из которых представляет собой клистрон в металлической колбе с встроенным объемным резонатором, другой – стеклянный, с металлическими электродами, к которым подключается внешний резонатор.

Принципиальное отличие отражательного клистрона от двухрезонаторного прямопролетного клистрона связано с использованием одного резонатора, а для модуляции потока электронов по плотности используется метод тормозящего поля. Сгустки образуются относительно электронов, прошедших центр зазора в момент нулевого ВЧ поля при переходе его от ускоряющего к тормозящему. Несмотря на это, отражательный клистрон обладает рядом преимуществ, обеспечивших его широкое использование в практической деятельности (простота конструкции, простота настройки, хорошие модуляционные качества, электронная настройка, не требующая больших затрат мощности, механическая прочность и надежность, малый уровень шумов).

Принципиальная схема отражательного клистрона на рис. 11.1. В клистроне имеется один резонатор, через который дважды проходит электронный поток. При первом проходе за счет взаимодействия с полем резонатора происходит скоростная модуляция электронов. Отражение электронов в тормозящем поле (отражательный электрод имеет отрицательный по отношению к катоду потенциал) обеспечивает возвращение электронов в зазор. Поскольку в соответствии с уравнением скоростной модуляции электроны, попадающие в тормозящее поле, имеют различную скорость, в пространстве тормозящего поля происходит модуляция потока по плотности. Чтобы клистрон мог генерировать незатухающие СВЧ колебания, сгустки электронов должны

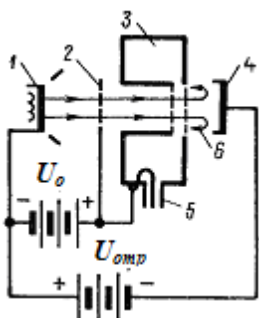


Рис. 11. 1. Принципиальная схема отражательного клистрона

проходить через зазор резонатора в моменты времени, когда в нем существует

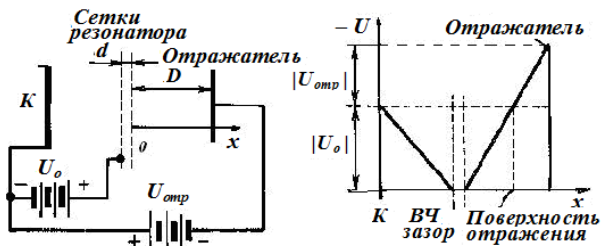


Рис. 11.2. Идеализированная схема отражательного клистрона и распределение потенциала между электродами

тормозящее высокочастотное поле (при этом электроны должны передавать энергию ВЧ полю). Таким образом, один и тот же резонатор играет роль устройства, в котором при первом прохождении электронов через зазор происходит модуляция по скорости, и роль выходного контура при втором, обратном, прохождении зазора (другими словами, устройства, в котором происходит передача энергии от

модулированного по плотности электронного потока СВЧ полю).

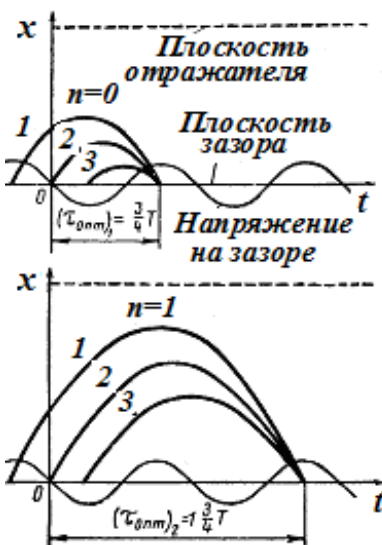


Рис. 11.3. Пространственно-временная диаграмма движения электронов для случая модуляции потока методом тормозящего поля

Анализ процессов, происходящих в отражательном клистроне, мы будем проводить, используя идеализированную схему, на которой приведены основные параметры клистрона (размеры зазора резонатора и пространства тормозящего поля, напряжения на аноде и отражательном электроде, см. рис. 11.2). Здесь же показано и распределение потенциала между электродами.

На следующем рисунке (рис. 11.3) приведена пространственно-временная диаграмма, соответствующая прохождению центра сгустка в наиболее благоприятных условиях, когда тормозящее поле максимально. Видно, что траектории электрона 1 (который прошел зазор в момент времени, когда поле для него было ускоряющим), электрона 2 (при нулевом поле) и электрона 3 (при тормозящем поле) отличаются своей протяженностью в пространстве тормозящего

поля. Это приводит к возможности их возвращения в зазор резонатора одновременно (другими словами, к возможности модуляции потока по плотности). Оптимальное время, при котором будет происходить модуляция электронного потока по плотности, как следует из диаграммы, в общем случае определяется соотношением

$$\tau_{\text{оптим}} = \frac{3}{4}T + nT = T\left(n + \frac{3}{4}\right), \quad (11.1)$$

где T – период колебаний поля, а $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Определим полное время пролета электронов τ в пространстве группировки и его зависимость от межэлектродных расстояний (d и D), ускоряющего U_0 и тормозящего $U_{\text{отр}}$ напряжений. Будем полагать, что электроды плоские, а краевые эффекты и пространственный заряд не существенны.

Если колебания в резонаторе клистрона уже существуют, то мгновенное ВЧ напряжение на зазоре можно представить в виде $U = -U_1 \sin \omega t$, $U_1 \ll U_0$, а их частота $\omega = \omega_{\text{собств}}$. Знак (-) в уравнении означает, что отсчет времени ведется относительно электрона 2.

Обозначим через t_1 момент прохождения электрона через центр зазора в прямом направлении. Тогда скорость электронов на выходе из зазора в соответствии с уравнением скоростной модуляции будет равна $v = v_0 - v_1 \sin \omega t_1$.

Уравнения движения в пространстве между второй (на выходе из зазора) сеткой и отражателем имеет вид $m\ddot{x} = -eE$, где

$$E = \frac{|U_0| + |U_{\text{омп}}|}{D} = \frac{U_0 - U_{\text{омп}}}{D}. \quad (11.2)$$

В результате интегрирования имеем $\dot{x} = -\frac{eE}{m}(t - t') + C$. При $t = t'$ $\dot{x} = C = v$, v – скорость электрона при выходе из зазора, а t' – момент прохождения электрона через вторую (выходную) сетку. Тогда $\dot{x} = v - \frac{eE}{m}(t - t')$.

Обозначим через t'' момент времени, соответствующий возвращению электрона ко второй (теперь уже входной) сетке резонатора.

Еще раз интегрируем при условии, что $x = 0$ в плоскости второй сетки:

$$x = v(t - t') - \frac{eE}{m} \frac{(t - t')^2}{2}.$$

Время пролета электрона в пространстве группировки находим из условия, что $x = 0$ при $t = t''$ или $(x)_{t=t''} = 0$. Имеется два решения, первое из которых соответствует моменту вылета электрона из зазора (тривиальное решение – $t'' - t' = 0$, откуда следует, что $t' = t''$), и второе $\left(-\frac{eE}{m} \frac{t'' - t'}{2} + v = 0\right)$, из которого

можно получить время пролета электрона в тормозящем поле – $t'' - t' = \frac{2m}{eE} v = \tau_{\text{пр.тормполя}}$. Тогда полное время пролета электрона будет равно

$\tau = \frac{d}{v} + \frac{2m}{eE} v$, где $\frac{d}{v}$ есть не что иное, как удвоенное время пролета электрона

$\frac{d}{2v}$ в пространстве дрейфа, соответствующем промежутку между бесконечно

тонким эквивалентным зазором, находящемся в центре реального зазора, и его выходной сеткой (электрон зазор проходит дважды). Таким образом, τ – полное время пролета любого электрона от центра зазора к плоскости поворота и обратно. В случае конечного угла пролета (см. раздел 8) плоский зазор, служащий для модуляции потока, может быть заменен эквивалентным зазором нулевой протяженности, помещенным в центр реального зазора, при условии уменьшения амплитуды модулирующего напряжения на величину M .

Так как скорость электрона, являющегося центром сгустка, не изменяется при первом прохождении зазора, проведем замену $v \rightarrow v_0$. Тогда полное время

пролета можно определить иначе: $\tau = \frac{d}{v_0} + \frac{2m}{eE}v_0$. Для того чтобы электроны группировались в сгустки и отдавали свою кинетическую энергию полю в зазоре, полное время пролета должно быть равно оптимальному, т. е. $\tau = \tau_{opt}$. Из последнего равенства получаем

$$n + \frac{3}{4} = f \sqrt{\frac{m}{e}} \left(\frac{d}{\sqrt{2U_0}} + \frac{D\sqrt{8U_0}}{U_0 - U_{opt}} \right). \quad (11.3)$$

При $d \ll D$ можно пренебречь первым слагаемым, тогда

$$n + \frac{3}{4} = \frac{f D \sqrt{\frac{8m}{e}} U_0}{U_0 - U_{opt}}. \quad (11.4)$$

Эти уравнения определяют фазовые условия, при которых возможна максимальная передача энергии электронами полю в резонаторе клистрона.

Положим $U_0 = const$. Тогда из одной зоны генерации в другую можно

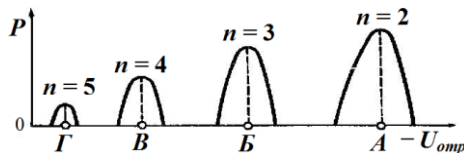


Рис. 11.4. Зоны генерации отражательного клистрона

переходить, меняя только напряжение на отражателе. Изобразим качественную зависимость $P(U_{opt})$.

Это так называемые зоны генерации (см. рис. 11.4), они различаются только временем пролета электронов в пространстве группировки. Структура СВЧ поля при разных U_{opt} неизменна.

Из уравнений (11.3) и (11.4) можно вычислить U_{opt} для всех зон генерации (в точках A, B, B, Gamma). Форма зон и мощность генерации этими уравнениями не определяются. Воспользовавшись формулой (11.4), можно определить число возможных зон генерации.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим следующий пример. Предположим, что имеется отражательный клистрон с резонатором, настроенным на

собственную частоту $f_0 = 9375 \text{ МГц}$ $\left(\lambda_0 = \frac{c}{f_0} = 3,2 \text{ см} \right)$, работающий при

анодном напряжении $U_0 = 300 \text{ В}$, а $D = 3 \text{ мм}$. Тогда в системе СИ

$$U_{opt} = 300 - \frac{3270}{n + 3/4}. \quad (11.5)$$

Таблица 11.1

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$U_{отр}$	-4060	-1570	-890	-571	-388	-268	-185	-122	-74	-35	-5	+21

Видно, что при $n \geq 11$ в данном клистроне U_{opt} по отношению к U_0 должно было бы стать положительным, однако при этом электроны будут попадать на отражатель и не смогут возвратиться в зазор. Таким образом, отражательный клистрон принципиально может иметь меньшее количество зон генерации.

Многочисленные измерения дают результаты, близкие к приведенным в таблице 11.1.

Конвекционный ток в отражательном клистроне

Величину конвекционного тока можно посчитать аналогично пролетному клистрону. Исходя из закона сохранения заряда, можно записать выражение для мгновенного конвекционного электронного тока i_2 , поступающего в центр зазора после прохождения пространства группировки (без учета изменения направления движения) в виде (см. предыдущую лекцию):

$$i_2 = I_0 \frac{dt_1}{dt_2}.$$

Исключая из рассмотрения потери электронов на сетках и на отражателе, будем также считать, что электроны только два раза проходят пространство сетка – отражатель. Прodelывая аналогичные операции, как и в случае прямопролетного клистрона, можно получить выражение для конвекционного тока

$$i_2 = \frac{I_0}{1 - X \cos \omega t_1}, \quad (11.6)$$

где $X = \frac{MU_1}{2U_0}(\Theta - \theta)$ – параметр группировки, t_1 – момент прохождения электрона через центр зазора.

Отличие заключается в том, что вместо угла пролета в пространстве дрейфа Θ в выражении для параметра группировки стоит разность углов $\Theta - \theta$, где $\theta = \frac{\omega d}{v_0}$ – невозмущенный угол пролета ВЧ зазора клистрона, а

$\Theta = \frac{2m}{e} \frac{\omega D v_0}{U_0 - U_{отп}}$ – невозмущенный угол пролета центра сгустка от второй

сетки к отражателю и обратно, т. е. в пространстве тормозящего поля. Разность углов возникает потому, что группировка электронов в пространстве тормозящего поля и внутри зазора происходит относительно разных электронов, сдвинутых во времени на $T/2$.

Уравнение для тока не отличается от аналогичного для двухрезонаторного клистрона, следовательно, конвекционный ток в отражательном клистроне имеет ту же форму. Используя разложение для i_2 в гармонический ряд, можно получить выражение для конвекционного тока в виде

$$i_{2n} = 2I_0 J_n(nX) \cos[\omega t_2 - (\Theta + \theta)]. \quad (11.7)$$

Или для первой гармоники

$$(i_2)_1 = 2I_0 J_1(X) \cos[\omega t_2 - (\Theta + \theta)], \quad (11.8)$$

где J_1 – функция Бесселя первого порядка. Сумма углов $\Theta + \theta$ в (11.7) и (11.8) обусловлена тем, что левая часть уравнения $\omega t_2 - (\Theta + \theta) = \omega t_1 - X \sin \omega t_1$ играет

роль параметра x , определяемого в случае двухрезонаторного клистрона уравнениями $\omega t_2 - \Theta = x$, $x = y - X \sin \varphi$.

Выбор номера гармоники определяется настройкой резонатора. Все остальные гармоники будут затухать, внешняя цепь играет роль закоротки для всех высших гармоник.

Определим полную ВЧ мощность, отдаваемую пучком в резонаторе и нагрузке в установившемся режиме, уравнение которой может быть записано так:

$$P = \frac{1}{2} U_1^2 G_{\text{полн}}, \quad (11.9)$$

где $G_{\text{полн}} = G + G'_n$ – полная активная проводимость зазора, G – активная проводимость резонатора, G'_n – активная проводимость внешней нагрузки. В установившемся режиме должно выполняться следующее условие:

$$G_{\text{полн}} + G_{\text{эл}}(U_1) = 0, \quad (11.10)$$

где

$$G_{\text{эл}} = \frac{M^2 I_0}{2U_0} (\Theta - \theta) F(X) \sin(\Theta + \theta) \quad (11.11)$$

– активная электронная проводимость зазора отражательного клистрона, $F(X) = \frac{2J_1(X)}{X}$.

Подставив (11.11) в (11.9) с учетом условия (11.10), получаем, что

$$P = -\frac{1}{2} U_1^2 G_{\text{эл}} = -\frac{M^2}{4} U_1^2 \frac{I_0}{U_0} F(X) (\Theta - \theta) \sin(\Theta + \theta), \quad (11.12)$$

где $U_1 = \frac{2U_0 X}{M(\Theta - \theta)}$ (получено из формулы для параметра группировки $X = \frac{MU_1}{2U_0} (\Theta - \theta)$). Подставим в (11.12) значения U_1 , $F(X)$ и X , после

упрощения получаем выражение для усредненной по периоду колебаний мощности:

$$P = -2U_0 I_0 X J_1(X) \frac{\sin(\Theta + \theta)}{\Theta - \theta}. \quad (11.13)$$

Поскольку $P_0 = U_0 I_0$, электронный коэффициент полезного действия отражательного клистрона будет равен

$$\eta_{\text{эл}} = \frac{P}{P_0} = -2X J_1(X) \frac{\sin(\Theta + \theta)}{\Theta - \theta}. \quad (11.14)$$

Обозначим через P_l полную колебательную мощность в центре зоны генерации, а через $\eta_{\text{эл}1}$ соответствующий электронный коэффициент полезного действия. Так как угол пролета в центре зоны генерации определяется выражением $\Theta + \theta = 2\pi(n + \frac{3}{4})$, $n = 0, 1, 2, \dots$ (при этом $G_{\text{эл}}$ и P максимальны, а

$\sin(\Theta + \theta) = -1$) и пренебрегая величиной угла пролета в зазоре θ , получим для мощности

$$P_{эл} = I_0 U_0 \frac{X J_1(X)}{\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)}. \quad (11.15)$$

Следовательно, электронный коэффициент полезного действия будет равен

$$\eta_{эл1} = \frac{X J_1(X)}{\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)}. \quad (11.16)$$

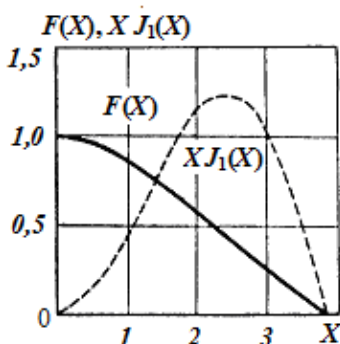


Рис. 11.5. Графики функций $F(X)$ и $XJ_1(X)$, определяющие электронный КПД отражательного клистрона

При каких условиях электронный КПД будет иметь максимальное значение? На рис. 11.5 видно, что значение $XJ_1(X)$ максимально для $X = 2,41$. Тогда максимально возможный электронный КПД отражательного клистрона будет определяться следующим выражением:

$$\eta_{эл. макс} = \frac{2,41 J_1(2,41)}{\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)} = \frac{0,398}{n + \frac{3}{4}}. \quad (11.17)$$

А как будет изменяться максимально возможный электронный КПД в зависимости от номера зоны генерации? Результаты вычисления $\eta_{эл. макс}$ по формуле (11.17) – в таблице 11.2.

Таблица 11.2

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\eta_{эл. макс}, \%$	53,1	22,7	14,5	10,6	8,4	6,9	5,9	5,1	4,6	4,1	3,7

Видно, что с ростом номера зоны генерации коэффициент полезного действия сильно уменьшается, т. е. в зонах с большими номерами мощность генерации будет меньше.

Формулы для коэффициента полезного действия применимы только для случая, когда $U_1 \ll U_0$. Однако не для всех зон генерации это условие может выполняться. Так ли это?

Соотношение между амплитудой переменного напряжения U_1 и постоянным ускоряющим напряжением U_0 можно найти, воспользовавшись выражением для амплитуды U_1 (см. комментарий к (11.12)). В центре зоны генерации $\Theta + \theta = 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)$. Следовательно,

$$U_1 = \frac{2U_0 X}{M \cdot 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)} = \frac{0,767 \cdot U_0}{M \cdot \left(n + \frac{3}{4} \right)}. \quad (11.18)$$

Если положить $M = 1$, то соотношение между амплитудой переменного напряжения U_1 и постоянным ускоряющим напряжением U_0 в разных зонах генерации будет следующим (см. таблицу 11.3):

Таблица 11.3.

n	0	1	2	3	4	5	6
U_1/U_0	1,02	0,438	0,308	0,205	0,164	0,128	0,103

Хорошо видно, что полученные выше формулы применимы только для зон генерации с большими n . В этом конкретном примере для $n > 2 \div 3$.

Сформулируем основные особенности отражательного клистрона.

1. Коэффициент полезного действия отражательного клистрона падает с ростом номера зоны генерации.

2. Коэффициент полезного действия отражательного клистрона значительно меньше коэффициента полезного действия клистрона прямопролетного.

3. При меньших напряжениях на отражателе $|U_{\text{отр}}|$ мощность генерации меньше.

Основной причиной малого коэффициента полезного действия является тот факт, что в отражательном клистроне скоростная модуляция и передача энергии от электронного потока полю происходит в одном и том же зазоре резонатора и, следовательно, при одном и том же напряжении. При больших значениях угла пролета амплитуда переменной составляющей напряжения U_1 должна быть малой и уменьшаться с ростом n , что неизбежно приводит к уменьшению колебательной мощности даже при оптимальном режиме группировки.

Электронная настройка характерна для всех автогенераторов СВЧ диапазона. Возможность изменения частоты генерации за счет меняющихся внешних постоянных напряжений связана с зависимостью полной электронной проводимости от последних. Электронная настройка отражательного клистрона представляет собой одно из наиболее ценных его качеств.

Из анализа эквивалентной схемы отражательного клистрона с учетом нагрузки (схема – параллельный контур с сосредоточенными параметрами, где электронный поток, резонатор и нагрузка представляются в виде параллельно соединенных индуктивностей, емкостей, обладающих своей проводимостью) можно получить соотношения для мощности генерации и частоты [16]. Электронная проводимость нагруженного резонатора величина комплексная – $Y = G + iB$, где G – реальная часть и B – мнимая части проводимости. В установившемся режиме генерации выполняется закон сохранения энергии в виде баланса активных и реактивных мощностей: $\sum G = 0$ – баланс амплитуд (уравнение мощности) и $\sum B = 0$ – баланс фаз (уравнение частоты). Считая параметры резонансной системы и нагрузки известными, получим выражения

для мощности и частоты колебаний в виде $P = -2U_0 I_0 X J_1(X) \left(\frac{\sin \Theta_n}{\Theta_n} \right)$ и

$$f = f_0 \left[1 + \frac{1}{2Q_n} \text{ctg} \Theta_n \right], \quad (11.19)$$

где Q_n – нагруженная добротность резонатора, Θ_n – невозмущенный угол пролета электрона в области действия напряжения U_{omp} , $\Theta_n = \frac{2\omega v_0}{D}$. Используя

зависимость параметра группировки от угла пролета и то, что угол пролета может быть определен через напряжения анода и отражателя, можно получить формулы для мощности и частоты в виде функций от напряжения на отражателе:

$$P = I_0 U_0 X J_1(X) \frac{1}{\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)} \cos \left[\frac{2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)}{U_0 - U_{omp}} \delta U_{omp} \right], \quad (11.20)$$

$$f = f_0 \left\{ 1 - \left(\frac{1}{2Q_n} \right) \operatorname{tg} \left[\frac{2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)}{U_0 - U_{omp}} \delta U_{omp} \right] \right\}. \quad (11.21)$$

Обычно при работе с клистроном поступают следующим образом. Частоту генерации изменяют, регулируя напряжение на отражателе при постоянном анодном напряжении, однако возможно делать это с точностью наоборот.

Важной характеристикой отражательного клистрона является крутизна электронной настройки. Под крутизной настройки понимают изменение частоты генерации на участке линейной зависимости частоты от напряжения на отражателе вблизи центра зоны генерации в расчете на 1 вольт. При малом изменении напряжения отражателя δU_{omp} в формуле для частоты генерации тангенс может быть заменен его аргументом. Если δf – изменение частоты генерации относительно частоты колебаний в центре зоны генерации, то

$$\frac{\delta f}{\delta U_{omp}} = -f_0 \frac{\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)}{Q_n (U_0 - U_{omp})}. \quad (11.22)$$

Видно, что в разных зонах генерации крутизна настройки будет отличаться.

Оценим возможные значения крутизны электронной настройки для клистрона с параметрами, по которым делались оценки выше (см. таблицу 11.1). Положим значение нагруженной добротности равной $Q_n = 200$, что близко к реально встречающимся добротностям отражательных клистронов. Результаты вычислений в таблице 11.4.

Таблица 11.4

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$-U_{отр}, В$	4060	1570	890	571	388	268	185	122	74
$-\frac{\delta f}{\delta U_{omp}}, \frac{МГц}{В}$	0,025	0,138	0,34	0,632	1.02	1,49	2,05	2,70	3,44

Как следует из оценок величины крутизны электронной настройки, с ростом номера зоны генерации крутизна растет. Результаты многочисленных измерений подтверждают достоверность полученных по формуле (11.22) значений крутизны настройки.

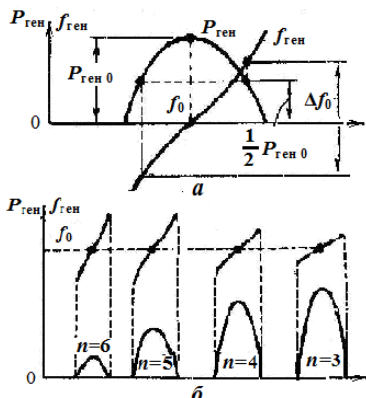


Рис. 11. 6. Зависимость частоты генерации колебаний от напряжения отражателя

Диапазон электронной настройки также является важной характеристик клистрона. В ряде практически значимых задач большую роль играют возможности прибора по изменению рабочей частоты в пределах одной зоны генерации. Но одновременно с изменением частоты генерации с ростом напряжения на отражателе меняется и амплитуда сигнала (рис. 11.6). Поэтому практически можно использовать только тот диапазон изменения частоты, в котором мощность генерации изменяется примерно в два раза (или на 3 дБ от максимальной мощности в центре зоны генерации). А посему под диапазоном электронной настройки отражательного клистрона δf понимают изменение частоты колебаний между точками половинной

мощности (см. рис. 11.6а). Приведем без вывода формулу для диапазона электронной настройки:

$$\Delta f_{эл} = \frac{M^2 I_0 \left(n + \frac{3}{4} \right)}{CU_0} \sqrt{\left\{ \frac{J_1 \left(\frac{X_0}{\sqrt{2}} \right)}{\frac{X_0}{\sqrt{2}}} \right\}^2 - \left\{ \frac{J_1(X_0)}{X_0} \right\}^2}. \quad (11.23)$$

Здесь C – эквивалентная емкость резонатора, X_0 – значение параметра группировки в центре зоны генерации, I_0 – рабочий ток клистрона.

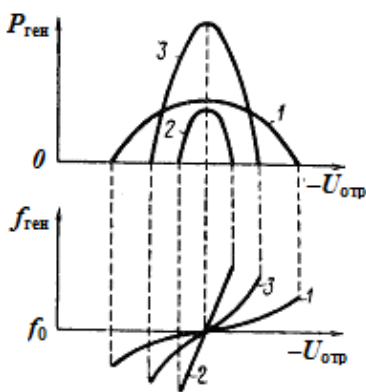


Рис. 11.7. Генерируемая мощность и электронная настройка для одной из зон генерации при слабой связи с нагрузкой (1), сильной (2) и промежуточной (3), соответствующей максимальной генерируемой мощности

Рабочая частота отражательного клистрона может быть также изменена путем механической настройки клистрона. Под диапазоном механической настройки клистрона понимают изменение рабочей частоты путем механической перестройки собственной частоты резонаторной системы. Пределы изменения частоты колебаний в клистроне определяются в первую очередь собственной частотой резонаторной системы. Поэтому при внешней конструкции резонатора (как, например, в отражательном клистроне типа К-352) диапазон механической перестройки частоты может быть настолько большим, что ограничивающим фактором становятся электронные процессы в высокочастотном зазоре и в пространстве группировки. Дело в том, что при повышении частоты даже при неизменном расстоянии между сетками зазора происходит увеличение угла пролета в зазоре и уменьшение коэффициента взаимодействия

электронного потока с полем M .

