



**ИЗМЕРЕНИЯ В ЭЛЕКТРОНИКЕ**

**В.В.БАТАВИН  
Ю.А.КОНЦЕВОЙ  
Ю.В.ФЕДОРОВИЧ**

**ИЗМЕРЕНИЕ  
ПАРАМЕТРОВ  
ПОЛУ-  
ПРОВОДНИКОВЫХ  
МАТЕРИАЛОВ  
И СТРУКТУР**

ББК 22.3с  
Б 28  
УДК 620.1.53.08

**Редакционная коллегия:**  
А. Г. Алексенко, В. В. Батавин, Р. А. Валитов, Н. В. Васильченко, Л. Г. Дубицкий, Ю. А. Каменецкий, Б. Е. Кинбер, А. Ф. Котюк, Л. Н. Курбатов, Б. В. Орлов, В. М. Пролейко, С. В. Свечников, В. Н. Сретенский, Б. М. Степанов, А. М. Хралко, А. М. Чернушенко, Д. Ю. Эйдукас

**Батавин В. В.** и др.

**Б 28** Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур / В. В. Батавин, Ю. А. Концевой, Ю. В. Федорович. — М.: Радио и связь, 1985. — 264 с., ил. — (Измерения в электронике).

В пер.: 1 р. 10 к.

Рассмотрены физические основы методов измерений электрофизических и структурных параметров полупроводниковых материалов и эпитаксиальных слоев, а также освещены вопросы их практической реализации. Анализируются причины возникновения погрешностей, даются рекомендации по ограничению и устранению источников ошибок измерений. Приводятся сведения о контрольно-измерительных средствах лабораторного и промышленного применения и их характеристиках.

Для инженерно-технических работников, занимающихся контролем качества и исследованием физических свойств полупроводниковых материалов и структур.

2403000000-011

046(01)-85

158-84

ББК 22.3с

6Ф0.3

Рецензенты: доктор физ.-мат. наук проф. П. В. Павлов, кандидаты физ.-мат. наук В. Н. Овсянко и А. Л. Асеев

*Редакция литературы по электронной технике*

**Виталий Васильевич Батавин**  
**Юлий Абрамович Концевой**  
**Юрий Вячеславович Федорович**

**ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ И СТРУКТУР**

Редактор В. М. Ларионова  
Художественный редактор Н. С. Шени  
Технический редактор Г. И. Колосова  
Корректор Т. С. Власкина

**ИБ № 289**

Сдано в набор 15.06.84. Подписано в печать 5.11.84. Т-21150.  
Формат 84×108/32. Бумага кн.-журнальная. Гарнитура литературная.  
Печать высокая. Усл. печ. л. 13,86. Усл. кр.-отт. 13,86. Уч.-изд. л. 14,73.  
Тираж 5000 экз. Изд. № 20047. Зак. № 326. Цена 1 р. 10 к.

Издательство «Радио и связь». 101000 Москва, Почтамт, а/я 693

Московская типография № 4 Союзполиграфпрома  
при Государственном комитете СССР  
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.  
129041, Москва, Б. Перяславская, 46.

© Издательство «Радио и связь», 1985

## Предисловие

В современной микроэлектронике широко применяются полупроводниковые материалы и эпитаксиальные структуры, на основе которых создаются многочисленные классы полупроводниковых приборов и микросхем. Необходимость совершенствования и дальнейшего развития технологии производства полупроводниковых материалов ставит первоочередной задачей повышение эффективности как лабораторного, так и промышленного контроля их качества. Уровень технологических потерь на различных этапах производства материалов и структур в определенной мере зависит от надежности и объективности информации об их качестве. Материальные затраты на производственный контроль качества в значительной степени определяется также выбором методов измерений, их воздействием на объект контроля. Таким образом, проблема повышения экономической эффективности производства материалов микроэлектроники в числе прочих задач требует оснащения промышленности высокоточными и производительными методами и средствами измерений, освоения прогрессивных, неразрушающих методов контроля, предъявляет особые требования к обеспечению измерений на всех участках производственного контроля.

Имеющиеся издания по контролю параметров полупроводниковых материалов [1...7] в ряде случаев устарели, так как эта область техники развивается быстрыми темпами. В связи с этим одной из главных задач книги являлось обобщение и критический анализ работ, появившихся за последние 5... 10 лет и посвященных метрике полупроводниковых эпитаксиальных, диффузионных, ионно-легированных слоев, а также структур диэлектрик-полупроводник.

В последнее время все большее применение находят физико-аналитические методы исследования и контроля [8... 10]. В книге эти методы рассматриваются только применительно к исследованию полупроводниковых материалов и структур.

Авторы видели свою задачу в том, чтобы дать широкий обзор методов контроля материалов и структур, используемых в производстве, и вооружить специалистов полезным методическим руководством по выбору и практической реа-

лизации различных методов измерений. С этой целью сделана попытка рассмотреть физические причины происхождения различных составляющих погрешности, осветить вопрос о взаимосвязи погрешности с объектом измерения. В книге использованы не только данные из литературных источников, но и результаты, непосредственно полученные авторами книги.

Книга написана коллективом авторов: § 1.1 ...1.3, 1.6, гл. 2, § 3.1...3.3, 3.5 — В. В. Батавиным; § 1.4, 1.5, 3.4, 3.6, гл. 4 — Ю. А. Концевым; гл. 5, 6, 7, — Ю. В. Федоровичем.

## Измерение удельного сопротивления полупроводниковых материалов и структур

### 1.1. Четырехзондовый метод

В лабораторной и производственной практике применяется несколько методов измерения удельного сопротивления. Особенно широко используются зондовые методы. Выбор метода измерения в каждом конкретном случае определяется спецификой контролируемого полупроводникового материала, геометрией образца, типом структуры, диапазоном удельного сопротивления.

Наиболее распространенным в контроле качества полупроводниковых материалов является четырехзондовый метод измерения удельного сопротивления [11]. Применение этого метода обусловлено его высокими метрологическими показателями, простотой конструкции измерительных средств, возможностью проведения измерений удельного сопротивления как объемных монокристаллов, так и полупроводниковых слоев в различного типа слоистых структурах, например с диффузионными, ионно-имплантированными и эпитаксиальными слоями.

Метод применяется для измерения удельного сопротивления монокристаллов и пластин в диапазоне  $10^{-4}$ ... $5 \cdot 10^3$  Ом·см, эпитаксиальных и диффузионных слоев в диапазоне поверхностного сопротивления  $1$ ... $5 \cdot 10^6$  Ом.

#### 1.1.1. Теория метода

Четырехзондовый метод основан на явлении растекания тока в точке контакта металлического острия с полупроводником. На поверхности образца вдоль одной линии размещаются четыре зонда (рис. 1, а). Через одну пару контактов (чаще всего это крайние зонды 1, 4) пропускают ток  $I$ , а между двумя другими контактами (внутренними зондами 2, 3) измеряют разность потенциалов  $U$ .

**Объемные монокристаллы.** Для полубесконечного образца, когда  $d, l, h \gg s_1, s_2, s_3$ , растекание тока в полупроводнике имеет сферическую симметрию, закон Ома и выра-

жение для плотности тока  $J$  запишутся в виде  $d\varphi/dr = -J\rho$ ,  $J = I/2\pi r^2$ , где  $\rho$  — удельное сопротивление образца;  $r$  — расстояние от точечного контакта;  $\varphi$  — потенциал;  $I$  — ток через токовые зонды. Отсюда получаем  $\varphi = I\rho/2\pi r + A$ , где  $A$  — постоянная интегрирования. Потенциалы в точках контактов внутренних зондов вычисляются сложением потенциалов от обоих токовых зондов с учетом их знака, определяемого направлением тока:

$$\varphi_2 = (I\rho/2\pi) [1/s_1 - 1/(s_2 + s_3)] + A,$$

$$\varphi_3 = (I\rho/2\pi) [1/(s_1 + s_2) - 1/s_3] + A.$$

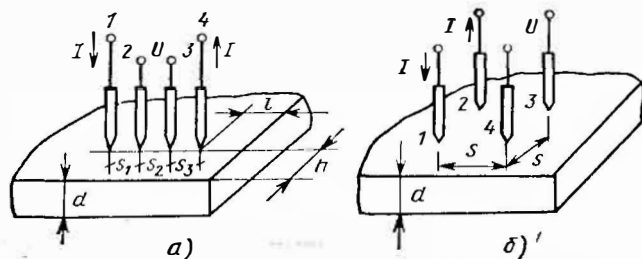


РИС. 1. Измерение удельного сопротивления четырехзондовым методом при расположении зондов в линию (а) и по вершинам квадрата (б)

Таким образом, разность потенциалов между внутренними зондами

$$U = \varphi_2 - \varphi_3 = (I\rho/2\pi) [1/s_1 - 1/(s_2 + s_3) + 1/s_3 - 1/(s_1 + s_2)]. \quad (1)$$

Из (1) следует рабочая формула четырехзондового метода для полубесконечного образца:

$$\rho = \frac{2\pi}{1/s_1 - 1/(s_2 + s_3) + 1/s_3 - 1/(s_1 + s_2)} \frac{U}{I}. \quad (2)$$

На практике межзондовые расстояния делают равными  $s_1 = s_2 = s_3 = s$ , и формула (2) упрощается:

$$\rho = 2\pi s U / I = F_I^* s U / I. \quad (3)$$

Для пропускания тока и измерения напряжения можно использовать различные пары зондов, при этом множитель  $F_I^*$  в (3) будет принимать разные значения. В табл. 1 приведены коэффициенты  $F_I^*$  для всех возможных комбинаций включения токовых и потенциальных зондов.

Таблица 1 Коэффициент  $F_I^*$  для различных комбинаций включения токовых и потенциальных зондов при измерении объемных монокристаллов ( $s_1 = s_2 = s_3 = s$ )

Зонды		Коэффициент $F_I^*$
токовые	потенциальные	
1—4	2—3	2π
2—3	1—4	2π
1—3	2—4	3π
2—4	1—3	3π
1—2	3—4	6π
3—4	1—2	6π

Из табл. 1 видно, что предпочтительными являются первые две схемы включений, так как они обеспечивают наибольшее регистрируемое напряжение. В дальнейшем будут рассматриваться только эти две комбинации включения зондов. В ряде случаев, когда необходимо проводить измерения на образцах малого размера, используют более компактную схему размещения зондов по вершинам квадрата со стороной  $s$  (рис. 1, б). Ток пропускают через зонды, образующие одну из сторон квадрата, например 1 и 2, а разность потенциалов измеряют на другой паре зондов 3 и 4. Удельное сопротивление в этом случае при измерении на полубесконечном образце вычисляют [12] по формуле

$$\rho = 2\pi s U / (2 - \sqrt{2}) I. \quad (4)$$

Такая конструкция зондовой головки удобна еще и тем, что обеспечивает дополнительную возможность повышения точности измерений за счет их кратности. Коммутируя направление тока последовательно через каждую пару контактов по контуру квадрата и усредняя полученные четыре значения удельного сопротивления, можно снизить уровень случайной погрешности в 2 раза. Операция коммутации тока может быть легко осуществлена с помощью электронной схемы измерительной аппаратуры.

Приведенные формулы четырехзондового метода справедливы только для полубесконечного образца. На практике измеряемые образцы имеют конечные геометрические размеры. Если удаленность зондов от границ образца становится соизмеримой с межзондовым расстоянием, то измеряемое удельное сопротивление будет отличаться от истинного, рассчитанного по формулам (3), (4). Поэтому в общем случае для вычисления истинного значения удельного со-

противления в формулы четырехзондового метода следует ввести поправочные множители, учитывающие геометрические размеры образца. Расчет поправочных функций значительно упрощается, если конфигурация расположения зондов имеет наиболее простую и симметричную геометрию. По этой причине на практике используют расположение зондов в линию на равном расстоянии друг от друга или по

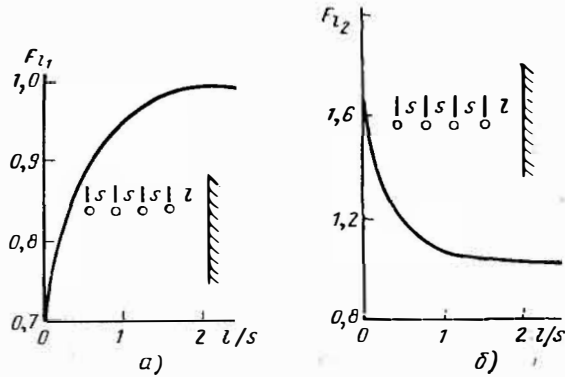


РИС. 2. Поправочные функции  $F_{11}$ ,  $F_{12}$  четырехзондового метода при расположении линии зондов перпендикулярно непроводящей (а) и проводящей (б) границам

вершинам квадрата. В этих случаях с учетом влияния границ образца формулы (3) и (4) принимают вид

$$\rho = 2\pi s F_1 U / I, \quad \rho = 2\pi s F_s U / (2 - \sqrt{2}) I, \quad (5), (6)$$

где  $F_1$ ,  $F_s$  — соответствующие поправочные функции.

Поправочные функции зависят от геометрии образца, расположения зондов относительно его границ и граничных условий.

**Линейное расположение зондов.** Несколько частных случаев граничных условий, когда на результаты измерений воздействует только одна из границ образца, рассмотрены в работе [11].

1. Линия зондов перпендикулярна границе, остальные границы образца удалены и своего возмущающего действия не оказывают, т. е.  $d, h \gg s$  (обозначения см. на рис. 1, а).

Для непроводящей границы

$$F_{11}(l/s) = [1 + s/(2l + s) - s/(2l + 2s) - s/(4l + 4s) + s/(2l + 5s)]^{-1},$$

Для проводящей границы

$$F_{12}(l/s) = [1 - s/(2l + s) + s/(2l + 2s) + s/(2l + 4s) - s/(2l + 5s)]^{-1}.$$

Графики функций  $F_{11}(l/s)$  и  $F_{12}(l/s)$  показаны на рис. 2.

2. Линия зондов параллельна границе, остальные границы удалены на расстояние  $d$ ,  $l \gg s$ .

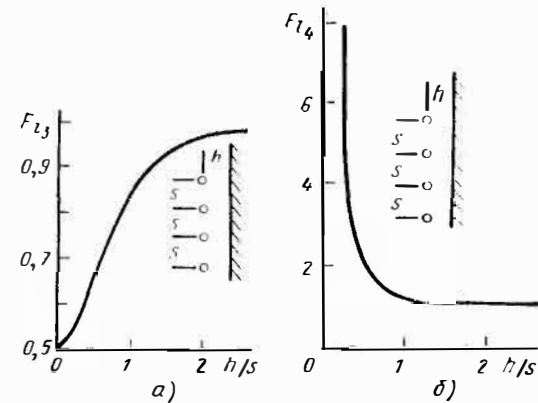


РИС. 3. Поправочные функции  $F_{13}$ ,  $F_{14}$  четырехзондового метода при расположении зондов параллельно непроводящей (а) и проводящей (б) границам

Для непроводящей границы

$$F_{13}(h/s) = [1 + 2/\sqrt{1 + (2h/s)^2} - 1/\sqrt{1 + (h/s)^2}]^{-1},$$

для проводящей границы

$$F_{14}(h/s) = [1 - 2/\sqrt{1 + (2h/s)^2} + 1/\sqrt{1 + (h/s)^2}]^{-1}.$$

Графики функций  $F_{13}(h/s)$  и  $F_{14}(h/s)$  показаны на рис. 3.

3. Образец имеет бесконечно большие размеры в плоскости (т.е.  $h, l \gg s$ ), но толщина  $d$  соизмерима с межзондовым расстоянием.

Обратная величина поправочной функции  $F_{15}^{-1}(d/s)$  для непроводящей нижней грани образца показана на рис. 4, а. С уменьшением параметра  $d/s$  функция  $F_{15}^{-1}(d/s)$  стремится к пределу  $F_{15}^{-1} = 2s \ln 2/d$ . В этом предельном случае, когда  $d \ll s$ , формула (3) принимает вид

$$\rho = \pi d U / I \ln 2.$$

Обратная величина поправочной функции  $F_{16}^{-1}(d/s)$  для проводящей нижней грани образца показана на рис. 4, б.

Численные значения поправочных коэффициентов  $F_{11} \times (l/s)$ ,  $F_{12}(l/s)$ ,  $F_{13}(h/s)$ ,  $F_{14}(h/s)$ ,  $F_{15}^{-1}(d/s)$  и  $F_{16}^{-1}(d/s)$  для выборочных значений параметров  $l/s$ ,  $h/s$ ,  $d/s$  приведены в табл. 2,3.

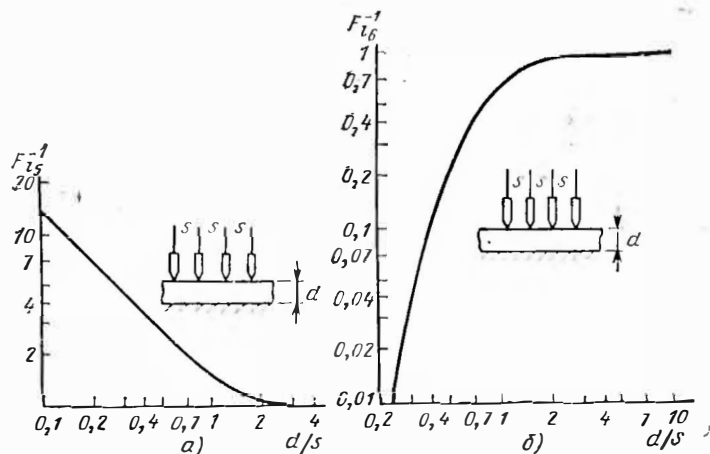


РИС. 4. Поправочные делители  $F_{15}^{-1}$ ,  $F_{16}^{-1}$  четырехзондового метода для тонкого образца с непроводящей (а) и проводящей (б) нижними границами

Из табл. 2,3 видно, что вклад краевых эффектов в погрешность измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом при линейном расположении зондов составляет ме-

Таблица 2 Поправочные функции  $F_{11}(l/s)$ ,  $F_{12}(l/s)$ ,  $F_{13}(h/s)$ ,  $F_{14}(h/s)$  для линейного расположения зондов [11]

$l/s, h/s$	$F_{11}(l/s)$	$F_{12}(l/s)$	$F_{13}(h/s)$	$F_{14}(h/s)$
0	0,69	1,82	0,5	$\infty$
0,2	0,79	1,365	0,533	8,07
0,5	0,882	1,182	0,658	2,08
1,0	0,947	1,060	0,842	1,232
2,0	0,992	1,010	0,965	1,038
5,0	0,996	1,004	0,997	1,003
10	0,9995	1,0005	0,9996	1,0004

Таблица 3 Поправочные делители  $F_{15}^{-1}(d/s)$ ,  $F_{16}^{-1}(d/s)$  для линейного расположения зондов [11]

$d/s$	$F_{15}^{-1}(d/s)$	$F_{16}^{-1}(d/s)$
0,1	13,863	0,0000019
0,2	6,931	0,00342
0,5	2,78	0,228
1,0	1,504	0,683
2,0	1,094	0,933
5,0	1,007	0,9948
10	1,00045	0,9993

нее 0,5%, если удаленность зондов от границ образца превышает пятикратное значение межзондового расстояния. Поэтому при практическом применении четырехзондового метода необходимо по возможности стремиться к выполнению условия  $d/s, h/s, l/s > 5$ .

Расположение зондов по вершинам квадрата. Расчет поправочных функций  $F_s$  для частных случаев воздействия только одной из границ образца выполнен в работе [12]:

1. Линия, соединяющая токовые зонды, перпендикулярна границе, и ближайший к границе зонд удален от нее на расстояние  $l$ .

Для непроводящей границы

$$F_{s1}(l/s) = \frac{2 - \sqrt{2}}{2 - \sqrt{2} + 1/\sqrt{1+(2l/s)^2} - 2/\sqrt{1+(1+2l/s)^2} + \dots} \dots \frac{2 - \sqrt{2}}{+ 1/\sqrt{1+(2+2l/s)^2}}$$

Для проводящей границы

$$F_{s2}(l/s) = \frac{2 - \sqrt{2}}{2 - \sqrt{2} - 1/\sqrt{1+(2l/s)^2} + 2/\sqrt{1+(1+2l/s)^2} - \dots} \dots \frac{2 - \sqrt{2}}{- 1/\sqrt{1+(2+2l/s)^2}}$$

Функции  $F_{s1}(l/s)$  и  $F_{s2}(l/s)$  показаны на рис. 5, а.

2. Линия, соединяющая токовые зонды, параллельна границе и удалена от нее на расстояние  $l + s$ .

Для непроводящей границы

$$F_{s3}(l/s) = \frac{2 - \sqrt{2}}{2 - \sqrt{2} + 2(1 + 2l/s) - 2\sqrt{1 + (1 + 2l/s)^2}}$$

для проводящей границы.

$$F_{s4}(l/s) = \frac{2 - \sqrt{2}}{2 - \sqrt{2} - 2/(1 + 2l/s) + 2\sqrt{1 + (1 + 2l/s)^2}}$$

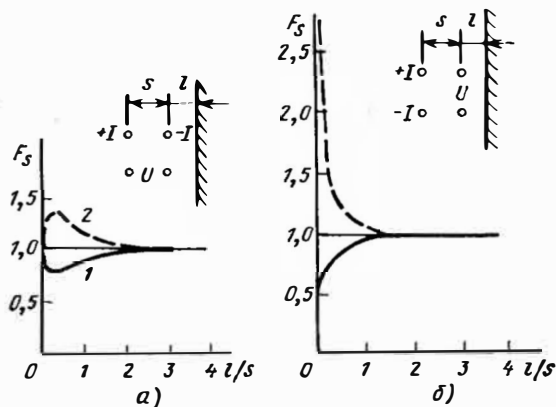


РИС. 5. Поправочные функции  $F_s$  четырехзондового метода с расположением зондов по вершинам квадрата при ориентировании линии токовых зондов перпендикулярно (а) и параллельно (б) границам:

1 —  $F_{s1}$ ,  $F_{s3}$  — для непроводящей границы; 2 —  $F_{s2}$ ,  $F_{s4}$  — для проводящей

Функции  $F_{s3}(l/s)$  и  $F_{s4}(l/s)$  показаны на рис. 5, б. В работе [12] приведены также поправочные функции  $F_s$  для случая, когда зонды размещаются по вершинам прямоугольника.

На практике четырехзондовый метод широко используется для измерения удельного сопротивления и его распределения по длине полупроводниковых монокристаллических слитков цилиндрической формы. В этом случае применяется, как правило, линейное расположение зондов, ориентированное вдоль образующей слитка. При проведении таких измерений также необходимо учитывать влияние краевых эффектов, зависящих от радиуса цилиндрического слитка и

удаленности зондов от торцевых границ. Поправочная функция для цилиндрических образцов рассчитана в работе [13]. Рассмотрим частные случаи граничных условий, наиболее часто реализуемых при измерении удельного сопротивления слитков полупроводниковых монокристаллов [13].

Полубесконечный цилиндр радиуса  $r$ . Обратная величина поправочной функции  $F_{11}^{-1}(s/r)$  для непроводящей торцевой поверхности показана на рис. 6, а. Обратная величина поправочной функции  $F_{12}^{-1}(s/r)$  для проводящей торцевой поверхности показана на рис. 6, б.

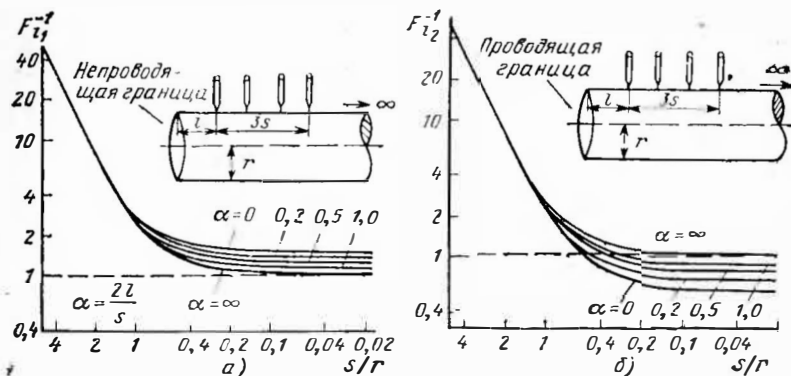


РИС. 6. Поправочные делители  $F_{11}^{-1}$ ,  $F_{12}^{-1}$  четырехзондового метода для полубесконечного цилиндрического образца с непроводящей (а) и с проводящей (б) торцевыми границами

Цилиндр радиуса  $r$  ограниченной длины  $L$ , соизмеримой с межзондовым расстоянием. Обратная величина поправочной функции  $F_{13}^{-1}(s/r)$  для непроводящих торцевых поверхностей показана на рис. 7, а. Обратная величина поправочной функции  $F_{14}^{-1}(s/r)$  для проводящих торцевых поверхностей показана на рис. 7, б.

Расчет поправочной функции значительно усложняется, если размеры образца во всех направлениях соизмеримы с межзондовым расстоянием. В общем случае образца произвольной формы нахождение функций  $F_l$ ,  $F_s$  может быть осуществлено только путем электростатического моделирования в электролитической ванне. Однако для образцов, имеющих форму диска и прямоугольного параллелепипеда, задача имеет аналитическое решение [14—17]. Поправочные функции для таких образцов являются многопараметрическими, зависящими от геометрических размеров во всех координатах

натных направлениях. Из бесчисленного множества возможных вариантов граничных условий отметим наиболее часто реализуемые на практике случаи.

1. Образец в форме диска, имеющего толщину  $d$  и радиус  $r$ . Линия зондов ориентирована вдоль диаметральной линии, зонды размещаются в центре образца. Цилиндрические и плоские поверхности образца непроводящие. Численные значения поправочного делителя  $F_{I_3}^{-1}$  для выборочных

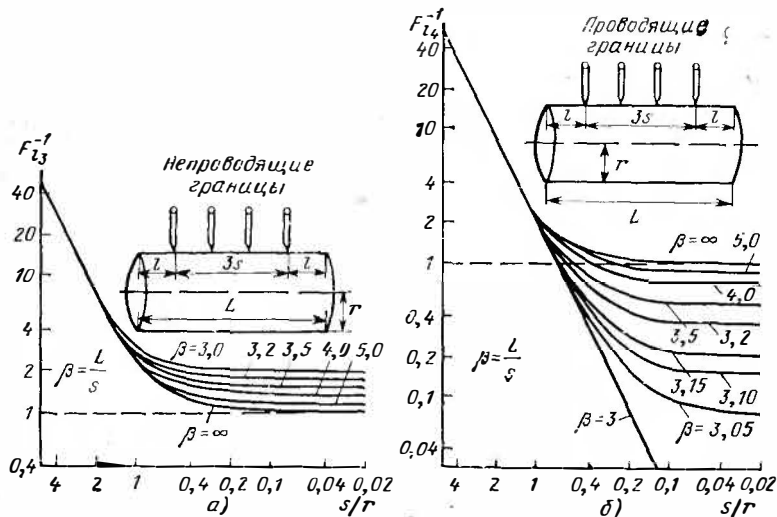


РИС. 7. Поправочные делители  $F_{I_3}^{-1}$ ,  $F_{I_4}^{-1}$  четырехзондового метода для цилиндрического образца ограниченной длины с непроводящими (а) и проводящими (б) торцевыми гранями

значений параметров  $r/s$  и  $s/d$  приведены в табл. 4 [17]. В работе [17] рассмотрен также случай проводящей цилиндрической поверхности.

2. Образец в форме диска, имеющего толщину  $d$  и радиус  $r$ . Зонды, расположенные по вершинам квадрата размещаются в центре образца. Цилиндрическая и плоские поверхности образца непроводящие. Численные значения поправочного делителя, выраженного в виде  $(3-2\sqrt{2})F_s^{-1}$  для выборочных значений параметров  $l/r$  и  $l/d$ , где  $l$  — половина диагонали зондового квадрата,  $l = s/\sqrt{2}$ , приведены в табл. 5 [17]. В работе [17] рассмотрен также случай проводящей цилиндрической поверхности.

Таблица 4 Поправочный делитель  $F_{I_3}^{-1}$  для образцов круглой формы при расположении зондов в линию в центре образца [17]

$r/s$	$s/d$						
	0,1	0,25	0,5	0,75	1,0	1,25	1,5
1,5	2,258	2,258	2,319	2,583	3,033	3,597	4,224
1,6	1,977	1,978	2,051	2,332	2,784	3,333	3,934
1,7	1,780	1,781	1,865	2,157	2,604	3,135	3,708
1,8	1,635	1,636	1,730	2,028	2,466	2,978	3,526
2,0	1,440	1,443	1,554	1,853	2,269	2,743	3,249
2,5	1,211	1,218	1,350	1,626	1,987	2,396	2,833
3,5	1,073	1,088	1,217	1,447	1,750	2,100	2,478
5,0	1,025	1,044	1,154	1,353	1,625	1,944	2,290
10	1,004	1,021	1,109	1,285	1,535	1,931	2,155

Таблица 5 Поправочный делитель  $(3-2\sqrt{2})F_s^{-1}$  для образцов круглой формы при расположении зондов по вершинам квадрата в центре образца [17]

$l/r$	$l/d$			
	0,2	0,3	0,4	0,5
1,0	2,9502	2,9507	2,9520	2,9693
0,9	2,6532	2,6539	2,6587	2,6897
0,8	2,3574	2,3586	2,3710	2,4155
0,7	2,0472	2,0503	2,0733	2,1399
0,6	1,7477	1,7549	1,7935	1,8838
0,5	1,4814	1,4967	1,5540	1,6627
0,4	1,2699	1,2976	1,3702	1,4845
0,3	1,1273	1,1674	1,2408	1,3451
0,2	1,0514	1,0939	1,1525	1,2402

3. Образец в форме прямоугольного параллелепипеда бесконечной длины шириной  $b$  и толщиной  $d$ . Линия зондов ориентирована вдоль осевой линии. Все грани образца непроводящие. Численные значения функции  $F_{I_1}^{-1}$  для выборочных значений параметров  $2s/b$  и  $s/d$  приведены в табл. 6 [15].

При измерении удельного сопротивления прямоугольных образцов, размеры которых конечны и соизмеримы с межзондовым расстоянием во всех координатных направлениях, можно использовать графические представления функций  $F_{I_1}$ , приведенные в работах [14, 16] для различных частных случаев расположения зондов и различных соотношений сторон прямоугольного параллелепипеда с проводя-



Таблица 6 Поправочный делитель  $F_{1,2}^{-1}$  для образцов прямоугольной формы бесконечной длины при расположении зондов в линию вдоль осевой линии образца [15]

$s/d$	$2s/b$				
	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0
0,1	1,0034	1,0119	1,1062	1,5291	2,8290
0,2	1,0119	1,0266	1,1425	1,6016	2,9741
0,5	1,1062	1,1425	1,3763	2,0667	3,9044
1,0	1,5291	1,6016	2,0667	3,3473	6,4597
2,0	2,8290	2,9741	3,9044	6,4597	12,5811

щами и непроводящими гранями. В работе [16] рассмотрены также функции  $F_1$  для линейного расположения зондов с неравными межзондовыми расстояниями.

**Пластины.** Если толщина образца мала по сравнению с межзондовым расстоянием, т. е.  $d \ll s$ , а границы его удалены в бесконечность  $h, l \gg s$ , то растекание тока в полупроводнике имеет цилиндрическую симметрию, и в этом случае закон Ома и выражение для плотности тока имеют вид  $d\varphi/dr = -J\rho, J = I/2\pi rd$ .

При линейном расположении зондов плотность тока в точке  $r$ , расположенной на линии зондов, и разность потенциалов между потенциальными зондами 2, 3 (рис. 1, а) определяется как  $J = I/2\pi rd - I/2\pi d (s_1 + s_2 + s_3 - r)$ ,

$$U = - \int_{s_1+s_3}^{s_1} \rho J dr.$$

Интегрирование дает следующую формулу четырехзондового метода для тонкой пластины [18]:

$$\rho = \frac{2\pi d}{\ln [s_1 s_3 / (s_1 + s_2)(s_2 + s_3)]} \frac{U}{I}. \quad (8)$$

Если межзондовые расстояния равны, т. е.  $s_1 = s_2 = s_3 = s$ , то формула (8) упрощается [18—20]:

$$\rho = \pi d U / I \ln 2 = G_i^* d U / I = R_s d. \quad (9)$$

Для пропускания тока и измерения напряжения можно использовать различные пары зондов. При этом множитель  $G_i^*$  в формуле (9) будет принимать разные значения. В табл. 7 приведены численные значения коэффициента  $G_i^*$  для возможных комбинаций включения токовых и потенциальных зондов.

Таблица 7 Коэффициент  $G_i^*$  для различных комбинаций включения токовых и потенциальных зондов при измерении тонких пластин ( $s_1 = s_2 = s_3 = s$ )

Зонды		$G_i^*$
токовые	потенциальные	
1—4	2—3	$\pi / \ln 2 \approx 4,5324$
1—2	3—4	$2\pi / (\ln 4 - \ln 3) \approx 21,84$
1—3	2—4	$2\pi / (\ln 3 - \ln 2) \approx 15,50$
2—4	1—3	$2\pi / (\ln 3 - \ln 2) \approx 15,50$
3—4	1—2	$2\pi / (\ln 4 - \ln 3) \approx 21,84$
2—3	1—4	$\pi / \ln 2 \approx 4,5324$

При расположении зондов по вершинам квадрата удельное сопротивление пластины [21]

$$\rho_s = 2\pi d U / I \ln 2 = G_s^* d U / I = R_s d. \quad (10)$$

Множитель  $R_s = \rho/d$  в (9), (10) называется поверхностным сопротивлением пластины. Если геометрические размеры бесконечно тонкой пластины соизмеримы с межзондовым расстоянием, значения коэффициентов  $G_i^*, G_s^*$  будут отличаться от численных значений, указанных в (9), (10) и табл. 7.

Зависимость коэффициента  $G_i^*$  от геометрических размеров образца круглой и прямоугольной формы вычислена в работах [17—20, 22, 23]. Для круглых пластин диаметром  $D$  с непроводящими ограничивающими поверхностями в общем случае, когда центр зондовой головки смещен на  $2\alpha s$  в направлении линии зондов и на  $2\beta s$  в направлении, перпендикулярном линии зондов, поправочная функция [18]

$$G_i^* = \pi / \ln (2L), \quad (11)$$

где

$$L = \left\{ \frac{[MH(s/D)^4 - (M+H-16)(s/D)^2 + 1] \times \dots}{[MQ(s/D)^4 - (M+Q-4)(s/D)^2 + 1] \times \dots} \times [PQ(s/D)^4 - (P+Q-16)(s/D)^2 + 1] \right\}^{1/2} \times [PH(s/D)^4 - (P+H-4)(s/D)^2 + 1]$$

$$M = (3 + \alpha)^2 + \beta^2, \quad Q = (1 + \alpha)^2 + \beta^2, \\ P = (3 - \alpha)^2 + \beta^2, \quad H = (1 - \alpha)^2 + \beta^2.$$

При размещении зондов в центре пластины ( $\alpha = 0, \beta = 0$ ) формула (11) приводится к виду

$$G_I^* = \frac{\pi}{\ln 2 + \ln [(1 + 3s^2/D^2)/(1 - 3s^2/D^2)]} \quad (12)$$

В табл. 8 приведены вычисленные по (12) значения коэффициента  $G_I^*$  для выборочных значений отношения  $s/D$  [20].

Таблица 8 Коэффициент  $G_I^*$  для круглых пластин [20]

$s/D$	$G_I^*$	$s/D$	$G_I^*$	$s/D$	$G_I^*$
0	4,532	0,035	4,485	0,07	4,348
0,005	4,531	0,04	4,470	0,075	4,322
0,01	4,528	0,045	4,454	0,08	4,294
0,015	4,524	0,05	4,436	0,085	4,265
0,02	4,517	0,055	4,417	0,09	4,235
0,025	4,508	0,06	4,395	0,095	4,204
0,03	4,497	0,065	4,372	0,1	4,171

Для прямоугольных образцов в частном случае, когда зонды размещаются в центре образца, имеющего длину  $a$  и ширину  $b$ , и линия зондов ориентирована вдоль осевой линии, параллельной наибольшей стороне  $a$ , значения  $G_I^*$  представлены в табл. 9.

Таблица 9 Коэффициент  $G_I^*$  для прямоугольных образцов с непроводящими ограничивающими поверхностями [19]

$b/s$	Прямоугольный образец длиной $a$ и шириной $b$			
	$a/b=1$	$a/b=2$	$a/b=3$	$a/b \geq 4$
1,0			0,9988	0,9994
1,25			1,2467	1,2248
1,5		1,4788	1,4893	1,4893
1,75		1,7196	1,7238	1,7238
2,0		1,9454	1,9475	1,9475
2,5		2,3532	2,3541	2,3541
3,0	2,4575	2,7000	2,7005	2,7005
4,0	3,1137	3,2246	3,2248	3,2248
5,0	3,5098	3,5749	3,5750	3,5750
7,5	4,0095	4,0361	4,0362	4,0362
10	4,2209	4,2357	4,2357	4,2357
15	4,3882	4,3947	4,3947	4,3947
20	4,4516	4,4553	4,4553	4,4553
40	4,5120	4,5129	4,5129	4,5129
$\infty$	4,5324	4,5324	4,5324	4,5324

При измерении круглых образцов с расположением зондов по вершинам квадрата в общем случае, когда центр зондового квадрата смещен на  $2\alpha s$  в направлении стороны квадрата, вдоль которой пропускается ток, и на  $2\beta s$  в перпендикулярном ей направлении, поправочная функция для пластин с непроводящими гранями [18]

$$G_s^* = 2\pi / \ln(2S), \quad (13)$$

где

$$S = \left\{ \frac{[AE(s/D)^4 - (A+E-8)(s/D)^2 + 1] \times \dots}{[AC(s/D)^4 - (A+C-4)(s/D)^2 + 1] \times \dots} \right. \\ \left. \times [BC(s/D)^4 + (B+C-8)(s/D)^2 + 1] \right\}^{1/2} \\ \times [BE(s/D)^4 - (B+E-4)(s/D)^2 + 1]$$

$$A = (\alpha - 1)^2 + (\beta + 1)^2, \quad C = (\alpha - 1)^2 + (\beta - 1)^2,$$

$$B = (\alpha + 1)^2 + (\beta + 1)^2, \quad E = (\alpha + 1)^2 + (\beta - 1)^2.$$

При размещении зондов в центре пластины ( $\alpha = \beta = 0$ ) формула (13) приводится к виду

$$G_s^* = \frac{2\pi}{\ln 2 + \ln [(1 + 2s^2/D^2)/(1 + 4s^2/D^2)]} \quad (14)$$

Для частного случая квадратной пластины поправочная функция  $G_s^*$  приведена в работах [21, 23] (рис. 8). Как показывают расчеты [13], функция  $G_s^*$  слабо зависит от угла поворота  $\varphi$  диагонали зондового квадрата по отношению к осевой линии образца. Максимальное расхождение в значениях  $G_s^*$  наблюдается при изменении  $\varphi$  в интервале  $0 \dots 45^\circ$  и превышает 5% лишь в узком интервале  $s/a = 0,5 \dots 0,7$ .

Если условие  $d \ll s$  бесконечно малой толщины пластины не выполняется, то в (9), (10) необходимо ввести поправочные множители  $G_I(d/s)$ ,  $G_s(d/s)$ , учитывающие влияние этого геометрического фактора, т. е. формулы (9), (10) запишутся соответственно в виде

$$\rho = G_I^* d U G_I / I, \quad \rho = G_s^* d U G_s / I. \quad (15), (16)$$

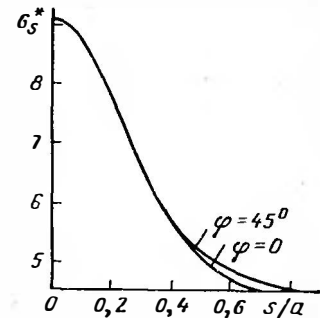


РИС. 8. Поправочная функция  $G_s^*$  четырехзондового метода с размещением зондов по вершинам квадрата для квадратного образца со стороной  $a$

Численные значения поправочной функции  $G_l(d/s)$  для линейного расположения зондов в случае непроводящих поверхностей пластины следующие [19, 20]:

$d/s$	0,4	0,5	0,6	0,7	1,0	2,0
$G_l(d/s)$	0,999	0,997	0,992	0,982	0,921	0,6336

Видно, что систематическая погрешность измерения удельного сопротивления из-за влияния толщины пластины не превышает 0,5%, если выполняется условие  $d/s \leq 0,5$ .

Для измерения удельного сопротивления пластин с непроводящими ограничивающими поверхностями наряду с формулой (15) может быть также использована формула (5) с поправочной функцией  $F_{15}$ , которая при уменьшении параметра  $d/s$  переходит в формулу (9) для бесконечно тонкой пластины. Отсюда возникает вопрос о предпочтительности выбора той или другой расчетной формулы для конкретных условий проведения измерений. Этот выбор может быть сделан исходя из возможности наиболее точного определения численного значения поправочной функции. На рис. 9 показаны функции  $F_{15}(d/s)$  и  $G_l(d/s)$ . После пересечения пологих участков в точке  $d/s = 1,4$  крутизна кривых увеличивается, что приводит при заданной погрешности измерения параметра  $d/s$  к возрастанию ошибки в определении поправочного коэффициента. Таким образом, на практике целесообразно для случая  $d/s > 1,4$  выбирать формулу (5), а для случая  $d/s < 1,4$  — формулу (15).

**Эпитаксиальные слои и слоистые структуры.** Четырехзондовый метод может быть применен для измерения поверхностного и удельного сопротивления слоя полупроводника в двухслойной структуре, например диффузионного, ионно-имплантированного слоя на поверхности пластины или эпитаксиального слоя на подложке с отличающейся величиной или типом проводимости. Схема измерений показана на рис. 10. Если реализуется условие  $s \gg d_1, d_2$ , а границы образца удалены в бесконечность, то два слоя структуры по отношению к токовым зондам включены параллельно и выполняются соотношения:  $(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)^{-1} = \pi U/I \ln 2$  — для расположения зондов в линию;  $(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)^{-1} = 2\pi U/I \ln 2$  — для расположения зондов по вершинам квадрата. Если проводимость одного из слоев (например,

первого) настолько велика, что  $\sigma_1 d_1 \gg \sigma_2 d_2$ , то второй слой не будет оказывать влияния на прохождение тока в структуре и в результате измерений определится удельное сопротивление первого слоя:

$$\rho_1 = \pi d_1 U/I \ln 2 \quad (17)$$

(для расположения зондов в линию при условии  $d_1 \ll s$ ).

Аналогичное выражение может быть записано для расположения зондов по вершинам квадрата:

$$\rho_1 = 2\pi d_1 U/I \ln 2. \quad (18)$$

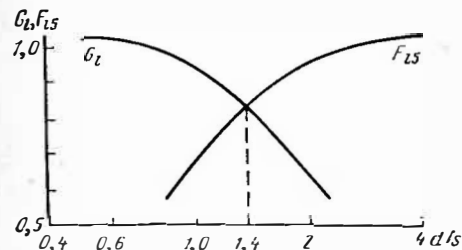


РИС. 9. Поправочные функции  $G_l$  и  $F_{15}$  для тонких пластин (к вопросу об оптимальном выборе рабочей формулы четырехзондового метода)

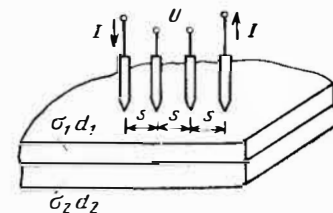


РИС. 10. Измерение удельного сопротивления эпитаксиального слоя четырехзондовым методом в двухслойной структуре

Если слои имеют разный тип проводимости, образующийся на их границе  $p$ — $n$ -переход будет препятствовать прохождению тока в нижний слой. Это позволяет с помощью формул (17), (18) вычислить удельное сопротивление верхнего слоя. Как и в случае измерения удельного сопротивления пластин, в (17), (18) необходимо вводить поправочные функции  $G_l^*$ ,  $G_s^*$ ,  $G_l$ ,  $G_s$ , учитывающие влияние геометрической формы и размеров слоя.

### 1.1.2. Погрешность четырехзондового метода

Погрешность измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом определяется совокупностью составляющих, обусловленных отклонением реальной физической модели метода от положенной в основу расчета идеализированной модели, погрешностями измерения входящих в рас-

четную формулу величин и случайными погрешностями, зависящими от условий и режимов проведения измерений.

**Размер контактной площадки.** При выводе формулы для расчета удельного сопротивления, изложенном в п. 1.1.1, предполагалось, что контакт зонда с поверхностью полупроводника точечный. На практике это условие никогда не выполняется, и в результате измерения вносится систематическая погрешность.

Для объемных монокристаллов отклонение измеренного значения удельного сопротивления, вычисленного по формуле (3), от истинного из-за неточности контакта имеет значение, по порядку величины не превышающее  $(r/s)^2$ , где  $r$  — радиус контактной площадки;  $s$  — расстояние между зондами ( $s_1 = s_2 = s_3 = s$ ). При измерении удельного сопротивления тонких пластин допустимая систематическая погрешность зависит от расположения зондов. При размещении зондов в линию значение и знак систематической погрешности  $\delta$  определяются тем, для какого из зондов, токового или потенциального, не выполняется условие точечности [22]. Если контактная площадка образуется под одним из потенциальных зондов, погрешность

$$\delta = - (1/2 \ln 2) \ln [(2 + r^2/s^2)/(2 - r^2/s^2)], \quad (19)$$

где предполагается, что  $s_1 = s_2 = s_3 = s$ . Если условие точечности нарушается для одного из токовых зондов, то

$$\delta = (1/2 \ln 2) \ln [(6 - r^2/s^2)/(6 - 2r^2/s^2)]. \quad (20)$$

При размещении зондов по вершинам квадрата систематическая погрешность в обоих случаях, когда контактная площадка образуется под одним из потенциальных или токовых контактов, описывается [24] выражением

$$\delta = - (1/2 \ln 2) \ln \frac{2(1+r^4/s^4)}{1+(1-r^2/s^2)^2}, \quad (21)$$

где  $s$  — сторона квадрата. Ход функций (19)—(21) изображен на рис. 11. Если все четыре контакта не являются точечными и образуют контактные площадки, результирующую систематическую погрешность можно приближенно оценить как сумму составляющих (19)—(21).