Пролетные явления в пространстве группировки также ограничивают пределы изменения частоты. Если клистрон работает в центре зоны генерации, то суммарный угол пролета $\Theta + \theta$ должен быть равным $2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right)$. При перестройке резонансной частоты полого резонатора необходимо так изменять напряжение на отражателе, чтобы всегда получать максимальную генерируемую мощность, т. е. находиться в максимуме зоны. Это связано с тем, что с уменьшением генерируемой частоты угол пролета стремится уменьшиться. Для того чтобы выполнялось условие $\Theta + \theta = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) = const$, необходимо увеличивать время пролета в пространстве группировки, снижая абсолютную величину напряжения на отражателе. При повышении рабочей частоты центр зоны генерации смещается в сторону более высоких (по абсолютной величине) напряжений отражателя. Формула, дающая зависимость минимально и максимально возможных частот генерации и их зависимость от напряжений, имеет следующий вид:

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} = \frac{\frac{|U_{\text{отр}}|_{\max} + 1}{U_0}}{\frac{|U_{\text{отр}}|_{\min} + 1}{U_0}}. \quad (11.24)$$

12. Магнетроны

Еще в 1920 – 24 гг. в цилиндрическом диоде в магнитном поле были обнаружены СВЧ колебания. «Как известно, концепцию магнетрона предложил американский радиопизик А. W. Hull, опубликовавший первые сообщения об этом в 1921 г. Однако по существу это был генератор звуковой частоты, в котором обмотка электромагнита была включена в анодную цепь и колебательный контур прибора. Вскоре А. Жасек (1924 г.) показал возможность генерирования колебаний высокой частоты при включении колебательного контура между катодом и анодом магнетрона при магнитном поле вблизи его критического значения, а Е. Nabann (1924 г.) обнаружил, что при разделении анода на два одинаковых сегмента (так называемый разрезной анод), между которыми включен контур высокой частоты, происходит значительное увеличение выходной мощности. В Харьковском университете исследование процессов, происходящих в электронных лампах под воздействием внешнего поля, были начаты в 1924 г. по предложению Д. А. Рожанского. А. А. Слуцкий и Д. С. Штейнберг, используя трехэлектродную лампу Р.5 Ленинградского электровакуумного завода, добились генерирования электромагнитных колебаний в диапазоне длин волн $40 \div 300$ см [17]. В дальнейшем ими были изучены зависимости получаемых колебаний от геометрических размеров элементов лампы, режима ее работы и напряженности магнитного поля. Для этих экспериментов Ленинградским трестом заводов слабого тока были специально изготовлены диоды, в которых анод был выполнен из немагнитного материала

(тантал). В результате этих исследований уже к концу 1925 г. А. А. Слуцкий и Д. С. Штейнберг получили колебания с длиной волны 7,3 см. К пионерским работам также следует отнести экспериментальные исследования Н. Yagi и К. Okabe (1928 –1929 гг.) с магнетронами, имеющими разрезной анод в виде двух полуцилиндров.

Нет необходимости устанавливать, кому принадлежит пальма первенства в создании магнетронного генератора как современного СВЧ прибора. Все перечисленные работы осуществлялись практически одновременно и независимо друг от друга. Но можно с уверенностью констатировать, что наряду с более известными на западе учеными А. А. Слуцкий и Д. С. Штейнберг являются авторами магнетронного способа генерации.» [3].

В более поздних работах различных авторов по магнетронной тематике было установлено, что в магнетроне существуют три основных типа колебаний: колебания циклотронного типа, колебания типа отрицательного сопротивления, колебания типа бегущей волны.

Колебания типа бегущей волны имеют наибольший практический интерес в многорезонаторных магнетронах. Этот подход был впервые предложен Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым в 1938 – 1940 гг.. В дальнейшем мы будем полагать, что колебания типа бегущей волны представляют собой основной тип колебаний в многорезонаторных магнетронах. Развитие магнетронов стимулировало развитие СВЧ приборов магнетронного типа: ЛБВ и ЛОВ М-типа. Общий их признак – наличие скрещенных стационарных электрического и магнитного полей.

Рассмотрим устройство магнетрона (см. рис. 12.1). Основой его является цилиндрический анодный блок 1, состоящий из набора сегментов, образованных

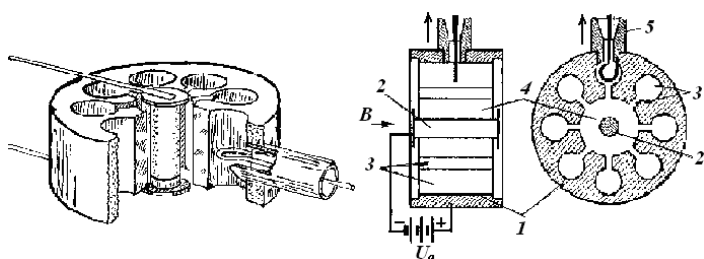


Рис. 12.1. Устройство многорезонаторного магнетрона

четным количеством резонаторов 3 типа щель-отверстие (или иной формы). Соосно с анодным блоком расположен цилиндрический катод 2. В пространстве между катодом и анодным блоком (пространстве взаимодействия 4) происходят все процессы, связанные с

формированием электронного потока и его взаимодействием с электромагнитным полем резонаторов. Для вывода высокочастотной энергии служит антенна 5, помещенная в один из связанных между собой резонаторов.

Принцип действие магнетрона можно наглядно проследить на основе концепции бегущих по внутренней поверхности анодного блока волн (модель колебаний типа бегущей волны).

Следует отметить одну важную особенность магнетронов – отсутствие в магнетроне разделенных в пространстве областей управления, группировки и передачи энергии (в отличие от клистрона). Этот факт усложняет анализ явлений, происходящих в пространстве взаимодействия (добавим сюда еще и сложный характер движения электронов). Поэтому знакомство с механизмами

явлений, происходящих в пространстве взаимодействия магнетрона, будем проводить поэтапно, условно разделяя происходящие там процессы.

Рассмотрим вначале задачу о движении электрона в отсутствие колебаний в скрещенных статических радиальном электрическом и продольном магнитном ($E \perp H$) полях. Искажение поля в щелях учитывать не будем, полагая, что анодный блок сплошной, гладкий. Не будем учитывать и пространственный заряд, считая, что плотность тока электронов невелика. В магнетроне это нужно

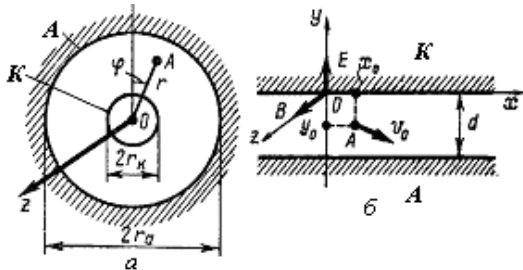


Рис. 12.2. Геометрия пространства взаимодействия статического магнетрона со сплошным анодом в цилиндрической (а) и плоской геометрии (б)

делать осторожно, так как при $B \neq 0$ заряд увеличивается. Но строгое рассмотрение очень сложно. Будем считать, что начальная скорость электронов v_0 (скорость с которой электроны эмитируются с катода) мала. Учитывать v_0 необходимо при анализе сортировки электронов в магнетроне в присутствии колебаний.

Расчеты начнем с плоской геометрии, потом учтем особенности цилиндрического магнетрона (см. рис. 12.2). Плоская геометрия пространства взаимодействия (катод имеет большой радиус, так что $r_a/r_k \approx 1$) характерна для большинства современных магнетронов.

Уравнение Лоренца определяет силу, действующую на электрон в присутствии скрещенных E и B полей:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \left\{ \vec{E} + \left[\vec{v} \times \vec{B} \right] \right\}. \quad (12.1)$$

Разложим векторы $\vec{v}, \vec{E}, \vec{B}$ по ортам e_x, e_y, e_z в прямоугольной системе координат и раскроем векторное произведение $\left[\vec{v} \times \vec{B} \right]$. В итоге уравнение движения электрона можно записать в скалярном виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\frac{e}{m} \left(E_x + B_z \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dz}{dt} \right), \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= -\frac{e}{m} \left(E_y + B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt} \right), \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\frac{e}{m} \left(E_z + B_y \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dy}{dt} \right), \end{aligned} \quad (12.2)$$

так как

$$\left[\vec{v} \times \vec{B} \right] = \begin{vmatrix} e_x & e_y & e_z \\ v_x & v_y & v_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix} = e_x (v_y B_z - v_z B_y) + e_y (v_z B_x - v_x B_z) + e_z (v_x B_y - v_y B_x),$$

где $v_x = \frac{dx}{dt}$, $v_y = \frac{dy}{dt}$, $v_z = \frac{dz}{dt}$.

Из рисунка для случая плоской геометрии (рис. 12.2б) видно, что $E_x = E_z = 0$, $E_y = E = \frac{U_0}{d}$, $B_x = B_y = 0$, $B_z = B$.

Тогда окончательно исходные уравнения движения электрона в скрещенных полях принимают следующий вид:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{eB}{m} \frac{dy}{dt}, \quad (12.3)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{eE}{m} + \frac{eB}{m} \frac{dx}{dt}, \quad (12.4)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = 0. \quad (12.5)$$

Из (12.5) следует простое решение в виде $\frac{dz}{dt} = v_{z0}$ и

$$z = z_0 + v_{z0}t, \quad (12.6)$$

где v_{z0} – начальная скорость электрона вдоль оси z , а $z = z_0$ при $t = 0$.

Из уравнения (12.3) в результате интегрирования получаем, что $\frac{dx}{dt} = -\frac{eB}{m}y + c_1$. В момент времени $t = 0$ электрон находился в точке с координатой $y = y_0$. Если начальная скорость электрона вдоль направления x равна v_{x0} , то $v_{x0} = -\frac{eB}{m}y_0 + c_1$, откуда $c_1 = v_{x0} + \frac{eB}{m}y_0$.

Тогда можно записать решение уравнения (12.3) в окончательном виде:

$$\frac{dx}{dt} = v_{x0} - \frac{eB}{m}(y - y_0). \quad (12.7)$$

Подставив (12.7) в (12.4), получим

$$\frac{d^2(y - y_0)}{dt^2} + \left(\frac{eB}{m}\right)^2 (y - y_0) = -\frac{eE}{m} + \frac{eB}{m}v_{x0}. \quad (12.8)$$

Общее решение уравнения без правой части, соответствующего (12.8), имеет вид

$$y - y_0 = c_2 e^{i\omega_B t} + c_3 e^{-i\omega_B t},$$

где $\omega_B = \frac{eB}{m}$ – циклотронная частота электронов (в системе СИ) или после

подстановки констант $\omega_{Be} = 1,76 \cdot 10^7 \text{ В(Гц)}$.

Полагая частное решение уравнения (12.8) в виде $y - y_0 = c_4$ и подставляя его в (12.8), получим, что

$$c_4 = -\frac{eE}{m\omega_B^2} + \frac{v_{x0}}{\omega_B}.$$

Таким образом, полное решение (12.8) будет иметь следующий вид:

$$y - y_0 = (c_2 + c_3)\cos\omega_B t + i(c_2 - c_3)\sin\omega_B t - \frac{eE}{m\omega_B^2} + \frac{v_{x0}}{\omega_B}.$$

Константы c_2 и c_3 будем искать, воспользовавшись начальным условием для движения электрона: при $t=0$ $y = y_0$, а составляющая скорости вдоль y равна v_{y0} .

Подставим начальные условия в последнее уравнение и в его производную по t .

$$c_2 + c_3 = \frac{eE}{m\omega_B^2} - \frac{v_{x0}}{\omega_B}; \quad c_2 - c_3 = \frac{v_{y0}}{i\omega_B}.$$

Окончательно решение уравнения после преобразований принимает такой вид:

$$y - y_0 = -\frac{mE}{eB^2}(1 - \cos\omega_B t)\left(1 - \frac{B}{E}v_{x0}\right) + \frac{v_{y0}}{\omega_B}\sin\omega_B t. \quad (12.9)$$

Подставим (12.9) в (12.7). Уравнение, определяющее движение электрона вдоль оси x , запишем в виде

$$\frac{dx}{dt} = v_{x0} + \frac{E}{B}(1 - \cos\omega_B t)\left(1 - \frac{B}{E}v_{x0}\right) - v_{y0}\sin\omega_B t.$$

В результате интегрирования приходим к следующему уравнению:

$$x = v_{x0}t + \frac{E}{B}\left(1 - \frac{B}{E}v_{x0}\right)t + \frac{E}{B\omega_B}\left(1 - \frac{B}{E}v_{x0}\right)\sin\omega_B t + \frac{v_{y0}}{\omega_B}\cos\omega_B t + c_5.$$

Для вычисления значения константы c_5 еще раз воспользуемся начальным условием – при $t=0$ $x = x_0$: $c_5 = x_0 - \frac{v_{y0}}{\omega_B}$.

Таким образом, уравнение движения электрона вдоль x можно записать окончательно в виде

$$x = x_0 + \frac{E}{B}t - \frac{mE}{eB^2}\left(1 - \frac{B}{E}v_{x0}\right)\sin\omega_B t - \frac{v_{y0}}{\omega_B}(1 - \cos\omega_B t). \quad (12.10)$$

Уравнения для z , $y - y_0$ и x дают полную информацию о движении одиночного электрона, который при $t=0$ находился в точке x_0, y_0, z_0 и имел начальную скорость с составляющими v_{x0}, v_{y0}, v_{z0} . Если источником электронов является катод, расположенный в плоскости $y=0$, то, пренебрегая начальной скоростью электронов, получим для траектории движения систему уравнений в виде

$$x = x_0 + \frac{E}{B}t - \frac{mE}{eB^2}\sin\omega_B t, \quad (12.11)$$

$$y = -\frac{mE}{eB^2}(1 - \cos\omega_B t), \quad (12.12)$$

$$z = z_0. \quad (12.13)$$

Видно, что траектория движения электронов плоская и лежит в плоскости

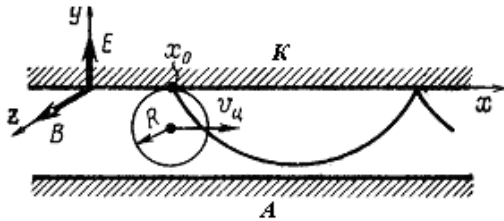


Рис. 12.3. Траектория движения электронов в статических скрещенных полях

$z = z_0 = const.$ Отношение $\frac{E}{B}$ определяет дрейфовую скорость электрона в скрещенных полях: $v_{др} = \frac{E}{B}$. Если ввести обозначения

$$R = \frac{mE}{eB^2} \quad \text{и} \quad \varphi = \omega_B t,$$

то уравнения для траектории можно записать в параметрической форме: $x = v_{др} t - R \sin \varphi$ и $y = -R + R \cos \varphi$. Эти

уравнения описывают трохойду (циклоиду), общее уравнение которой можно записать так: $x = v_{др} t - r \sin \varphi$, $y = R - r \cos \varphi$, где $v_{др}$ – скорость центра катящегося равномерно без скольжения круга радиуса R , r – расстояние точки, описывающей трохойду, от центра круга, φ – угол поворота круга (см. рис. 12.3, где $r = R$ и $v_{др} = v_{др}$). Знак «минус» в уравнении (12.12) определяется выбором системы координат (круг катится под поверхностью катода).

Циклотронная частота электрона определяет угловую скорость качения круга по поверхности катода (или угловую скорость движения электрона по циклоидальной траектории). Тогда полное время пролета электрона к вершине циклоиды и обратно к катоду будет равно $\tau = \frac{2\pi}{\omega_B} = \frac{2\pi m}{eB}$.

Поскольку радиус круга $R = \frac{mE}{eB^2}$ зависит от напряженности магнитного

поля, в пространстве взаимодействия магнетрона могут устанавливаться траектории, при которых электрон будет двигаться со скоростью $v_{др} = \frac{E}{B}$ вдоль

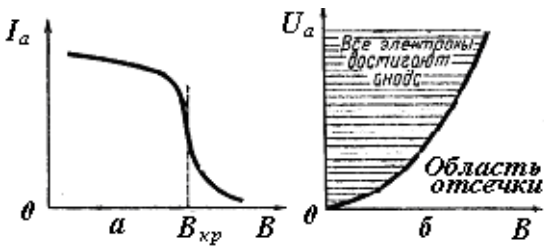


Рис. 12.4. Зависимость анодного тока магнетрона от напряженности магнитного поля при $U_a = const$ (а) и парабола критического режима (б)

поверхности катода по циклоидальной траектории или попадать на анод (при постоянном анодном напряжении и различных значениях напряженности магнитного поля). При $d = 2R$ (d – расстояние между катодом и анодом) электрон будет лишь касаться поверхности

анода. При различных траекториях конвекционный ток на анод будет изменяться от максимального значения (при $d < 2R$) до нулевых (при $d > 2R$) (рис. 12.4). Из условия $d = 2R$ можно определить значение критического магнитного поля $B_{кр}$:

$$B_{кр} = \sqrt{\frac{2mE}{ed}} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2mU_a}{e}}. \quad (12.14)$$

При достижении напряженности магнитного поля значения $B = B_{кр}$ анодный ток резко падает (конечная скорость спадания тока при $B \approx B_{кр}$ связана с диффузией электронов на анод в результате столкновений с молекулами остаточного газа,

начальными тепловыми скоростями электронов и колебаниями, спонтанно возникающими в электронном облаке магнетрона). Еще одной причиной наличия небольших токов в закритическом режиме могут быть возможные коллективные явления, связанные с наличием в пространстве взаимодействия магнетрона плазмы малой плотности [18]. При неизменной величине напряженности магнитного поля получим значение критического анодного напряжения, при котором также будет выполняться условие $d = 2R$:

$$U_{a\text{ кр}} = \frac{eB^2 d^2}{2m}. \quad (12.15)$$

Последнее выражение определяет параболу критического режима (см. рис. 12.4). В области над кривой анодный ток максимален, в области отсечки (под кривой) электроны не могут попадать на анод и движутся вдоль пространства взаимодействия. Отношение анодного напряжения к квадрату напряженности магнитного поля на параболе постоянно и равно

$$\left(\frac{U_a}{B^2}\right)_{\text{кр}} = \frac{ed^2}{2m}. \quad (12.16)$$

Заметим, что несмотря на отсутствие в формулах для критических значений напряженности магнитного поля (12.14) и анодного напряжения (12.15) пространственного заряда, они являются совершенно строгими, а вычисленные с их помощью значения хорошо совпадают с экспериментально измеренными.

Полученные выше формулы для плоского магнетрона верны только при сравнимых радиусах катода и анода, когда $r_r / r_a \approx 1$. При малых значениях r_r / r_a следует решать аналогичную задачу в цилиндрической системе координат. Не приводя решение, запишем выражение для критического магнитного поля:

$$B_{\text{кр}} = \frac{\sqrt{\frac{8m}{e} U_a}}{r_a \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)}. \quad (12.17)$$

После подстановки констант формула (11.15) приводится к следующему виду:

$$B_{\text{кр}} = \frac{6,75\sqrt{U_a}}{r_a \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)} \text{ эс}. \quad (12.18)$$

Соответственно, формулы для критического анодного напряжения и параболы критического режима для цилиндрического магнетрона могут быть

записаны так:

$$U_{a\text{ кр}} = \frac{eB^2 r_a^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)^2}{8m}, \quad (12.19)$$

$$\left(\frac{U_a}{B^2}\right)_{\text{кр}} = \frac{e r_a^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)^2}{8m}. \quad (12.20)$$

Как и в случае плоского магнетрона, выражения для критического магнитного поля являются достаточно строгими и не зависят от формы траекторий электронов.

Подобное рассмотрение предполагает так называемое двухпоточное движение электронов в пространстве взаимодействия (от катода к аноду и обратно по циклоиде). Существует и другой подход, когда траектория движения электронов представляется в виде концентрических окружностей, охватывающих катод. Такое состояние предсказал Бриллюэн (модель однопоточного движения). Эта модель также удобна для расчетов параметров магнетрона. Однако однозначного экспериментального подтверждения бриллюэновского движения в магнетронах не получено и общепринятой считается двухпоточная модель.

Рассмотрим свойства многорезонаторной колебательной системы магнетрона и виды колебаний анодного блока.

Анодный блок современного магнетрона представляет собой колебательную систему, состоящую из большого числа (от 8 до 120) связанных резонаторов (см. рис. 12.1). Каждый из резонаторов имеет связь с пространством взаимодействия посредством щели. В результате взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем электроны движутся по весьма сложным траекториям. Аналитическое решение задачи о движении электронов в генерирующем магнетроне является достаточно сложной задачей. Чтобы понять механизм модуляции электронного потока в магнетроне решим качественно вопрос о структуре СВЧ поля в колебательной системе. Для этого рассмотрим цепочку из N полых резонаторов, расположенных на равных расстояниях по внутренней поверхности анодного блока магнетрона, не конкретизируя тип резонатора. Будем предполагать, что все резонаторы идентичны и каждый из них возбуждается на одном, низшем, типе колебаний. Очевидно, что такую колебательную систему можно рассматривать как плоскую или свернутую в кольцо периодическую замедляющую систему. Условием резонанса в кольцевом резонаторе является целое число длин волн, укладывающееся на длине кольца [3]. Если длина замедленной волны $\lambda_{зам}$, то условие резонанса свернутой в кольцо периодической замедляющей системы можно представить в виде равенства

$$2\pi r_a = n\lambda_{зам}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (12.21)$$

где r_a – радиус анода магнетрона. По сути это же условие резонанса можно записать через разность фаз φ в соседних резонаторах. При обходе вдоль поверхности анодного блока полный сдвиг фаз в замкнутой системе должен быть кратен 2π :

$$N\varphi = 2\pi n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (12.22)$$

Отсюда следует, что разность фаз φ в соседних резонаторах может принимать только строго определенные, дискретные значения, равные

$$\varphi = \frac{2\pi n}{N}. \quad (12.23)$$

Видами колебаний анодного блока называют колебания, отличающиеся значением номера n или величиной сдвига фаз φ . В качестве примера посмотрим, в какой мере будут отличаться друг от друга виды колебаний,

которые могут возбуждаться в анодном блоке с числом резонаторов $N = 8$. Воспользуемся формулой (12.23). Результаты вычислений представлены в таблице 12.1.

Таблица 12.1

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
φ	0	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	π	$\frac{5\pi}{4}$	$\frac{3\pi}{2}$	$\frac{7\pi}{4}$	2π
						$\left(-\frac{3}{4}\pi\right)$	$\left(-\frac{\pi}{2}\right)$	$\left(-\frac{\pi}{4}\right)$	(0)

Начиная с $n = N$, дальнейшее увеличение номера вида колебаний не приводит к появлению физически отличающихся новых видов колебаний. Следовательно, в общем случае анодный блок магнетрона имеет всего N видов колебаний. При $n = 0$ колебания во всех резонаторах происходят синфазно. Если $n = N/2 = 4$ сдвиг фаз равен π , колебания в соседних резонаторах происходят в противофазе. Поскольку этот вид колебаний единственный, он имеет свое название – π -вид. По целому ряду причин, о которых мы еще будем говорить, π -вид колебаний является основным рабочим видом колебаний магнетрона. Очевидно, что он может присутствовать в магнетронах только с четным количеством резонаторов. Это объясняет тот факт, что магнетроны с нечетным числом резонаторов не нашли применение в практике.

Абсолютная величина угла φ определяет длину пути, по которому осуществляется связь между резонаторами, скажем, по магнитному полю (за счет замыкания магнитных силовых линий одного резонатора через другой). Поэтому

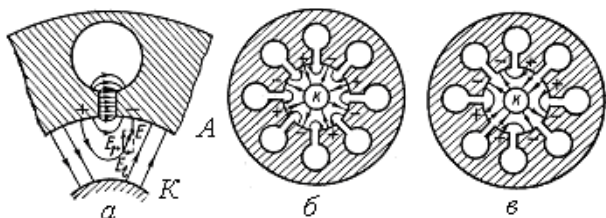


Рис.12.5. Структура электрического поля в пространстве взаимодействия магнетрона (а) при возбуждении π - (б) и $\pi/2$ - вида (в) колебаний

виды колебаний, характеризующиеся различными значениями $|\varphi|$, имеют несколько различающиеся резонансные частоты (несмотря на то, что все резонаторы идентичны).

Следует обратить внимание еще на одну особенность видов колебаний, которые могут возбуждаться в 8-ми резонаторном анодном блоке (см. таблицу 12.1). Виды колебаний с $n = 1$ и $n = 7$

отличаются лишь знаком разности фаз, равной $\pm \frac{\pi}{4}$. Структура поля (т. е.

конфигурация силовых линий электрического и магнитного полей) должна быть для этих видов колебаний одинаковой. Следовательно, должны быть одинаковыми и резонансные частоты. Такие виды колебаний являются вырожденными. То же самое происходит и с видами колебаний с $n = 2$ и $n = 6$, а также с $n = 3$ и $n = 5$. Из N видов колебаний при полной симметрии анодного блока невырожденными являются только виды колебаний с $n = 0$ и $n = N/2$ (π -вид). Таким образом, в N -резонаторном анодном блоке могут возбуждаться

$\left(\frac{N}{2} + 1\right)$ различных видов колебаний. Вырожденные виды обычно не

используются, так как при наличии неоднородности в анодном блоке резонансные частоты вырожденных видов несколько отличаются друг от друга. Устойчивую работу генератора на одной из двух близко лежащих частотах обеспечить сложно. Поэтому π -вид, единственный не вырожденный вид колебаний, является основным и используется в большинстве случаев.

Структура высокочастотного поля в пространстве взаимодействия определяет форму конвекционного тока в магнетроне. Если в многорезонаторном анодном блоке от внешнего генератора возбуждены колебания на частоте, близкой к одной из резонансных частот, то электрическое поле «провисает» через щели в пространство взаимодействия. Электрическое поле и его распределение в пространстве взаимодействия могут быть измерены с помощью электрического зонда. Качественное распределение поля показано на рис. 12.5. По мере удаления от анода напряженность электрического поля будет уменьшаться, вблизи катода оно будет характеризоваться конечной напряженностью. В каждой точке пространства взаимодействия вектор электрического поля \vec{E} можно разложить на радиальную \vec{E}_r и тангенциальную (азимутальную) \vec{E}_t составляющие. Именно существование тангенциальной составляющей играет особенно важную роль в процессе модуляции электронного потока.

Точное аналитическое решение задачи о распределении электрического поля в пространстве взаимодействия достаточно сложно. Для понимания процессов формирования конвекционного тока оказывается достаточным рассмотрение общих закономерностей распределения поля вдоль анодного блока.

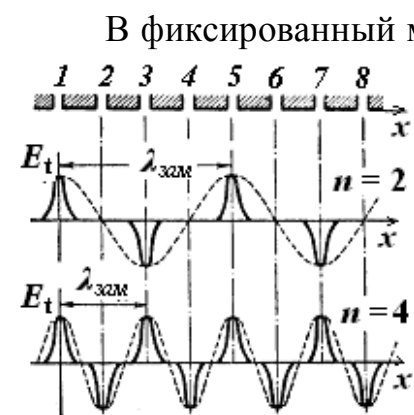


Рис.12.6. Распределение E_t по поверхности анодного блока по поверхности анодного блока магнетрона при $n = 2$ и $n = 4$

В фиксированный момент времени структура электрического поля стоячей волны в пространстве взаимодействия определяется номером вида колебаний n . Значение n определяет количество полных периодов поля при обходе вдоль анодного блока (см. рис. 12.6). На рисунке показано распределение тангенциальной составляющей электрического поля в случае возбуждения в пространстве взаимодействия $\pi/2$ ($n = 2$) и π -вида ($n = 4$) колебаний. Пунктирная кривая – соответствующая стоячая волна. (Высокочастотное магнитное поле при $v \ll c$ можно не принимать во внимание, так как его влияние по сравнению с электрическим полем мало). Графики построены для случая, когда в первом резонаторе поле

максимально. Аналогичные распределения поля можно построить и для других видов колебаний, а также и для радиальной составляющей поля. Максимум радиальной составляющей сдвинут на четверть пространственного периода по оси x по отношению к максимуму тангенциальной составляющей электрического поля. С физической точки зрения поле в пространстве взаимодействия является пульсирующим и имеет характер стоячей волны (как сумма двух бегущих вдоль анодного блока волн).

Замедляющая система анодного блока представляет собой систему периодическую, длина пространственного периода вдоль поверхности анода равна $\Lambda = \frac{2\pi r_a}{N}$. Фазовую скорость основной волны можно определить из условия, что путь Λ между двумя соседними резонаторами, волна пробегает за время Δt , связанное с разностью фаз колебаний в соседних резонаторах условием $\varphi = \omega \Delta t$ (ω – круговая частота, близкая к резонансной). Так как $\varphi = \frac{2\pi n}{N}$, обозначая соответствующую n -виду колебаний фазовую скорость через $(v_\phi)_n$, получим

$$(v_\phi)_n = \frac{\Lambda}{\Delta t} = \frac{2\pi r_a}{N} \frac{\omega}{\varphi} = \frac{2\pi r_a}{N} \frac{\omega N}{2\pi n} = \frac{\omega r_a}{n}. \quad (12.24)$$

Соответствующая угловая скорость вращения волны в цилиндрическом многорезонаторном магнетроне будет равна

$$\Omega_n = \frac{(v_\phi)_n}{r_a} = \frac{\omega}{n}. \quad (12.25)$$

Для учета пространственных гармоник (т. е. волн, имеющих одинаковые частоты, но разные фазовые постоянные $\beta_p = \beta + \frac{2\pi p}{L}$, $p = 0, \pm 1, 2, \dots$ связаны с наличием неоднородностей в замедляющей системе) представим себе наблюдателя, движущегося равномерно вдоль поверхности анода и регистрирующего величину ВЧ поля около каждой из щелей. Наблюдатель будет фиксировать одинаковую фазу поля в щелях при условии, что время, за которое он проходит расстояние между двумя резонаторами, связано со временем пробега волны Δt соотношением $t_2 - t_1 = \Delta t + pT = \frac{2\pi n}{\omega N} + pT$. Через t_1 и t_2 обозначены моменты времени, соответствующие прохождению наблюдателя центров двух соседних щелей резонатора. Скорость, с которой при этом должен двигаться наблюдатель, должна быть равна

$$v = \frac{2\pi r_a}{N(t_2 - t_1)} = \frac{2\pi r_a}{N\left(\frac{2\pi n}{\omega N} + pT\right)} = \frac{2\pi r_a}{2\pi N\left(\frac{n}{\omega N} + \frac{p}{\omega}\right)} = \frac{r_a \omega N}{N(n + pN)} = \frac{r_a \omega}{n + pN}.$$

Постоянство фазы высокочастотного поля, отмечаемое наблюдателем, можно истолковать как указание на существование бегущих волн, имеющих фазовые скорости

$$(v_\phi)_{np} = \frac{r_a \omega}{n + pN}. \quad (12.26)$$

Реальное пульсирующее поле в пространстве взаимодействия можно разложить на две совокупности волн, бегущих во взаимно противоположных направлениях вокруг катода. Угловая скорость p -ой пространственной гармоники n -вида колебаний будет равна

$$\Omega_{np} = \frac{(v_\phi)_{np}}{r_a} = \frac{\omega}{n + pN}. \quad (12.27)$$

При $p = 0$ (в отсутствие пространственных гармоник) приходим к формуле (12.25). Чем выше номер вида колебаний n и чем больше номер пространственной гармоники p , тем меньше фазовая (12.26) и угловая (12.27) скорости. Волна с $p = 0$ имеет при данном n наибольшую фазовую скорость и называется основной.

Таким образом, колебательная система анодного блока представляет собой не что иное, как пространственно-периодическую замедляющую систему. Коэффициент замедления, который может быть обеспечен, будет равен

$$K_{np} = \frac{c}{(v_\phi)_{np}} = \frac{\lambda(n + pN)}{2\pi r_a}, \quad (12.28)$$

где λ – рабочая длина волны в свободном пространстве. Сделаем оценки величины коэффициента замедления, полагая, что $r_a = 0,5$ см, а $\lambda = 10$ см. Результаты вычислений – в таблице 12.2.

Таблица 12.2

p	$K_{np} = \frac{c}{(v_\phi)_{np}}$				
	$n = 0$	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$
0	0	3,18	6,36	9,54	12,7
+1	25,5	28,7	31,8	35,0	38,2
-1	-25,5	-22,3	-19,1	-15,9	-12,7

Видно, что при $p = 0$ наиболее медленные волны среди основных – волны π -вида. Они имеют самый большой коэффициент замедления. Подход, основанный на представлении о бегущих волнах, облегчает рассмотрение взаимодействия электронного потока с полем и условий возбуждения колебаний в магнетронах.

Следующим шагом в рассмотрении свойств колебательной системы магнетрона является нахождение резонансных частот каждого из видов колебаний. Однако строгий расчет методами теории поля требует точного знания характера связи между резонаторами. Приведем результаты расчета эквивалентной схемы магнетрона, колебательная система которого состоит из N одинаковых резонаторов. Если связь между резонаторами осуществляется только за счет емкости сегментов анода на катод, то резонансная длина волны n -го вида колебаний будет равна

$$\lambda_n = \lambda_0 \sqrt{1 + \frac{C'}{2C \left(1 - \cos \frac{2\pi n}{N}\right)}}, \quad (12.29)$$

где C' – сосредоточенная емкость между одним сегментом анода и катодом, C – эквивалентная емкость одиночного резонатора, λ_0 – резонансная длина волны одиночного резонатора. В противном случае, если связь осуществляется за счет только взаимной индуктивности M между соседними резонаторами, спектр видов колебаний определяется следующим выражением:

$$\lambda_n = \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{2M}{L} \cos \frac{2\pi n}{N}}. \quad (12.30)$$

Здесь L – эквивалентная индуктивность одиночного резонатора.

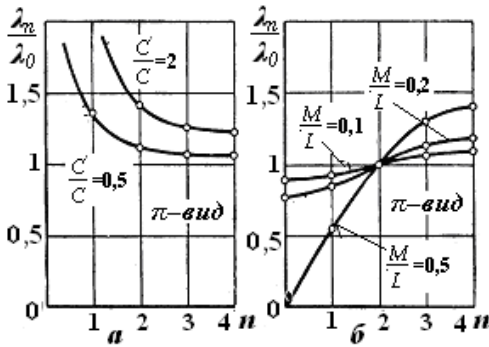


Рис. 12.7. Спектры видов колебаний при $N = 8$ с учетом связи за счет емкости сегментов (а) и за счет взаимной индуктивности между резонаторами (б)

На рис. 12.7 приведены результаты расчетов по формулам (12.29) и (12.30) резонансных длин волн при $N = 8$ для различных соотношений C'/C и M/L . Для наглядности на графиках точки соединены сплошными кривыми, хотя физический смысл имеют только целочисленные значения n . Непрерывная кривая $\lambda = f(n)$ или, что то же самое, $\lambda = f(\varphi)$, представляет собой дисперсионную характеристику нерезонансной замедляющей системы, которую и представляет анодный блок магнетрона. Поскольку угол φ обратно пропорционален фазовой скорости волны, следует, что в первом случае (с учетом только емкостной связи) дисперсия нормальная, а во втором (связь за счет индуктивности) – аномальная.

Спектр видов колебаний (см. рис. 12.7 а) таков, что длина волны (и частота, соответственно) π -вида лишь незначительно отличается от длины волны вида колебаний с $n = \frac{N}{2} - 1$. Разность частот соседних колебаний называют разделением частот и выражают в процентах по отношению к резонансной частоте π -вида. Разделение частот можно определить, если воспользоваться формулой

$$\frac{\Delta f}{f_n} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_n} = \frac{\left| \lambda_{\frac{N}{2}} - \lambda_{\frac{N}{2}-1} \right|}{\lambda_{\frac{N}{2}}}. \quad (12.31)$$

Чем больше разделение частот, тем стабильнее может быть работа магнетрона. Из графиков видно, что разделение частот в рассматриваемом случае невелико (от 1 до 1,5 %). Как следует из (12.28), с увеличением числа резонаторов разделение частот уменьшается. Чем больше диаметр катода и поверхность сегмента (чем больше емкость C'), тем значительнее разделение видов колебаний $\frac{N}{2}$ и $\left(\frac{N}{2} - 1\right)$. В случае индуктивной связи между резонаторами резонансная частота π -вида может лежать как выше, так и ниже частот других видов колебаний и резонансной частоты изолированных резонаторов. В обоих случаях разность частот видов колебаний $\frac{N}{2}$ и $\left(\frac{N}{2} - 1\right)$ оказывается небольшой и уменьшается при увеличении числа резонаторов.

В действительности связь между резонаторами оказывается более сложной, чем предполагалось при выводе формул (12.28) и (12.29).

Для обеспечения устойчивой работы магнетронного генератора желательно иметь разделение резонансных частот видов колебаний $\frac{N}{2}$ и $\left(\frac{N}{2}-1\right)$

порядка $10 \div 20$ %. Разделение частот не должно быть меньше полосы пропускания анодного блока на π -виде колебаний.

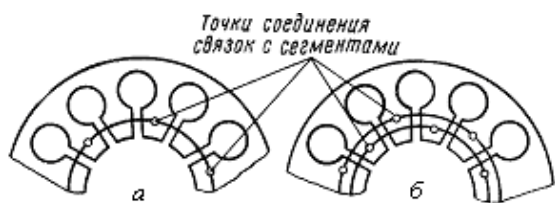


Рис. 12.8. Одинарные (а) и двойные (б) кольцевые связки для увеличения разделения видов колебаний

между собой соответственно только четные и только нечетные сегменты анода.

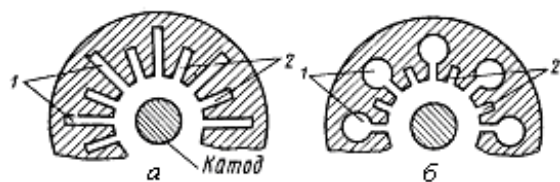


Рис. 12.9. Примеры устройства разнорезонантных анодных блоков

Связки представляют собой проволочные или ленточные кольца или скобки, соединяющие

Связки располагаются на обоих торцах анодного блока. Поскольку сегменты соединяются через один, связки обеспечивают противофазные колебания (π -вид), при этом сильно возмущая другие виды колебаний, для которых разность фаз отличается от π . Разнорезонантные анодные блоки (рис. 12.9) состоят из группы

«больших» (длинноволновых – 1) и группы «маленьких» (коротковолновых – 2) резонаторов. В результате резонансные частоты состоят из двух соответствующих групп. При этом резонанс π -вида лежит между двумя этими группами и оказывается достаточно хорошо выделенным по частоте.

После рассмотрения задачи о движении электрона в статических скрещенных электрическом и магнитном полях и свойств колебательной системы магнетрона можно перейти к анализу механизма модуляции электронного потока в пространстве взаимодействия. Проведем качественный анализ электронных процессов в многорезонаторном магнетроне в установленном режиме. Будем полагать, что в одном из резонаторов уже возбуждены колебания поля на одном из выбранных видов колебаний анодного блока. В таком случае характер движения электронов будет определяться воздействием на них скрещенных постоянных электрического и магнитного полей, а также высокочастотного электрического поля. Рассмотрим качественно, как изменится траектория движения электрона в статических полях при наличии малых высокочастотных колебаний.

Наиболее эффективным воздействие высокочастотного поля на электроны будет наблюдаться в условиях длительного их взаимодействия (когда электрон находится в течение продолжительного времени в одной и той же фазе по отношению к высокочастотному электрическому полю). Условие постоянства фазы может быть представлено условием равенства фазовой скорости волны и средней дрейфовой скорости движения электрона вдоль анодного блока (скорости, с которой катится круг по поверхности катода):

$$(v_{\phi})_{np} = v_{\partial p}. \quad (12.32)$$

Соотношение (12.32) представляет собой условие синхронизма, при выполнении которого должно происходить эффективное взаимодействие электронного потока с полем бегущей волны.

Воспользуемся уже знакомым нам методом пробных электронов и

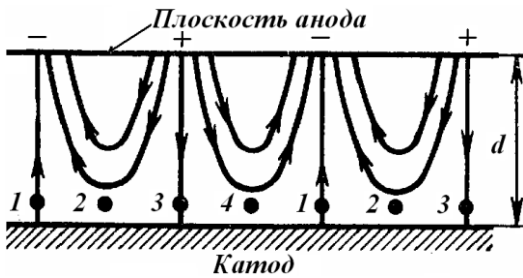


Рис. 12.10. Структура электрического поля бегущей волны в пространстве взаимодействия многорезонаторного магнетрона

посмотрим, как будет изменяться их траектория движения в поле волны с $(v_{\phi})_{np}$ (рассмотрение будем проводить в системе координат, связанной с волной, см. рис. 12.10). На следующем рисунке (рис. 12.11) показано результирующее электрическое поле, существующее в точках, где находятся характерные электроны. Результирующее поле представляет собой суперпозицию постоянного радиального электрического и радиальной или тангенциальной

электрических составляющих поля волны в точках, где первоначально находятся пробные электроны №1 и 3, а также №2 и 4. Видно, что на электроны №1 и 3 воздействует результирующее электрическое поле, не изменяющее своего направления, а лишь отличающееся по величине (на электрон №1 – меньшее, на электрон №3 – большее по величине).

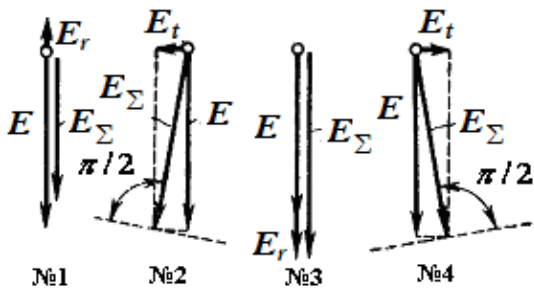


Рис. 12.11. Результирующее электрическое поле, действующее на пробные электроны

В результате электрон №1 (как и электрон №3) не будет изменять направление своего движения, а лишь уменьшит скорость дрейфа (а электрон №3 – увеличит). В результате электрон №1 начнет отставать от бегущей волны, постепенно смещаясь к электрону №4, а электрон №3 наоборот – ускорится, но тоже сместится к электрону №4.

Отличная ситуация будет наблюдаться в точках, где находятся электроны №2 и 4. Здесь в результате сложения постоянного радиального электрического поля с тангенциальной составляющей поля волны результирующая напряженность не будет сильно отличаться от E (величина $E_t \ll E$), но вектор напряженности поля будет поворачиваться в одну или другую сторону (см. рис. 12.11). В результате, при практически неизменной скорости дрейфа, электроны №2 и 4 будут изменять направление своего движения – линия (на рисунке пунктирная линия), по которой катится круг циклоиды, будет изменять угол наклона по отношению к катоду. Теперь электрон №2 будет смещаться к катоду (попадает на катод после одного периода циклоиды), а №4 – к аноду (см. рис. 12.12). (Так будут выглядеть траектории движения электронов относительно неподвижной системы координат при выполнении условия синхронизма.) В результате электрон №2 возвращается на катод, а электрон №4 будет длительное время находиться в области максимального тормозящего тангенциального поля. Он будет при каждом циклоидальном колебании терять часть своей потенциальной энергии,

перемещаясь при этом к аноду. С точки зрения передачи энергии от электрона полю электрон №4 является наиболее эффективным. Напомним, что электроны №1 и 3 постепенно смещаются к №4, также попадая в тормозящее поле и переходя в категорию благоприятных электронов для генерации СВЧ колебаний.



Рис. 12.12. Траектории движения «благоприятного» (4) и «неблагоприятного» (2) электронов в пространстве взаимодействия

Таким образом, наличие в пространстве взаимодействия переменного электрического поля приводит к сортировке электронов. Благоприятные электроны отдают полю больше энергии, чем забирают неблагоприятные. В результате малые колебания в условиях синхронизма (12.32) должны нарастать – будет иметь место самовозбуждение магнетрона.

Наличие электронов, попадающих на катод при $V > V_{кр}$, может объяснить также наблюдаемый достаточно большой конвекционный ток в режиме колебаний. «Неблагоприятные» с точки зрения возбуждения колебаний электроны, попадая на катод, вызывают его дополнительный разогрев и значительную вторичную электронную эмиссию. Этот эффект необходимо учитывать при разработке и эксплуатации магнетронов.

В результате сортировки в пространстве взаимодействия образуются

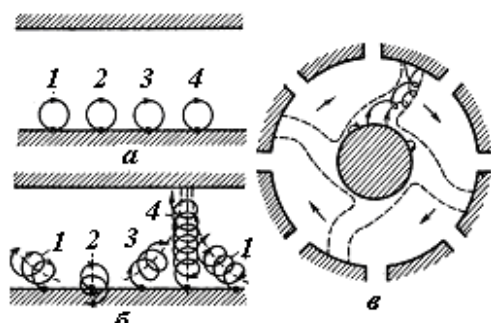


Рис. 12.13. Движение пробных электронов в системе координат замедленной волны в отсутствие (а) и при наличии (б, в) высокочастотных колебаний

сгустки относительно тех электронов, которые начали свое движение в максимуме тормозящего тангенциального поля. Модуляция электронного потока по плотности происходит, таким образом, автоматически, без участия какого-либо специально созданного внешнего управляющего устройства. Основную роль в группировке (фазовой фокусировке) в магнетроне играет радиальная составляющая высокочастотного электрического поля. Роль тангенциальной составляющей сводится в основном к отбору энергии от электронного потока.

Процесс формирования сгустков можно наглядно проследить в системе координат, двигающейся со скоростью замедленной волны. В этой системе при отсутствии колебаний центры катящихся кругов, определяющих реальные траектории электронов, остаются неподвижными. Каждый электрон описывает при этом в движущейся системе замкнутую окружность, как показано на рис. 12.13а.

Действие радиальной и тангенциальной составляющих поля приводит к тому, что центры катящихся кругов для пробных электронов начинают постепенно смещаться, как показано на рис. 12.13б. Видно, что электрон №4 вместе с присоединившимися к нему электронами 1 и 3 «поднимается» к аноду, в то время как наиболее «неблагоприятный» электрон 2 попадает на катод. Все электронное облако, вращающееся вокруг катода в условиях синхронизма (12.32)

с угловой частотой Ω_{np} (12.27), разбивается на дискретные сгустки – спицы, простирающиеся от «втулки» пространственного заряда к аноду (рис. 12.13в). Огибающая спиц в цилиндрическом магнетроне в фиксированный момент времени, построенная по результатам численных расчетов, показана на рис. 12.13в.

Полное число спиц в генерирующем магнетроне может быть определено, если учесть, что каждому максимуму тормозящего тангенциального поля соответствует одна спица. В соответствии с условием (12.21) ($2\pi r_a = n\lambda_{зам}, n = 0, 1, 2, \dots$) при работе на основной гармонике ($p = 0$) количество замедленных длин волн в точности равно номеру вида колебаний n . Следовательно, при виде колебаний $n = 1$ имеется всего одна спица, при $n = 2$ две спицы и т.д. В случае возбуждения π -вида колебаний в магнетроне будет существовать наибольшее из возможных число спиц пространственного заряда – $\frac{N}{2}$. В этом случае скорость вращения спиц будет наименьшей.

Если синхронизировать электронное облако с одной из пространственных гармоник с $p \neq 0$, то количество спиц должно равняться $|n + pN|$. Скорость вращения спиц должна соответственно уменьшиться. Заметим, что поля пространственных гармоник резко убывают в радиальном направлении от поверхности анода. Поэтому возбуждение магнетрона даже при $p = \pm 1$ не может быть полностью описано рассмотренным механизмом образования спиц пространственного заряда.

Условие самовозбуждения многорезонаторного магнетрона можно получить, исходя из уравнения (12.32). При выполнении условия $(v_\phi)_{np} = v_{др}$ электроны должны передавать электромагнитному полю максимально возможную энергию. При этом всякое первоначальное колебание, возникающее в анодном блоке магнетрона, должно нарастать до тех пор, пока не начнут действовать ограничивающие нелинейные эффекты.

Подставим в (12.32) выражение для фазовой скорости (12.26) ($(v_\phi)_{np} = \frac{r_a \omega}{n + pN}$), а вместо r_a – средний радиус пространства взаимодействия,

равный $r_{cp} = \frac{r_a + r_k}{2}$ (полагаем при этом, что $r_k / r_a \approx 1$). Тогда фазовая скорость волны в пространстве взаимодействия будет равна

$$(v_\phi)_{npcp} = \frac{\omega(r_a + r_k)}{2(n + pN)}. \quad (12.33)$$

Средняя скорость движения электронов определяется дрейфовой скоростью – $v_{др} = \frac{E}{B}$. С учетом этого условие синхронизма принимает вид:

$$\frac{E}{B} = \frac{\omega(r_a + r_k)}{2(n + pN)}. \quad (12.34)$$

Подставим сюда напряженность электрического поля в виде $E \approx \frac{U_a}{r_a - r_k}$, а вместо частоты ω резонансную частоту ω_n (поскольку частота генерации определяется в основном резонансной частотой данного вида колебаний). Получим, что

$$U_a = \frac{\omega_n(r_a^2 - r_k^2)}{2(n + pN)} B. \quad (12.35)$$

Это уравнение дает соотношение анодного напряжения и напряженности магнитного поля, при котором должно происходить самовозбуждение многорезонаторного магнетрона для любого вида колебаний (с заданными n и p). Отношение U_a/B – величина постоянная для данного магнетрона при заданных значениях n и p . На рисунке 12.14 представлена зависимость $U_a = f(B)$ для $p = 0$ совместно с параболой критического режима. Видно, что прямые линии, определяемые уравнением (12.35), проходят через начало координат и пересекают параболу. Условиям самовозбуждения соответствуют лишь те участки прямых, которые лежат в области отсечки (ниже параболы критического режима, выделены сплошными линиями). Из рис. 12.14а следует, что для каждого вида колебаний существует оптимальное соотношение между анодным напряжением и напряженностью магнитного поля, при фиксированном значении B увеличение анодного напряжения будет приводить к возбуждению следующего вида колебаний (от $n = 4$ к более низким значениям). Генерируемая мощность будет проходить максимум, соответствующий n -му виду колебаний,

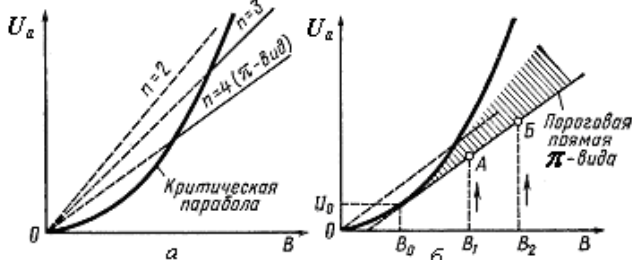


Рис. 12.14. Графическая трактовка условий самовозбуждения (в соответствии с уравнением (12.35) (а) и с учетом порогового напряжения (12.36) (б))

уменьшаться и вновь увеличиваться, достигая максимума, соответствующего следующему виду колебаний. Следовательно, будет существовать промежуточная область неустойчивой генерации, где небольшие изменения анодного напряжения будут приводить к скачкообразному переходу с одного вида колебаний на другой. Отметим также, что без учета пространственных гармоник, для π -вида колебаний

характерно наименьшее значение анодного напряжения.

Одним из признаков возбуждения колебаний является протекание конвекционного электронного тока в анодной цепи магнетрона («благоприятные» электроны попадают на анод). Постоянное анодное напряжение, при котором бесконечно малая амплитуда СВЧ колебаний в резонаторной системе обеспечивает попадание электронов на анод в случае $B > B_{кр}$, называется пороговым напряжением магнетрона U_n . Более подробный анализ условий самовозбуждения цилиндрического магнетрона приводит к уравнению, связывающему пороговое напряжения с напряженностью магнитного поля, получившему название «уравнение Хартри» (вывод его здесь опускается):

$$U_n = \frac{\omega_n (r_a^2 - r_k^2)}{2(n + pN)} B - \frac{mr_a^2}{2e} \left(\frac{\omega_n}{n + pN} \right)^2. \quad (12.36)$$

Мы видим, что первый член в (12.35) полностью совпадает с правой частью (12.35). Для фиксированных значений n и p пороговая прямая параллельна прямой самовозбуждения и не проходит через начало координат (см. рис. 12.14б). Координаты точки касания U_0 и B_0 определяются уравнениями

$$U_0 = \frac{mr_a^2}{2e} \frac{\omega_n^2}{(n + pN)^2} \text{ и } B_0 = \frac{2m}{e} \frac{\omega_n}{\left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right) n + pN}. \quad (12.37)$$

Напряжение U_0 иногда называют напряжением синхронизации, оно имеет следующий физический смысл: при $U_a = U_0$ электроны, движущиеся вблизи анода параллельно его поверхности, оказываются как раз в синхронизме с полем бегущей волны. Между пороговой прямой и параболой критического режима расположена зона генерации магнетрона (заштрихована на рис. 12.14б). Рабочее анодное напряжение магнетрона должно быть равным $U_a \geq U_n$. В реальных магнетронах зона генерации близка к изображенной на рис. 12.14б, но ее нижняя граница проходит обычно несколько ниже и параллельно линии Хартри. Ширина зоны генерации зависит от степени нагруженности колебательной системы магнетрона и от эмиссионной способности катода.

Коэффициент полезного действия магнетрона достаточно высок. Без вывода приведем формулу для вычисления электронного КПД:

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{U_a}{U_{a\text{кр}}} \left(\frac{B_{кр}}{B} \right)^2. \quad (12.38)$$

Типичные значения полного КПД магнетронов составляют от 60 – 70 % в дециметровом диапазоне и до 20 – 30% в сантиметровом.

13. Лампы бегущей (ЛБВ) и обратной (ЛОВ) волны О-типа

Существенным недостатком уже рассмотренных нами приборов СВЧ диапазона является ограниченная возможность изменения частоты генерации. Связано это с принципиальной особенностью этих приборов (клистронов, магнетронов) – их колебательная система резонансная. Известен и другой класс СВЧ приборов, в основе которых лежит взаимодействие электронного потока с полем бегущей электромагнитной волны, создаваемой с помощью нерезонансной колебательной системы. Взаимодействие электронов с полем в этих приборах носит длительный характер. Приборы эти отличаются значительно большей широкополосностью [15]. В качестве колебательной системы используются замедляющие системы. Для обеспечения длительного взаимодействия электронов с полем необходимо обеспечить соблюдение условия фазового синхронизма, которое в этом случае связано с приблизительным равенством скорости электронов и фазовой скорости волны:

$$v_0 \approx v_{\phi}. \quad (13.1)$$

Направление движения электронов должно совпадать с направлением распространения волны. При выполнении условия (13.1) возможна скоростная модуляция электронного потока, затем модуляция по плотности, а после модуляции потока по плотности передачи энергии полю бегущей волны.

Скорость электронов всегда меньше скорости света. Для выполнения условия (13.1) необходимо, чтобы и фазовая скорость волны также была малой. Поэтому в лампах бегущей волны используются замедляющие структуры с коэффициентом замедления примерно $2 \div 50$.