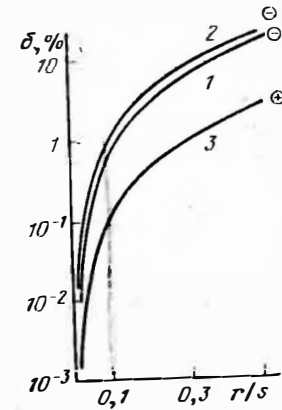
**Расстояние между зондами.** Невоспроизводимость расстояния между зондами вносит случайную погрешность измерений. Если положение контакта каждого зонда с полу-

проводником флуктуирует независимо по среднеквадратическим отклонением  $\Delta s$ , то случайная погрешность измерения удельного сопротивления при эквидистантном расположении зондов в линию с доверительной вероятностью 0,95 [25, 26]  $\delta\rho/\rho = 2,06 (2\Delta s/s)$  в случае, когда измерения проводятся на объемных монокристаллах с применением формулы (3),  $\delta\rho/\rho = (\sqrt{5}/2 \ln 2) \cdot (2\Delta s/s)$  — в случае, когда измерения проводятся на пластинах с применением формулы (9).

**Напряжение.** Погрешность измерения напряжения определяется главным образом влиянием контактных сопротивлений. Сопротивление контактов может в  $10^3 \dots 10^4$

РИС. 11. Зависимость систематической погрешности измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом от относительного размера контакта:

1 — потенциальный или токовый зонд для расположения зондов по вершинам квадрата; 2 — потенциальный зонд для расположения зондов в линию; 3 — токовый зонд для расположения зондов в линию; (+...-) — знак величины  $\delta$



раз превышать сопротивление объема материала измеряемого образца, включенное между потенциальными зондами. Чтобы избежать появления в измеряемой разности потенциалов составляющих, обусловленных падением напряжения на контактных сопротивлениях, необходимо исключить прохождение тока через потенциальные зонды. Для этого рекомендуется [27] использовать вольтметр с входным сопротивлением  $10^8$  Ом и более, например ВК-23 или ЦУИП. Сопротивление изоляции между зондами, а также между каждым зондом и любым элементом конструкции измерительного прибора должно быть не менее  $10^9$  Ом.

**Ток.** При прохождении тока образец может нагреваться. Температурный коэффициент сопротивления полупроводников достигает  $0,9\% \text{ K}^{-1}$ , поэтому изменение температуры образца приведет к значительным изменениям удельного сопротивления. Кроме того, вследствие неравномерного выделения тепла на контактных сопротивлениях токовых зон-

дов возможно появление вдоль образца градиента температуры. В этом случае на потенциальных зондах возникнет дополнительная разность потенциалов из-за продольной термо-ЭДС. Чтобы исключить этот источник погрешности, ток через зонды выбирается минимальным, обеспечивающим, однако, заданную точность измерения тока и напряжения. Измерения проводят при двух полярностях тока, и удельное сопротивление определяют как среднее из двух полученных значений.

При измерении удельного сопротивления объемных монокристаллов и пластин кремния выбор тока необходимо проводить в соответствии с рекомендациями табл. 10 [20]. При этом следует особое внимание уделять измерению удельного сопротивления в интервалах перекрытия, указанных в табл. 10 диапазонов  $\rho$ . Если при выборе верхнего предела допустимого тока возникают сомнения в правильности результата измерения, необходимо уменьшить значение тока вплоть до нижнего указанного предела.

Таблица 10 Рекомендуемые значения тока при измерении удельного сопротивления объемных монокристаллов и пластин кремния [20]

$\rho$ , Ом см	$I$ , мА
0,012	100
0,008...0,6	10
0,4...60	1
40...1200	0,1
>800	0,01

**Контактные сопротивления.** Контактные сопротивления являются одной из основных причин, ограничивающих применение четырехзондового метода. Для широкозонных полупроводников типов  $A_{III} V_V$  и  $A_{II} V_{VI}$  прижимной контакт металлического зонда с поверхностью полупроводника имеет такое большое переходное сопротивление, что зондовые методы измерения параметров таких материалов практически нереализуемы. В некоторых случаях эта трудность может быть преодолена электрической формовкой контактов рядом конденсатора. Этот способ успешно применен в работе [28] для измерения четырехзондовым методом удельного сопротивления арсенида галлия.

Чтобы ограничить влияние переходных сопротивлений и выпрямляющего действия контактов на погрешность измерений, зонды рекомендуется изготавливать из металлов, твердость которых превышает твердость материала измеряемого образца. В месте контакта зонда с полупроводником создается локальное механическое нарушение поверхности, контактное сопротивление уменьшается, и эффект выпрямления в значительной степени ослабевает. При этом размер области механического разрушения материала должен быть достаточно малым, чтобы не нарушать условие точности контакта. Для этого необходимо обеспечить определенный режим работы зондовой головки, который исключал бы удары зондов о поверхность образца, поломку и быстрое изнашивание острия зондов. Рекомендуется [20] зонды изготавливать из карбида вольфрама с углом заточки острия от 45 до 150°, нагрузка на каждый зонд не должна выходить за пределы  $1,75 \pm 0,25$  Н.

**Температура.** Для исключения систематической погрешности, связанной с температурной зависимостью удельного сопротивления полупроводников, необходимо контролировать температуру в процессе измерения. На практике измеренное значение удельного сопротивления  $\rho(T)$  при температуре  $T$  в целях обеспечения единства измерений приводят к определенной, условно выбранной температуре  $T_0$ . Для расчетов используют формулу  $\rho(T_0) = \rho(T) [1 - C_T \times (T - T_0)]$ , где  $C_T$  — температурный коэффициент. Для кремния зависимость температурного сопротивления от  $\rho$  приведена в табл. 11 [20].

При измерении удельного сопротивления эпитаксиальных слоев возникают дополнительные составляющие погрешности, связанные со спецификой объекта измерения.

**Расширение области объемного заряда.** В эпитаксиальных структурах  $p$ - и  $n$ -типа область пространственного заряда (ОПЗ) изолирующего  $p$ - $n$ -перехода при пропускании тока через эпитаксиальный слой расширяется из-за возникающего обратного смещения [29]. Если удельное сопротивление эпитаксиального слоя много больше удельного сопротивления подложки, расширение ОПЗ идет главным образом в направлении эпитаксиального слоя. Если не принимать во внимание этот эффект и пользоваться для расчетов удельного сопротивления формулами (17), (18), т. е. толщиной  $d$ , измеренной при отсутствии смещения, то будет допускаться систематическая погрешность в сторону завышения измеряемого значения удельного сопротивления. На высокоомных и тонких эпитаксиальных слоях эта погрешность может достигать 10 ... 20% [29].

Токи утечки через изолирующий  $p$ - $n$ -переход. С увеличением тока через зонды обратное смещение изолирующего  $p$ - $n$ -перехода

Таблица 11 Температурный коэффициент сопротивления кремния в интервале 291...298 К [20]

ρ, Ом см	Ст		ρ, Ом см	Ст	
	n-тип	p-тип		n-тип	p-тип
1	2	3	4	5	6
0,0006	0,0020	0,0016	1,0	0,00736	0,00707
0,001	0,0020	0,00158	2,0	0,00768	0,00759
0,002	0,00158	0,00148	3,0	0,00778	0,00783
0,004	0,00131	0,00116	4,0	0,00785	0,00797
0,006	0,00060	0,00074	5,0	0,00791	0,00805
0,008	0,00060	0,00046	6,0	0,00797	0,00811
0,01	—0,00022	0,00031	8,0	0,00806	0,00819
0,012	—0,00031	0,00025	10	0,00813	0,00825
0,014	—0,00026	0,00025	20	0,00826	0,00840
0,016	—0,00013	0,00029	30	0,00828	0,00849
0,02	0,00025	0,00045	40	0,00830	0,00857
0,025	0,00083	0,00073	50	0,00830	0,00862
0,03	0,00139	0,00102	60	0,00830	0,00867
0,035	0,00190	0,00131	80	0,00830	0,00872
0,04	0,00235	0,00158	100	0,00830	0,00876
0,05	0,00309	0,00208	200	0,00830	0,00882
0,06	0,00364	0,00251	500	0,00830	0,00897
0,08	0,00439	0,00320	1000	0,00830	0,00900
0,1	0,00486	0,00372			
0,2	0,00585	0,00512			
0,4	0,00656	0,00613			
0,6	0,00696	0,00659			
0,8	0,00720	0,00687			

растет, и, следовательно, растет напряженность электрического поля в ОПЗ. В этих условиях изолирующие свойства p—n-перехода сохраняются лишь до определенных значений тока. Если ток превышает допустимые пределы, то возникают токи утечки через ОПЗ и подложка начинает оказывать шунтирующее действие. В результате этого измеряемое значение поверхностного сопротивления  $R_s$  содержит систематическую погрешность, зависящую от значения  $R_s$  [30].

На основе экспериментальных данных построены зависимости предельных токов  $I_{пр}$  и  $I''_{пр}$  от начального значения поверхностного сопротивления эпитаксиального слоя  $R_{s0}$  для 2- и 5%-ных допустимых отклонений измеренного значения  $R_s$  от  $R_{s0}$  [31]. Способ определения  $I_{пр}$  и результаты измерений для 5%-ного отклонения показаны на рис. 12. Исследовались эпитаксиальные структуры с подложкой p-типа проводимости, имеющей  $\rho = 10$  Ом·см, и эпитаксиальным слоем n-типа, имеющим удельное сопротивление в диапазоне 0,1 ... 2 Ом см и толщину в интервале 0,5 ... 4 мкм. Гиперболический характер полученных зависимостей  $I_{пр}(R_{s0})$  го-

ворит о том, что токи утечки появляются при некотором постоянном для широкого диапазона поверхностных сопротивлений критическом значении напряженности продольного электрического поля. Это позволяет сформулировать количественный критерий, указывающий на отсутствие токов утечки. Этим критерием является предельно допустимое напряжение на потенциальных зондах, которое соответствуетгибающей гиперболической зависимости  $I_{пр}(R_{s0})$ . По данным работы [31], критическим напряжением для допустимого 5%-ного изменения  $R_s$  является  $U_{кр} = 100$  мВ, для 2%-ного изменения  $R_s$   $U_{кр} = 50$  мВ. Если напряжение на зондах меньше  $U_{кр}$ , то с погрешностью меньше заданной можно считать, что токи утечки не искажают результат измерения.

**Нагрузка на зонд.** При измерении удельного сопротивления тонких эпитаксиальных слоев возникает опасность прокаливания слоя металлическим зондом и сильного проявления шунтирующего действия подложки. Чтобы избежать этого, нагрузку на зонд необходимо выбрать достаточно малой. Рекомендуется нагрузку на зонд устанавливать в пределах  $0,3 \pm 0,03$  Н [27]. Уменьшение давления на зонды может, однако, привести к возрастанию контактных сопротивлений, что, в свою очередь, требует увеличения входного сопротивления измерителя напряжения.

В результате действия перечисленных выше факторов зависимость измеряемого значения поверхностного сопротивления эпитаксиального слоя  $R_s$  от тока через зонды имеет характерный вид, показанный на рис. 13. На кривой можно выделить пять основных участков. На участке I измеряемое  $R_s$  уменьшается при увеличении тока. Этот эффект объясняется в [31] наличием большого потенциального барьера в области касания зондов с поверхностью полупроводника и возрастанием сопротивления потенциальных контактов  $R_{к1}$  и  $R_{к2}$  с увеличением тока. Если не выполняется условие

$$R_{вх} \gg R_{к1} + R_{к2}, \quad (22)$$

где  $R_{вх}$  — входное сопротивление измерителя напряжения, зависимость  $R_{к1}$  и  $R_{к2}$  от тока приводит к появлению участка I на кривой рис. 13. Участок I исчезает, если увеличить давление на зонды или  $R_{вх}$ .

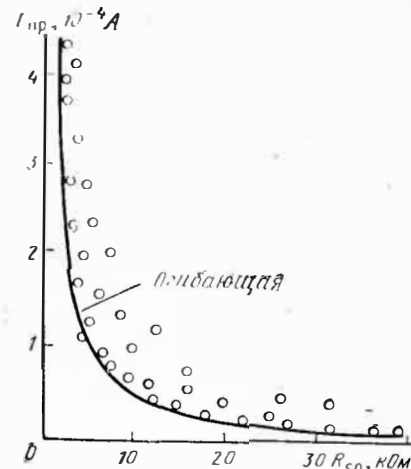


РИС. 12. Зависимость предельного тока от начального значения поверхностного сопротивления  $R_{s0}$  для 5%-ного допустимого отклонения измеренного значения  $R_s$  от  $R_{s0}$

На участке II  $R_s$  не зависит от тока. Обычно принято считать, что в этом диапазоне токов четырехзондовый метод дает наиболее правильные результаты. Однако это имеет место только тогда, когда выполняется условие (22). В противном случае результаты измерений на участке II содержат систематическую погрешность, характеризующую отношением  $(R_{K1} + R_{K2})/R_{BK}$ , и истинное значение  $R_s$  соответствует началу участка I. Появление участка III связано с токами утечки через изолирующий  $p-n$ -переход. Возрастание  $R_s$  на участке IV обусловлено эффектом расширения ОПЗ изолирующего

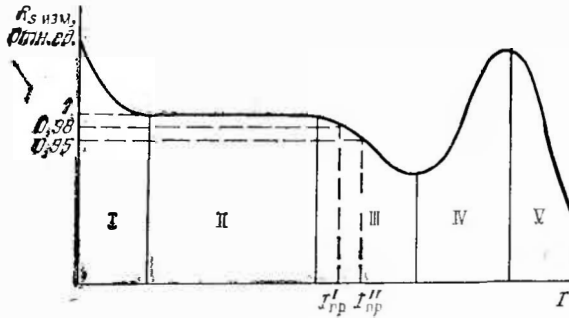


РИС. 13. Зависимость измеряемого поверхностного сопротивления эпитаксиального слоя от тока через зонды

щего  $p-n$ -перехода. Наконец, резкий спад  $R_s$  на участке V вызывается эффективным действием токов утечки. Следует сказать, что влияние расширения ОПЗ может начаться раньше, чем появятся токи утечки, и участки III и IV поменяются местами. Возможна взаимная компенсация этих двух эффектов.

### 1.1.3. Двухкомбинационный четырехзондовый метод с уменьшенной случайной погрешностью измерений

В исследовательской практике в ряде случаев возникает необходимость проведения особо точных измерений, в частности при контроле распределения поверхностного сопротивления по площади очень однородных полупроводниковых слоев (например, ионно-легированных). Может оказаться, что случайная погрешность измерений будет сравнима с относительной величиной изменений  $R_s$  и получение объективной информации об однородности контролируемого образца станет невозможным.

Трудноустраняемыми источниками случайной погрешности являются невоспроизводимость межзондовых расстояний и связанная с этим ошибка в определении численного

значения рассмотренных выше поправочных функций  $G_i^*$ ,  $G_s^*$ , учитывающих влияние краевых эффектов.

В [32] описан двухкомбинационный четырехзондовый метод измерения, ограничивающий эти источники погрешности. Сущность метода заключается в том, что с помощью четырех зондов, расположенных в произвольной точке поверхности образца эквидистантно в линию, проводятся последовательно два измерения  $R_a = U_{23}/I_{14}$  и  $R_b = U_{24}/I_{13}$  (см. рис. 1). Как следует из (9), поверхностное сопротивление тонкой пластины  $R_s = G_i^* R_a$ , где  $G_i^*$  зависит от геометрических размеров образца, ориентирования линии зондов

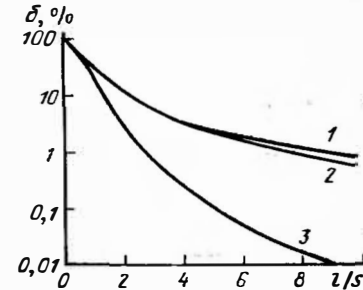


РИС. 14. Зависимость случайной погрешности измерений поверхностного сопротивления от относительного расстояния между линией зондов и краем круглой пластины при ориентировании линии зондов перпендикулярно радиусу  $r$ :

1, 2 — четырехзондовый метод ( $1 - r/s = 40$ ,  $2 - r/s = \infty$ ); 3 — двухкомбинационный четырехзондовый метод

относительно его осей симметрии и от комбинации включения токовых и потенциальных зондов (см. табл. 7).

В [32] показано, что для круглого образца при расположении линии зондов вдоль радиуса  $G_i^* = (\pi/\ln 2) (1 + 1/\xi) \times f(\xi)$ , где  $\xi = (R_a/R_b)/(R_a/R_b - 1)$  и функция  $f(\xi)$  удовлетворяет уравнению

$$\left( \frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right) \frac{\ln 2}{f(\xi)} = \text{ch}^{-1} \left[ \frac{1}{2} \exp \left( \frac{\ln 2}{f(\xi)} \right) \right].$$

С погрешностью не более 0,05% зависимость  $G_i^*$  от  $R_a/R_b$  выражается полиномом второй степени:

$$G_i^* = -14,696 + 25,173 (R_a/R_b) - 7,872 (R_a/R_b)^2, \quad (23)$$

где  $R_a/R_b$  изменяется в пределах 1,2...1,32. Без заметного изменения погрешности (23) применима и в случае, когда линия зондов не параллельна радиусу. Таким образом, на основе измеренных  $R_a$  и  $R_b$  с помощью (23) вычисляется  $R_s = G_i^* U_{23}/I_{14}$ .

Рассмотренный двухкомбинационный четырехзондовый метод значительно упрощает процедуру измерений, так как учет геоме-

трического фактора не требует определения координаты расположения зондов на поверхности образца. Это преимущество метода позволяет создавать на его основе автоматизированные измерительные приборы для изучения топологии распределения  $R_s$  по поверхности пластины путем шагового перемещения зондовой головки. По данным [32], случайная погрешность двухкомбинационного метода и намного ниже погрешности традиционного четырехзондового метода (рис. 14).

Следует, однако, отметить, что высокая точность двухкомбинационного метода может быть реализована только при очень строгом выполнении рекомендаций, изложенных в п. 1.1.2. При этом особое внимание необходимо обращать на свойства контактов. Изменения отношения  $R_a/R_b$  из-за геометрического фактора невелики, поэтому погрешность измерения  $R_a/R_b$ , вызванная выпрямляющим действием контактов и возникающими при этом тепловыми и фотоэлектрическими явлениями, может существенно исказить результат измерения.

#### 1.1.4. Локальность четырехзондового метода

Четырехзондовый метод находит широкое применение для контроля однородности монокристаллов и пластин полупроводников. Достоверность измеренного профиля распределения удельного сопротивления зависит от соотношения масштаба контролируемой неоднородности и локальности метода измерения. Измеренное на неоднородном образце удельное сопротивление является эффективным значением  $\rho_{эф}$ , усредненным по некоторой области образца. Область усреднения, за пределами которой участки образца не вносятся с заданной погрешностью вклада в измеряемое значение  $\rho_{эф}$ , характеризует локальность четырехзондового метода. Локальность измерений зависит от вида функции распределения удельного сопротивления, геометрии расположения зондов и значения межзондовых расстояний [33]. Наиболее неблагоприятной с точки зрения реализуемой локальности измерений является ступенчатая функция распределения удельного сопротивления. Для оценки размеров области локализации измерений в [33] рассмотрены два частных случая неоднородности.

1. Неоднородность вида  $\rho(x)$ , когда удельное сопротивление тонкой пластины ( $2d < s$ ) изменяется скачком от  $\rho_1$  до  $\rho_2$  на границах полосы шириной  $2a$ , т. е.  $\rho(x) = \rho_1$  при  $-a \leq x \leq a$ ,  $\rho(x) = \rho_2 < \rho_1$  в остальной области. Измерения проводятся при расположении всех зондов в линию вдоль оси  $x = 0$ . Численные оценки значения  $a_{max}/s$ , характеризующего локальность измерений, показывают, что с погрешностью  $\eta = (\rho_1 - \rho_{эф})100/\rho_{эф} = 1\%$  для неодно-

родности  $\ln(\rho_1/\rho_2) \leq 0,5$  реализуется локальность  $a_{max}/s \leq 5$ . При допустимой погрешности  $\eta = 3\%$  условие  $a_{max}/s \leq 5$  соблюдается для более широкого интервала относительных изменений удельного сопротивления  $\ln(\rho_1/\rho_2) \leq 2,3$ . Для объемного монокристалла при том же характере изменения удельного сопротивления локальность измерений увеличивается. При заданных  $\eta = 1\%$  и  $\ln(\rho_1/\rho_2) \leq 0,5$ ,  $\eta = 3\%$  и  $\ln(\rho_1/\rho_2) \leq 2,3$  локальность  $a_{max}/s \leq 2,5$ .

2. Радиальная неоднородность вида  $\rho(r)$ , когда удельное сопротивление тонкой пластины ( $2d < s$ ) изменяется скачком от  $\rho_1$  до  $\rho_2$  на границах круга радиуса  $r = a$ , т. е.  $\rho(r) = \rho_1$  при  $0 \leq r \leq a$ ,  $\rho(r) = \rho_2 < \rho_1$  при  $r > a$ . Зонды располагаются в центре круга  $r = a$ . С погрешностью  $\eta = 3\%$  для неоднородности  $\ln(\rho_1/\rho_2) \leq 0,5$  реализуется локальность  $a_{max}/s \leq 4,5$  (при расположении зондов в линию) и  $a_{max}/s \leq 4,0$  (при расположении зондов по вершинам квадрата). При допустимой погрешности  $\eta = 3\%$  с увеличением неоднородности до  $\ln(\rho_1/\rho_2) = 2,5$  локальность ухудшается и достигает  $a_{max}/s = 8$  и  $a_{max}/s = 6,5$  соответственно для двух способов размещения зондов. Для объемного монокристалла при том же характере изменения удельного сопротивления локальность измерений увеличивается. При заданных  $\eta = 3\%$  и  $\ln(\rho_1/\rho_2) \leq 0,5$   $a_{max}/s \leq 3,3$  для линейного расположения зондов и  $a_{max}/s \leq 2,5$  для расположения зондов по вершинам квадрата. С увеличением  $\ln(\rho_1/\rho_2)$  до 2,5 при том же значении  $\eta = 3\%$  локальность измерений становится  $a_{max}/s = 4,5$  и  $a_{max}/s = 3,8$  соответственно для двух способов расположения зондов. Полученные оценки размеров области локализации измерений являются максимальными. Локальность повышается, если функция распределения  $\rho(x)$  имеет не ступенчатый, а плавный характер, а также в случае, если  $\rho_2 > \rho_1$ .