Хорошо известно, что поле пространственно-периодических структур содержит бесчисленное множество прямых и обратных пространственных гармоник, имеющих различные фазовые скорости и отличающихся направлением движения вдоль структуры. Изменяя направление движения электронов, можно удовлетворить условию синхронизма (13.1) для одной из пространственных гармоник. Другими словами, имеется принципиальная возможность обеспечить взаимодействие электронного потока как с прямыми, так и с обратными пространственными гармониками. В первом случае речь идет об использовании замедляющих систем с положительной дисперсией, во втором – с отрицательной. Под дисперсионной характеристикой замедляющей системы понимается зависимость фазовой скорости от частоты. Дисперсией определяется ширина полосы частот устройства. Чем слабее дисперсия, тем больше полоса частот, в пределах которой при заданной скорости электронов обеспечивается выполнение условия синхронизма. Применяя такие замедляющие системы, как спиральная линия, можно получить полосу частот порядка 50 – 100% от средней частоты.

На основе принципов взаимодействия электронного потока с прямыми (или с основной волной) и с обратными пространственными гармониками, о которых речь шла выше, были созданы приборы СВЧ диапазона двух типов. Первые получили название «лампы бегущей волны» (сокращенно ЛБВ, хотя правильно было бы называть их лампами прямой волны!). Вторые – «лампы обратной волны» (или ЛОВ). Следует заметить, что на самом деле лампами бегущей волны по принципу действия являются как ЛБВ, так и ЛОВ.

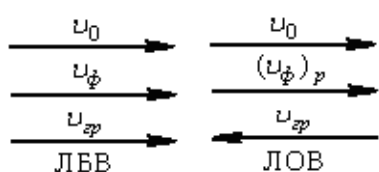


Рис. 13.1 Направление скорости движения электронов, фазовой и групповой скоростей волн в ЛБВ и ЛОВ

Отличительной особенностью ЛБВ является то, что направление движения электронов совпадает с направлением фазовой скорости основной волны или прямой пространственной гармоники и с направлением скорости групповой (см. рис. 13.1). В ЛОВ

электронный поток движется в одном направлении с обратной пространственной гармоникой, групповая скорость имеет противоположное направление. Следовательно, в ЛОВ электроны движутся навстречу потоку энергии. Эти особенности определяют расположение вывода энергии в ЛБВ и в ЛОВ. В лампах прямой волны вывод энергии расположен со стороны коллектора, а в лампах обратной волны – на конце замедляющей системы, обращенной к источнику электронов.

Лампы прямой и обратной волны (как и другие приборы СВЧ диапазона – пролетные клистроны, магнетроны) различаются по направлению и назначению внешнего магнитного поля. К первой группе приборов относятся приборы, в которых используется продольное магнитное поле (либо оно просто отсутствует). Это приборы О-типа. Роль магнитного поля сводится к фокусировке прямолинейного электронного потока. Вторая группа ламп прямой и обратной волны отличается наличием поперечного магнитного поля (как в магнетронах, давших название этой группе приборов – приборы М-типа). В этом случае магнитное поле определяет траекторию движения электронов.

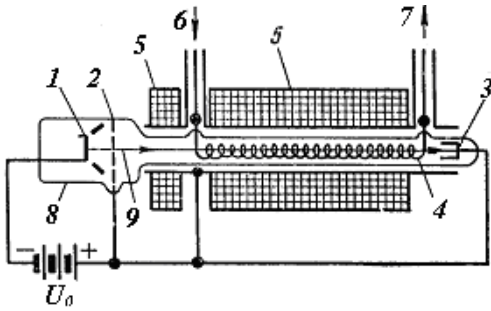


Рис. 13.2. Схема устройства усилительной ЛБВ О-типа

Устройство и принципы работы ЛБВ О-типа рассмотрим на примере усилительной лампы (см. рис. 13.2). Электронный источник, состоящий из катода 1 и ускоряющего электрода 2, создает пучок, электроны в котором движутся со скоростью $v_0 = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}$. Электронный пучок 9 попадает в замедляющую спиральную линию 4, на вход 6 которой подается сигнал малой амплитуды. Выход колебательной системы 7 находится у коллектора 3, роль которого сводится к сбору электронов, уже отдавших свою энергию высокочастотному полю. Для фокусировки электронного потока используется стационарное продольное магнитное поле, которое создается с помощью соленоида 5. Все устройство помещено в стеклянную колбу 8.

На начальном участке замедляющей линии 4 происходит модуляция электронного потока по скорости (см. раздел №8, рис. 8.8 и 8.9). Формирующиеся по мере продвижения вдоль спирали сгустки наводят в той же спирали ток и создают тормозящее высокочастотное поле. Взаимодействие сгустков электронов с тормозящим полем приводит к передаче энергии и усилению входного сигнала. Видно, что в отличие от клистрона, в лампах бегущей волны нельзя выделить участки устройства, на которых происходит модуляция по скорости, по плотности и передача энергии от потока полю, хотя картина происходящих процессов не отличается от общей схемы любого электронно-лучевого прибора СВЧ диапазона.

Максимальный коэффициент усиления ЛБВ достигается при выполнении условия синхронизма (13.1). Фазовая скорость волны в спиральной линии равна

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi a}{s}\right)^2}} \quad (6.1).$$

При малом шаге спирали $((2\pi a)^2 \gg s^2)$ фазовая скорость

$$v_\phi \approx c \frac{s}{2\pi a}, \quad (13.2)$$

где Ψ – шаговый угол спирали с плоскостью, перпендикулярной к оси спирали $\left(\sin \Psi = \frac{s}{\sqrt{(2\pi a)^2 + s^2}} \right)$. Подставив в условие синхронизма (13.1) фазовую скорость (13.2) и скорость электронов, можно найти оптимальное ускоряющее напряжение $(U_0)_{opt}$, при котором будет достигаться максимально возможный коэффициент полезного действия:

$$(U_0)_{opt} = \frac{mc^2}{8\pi^2 e} \left(\frac{s}{a} \right)^2 \approx 0,65 \cdot 10^4 \left(\frac{s}{a} \right)^2. \quad (13.3)$$

Это уравнение не учитывает дисперсии, имеющейся у спиральной замедляющей системы, и влияния диэлектрических опор спирали на величину фазовой скорости. Тем не менее, пользуясь формулой (13.3), можно приближенно оценить рабочее ускоряющее напряжение. Если $s = 1$ мм, $a = 2$ мм, то $(U_0)_{opt} = 1625$ В.

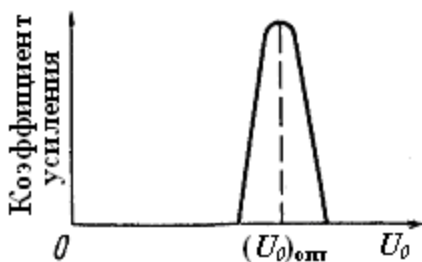


Рис. 13.3. Зависимость коэффициента усиления ЛБВ О-типа от постоянного ускоряющего напряжения при фиксированной частоте

Показанная на рисунке 13.3 зависимость коэффициента усиления от напряжения представляет собой лишь качественную характеристику. Тем не менее, максимум кривой соответствует оптимальному напряжению, вычисленному по формуле (13.3). Данные измерений подтверждают существование подобной

зависимости, по крайней мере, в режиме малых амплитуд.

Подобные ЛБВ нашли широкое применение в качестве усилителей в широком диапазоне подаваемых на вход амплитуд. Применяются они в системах многоканальной радиорелейной связи, в качестве бортовых усилителей космической связи на искусственных спутниках и т. д. Реальная величина коэффициента полезного действия мощных ЛБВ оказывается обычно несколько меньше, чем у мощных многорезонаторных клистронов, и составляет примерно $30 \div 40$ %. Постепенно уменьшая фазовую скорость волны вдоль оси замедляющей системы, можно увеличить электронный КПД ЛБВ. Электроны, теряя свою кинетическую энергию, будут продолжать находиться в синхронизме с волной и передавать ей свою энергию. Существуют и другие способы увеличения КПД. Например, путем непрерывного или скачкообразного повышения скорости электронов при их движении вдоль замедляющей системы, снижение постоянного напряжения на коллекторе по отношению к ускоряющему напряжению. Наконец, можно перейти от отбора средней кинетической энергии электронов к отбору энергии потенциальной (как в магнетронных генераторах типа бегущей волны). Такой принцип взаимодействия электронов с полем нашел применение в ЛБВ М-типа.

В последние годы наблюдается повышенный интерес к усовершенствованию ламп бегущей волны с целью повышения коэффициента полезного действия. Можно сослаться на работы, проводимые в Белорусском государственном университете информатики и радиоэлектроники (г. Минск). В докладе [19] «Достижения в повышении КПД спутниковых ЛБВ-О»

сообщалось, что КПД современных ЛБВ О-типа мощностью масштаба 100 Вт составляет 74 %. Достигнуто это за счет использования спиральных замедляющих систем с переменным шагом. Было отмечено, что за последние 10 лет КПД удалось увеличить приблизительно в 2 раза и в перспективе он может быть доведен до 85%. Цена 1% КПД спутниковых ЛБВ О-типа на международном рынке подобных систем составляет примерно 5 млн. долларов США.

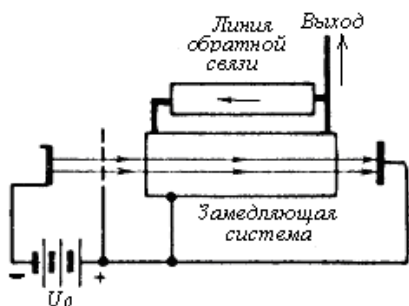


Рис. 13.4. Схема генератора на ЛБВ с внешней обратной связью

Лампы бегущей волны могут быть использованы также и в качестве генераторов СВЧ колебаний если создать положительную обратную связь. На рисунке 13.4 приведен пример ЛБВ, в котором используется внешняя обратная связь. В качестве цепи обратной связи может быть применен

отрезок обычной коаксиальной линии или волновода с фазосдвигающим устройством.

Перейдем к рассмотрению принципа действия и устройства лампы обратной волны (ЛОВ) О-типа. Схема генератора на ЛОВ изображена на рис. 13.5. Как мы

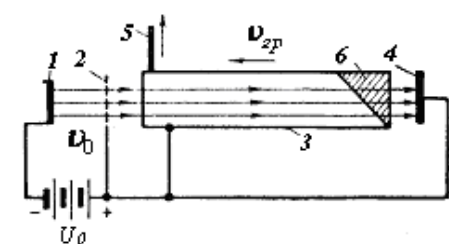


Рис. 13.5. Схема генераторной лампы обратной волны О-типа.
1 – катод, 2 – анод, 3 – ЗС, 4 – коллектор, 5 – вывод энергии, 6 – согласованная нагрузка

видим, общее построение этой лампы совпадает в общих чертах со схемой ЛБВ О-типа. Отличие связано исключительно с расположением вывода энергии – он находится вблизи источника электронов. Согласованная нагрузка 6 устраняет отраженные волны в замедляющей системе лампы.

Принцип работы ЛОВ О-типа можно пояснить, если предположить, что со стороны коллектора в замедляющую систему каким-либо способом введен СВЧ сигнал. Следовательно, вдоль замедляющей системы навстречу электронному потоку будет распространяться

электромагнитная волна с групповой скоростью v_{gp} . Фазовая скорость основной и прямых (положительных) пространственных гармоник будет также направлена в сторону источника электронов. Эффективное взаимодействие между пучком и этими волнами будет отсутствовать. Направление фазовой скорости обратных (отрицательных) пространственных гармоник будет совпадать с направлением движения электронного потока, т. е. она будет направлена от источника к коллектору. Теперь условие синхронизма для лампы обратной волны запишем в виде

$$v_0 \approx |v_{\phi}|_p, p < 0. \quad (13.4)$$

Тогда электроны, поочередно проходя мимо неоднородностей, попадают в одну и ту же фазу высокочастотного продольного поля и взаимодействуют с полем синхронной гармоники таким же образом, как при существовании только одной замедленной волны в ЛБВ. Часть кинетической энергии будет передаваться СВЧ полю. Подставим в (13.4) значение фазовой скорости пространственной

гармоники в виде $(\nu_\phi)_p = \frac{\omega}{\beta_p}$, где $\beta_p = \beta_0 + \frac{2\pi p}{\lambda_{зам}}$, β_0 – фазовая постоянная волны в пространственно однородной среде. Тогда условие синхронизма можно переписать так:

$$\left| \frac{\omega}{\beta_0 + \frac{2\pi p}{\lambda_{зам}}} \right| = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}; p < 0. \quad (13.5)$$

Отличительной особенностью принципа работы ЛОВ является наличие внутренней обратной связи, которая приводит к самовозбуждению лампы. Обратная связь осуществляется электронным потоком и замедляющей системой, которые составляют как бы две части замкнутой петли. Направление движения энергии в электронном потоке совпадает с направлением движения сгустков электронов. Движение же энергии по замедляющей системе происходит в противоположном направлении при одинаковом направлении фазовой скорости пространственной гармоники и скорости электронов (см. рис. (13.1)).

Если учесть, что в замедляющей системе ЛОВ справа налево (см. рис. 13.5) движется СВЧ сигнал, то электронный поток, который находится в фазовом синхронизме с обратной пространственной гармоникой, будет модулироваться по скорости. После преобразования модуляции по скорости в модуляцию по плотности электронный поток будет наводить на замедляющей системе высокочастотный ток. Однако энергия волны, с которой взаимодействуют электроны, движется навстречу электронному потоку. В результате на выходе лампы (около электронного источника) создается поле, превышающее начальное. Следовательно, ЛОВ является автогенератором. Таким образом, электронный поток играет в ЛОВ двойную роль, он является источником энергии и звеном цепи обратной связи. Обратная положительная связь присуща самому принципу работы ламп обратной волны, она принципиально неустранима. Это отличает ЛОВ от других автогенераторов СВЧ диапазона.

Лампы обратной волны О-типа используются в качестве генераторов с широким диапазоном электронной настройки. Выходная мощность порядка десятков милливольт или единиц ватт. В дециметровом диапазоне коэффициент полезного действия порядка 1 ÷ 2 %, рабочий диапазон длин волн простирается до миллиметров и субмиллиметров.

Существует разновидность ЛОВ, представляющих собой, по сути, резонансные лампы обратной волны. В замедляющей системе этих ламп отсутствует согласованная нагрузка. Вывод энергии также не согласован с замедляющей системой. В результате замедляющая система представляет собой распределенный резонатор с длиной, равной целому числу замедленных полувольт. Благодаря резонансным эффектам напряженность СВЧ поля в замедляющей системе резко возрастает, что приводит к росту КПД, снижению пускового тока, позволяет уменьшить длину лампы, вес и габариты.

14. Лампы бегущей (ЛБВ) и обратной (ЛОВ) волны М-типа

Рассмотренный нами ранее магнетронный генератор обладает целым рядом положительных качеств, среди которых, прежде всего, следует упомянуть высокий коэффициент полезного действия. По своей сути магнетрон является автогенератором (положительная обратная связь осуществляется за счет замкнутой конфигурации резонаторной системы и электронного потока). Однако магнетрону присущ общий недостаток резонансных устройств – малая рабочая полоса частот. Не может он работать в режиме усилителя сверхвысокочастотных колебаний. Для того чтобы устранить этот недостаток и одновременно сохранить преимущества магнетрона, необходимо разорвать обратную связь. Эта задача решается в лампах бегущей волны М-типа [15].

Рассмотрим принцип работы и устройство усилительной ЛБВ М-типа, принципиальная схема которой приведена на рисунке 14.1. Высокочастотная

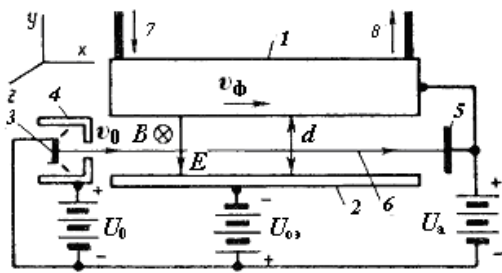


Рис. 14.1. Принципиальная схема лампы бегущей волны М-типа

цепь состоит из плоской замедляющей структуры 1 и параллельной ей металлической пластины 2 (отрицательный электрод), между которыми приложена разность потенциалов, создаваемая с помощью двух источников напряжения U_{0z} и U_a . Между замедляющей системой и отрицательным электродом существует поперечное по отношению к электронному потоку 6 стационарное

электрическое поле. Промежуток между этими электродами шириной d представляет собой пространство взаимодействия, в котором происходят все процессы преобразования электронного потока и передача энергии от потока полю. Электронный поток создается электронным источником, состоящим из катода 3 и ускоряющего электрода (анода) 4, выполняющего одновременно роль магнитного экрана. Электронный поток движется вдоль пространства

взаимодействия со скоростью $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}$. В пространстве взаимодействия

присутствует поперечное (по отношению к направлению движения электронов и электрическому полю E) постоянное магнитное поле B . Следовательно, в пространстве взаимодействия электроны будут двигаться в скрещенных постоянных магнитном и электрическом поле (так же, как в плоском магнетроне). Ввод энергии 7 в замедляющую систему расположен со стороны электронного источника, вывод 8 – со стороны коллектора 5. Траектория движения электронов в пространстве взаимодействия будет описываться уравнениями, полученными в разделе 12 (см. уравнения (12.6), (12.10) и (12.9)).

В ЛБВ электроны попадают в пространство взаимодействия со скоростью U_0 , отличной от нуля, в точке, не совпадающей с положением отрицательного электрода. В соответствии с уравнениями (12.9) и (12.10) траектория движения электронов – трохоида. Практический интерес представляет прямолинейная траектория электронов, параллельная отрицательному электроду. Когда это возможно? Когда $y = y_0$. В этом случае правая часть уравнения (12.9) должна обращаться в нуль. Это возможно при

$$v_{y0} = 0 \text{ и } 1 - \frac{B}{E} v_{x0} = 0. \quad (14.1)$$

При этих же условиях становятся равными нулю последние два члена в уравнении (12.10). Теперь уравнения движения принимают следующий простой вид:

$$y = y_0 \text{ и } x = x_0 + \frac{E}{B} t. \quad (14.2)$$

Входящая во второе уравнение напряженность электрического поля в пространстве взаимодействия ЛБВ равна

$$E = \frac{U_a + |U_{o3}|}{d}. \quad (14.3)$$

Вдоль пространства взаимодействия электроны будут двигаться со скоростью

$$\frac{dx}{dt} = \frac{E}{B} = v_{dp}. \quad (14.4)$$

(Эта ситуация соответствует случаю, когда точка, описывающая трохойду, совмещена с центром круга.) С физической точки зрения прямолинейное движение электрона становится возможным, когда поперечная сила, действующая на электроны со стороны электрического поля, полностью уравновешивается противоположно направленной силой Лоренца (со стороны поля магнитного).

Поставим (14.4) в (14.1). Тогда условие прямолинейности траектории электронов можно записать иначе:

$$v_{x0} = v_{dp}. \quad (14.5)$$

Поскольку скорость движения электронов задается ускоряющим напряжением (т. е. $v_{x0} = v_0$), то после подстановки значения v_0 и v_{dp} имеем

$$\sqrt{\frac{2e}{m} U_0} = \frac{U_a + |U_{o3}|}{Bd}. \quad (14.6)$$

Видно, что уравнение (14.6) связывает ускоряющее напряжение с двумя другими постоянными напряжениями и индукцией магнитного поля. Следовательно, при соответствующим образом подобранных напряжениях, траектория движения электрона в отсутствие высокочастотных колебаний не будет отличаться от движения электрона в ЛБВ О-типа. Электронный пучок будет двигаться прямолинейно и после прохождения пути, равного длине пространства взаимодействия, будет попадать на коллектор.

А что произойдет, если на вход замедляющей системы будет подан сигнал, а в пространстве взаимодействия распространяется бегущая волна? Как и в случае плоского магнетрона, структура поля бегущей вдоль пространства взаимодействия волны теперь примет вид, изображенный на рисунке 14.2. Электрическое поле волны будет иметь продольную и поперечную составляющие. В ЛБВ О-типа из-за наличия сильного продольного магнитного поля роль поперечной составляющей высокочастотного поля обычно незначительна. Иначе выглядит ситуация в аналогичных приборах М-типа. В условиях синхронизма поперечное электрическое поле складывается или

вычитается с постоянным электрическим полем E . В результате, подобно

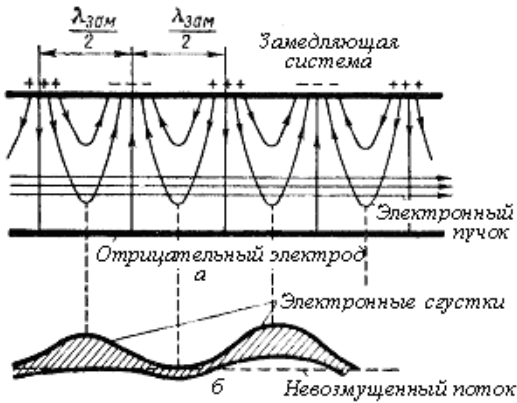


Рис. 14.2. Структура поля бегущей волны (а) и образование сгустков (б) в электронном пучке ЛБВ М-типа

14.2 б. В отличие от ЛБВ О-типа здесь формирование сгустков не сопровождается увеличением плотности пространственного заряда, а происходит в основном за счет перераспределения его в пространстве взаимодействия (за счет изменения границ электронного потока).

Средняя скорость электронов U_0 не изменяется при движении потока в пространстве взаимодействия. Постепенно поднимаясь к замедляющей системе, взаимодействуя с полем бегущей волны, электроны теряют свою потенциальную энергию, которую они имеют в поле, созданном между анодом и отрицательным электродом. При достаточной длине замедляющей системы электроны попадают не на коллектор, а на систему, рассеивая на ней кинетическую энергию, которую они получили от источника ускоряющего напряжения. Как мы видим, механизм взаимодействия электронного потока с полем бегущей волны в ЛБВ М-типа отличается от подобного в ЛБВ О-типа. Первое отличие связано с тем, что наиболее эффективное взаимодействие электронов с волной в режиме малых колебаний в усилителях М-типа происходит при точном равенстве средней скорости электронов и фазовой скорости волны. В ЛБВ О-типа чтобы эффект передачи энергии был положительным, электроны должны иметь скорость, несколько превышающую фазовую скорость волны. И второе. В ЛБВ М-типа в высокочастотную энергию преобразуется потенциальная энергия электронов,

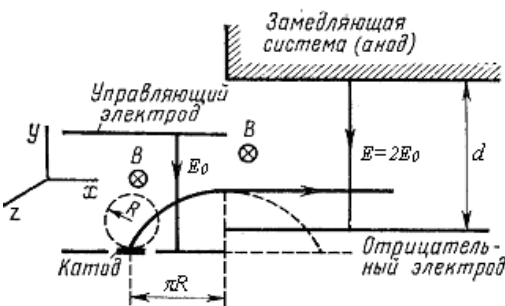


Рис. 14.3. Электронный источник типа короткой оптики и получение прямолинейной траектории электронного потока в ЛБВ М-типа

поперечным магнитным полем.

магнетрону, образуются сгустки в областях максимального тормозящего высокочастотного поля. Тормозящее продольное (тангенциальное) высокочастотное поле приводит к наклону суммарного электрического поля и, соответственно, изменению направления движения электронов. Электроны, вокруг которых образуются сгустки, начинают постепенно смещаться к верхнему электроду, находящемуся под более высоким постоянным потенциалом. Электронные сгустки приобретают вид, показанный на рис.

полученная от источника постоянного напряжения U_a . В ЛБВ О-типа электроны передают полю только избыточную кинетическую энергию. КПД ограничен допустимой разностью скоростей электронов и волны, ограниченной условием синхронизма. Передаваемая полю энергия получается электронами от источника ускоряющего напряжения U_0 .

Часто в ЛБВ М-типа находят применение электронные источники с В качестве примера рассмотрим устройства

электронного источника типа короткой оптики (рис. 14.3). Как мы видим, катод в таком устройстве расположен параллельно отрицательному электроду. Роль анода выполняет замедляющая система. Источник электронов помещен в поперечное магнитное поле. Поэтому электроны, покинув поверхность катода, движутся сначала по криволинейной траектории с радиусом, равным циклотронному, как в обычном магнетроне. Подбирая расстояние от катода до входа в пространство взаимодействия, можно создать условия, при которых ввод электронов будет происходить как раз с вершины циклоиды (см. рис. 14.3), где отсутствует поперечная составляющая скорости. Если не учитывать неоднородность поля в переходной области, то в соответствии с условием $v_{y0} = 0$ дальнейшее движение электронов будет происходить по прямолинейной траектории. Такое изменение в движении электрона с учетом равенства (14.5) $v_{x0} = v_{op}$ можно характеризовать переходом с окружности циклоиды радиуса R в центр другого катящегося круга, скорость движения которого в два раза больше, чем скорость начальная, т. е. скорость электрона в области пушки. Для этого при $B = const$ напряженность постоянного электрического поля E_0 в области пушки должна быть в два раза меньше, чем напряженность E в пространстве взаимодействия. Уменьшить напряженность поля E_0 можно с помощью источника постоянного напряжения $U_{упр}$, не

показанного на рис. 14.3. Расстояние от точки вылета электрона из катода до входа в пространство взаимодействия должно составлять πR . При конечной протяженности катода в направлении x траектории электронов приобретают трохoidalный характер. Чтобы этого избежать, катод выполняют в виде узкой (вдоль x , см. предыдущий рисунок) ленты. На рис. 14.4 а приведена схема усилительной лампы бегущей волны М-типа с короткой оптикой. Цифрой 7 обозначена поглощающая вставка, служащая для того, чтобы исключить возникновение отраженных волн в пространстве взаимодействия. Остальные элементы схемы не отличаются от аналогичных, показанных на рис. 14.1.

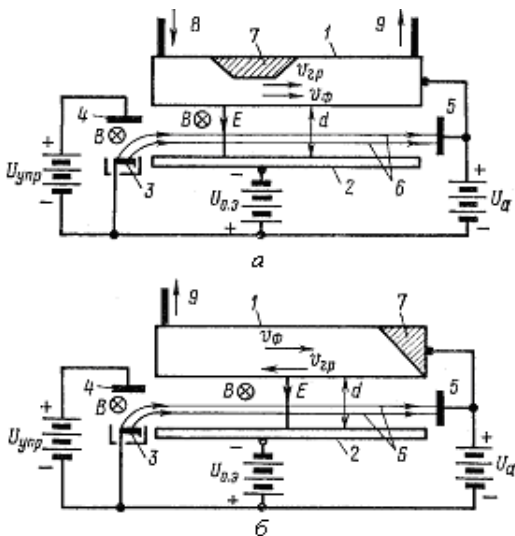


Рис. 14.4. Схемы ЛБВ (а) и ЛОВ (б) М-типа с электронным источником типа короткой оптики

Похожее устройство может иметь и лампа обратной волны М-типа. На рис. 14.4 б приведена схема генератора на ЛОВ М-типа. На коллекторном конце замедляющей системы также расположена согласованная нагрузка.

Коэффициент полезного действия ЛБВ и ЛОВ М-типа для приборов, схемы которых показаны на рис. 14.4, может быть вычислен, и определены условия достижения максимально возможного КПД. Подробнее об этом см. в [15]. Мы же приведем только формулу, полученную в предположении, что траектория движения электрона прямолинейная:

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{U_0}{U_a}, \quad (14.7)$$

где U_0 – эквивалентное постоянное напряжение, приложенное к ускоряющему электроду в электронном источнике обычного типа (см. рис. 14.1), определяемое в общем случае, когда траектория движения электронов отличается от прямолинейной, соотношением

$$U_0 = \frac{m v_{\partial p}^2}{2e}. \quad (14.8)$$

Здесь следует отметить, что чем больше расстояние между поверхностью замедляющей системы и траекторией движения электронного потока в пространстве взаимодействия, тем больше запас потенциальной энергии электронов, а следовательно, и величина максимального электронного КПД.

Опыт показывает, что полный КПД мощных приборов М-типа составляет величину 40 – 50%. Таким образом, по величине КПД эти приборы близки к современным магнетронным генераторам. В случае прямолинейной траектории электронов КПД магнетронного усилителя или ЛОВ М-типа теоретически выше, чем КПД аналогичного магнетронного генератора. Однако к катоду и электронно-оптической системе приборов М-типа с инжектированным электронным потоком предъявляются специфические требования, более жесткие, чем в случае обычных магнетронов. Поэтому реализация весьма высокого КПД в таких приборах реально становится проблематичной.

15. Гиросприборы

В 70-х годах прошлого столетия в физике высокочастотного нагрева плазмы в крупных термоядерных установках сложилась противоречивая ситуация – были решены практически все принципиальные вопросы нагрева в

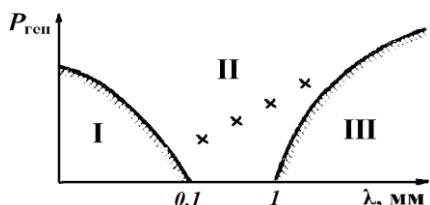


Рис. 15.1. Диаграмма энергетических возможностей приборов в мм-диапазоне длин волн

условиях электронного циклотронного резонанса, однако отсутствие мощных генераторов с единичной мощностью масштаба сотен киловатт – мегаватта не позволяло поставить тогда полномасштабные эксперименты. Все дело в том, что для плазмы с термоядерными параметрами ($n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $B \sim 10^4 \text{ Гс}$) необходимы СВЧ генераторы в миллиметровом диапазоне. Однако к тому времени диапазон в области длин волн до 1 мм был

достаточно хорошо «освоен» электронно-лучевыми вакуумными приборами, а ниже 0,1 мм – квантовыми генераторами. В диапазоне 0,1 ÷ 1 мм мощные генераторы отсутствовали (см. рис. 15.1). Область 0,1 ÷ 1 мм была «заполнена» появившимися в конце 60-х годов новыми приборами, разработанными под руководством акад. Гапонова А. В. в Нижнем Новгороде. Новый класс генераторов СВЧ колебаний получил название «мазер на циклотронном резонансе». Это название подчеркивало родство с квантовыми приборами, в которых генерация связана с вынужденным излучением при квантовых переходах в атомах или молекулах. Мазер на циклотронном резонансе занимает промежуточное положение между квантовыми генераторами и вакуумными приборами СВЧ, поскольку в них существует поток свободных электронов, с

одной стороны, а с другой – используется принцип индуцированного излучения возбужденными осцилляторами. Позже они получили название «гиротрон», а весь класс приборов, принцип работы которых основан на взаимодействии релятивистских вращающихся электронных пучков с полем бегущей волны в волноводе, получил название «гиросприборы» (гиротроны, гиromонотроны, гиросклизотроны, гирос-ЛБВ, гиросконы) [20].

Все приборы СВЧ диапазона, о которых уже шла речь в предыдущих лекциях, предусматривали использование резонансных или нерезонансных колебательных систем. С уменьшением длины волны генерируемых колебаний неизбежно необходимо уменьшать и размеры этих систем. Для замедляющих систем пространственный период должен быть в несколько раз меньше длины волны колебаний. При переходе в миллиметровый, а тем более в субмиллиметровый, диапазон размеры замедляющих систем становятся настолько малыми, что говорить о рассеянии на них значительных мощностей говорить не приходится. Кстати, здесь мы сталкиваемся с той же самой проблемой, о которой шла речь при попытке приспособить известные вакуумные приборы из радиодиапазона для генерации или усиления колебаний в СВЧ диапазоне длин волн. Попытки решить возникшее противоречие привели к идее отказаться от резонаторных и замедляющих систем, а использовать в качестве колебательных систем обычные линии передачи, широко применяющиеся в СВЧ диапазоне – волноводы с большими размерами поперечного сечения. Но в этом случае возникает проблема обеспечения условий для эффективного взаимодействия электронного потока с полем бегущей вдоль волновода электромагнитной волны. Известно, что фазовая скорость волн в волноводе больше скорости света, поэтому обеспечить длительное взаимодействие с незамедленной электромагнитной волной в условиях синхронизма с одной и той же фазой волны (как в лампах бегущей волны) невозможно. С другой стороны, известно, что в лампах обратной волны О-типа электронные сгустки движутся навстречу основной волне и взаимодействуют с тормозящими фазами различных периодов этой волны (или с отрицательной пространственной гармоникой). Пространственные гармоники в периодических структурах привлекаются к рассмотрению для того, чтобы объяснить взаимодействие достаточно медленных электронов с более быстрой основной волной. Таким же образом можно представить взаимодействие незамедленной электромагнитной волны в волноводе с потоком электронов, которые движутся по спиральной траектории,

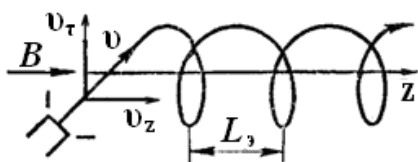


Рис. 15.2. Траектория движения электронов при инъекции под углом к магнитному полю

другими словами, совершающих периодическое колебательное движение в полости волновода. Спиральная траектория может быть получена при инъекции электронов под углом к силовым линиям постоянного магнитного поля (рис. 15.2). В этом случае электроны будут двигаться по циклоидальной траектории и их движение можно характеризовать поперечной v_r и продольной v_z

составляющими линейной скорости и угловой скоростью, соответствующей циклотронной частоте $\omega_{Be} = \frac{v_r}{R} = \frac{eB}{m}$, где R – радиус циклотронной орбиты.

Спиральную (циклоидальную) траекторию можно описывать шагом спирали $L_э = v_z T_u$, где $T_u = \frac{2\pi}{\omega_{Be}}$ – циклотронный период. Шаг спирали представляет это

то расстояние, на которое смещается электрон за один период, если он движется со скоростью v_z . При каких условиях

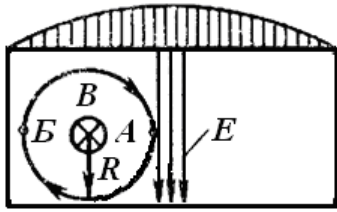


Рис. 15.3. Инжекция спирального пучка электронов в прямоугольный волновод со смещением относительно максимума поля волны

теперь можно обеспечить синхронное взаимодействие потока электронов с полем бегущей незамедленной волны? Далее будем полагать, что в прямоугольном волноводе возбуждена основная поперечная электромагнитная волна типа TE_{10} . Для простоты будем также считать, что центр спиральной траектории расположен относительно поперечного сечения волновода так (см. рис. 15.3), что точка A на траектории будет находиться в максимуме электрического поля волны TE_{10} , а точка B там, где напряженность поля близка к нулю.

Если в волноводе движется сгусток электронов (или одиночный электрон), то будет наводиться электромагнитная волна, которая будет тормозить электронный сгусток. Для того чтобы амплитуда этой волны увеличивалась, необходимо, чтобы сгусток взаимодействовал с ее тормозящей фазой после каждого оборота по спиральной траектории. Важно отметить, что для этого не имеет значения, является ли эта бегущая волна попутной для электронов, или же она движется им навстречу. По крайней мере, пока ее направление ничем не обусловлено.

За характерное время, равное T_u , фиксированная фаза волны проходит в волноводе расстояние, равное $L_э = v_\phi T_u$, где v_ϕ – фазовая скорость

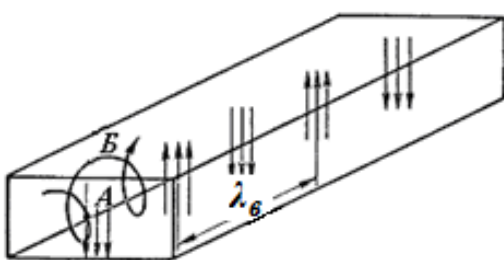


Рис. 15.4. Взаимодействие электрона с волной в прямоугольном волноводе

электромагнитной волны в волноводе. Поскольку фазовая скорость v_ϕ значительно больше скорости электронов v_z , то и соотношение между проходимыми волной и электронами расстояниями будет иметь следующий вид: $L_э \gg L_э$. Таким образом, за время T_u фиксированная фаза волны проходит существенно большее расстояние в волноводе, чем электрон (или сгусток

электронов). Для того чтобы электроны отдавали свою энергию полю волны в условиях фазового синхронизма, необходимо, чтобы они каждый раз взаимодействовали с тормозящей фазой. Условие это будет выполняться, если соотношение между $L_э$ и $L_э$ будет кратно длине волны в волноводе. Другими словами,

$$L_э = n\lambda_g \pm L_э \quad (15.1)$$

(«плюс» для попутной волны, «минус» – для встречной). Если предположить, что в начальный момент времени электрон, взаимодействующий с тормозящей фазой

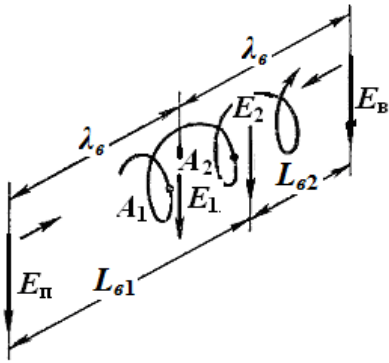


Рис. 15.5. Иллюстрация к условию синхронизма в гиротроне

поля, находился в точке A_1 , то за один оборот электрон сместится из точки A_1 в точку A_2 на шаг спирали L_g (см. рис. 15.5). При попутном движении волны и электрона его «догоняет» вектор E_{\parallel} , который за это время смещается в точку A_2 , проходя расстояние $L_{g1} = \lambda_g + L_g$ (для простоты считаем, что $n=1$). При встречном движении в эту точку, т. е. в место расположения вектора E_2 , смещается вектор

E_B , «прошедший» расстояние $L_{g2} = \lambda_g - L_g$. Следовательно, условие синхронизма электрона с волной (попутной или встречной – не имеет

значения!) может быть сформулировано так: расстояние, на которое перемещается фиксированная фаза волны за время полного оборота электрона, должно быть равно целому числу длин волн в волноводе, из которого следует вычесть или добавить к нему расстояние, соответствующее смещению электрона за один период поля (т. е. равное шагу спиральной траектории электрона). Условие (15.1) можно записать иначе:

$$v_{\phi} T_{\psi} = n\lambda_g \pm v_z T_{\psi}. \quad (15.2)$$

Преобразуем это соотношение. Тогда

$$n\lambda_g = T_{\psi} (v_{\phi} \mp v_z). \quad (15.3)$$

Подставим в (15.3) значения $\lambda_g = \frac{2\pi v_{\phi}}{\omega}$ и $T_{\psi} = \frac{2\pi}{\omega_{Be}}$. Получим

$$n \frac{2\pi v_{\phi}}{\omega} = \frac{2\pi}{\omega_{Be}} v_{\phi} \left(1 \mp \frac{v_z}{v_{\phi}} \right). \text{ После упрощения имеем}$$

$$\frac{n}{\omega} = \frac{1}{\omega_{Be}} \left(1 \mp \frac{v_z}{v_{\phi}} \right). \quad (15.4)$$

Обозначим частоту поля ω , при которой будет выполняться условие синхронизма через ω_c . Тогда уравнение (15.4) можно переписать так:

$$\omega_c = \frac{n\omega_{Be}}{1 \mp \frac{v_z}{v_{\phi}}}. \quad (15.5)$$

В (15.5) верхний знак (–) относится к попутной волне, нижний (+) – к встречной. Это уравнение есть не что иное, как условие синхронизма для гиротрона. Так как $v_z \ll v_{\phi}$, то приближенное условие синхронизма будет иметь следующий вид:

$$\omega_c \approx n\omega_{Be}, \quad n=1,2,3... \quad (15.6)$$

Наиболее эффективное взаимодействие между электронами и полем бегущей волны будет наблюдаться при $n=1$, когда частота поля будет совпадать с частотой первой гармоники электронной циклотронной частоты. С ростом

номера гармоники эффективность передачи энергии будет падать, так как уменьшается число актов взаимодействия. Как мы видим, применительно к гиротрону условие фазового синхронизма (15.2) переходит в условие циклотронного резонанса (15.6) (или условие частотного синхронизма). При $\lambda \rightarrow \lambda_{кр}$ фазовая скорость волны возрастает ($v_\phi \rightarrow \infty$), однако для гиротрона это не существенно. Важно только, чтобы колебания электронов в магнитном поле соответствовали электромагнитным колебаниям (чтобы выполнялось условие резонанса (15.6) – $\omega_{BЧ} \equiv \omega_c \approx n\omega_{Be}$).

Условие (15.6) является и фазовым условием самовозбуждения гиротрона. Однако оно применимо только для случая взаимодействия одиночного электрона с полем бегущей волны (или одиночного сгустка электронов). Следовательно, поток электронов необходимо в гиротроне промодулировать по плотности. Для этого используется динамический метод управления потоком.

Рассмотрим процесс группировки электронов в гиротроне. Будем полагать, что электронный пучок вводится в волновод прямоугольного сечения в

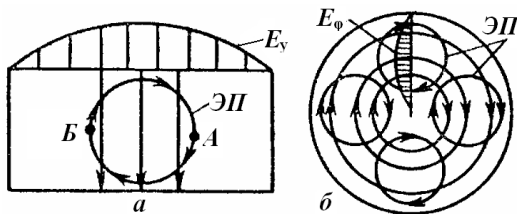


Рис. 15.6 Спиральные электронные потоки в прямоугольном (а) и круглом (б) волноводах

центральной области, там, где электрическое поле TE_{10} можно считать однородным (см. рис. 15.6 а, в точках А и В напряженность поля одинакова). Отметим, что в точках А и В, т. е. через каждые пол-оборота, через половину циклотронного периода, траектории электрона параллельны силовым линиям. В круглом волноводе аналогичная ситуация возникает, если в волноводе

существует поле типа TE_{01} (см. рис. 15.6 б).

Механизм образования электронных сгустков в гиротроне может быть объяснен только с учетом релятивистского эффекта. При скорости электронов близкой к скорости света масса частицы будет зависеть от скорости –

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}, \text{ где } m_0 \text{ – масса покоя электрона, } v = \sqrt{v_z^2 + v_\tau^2}. \text{ Как следствие,}$$

при различных скоростях электронов будет отличаться циклотронная частота:

$$\omega_{Be} = \frac{eB}{m_0} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}. \quad (15.7)$$

Другими словами, модуляция электронов по скорости будет переходить в модуляцию по угловой скорости вращения, что, в свою очередь, приведет к изменению радиуса циклотронной орбиты, так как $R = \frac{v_\tau}{\omega_{Be}}$. Теперь при

изменении линейной скорости радиус орбиты будет изменяться в соответствии с уравнением

$$R = \frac{v_\tau}{\frac{eB}{m_0} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}. \quad (15.8)$$

Отсюда видно, что при увеличении линейной скорости электронов угловая скорость вращения будет уменьшаться, а радиус циклотронной орбиты, соответственно, увеличиваться (сравни формулы (15.7) и (15.8)).

Здесь следует заметить, что обычно релятивистские поправки в приборах СВЧ диапазона необходимо учитывать при ускоряющих напряжениях $U > 100 \text{ кВ}$ (при $U = 100 \text{ кВ}$ $v = 1,875 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ $\left(\frac{v}{c} = 0,625\right)$, а для $U = 50 \text{ кВ}$

$v = 1,325 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ $\left(\frac{v}{c} = 0,442\right)$, формально $v = c$ при $U = 255,9 \text{ кВ}$). В

гиротронах учет релятивистских поправок и при меньших ускоряющих напряжениях можно объяснить принцип модуляции электронов по плотности, поскольку они в процессе изменения траекторий совершают достаточно большое

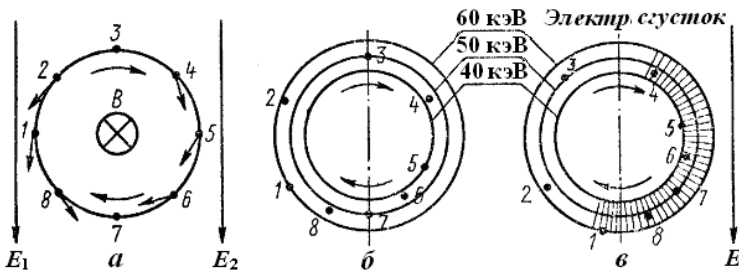


Рис. 15.7. К механизму модуляции электронного потока по плотности

количество оборотов по циклотронной орбите. Поэтому даже малое изменение циклотронной частоты может существенным образом сказаться на величинах циклотронных радиусов (практически это сказывается уже после десятка оборотов).

Воспользуемся уже известным нам методом пробных электронов. Будем считать для определенности, что электроны ускоряются при напряжении $U_0 = 50 \text{ кВ}$ (соответственно энергия электронов $E_{эл} = 50 \text{ кэВ}$). Электроны последовательно поступают в пространство взаимодействия (в полость волновода). На рисунке 15.7а показано положение 8 характерных электронов, которые в начальный момент времени равномерно расположены на циклотронной орбите соответствующего энергии $E_{эл} = 50 \text{ кэВ}$ радиуса. Будем полагать также, что на диаметре орбиты электрическое поле волны однородно (это верно при выполнении условия $2R \ll \lambda_g$. Особенно при работе гиротрона на волне с $\lambda \approx \lambda_{кр}$).

Под действием высокочастотного поля в волноводе происходит модуляция угловой скорости электронов, в результате чего $\omega_{Be} = \omega_{Be0} \pm \Delta\omega_{Be}$, где ω_{Be0} – циклотронная частота немодулированного потока электронов. В условиях циклотронного резонанса после n оборотов положение электрона изменится. Поскольку часть электронов (электроны 1, 2, 8) ускорятся, а другая часть (5, 4, 6) уменьшит свою скорость, то в результате первые перейдут на более высокую орбиту (т. к. $R = \frac{v_\tau}{\omega_{Be}}$, для определенности будем считать, что при максимальном

ускорении электрон перейдет на орбиту, соответствующую $E_{эл} = 60 \text{ кэВ}$), другая часть – на более низкую (соответствующую $E_{эл} = 40 \text{ кэВ}$). Электроны 3 и 7 не участвуют в процессе модуляции (направление их скоростей перпендикулярно вектору напряженности электрического поля волны), поэтому через время, равное $\frac{1}{4}T$, эти электроны попадут в нулевое высокочастотное поле и продолжат вращаться с угловой скоростью ω_{Be0} , оставаясь на прежней орбите. Если считать, что внешнее магнитное поле направлено «от нас», то электроны будут вращаться по часовой стрелке. В результате изменения скоростей движения электронов часть из них (электроны 1, 2, 8) постепенно будут переходить на более высокие орбиты, их угловая скорость вращения будет уменьшаться. Эти электроны будут отставать от электрона 3 и приближаться к электрону 7 (см. рис. 15.7б). Наибольшую энергию получит электрон 1, он перейдет на орбиту, соответствующую $E_{эл} = 60 \text{ кэВ}$, и в большей степени отстанет от электрона 3. Электроны 2 и 8 испытают меньшее ускорение и попадут на промежуточную орбиту. С электронами 5, 4 и 6 все будет происходить с точностью до наоборот. Электроны 5, 4, 6 будут переходить на орбиты меньшего радиуса, их угловая скорость – увеличиваться, они будут догонять электрон 7. Электрон 5 опустится на орбиту для $E_{эл} = 40 \text{ кэВ}$ и максимально сместится относительно начального положения. Электроны 4 и 6 перейдут на промежуточную орбиту (соответствующую энергии между 50 и 40 кэВ). Таким образом, ускоренные (1, 2 и 8) и замедленные (5, 4 и 6) электроны будут группироваться вокруг электрона 7 и в результате (скажем еще через 10 оборотов) займут положение, показанное на рис. 15.7в. В процессе модуляции электронного потока по плотности не участвует только электрон 3, он окажется сдвинутым относительно центра сгустка на полпериода.

Модулированный по плотности электронный поток, попадая в тормозящее поле волны, его промодулировавшей (положение, изображенное на рис. 15.7в), сам наводит в волноводе бегущую волну. Поэтому для обеспечения эффективного взаимодействия угловая скорость вращения электронных сгустков должна быть немного меньше частоты высокочастотного поля, для чего необходимо несколько уменьшить циклотронную частоту по сравнению с частотой электромагнитных колебаний.

Аналогичное явление имеет место в лампах бегущей волны О-типа. Но если в ЛБВ скорость сгустков задается ускоряющим напряжением, то в гиротроне необходимая угловая скорость вращения сгустков определяется напряженностью магнитного поля. В оптимальном режиме электронные сгустки постепенно отстают от высокочастотного поля, с которыми они взаимодействуют, и смещаются против часовой стрелки в системе координат, вращающейся с угловой скоростью ω_{Be} .

Вернемся к ситуации, изображенной на рис. 15.3. Если ось траектории пучка электронов смещена относительно центра волновода, то на электроны, находящиеся в точке А, будет воздействовать электрическое поле волны значительно большее, чем в точке В. Тогда электроны 1, 8 и 2 (они находятся в слабом поле) не группируются в электронный сгусток. Электронный сгусток

формируется только из электронов 5, 4 и 6, догоняющих электрон 7. Расположение электронов в сгустке соответствует их положению в правой полуокружности (см. рис. 17.7в), но электрон 7 не является центром сгустка. В силу этого в неоднородном поле передача энергии от электронов оказывается менее эффективной.

В круглом волноводе с волной типа TE_{01} (ее используют из-за малых потерь в стенках волновода), как видно на рис. 15.6б, за счет использования нескольких пучков электронов можно поднять эффективность работы гиротрона. Все пучки находятся при одной напряженности магнитного поля, вращаются в одну сторону, а силовые линии электрического поля на диаметрально противоположных участках направлены по-разному. Подробнее об особенностях работы гиротрона на круглом волноводе см. в [20].

Рассмотренный механизм взаимодействия электронов с высокочастотным полем свидетельствует о том, что в гиротроне образуется самосогласованное поле, которое для волны TE_{mn} в прямоугольном или TE_{mn} в круглом волноводах позволяет модулировать электроны по плотности и отбирать от них энергию. При взаимодействии электронов с попутной волной гиротрон по принципу работы близок к усилительной ЛБВ. При встречном взаимодействии имеет место внутренняя обратная связь (как в ЛОВ) и гиротрон легко самовозбуждается. Таким образом, электронные процессы и механизм взаимодействия электронов с высокочастотным полем в гиротроне гораздо ближе к лампам бегущей и обратной волны, чем к мазерам и лазерам. Большим преимуществом гиротронов является возможность использования отрезков волноводов (вместо сравнительно сложных замедляющих систем). Более того, в гиротронах нет необходимости добиваться согласования отрезка волновода на входе и выходе. Могут также использоваться резонансные отрезки волновода, в которых устанавливается режим стоячей волны.

К недостаткам гиротронов следует отнести необходимость создания сильных магнитных полей. Из (15.6) можно получить выражение для частоты, при которой будет выполняться условие циклотронного резонанса: $f_c \approx \frac{neB}{2\pi m}$.

Если гиротрон будет работать на первой гармонике ($n = 1$), то

$$f_c \approx \frac{neB}{2\pi m} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} B(\text{Тл})}{2 \cdot 3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} \approx 2,8 \cdot 10^{10} B(\text{Тл}) \approx 2,8 \cdot 10^6 B(\text{Гс}).$$

Для гиротрона с рабочей частотой $3 \cdot 10^{11}$ Гц ($\lambda = 1$ мм) магнитная система должна обеспечивать напряженность поля примерно $10 \text{ Тл} = 100 \text{ кГс}$. Такие магнитные поля создать с помощью постоянных магнитов (как для магнетронов) в достаточно протяженных зазорах невозможно, а с помощью соленоидов только при очень больших токах. Эту техническую проблему можно решить только при использовании сверхпроводящих катушек. Поэтому приходится работать на гармониках циклотронной частоты. Если $n = 10$, то необходимая напряженность поля уменьшается в 10 раз, т. е. до 10 кЭ.

Сегодня гиротроны используются в виде нескольких разновидностей, среди которых основными являются гиромонотрон, гироклистрон и гиро-ЛБВ.

Гиромонотрон – это генератор с одним резонатором. (Длина волны $0,8 \div 10,7$ мм, КПД от $15 \div 40$ %, средняя мощность $10 \div 20$ кВт). Гироклистрон – усилитель СВЧ колебаний, используются два резонатора, работающие на разных видах колебаний. (Длина волны $10,7$ мм, КПД. от $15 \div 30$ % в зависимости от режима работы, импульсная выходная мощность $100 \div 200$ кВт). Гиро-ЛБВ – широкополосный усилитель, в котором спиральные электронные потоки взаимодействуют с бегущими волнами согласованных линиях передачи (Длина волны $8,6 \div 60$ мм, КПД от $8 \div 26$ %, выходная мощность $17 \div 120$ кВт). (Подробнее о них в [20].) Гиротроны представляют собой наиболее перспективную группу генераторов и усилителей сверхбольших мощностей в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Гироконы – приборы, в которых электронный поток модулируется за счет его отклонения под воздействием вращающегося магнитного поля в резонаторе развертки (от греч. *giros* – круговое и лат. *continuum* – непрерывный). Предложен группой советских ученых во главе с Г. И. Будкером в 1967 г. (см. [20]). Длина волны $67 \div 165$ см, КПД. ≈ 80 %, средняя мощность $0,7 \div 5$ МВт в непрерывном режиме и 200 МВт в импульсном.

16. ГЕНЕРАТОР ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В связи с необходимостью освоения более коротковолнового диапазона (мм- и субмиллиметрового) в 60-х годах прошлого столетия предпринимались попытки использования для этих целей традиционных электровакуумных приборов СВЧ. Однако, известно, что при переходе в мм-диапазон длин волн мощность этих приборов снижается (см. раздел №15). Одной из причин этого оказывается использование объемных резонаторов в качестве колебательных систем, с полем которых взаимодействует электронный пучок. Поскольку резонансная длина волны определяется размерами резонатора, то при переходе к более коротким волнам объемные резонаторы становятся все более миниатюрными, а их добротность падает (см. раздел №6). В результате эффективность объемных резонаторов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах тем ниже, чем короче длина волны [13]. В коротковолновом диапазоне можно, оставляя размеры объемного резонатора неизменными, использовать колебания высших типов, собственные частоты которых выше, чем у колебаний с небольшими индексами, применяемых в сантиметровом диапазоне. Однако и этот путь не является эффективным, так как спектр собственных частот замкнутых резонансных объемов при переходе к более высоким частотам сгущается: число колебаний ΔN , приходящееся на интервал частот $\Delta\omega$, пропорционально квадрату частоты и объему резонатора (т. е. произведению сторон в случае резонатора прямоугольного сечения).