#### 1.1.5. Измерение удельного сопротивления неоднородных полупроводников

Так как локальность четырехзондового метода зависит от вида функции распределения удельного сопротивления, интерпретация результатов измерений  $\rho_{эф}$  на неоднородных образцах требует специального математического анализа для каждой конкретной функции  $\rho(x, y, z)$ . Аналитическое решение этой задачи возможно для наиболее простых одномерных функций распределения удельного сопротивления. Расчет  $\rho_{эф}$  для частных случаев одномерной линейной и экс-



понижения функции распределения проводимости и удельного сопротивления, периодической неоднородности по глубине и вдоль поверхности пластины можно найти в работе [34]. Экспериментальное исследование одномерных неоднородностей, например распределения удельного сопротивления по толщине пластин или эпитаксиальных слоев, проводится обычно с помощью послойного травливания образца. После каждого снятия слоя толщиной  $h_i$  измеряется поверхностное сопротивление  $R_{si}$ . Величины  $R_{si}$  выражаются равенствами

$$\frac{1}{R_{si}} = \int_{h_i}^d \sigma(x) dx; \quad \frac{1}{R_{s0}} = \int_0^d \sigma(x) dx, \quad (24); (25)$$

где  $d$  — начальная толщина контролируемого образца (слоя);  $\sigma(x)$  — проводимость образца.

Из (24) и (25) с учетом (9) следует формула для расчета удельной проводимости  $\sigma(h)$  на глубине  $h$  из измеренной зависимости  $R_s(h)$ :

$$\sigma(h) = -d(1/R_s)/dh. \quad (26)$$

Дифференцирование (26) по методу конечных приращений дает практическую формулу для удельного сопротивления  $i$ -слоя толщиной  $h_i$ :  $\rho_i = R_{si+1}R_{si}h_i/(R_{si+1} - R_{si})$ . Используя приведенную в [35] зависимость удельного сопротивления кремния от концентрации легирующей примеси, можно определить концентрационный профиль легирования исследуемой пластины (слоя).

При использовании метода послойного травливания необходимо обратить внимание на ряд источников погрешности, которые приводят к искажению результатов измерений.

Погрешность может возникать из-за влияния поверхностной проводимости, наиболее сильно проявляющегося при измерении тонких слоев. Рассмотрим частный случай, когда на поверхности полупроводника присутствует слой объемного заряда толщиной  $d_s$ , обедненный носителями. Такая ситуация имеет место, например, для кремния. Как показано в § 1.6, наличие на поверхности кремния  $n$ -типа слоя окисла приводит к смещению поверхностного потенциала в сторону отрицательных значений и появлению обедненного

слоя. Если пренебречь проводимостью обедненного слоя, то выражение (24) запишется в виде

$$\frac{1}{R_{si}} = \int_{h_i+d_s}^d \sigma(x) dx. \quad (27)$$

С помощью (27) и путем интегрирования уравнения Пуассона по области  $d_s$  в [36] получено следующее выражение для удельной проводимости:

$$\sigma(h) = -\frac{d}{dh} \left( \frac{1}{R_s} - d_s \frac{d(1/R_s)}{dh} \right). \quad (28)$$

Таким образом, определение профиля удельной проводимости по измеренной зависимости  $R_s(h)$  сводится к дифференцированию кривой  $1/R_s(h)$ , нахождению добавочного члена  $d_s \frac{d(1/R_s)}{dh}$  и дифференцированию суммарной зависимости в скобках (28). Значение  $d_s$  приближенно находится по соотношению

$$d_s = (2\epsilon\epsilon_0 U_y/qN)^{1/2}, \quad (29)$$

где  $U_y$  — равновесный изгиб энергетических зон на поверхности;  $N$  — концентрация носителей заряда.

В (29) подставляется значение  $N = - (q\mu)^{-1} \frac{d(1/R_s)}{dh}$ , равное концентрации носителей, усредненной по толщине  $d_s$ . При выборе значений  $U_y$  можно воспользоваться результатами работы [60], где показано, что на поверхности кремния  $n$ -типа, покрытой пленкой естественного окисла, равновесное значение  $U_y$  лежит в пределах 0,5...0,6 В в диапазоне  $\rho < 16$  Ом·см. Ошибки в оценке значения  $U_y$  не окажут сильного влияния на результат расчета, так как  $d_s \sim \sqrt{U_y}$ . На кремнии  $p$ -типа изгиб зон при тех же условиях очень мал:  $U_y \approx 0,05$  В. Поэтому рассматриваемый источник погрешности в этом случае можно не принимать во внимание.

Для уменьшения вклада поверхностной проводимости в измеряемое значение  $R_s$  и упрощения процедуры расчета профиля  $\sigma(h)$  в кремнии  $n$ -типа можно рекомендовать способ проведения измерений, описанный в § 1.6. Измерения проводятся непосредственно, в минимально короткий промежуток времени, после освежения поверхности в плавиковой кислоте (включая операции промывки в деионизованной воде и сушки). Как показано в [60], такая химическая

обработка кремния  $n$ -типа с  $\rho < 16 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  создает условия, близкие к спрямлению энергетических зон на поверхности ( $U_y < 0,1 \text{ В}$ ).

Предложенная в [36] и описанная выше процедура обработки результатов измерений распределения удельной проводимости по толщине тонких слоев с помощью послыонного травления не устраняет, однако, полностью влияние поверхностных эффектов. Остается неизвестной зависимость  $U_y$  от уровня легирования полупроводника. Серьезные затруднения в проведении измерений могут возникнуть вследствие эффекта дрейфа поверхностного потенциала [60], вклад которого в измеряемое значение  $R_s$  кремниевых слоев начинает проявляться с  $R_s \geq 2 \text{ кОм}$ . По мере послыонного травления измеряемое значение  $R_s$  растет, и с наибольшей точностью кривая распределения удельной проводимости будет регистрироваться до координаты, при которой поверхностное сопротивление оставшегося слоя достигает  $R_s = 2 \text{ кОм}$ . Дополнительные источники ошибок возникают при контроле однородности эпитаксиальных слоев. По мере уменьшения толщины слоя возрастает вероятность появления погрешности из-за токов утечки через изолирующий  $p$ - $n$ -переход эпитаксиальной структуры или прокалывания тонкого слоя зондами. Поэтому при проведении измерений необходимо следовать изложенным рекомендациям по применению четырехзондового метода для контроля удельного сопротивления эпитаксиальных слоев.

#### 1.1.6. Зондовые головки и аппаратура

На практике наилучшим образом зарекомендовали себя зондовые головки, в которых подпружиненные металлические иглы скользят в направляющих отверстиях рубиновых камней. В качестве материала зондов используются твердые металлы или сплавы. Такие головки имеют большой срок службы и поэтому широко используются в производственных условиях. Отечественная промышленность выпускает два типа таких четырехзондовых головок: С2080 и С2171. В головке С2080 зонды располагаются в линию на равном расстоянии  $1,3 \pm 0,01 \text{ мм}$ . Зонды выполнены из карбида вольфрама и индивидуально подпружинены с силой  $1,75 \pm 0,2 \text{ Н}$ . В головке С2171 расстояние между зондами  $0,75 \pm 0,008 \text{ мм}$ , сила нажима на зонд  $0,7 \pm 0,07 \text{ Н}$ . Допускаемые флуктуации межзондовых расстояний вызывают случайную составляющую погрешности измерений поверхностного сопротивления из-за этого геометрического фактора, не превышающую 2%. Для проведения особо точных измерений в [37] предлагается конструкция зондовой головки с фиксированной парой центральных зондов. Два крайних зонда свободно перемещаются в направляющих. Неподвижная пара центральных зондов контактирует с образцом в результате углового движения предмет-

ного стола. Такая конструкция зондовой головки вызывает случайную погрешность измерения поверхностного сопротивления из-за невоспроизводимости межзондовых расстояний менее 1%.

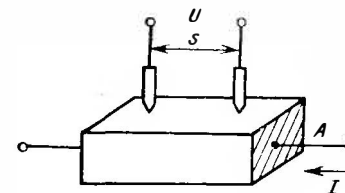
Для контроля удельного сопротивления пластин и эпитаксиальных слоев отечественная промышленность выпускает прибор ИУС-3, технические характеристики которого обеспечивают возможность измерения поверхностного сопротивления в диапазоне  $R_s = 0,1, \dots, 10^5 \text{ Ом}$  с погрешностью  $\pm 4,5\%$ . Расстояние между зондами в зондовой головке  $1 \pm 0,02 \text{ мм}$ .

## 1.2. Двухзондовый метод

Двухзондовый метод применяется для измерения удельного сопротивления образцов правильной геометрической формы с известным поперечным сечением. Например, двухзондовый метод используют для контроля распределения удельного сопротивления по длине слитков полупроводниковых монокристаллов. Рабочий диапазон измеряемых значений удельного сопротивления  $10^{-3} \dots 4 \cdot 10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ .

### 1.2.1. Теория метода

Схема измерений двухзондовым методом показана на рис. 15. Через торцевые грани образца с нанесенными на них омическими контактами пропускается электрический ток  $I$ . Вдоль линий тока на поверхности образца размещаются два потенциальных зонда, между которыми измеряется разность потенциалов  $U$ . Удельное сопротивление образца



$$\rho = AU/sI, \quad (30)$$

где  $A$  — площадь поперечного сечения;  $s$  — расстояние между зондами.

РИС. 15. Измерение удельного сопротивления двухзондовым методом

### 1.2.2. Погрешность двухзондового метода

Источники погрешности и способы их устранения те же, что и в случае применения четырехзондового метода (см. п. 1.1.2). Отметим лишь некоторые отличия и дополнительные факторы, связанные со спецификой двухзондового метода.

**Отклонения от одномерной модели.** Теория метода и расчетная формула (30) справедливы для одномерной модели прохождения тока через образец. Поэтому предполагается, что образец однороден в плоскости поперечного сечения. Однако наличие градиентов удельного сопротивления в направлениях, перпендикулярных продольной оси образца, или резкие изменения сечения приводят к искажению эквипотенциальных поверхностей и появлению систематической погрешности, зависящей в общем случае от места расположения потенциальных зондов. Даже при измерении однородного по сечению образца искажение эквипотенциальных линий может происходить вблизи торцевых граней, так как на практике не всегда удается получить однородный по площади омический контакт, и вследствие этого будет происходить трехмерное растекание тока.

Таким образом, одномерность пространственного распределения линий тока является одним из принципиальных условий применения двухзондового метода для количественных оценок удельного сопротивления. Для выполнения этого условия необходимо соблюдать определенные критерии в выборе геометрических размеров образца и размещении потенциальных зондов на его поверхности. В самом неблагоприятном случае, когда омические контакты на торцевых гранях образца точечные и растекание тока охватывает наибольший приконтактный объем образца с погрешностью, не превышающей 0,5%, формулой (30) можно пользоваться при выполнении следующих ограничений [16]:  $L \gg 3b$ ,  $b/2 \leq d \leq b$ ,  $s \leq L/2$ , где  $L$  — длина образца;  $b$  — ширина образца;  $d$  — толщина образца. При этом не рекомендуется приближать потенциальные зонды к торцевым граням на расстоянии, меньшее  $3b$ .

**Межзондовое расстояние.** Если положение каждого из зондов фиксируется со среднеквадратическим отклонением  $\Delta s$ , то случайная составляющая погрешности из-за невоспроизводимости межзондового расстояния с доверительной вероятностью 0,95 выражается соотношением [25]  $\delta\rho/\rho = 1,41 (2\Delta s/s)$ .

**Токовые контакты.** Чтобы максимально ограничить эффект растекания тока, торцевые грани образца равномерно по всей площади шлифуются абразивным порошком и затем электролитически металлизуются медью или никелем. В ряде случаев для оперативного проведения измерений образец после шлифовки торцевых граней грубым абразивом зажимается контактными подушками, обеспечивающими од-

нородный контакт по всей поверхности торцевой грани. В качестве контактных подушек можно использовать медную сетку на эластичной упругой основе.

Абразивная обработка токовых граней позволяет также подавить инжекцию носителей в объем кристалла, снизить контактные сопротивления и тем самым исключить влияние тепловых эффектов, связанных с неоднородным нагревом образца.

### 1.3. Трехзондовый метод, основанный на измерении напряжения пробоя точечного контакта металл — полупроводник

Появление трехзондового метода было вызвано необходимостью измерения удельного сопротивления эпитаксиальных слоев в структурах с однотипной и сильнолегированной подложкой. Четырехзондовый метод для этих целей непригоден вследствие шунтирующего действия подложки. Трехзондовый метод этого ограничения не имеет.

Применение трехзондового метода может быть распространено и на объемные монокристаллы, однако из-за низких своих метрологических показателей по сравнению с четырехзондовым методом широкого применения этот метод не нашел. Трехзондовый метод используется главным образом для измерения удельного сопротивления эпитаксиальных слоев в структурах  $nn^+$  - и  $pp^+$ -типов. В силу специфических особенностей метода действие его ограничивается диапазоном удельных сопротивлений 0,1...10 Ом·см. За пределами этого диапазона резко возрастает погрешность и снижается надежность результатов измерений.

В связи с большим прогрессом в развитии метода, основанного на измерении сопротивления растекания, применение трехзондового метода становится все более ограниченным.

Схема измерения удельного сопротивления трехзондовым методом показана на рис. 16. На поверхности образца размещаются три зонда. Материал зондов и профиль их острия выбирают таким образом, чтобы контакты 1 и 2 были близки к омическим и имели не слишком большое переходное сопротивление, а контакт зонда 3 с полупроводником представлял собой точечный диод. К зондам 1 и 3 прикладывают пульсирующее напряжение с полярностью, соответствующей смещению точечного диода 3 в обратном направлении. С помощью зондов 2 и 3 наблюдают на экране осциллографа

вольт-амперную характеристику (ВАХ) точечного диода, и по точке ее загиба в области пробоя определяют пробивное напряжение  $U_{пр}$  (рис. 17). Измерение  $U_{пр}$  проводится вольтметром с большим входным сопротивлением. Трехзондовую схему измерения пробивного напряжения точечного диода используют для того, чтобы исключить погрешность, связанную с падением напряжения на переходных сопротивлениях вспомогательных контактов 1 и 2 (рис. 16).

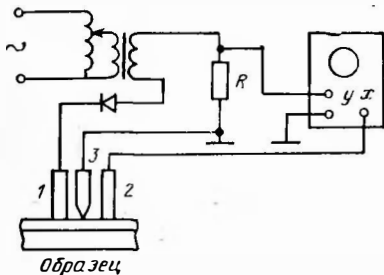


РИС. 16. Измерение удельного сопротивления трехзондовым методом

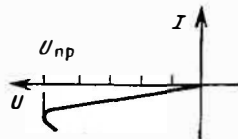


РИС. 17. Определение пробивного напряжения точечного контакта по загибу ВАХ

Теория трехзондового метода не разработана. Существуют две отличные друг от друга теоретические модели, описывающие физическую сущность метода. Предполагается (см., [38]), что пробой точечного диода происходит вследствие лавинного умножения носителей в области объемного заряда обратносмещенного барьера Шотки. В [39] предлагается принципиально отличная модель. На основании того, что пробой сопровождается сильным разогревом точечного контакта вплоть до расплавления кремния, делается вывод о преобладающем влиянии тепловых эффектов на ход ВАХ контакта. Наблюдаемый загиб на этой характеристике, который интерпретируется как пробой контакта, соответствует максимуму на температурной зависимости удельного сопротивления. Восходящая ветвь зависимости обусловлена уменьшением подвижности носителей с ростом температуры, а переход через максимум наступает при достижении собственной проводимости, когда удельное сопротивление полупроводника начинает резко падать.

Ни одна из предложенных теорий пробоя точечноконтантного барьера не объясняет в полной мере всей совокупности экспериментальных данных, указывающих на зависи-

мость измеряемых значений пробивного напряжения от многочисленных факторов: типа проводимости полупроводника, нагрузки на зонд, площади контакта, материала зонда, длительности измерительного импульса, способа обработки поверхности образца. Связь пробивного напряжения точечного диода с удельным сопротивлением полупроводника не выражается в теоретически обоснованной аналитической форме, поэтому трехзондовый метод не позволяет осуществлять прямые измерения удельного сопротивления и является косвенным методом, требующим градуировки по калибровочным образцам. В качестве калибровочных выбирают образцы с известным удельным сопротивлением, измеренным независимым методом, например четырехзондовым. По результатам измерения  $U_{пр}$  на этих образцах строится калибровочная кривая  $U_{пр} = f(\rho)$ . В указанном выше диапазоне удельных сопротивлений калибровочная кривая имеет вид степенной функции  $U_{пр} = Ar^b$ .

### 1.3.1. Погрешность трехзондового метода

Погрешность трехзондового метода определяется двумя основными факторами — погрешностью измерения  $U_{пр}$  и степенью адекватности условий проведения измерений условиям калибровки. Последний фактор отражает правомерность использования калибровочной кривой для расчета  $\rho$  по измеренному  $U_{пр}$ .

**Материал зонда, профиль острия, нагрузка на зонд.** Для обеспечения высокой точности измерения  $U_{пр}$  ВАХ точечного контакта должна иметь четко выраженный изгиб на участке пробоя. Достигается это выбором материала зондов, формой контактирующей площадки и давлением на нее. Измерительный контакт 3 (см. рис. 16) должен иметь высокое переходное сопротивление, чтобы момент пробоя четко фиксировался на ВАХ. Для этого острие зонда изготавливают с малым радиусом закругления: 25...100 мкм. Значение пробивного напряжения зависит от нагрузки на измерительный зонд. С увеличением давления на зонд пробивное напряжение падает. Это происходит вследствие увеличения размеров контактной площадки в результате упругой и пластической деформации острия зонда. Чтобы ограничить случайную ошибку, связанную с невоспроизводимостью площади контакта, зонд 3 изготавливают из твердых металлов, например вольфрама, карбида вольфрама, осмия, родия, а давление на зонд строго нормируют и устанавливают по воз-

можности минимальным, но обеспечивающим хорошую сходимость результатов измерений. Оптимальная нагрузка на измерительный зонд лежит в диапазоне 0,2...0,4 Н и должна воспроизводиться в пределах 0,05 Н [40]. Уменьшение нагрузки до 0,05...0,1 Н приводит к возрастанию случайной погрешности вследствие невоспроизводимости контактного сопротивления. Чтобы переходные сопротивления вспомогательных контактов не оказывали заметного влияния на погрешность измерения  $U_{пр}$ , зонды 1 и 2 также изготавливают из перечисленных выше твердых металлов, а давление на них увеличивают до 0,5...1,0 Н [40].

**Тепловые эффекты.** Мощность, выделяемая в измерительном контакте, может достигать 1 Вт. Это вызывает сильный разогрев приконтактной области вплоть до расплавления полупроводника под контактной площадкой. По этой причине измеряемое значение напряжения пробоя и сходимость результатов измерений существенно зависят от токовых режимов проведения измерений. Чтобы ограничить рассеиваемую мощность в контакте, измерения рекомендуется проводить в импульсном режиме. С уменьшением длительности импульса  $U_{пр}$  растет. Эта зависимость сохраняется даже в интервале очень коротких импульсов длительностью менее 1 мкс.

**Обработка поверхности образца.** Систематическая и случайная погрешности измерения зависят от способа обработки поверхности измеряемого и контрольного образцов. Механическая шлифовка и полировка поверхности снижают пробивное напряжение. По мере уменьшения толщины нарушенного слоя путем химического или газового травления пробивное напряжение возрастает и стремится к некоторому пределу, соответствующему полному удалению нарушенного слоя. Например, травление поверхности кремния, полированной алмазной пастой АП-2, в газообразном HCl увеличивает пробивные напряжения на 30...40% [4, с. 17].

Влияние способа обработки поверхности необходимо учитывать на практике в целях обеспечения единства измерений на калибровочных образцах и образцах, подлежащих контролю. Использование калибровочной кривой будет только в том случае метрологически законно, если способы обработки поверхности калибровочных и рабочих образцов унифицированы. Это условие не всегда выполняется. Калибровочные образцы, как правило, изготавливаются из объемных монокристаллов, поэтому их поверхность механически и химически полируется, а, например, поверхность эпитак-

сиального слоя, удельное сопротивление которого требуется измерить, никаким обработкам не подвергается. В этом случае будет допускаться неконтролируемая систематическая погрешность. По этой причине при подготовке калибровочных образцов целесообразно использовать травление поверхности в газообразном HCl, так как эта технологическая операция предшествует процессу эпитаксиального наращивания.

При уменьшении толщины эпитаксиального слоя ниже некоторого критического значения  $U_{пр}$  начинает резко падать. Исходя из теории лавинного пробоя точечного диода такую закономерность в поведении  $U_{пр}$  можно объяснить расширением области объемного заряда в глубь эпитаксиального слоя при обратном смещении контактного барьера. При некоторых критических значениях напряжения смещения объемный заряд достигает сильнолегированной подложки. Так как слой объемного заряда слабо проникает в сильнолегированную область эпитаксиальной структуры, при дальнейшем увеличении напряжения на точечном дне электрическое поле в обедненной области будет возрастать более резко, чем в случае однородной среды. В результате пробой контакта произойдет при более низком напряжении. Связь напряжения пробоя с удельным сопротивлением эпитаксиального слоя уже не подчиняется калибровочной кривой, полученной для объемных однородных образцов, и результаты измерений теряют свою достоверность. При практическом использовании трехзондового метода необходимо определить те предельные значения толщины эпитаксиального слоя, при которых возможно проведение измерений удельного сопротивления. Для численных оценок используют формулу зависимости ширины области объемного заряда  $x$  от напряжения смещения  $U$  резкого несимметричного  $p-n$ -перехода:  $U = x^2/2e\epsilon_0\mu\rho$ , где  $\mu$  — подвижность каждой пары значений  $U_{пр}$  и  $\rho$ , взятых из калибровочной кривой. Полученные значения  $x$  равны тем минимальным значениям толщины, при которых возможны измерения удельного сопротивления.

Наличие большого количества внешних факторов, влияющих на результат измерения, приводит к тому, что погрешность трехзондового метода по сравнению с другими прямыми методами измерения удельного сопротивления сравнительно велика и, по данным разных авторов, лежит в пределах 10...70%. По этим же причинам весьма разноречивы экспериментальные значения параметра  $b$  калибровочной кривой. Например, для кремния  $n$ -типа показатель  $b$  лежит в пределах 0,51...0,66.

Согласно статистическим исследованиям [40] случайная погрешность трехзондового метода с доверительной вероятностью 0,95 равна  $\pm 54\%$  для  $\rho = 0,1$  Ом·см,  $\pm 40\%$  для  $\rho = 1,0$  Ом·см и  $70\%$  для  $\rho = 5$  Ом·см.