В оптических квантовых генераторах в качестве колебательной системы давно применяются так называемые открытые резонаторы, состоящие из двух зеркал, расположенных друг против друга. Отличительной особенностью открытых резонаторов является то, что их размеры гораздо больше длины волны, а спектр собственных частот разрежен по сравнению со спектром частот замкнутых резонансных объемов тех же размеров (ΔN пропорционально $\Delta\omega$, сгущение спектра для одномерных областей отсутствует). При этом потери на излучение некоторых собственных колебаний открытого резонатора могут быть сделаны

весьма малыми, так что эти колебания имеют высокие добротности, часто превосходящие добротности колебаний в закрытых резонаторах. Открытые резонаторы нашли широкое применение в физике и технике не только для световых волн, но и для миллиметровых, субмиллиметровых и даже более длинных волн. В частности открытые резонаторы применяются в качестве колебательной системы в генераторах дифракционного излучения. Эти генераторы появились одновременно в Советском Союзе (В. П. Шестопалов с сотрудниками в Харькове (ГДИ – генератор дифракционного излучения, 1966 г.), Ф. С. Русин и Г. Д. Богомолов в Москве (оротрон – открытый резонатор с отражательной решеткой, 1966г.)) и несколько позже в Японии под названием ледатрон (К. Мизуно, 1971 г.) и в США – лазер на свободных электронах (1979 г.) [16].

Открытые резонаторы могут возбуждаться различными способами, в том числе и пучками электронов, движущимися по криволинейным траекториям, как это происходит в гироприборах, а также за счет дифракционного излучения, возникающего при движении потока электронов вблизи дифракционной решетки [5].

Дифракционное излучение возникает в результате рассеяния собственного электромагнитного поля движущихся электронов на периодической структуре (например, типа гребенки). Некоторая часть дифрагированного поля представляет собой суперпозицию поверхностных волн, локализованных вблизи решетки, а другая часть поля — совокупность незатухающих объемных волн, расходящихся от решетки. Расходящиеся от решетки незатухающие объемные волны и представляют собой дифракционное излучение. Если над решеткой движется модулированный по плотности монохроматический поток электронов, то излучение будет когерентным и частота электромагнитных волн будет та же, что и частота модуляции потока. Эффект дифракционного излучения и был положен в основу принципа действия источника когерентных электромагнитных колебаний – генератора дифракционного излучения или сокращенно ГДИ. Обратная связь, за счет которой происходит предварительная модуляция потока в ГДИ, осуществляется с помощью дополнительного зеркала, отражающего излучение обратно на решетку. Электродинамическая система, состоящая из дифракционной решетки и зеркала обратной связи, образует открытый резонатор (типа интерферометра Фабри–Перо). Эффективность возбуждения открытого резонатора электронным потоком, движущимся вблизи решетки, зависит от многих факторов (геометрической конфигурации и способа нанесения решетки на одно из зеркал ОР, резонансных свойств самого ОР, параметров электронного потока, энергетических характеристик дифракционного излучения) [21].

На рисунке 16.1 приведена принципиальная схема генератора дифракционного излучения.

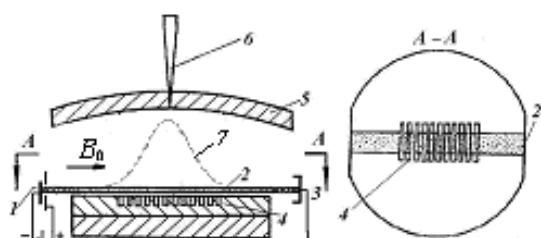


Рис. 16.1. Принципиальная схема генератора дифракционного излучения

Ленточный электронный пучок 2 создается с помощью источника 1, скорость электронов v_0 задается анодным напряжением. Для фокусировки пучка используется продольное магнитное поле H . Электронный пучок движется вдоль одного из зеркал открытого резонатора (на рисунке

справа), на которое нанесена отражательная дифракционная решетка 4. Видно, что решетка (замедляющая периодическая линия типа гребенки) только частично заполняет поверхность зеркала, что отличает генератор дифракционного излучения от оротрона. Пройдя область взаимодействия с полем решетки, пучок попадает на коллектор 3. Второе зеркало, сферическое, расположенное вверху, служит для осуществления обратной связи по излучению, а также через систему связи в нем выводится генерируемая высокочастотная энергия в волновод 6. В пространстве взаимодействия показано характерное распределение высокочастотного поля 7 (распределение Гаусса).

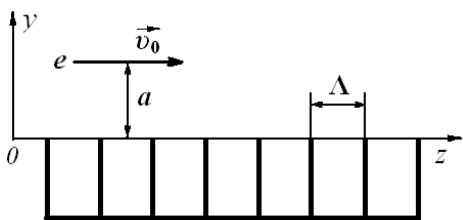


Рис. 16.2. К задаче о движении электронного потока над периодической решеткой

Рассмотрим задачу о движении с постоянной скоростью v_0 вдоль оси z монохроматического электронного потока над безграничной периодической решеткой (период решетки Λ), образованной бесконечно тонкими металлическими плоскими проводниками. Мгновенное значение переменной составляющей плотности заряда потока изменяется в пространстве и во времени по следующему закону:

$$\rho = \rho_0 \delta(z - a) e^{i(k\alpha y - \omega t)}, \quad (16.1)$$

где ρ_0 – амплитуда модуляции потока (ρ_1), ω – частота модуляции, $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$,

$\alpha^{-1} = \beta = \frac{v}{c}$ – относительная скорость движения потока, $\vec{v} = y_0 c \alpha^{-1} = y_0 v$,

$\delta(z - a)$ – дельта-функция Дирака, $\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$ – единичные векторы декартовой системы координат, a – расстояние между потоком и решеткой (или прицельное расстояние).

Если распределение плотности тока и заряда известны (приближение заданного тока) [16], то задача о дифракционном излучении сводится к определению электромагнитного поля, которое представляется в виде суперпозиции собственного поля зарядов, движущихся в безграничном однородном пространстве, и поля, рассеянного на дифракционной решетке. Собственное электромагнитное поле является решением неоднородных уравнений Максвелла, в правую часть которых входят заданные плотность заряда (16.1) и плотность тока $\vec{j} = y_0 \rho \beta c$. Поле дифракционного излучения должно удовлетворять однородным уравнениям Максвелла, условиям излучения, граничным условиям, а также условию конечности энергии в заданном объеме пространства. Решение задачи в такой постановке позволяет получить уравнение для поля в области над решеткой в следующем виде:

$$\vec{H}^+ = x_0 \vec{2\pi\varphi_0 \text{sign } z} e^{-k\gamma|z|+ik\alpha y} + x_0 A \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{a_n}{\alpha_n} e^{ik[\gamma_n(z+\alpha)+\alpha_n y]}, \quad (16.2)$$

где $A = -i2\pi\varphi_0 \sqrt{1-\beta^2} e^{-2\pi \frac{a}{\beta\lambda} \sqrt{1-\beta^2}}$ – константа, $\gamma = \sqrt{\alpha^2 - 1}$, $\gamma_n = \sqrt{1-\alpha_n^2}$, $\alpha_n = \frac{\alpha\alpha + n}{\alpha}$, $\alpha = \frac{k\Lambda}{2\pi} = \frac{\Lambda}{\lambda}$, λ – длина волны модуляции плотности тока пучка электронов, a_n – коэффициенты Фурье-поля (амплитуды пространственных гармоник).

Из вида поля в форме (16.2) следует, что оно представляет собой множество плоских H -поляризованных волн, из которых конечное их число является однородными плоскими волнами, а остальное – неоднородными. Последние характеризуются мнимыми значениями γ_n и, следовательно, они экспоненциально убывают с ростом y от плоскости, где расположен поток. вещественным γ_n соответствуют однородные плоские волны, которые расходятся от решетки без затухания. Эти объемные волны и представляют собой поле дифракционного излучения. Условие его существования определяется неравенством $(\alpha a + n)^2 \leq \alpha^2$:

$$\frac{|n|\beta}{1+\beta} \leq \alpha \leq \frac{|n|\beta}{1-\beta}, \quad \frac{\alpha}{|n|+\alpha} \leq \beta \leq \frac{\alpha}{|n|-\alpha} \quad (n = -1, -2, \dots) \quad (16.3)$$

Из (16.2) также можно определить направление дифракционного излучения

$$\varphi_n = \arccos \frac{\alpha\alpha + n}{\alpha} \quad (n = -1, -2, \dots), \quad (16.4)$$

φ_n – угол между волновым вектором пространственной гармоники с индексом n и осью oy в плоскости yoZ . Из (16.3) следует

$$\lambda_n = \frac{1}{-n} \left(\frac{1}{\beta} - \cos \varphi_n \right), \quad (n = -1, -2, \dots), \quad (16.5)$$

где λ_n – длина волны дифракционного излучения.

Зоны дифракционного излучения можно наглядно представить на так называемой диаграмме Бриллюэна (рис. 16.3). Ее построение определяется выбором

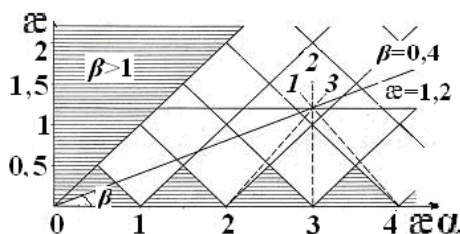


Рис. 16.3. Построение диаграмм Бриллюэна для дифракционного излучения, в градусах:

1 – луч $\varphi_{-4} = 123,5$, 2 – $\varphi_{-3} = 90$,
3 – $\varphi_{-2} = 33,5$

системы координат $(\alpha = \frac{k\Lambda}{2\pi} = \frac{\Lambda}{\lambda},$

$\alpha\alpha = \frac{\Lambda \cdot c}{\lambda \cdot v} = \frac{k\Lambda c}{2\pi v})$ и установлением

геометрического места точек, где величина $\gamma_n = 0$.

Данные точки лежат на лучах, выходящих из точек $\alpha a = n$ на оси абсцисс и имеющих наклоны к ней $\frac{\pi}{4}$ и $-\frac{3\pi}{4}$. Область излучения

пространственной гармоники с заданным индексом n , определяемая неравенством (16.3), лежит внутри сектора, ограниченного двумя

лучами. На диаграмме Бриллюэна лучи, выходящие из вершины сектора $\alpha a = n$ и лежащие внутри него, являются линиями постоянного угла излучения для гармоник с продольным индексом n . Луч с наклоном $\frac{\pi}{4}$ соответствует нулевому углу излучения $\varphi_n = 0$, с $\frac{3\pi}{4}$ – обратному, $\varphi_n = 180^\circ$, луч с $\alpha a = n$ – дифракционному излучению под углом $\varphi_n = 90^\circ$. Излучение отсутствует в области $\alpha = \beta^{-1} < 1$, так как относительная скорость потока с $\beta > 1$ невозможна ($\beta = \frac{v}{c}$). Заштрихованные треугольники не входят в область излучения ни одной из гармоник, следовательно, являются «запрещенными зонами» для дифракционного излучения. При соотношениях между α и β таких, которым соответствуют точки внутри треугольника, дифрагированное поле представляет собой суперпозицию поверхностных волн и дифракционное излучение отсутствует вообще.

Для заданных значений α и β рабочая точка на бриллюэновской диаграмме определяется пересечением прямой $\alpha = const$, параллельной оси абсцисс, и луча, исходящего из начала координат под углом $\beta_c = \arctg \beta$. Из рис. 16.3 видно, что при $\alpha = 1,2$ и $\beta = 0,4$ наблюдаем излучение гармоник с $n = -3$ по нормали к фокальной плоскости, гармоники с $n = -2$ – под углом $\varphi_{-2} = 33,5^\circ$ (в направлении движения потока), излучение гармоник с $n = -4$ происходит в обратном направлении под углом $123,5^\circ$.

С помощью диаграммы Бриллюэна можно установить, что при $\alpha < \frac{1}{2}$ излучаются пространственные гармоники только с единственным индексом. Значения $\alpha < \frac{1}{2}$ представляют особый интерес, поскольку в этом случае число пространственных гармоник дифракционного излучения минимально, что позволяет формировать оптимальные для практики поля. Кроме того, при $\alpha < \frac{1}{2}$ значение $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$. Другими словами, можно использовать нерелятивистские потоки. И наконец, случай $\alpha < \frac{1}{2}$ соответствует длинноволновому приближению в теории рассеяния, что дает возможность энергетические характеристики излучения анализировать в явном виде.

Для описания процесса взаимодействия электронов с полем в ГДИ используется замкнутая самосогласованная теория с учетом следующих ограничений [16].

Будем считать, что в открытом резонаторе с периодической структурой электронный поток возбуждает колебания, близкие по структуре к колебаниям «холодной» системы. Другими словами, наличие электронного потока в пространстве взаимодействия не приводит к изменению структуры поля. Кроме того, частота колебаний в «горячей» системе близка к одной из собственных частот резонатора. Данное предположение позволяет использовать следующее соотношение между временем

пролета τ и временем установления стационарной амплитуды колебаний $t_{уст}$: $\tau \ll t_{уст}$. Кроме того, предполагается длительное взаимодействие электронного потока и высокочастотного поля синхронной с ним волны. Это предположение накладывает требование на соотношение времени пролета частиц через резонатор $t_{пр}$ и период колебаний T высокочастотного поля: $\tau \gg T$.

Используемые допущения дают возможность, с одной стороны, рассматривать одноволновое приближение, характерное для приборов с длительным электронно-волновым взаимодействием, а с другой стороны – определить исследуемое устройство как прибор с фиксированной структурой поля, т. е. резонансный прибор. Структура и частота электромагнитного поля считаются известными из теоретических и экспериментальных исследований «холодной» электродинамической системы. Отметим, что в ряде случаев оказывается необходимым учесть многоволновой характер взаимодействия. В такой ситуации для анализа процессов в одномерном случае используется теория дискретного взаимодействия (поле на поверхности раскрыва щелевых резонаторов периодической структуры представляется суммой всех возможных его мод), однако полученные на ее основе результаты не отличаются принципиально от результатов одноволновой модели.

Теоретический анализ процесса электронно-волнового взаимодействия в подобных устройствах основывается на решении самосогласованной системы нелинейных интегро-дифференциальных уравнений, состоящей из уравнения возбуждения колебаний в резонаторе пучком сгруппированных заряженных частиц и уравнения движения этих частиц в высокочастотных и статических полях (см. главу 1 [16]).

Электрическая компонента поля состоит из бесконечного числа пространственных гармоник, включая замедленные (поверхностные) и быстрые (объемные). Посредством быстрой пространственной гармоники реализуется положительная обратная связь (обратное влияние излучения на пучок) и накопление высокочастотной энергии в открытом резонаторе. Выделим из поля, возбуждаемого пучком, медленную пространственную гармонику, фазовая скорость которой близка по величине к начальной скорости электронов. Электрические компоненты ее поля E_z и E_y можно представить следующим образом:

$$E_z = Af(z)\Psi_z(y)\exp\left[i\omega\left(\frac{z}{v_\phi} - t\right)\right],$$

$$H_z = iAf(z)\Psi_y(y)\exp\left[i\omega\left(\frac{z}{v_\phi} - t\right)\right],$$
(16.6)

где A – комплексная амплитуда гармоники поля, $f(z)$ – функция, описывающая пространственное распределение поля в колебательной системе прибора по оси Oz , $\Psi_y(y)$ и $\Psi_z(y)$ – распределения полей по оси Oy . Обычно в ГДИ $f(z)$

представляется функциями Гаусса-Эрмита:

$$f(z) = NH_m \left[\sqrt{2} \left(\frac{z}{L} - 0,5 \right) \varpi^{-1} \right] \exp \left[- \left(\frac{z}{L} - 0,5 \right)^2 \varpi^{-2} \right], \quad (16.7)$$

где $H_m(x)$ – полиномы Эрмита, ϖ – радиус «пятна» поля, который определяется по полуширине распределения Гаусса (см. рис. 16.1), N – нормировочная константа, получаемая из условия $N = \left[\int_0^L f^2(z) dz \right]^{-1/2}$.

Функции $\Psi_y(y)$ и $\Psi_z(y)$ характеризуются экспоненциальной зависимостью от координаты y , и в нерелятивистском случае могут быть представлены в виде:

$$\Psi_y(y) \approx \Psi_z(y) \approx \Psi(y) \approx \exp(-\beta y), \quad (16.8)$$

где $\beta = \frac{\omega}{v_\varphi}$.

Система уравнений движения электронов в высокочастотном поле с компонентами (16.6) в двумерном приближении с учетом статического поля пространственного заряда имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Theta}{d\zeta^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\Theta}{d\zeta} \right)^3 \left\{ 0,5 \Phi F f(\zeta) \Psi(Y) \cos \varphi - \Phi \Omega_c^2 B_y v_z \right\}, \\ \frac{d^2 Y}{d\zeta^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\Theta}{d\zeta} \right)^2 \times \left\{ 0,5 \Phi F f(\zeta) \Psi(Y) \left(-\frac{\Phi}{2} \sin \varphi + \frac{dY}{d\zeta} \cos \varphi \right) + \right. \\ &\quad \left. + \Omega_p^2 (Y - h) - \Omega_c^2 v_z \left(\frac{\Phi}{2} B_z + \frac{dY}{d\zeta} B_y \right) \right\}, \end{aligned} \quad (16.9)$$

где $\varphi = \Theta + \Phi b \zeta + \varphi_0$, $v_x = \frac{2}{\Phi} (Y - Y_0) B_z - \int_0^\zeta B_y(\zeta') d\zeta'$ – нормированная скорость

электронов вдоль оси Ox , $\Theta = \omega t - \Phi \zeta - \varphi_0$, φ_0 – начальная фаза, $\Phi = \frac{\omega L}{v_0}$, $\zeta = \frac{z}{L}$

и $Y = \frac{y}{H}$ – нормированные на соответствующий масштаб продольная и поперечная

координаты, L – длина пространства взаимодействия, $\Omega_c = \Phi \frac{\omega_H}{\omega}$, $\omega_H = \frac{eB_0}{m}$ –

циклотронная частота, $\Omega_p = \Phi \frac{\omega_p}{\omega}$, ω_p – плазменная частота электронного

потока, $F = \frac{A}{E_0}$, $b = 1 - \frac{v_0}{v_\varphi}$, B_z и B_y – безразмерные координатные компоненты

вектора индукции магнитного фокусирующего поля, которое в общем случае может быть пространственно-неоднородным; B_0 – постоянное продольное магнитное поле, h – нормированная поперечная координата середины пучка.

Векторное уравнение возбуждения резонатора электронным потоком, который взаимодействует с медленной пространственной гармоникой и полем

пространственного заряда, преобразуется в два скалярных уравнения относительно амплитуды поля $F(\tau)$ и его фазы $\gamma(\tau)$:

$$\begin{aligned} \frac{dF}{d\tau} + F(1 - GS_1(F)) &= 0, \\ \frac{d\gamma}{d\tau} + \delta\omega + GS_2(F) &= 0. \end{aligned} \quad (16.10)$$

Здесь $\delta\omega$ – электронное смещение частоты в генераторе, G – параметр эффективности взаимодействия – аналог сопротивления связи в нерезонансных приборах, который можно представить в виде

$$G = \frac{2|I_0|QL^2}{\omega_m N_m U_0}, \quad (16.11)$$

где N_m – норма m -го вида колебаний, определяемая как $N_m = \frac{1}{4\pi} \int_V |\vec{E}_m|^2 dV$ – энергетическая характеристика, в которой основную роль играет быстрая объемная пространственная гармоника поля, уносящая энергию от потока, I_0 – постоянная составляющая тока пучка, U_0 – потенциал поля, ускоряющего электроны, Q – нагруженная добротность, ω_m – реальная часть частоты m -го вида колебаний.

Величина $S(F) = S_1(F) + iS_2(F)$ характеризует среднюю крутизну колебательной характеристики генератора по аналогии с колебательными системами на сосредоточенных элементах. Применительно к данному классу генераторов с длительным взаимодействием эта характеристика имеет вид:

$$S(F) = \frac{H}{2\pi F \Delta} \int_0^1 f(\zeta) \int_{y_1}^{y_2} \Psi(Y) \int_0^{2\pi} \left(1 - i \frac{2}{\Phi} \frac{dY}{d\zeta}\right) \times \exp(i\varphi) d\varphi_0 dY_0 d\zeta, \quad (16.12)$$

где Δ – толщина пучка.

Ясно, что величина $S(F)$ для каждой конфигурации прибора определяет и пусковой ток, так как $G \propto I$, а именно: $G_{\text{пуск}} = \frac{1}{S_1(0)}$.

Крутизну колебательной характеристики можно находить как теоретически, так и экспериментально, что позволяет рассчитывать выходные характеристики генераторов (мощность, КПД, электронную перестройку частоты) и усилителей (коэффициент усиления, мощность, полосу частот).

Применительно к автогенераторам крутизна колебательной характеристики (вещественная ее часть $S_1(F)$) имеет два характерных вида (см. рис. 16.4), связанных с режимом возбуждения колебаний. Кривая $S_M(F)$ описывает мягкий режим возбуждения колебаний, кривая $S_{\text{ж}}(F)$ – жесткий. Прямая линия $S_1 = G^{-1}$ называется прямой положительной обратной связи. В мягком режиме процесс

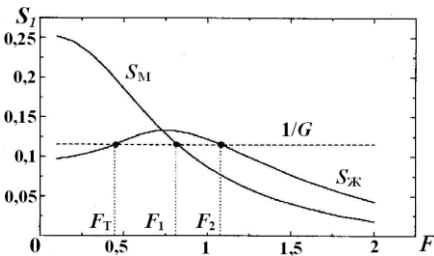


Рис. 16.4. Крутизна амплитудной колебательной характеристики для мягкого и жесткого режимов возбуждения колебаний

самовозбуждения колебаний начинается практически с нулевой амплитуды $F \rightarrow 0$, а в жестком существует определенное значение «толковой» амплитуды F_T , с которой начинается генерация и устанавливается стационарное значение амплитуды колебаний. В работающем генераторе с жестким режимом возбуждения наблюдается гистерезис при перестройке ускоряющего напряжения. При увеличении напряжения до конца зоны генерации наблюдается резкий срыв колебаний, а при его уменьшении от этого значения колебания вновь возбуждаются скачком, но уже при другом напряжении.

Как следует из (16.10), в стационарном установившемся режиме $\frac{d}{d\tau} = 0$ амплитуда и частота колебаний определяются из уравнений через реальную и мнимую части крутизны $S(F)$:

$$1 - GS_1(F_{ycm}) = 0, \\ \delta\omega = -\frac{S_2(F_{ycm})}{S_1(F_{ycm})}. \quad (16.13)$$

Важные характеристики генератора – мощность P и электронный КПД η_e также определяются через функцию $S(F)$:

$$\eta_e = F^2 S_1(F), \\ P = I_0 U_0 F^2 S_1(F). \quad (16.14)$$

К числу эксплуатационных характеристик ГДИ относятся мощность генерируемых колебаний, электронный КПД η_e , электронное смещение частоты $\delta\omega$, пусковой ток $I_{пуск}$.

Пусковой ток ГДИ (иногда используется термин стартовый ток) – это минимальный ток пучка, с которого начинается процесс самовозбуждения колебаний. В этом случае мощность, отдаваемая электронным потоком высокочастотному полю, превышает суммарную мощность потерь в колебательной системе. Его величина меняется в зависимости от ускоряющего напряжения для данной длины прибора L .

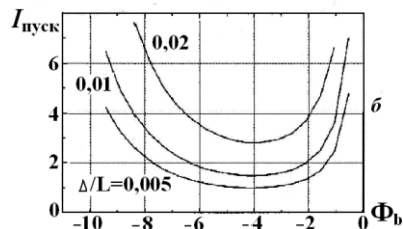
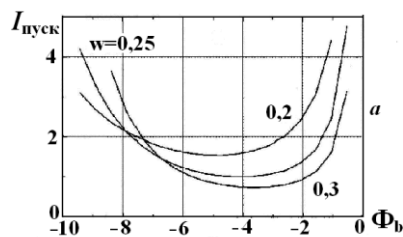


Рис. 16.5. Нормированный пусковой ток генератора дифракционного излучения

На рис. 16.5 в качестве примера представлены зависимости нормированного на свое минимальное значение пускового тока от параметра относительного рассинхронизма Φb (фактически от ускоряющего напряжения, т. к. $\frac{m\nu_0^2}{2} = |e|U_0$) для гауссовой формы

амплитудного распределения высокочастотного электрического поля. Семейство кривых на рис. 16.5 а соответствует различным значениям ширины пятна поля в открытом резонаторе, а кривые на рис. 16.5 б построены для разных значений нормированной толщины пучка. Минимальное значение пускового тока, наблюдаемое при соответствующем значении ускоряющего напряжения, обусловлено такой

ситуацией, при которой электроны за время своего пребывания в пространстве взаимодействия проходят всю тормозящую фазу высокочастотного поля.

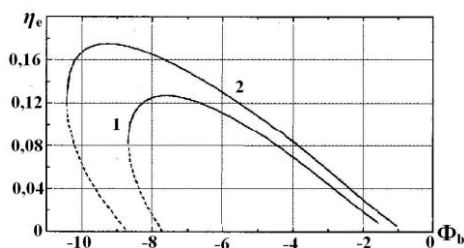


Рис. 16.6. Зоны генерации для различных значений тока пучка

Анализ выражения $G_{пуск} = S_1^{-1}(0)$ показывает, что с увеличением длины пространства взаимодействия L пусковой ток прибора уменьшается, т.к. увеличивается количество замедленных длин волн на длине прибора, а значит, растет эффективность преобразования кинетической энергии электронов в высокочастотную энергию.

На рис. 16.6 и 16.7 изображены зависимости электронного КПД генератора η_0 и электронной перестройки частоты $\delta\omega$ от ускоряющего напряжения (параметр Φb), рассчитанные по системе уравнений (16.9 – 16.10) для двух значений тока пучка: $I_0 = 2I_{пуск.мин}$ (кривые 1) и $I_0 = 3I_{пуск.мин}$ (кривые 2).

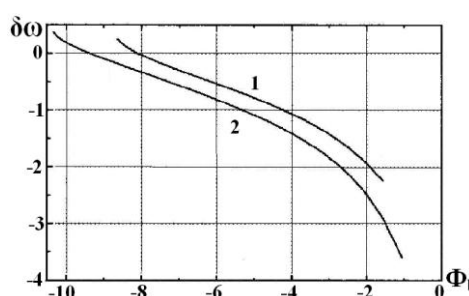


Рис. 16.7. Электронное смещение частоты для различных значений тока пучка

Анализ физических процессов, происходящих в генераторах дифракционного излучения, показывает, что режим максимального усиления (значения U_0 и I_0 , при которых реализуется минимальное значение пускового тока и максимальное значение инкремента нарастания амплитуды колебаний) и режим максимальной мощности (максимальное значение КПД) не совпадают по ускоряющему напряжению. Режим максимального усиления рассмотрен ранее, а режим максимальной мощности наблюдается в случае, когда распределение сгруппированного высокочастотного тока пучка по длине прибора наиболее близко по форме к распределению амплитуды высокочастотной компоненты электрического поля.

На рис. 16.7 представлены зависимости электронной перестройки частоты для тех же значений тока пучка, что и на предыдущем рисунке.