## 1.4. Измерение удельного сопротивления методом Ван дер Пау

### 1.4.1. Теория метода

В [41] был предложен метод измерения удельного сопротивления, который нашел широкое применение для контроля плоских образцов произвольной формы. Сущность метода заключается в следующем. На периферии плоского образца (рис. 18) создаются четыре контакта:  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$ . Измеряют два сопротивления:  $R_{ABCD} = U_{CD}/I_{AB}$  и

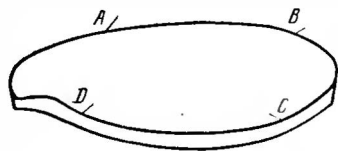


РИС. 18. Расположение контактов при измерении методом Ван дер Пау

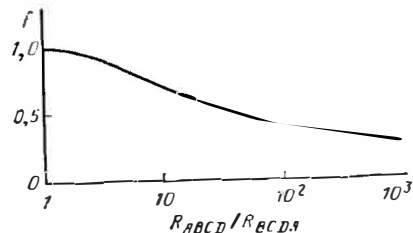


РИС. 19. Функция поправок при измерении методом Ван дер Пау

$R_{BCDA} = U_{DA}/I_{BC}$ . Теоретический анализ, проведенный в [41], приводит к следующему соотношению:

$$\rho/d = R_S = (\pi/\ln 2) [(R_{ABCD} + R_{BCDA})/2] f(R_{ABCD}/R_{BCDA}), \quad (31)$$

где  $d$  — толщина образца (толщина образца много меньше расстояния между контактами);  $f$  — функция поправок, зависящая только от отношения  $R_{ABCD}/R_{BCDA}$  и удовлетворяющая уравнению

$$\frac{(R_{ABCD}/R_{BCDA}) - 1}{(R_{ABCD}/R_{BCDA}) + 1} = \frac{\cosh^{-1} \{ (1/2) \exp [(\ln 2)/f] \}}{(\ln 2)/f}. \quad (32)$$

График и табулированные значения функции поправок  $f$  приведены на рис. 19 [41] и в табл. 12 [34].

При выводе формул (31), (32) предполагалось, что контакты располагаются строго по периферии образца и имеют точечные размеры. Если контакт имеет протяженную форму, возникают погрешности [42], которые детально рассматриваются в § 2.17.

Таблица 12 Функция  $f(R_{ABCD}/R_{BCDA})$

$R_{ABCD}/R_{BCDA}$	$f$	$R_{ABCD}/R_{BCDA}$	$f$	$R_{ABCD}/R_{BCDA}$	$f$
1,0	1,000	6,0	0,815	30	0,545
1,2	0,995	6,5	0,800	35	0,520
1,4	0,990	7,0	0,790	40	0,500
1,6	0,985	7,5	0,775	45	0,485
1,8	0,975	8,0	0,765	50	0,475
2,0	0,970	8,5	0,757	55	0,465
2,2	0,963	9,0	0,747	60	0,455
2,4	0,955	9,5	0,740	70	0,440
2,6	0,945	10	0,730	80	0,427
2,8	0,935	12	0,700	90	0,415
3,0	0,925	14	0,675	100	0,405
3,5	0,905	16	0,650	150	0,375
4,0	0,882	18	0,625	200	0,367
4,5	0,865	20	0,610	300	0,355
5,0	0,847	23	0,592	400	0,353
5,5	0,830	25	0,570	500	0,350

Для определения удельного сопротивления измеряют толщину плоского образца с помощью индикатора с погрешностью измерений не более 1%. Погрешность измерений тока и напряжения при использовании приборов с цифровым отсчетом не более 0,1%. Таким образом, метод Ван дер Пау является одним из наиболее точных методов контроля удельного сопротивления образцов. Он используется для контроля удельного сопротивления плоских кристаллов небольших размеров, например кристаллов карбида кремния. Метод применяется также для отбора и сортировки кристаллов (чипов) кремния, применяющихся для изготовления стабилитронов.

### 1.4.2. Применение резисторов Ван дер Пау в качестве тестовых структур

Хотя метод Ван дер Пау первоначально был предложен как метод контроля удельного сопротивления образцов произвольной формы малой толщины, не меньшее применение он нашел для исследования поверхностного сопротивления диффузионных и ионно-имплантированных слоев и даже

слоев металлизации, применяющихся в технологии производства полупроводниковых приборов и интегральных микросхем [32, 43, 44]. Резисторы Ван дер Пау используются, кроме того, в качестве тестовых структур при определении ухода размеров и нарушения совмещения при проведении процессов фотолитографии в полупроводниковой технологии [45—47].

Резисторы Ван дер Пау изготавливают методами планарной технологии, а их размеры и строгую форму задают соответствующими фотошаблонами [43]. На рис. 20 приведены типичные конфигурации резисторов Ван дер Пау.

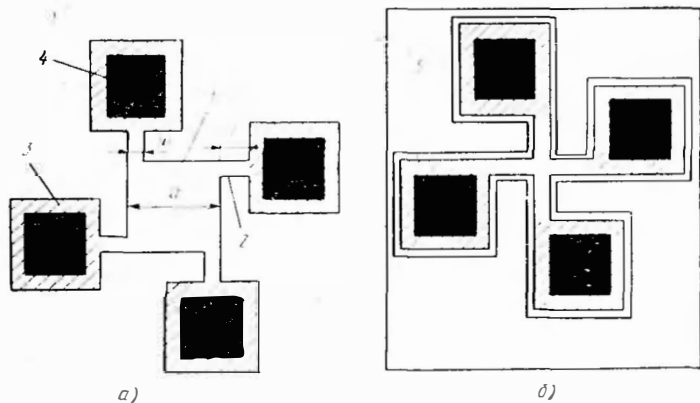


РИС. 20. Тестовые структуры Ван дер Пау без стоп-канала (а) и со стоп-каналом (б):

1 — тело резистора; 2 — «плечи» резистора; 3 —  $n^+$ -области; 4 — металлизация

Помимо резистора Ван дер Пау при прецизионных измерениях (с погрешностью менее 1%) на подложке целесообразно изготавливать дополнительный диод и контактную площадку к подложке. Измеряя ВАХ диода относительно контактной площадки к подложке, судят о качестве  $n$ - $p$ -перехода, отделяющего резисторы Ван дер Пау от подложки. Измеряя сопротивление между диодом и ближайшим контактом резистора Ван дер Пау, оценивают утечки по поверхности вследствие поверхностной проводимости. Эти утечки должны быть малы; их сопротивление, как будет показано ниже, должно превышать  $R_s$  по крайней мере на три порядка.

Эквивалентная схема планарного резистора Ван дер Пау приведена на рис. 21 [43]. Здесь  $R_1$  — резистор, соответствующий сопротивлению тела резистора Ван дер Пау и, как показано в [43], равный  $4R_s$ ;  $R_1$  — резистор, соответствующий

сопротивлению плеч резистора Ван дер Пау,  $R_3$  — резистор, соответствующий сопротивлению слоев между контактами, определяемому поверхностной проводимостью и утечками  $p$  —  $n$ -переходов. Предполагается, что сопротивление контактов  $R_{\text{конт}}$  мало, а обратными токами  $p$  —  $n$ -переходов между резисторами и подложкой можно пренебречь.

Результаты анализа эквивалентной схемы приведены на рис. 22 [43]. Видно, что при большом сопротивлении плеч между контактами ( $R_2/R_1 \gg 1$ ) результаты измерений  $R_s$

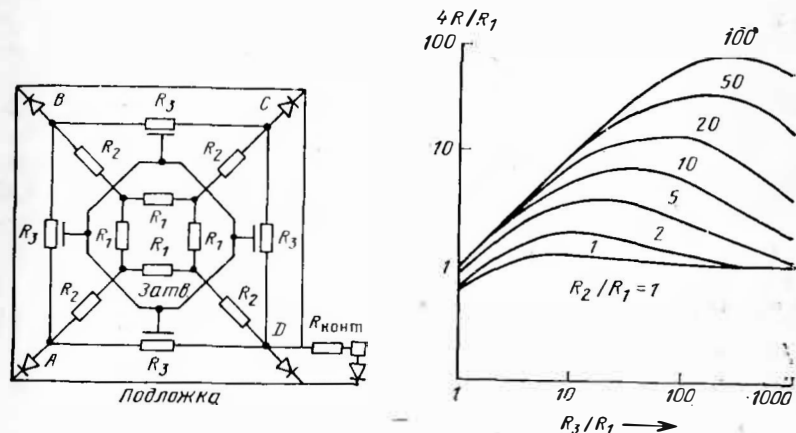


РИС. 21. Эквивалентная схема тестового резистора Ван дер Пау:  $R_1$  — сопротивление тела резистора Ван дер Пау;  $R_2$  — сопротивление плеч резистора;  $R_3$  — сопротивление шунтирующих слоев между выводами;  $R_{\text{конт}}$  — сопротивление контактных слоев

РИС. 22. Влияние сопротивления плеч резистора ( $R_2/R_1$ ) и сопротивления шунтирующих слоев между контактами ( $R_3/R_1$ ) на эффективное измеренное сопротивление слоя

завышены, если существует утечка между контактами, например, вследствие поверхностной проводимости. При значительных утечках по подложке ( $R_3/R_1 \gg 1$ )  $R_s$  может быть занижено. Таким образом, при создании резистора Ван дер Пау нужно стремиться к тому, чтобы сопротивления плеч тела резистора, а сопротивления  $R_3$  между контактами были бы велики ( $R_3/R_1 > 10^3$ ). Кроме того, крестообразный тестовый резистор с широкими плечами допускает повышенную плотность тока, что существенно при контроле диффузионных и ионно-имплантированных слоев с низкими

$R_S$  (менее 100 Ом). Для резистора, показанного на рис. 20,  $a, R_2 = R_S l/\omega$ . Если подставить указанные на рис. 20,  $a l = a/3, \omega = a/6$ , то  $R_2 = 2R_S = R_1/2$ .

Процедура прецизионных измерений сопротивления диффузионных и ионно-имплантированных слоев с помощью резисторов Ван дер Пау заключается в следующем: используя операции, указанные в начале п.1.4.1, по формуле (31) находят  $R_S$ ; измеряя ток утечки между изолированным диодом и ближайшим контактом резистора Ван дер Пау, определяют  $R_3$ ; проверяют выполнение критерия  $R_3 > 10^3 R_S$ . При выборе тока между контактами резистора Ван дер Пау руководствуются критериями, подробно изложенными в п.1.1.2. Утечку измеряют при напряжениях, примерно равных напряжениям между контактами резистора Ван дер Пау, возникающим при пропускании тока.

Размеры тела резисторов Ван дер Пау могут изменяться в широких пределах от 5...10 мкм до 1 мм. Это позволяет использовать резисторы Ван дер Пау для контроля микронеоднородностей сопротивления с высокой разрешающей способностью.

Симметричные резисторы Ван дер Пау позволяют проводить расчет сопротивления по формулам Ван дер Пау без учета функции поправок, так как геометрическая несимметрия резисторов, изготовленных методами планарной технологии, не превышает 3%, отношение сопротивлений, как правило, не более чем на 10% отличается от единицы; при этом с точностью 0,1% функция поправок  $f$  может быть принята равной единице.

С помощью резисторов Ван дер Пау, а также четырехзондового метода были исследованы процессы ионной имплантации и вскрыто влияние различных факторов — фокусировки пучка ионов, механического сканирования образца, стабильности тока в пучке и т. п. — на однородность поверхностного сопротивления ионно-имплантированного слоя [32, 44]. На пластинах диаметром 76 и 100 мм было изготовлено 118 тестовых структур. При использовании автоматизированного зондового оборудования проводились измерения сопротивления по методу Ван дер Пау, вычислялись значения  $R_S$  и определялись среднее значение, дисперсия, коэффициент вариации, строились гистограммы распределения сопротивлений  $R_S$ , а также так называемые контурные топограммы, т. е. линии постоянного  $R_S$ , проведенные, например, через  $0,01 \bar{R}_S$ , где  $\bar{R}_S$  — среднее значение  $R_S$  на пластине. Плотность этих линий наглядно показывает степень неоднородности исследуемой структуры (рис. 23).

На рис. 24 приведен пример использования резистора Ван дер Пау совместно с четырехзондовой тестовой структурой для контроля ухода размеров при фотолитографических процессах [45]. При

переносе размеров ширины линии фотошаблона  $\omega_0$  на пластину вследствие ухода размеров ширина линейного элемента меняется на  $\Delta\omega$  и становится равной  $\omega$ . Используя контактные площадки резистора Ван дер Пау 1, 2, 3, 4, определяют  $R_S$ , а контактные площадки четырехзондового резистора 1, 3, 5 и 6 определяют сопротивление между контактами 3 и 5  $R_{35} = R_S l/\omega$ , откуда находят  $\omega$  и отклонение  $\Delta\omega$  от величины  $\omega_0$ , заданной рисунком фотошаблона. При этом предполагается, что влиянием изменения  $l$  из-за большого значения этого параметра можно пренебречь. Для выполнения условий симметрии плечи крестообразного резистора Ван дер Пау несколько выступают за пределы области их присоединения к контактным площадкам.

Предложено использовать резисторы Ван дер Пау для контроля процессов совмещения двух рисунков при фотолитографических процессах [47, 48]. Для этой цели используют два фотошаблона (рис. 25). Для уменьшения поверхностной проводимости в качестве исходной пластины целесообразно выбрать пластину  $\epsilon_r \approx 0,1$  Ом·см. После окисления пластины фотошаблоном (рис. 25, а) вскрывают окна в окисле и проводят имплантацию фосфора (в исходную пластину  $p$ -типа проводимости) при дозе 500...1000 мкКл/см<sup>2</sup>. Далее вскрывают окна в окисле фотошаблоном с элементами (рис. 25, б) и проводят имплантацию ионов фосфора при дозе порядка 10 мкКл/см<sup>2</sup>.

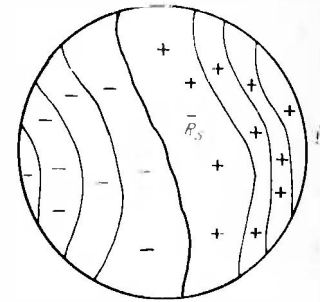
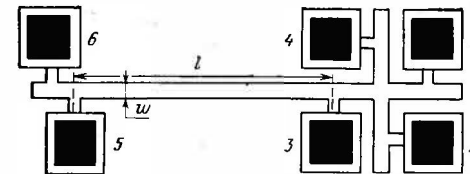


РИС. 23. Контурные топограммы, характеризующие неоднородность пластин

РИС. 24. Тестовая структура с крестообразным резистором Ван дер Пау и четырехзондовым резистором для контроля ухода размеров при фотолитографических процессах



При первом совмещении образуется резистор Ван дер Пау, в котором контакты подводятся только к углам резистора. Затем фотошаблоном с элементами (рис. 25, в) вскрывают окна для плеч резистора, идущих от контактных площадок к серединам сторон тела резистора. Между первым и вторым совмещением могут проводиться термические процессы, влияющие на точность совмещения вследствие возможной деформации пластины. Структуры на рис. 25, б и в изготавливаются на одном и том же фотошаблоне с максимально возможной точностью. После отжига, активирующего ионы фосфора и переноса их в узлы решетки, производятся замеры сопротивлений



$R'_l$  и  $R''_l$ , где сопротивления  $R'_l$  и  $R''_l$  определяются следующим образом [48]:

$l$	...	1	...	3	...	5	...	7
$R'_l$	...	$U_{21}/I_{46}$	...	$U_{43}/I_{68}$	...	$U_{65}/I_{82}$	...	$U_{87}/I_{24}$
$R''_l$	...	$U_{18}/I_{46}$	...	$U_{32}/I_{68}$	...	$U_{54}/I_{82}$	...	$U_{76}/I_{24}$

При ошибках совмещения (смещения по осям  $x$  или  $y$ , поворот одного шаблона относительно другого на некоторый угол) восьмиконтактный резистор приобретает вид, показанный на рис. 26. Рассов-

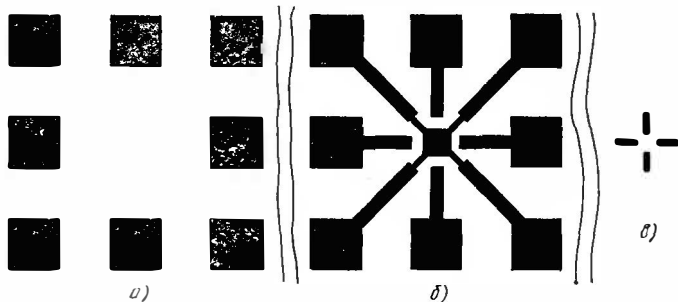


РИС. 25. Фотошаблоны элементов резистора Ван дер Пау для контроля процессов рассовмещения при фотолитографии:

$a$  — контактные площадки;  $b$  — резистор Ван дер Пау без перемычек;  $в$  — перемычки

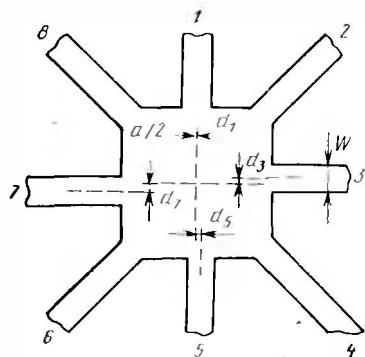


РИС. 26. Восьмиконтактный тестовый резистор Ван дер Пау для контроля рассовмещения при процессах фотолитографии:

$a/2$  — полуширина тела резистора;  $W$  — ширина плеч резистора;  $d_1 \dots d_7$  — рассовмещения (на рисунке  $d_1=0$ )

мещение  $d_l$  (на рис. 26 показаны рассовмещения  $d_1 = 0, d_3, d_5, d_7$ ) определяется из соотношения  $d_l = 3,1652a \arcsin [(R'_l - R''_l) / (R'_l + R''_l)]$ , где  $l = 1, 3, 5, 7$ . Точность контроля составляет 0,1 мкм.

## 1.5. Измерение неоднородностей удельного сопротивления методом сопротивления растекания точечного контакта

### 1.5.1. Сущность метода

Для измерения удельного сопротивления полупроводников [49] был предложен метод измерения сопротивления (растекания) в точечном контакте (англ. обозначение Spreading Resistance). В силу ряда своих достоинств: широкий диапазон измеряемых удельных сопротивлений, высокая локальность измерений, возможности измерений на разных полупроводниках, контроля эпитаксиальных структур на однотипной и разнотипной подложке, контроля профиля проводимости многослойных структур и структур, имеющих неоднородное распределение проводимости по толщине (диффузионные и ионно-имплантированные слои), метод сопротивления растекания получил чрезвычайно широкое применение и развитие.

Сущность метода заключается в следующем. На поверхность полупроводника опускают металлический заостренный на конце зонд и пропускают ток между зондом и отдельным созданным омическим контактом. В результате давления острия на поверхность полупроводника возникает упругая или пластическая деформация, и поверхность соприкосновения приобретает форму диска радиусом  $a$ . Если в области контакта отсутствуют барьерные или переходные слои, т.е. контакт является омическим, его сопротивление  $R_p = \rho/4a$  называется сопротивлением растекания. Предполагается, что размеры области однородного удельного сопротивления полупроводника много больше размеров области соприкосновения зонда и полупроводника  $a$ . Радиус контакта  $a$  обычно имеет размер от одного до нескольких микрометров и сопротивление растекания (Ом) примерно на три порядка больше численного значения номинала удельного сопротивления полупроводника (Ом·см).

Обычно используют двухзондовую или даже трехзондовую схему измерений (рис. 27). При двухзондовой схеме задают режим генератора напряжений или тока и измеряют в первом случае ток, а во втором — напряжение. При трехзондовой схеме через два крайних зонда 2 и 3 пропускается ток, а напряжение измеряется между парой зондов 1 и 2 вольтметром с большим входным сопротивлением. При такой схеме измерения определяется падение напряжения на

сопротивления растекания центрального зонда, а падение напряжения на другом токовом зонде  $З$  исключается.

Так как радиус контакта не поддается непосредственному измерению, его определяют из измеренных значений сопротивления растекания на калибровочных образцах с известным сопротивлением.

Метод измерения сопротивления растекания используется для измерения удельного сопротивления монокристал-

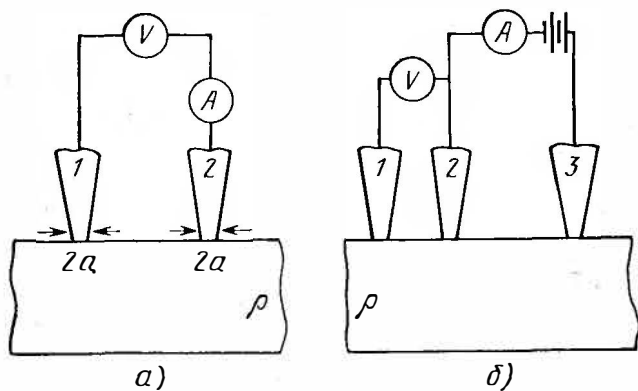


РИС. 27. Измерение сопротивления растекания по двухзондовой (а) и трехзондовой (б) схеме

лов в диапазоне  $10^{-3} \dots 10^2$  Ом·см при очень высокой локальности измерений. По данным [50], объем области, в которой определяется удельное сопротивление, может составлять  $10^{-11}$  см $^{-3}$ .

### 1.5.2. Погрешность метода

Наибольшая составляющая погрешности метода связана с невозпроизводимостью геометрических размеров контакта, что в сильной степени зависит от качества обработки поверхности зонда и полупроводника, выбора материала зонда и конструкции механической системы зондового манипулятора [4, гл.1; 51]. Другими источниками ошибок являются неомичность контакта и наличие дополнительного контактного сопротивления, обусловленного окисным слоем на поверхности полупроводника. Указанные источники погрешности можно ограничить путем выбора специального материала для зонда и оптимального давления на зонд.

Как правило, зонд изготавливают из твердого сплава типа карбида вольфрама или осмия — материалов, не обладающих свойством расслаивания. При определенном давлении острей зонда прокалывает поверхностный окисный слой, и для таких полупроводников, как кремний, создается удовлетворительный омический контакт в точке соприкосновения. Для получения воспроизводимой площади контакта проводящую приработку острей зонда путем многократного его опускания (до 500 раз) на поверхность полупроводника. Для кремния при этом используют пластину, обработанную абразивом с размером зерна не более 5 мкм.

Для получения контакта, близкого по своим свойствам к омическому, необходимо оказывать достаточное усилие на зонд, которое может достигать  $10^2 \dots 10^3$  Н/см $^2$ . При таких давлениях возможны пластическая деформация и механическое повреждение поверхности. Это обстоятельство предъявляет особые требования к конструкции манипулятора, которая должна обеспечить плавное перемещение зондов строго вертикально (по нормали к поверхности), без скользящего перемещения, динамических ударов и вибрации. По этой причине для перемещения зонда непригодны кулачковые механизмы, а используются механизмы опускания зонда, основанные на применении пневматических и гидравлических систем, биметаллических пластин, нагреваемых током, или струн, увеличивающих свою длину при нагревании. Рекомендуемая нагрузка на зонд  $10^2 \dots 10^3$  мН [50, 51]. Существенно, чтобы в момент перед соприкосновением с поверхностью образца скорость зонда уменьшалась до малых значений, не превышающих 1 мм/с [50].

Обычно измерения проводят при малых напряжениях (5...20 мВ) или токах ( $10^{-2} \dots 10^{-7}$  А). При этом сопротивление точечного контакта слабо зависит от величины и направления тока. Малые значения тока и напряжения устраняют также нежелательные тепловые эффекты, вызванные разогревом приконтактной области. Кроме того, электрическое поле в области контакта должно быть меньше критического значения ( $10^3 \dots 10^4$  В/см), при котором начинается разогрев носителей заряда и снижение их подвижности.

Как указывалось, погрешность существенно зависит от качества обработки поверхности измеряемого образца. Реальное значение сопротивления растекания для двухзондовой конфигурации измерительной головки, приведенной на рис. 27, а,  $R_p = K\rho/2a + 2R_b$ , где  $K$  — множитель, мало отличающийся от единицы;  $R_b$  — барьерное сопротивление.

:2а. В противоположность этому для арсенида галлия  $R_B \gg \gg K_p/2a$ , и поэтому  $R_p \approx 2R_B$ . Обнаружено, что  $R_p$  для арсенида галлия может быть больше  $R_p$  кремния (при одинаковом удельном сопротивлении) на 3...6 порядков [52]. Это предъявляет более жесткие требования к обработке поверхности арсенида галлия по сравнению с кремнием, о чем будет сказано ниже.

При подготовке образцов кремния для калибровки и рабочих измерений рекомендуют следующий режим обработки поверхности [53]. После резки — травление в растворе КОН в деионизованной воде в течение 10 мин при 100 °С для удаления 15 мкм с каждой стороны пластины. Далее — химико-механическая полировка, удаляющая 25...35 мкм материала. Затем отмывка в перекисно-аммиачном растворе и выдержка на воздухе в течение 15 мин при 150 °С для стабилизации поверхности (о сущности стабилизации будет сказано ниже). При этом случайная погрешность при доверительной вероятности 0,95 не превышала 3,5% [53].

Хорошие результаты дает также обработка поверхности кремния по технологическому режиму, включающему две последовательные операции: алмазную полировку с применением пасты АП-2 и финишное полирование суспензией из частиц SiO<sub>2</sub> в щелочной среде. Вместо финишного полирования можно осуществлять газовое травление поверхности в хлористом водороде. При таких обработках поверхности случайная погрешность измерения при соблюдении всех вышеуказанных рекомендаций по повышению точности метода не превышает ± 5% при доверительной вероятности 0,95 в диапазоне сопротивлений 0,001...10 Ом·см.

Основное требование к обработке арсенида галлия заключается в удалении окисла и контроле его отсутствия в процессе измерений, так как контактное сопротивление сильно возрастает при наличии окисла. Для финишной обработки поверхности используют полировку поверхности порошком Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с размером зерна 0,3 мкм. Далее — обработка в HCl: H<sub>2</sub>O = 1:1 или 40% HF. Измерения необходимо проводить сразу после обработки, не допуская длительной выдержки образцов на воздухе.

Следует обратить внимание еще на один возможный источник погрешности метода сопротивления растекания, связанный со значением и нестабильностью во времени поверхностного потенциала измеряемых образцов, от знака которого зависит возникающая на поверхности область пространственного заряда (ОПЗ) (детально явления на поверхности рассматриваются в гл. 5). При больших  $\rho$  (более 10 Ом × см) ОПЗ оказывает заметное влияние на  $R_p$ . На практике обнаружить и учесть эту составляющую погрешности трудно; экспериментально она может проявляться в виде излома калибровочной кривой в области больших  $\rho$ . Чтобы убедиться в преимущественном влиянии поверхностных эффектов, целесообразно сопоставить калибровочные кривые,

построенные по результатам измерения  $R_p$  после длительной выдержки образцов на воздухе и сразу после их освежения в плавиковой кислоте. Для примера такие кривые для кремния *n*-типа показаны на рис. 28. Видно, что освежение приводит к искривлению калибровочной кривой в области высоких  $\rho$ . Это искривление наиболее сильно проявляется на образцах, подвергнутых газовому травлению в хлористом

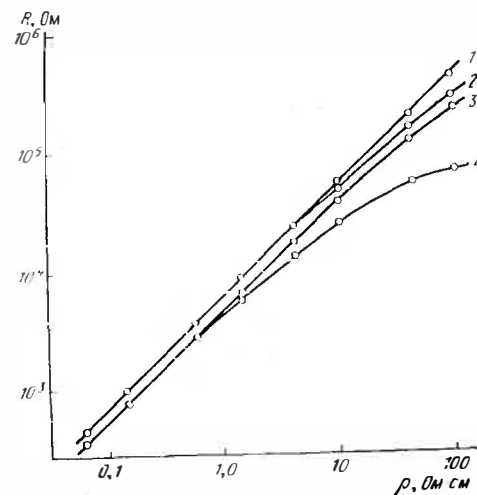


Рис. 28. Калибровочная зависимость сопротивления растекания  $R$  от  $\rho$  для образцов кремния с поверхностями:

1, 2 — механически полированной; 3, 4 — травленной в газообразном HCl. 1, 3 — после длительной выдержки на воздухе; 2, 4 — непосредственно после освежения в HF

водороде, и в меньшей степени — на образцах с финишной химико-механической полировкой. После длительного хранения на воздухе калибровочная кривая спрямляется: встроенный заряд естественного окисла создает вблизи поверхности слой, обедненный носителями заряда. Снятие окисной пленки в плавиковой кислоте приводит к образованию вблизи поверхности высокоомного кремния *n*-типа слоя ОПЗ, сильно обогащенного носителями заряда. По этой причине излом калибровочной кривой наиболее сильно проявляется при измерениях на образцах, освеженных в плавиковой кислоте. При механически обработанной поверхности возникает высокая плотность поверхностных состояний в запрещен-

ной зоне полупроводника, заряд которых нейтрализует встроенный заряд оксида и колебания ОПЗ, связанные с поверхностным потенциалом. Поэтому при измерении  $\rho$  высокоомных образцов кремния  $n$ -типа ( $\rho > 10 \cdot \text{Ом} \cdot \text{см}$ ) целесообразно применять химико-механическую полировку, а не газовое травление в  $\text{HCl}$ . Кроме того, после обработки поверхности образцы следует выдерживать на воздухе в течение по крайней мере нескольких часов. Аналогично для образцов кремния  $p$ -типа при длительной выдержке образцов на воздухе погрешность измерений  $R_p$  уменьшается.

Погрешность калибровки оценивается в разных работах от 3 до 1 % с доверительной вероятностью 0,95. При этом в интервале  $\rho 10^{-2} \dots 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$   $R_p \sim \rho^\alpha$ , где  $\alpha$ , по данным разных работ, меняется для кремния в пределах 0,85...1,05 [51, 53]:

### 1.5.3. Измерение сопротивления растекания слоев с неоднородным распределением удельного сопротивления

В общем случае измерения сопротивления растекания на многослойной или неоднородной по удельному сопротивлению структуре (эпитаксиальные, диффузионные или нонно-имплантированные слои) справедливы следующие формулы [54]:

$$R_p = (\rho/2a) CF_1, R_p = (\rho/2a) CF_2, \quad (33)$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление в точке контакта (на поверхности неоднородного образца);  $CF_1$  и  $CF_2$  — корректирующие факторы, величины которых

$$CF_1 = \frac{4}{\pi} \int_0^\infty \{1 + 2\theta\} [J_1(t)/t^2 - J_0(st)/2t] \sin t dt, \quad (34)$$

$$CF_2 = \frac{8}{\pi} \int_0^\infty \{1 + 2\theta\} [J_1(t)/t^2 - J_0(st)/2t] J_1(t) dt. \quad (35)$$

Здесь  $D$  — расстояние между осевыми линиями зондов, рис. 30;  $s = D/a$ ,  $J_1(t)$ ,  $J_0(t)$  — функции Бесселя первого рода первого и нулевого порядка; величина  $\{1 + 2\theta\}$  — так называемый интегрирующий фактор, зависящий от закона распределения удельного сопротивления в неоднородном слое. Формула (35) справедлива при однородном распределении тока через контакт радиуса  $a$  [54].

Корректирующие факторы можно найти при решении прямой и обратной задач. Аналитические выражения были получены для ограниченных случаев распределения удельного сопротивления, например для экспоненциального распределения удельного сопротивления [55]. В общем случае непрерывное распределение проводимости аппроксимируют многослойной структурой со ступенчатым распределением концентрации носителей заряда и соответственно проводимости

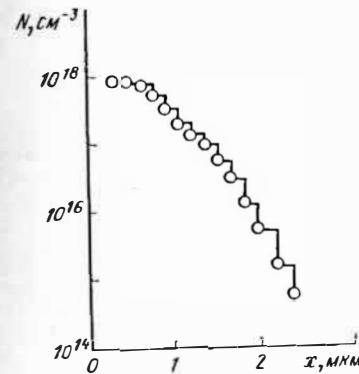


РИС. 29. Аппроксимация непрерывного распределения концентрации ступенчатой функцией

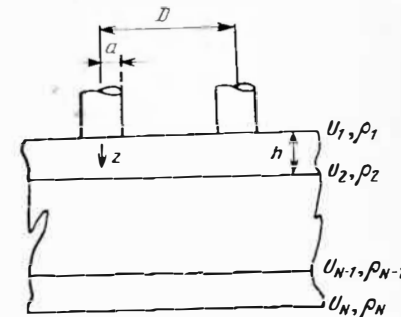


РИС. 30. Измерение сопротивления растекания многослойной структуры

или удельного сопротивления (рис. 29 и 30). При решении прямой задачи исходят из уравнения Лапласа для цилиндрической симметрии с соответствующими граничными условиями на поверхности образца и в области контакта. При этом задают значение потенциала в каждом слое и «сшивают» на границах слоев исходя из условий непрерывности потенциала и нормальной составляющей плотности тока.

При решении обратной задачи последовательно удаляют слои (можно использовать косой шлиф аналогично тому, как это делают в методе дифференциальной проводимости) и измеряют в режиме генератора тока падения напряжения  $U_1, U_2, \dots, U_{N-1}, U_N$ . Далее необходимо восстановить профиль удельного сопротивления, начиная с самого глубокого слоя, т. е. проводя расчеты в обратном порядке по сравнению с измерениями. В [55] показано, что ступенчатая аппроксимация дает погрешность 6...27% при числе слоев, равном 51.

Таким образом, для полного восстановления профиля с достаточной точностью необходимо измерить несколько десятков (до 50) слоев.

Интегрирующий фактор  $\{1 + 2\theta\}$  для каждого слоя находится из граничных условий непрерывности тока и напряжения на каждой условной границе раздела (см. рис. 30) и зависит от всех значений удельного сопротивления слоев, лежащих ниже измеряемого, от толщины слоев и от перемещения интегрирования. Значения удельного сопротивления каждого слоя не известны. На первом этапе их подбирали (или «перебирали») таким образом, чтобы удовлетворялись соотношения (34) или (35) для каждого слоя. Однако при этом необходимо сделать около 10 000 оценок, чтобы добиться сходимости интегралов (34) или (35); и даже используя компьютер с временем обращения к памяти 1 мкс («НР 2100»), не удавалось проводить обсчет профиля в течение времени менее 50 мин [56].

В настоящее время предпринимаются попытки существенно сократить время обсчета профиля в неоднородных структурах. В качестве примера рассмотрим результаты работы [57], где удалось представить корректирующий фактор  $CF_1$  в виде

$$CF_1 = \frac{4}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{P(\lambda) + Q(\lambda) e^{-\lambda h}}{P(\lambda) - Q(\lambda) e^{-\lambda h}} f(\lambda) d\lambda, \quad (36)$$

где

$$f(\lambda) = \left[ \frac{J_1(\lambda a)}{\lambda a} - \frac{J_0(\lambda D)}{2} \right] \frac{\sin(\lambda a)}{\lambda}. \quad (37)$$

Функции  $P(\lambda)$  и  $Q(\lambda)$  последнего слоя связаны рекуррентными соотношениями с аналогичными функциями предыдущего слоя. Для  $i$ -го слоя справедливы матричные соотношения

$$\begin{pmatrix} P_i(\lambda) \\ Q_i(\lambda) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\rho_i - \rho_{i-1}}{\rho_i + \rho_{i+1}} e^{-\lambda h_i} \\ \frac{\rho_i - \rho_{i-1}}{\rho_i + \rho_{i+1}} e^{-\lambda h_{i-1}} & e^{-\lambda [h_i + h_{i-1}]} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} P_{i-1}(\lambda) \\ Q_{i-1}(\lambda) \end{pmatrix}. \quad (38)$$

Таким образом, начиная с последнего слоя, рассчитывают  $P_i(\lambda)$  и  $Q_i(\lambda)$  по формулам (38), а затем с учетом (37) рассчитывают корректирующий фактор (36). В [57] приведена простая программа, позволяющая при использовании 30 слоев обсчитать профиль распределения примесей в эпитаксиальной структуре толщиной 1 ... 2 мкм за 23 с.

Первой отечественной установкой для промышленного контроля сопротивления растекания являлась установка ИППМ-1. В ней использовался манипулятор с зондами из карбида вольфрама; зонды поднимались и опускались на образец с помощью биметаллической пластины, нагреваемой током. Одна из ранних промышленных установок описана в [4, гл. 1]. Она состояла из зондового манипулятора, измерительного блока, цифрового вольтметра ЦУИП и цифротпечатющей машины ЦПМ-1 с цифровым преобразователем. Опускание и подъем зондов осуществлялся с помощью термопривода, в качестве которого использовалась нагреваемая током струна. Установка позволяла измерять удельное сопротивление полупроводников в диапазоне  $10^{-3} \dots 10^2$  Ом·см со сходимостью результатов  $\pm 10\%$ . Для измерения профиля распределения удельного сопротивления по толщине эпитаксиального слоя зондовый манипулятор снабжен механизмом горизонтального перемещения образца с погрешностью отсчета расстояния  $\pm 2$  мкс.

В [58] приведено описание автоматизированного устройства для измерения сопротивления растекания. Блок управления прибора осуществляет опускание зонда, включение измерительного цикла, подъем зондов с помощью струнного термопривода и перемещение в следующую точку. В установке использованы зонды из сплава ВК-8, нагрузка регулируется в пределах 0,2 ... 25 Н. Число точек, измеряемых в автоматическом режиме, 1 ... 9 при шаге 5, 10, 20 или 40 мкм. Погрешность измерений не более  $\pm 8\%$ .

Наиболее распространенной зарубежной установкой для контроля сопротивления растекания является ASR-100. В установке используется двухзондовый манипулятор с зондами из вольфрама, покрытого осмием (типичная нагрузка 4 Н). Напряжение между зондами 5 мВ. Компьютерное устройство позволяет проводить измерения в режиме диалога с оператором, задавая определенный шаг измерений, число измеряемых точек и т. д., а также позволяет выбрать режим обработки результатов измерений, проводя усреднения по определенному числу точек, находя среднее значение, дисперсию, распределение параметров и т. д.

## 1.6. Измерение удельного сопротивления тонких эпитаксиальных слоев

В микроэлектронике широко применяются структуры с тонкими полупроводниковыми слоями, толщина которых соизмерима с длиной экранирования. При измерении удельного сопротивления таких слоев необходимо принимать во внимание поверхностную проводимость, возникающую вблизи межфазных границ [59]. Поверхностная проводимость обуславливает появление двух составляющих погрешности — систематической и случайной, вызванной временной нестабильностью поверхностного потенциала вследствие неконтролируемых изменений условий внешней среды. Как будет показано в гл. 5, в приповерхностной области полупро-

водника существует область пространственного заряда, проводимость которой отличается от объемной и определяется положением уровня Ферми на поверхности и в объеме полупроводника, т. е. поверхностным  $\varphi_s$  и объемным  $\varphi_B$  потенциалами, отсчитываемыми от середины запрещенной зоны до уровня Ферми. В общем случае измеряемая проводимость тонкого слоя (с учетом одной межфазной границы)

$$\sigma_{изм} = \sigma_0 + \Delta\sigma/d, \quad (39)$$

где  $\sigma_0$  — объемная удельная проводимость, которую требуется определить;  $\Delta\sigma$  — избыточная поверхностная проводимость полупроводникового слоя;  $d$  — толщина полупроводникового слоя. Избыточная поверхностная проводимость [60]

$$\Delta\sigma = q [\mu_{ns}\Delta N(\varphi_s, \varphi_B) + \mu_{ps}\Delta P(\varphi_s, \varphi_B)], \quad (40)$$

где  $q$  — заряд электрона;  $\mu_{ns}, \mu_{ps}$  — поверхностные подвижности электронов и дырок соответственно;  $\Delta N(\varphi_s, \varphi_B)$  и  $\Delta P(\varphi_s, \varphi_B)$  — избыточные поверхностные концентрации электронов и дырок, расчет которых может быть проведен по [61].

Из (39) и (40) для полупроводника  $n$ -типа следует

$$\frac{\sigma_{изм}}{\sigma_0} = 1 + \frac{\Delta N(\varphi_s, \varphi_B) + b\Delta P(\varphi_s, \varphi_B)}{Nd}, \quad (41)$$

где  $b = \mu_{ps}/\mu_{ns}$  и предполагается, что поверхностные подвижности не отличаются от объемных. Из (41) видно, что измеряемая проводимость при малых значениях произведения  $N \cdot d$ , или, что эквивалентно, при больших значениях поверхностного сопротивления  $R_s$ , перестает характеризовать объемные свойства полупроводникового слоя и становится функцией поверхностного потенциала. На рис. 31 в качестве примера представлены теоретически рассчитанные зависимости  $\sigma_{изм}/\sigma_0 = f(\varphi_s)$  для слоев кремния  $n$ - и  $p$ -типов толщиной 1 мкм с различными значениями  $\varphi_B$ . Видно, что на достаточно высокоомных слоях, например с  $\varphi_B = 10$  кТ/г, что соответствует  $\rho = 16$  Ом·см для полупроводника  $n$ -типа, при определенных значениях поверхностного потенциала может наступить «исчезновение» проводимости слоя, вызванное тем, что ОПЗ полностью перекрывает всю толщину слоя.

Поверхностный потенциал, а следовательно, и глубина проникновения ОПЗ могут изменяться в широких пределах,

в зависимости от обработки поверхности и состава окружающей среды. Флуктуации и резкое изменение состава атмосферы приводит к временной нестабильности поверхностной проводимости. Наиболее значимо проявляется и существенно усложняет задачу измерения удельного сопротивления систематический дрейф поверхностного потенциала, наблюдаемый после извлечения эпитаксиальной структуры из реактора технологической установки эпитаксиального паразитивания. Этот дрейф обусловлен резким различием состава

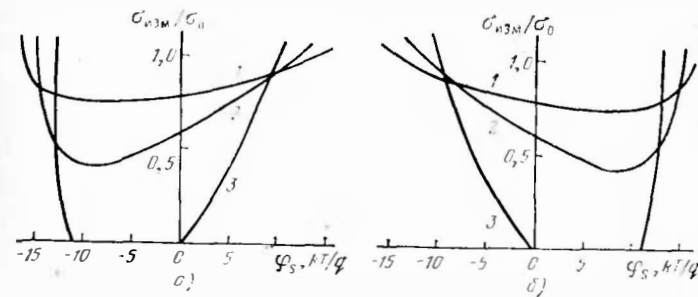


РИС. 31. Зависимость измеряемого значения проводимости тонкого эпитаксиального слоя от поверхностного и объемного потенциала: а — кремний  $n$ -типа; б — кремний  $p$ -типа; 1)  $\varphi_B = 14$  кТ/г; 2)  $\varphi_B = 12$  кТ/г; 3)  $\varphi_B = 10$  кТ/г

газовой среды в реакторе и комнатного воздуха и возникновением вследствие этого необратимых процессов естественного окисления поверхности, физического и химического взаимодействия поверхности с активными веществами окружающей атмосферы.

Исследования показывают [59], что в начальный момент после извлечения кремниевой эпитаксиальной структуры из реактора поверхностный потенциал для кремния  $p$ - и  $n$ -типов находится в области 9...12 кТ/г. Отсюда следует, что в кремнии  $n$ -типа с удельным сопротивлением 0,1...16 Ом·см изгиб зон на поверхности не превышает 4 кТ/г, а в кремнии  $p$ -типа с  $\rho < 50$  Ом·см изгиб зон достигает 22...25 кТ/г и на поверхности наблюдается сильное обеднение, близкое к инверсии типа проводимости. Под воздействием комнатной атмосферы происходит рост естественного слоя окисла и связанное с этим накопление на поверхности отрицательного заряда. В результате поверхностный потенциал уменьшается. Поверхностное сопротивление на кремнии  $n$ -типа со временем возрастает, на кремнии  $p$ -типа уменьшается. После

длительной выдержки на воздухе вблизи поверхности эпитаксиального кремния  $n$ -типа реализуется сильное обеднение с изгибом зон  $18...20 \text{ кТ/}q$  и толщина ОПЗ приближается к своему максимально возможному значению. В кремнии  $p$ -типа изгиб зон не превышает  $2 \text{ кТ/}q$ . Таким образом, из результатов работы [59] следует, что удельное сопротивление, измеренное непосредственно после извлечения эпитаксиальной структуры из реактора, наиболее близко к истинному значению для кремния  $n$ -типа и содержит большую систематическую погрешность для кремния  $p$ -типа. Наоборот после длительной выдержки в комнатной атмосфере с большой систематической погрешностью измеряется удельное сопротивление эпитаксиального кремния  $n$ -типа и со значительной меньшей — кремния  $p$ -типа. Однако такая ситуация для кремния  $n$ -типа реализуется только в указанном диапазоне удельных сопротивлений.

Из теории квазиизолированной поверхности [61] следует, что поверхностный потенциал на реальной поверхности полупроводников слабо зависит от типа проводимости и концентрации легирующей примеси в объеме материала и в основном определяется обработкой поверхности и химическим составом окружающей среды. Поэтому с увеличением удельного сопротивления кремния  $n$ -типа изгиб зон на поверхности после извлечения эпитаксиальной структуры из реактора двигается в сторону обогащения поверхности свободными носителями. В результате измеряемое значение  $\rho$  будет ниже истинного. Относительные изменения поверхностного сопротивления зависят от длительности выдержки в комнатной атмосфере и начального значения  $R_{s0}$ , измеренного в условиях спрямления зон. Опыт показывает [59], что при  $R_{s0} \leq 2 \text{ кОм}$  временной дрейф  $R_s$  за 1000 ч не превышает погрешности четырехзондового метода и практически не обнаруживается. Поведение во времени измеряемого значения  $R_s$  для  $R_{s0} > 2 \text{ кОм}$  иллюстрируется статистически усредненными зависимостями на рис. 32 по данным работы [59]. Если толщина эпитаксиального слоя достаточно мала, то на временной зависимости измеряемого поверхностного сопротивления могут наблюдаться моменты времени, тогда проведение измерений становится невозможным вследствие полного перекрытия эпитаксиального слоя областью пространственного заряда.