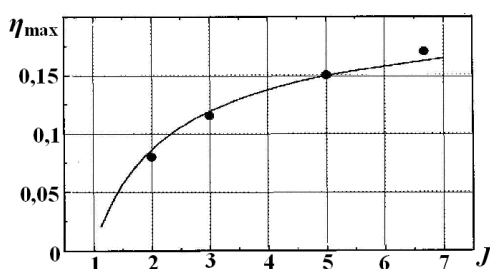


Рис. 16.8. Зависимость максимального по зоне генерации электронного КПД от нормированного тока пучка. Точки – результаты измерений

Для данного класса приборов режим максимального КПД и изохронный режим $\delta\omega = 0$ (частота генерации совпадает с собственной частотой открытого резонатора с решеткой) не совпадают, как это имеет место в приборах клистронного типа.

Одной из важнейших эксплуатационных характеристик ГДИ является зависимость максимального в зоне генерации КПД генератора η_{max} от величины тока пучка I_0 . На рис. 16.8 показана такая зависимость, где по оси абсцисс отложена величина I_0 , нормированная на минимальный пусковой ток – ($J = I_0 / I_{пуск.мин}$).

Точками на рис. 16.8 показаны результаты экспериментальных измерений,

проведенных при тех же параметрах электронно-волновой системы, что и теоретические расчеты. При малых значениях параметра J сгруппированный ток мал и его распределение не соответствует распределению амплитуды высокочастотного поля $E_z(z)$ (максимальное значение высокочастотного тока достигается у коллекторного конца прибора). С увеличением J максимальное значение высокочастотного тока по длине прибора приближается к максимуму амплитудного распределения $E_z(z)$. В этом случае эффективность взаимодействия увеличивается.

К числу основных характеристик резонансных приборов дифракционной

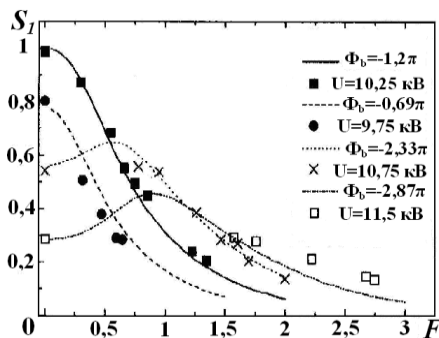


Рис. 16.9. Теоретические и экспериментальные зависимости крутизны колебательной характеристики от амплитуды колебаний

электроники относится крутизна колебательной характеристики $S(F)$. Знание ее позволяет фактически однозначно находить все эксплуатационные характеристики не только генераторов, но и усилителей.

На рис. 16.9 приведено несколько зависимостей $S_1(F)$, рассчитанных по уравнениям нелинейной многомерной теории и измеренных экспериментально. Теоретические зависимости обозначены различными линиями. Экспериментальные значения крутизны колебательной характеристики отмечены на рисунке квадратами, кружками и крестиками.

В настоящее время, кроме ГДИ с непрерывным режимом работы, в ИРЭ НАН Украины разработаны импульсные генераторы дифракционного излучения, которые позволяют получать значительно большие значения мощности в сверхвысокочастотном диапазоне электромагнитных колебаний.

17. Свойства плазмы на сверхвысоких частотах

Интерес к поведению плазмы на сверхвысоких частотах связан со многими задачами, как из области физики плазмы, так и физики СВЧ диапазона. Известен целый класс газоразрядных приборов (например, газоразрядные антенные переключатели, резонансные разрядники), работа которых основана на прохождении высокочастотного тока через электронно-ионную плазму. Плазма в подобных приборах существует за счет разряда постоянного тока, либо разряда на сверхвысоких частотах. Ранее мы говорили о влиянии плазменных эффектов на работу магнетрона. Что касается физики плазмы, то здесь речь может идти о проблемах, связанных с созданием плазмы на СВЧ, с СВЧ диагностикой и высокочастотным нагревом высокотемпературной плазмы, с прохождением электромагнитных волн в ионосфере.

Прохождение высокочастотного тока через ионизированный газ имеет ряд особенностей [15]. Прежде всего, вспомним об особенностях движения электронов и ионов в слабом сверхвысокочастотном поле в плазме.

Будем считать, что плазма находится в электрическом поле, изменяющимся во времени по закону $E = E_1 \sin \omega t$. Предположим, что частота столкновений электронов с нейтральными частицами газа (атомами,

молекулами) мала, так что $v_{en} \ll \omega$, плазма может считаться средой квазинейтральной ($n_e \approx n_i$). Если внешнее магнитное поле отсутствует ($B = 0$), то уравнение движения в этом случае имеет следующий вид:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE_1 \sin \omega t. \quad (17.1)$$

Начальные условия сформулируем так: в момент времени $t = t_0$ электрон с начальной скоростью $v = v_0$ находится в точке с координатой $x = x_0$. После интегрирования имеем:

$$\frac{dx}{dt} = v_0 + \frac{eE_1}{\omega m} (\cos \omega t - \cos \omega t_0), \quad \text{и} \quad (17.2)$$

$$x = x_0 + v_0(t - t_0) + \frac{eE_1}{\omega^2 m} (\sin \omega t - \sin \omega t_0 - (\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0). \quad (17.3)$$

Уравнение (17.2) позволяет вычислить максимально возможную скорость и энергию, которые может получить электрон в высокочастотном поле при наиболее благоприятной начальной фазе поля ωt_0 :

$$\begin{aligned} |v_{e \max}| &= \frac{2eE_1}{\omega m}, \\ W_{e \max} &= \frac{2e^2 E_1^2}{\omega^2 m}. \end{aligned} \quad (17.4)$$

Из уравнения (17.3) можно определить максимальную амплитуду колебаний электрона:

$$x_{e \max} = \frac{2eE_1}{\omega^2 m}. \quad (17.5)$$

Для иона максимальные значения энергии и амплитуды колебаний равны соответственно

$$W_{i \max} = \frac{2Z^2 e^2 E_1^2}{\omega^2 M} \quad (17.6)$$

и

$$x_{i \max} = \frac{2ZeE_1}{\omega^2 M}, \quad (17.7)$$

где M – масса иона, Z – заряд.

Из сравнения (17.4) и (17.6) видно, что отношение максимально возможных энергий частиц в поле с $E = E_1 \sin \omega t$ равно отношению масс (при $Z=1$):

$$\frac{W_{e \max}}{W_{i \max}} = \frac{M}{m}. \quad (17.8)$$

Следовательно, в высокочастотном поле электроны набирают существенно бóльшую энергию. Смещение электрона за период поля также больше:

$$\frac{x_{e \max}}{x_{i \max}} = \frac{M}{m}. \quad (17.9)$$

Каков порядок величины смещения электрона в высокочастотном поле с реальной амплитудой? Если предположить, что $E_1 = 100$ В/см, а длина волны $\lambda = 10$ см, то $x_{e \max} = \frac{2eE_1}{\omega^2 m} = 0,99 \cdot 10^{-2}$ мм. В поле с амплитудой $E_1 = 10^4$ В/см

смещение электрона составляет всего примерно 1 мм. С ростом частоты поля смещение частиц становится меньше. Поэтому в реальных экспериментальных условиях всегда можно считать, что $x \ll d$, где d – характерный размер устройства, в котором создается высокочастотный разряд. Поскольку ионы смещаются в том же поле на существенно меньшие расстояния, можно считать, что они покоятся, а их энергией можно пренебречь.

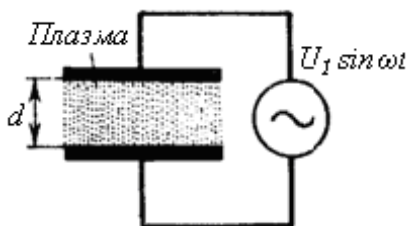


Рис. 17.1. Схема диодного высокочастотного газоразрядного устройства

Поэтому роль ионов в задачах о движении заряженных частиц в высокочастотных полях незначительна. Свойства плазмы на СВЧ определяются в основном электронами.

Простейший вариант высокочастотного газоразрядного устройства показан на рисунке 17.1. Оно представляет собой плоский конденсатор, заполненный плазмой. С макроскопической точки зрения плазма может рассматриваться как диэлектрическая среда с относительной проницаемостью ϵ' . Вычислить величину диэлектрической проницаемости ϵ' можно исходя из концепции о наведении тока при движении электронов в межэлектродном промежутке.

Электроны, совершающие колебательное движение, наводят на обкладках конденсатора переменные во времени заряды. Во внешней цепи диодного высокочастотного газоразрядного устройства, которое можно представить в виде конденсатора, протекает наведенный ток, складывающийся с током смещения. Если столкновения электронов с тяжелыми частицами отсутствуют ($v_{en} \ll \omega$), то скорость электронов будет определяться уравнением (17.2). Так как напряженность поля у нас изменяется по закону $E = E_1 \sin \omega t$, то уравнение (17.2) можно переписать в виде

$$v = v_0 - \frac{eE_1}{\omega m} \cos \omega t_0 + \frac{e}{\omega^2 m} \frac{dE}{dt}. \quad (17.10)$$

Высокочастотный ток, наведенный во внешней цепи, определяется переменной составляющей скорости v (17.10). В соответствии с общим уравнением

наведенного тока $i_{навед} = \frac{qv}{d}$ наведенный ток в плоском конденсаторе будет равен

$$i_{навед} = -\frac{ev}{d} = -\frac{e^2}{\omega^2 md} \frac{dE}{dt}. \quad (17.11)$$

Если n – плотность электронов, то плотность наведенного тока $j_{навед}$ будет определяться полным числом электронов N в объеме между пластинами конденсатора, имеющими единичную площадь, т. е. $N = nd$. Тогда плотность наведенного тока будет равна

$$j_{навед} = N i_{навед} = -\frac{ne^2}{\omega^2 m} \frac{dE}{dt}. \quad (17.12)$$

С другой стороны, через плоский конденсатор независимо от присутствия зарядов протекает емкостной ток смещения, плотность которого равна

$$j_{смещ} = \varepsilon_0 \frac{dE}{dt}. \quad (17.13)$$

Таким образом, плотность полного тока, проходящего через плоский зазор, заполненный плазмой, составляет

$$j_{полн} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{ne^2}{\omega^2 m \varepsilon_0} \right) \frac{dE}{dt}. \quad (17.14)$$

Из теории поля известно, что в пренебрежении свободными зарядами полный ток определяется уравнением $\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_{полн} = \sigma \vec{E} + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt}$. Сравнивая это уравнение с уравнением (17.14), можно сделать вывод о том, что активная проводимость плазмы равна нулю (в уравнении (17.14) отсутствует член, пропорциональный напряженности поля). С физической точки зрения это естественно, так как при выводе уравнения (17.14) не учитывались столкновения электронов с другими частицами, которые и приводят к потере энергии электронов. Выражение в скобках в уравнении (17.14) есть не что иное, как относительная диэлектрическая проницаемость плазмы –

$$\varepsilon' = 1 - \frac{ne^2}{\omega^2 m \varepsilon_0}. \quad (17.15)$$

Величина $\frac{ne^2}{m \varepsilon_0}$ представляет собой квадрат плазменной частоты электронов ω_{pe}

(в системе СИ, в системе СГС $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m}}$). Тогда уравнение (17.15) можно переписать так:

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}. \quad (17.16)$$

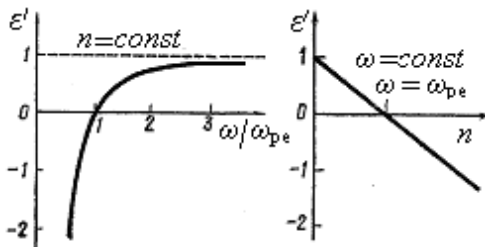


Рис. 17.2. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости плазмы от частоты высокочастотного поля и плотности электронов

На рисунке 17.2 представлены зависимости относительной диэлектрической проницаемости плазмы от частоты поля и плотности электронов. Видно, что при определенных условиях ($\omega_{pe} \gg \omega$) $\varepsilon < 0$. В этом случае электромагнитная волна не может распространяться в плазме. При больших плотностях электронов диэлектрическая проницаемость также становится отрицательной. Из равенства $\omega = \omega_{pe}$ может быть определена критическая плотность

электронов –

$$n_{кр} = \frac{\omega^2 m \varepsilon_0}{e^2} = C \omega^2, \quad (17.17)$$

где $C = \frac{m \varepsilon_0}{e^2}$ – константа. По частоте отсечки зондирующего сигнала можно определить плотность электронов (метод отсечки в диагностике плазмы).

Учет столкновений электронов приводит к появлению в уравнении движения (17.1) члена, соответствующего силе трения. Эта сила, пропорциональная скорости электрона и некоторому коэффициенту трения, учитывается при больших давлениях рабочего газа или малой частоте поля, когда $v_{en} \gg \omega$. С учетом силы трения уравнение движения принимает следующий вид:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + f \frac{dx}{dt} = -e E_1 \sin \omega t, \quad (17.18)$$

где f – коэффициент трения. Поскольку при каждом столкновении в среднем импульс электрона изменяется на $m \frac{dx}{dt}$, то за 1 сек изменение импульса

составляет $m \frac{dx}{dt} v_{en}$. Это изменение импульса равно импульсу силы трения за 1

сек – $m \frac{dx}{dt} v_{en} = f \frac{dx}{dt}$. Отсюда можно определить величину коэффициента трения –

$$f = m v_{en}. \quad (17.19)$$

В установившемся режиме решение уравнения движения (17.18) будет иметь следующий вид:

$$v = \frac{\omega m e E_1}{f^2 + \omega^2 m^2} \cos \omega t - \frac{e f E_1}{f^2 + \omega^2 m^2} \sin \omega t. \quad (17.20)$$

Плотность наведенного тока может быть вычислена аналогично случаю бесстолкновительной плазмы. С учетом скорости (17.20) плотность наведенного тока равна

$$j_{навед} = \frac{ne^2 f}{f^2 + \omega^2 m^2} E - \frac{ne^2 m}{f^2 + \omega^2 m^2} \frac{dE}{dt}. \quad (17.21)$$

Плотность полного тока, проходящего через плазму равна соответственно

$$j_{полн} = \frac{ne^2 f}{f^2 + \omega^2 m^2} E + \varepsilon_0 \left[1 - \frac{ne^2 m}{\varepsilon_0 (f^2 + \omega^2 m^2)} \right] \frac{dE}{dt}. \quad (17.22)$$

Первое слагаемое в этом уравнении соответствует току проводимости плазмы, второе – току смещения. Тогда активная проводимость и диэлектрическая проницаемость плазмы могут быть определены так:

$\sigma = \frac{ne^2 f}{f^2 + \omega^2 m^2}$ и $\varepsilon' = 1 - \frac{ne^2 m}{\varepsilon_0 (f^2 + \omega^2 m^2)}$. После подстановки значения

коэффициента трения получим окончательно

$$\sigma = \frac{ne^2 f}{f^2 + \omega^2 m^2} = \frac{ne^2 m v_{en}}{m^2 v_{en}^2 + m^2 \omega^2} = \frac{\omega_{pe}^2 \varepsilon_0 v_{en}}{v_{en}^2 + \omega^2}, \quad (17.23)$$

$$\varepsilon' = 1 - \frac{ne^2 m}{\varepsilon_0 (f^2 + \omega^2 m^2)} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{v_{en}^2 + \omega^2}. \quad (17.24)$$

Видно, что при $v_{en} \rightarrow 0$ формула (17.24) переходит в (17.16), а активная проводимость плазмы обращается в нуль.

Уравнение (17.22) для полного тока можно записать в комплексной форме:

$$j_{полн} = i\omega\varepsilon_0 \left[1 - \frac{ne^2 m}{\varepsilon_0 (f^2 + \omega^2 m^2)} - i \frac{ne^2 f}{\omega\varepsilon_0 (f^2 + \omega^2 m^2)} \right] E = i\omega\varepsilon_0 (\varepsilon'_1 - i\varepsilon'_2) E. \quad (17.25)$$

Величины действительной ε'_1 и мнимой ε'_2 частей комплексной диэлектрической проницаемости плазмы равны соответственно

$$\varepsilon'_1 = 1 - \frac{ne^2}{m\varepsilon_0 (v_{en}^2 + \omega^2)} \quad \text{и} \quad (17.26)$$

$$\varepsilon'_2 = \frac{ne^2 v_{en}}{m\omega\varepsilon_0 (v_{en}^2 + \omega^2)}. \quad (17.27)$$

Аналогичным образом, приведя уравнение для полного тока к виду $j_{полн} = (\sigma_1 - i\sigma_2)E$, можно получить формулы для действительной σ_1 и мнимой σ_2 частей комплексной проводимости плазмы. Действительная часть комплексной проводимости определяется формулой (17.23), а мнимая равна

$$\sigma_2 = \frac{ne^2 \omega}{m (v_{en}^2 + \omega^2)} = \frac{\omega_{pe}^2 \varepsilon_0 \omega}{(v_{en}^2 + \omega^2)}. \quad (17.28)$$

Анализируя выражение для активной проводимости (17.23), можно прийти к выводу о том, что при $\omega = v_{en}$ значение σ достигнет максимума. Поскольку частота столкновений пропорциональна давлению рабочего газа, то при заданной частоте поля и неизменной плотности электронов зависимость проводимости от давления будет проходить через максимум (см. рис. 17.3). Соответственно при

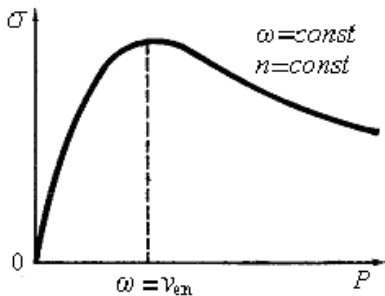


Рис. 17.3. Зависимость активной проводимости плазмы от давления рабочего газа P

$\omega = v_{en}$ будет достигать максимума и поглощаемая плазмой энергия. Чем выше частота колебаний, тем больше должно быть давление, при котором кривая зависимости $\sigma = F(P)$ будет проходить через максимум. При меньших давлениях газа существенный вклад в проводимость будет вносить реактивная составляющая наведенного тока, которая при больших давлениях стремится к нулю.

Результаты анализа полученных уравнений представляют интерес для газоразрядных приборов СВЧ диапазона, работающих при сравнительно малых сигналах, таких, что ионизация газа под действием высокочастотного поля невозможна. В отдельных случаях можно использовать реактивные свойства плазмы (например, для создания фазосдвигающего устройства). Подобные

приборы, очевидно, должны работать при низких давлениях газа, когда $\omega > \nu_{en}$. В других случаях можно использовать поглощающие свойства плазмы, когда $\omega < \nu_{en}$ (при создании газоразрядных аттенуаторов). Давление газа должно подбираться таким образом, чтобы обеспечивалась максимальная активная проводимость плазмы (см. рис. 17.3).

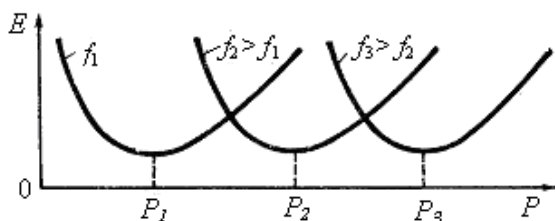


Рис. 17.4. Зависимость напряженности электрического поля в СВЧ разряде от давления рабочего газа. Ординаты кривых для трех частот условно приведены к одинаковому уровню

При увеличении амплитуды высокочастотного поля начинают проявляться нелинейные свойства плазмы.

Разряды на переменном токе имеют много общего с разрядами на токе постоянном. Известны следующие формы существования СВЧ разрядов: дуговой, тлеющий, искровой, факельный. Особенностью дугового разряда является пониженное давление, возникает он в тех частях волноводов или полых резонаторов,

где сосредоточено максимальное электрическое поле. Как и на постоянном токе, при горении СВЧ разряда выделяется некоторое количество тепла. В случае низкого давления (единицы или доли мм рт. ст.) свечение разряда носит диффузный однородный характер. При повышении давления разряд обычно контрагируется, сжимаясь в светящиеся ленты или нити.

Данные экспериментов говорят о том, что зависимость амплитуды поля зажигания СВЧ разряда от давления имеет минимум, подобно кривым Пашена в разрядах на токе постоянном (см. рис. 17.4). Оптимальное давление газа, при котором для поддержания разряда требуется наименьшая напряженность электрического поля, на длинах волн меньших 1 м увеличивается с ростом частоты. Соответствующий сдвиг кривых для трех различных частот и показан на рис. 17.4. Так, например, в 10-сантиметровом диапазоне оптимальное давление составляет для различных газов $2 \div 7$ мм рт. ст., на волнах с $\lambda = 3$ см давление доходит до $10 \div 20$ мм рт. ст. Использование резонансных свойств плазмы позволяет значительно снизить оптимальное давление.

Сверхвысокочастотный разряд может быть безэлектродным. Известен безэлектродный кольцевой разряд, возбуждаемый переменным магнитным полем. Создается он обычно в длинноволновой части диапазона СВЧ. Разряд имеет вид замкнутого светящегося кольца. Безэлектродные ВЧ разряды можно разделить на емкостные (см. рис. 17.1) и индуктивные, конструкция которых представляет собой стеклянную трубу (обычно кварцевую) с возбуждающей системой в виде катушки индуктивности, расположенной снаружи.

Приложение

Фундаментальные физические постоянные [22]

Скорость света $c = 2,9979 \cdot 10^8$ м/с = $2,9979 \cdot 10^{10}$ см/с.

Заряд электрона $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ Кл = $4,8032 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ.

Масса покоя электрона $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31}$ кг = $9,1083 \cdot 10^{-28}$ г.

$e/m_e = 1,7591 \cdot 10^{11}$ Кл·кг⁻¹ = $5,2734 \cdot 10^{17}$ ед. СГСЭ·г⁻¹.

Диэлектрическая проницаемость вакуума $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \frac{\Phi}{м} = 8,842 \cdot 10^{-12} \frac{А \cdot сек}{В \cdot м}$.

Магнитная проницаемость вакуума $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Гн}{м} = 1,257 \cdot 10^{-6} \frac{В \cdot сек}{А \cdot м}$.

Постоянная Больцмана $k = R/N_a = 1,3806 \cdot 10^{-23}$ Дж/град = $1,6024 \cdot 10^{-19}$ Дж/эВ = $1,3806 \cdot 10^{-16}$ эрг/град = $1,6023 \cdot 10^{-12}$ эрг/эВ = $8,6176 \cdot 10^{-5}$ эВ/град.

Постоянная Планка $h = 6,6262 \cdot 10^{-34}$ Дж·с = $6,6262 \cdot 10^{-27}$ эрг·с.

$\hbar = h/2\pi = 1,0546 \cdot 10^{-34}$ Дж·с = $1,0546 \cdot 10^{-27}$ эрг·с.

Основные формулы из конспекта лекций

$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ – относительная диэлектрическая проницаемость, где ε – диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

$\mu' = \frac{\mu}{\mu_0}$ – относительная магнитная проницаемость, где μ – магнитная проницаемость среды, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ – скорость распространения электромагнитной волны в среде с ε и μ .

$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ – скорость света (или скорость распространения электромагнитной волны в вакууме).

$\delta = \sqrt{2/(\omega\mu_1\sigma)}$ – глубина проникновения поля в металл или величина скин-слоя на частоте ω , где σ – проводимость, μ_1 – магнитная проницаемость материала.

$$\gamma = \gamma_{mn} = \sqrt{k_c^2 - k^2} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k^2} \quad - \quad \text{постоянная распространения}$$

электромагнитной волны в прямоугольном волноводе ($k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$).

$$\lambda_{кр} = \frac{c}{f_{кр}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\varepsilon' \mu'} \quad - \quad \text{критическая длина волны поля в}$$

прямоугольном волноводе.

$\lambda_{кр} \approx 2a$ – критическая длина волны поля TE_{10} в прямоугольном волноводе, заполненном воздухом, где a – длина широкой стенки волновода.

$\lambda < \lambda_{кр}$ – условие распространения электромагнитного поля в волноводах, где

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{2\pi c}{\omega} \quad - \quad \text{длина волны в свободном пространстве.}$$

$$\lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \frac{v}{c} \quad - \quad \text{длина волны в волноводе.}$$

$$v_\phi = \frac{v}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \quad - \quad \text{фазовая скорость электромагнитной волны в волноводе.}$$

$$v_{гр} = v \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2} \quad - \quad \text{групповая скорость волны в волноводе.}$$

$$(Z_c)_{TE} = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \quad - \quad \text{волновое (характеристическое) сопротивление волновода}$$

для поля TE_{mn} , где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ – волновое сопротивление среды, заполняющей

полость волновода. $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{1,257 \cdot 10^{-6}}{8,842 \cdot 10^{-12}}} = 377,044 \approx 377 \text{ Ом.}$

$$(Z_c)_{TM} = Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}} \right)^2} - \text{волновое сопротивление волновода для поля } TM_{mn}.$$

$$\gamma_{mn}^2 = \frac{v_{mn}^2}{a^2} - k^2 - \text{постоянная распространения электромагнитной волны в}$$

круглом волноводе ($k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$).

$$(\lambda_{кр})_{TE_{mn}} = \frac{c}{f_{кр}} = \frac{2\pi a}{v_{mn}} \sqrt{\varepsilon' \mu'} - \text{критическая длина волны поперечного}$$

электрического поля в круглом волноводе, где v_{mn} – корни функции Бесселя.

$$(\lambda_{кр})_{TE_{11}} = \frac{2\pi a}{1,84} - \text{критическая длина волны поля } TE_{11} \text{ в круглом волноводе.}$$

$$(\lambda_{кр})_{TM_{mn}} = \frac{2\pi a}{\eta_{mn}} \sqrt{\varepsilon' \mu'} - \text{критическая длина волны поперечного магнитного поля}$$

в круглом волноводе, где η_{mn} – корни уравнения $J_m(\eta) = 0$

$$(\lambda_{кр})_{TM_{01}} = \frac{2\pi a}{2,405} - \text{критическая длина волны поля } TM_{01} \text{ в круглом волноводе.}$$

$$\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{D}{d} \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon}} - \text{волновое сопротивление коаксиальной линии, где}$$

$$L_1 = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{D}{d} \text{ и } C_1 = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln(D/d)} - \text{погонные индуктивность и емкость линии, } d -$$

диаметр внутреннего, а D – внешнего проводников, ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости материала, заполняющего пространство между проводниками, μ_1 – магнитная проницаемость материала, из которого изготовлены проводники.

$$\omega_H = \frac{eH}{mc} - \text{циклотронная частота частицы с зарядом } e \text{ и массой } m.$$

$$\omega_H = \frac{eH}{m} - \text{в системе СИ.}$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}} - \text{плазменная или ленгмюровская частота частицы с зарядом } e \text{ и}$$

массой m .

$r_{D\alpha} = \frac{v_{T\alpha}}{\omega_{p\alpha}}$ – дебаевский радиус экранирования частиц разного сорта $\alpha = e, i$, где

$$v_{T\alpha} = \sqrt{\frac{kT_{\alpha}}{m_{\alpha}}} \text{ – тепловая скорость частиц сорта } \alpha, \quad r_{D\alpha} = \sqrt{\frac{kT_{\alpha}}{4\pi n_{\alpha} e^2}}.$$

Для электронов $r_{De} = 7,43 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{T_e(\text{эВ})}{n_e(\text{см}^{-3})}}$ см.

Размеры некоторых прямоугольных волноводов в соответствии с Рекомендациями Международной электротехнической комиссии [8].