Для численных оценок максимально возможной систематической погрешности можно воспользоваться результатами расчетов работы [59], где с помощью семейства кривых,

подобных изображенным на рис. 31, построена зависимость максимальной ширины ОПЗ ( $d_s$ ) от удельного сопротивления кремния  $n$ -типа (рис. 33). Аналогичную кривую можно построить и для кремния  $p$ -типа. Систематическая погрешность будет максимальной, если предположить, что проводимость обедненного слоя равна нулю. Тогда  $\sigma_0 = 1/R_s \times$

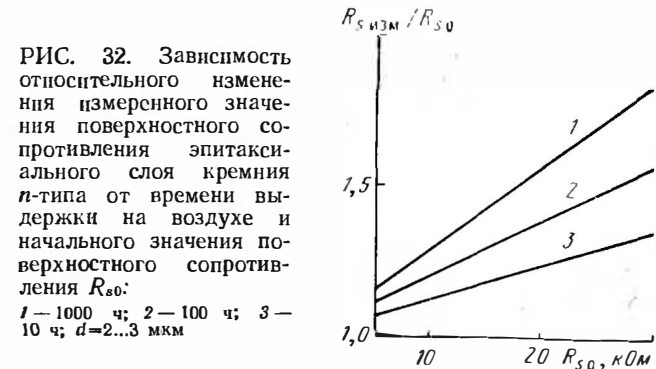


РИС. 32. Зависимость относительного изменения измеренного значения поверхностного сопротивления эпитаксиального слоя кремния  $n$ -типа от времени выдержки на воздухе и начального значения поверхностного сопротивления  $R_{s0}$ :  
1 — 1000 ч; 2 — 100 ч; 3 — 10 ч;  $d = 2...3 \text{ мкм}$

$\times (d - d_s)$ ,  $\sigma_{изм} = 1/R_s d$ , где  $R_s$  — измеренное поверхностное сопротивление эпитаксиального слоя. Отсюда

$$\sigma_{изм}/\sigma_0 = 1 - d_s/d. \quad (42)$$

Используя рис. 33 и формулу (42), можно получить численные оценки ожидаемой систематической погрешности. Чтобы исключить систематическую погрешность в условиях дрейфа поверхностного потенциала, необходимо одновременно проводить измерения двух величин — поверхностного сопротивления и ширины ОПЗ на поверхности образца. При этом методе измерения  $d_s$  не должен вноситься возмущения в численные значения этого параметра. Однако это условие осуществить очень трудно. Поэтому на практике проблема измерения удельного сопротивления тонких эпитаксиальных слоев решается другим путем.

Различными способами создают на поверхности контролируемого образца такие условия, при которых энергетические зоны вблизи поверхности спрямляются. Чтобы исключить влияние на измеряемое значение удельного сопротивления предистории естественного старения поверхности под действием окружающей среды, перед измерениями проводят химическую обработку поверхности в травителях, способствующих удалению слоя естественного окисла. В [27] рекомендуется использовать для этих целей концентрирован-

ную плавиковую кислоту HF ( $49 \pm 0,25\%$ ). После освежения в HF образец промывается в дистиллированной или деионизованной воде с удельным сопротивлением более 2 МОм и затем осушается.

Описанный способ измерения удельного сопротивления не является, однако, универсальным и не решает в полной мере проблему контроля электрофизических параметров эпитаксиальных структур с тонким эпитаксиальным слоем.

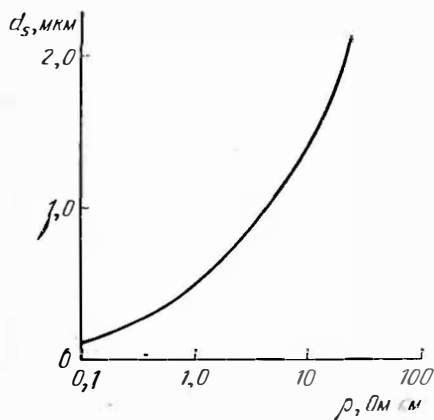


РИС. 33. Зависимость максимальной ширины области пространственного заряда на поверхности эпитаксиального слоя кремния  $n$ -типа от удельного сопротивления

Случайная погрешность измерений остается достаточно высокой. Для  $R_s < 10$  кОм случайная погрешность измерений с доверительной вероятностью 0,95 находится в пределах  $\pm 10\%$ , с увеличением  $R_s$  до 15 кОм погрешность возрастает, по данным [27], до 30%. Дальнейшее увеличение  $R_s$  сопровождается резким возрастанием случайной погрешности.

## 2 ГЛАВА

### Измерение концентрации и подвижности носителей заряда

#### 2.1. Эффект Холла

В лабораторной и производственной практике применяется несколько методов измерения концентрации и подвижности носителей заряда. Возможность применения того или другого метода, его метрологические характеристики, интерпретация и информативность измеряемого параметра за-

висят от физического принципа измерений, электрофизических свойств, геометрической формы и размеров объекта измерения. Кроме того, при выборе метода принимают во внимание его трудоемкость, локальность, техническую сложность аппаратуры и погрешность измерения.

##### 2.1.1. Физическая сущность эффекта Холла [62]

Через образец, имеющий форму параллелепипеда (рис. 34), пропускают ток в направлении оси  $x$ . Если вдоль оси  $y$ , перпендикулярной оси  $x$ , приложить магнитное поле  $B_y$ , то движущиеся вдоль  $x$  со скоростью  $v_x$  носители заряда будут отклоняться под действием силы Лоренца

$$F = qv_x B_y \quad (43)$$

в направлении  $z$ , перпендикулярном  $x$  и  $y$ . Поскольку направления скоростей и знаки заряда электронов и дырок различны, они будут отклоняться в одну и ту же сторону. Таким образом, в направлении  $z$  появится поперечный ток  $I_z = I_{nz} + I_{pz}$ . Так как образец имеет конечные размеры в направлении оси  $z$ , то произойдет накопление зарядов на верхней грани и возникнет их недостаток на нижней. Противоположные грани заряжаются, и возникает поперечное электрическое поле  $E_z$ . Поле  $E_z$  растет до тех пор, пока не компенсирует поле силы Лоренца и поперечный ток  $I_z$  не станет равным нулю. Результирующее поле  $E$  в образце будет повернуто относительно  $E_x$  на некоторый угол  $\varphi_H$ , пропорциональный магнитной индукции  $B_y$ :

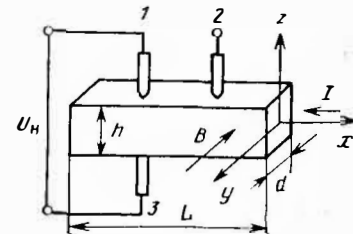


РИС. 34. Измерение эффекта Холла

$$\operatorname{tg} \varphi_H = E_z / E_x = \mu_H B_y. \quad (44)$$

Коэффициент пропорциональности  $\mu_H$  имеет размерность подвижности и называется холловской подвижностью. Холловская подвижность отличается от микроскопической подвижности  $\mu$ , которая характеризует электропроводность полупроводника. Как следует из теории кинетических явлений в твердом теле [62],

$$\mu_H = q \langle \tau^2 \rangle / m^* \langle \tau \rangle; \quad \mu = q \langle \tau \rangle / m^*, \quad (45); (46),$$



где  $\tau$  — время релаксации носителей заряда;  $m^*$  — эффективная масса носителей. Обозначения  $\langle \tau^2 \rangle$  и  $\langle \tau \rangle$  указывают на усреднение стоящих в скобках величин по энергии. Из (45) и (46) следует, что отличие между  $\mu_H$  и  $\mu$  состоит в различном способе усреднения времени релаксации по энергии.

Холл экспериментально установил [3], что поле  $E_z$  удовлетворяет следующему эмпирическому соотношению (для слабых магнитных полей):

$$E_z = R_H J_x B_y, \quad (47)$$

где  $J_x$  — плотность тока;  $R_H$  — постоянная Холла, зависящая от свойств материала. Из (44) и (47) следует

$$\mu_H E_x B_y = R_H J_x B_y. \quad (48)$$

Используя известные выражения для  $J_x$  и проводимости  $\sigma$  для полупроводника  $n$ -типа проводимости

$$J_x = \sigma E_x; \quad \sigma = qn\mu_n, \quad (49); (50)$$

где  $n$  — концентрация электронов;  $\mu_n$  — микроскопическая подвижность электронов, получаем

$$R_{Hn} = \mu_{Hn}/nq\mu_n = r_n/nq. \quad (51)$$

Здесь  $\mu_{Hn}$  — холловская подвижность электронов. Аналогично для полупроводника  $p$ -типа

$$R_{Hp} = \mu_{Hp}/pq\mu_p = r_p/pq, \quad (52)$$

где  $p$  — концентрация дырок.

При смешанной проводимости, когда имеется два типа носителей заряда,

$$R_H = \frac{r_n \mu_n^2 - r_p \mu_p^2}{q (\mu_n + \mu_p)^2}. \quad (53)$$

Отношение подвижностей  $r = \mu_H/\mu$ , равное, как это следует из (45) и (46), величине  $\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle$ , называется холл-фактором. Значение  $r$  зависит от механизма рассеяния носителей, который определяет функциональную связь времени релаксации с энергией носителей заряда. В невырожденном полупроводнике с простыми (невырожденными) зонами при рассеянии на тепловых колебаниях решетки  $r = r_n = r_p = = 3\pi/8 \approx 1,17$  рассеяние на ионизированных примесных центрах дает  $r = 1,93$ , а при рассеянии на нейтральных центрах  $r = 1$ .

Таким образом, для определения концентрации и подвижности носителей заряда необходимо измерить проводимость образца и постоянную Холла. Эти измерения проводятся следующим образом (см. рис. 34). На верхней грани образца размещаются два зонда (1 и 2) вдоль направления линий тока, а со стороны нижней грани устанавливается зонд 3, встречный одному из верхних. С помощью зондов 1 и 2 измеряют проводимость по двухзондовому методу. Зонды 1 и 3 служат для измерения холловской разности потенциалов. Из (47) для полупроводника  $n$ -типа  $U_H = R_{Hn} I_x B_y d$ , где  $d$  — толщина образца в направлении магнитного поля. Отсюда определяется постоянная Холла:

$$R_{Hn} = U_H d / I_x B_y. \quad (54)$$

По измеренному значению  $R_{Hn}$  находится концентрация электронов, а из полученного с помощью (50) (51) соотношения

$$R_{Hn} \sigma = \mu_{Hn} \quad (55)$$

вычисляется холловская подвижность электронов. Как следует из (53), в том случае, когда полупроводник содержит два типа носителей, определить отдельно их концентрацию и подвижность с помощью только эффекта Холла невозможно.

### 2.1.2. Физические явления, сопутствующие эффекту Холла

При измерении эффекта Холла возникает ряд сопутствующих физических явлений, которые могут послужить источниками неконтролируемых систематических и случайных погрешностей, искажающих результат измерения [3,63].

1. Поле Холла  $E_z$  компенсирует поле силы Лоренца только для электронов, имеющих некоторую среднюю скорость  $\bar{v}_x$ . Так как существует распределение электронов по скоростям, отклонение более «горячих» электронов и более «холодных» происходит в разные стороны. В итоге в направлении  $z$  возникает градиент температуры  $\nabla T_E$ . Это явление называется эффектом Эттингсгаузена. Значение  $\nabla T_E$  зависит от поля  $B_y$  и плотности тока  $J_x$ :  $\nabla T_E = dT/dz = = A_E B_y J_x$ , где  $A_E$  — коэффициент Эттингсгаузена. Градиент температуры  $\nabla T_E$  вызывает появление дополнительной разности потенциалов  $U_E$  между зондами 1 и 3. Знак  $U_E$  зависит от направления поля  $B_y$  и тока  $I_x$  так же, как и полярность холловского напряжения  $U_H$ .

2. Если вдоль оси  $x$  существует градиент температуры  $\nabla_x T$ , это приводит к появлению диффузионного тока в направлении  $x$ . В магнитном поле диффундирующие носители будут отклоняться под действием силы Лоренца, и возникает поперечная разность потенциалов  $U_{NE}$ . Это явление представляет собой тепловой аналог эффекта Холла и называется поперечным эффектом Нернста — Эттингсгаузена. Величина  $U_{NE} = A_{NE} \nabla_x T B_y \hbar$ , где  $A_{NE}$  — коэффициент Нернста-Эттингсгаузена;  $\hbar$  — размер образца по оси  $z$ . Полярность  $U_{NE}$  изменяется с направлением магнитного поля и не зависит от направления тока.

3. Аналогично эффекту Эттингсгаузена при наличии градиента температуры вдоль оси  $x$  в магнитном поле  $B_y$  возникает дополнительный поперечный градиент температуры вдоль оси  $z$ , при этом  $\nabla_z T = A_{RL} \nabla_x T B_y$ . Градиент  $\nabla_z T$  вызовет появление дополнительной разности потенциалов  $U_{RL}$  на холловских зондах. Описанный эффект называется эффектом Риги-Ледюка. Знак  $U_{RL}$  зависит от полярности магнитного поля и не зависит от направления тока.

4. Носители заряда, движущиеся со средней скоростью  $\bar{v}_x$ , не испытывают влияния силы Лоренца вследствие компенсирующего воздействия поля Холла. Поэтому траектория их движения в магнитном поле остается неизменной. Однако носители, скорость которых больше или меньше средней, будут отклоняться в разные стороны относительно направления поля  $E_x$ . Скорость их движения вдоль поля  $E_x$  уменьшается, что эквивалентно возрастанию удельного сопротивления образца. Этот эффект называется поперечным магнитосопротивлением. Зависимость относительного изменения удельного сопротивления от магнитного поля является функцией второго порядка малости, т. е.  $\Delta\rho/\rho \sim (\mu_H B)^2$ . Поэтому при слабых магнитных полях, когда выполняется условие  $(\mu_H B) \ll 1$ , влиянием поперечного магнитосопротивления на измеряемое значение удельного сопротивления можно пренебречь.

5. Если полупроводник имеет два типа носителей, то, как указывалось выше, они отклоняются силой Лоренца в магнитном поле в одну сторону. Возникающее поле Холла по-разному действует на основные и неосновные носители. Оно замедляет ток основных носителей так, что в стационарных условиях электронный и дырочный токи отличны от нуля и равны, а результирующий ток  $I_z = I_{nz} + I_{pz} = 0$ . Движущиеся в холловском поле электронно-дырочные пары

рекомбинируют на поверхности. Если скорость поверхностной рекомбинации велика, носители не будут накапливаться на грани образца, в сторону которой они отклоняются, и их концентрация будет близка к равновесной. Если процесс рекомбинации протекает медленно, у поверхности произойдет накопление носителей и возникнет диффузионный ток в обратном направлении. Так как электроны и дырки имеют разную подвижность, между холловскими зондами возникнет дополнительная диффузионная разность потенциалов  $U_z$ , которая стремится установить равновесие токов  $J_n = -J_p$  в направлении  $z$ . Если образец имеет резко выраженный  $n$ - или  $p$ -тип проводимости, т. е.  $n \gg p$  или  $p \gg n$ , значение  $U_z$  невелико и вклад его в холловскую разность потенциалов незначительный. Наиболее сильно влияние  $U_z$  проявляется в полупроводниках со смешанным типом проводимости, когда концентрации электронов и дырок сопоставимы. В этом самом неблагоприятном случае влиянием  $U_z$  можно пренебречь, если скорость поверхностной рекомбинации  $S$  удовлетворяет условию [64]  $S > (1 - b) \mu^2 \times B_y E_x$ . Большая скорость поверхностной рекомбинации достигается путем обработки поверхности образца абразивными порошками.

Кроме составляющих, обусловленных рассмотренными выше термо- и гальваномагнитными эффектами, измеряемое напряжение на холловских контактах содержит еще одно слагаемое, вызванное несимметричностью из взаимного расположения. Холловские зонды 1 и 3, которые служат для измерения холловского напряжения, практически очень трудно установить строго друг против друга, поэтому всегда будет существовать некоторое относительное смещение их вдоль оси  $x$ . В результате при прохождении тока  $I_x$  между этими зондами будет возникать дополнительная разность потенциалов  $U_{RI}$ . Полярность  $U_{RI}$  зависит от направления  $I_x$  и не зависит от магнитного поля.

Таким образом, измеряемая разность потенциалов будет представлять собой сумму слагаемых  $U_H$ ,  $U_E$ ,  $U_{NE}$ ,  $U_{RL}$  и  $U_{RI}$ . Чтобы выделить холловское напряжение  $U_H$  из суммарного напряжения на холловских зондах, измерения проводят при разных полярностях тока и магнитного поля. Суммируя результаты измерений для четырех различных сочетаний полярностей  $B_y$  и  $I_x$ , можно свести к минимуму систематическую погрешность измерений. Для каждой пары значений  $B_y$  и  $I_x$  измеряемая разность напряжений равна

$$\begin{aligned} B_y^+ I_x^+ & U_1 = U_H + U_E + U_{NE} + U_{RL} + U_{RI}, \\ B_y^+ I_x^- & U_2 = -U_H - U_E + U_{NE} + U_{RL} - U_{RI}, \\ B_y^- I_x^- & U_3 = U_H + U_E - U_{NE} - U_{RL} - U_{RI}, \\ B_y^- I_x^+ & U_4 = -U_H - U_E - U_{NE} - U_{RL} + U_{RI}. \end{aligned}$$

$$U_H + U_E = (U_1 - U_2 + U_3 - U_4)/4. \quad (56)$$

Из (56) следует, что разделить ЭДС эффектов Эттинггаузена и Холла невозможно. Это приводит к появлению систематической погрешности определения концентрации и подвижности носителей заряда при измерениях на постоянном токе и в постоянном магнитном поле. В германии, например, значение ЭДС эффекта Эттинггаузена равно примерно 5% от измеряемой холловской разности потенциалов.

### 2.1.3. Факторы, влияющие на систематическую погрешность измерений

Кроме рассмотренных термо- и гальваномагнитных явлений на систематическую погрешность измерений оказывает влияние и ряд других факторов.

1. Токовые электроды, нанесенные на торцевые грани образца, шунтируют холловское напряжение. В результате измеряемая между холловскими зондами разность потенциалов становится ниже истинного значения  $U_H$ , и значение ее зависит от расстояния между зондами и токовым электродом. Максимальное свое значение  $U_{\max}$  измеряемое напряжение будет иметь при размещении зондов 1 и 3 в центре образца;  $U_{\max}$  не будет отличаться от  $U_H$  более чем на 1%, если  $L/h \geq 5$ . Этим соотношением и нужно руководствоваться при выборе геометрических размеров образца.

2. Простая линейная связь постоянной Холла с измеряемыми величинами  $I_x$ ,  $B_y$ ,  $U_H$  имеет место только в слабых магнитных полях, удовлетворяющих условию  $\mu_H B_y \ll 1$ . В кремнии и германии это условие выполняется в полях с магнитной индукцией не более 1 Тл. В полупроводниках с высокой подвижностью допустимое магнитное поле уменьшается. Например, в InSb неравенство  $\mu_H B_y < 1$  наступает при  $B_y < 0,3$  Тл.

3. Формулы (51), (52) и (53) для постоянной Холла выведены в предположении, что материал измеряемого образца является изотропной средой. Для полупроводников с анизотропной структурой энергетических зон эти соотношения в общем случае не выполняются. Однако если ток  $I_x$  и магнитное поле  $B_y$  ориентированы в направлении кристаллографических осей с наибольшей симметрией, то приведенные выше формулы сохраняют свою силу. Чтобы исключить систематическую погрешность, вызванную возможной небольшой разориентацией геометрических и кристаллографических осей образца, в [65] рекомендуется постоянную

Холла определять как среднее значение двух измерений при противоположных направлениях магнитного поля. Эта процедура практически реализуется при проведении описанной серии из четырех измерений.

4. Полученные формулы справедливы при условии, если энергетические зоны полупроводника не вырождены. В противном случае необходимо учитывать вклад в измеряемое значение постоянной Холла носителей всех энергетических зон. Например, в германии  $p$ - типа валентная зона вырождена и состоит из двух подзон легких и тяжелых дырок. По данным [63], отношение их подвижностей и концентраций равны соответственно  $\mu_{pl}/\mu_{pt} = 8$  и  $p_{pl}/p_{pt} = 0,04$ . Постоянная Холла для германия  $p$ -типа как среды с двумя типами носителей запишется в виде, аналогичном (53):  $R_H = (r_{pl}\mu_{pl}^2 p_{pl} - r_{pt}\mu_{pt}^2 p_{pt})/q (\mu_{pl}p_{pl} + \mu_{pt}p_{pt})^2$ . Разделить вклад легких и тяжелых дырок в измеряемое значение  $R_H$  невозможно, поэтому определяемые экспериментально холловская подвижность и постоянная Холла могут служить лишь количественной оценкой уровня легирования полупроводника и качественной характеристикой механизма рассеяния носителей.

Для строгой физической интерпретации экспериментально определенных параметров  $\mu_H$  и  $R_H$  в полупроводниках со сложной структурой энергетических зон необходимо проведение специального теоретического анализа эффекта Холла для зонной модели конкретного исследуемого материала.

5. Численное значение холл-фактора зависит от магнитной индукции. В сильном магнитном поле функциональная связь времени релаксации с тепловой энергией носителей становится слабой, и поэтому для всех механизмов рассеяния с ростом магнитной индукции  $r \rightarrow 1$ . Этим обстоятельством часто пользуются для измерения значения  $r$ . Зависимость  $r$  от магнитной индукции сильнее проявляется в полупроводниках с большой подвижностью носителей, например в арсениде галлия  $n$ -типа, и может начинаться уже в области сравнительно слабых полей. Чтобы исключить связанную с этим эффектом систематическую погрешность, перед проведением измерений следует предварительно убедиться в наличии линейной зависимости измеряемой разности потенциалов  $U_H$  от тока и магнитной индукции и выбрать рабочий диапазон магнитной индукции, в котором эта линейная зависимость соблюдается. Одновременно такая подготовительная операция обеспечит выполнение указанного выше критерия слабого поля.

### 2.1.4. Другие факторы, влияющие на погрешность измерений

При проведении измерений эффекта Холла необходимо принять меры предосторожности, чтобы ограничить влияние ряда факторов на систематическую и случайную погрешность измерений.

1. На измеряемое значение удельного сопротивления могут оказывать влияние фотопроводимость и фото-ЭДС, возникающие при освещении образца. Сильнее фотоэлектрические эффекты проявляются в высокоомных полупроводниках. Поэтому рекомендуется либо проводить измерения при затемнении образца, либо перед началом измерений предварительно убедиться, что образец не чувствителен к освещению.

2. При пропускании тока через образец может происходить инжекция неосновных носителей заряда через контакты. Это приводит к уменьшению удельного сопротивления образца на достаточно больших расстояниях от токовых электродов. Убедиться в отсутствии инжекции можно путем повторных измерений при более низких значениях напряжения на контактах.

3. Полупроводниковые материалы имеют достаточно большой температурный коэффициент сопротивления. Температурный фактор становится особенно существенным, если в процессе измерений происходит разогрев образца. Чтобы устранить разогрев, необходимо ток через образец выбирать по возможности минимальным. В [65] рекомендуется устанавливать такой ток, чтобы напряженность электрического поля в образце не превышала  $1 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$ .

4. При измерении высокоомных образцов особое внимание следует уделять устранению токов утечки, которые могут проходить как в измерительной цепи, так и по поверхности образца. Влияние поверхностных токов утечки можно ограничить с помощью специальной химической обработки поверхности.

### 2.1.5. Геометрия образцов и расположение контактов

Для измерения эффекта Холла образцы изготавливают либо в форме параллелепипеда, либо специальной гантелеобразной формы. Образец в виде параллелепипеда очень неудобен в практическом отношении, так как в этом случае усложняется процедура изготовления контактов, не воспроизводятся расстояния между ними и их геометрические размеры. Кроме того, контакты, нанесенные непосредственно на грани параллелепипеда, обладают повышенным уровнем шумов. Технология нанесения контактов существенно упрощается, если образцу придается гантелеобразная форма (рис. 35). При этом обеспечивается хорошая воспроизводимость расстояния между контактами и их линейных размеров, облегчаются операции сплавления и напыления, так как для металлизации используются расширенные участки боковых отводов. Гантелеобразные образцы изготавливаются с помощью ультразвука или химическим травлением.