Обозначение типа волновода	Размеры волновода $a \times b$, мм	Диапазон частот низшего типа волны, ГГц	Диапазон длин волн, см
R32	72×34	2,6 ÷ 3,95	11,53 ÷ 7,6
R48	47,5×22,15	3,94 ÷ 5,99	7,6 ÷ 5
R84	28,5×12,6	6,57 ÷ 9,99	4,56 ÷ 3
R100	23×10	8,2 ÷ 12,5	3,66 ÷ 2,4
R320	7,1×3,6	26,4 ÷ 40	1,14 ÷ 0,75
R620	3,76×1,88	49,8 ÷ 75,8	0,6 ÷ 0,39

Литература

- ГОСТ 24375 – 80. Радиосвязь. Термины и определения.
- Григорьев А. Д. Электродинамика и техника СВЧ: Учебник для вузов по специальности «Электронные приборы и устройства» / А. Д. Григорьев. – М. : Вища школа, 1990. – 335 с.
- Костенко А. А., Носич А. И. Создание в Харькове первого в Советском Союзе трехкоординатного радиолокатора дециметрового диапазона // – Радиофизика и электроника. Т. 3. – №3. 1998, С. 7–32. Харьков.
- Головин И. Н. Страницы жизни. Творцы ядерного века / И. Н. Головин. – М. : ИздАТ, 2004.
- Балаклицкий И. М., Скрынник Б. К., Третьяков О. А., Шестопалов В. П. Генераторы дифракционного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн // Укр. физ. журн. – 1969. – Т. 14, №4 – С. 539–552.
- Onishchenko I. N. Nonrelativistic plasma HF-electronics. Problems of Atomic Science and Technology. – Series: Plasma Physics (10), 2005, № 1. – PP. 114-118.
- Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В. Электромагнитные поля и волны / Л. Д. Гольдштейн, Н. В. Зернов. – М. : Советское радио, 1971. – 664 с.

8. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. Т. 1. Техника сверхвысоких частот / И. В. Лебедев. – М. : Высшая школа, 1970. – 439 с.
9. Юрцев О. А., Рунов А. В., Казарин А. Н. Спиральные антенны / О. А. Юрцев, А. В. Рунов, А. Н. Казарин – М. : Сов. Радио, 1974. – 224 с.
10. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов / И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. – М. : Наука, 1986. – 544 с.
11. Глушеченко Э. Н. Соосный волноводно-микроразветвляющийся трансформатор-переход / Э. Н. Глушеченко. // 20-ая Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», 13-17 сентября 2010 г.: сб. материалов. – Севастополь, 2010. С. 708-709.
12. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. Учебн. пособие для вузов / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М. : Наука, 1989. – 544 с.
13. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы / Л. А. Вайнштейн – М. : Сов. Радио, 1966. – 475 с.
14. Власов В. В. Сверхвысококачественный плазменный источник // Вісник Харківського університету, серія фізична «Ядра, частинки, поля». – №784, вип.4 /36/, С. 121–124, 2007. Харьков.
15. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. Т. 2. Электровакуумные приборы СВЧ / И. В. Лебедев – М. : Высшая школа, 1972. – 374 с.
16. Шматько А. А., Одаренко Е. Н. Электроника сверхвысоких частот. Основы теории и лабораторный практикум / А. А. Шматько, Е. Н. Одаренко. – Харьков. «Факт». 2003. – 248 с.
17. Слуцкий А. А., Штейнберг Д. С. Получение колебаний в катодных лампах при помощи магнитного поля // Журн. Русского физико-химического общества. 1926. – 58, вып. 2. – С. 395–407.
18. Фареник В. И., Власов В. В., Рожков А. М., Степанов К. Н., Супруненко В. А., Экспериментальное исследование кинетических неустойчивостей в альтернативном магнетроне Габора // Журнал технической физики, т. 42, №8. С.1625, 1972.
19. Кураев А. А., Сеницын А. К. Достижения в повышении КПД спутниковых ЛБВ-О / А. А. Кураев, А. К. Сеницын. // 12-ая Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», 9-13 сентября 2002 г.: сб. материалов.– Севастополь, 2002.
20. Березин В. М., Буряк В. С., Гутцайт Э. М., Маран В. П. Электронные приборы СВЧ / В. М. Березин, В. С. Буряк, Э. М. Гутцайт, В. П. Маран. – М. : Высшая школа, 1985. – 296 с.
21. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника / В. П. Шестопалов. – Х. : Вища шк., 1976. – 231 с.
22. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина. – М. : Атомиздат, 1976. – 1008 с.

Навчальне видання

Власов Вячеслав Васильович

**ФІЗИКА І ТЕХНІКА
НАДВИСОКОЧАСТОТНОГО ДІАПАЗОНУ
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ КОЛИВАНЬ**

Навчальний посібник

(Рос. мовою)

Коректор *Л. Є. Стешенко*
Комп'ютерна верстка *О. С. Чистякова*
Макет обкладинки *О. О. Літвінова*

Формат 60x84/16. Умов. друк. арк. 10,39. Наклад 100 прим.

Видавець і виготовлювач
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
61077, Харків, пл. Свободи, 4.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09

Видавництво ХНУ імені В. Н. Каразіна
Тел. 705-24-32



ВЛАСОВ **Вячеслав Васильевич**

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики плазмы Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина. Родился 9 мая 1945 года в г. Хмельницкий. Окончил физико-технический факультет Харьковского государственного университета имени А. М. Горького в 1968 году. Работает на факультете с 1969 г. Специализируется в области физики плазмы. В 1976 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук «Экспериментальное исследование низкочастотных параметрических неустойчивостей в неоднородной плазме». Читает лекции студентам 3 – 5 курсов кафедры физики плазмы физико-технического факультета «Элементарные процессы в плазме газового разряда», «Физика и техника сверхвысоких частот», «Физико-химические процессы в низкотемпературной плазме».

Область научных интересов – коллективные эффекты в плазме, газовый разряд, взаимодействие полей с плазмой, физика сверхвысоких частот. Имеет более 80 научных работ, 6 методических разработок и учебных пособий. Соавтор книги «Физика и Харьков».

Приложение к Учебному пособию 1

Задачи

1. Вычислите критическую длину волны типа TE_{01} в прямоугольном волноводе с размерами 23×10 мм (волновод R100), если частота задающего генератора $f = 9370$ МГц. Волновод заполнен воздухом.

2. Вычислите длину волны поля TM_{11} в прямоугольном волноводе с размерами $7,1 \times 3,6$ мм (волновод R320), если частота задающего генератора $f = 8$ ГГц. Волновод заполнен кварцем плавленным ($\varepsilon' = 3,64$).

3. Вычислите фазовую скорость волны типа TE_{10} в прямоугольном волноводе, заполненном фторопластом, если рабочая частота генератора $f = 4,6$ ГГц, размеры волновода $47,5 \times 22,15$ мм (волновод R48). Относительная диэлектрическая проницаемость фторопласта $\varepsilon' = 2,08$.

4. Покажите, может ли распространяться электромагнитная волна типа TE_{12} в прямоугольном волноводе с размерами 72×34 мм (волновод R32), если рабочая частота генератора $f = 2,9$ ГГц. Волновод заполнен воздухом.

5. Чему будет равна скорость переноса энергии поля типа TM_{11} вдоль прямоугольного волновода, заполненного плавленным кварцем ($\varepsilon' = 3,64$), если размеры волновода $3,76 \times 1,88$ мм (волновод R620), а рабочая частота генератора $f = 52$ ГГц.

6. Вычислите мощность на выходе волновода круглого сечения, если суммарные потери в линии составляют 9,5 дБ. Мощность генератора 7 мВт.

7. Вычислите невозмущенный угол пролета электрона в зазоре между накаленным катодом и анодом в режиме насыщения диода, если расстояние между катодом и анодом $d = 4$ мм, ускоряющее напряжение $U_0 = 200$ В. Считать, что амплитуда переменного напряжения на зазоре мала ($U_m \ll U_0$), длина волны колебаний $\lambda = 1,5$ см. Пространственный заряд можно не учитывать.

8. Вычислите невозмущенный угол пролета электрона в зазоре длиной $d = 6$ мм, если электроны поступают в зазор после ускорения под действием анодного напряжения $U_0 = 250$ В. Длина волны колебаний в зазоре $\lambda = 4,5$ см. Пространственный заряд оказывает существенное влияние на угол пролета.

9. Вычислите длину волны поля TE_{11} в прямоугольном волноводе с размерами $28,5 \times 12,6$ мм (волновод R84), если частота задающего генератора $f = 8,4$ ГГц. Волновод заполнен плавленным кварцем ($\varepsilon' = 3,64$).

10. Будет ли распространяться волна типа TM_{21} в прямоугольном волноводе с размерами $7,1 \times 3,6$ мм (волновод R320), если частота задающего генератора $f = 37,5$ ГГц. Волновод заполнен фторопластом ($\varepsilon' = 2,1$).

11. Вычислите мощность генератора, к которому подключен волновод прямоугольного сечения, если суммарные потери в линии составляют 8 дБ. Мощность, регистрируемая на нагрузке – 1,2 мВт.

12. Вычислите коэффициент замедления спиральной линии, диаметр которой $d = 2$ мм, спираль намотана с шагом $s = 0,3$ мм.

Приложение к Учебному пособию 2
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина

Институт высоких технологий

Физико-технический факультет

Кафедра физики плазмы

«Утверждаю»

Проректор по учебной работе

« ____ » _____ 2008 г.

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ

«Физика и техника сверхвысоких частот»

(по требованиям кредитно-модульной системы)

направление подготовки _____	6.040204	Прикладная физика
для специальности _____	6.040204	Прикладная физика
специализации _____		Физика плазмы

Разработчик: доцент Власов В. В.

Рецензент: профессор Муратов В. И.

Утверждено Ученым советом Института высоких технологий Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина. Протокол № _____ от « ____ » _____ 2008 г.

Харьков – 2008

Структура программы учебного курса «Элементарные процессы в плазме газового разряда»

1. Описание предмета учебной дисциплины

Предмет: учебная дисциплина по физике и технике сверхвысоких частот является составной частью базовой подготовки студентов физико-технических специальностей университета. Он дает знания по физике распространения электромагнитных волн в направляющих системах, в пространственно периодических замедляющих структурах, электромагнитных полей в различных резонаторах, по устройству и принципах работы электронно-лучевых приборов СВЧ диапазона, которые находят применение в экспериментальной физике. Эта учебная дисциплина рассчитана на два учебных семестра (седьмой и восьмой).

ОСЕННИЙ СЕМЕСТР

Наименование показателей	Область знаний, направление подготовки, образовательно-квалификационный уровень	Характеристика учебной дисциплины
Количество кредитов – 4,5	Физико-математические науки (шифр 0402), прикладная физика, бакалавр	Нормативная Год подготовки – 4-й. Семестр – 7,8. Лекции – 36 час. Лабораторные работы – 32 час. Самостоятельная работа – 94 час. Вид контроля – модульные контрольные работы в 7 семестре.
Содержательных модулей – 2		
Общее количество часов – 162		
Недельных часов аудиторных – 2 самостоятельной работы студента – 4		

2. Цели и задачи учебной дисциплины: студенты должны усвоить теоретические основы курса, заложить практическую основу для понимания студентами курсов лекций, которые будут читаться им в дальнейшем. Сформировать у студентов общую и предметную компетентность. Знать особенности сверхвысокочастотного диапазона электромагнитных колебаний и принципов работы и устройства наиболее характерных направляющих систем для передачи высокочастотной энергии, а также электронно-лучевых вакуумных генераторов СВЧ колебаний. Уметь измерять основные параметры высокочастотных колебаний, пользоваться аппаратурой СВЧ диапазона.

3. Программа учебной дисциплины

Вступление. Структура и программа курса лекций «Физика и техника сверхвысоких частот» и его связь с другими дисциплинами, которые предлагаются студентам кафедры. Краткий обзор литературы по тематике лекций.

Содержательный модуль 1. Электромагнитные поля в устройствах СВЧ диапазона.

1. Физика и техника сверхвысокочастотного диапазона электромагнитных колебаний (введение).

Области применения СВЧ техники в физике плазмы. Диапазон СВЧ. Основные различия и сходства НЧ и СВЧ диапазонов электромагнитных колебаний. Основные типы направляющих систем.

2. Электромагнитные волны в волноводах.

Постановка задачи. Идеальный волновод. Поперечно-электрические и поперечно-магнитные поля в прямоугольном волноводе. Электромагнитные волны типа TE_{mn} и TM_{mn} в прямоугольном волноводе. Условие распространения поперечных колебаний в волноводах. Критическая длина волны и длина волны в волноводе. Фазовая и групповая скорости распространения волн в волноводах. Характеристическое сопротивление. Запредельный волновод.

3. Поперечно-электрические и поперечно-магнитные поля в волноводе круглого сечения.

Условие распространения поперечных колебаний в волноводах. Критическая длина волны и длина волны в волноводе. Фазовая и групповая скорости распространения волн в волноводах. Характеристическое сопротивление.

4. Волновод с потерями.

Затухание электромагнитных волн в волноводах с потерями. Коэффициент затухания. Единица измерения коэффициента затухания. Возбуждение волноводов и резонаторов. Системы возбуждения волноводов и резонаторов.

5. Замедляющие системы.

Периодические структуры. Теорема Флоке для пространственно-периодических полей. Спиральная замедляющая система. Коэффициент замедления. Ребристая структура.

6. Электромагнитные поля в резонаторах.

Объемные резонаторы. Прямоугольный резонатор. Структура электромагнитного поля и собственные колебания в нем. Добротность прямоугольного резонатора. Открытый резонатор.

Содержательный модуль 2. Общие вопросы электроники СВЧ диапазона. Вакуумные электронно-лучевые приборы СВЧ.

7. Основные понятия электроники СВЧ.

Определения времени и угла пролета. Вычисление времени и угла пролета в приближении нулевой начальной скорости электрона, нулевого ускоряющего напряжения, в присутствии пространственного заряда, в переменном электрическом поле. Фиктивный угол пролета. Пространственно-временная диаграмма. Конвекционный и наведенный токи. Уравнение наведенного тока при движении свободных зарядов в плоском диоде. Уравнение Рамо. Формы импульса наведенного тока. Уравнение наведенного тока для модулированного пучка электронов. Коэффициент взаимодействия электронного потока с полем. Роль коэффициента взаимодействия электронного потока с полем и угла

пролета в теории электронных приборов СВЧ.

8. Отбор энергии от электронного потока и методы управления потоком.

Отбор энергии от электронного потока. Отбор энергии от модулированного электронного потока. Идеальная форма кривой конвекционного тока. Динамический метод управления электронным потоком. Уравнение скоростной модуляции. Методы модуляции электронного потока по плотности.

9. Электронные приборы СВЧ.

Требования к электронным генераторам и усилителям. Классификация СВЧ приборов. Типы генераторов и усилителей СВЧ диапазона.

10. Клистроны.

Устройство и принцип работы двухрезонаторного прямопролетного клистрона. Идеализированная схема. Процессы, происходящие в пространстве дрейфа. Форма конвекционного тока. Коэффициент полезного действия. Устройство и принцип работы отражательного клистрона. Идеализированная схема. Процессы в пространстве группировки. Оптимальное время пролета. Зоны генерации. КПД. Электронная настройка. Крутизна и диапазон электронной настройки. Диапазон механической настройки отражательного клистрона.

11. Магнетроны.

Устройство магнетрона. Движение электрона в статическом магнетроне. Критическое магнитное поле. Парабола критического режима. Кривая отсечки. Движение электрона в цилиндрическом магнетроне. Виды колебаний анодного блока магнетрона. Структура СВЧ поля в пространстве взаимодействия. Спектр видов колебаний. Методы разделения колебаний в магнетроне. Движение электронов в пространстве взаимодействия, механизм модуляции электронного потока. Условия самовозбуждения многорезонаторного магнетрона. КПД. Влияние плазменных эффектов на спектр колебаний в магнетроне.

12. Лампы бегущей и обратной волны.

Устройство и принцип действия ЛБВ О-типа. Группировка электронного пучка в поле бегущей волны. Влияние пространственного заряда на работу ЛБВ. Параметры ЛБВ. Принцип действия ЛОВ О-типа. Параметры и характеристики ЛОВ. Устройство и принцип действия ЛБВ и ЛОВ М-типа.

13. Гиросприборы.

Область применения. Принципы управления электронным потоком в гиротронах. Условие синхронизма. Модуляция электронного потока и образование сгустков электронов в гиротронах, роль релятивистских эффектов.

14. Генераторы дифракционного излучения (ГДИ).

Устройство и принцип работы ГДИ. Условие существования поля дифракционного излучения. Параметры и характеристики ГДИ.

15. Свойства плазмы на СВЧ.

Уравнение движения заряженной частицы в СВЧ поле. Энергия электронов и ионов, приобретаемая в СВЧ поле. Диэлектрическая проницаемость плазмы на СВЧ. Уравнение движения заряженной частицы в СВЧ поле с учетом столкновений.

Примечание: темы 3 и 9 отводятся для самостоятельной работы студентов.

Самостоятельная работа

№ з/п	Названия тем	Количество часов
1	Поперечно-электрические и поперечно-магнитные поля в волноводе круглого сечения.	4
2	Электронные приборы СВЧ.	4
	Всего	8

Темы лабораторных занятий

№ з/п	Название темы	Количество часов
1	Исследование спектров СВЧ колебаний.	6
2	Изучение работы отражательного клистрона 3-см диапазона.	8
3	Измерение коэффициента стоячей волны и полного сопротивления с помощью измерительной линии.	6
4	Измерение характеристик направленного ответвителя.	6
5	Измерение диэлектрической проницаемости твердых диэлектриков резонаторным методом.	6
	Всего	32

4. Структура учебной дисциплины

Названия модулей и тем	Количество часов		
	Всего	в том числе	
		лекции	срс
1	2	3	4
Содержательный модуль 1. Электромагнитные поля в устройствах СВЧ диапазона.			
Тема 1. Физика и техника сверхвысокочастотного диапазона электромагнитных колебаний (введение).	5 час.	2 час.	3 час.
Тема 2. Электромагнитные волны в волноводах.	5 час.	2 час.	3 час.
Тема 3. Поперечно-электрические и поперечно-магнитные поля в волноводе круглого сечения.	4 час.		4 час.
Тема 4. Волновод с потерями.	5 час.	2 час.	3 час.
Тема 5. Замедляющие системы.	5 час.	2 час.	3 час.
Тема 6. Электромагнитные поля в резонаторах.	5 час.	2 час.	3 час.
Контрольная работа	0,5 час.		0,5 час.
Всего по модулю 1	29,5 час.	10 час.	19,5 час.

Содержательный модуль 2. Общие вопросы электроники СВЧ диапазона. Вакуумные электронно-лучевые приборы СВЧ.			
Тема 7. Основные понятия электроники СВЧ.	9 час.	4 час.	5 час.
Тема 8. Отбор энергии от электронного потока и методы управления потоком.	5 час.	2 час.	3 час.
Тема 9. Электронные приборы СВЧ.	4 час.		4 час.
Тема 10. Клистроны.	12 час.	5 час.	7 час.
Тема 11. Магнетроны.	12 час.	5 час.	7 час.
Тема 12. Лампы бегущей и обратной волны.	9 час.	4 час.	5 час.
Тема 13. Гироприборы.	6 час.	2 час.	4 час.
Тема 14. Генераторы дифракционного излучения.	7 час.	2 час.	5 час.
Тема 15. Свойства плазмы на СВЧ.	5 час.	2 час.	3 час.
Контрольная работа	0,5 час.		0,5 час.
Всего по модулю 2	69,5 час.	18 час.	43,5 час.
Всего часов	99 час.	36 час.	63 час.

Название тем лабораторных занятий	Количество часов		
	Всего	в том числе	
		лабораторные занятия	срс
1	2	3	4
Исследование спектров СВЧ колебаний.	12	6	6
Изучение работы отражательного клистрона 3-см диапазона.	13	8	7
Измерение коэффициента стоячей волны и полного сопротивления с помощью измерительной линии.	12	6	6
Измерение характеристик направленного ответвителя.	12	6	6
Измерение диэлектрической проницаемости твердых диэлектриков резонаторным методом.	12	6	6
Всего часов	63	32	31
Всего часов по учебной дисциплине	162	68	94

5. Методы обучения

Лекции, лабораторные работы, самостоятельная работа, написание модульных контрольных работ, оформление отчетов по лабораторным работам.

6. Методы контроля

Текущий опрос, тестирование, текущая проверка самостоятельной работы, модульные контрольные работы, прием отчетов по лабораторным работам.

7. Распределение баллов, присваиваемых студентам

Распределение баллов, которые получают студенты (лекции)

Вид контроля	Темы лекций	Кол-во часов	Максимальное кол-во баллов	Примечание
Контрольная работа по модулю №1.	1 – 6	10	30	
Контрольная работа по модулю №2.	7 – 15	26	50	
Посещение лекций	1 – 15		10	
Самостоятельная работа	1 – 15	63	10	
Всего		99	100	

Распределение баллов, которые получают студенты (лабораторные работы)

Вид контроля.	Темы работ	Кол-во часов	Максимальное кол-во баллов	Примечание
Отчет по лабораторной работе №1.	1	6	10	
Отчет по лабораторной работе №2.	2	6	10	
Отчет по лабораторной работе №3.	3	8	10	
Отчет по лабораторной работе №4.	4	6	10	
Отчет по лабораторной работе №5.	5	6	10	
Посещение лабораторных занятий	1 – 5		20	
Самостоятельная работа	1 – 5	74	30	
Всего			100	

Оценки по национальной шкале и шкале оценивания ECTS.

Сумма баллов по всем видам учебной деятельности на протяжении семестра	Оценка ECTS	Оценка по национальной шкале	
		экзамен	зачет
90–100	A	отлично	зачтено
80–89	B	хорошо	
70–79	C		
60–69	D	удовлетворительно	
50–59	E		
1–49	FX	неудовлетворительно	не зачтено

8. Методическое обеспечение

Конспект лекций в электронном виде и учебное пособие «Физика и техника сверхвысокочастотного диапазона электромагнитных колебаний», задания к модульным контрольным работам, описание лабораторных работ по физике сверхвысоких частот.

9. Рекомендованная литература

Базовая

1. Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В. Электромагнитные поля и волны / Л. Д. Гольдштейн, Н. В. Зернов. – М. : Советское радио, 1971. – 664 с.
2. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. Т. 1. Техника сверхвысоких частот / И. В. Лебедев. – М. : Высшая школа, 1970. – 439 с.
3. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. Т. 2. Электровакуумные приборы СВЧ / И. В. Лебедев – М. : Высшая школа, 1972. – 374 с.
4. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. Учебн. пособие для вузов / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М. : Наука, 1989. – 544 с.
5. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы / Л. А. Вайнштейн – М. : Сов. Радио, 1966. – 475 с.
6. Березин В. М., Буряк В. С., Гутцайт Э. М., Маран В. П. Электронные приборы СВЧ / В. М. Березин, В. С. Буряк, Э. М. Гутцайт, В. П. Маран. – М. : Высшая школа, 1985. – 296 с.
7. Балаклицкий И. М., Скрынник Б. К., Третьяков О. А., Шестопапов В. П. Генераторы дифракционного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн // Укр. физ. журн. – 1969. – Т. 14, №4 – С. 539–552.

8. Шестоपालов В. П. Дифракционная электроника / В. П. Шестоपालов. – Х. : Вища шк., 1976. – 231 с.
9. Шматько А. А., Одаренко Е. Н. Электроника сверхвысоких частот. Основы теории и лабораторный практикум / А. А. Шматько, Е. Н. Одаренко. – Харьков. «Факт». 2003. – 248 с.
10. Власов В. В. Сверхвысокоочастотный плазменный источник // Вісник Харківського університету, серія фізична «Ядра, частинки, поля». – №784, вип.4 /36/, С. 121–124, 2007. Харьков.
11. Фареник В. И., Власов В. В., Рожков А. М., Степанов К. Н., Супруненко В. А., Экспериментальное исследование кинетических неустойчивостей в альтернативном магнетроне Габора // Журнал технической физики, т. 42, №8. С.1625, 1972.
12. Власов В. В. Физика и техника сверхвысокоочастотного диапазона электромагнитных колебаний / Власов В. В. – Харьков. : ХНУ имени В. Н. Каразина, 2011. – 196 с.
13. Валитов Р. А., Сретенский В. Н. Радиоизмерения на сверхвысоких частотах / Валитов Р. А., Сретенский В. Н. – М.: воен. изд-во МО СССР, 1958. – 412 с.
14. Власов В. В. Описание лабораторных работ по физике сверхвысоких частот / Власов В. В. – Харьков. : ХГУ имени А. М. Горького, 1999. – 47 с.
15. Технические описания приборов, используемых при выполнении лабораторной работы.

Дополнительная

1. ГОСТ 24375 – 80. Радиосвязь. Термины и определения.
2. Григорьев А. Д. Электродинамика и техника СВЧ: Учебник для вузов по специальности «Электронные приборы и устройства» / А. Д. Григорьев. – М. : Вища школа, 1990. – 335 с.
3. Костенко А. А., Носич А. И. Создание в Харькове первого в Советском Союзе трехкоординатного радиолокатора дециметрового диапазона // – Радиофизика и электроника. Т. 3. – №3. 1998, С. 7–32. Харьков.
4. Головин И. Н. Страницы жизни. Творцы ядерного века / И. Н. Головин. – М. : ИздАТ, 2004.
5. Юрцев О. А., Рунов А. В., Казарин А. Н. Спиральные антенны / О. А. Юрцев, А. В. Рунов, А. Н. Казарин – М.: Сов. Радио, 1974. – 224 с.
6. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов / И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. – М. : Наука, 1986. – 544 с.
7. Глушеченко Э. Н. Соосный волноводно-микророскопный трансформатор-переход / Э. Н. Глушеченко. // 20-ая Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», 13-17 сентября 2010 г.: сб. материалов. – Севастополь, 2010. С. 708–709.
8. Onishchenko I. N. Nonrelativistic plasma HF-electronics. Problems of Atomic Science and Technology. – Series: Plasma Physics (10), 2005, № 1. – PP. 114–118.
9. Слуцкий А. А., Штейнберг Д. С. Получение колебаний в катодных лампах при помощи магнитного поля // Журн. Русского физико-химического общества. 1926. – 58, вып. 2. – С. 395–407.

10. Кураев А. А., Синицын А. К. Достижения в повышении КПД спутниковых ЛБВ-О / А. А. Кураев, А. К. Синицын. // 12-ая Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», 9–13 сентября 2002 г.: сб. материалов.– Севастополь, 2002.
11. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина. – М. : Атомиздат, 1976. – 1008 с.
12. Лавров А. С., Резников Г. Б. Антенно-фидерные устройства. Уч. пос. для вузов. М.: Сов. радио, 1974. – 368 с.
13. Справочник по элементам радиоэлектронных устройств. Под ред. Дулина В. Н., Жука М. С. М.: Энергия, 1977. – 575 с.
14. Вальднер О. А., Милованов О. С., Собенин Н. П. Техника сверхвысоких частот: Учебная лаборатория / Вальднер О. А., Милованов О. С., Собенин Н. П. М.: Атомиздат, 1974. – 232 с.

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

В.В.ВЛАСОВ

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ ПО ФИЗИКЕ
СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

ХАРЬКОВ - 1999