Для эпитаксиальных и диффузионных слоев можно применить фотолитографическую технологию. Число боковых отводов может быть различным. Для проведения измерений достаточно четыре боковых отвода, но на случай возможного их скалывания в процессе изготовления образца число отводов увеличивают до шести. Чтобы исключить закорачивание холловского напряжения токовыми контактами, длина и ширина образца должны находиться в соотношении  $L/h \geq 5$  [65]. Линейный размер боковых отводов должен быть достаточно малым, чтобы не искажать линий тока вдоль образца. Поэтому рекомендуется  $h \geq 3a$ . В [65] даются также рекомендации по расположению и размерам боковых отводов для образцов с четырьмя и шестью контактами. Для образца, с четырьмя отводами (см. рис. 42) рекомендуются соотношения  $b_1, b_2 \geq 2h$ ,  $d \leq 0,1 \text{ см}$ ,  $c \geq 0,1 \text{ см}$ ,  $l \text{ см} \leq L \leq 1,5 \text{ см}$ .

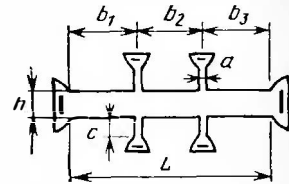


Рис. 35. Гантелеобразный образец для измерения эффекта Холла

### 2.1.6. Метод Ван дер Пау

Для измерения эффекта Холла классическим методом, изложенным в предыдущем параграфе, необходимо изготовление образцов правильной геометрической формы, что усложняет процедуру измерений. Для контроля образцов произвольной формы и особенно для эпитаксиальных слоев наиболее удобным является метод Ван дер Пау [41, 42]. Сущность его изложена в параграфе 1.4 (рис. 18). Холловская подвижность носителей заряда [42]

$$\mu_H = d\Delta R_{BDAC}/B\rho, \quad (57)$$

где  $\Delta R_{BDAC}$  — изменение сопротивления  $R_{BDAC} = U_{AC}/I_{BD}$ , обусловленное магнитным полем  $B$ . С помощью (57) и (31) определяют концентрацию свободных носителей:

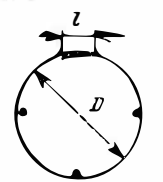
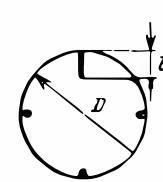
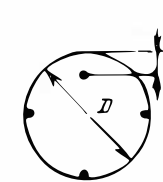
$$N = (\mu_H/\mu) 1/q\mu_H\rho = r/q\mu_H\rho, \quad (58)$$

где  $r$  — холл-фактор.

При выводе формул (31) и (57) предполагалось, что контакты располагаются строго по периферии и имеют точечные размеры. Если контакт имеет протяженную форму, необходимо в (31) и (57) вводить поправочный коэффициент. Зна-

чения поправок для образца в форме диска рассчитаны в [42] и приведены в табл. 13. Предполагается, что только один из контактов не является идеальным, остальные (точечные) расположены по периферии под углом  $90^\circ$  друг к другу. В случае отклонения от идеальности всех контактов общая ошибка в первом приближении будет равна сумме ошибок, указанных в табл. 13. Влияние контактов можно исключить, если образцу придать специальную форму клеверного листа (рис. 36). Влияние геометрических размеров контактов на погрешность измерений  $\rho$  и  $\mu_H$  при прямоугольной форме образцов изучено в [66].

Таблица 13. Влияние контактов на погрешность метода Ван дер Пау

Погрешность	Конфигурация и расположение контактов		
			
$\Delta\rho/\rho$	$\frac{1}{16ln2} \left(\frac{l}{D}\right)^2$	$-\frac{1}{4ln2} \left(\frac{l}{D}\right)^2$	$-\frac{1}{2ln2} \left(\frac{l}{D}\right)^2$
$\Delta\mu/\mu$	$\frac{2l}{\pi^2 D}$	$\frac{4l}{\pi^2 D}$	$\frac{2l}{\pi D}$

### 2.1.7. Четырехзондовый холловский метод

Изготовление омических контактов представляет собой трудоемкую подготовительную операцию, затрудняющую использование холловских методов в практике. Поэтому, при контроле не очень высокоомных пластин и эпитаксиальных слоев полупроводниковых материалов, когда влияние контактных сопротивлений на погрешность измерений существенно не проявляется, можно применить для оперативных измерений постоянной Холла четырехзондовый метод с расположением зондов по вершинам квадрата (рис. 37).

Как показано в [67, 68], измеряемая по схеме рис. 37 разность потенциалов на образцах с толщиной  $d \ll s$

$$U = U_\rho + U_M + U_H = \frac{\rho I \ln 2}{\pi d} C_\rho (1 + \beta^2) + \frac{R_H I B}{d} C_H, \quad (59)$$

где  $C_\rho$  и  $C_H$  — поправочные коэффициенты;  $\beta = R_H B / \rho$ . Первое слагаемое  $U_\rho$  представляет собой рабочую формулу (10) четырехзондового метода с поправкой на краевые эффекты, второй член  $U_M$  с множителем  $\beta^2$  отражает действие магнитного поля на холловские токи, возникающие при

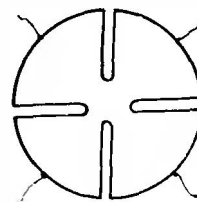


РИС. 36. Образец в форме клеверного листа

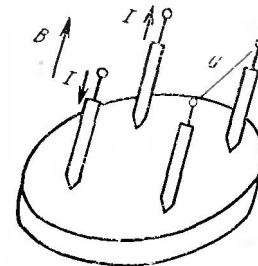


РИС. 37. Четырехзондовый холловский метод

закорачивании ЭДС Холла периферийной областью образца. Это явление называют вторичным эффектом Холла. Действие  $U_M$  препятствует прохождению тока между зондами, поэтому  $U_M$  интерпретируют как результат проявления геометрического магнитосопротивления. Третье слагаемое  $U_H$  — ЭДС Холла. При слабых магнитных полях, когда выполняется условие  $\mu_H B \ll 1$ , слагаемым  $U_M$  в (59) можно пренебречь. Выбором соответствующей симметрии расположения и схемы включения зондов можно добиться того, что полная разность потенциалов (59) будет равна только одной из составляющих  $U_\rho$  или  $U_H$ . Для образцов круглой и полукруглой формы отдельное определение  $U_\rho$  и  $U_H$  проводят путем расположения зондов в центре образца при ориентировании диагонали зондового квадрата вдоль радиальной линии симметрии. При измерении  $U_H$  в качестве потенциальных используют зонды, лежащие на диагонали, перпендикулярной радиальной линии симметрии. Поправочные функции  $C_H$  показаны на рис. 38 (кривые 4, 5, 6). Схема включения зондов при измерении  $U_\rho$  и поправочные функции  $C_\rho$  пред-

ставлены кривыми 1, 2, 3. Таким образом, измеряя независимо  $U_p$  и  $U_H$ , можно вычислить удельное сопротивление  $\rho = \pi d U_p / C_p I \ln 2$  и постоянную Холла  $R_H = d U_H / C_H V I$ .

При измерениях  $U_H$  на образцах прямоугольной формы используются способ расположения зондов и поправочный

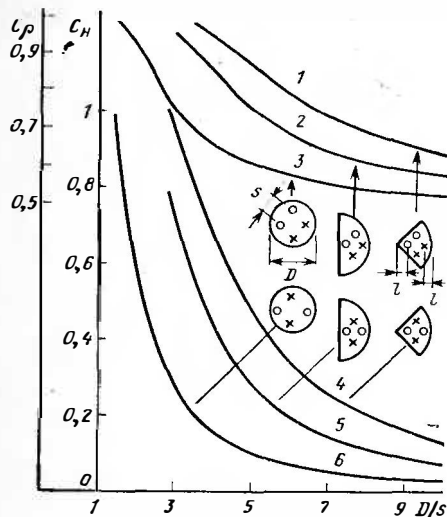


РИС. 38. Поправочные функции четырехзондового холловского метода для круглых пластин и их секторных частей с центрированным расположением зондов: токовый (OO) и потенциальный (XX) контакты; 1, 2, 3 —  $C_p$ ; 4, 5, 6 —  $C_H$

коэффициент  $C_H$ , показанные на рис. 39 [68]. Удельное сопротивление в этом случае определяется четырехзондовым методом (см. гл. 1).

### 2.1.8. Влияние неоднородности образца на погрешность измерений

Все приведенные аналитические выражения для эффекта Холла получены в предположении однородной среды. На практике предметом исследования часто являются неоднородные материалы, например диффузионные, эпитаксиальные и ионно-имплантированные слои. Интерпретация и информативность результатов измерений, полученных на неоднородных образцах, зависит от топологии

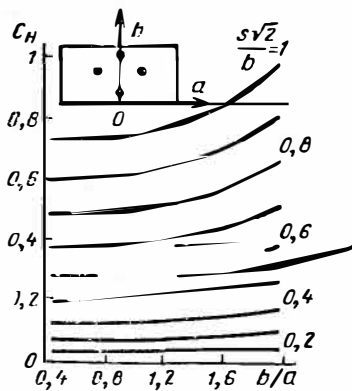


РИС. 39. Поправочная функция  $C_H$  для прямоугольного образца в зависимости от отношения сторон прямоугольника и межзондового расстояния

пространственного распределения неоднородностей и создаваемого ими потенциального рельефа; поэтому в каждом конкретном случае требуется свой теоретический анализ. При исследовании свойств полупроводниковых материалов чаще встречаются с тремя характерными видами неоднородностей: локальные флуктуации электрических свойств, равномерно распределенные по объему; одномерные неоднородности с известным законом распределения, например эпитаксиальные, диффузионные, ионно-имплантированные слои; радиальные неоднородности двумерного характера в пластинках.

Анализ информативности результатов измерений эффекта Холла в полупроводниках с этими наиболее типичными закономерностями распределения неоднородностей выполнен в ряде работ. В [69] проведен теоретический расчет постоянной Холла для среды с равномерно распределенными локальными флуктуациями концентрации и подвижности носителей заряда. Предполагается, что линейный масштаб локальных неоднородностей мал по сравнению с геометрическими размерами образца, но значительно превышает длину свободного пробега носителей и длину экранирования Дебая. Расчеты показывают, что измеряемая проводимость образца  $\sigma_{изм}$  отличается от ее среднего значения  $\bar{\sigma}$ :

$$\sigma_{изм} = \bar{\sigma} [1 - (\sigma - \bar{\sigma})^2 / 3\bar{\sigma}^2], \quad (60)$$

где второй член в квадратных скобках представляет собой локальное среднее квадратическое отклонение проводимости от ее среднего значения.

В случае если флуктуирует только концентрация носителей, а подвижность остается постоянной, измеряемая на практике постоянная Холла  $R_{H изм} = \mu_H / \mu \bar{N} q$ .

Таким образом, экспериментально определяется среднее значение концентрации носителей  $\bar{N}$ . Однако измеряемое значение подвижности отличается от истинного, а именно  $\mu_{H изм} = R_{H изм} \sigma_{изм} = \mu_H [1 - (\sigma - \bar{\sigma})^2 / 3\bar{\sigma}^2]$ , т. е. измеренная подвижность отличается от истинной холловской подвижности на множитель, характеризующий отличие измеренной и средней проводимости (60). Если флуктуирует только подвижность, а концентрация носителей и отношение  $\mu_H / \mu$  остаются постоянными, то измеренная подвижность равна ее среднему значению  $\mu_{H изм} = \bar{\mu}_H$ .

Интерпретация результатов измерений эффекта Холла на слоях с неравномерным профилем легирования требует знания закона распределения носителей по толщине слоя [70—72]. В [70] рассмотрен наиболее часто встречающийся в практике случай распределения Гаусса. Такое распределение имеет место, например, в диффузионных слоях, полученных диффузией легирующей примеси из ограниченного источника. Слой полупроводника толщиной  $d$  с одномерным распределением носителей заряда по толщине  $N(x)$  характеризуется тремя интегральными параметрами:

поверхностная проводимость

$$\sigma_s = \int_0^d \mu(x) N(x) dx,$$

число носителей заряда в слое на единицу поверхности

$$N_s = \int_0^d N(x) dx,$$

средняя подвижность

$$\bar{\mu} = \sigma_s / qN_s = \left[ \int_0^d \mu(x) N(x) dx \right] / \left[ \int_0^d N(x) dx \right].$$

При измерении эффекта Холла экспериментально определяются величины  $\sigma_{изм} = \sigma_s / dN_{изм}$ ,  $R_{H изм} = 1/qR_{H изм}$ ,  $\mu_{H изм} = \sigma_{изм} / qN_{изм}$ , где  $R_{H изм}$  — измеренная постоянная Холла.

Как показали расчеты [70], отклонения измеренной плотности  $N_{H изм}$  и средней подвижности носителей от их истинных значений невелики, при этом измеренные значения ниже истинных. Наибольшее расхождение наблюдается при уровнях легирования  $N = 10^{18} \dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и достигает 18% для электронов и 12% для дырок. С уменьшением концентрации носителей в максимуме распределения до  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  и увеличением до  $10^{22} \text{ см}^{-3}$  систематическая погрешность падает от — 1% и ниже для обоих типов носителей. Математические расчеты для радиальной двумерной неоднородности показывают [72], что если удельное сопротивление в плоскости пластины распределяется по закону  $\rho = \rho_0 + Mr^2$  ( $Mr^2 \ll 1$ ), то измеряемое методом Ван дер Пау удельное сопротивление эквивалентно среднему значению, полученному интегрированием по всей площади. Подобный результат математически ожидается и для других закономерностей распределения неоднородностей, но при условии, что периметр образца является линией постоянного удельного сопротивления.

## 2.2. Измерение подвижности по геометрическому магнитосопротивлению

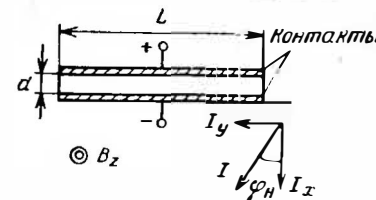
Метод геометрического магнитосопротивления применяется для измерения подвижности в некоторых специальных случаях, когда использование других методов невозможно. Описанный холловский метод измерения подвижности не может быть применен, например, для контроля эпитаксиальных слоев в структурах  $pn^+$  - и  $pp$ -типов вследствие шунтирующего действия сильнолегированной подложки. В этом случае определение подвижности возможно методом геометрического магнитосопротивления [73]. Сущность метода иллюстрируется рис. 40. На исследуемый образец наносятся омические контакты большой площади и через них в направлении  $x$  пропускается электрический ток  $I_x$ . В поперечном магнитном поле  $B_z$  в образце возникает холловский ток  $I_y$ . В отличие от описанного в § 2.1 эффекта Холла в рассматриваемом случае холловский ток  $I_y$  не компенсируется хол-

ловской разностью потенциалов  $U_H$  в силу того, что при выбранной геометрии образца, когда  $d/L \ll 1$ , токовые контакты закорачивают холловское поле, и поэтому  $U_H = 0$ . Таким образом, результирующий ток в образце будет направлен под некоторым холловским углом к току  $I_x$ , что приведет к изменению сопротивления образца в направлении  $x$ .

Относительное изменение сопротивления

$$\Delta R / R_0 = (\eta \mu_H B_z)^2 \text{ при } \mu_H B_z \ll 1, \quad (61)$$

РИС. 40. Измерение геометрического магнитосопротивления



где  $\eta$  — параметр, зависящий от механизма рассеяния. Для рассеяния на тепловых колебаниях  $\eta = 1,13$ , примесное рассеяние дает  $\eta = 1,25$ . Так как параметр  $\eta$  не во всех случаях может быть рассчитан, пользуются понятием подвижности по магнитосопротивлению  $\mu_m$ , которое определяют из соотношения

$$\Delta R / R_0 = (\mu_m B_z)^2. \quad (62)$$

Из (61) следует, что  $\eta = \mu_m / \mu_H$ . Этими выражениями пользуются обычно для экспериментального измерения параметра  $\eta$ . Измерения на арсениде галлия [73] дают  $\eta = 1,03$  в интервале удельных сопротивлений  $0,4 \dots 2,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ .

Для того чтобы метод геометрического магнитосопротивления обеспечивал высокую точность измерений, сопротивление контактов должно быть минимальным и пренебрежимо малым по сравнению с сопротивлением исследуемого образца.

## 2.3. Измерение концентрации носителей по спектрам поглощения и отражения

Одним из важнейших критериев качества полупроводниковых материалов является их однородность по концентрации носителей. В современной микроэлектронике к этому параметру предъявляются самые высокие требования. Рег-

ламентируются как относительные изменения концентрации, так и характер ее распределения по объему монокристалла или площади пластины. Чтобы контролировать качество материалов на их соответствие этим требованиям, необходимы неразрушающие методы с высокой производительностью и локальностью измерений. Большими возможностями для решения этой задачи обладают оптические методы контроля.

### 2.3.1. Оптическое поглощение на свободных носителях

В общем случае диэлектрическая постоянная полупроводников является величиной комплексной. Реальная  $\epsilon'$  и мнимая  $\epsilon''$  части диэлектрической проницаемости определяются по формулам

$$\epsilon' = \epsilon_L - (Nq^2/m^*\epsilon_0) [\tau^2/(1 + \omega^2\tau^2)] = n^2 - k^2, \quad (63)$$

$$\epsilon'' = (Nq^2/\omega m^*\epsilon_0) [\tau/(1 + \omega^2\tau^2)] = 2nk, \quad (64)$$

где  $\epsilon_L$  — диэлектрическая проницаемость решетки;  $n$  — показатель преломления;  $k$  — коэффициент экстинкции;  $N$  — концентрация носителей;  $m^*$  — эффективная масса носителей;  $\omega$  — частота падающего излучения;  $\tau$  — усредненное по энергии время релаксации носителей, которое определяется подвижностью  $\mu$  и эффективной массой носителей,  $\tau = m^* \mu/q$ . Коэффициент экстинкции характеризует поглощение света на свободных носителях и непосредственно связан с коэффициентом поглощения  $\alpha$  соотношением  $k = \alpha\lambda/4\pi$ . Таким образом, коэффициент поглощения света в полупроводниках зависит от концентрации свободных носителей. Эту зависимость можно получить, решая систему уравнений (63) и (64) относительно  $k$ . Чтобы получить искомое значение концентрации свободных носителей, необходимо измерить коэффициент поглощения. Для этого экспериментально определяются коэффициенты пропускания  $T$  и отражения  $R$  исследуемого образца:

$$I_1/I = T = [(1 - R_0)^2 \exp(-\alpha d)] / [1 - R_0^2 \exp(-2\alpha d)], \quad (65)$$

$$I_2/I = R = R_0 [1 + T \exp(-\alpha, d)], \quad (66)$$

где  $I$ ,  $I_2$ ,  $I_1$  — интенсивности соответственно падающего, отраженного и прошедшего через образец излучения;  $R_0$  — коэффициент отражения для полубесконечного образца;

$d$  — толщина образца. Совместное решение уравнений (65) и (66) дает величину  $\alpha$ .

Теоретическая модель поглощения света на свободных носителях заряда разработана недостаточно полно; поэтому для некоторых полупроводников расчетная зависимость  $\alpha(N)$  плохо согласуется с экспериментальными данными [74]. В ряде случаев соответствие теории и эксперимента хо-

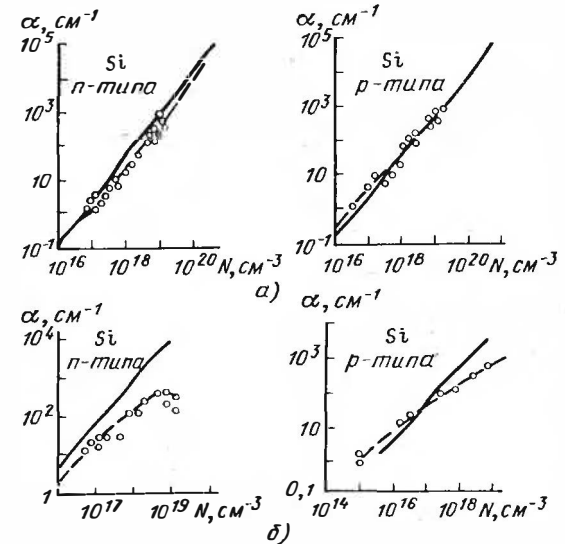


РИС. 41. Зависимость коэффициента поглощения от концентрации носителей в кремнии  $n$ - и  $p$ -типа на длине волны  $\lambda=5$  мкм (а) и  $\lambda=40$  мкм (б):

— теория; --- эксперимент

рошее, но не во всем спектральном диапазоне. Это имеет место, например, для кремния  $n$ - и  $p$ -типа. Так на рис. 41 в коротковолновом участке инфракрасной области спектра экспериментальная зависимость  $\alpha(N)$  согласуется с теоретически ожидаемой достаточно хорошо, а в длинноволновой области наблюдаются заметные расхождения. Учитывая указанное обстоятельство, функцию  $\alpha(N)$  обычно находят экспериментальным путем с помощью измерений  $\alpha$  на калибровочных образцах с известным значением  $N$ , определенным независимым способом. Экспериментальные зависимости на рисунке могут быть использованы в качестве калибровочных кривых для численных оценок концентрации носителей.



Для измерения коэффициента поглощения выбирают спектральный диапазон за краем фундаментального поглощения исследуемого полупроводника. При этом надо учитывать тот факт, что поглощение света может происходить не только на свободных носителях. В определенных участках спектра интенсивно проявляются поглощения на фонах и характеристические полосы примесного поглощения. Это приведет к ошибкам в определении концентрации носителей тока по измеренному значению  $\alpha$ . Чтобы избежать подобных ошибок, рабочую длину волны следует выбирать в том участке спектра, где другие механизмы поглощения проявляются с наименьшей интенсивностью. В кремнии, например, фоновый спектр занимает широкую полосу от 6 до 40 мкм, в которой коэффициент фоновго поглощения колеблется в пределах  $0,3 \dots 10 \text{ см}^{-1}$  [74] и для концентраций носителей заряда  $N < 10^{18} \text{ см}^{-3}$  становится сравнимым по порядку величины с коэффициентом поглощения на свободных носителях. Поэтому при измерениях в этом диапазоне длин волн в определяемое значение  $N$  будет вноситься большая погрешность. Чтобы исключить эту погрешность, целесообразно рабочую длину волны для кремния выбирать в интервале  $\lambda < 5 \text{ мкм}$  либо  $\lambda > 40 \text{ мкм}$ . При этом для концентраций  $N > 10^{18} \text{ см}^{-3}$  целесообразнее использовать коротковолновый диапазон, так как коэффициент поглощения на свободных носителях в этой области спектра достаточно большой и техника эксперимента не вызывает особых затруднений. При низких концентрациях носителей  $N < 10^{18} \text{ см}^{-3}$  коэффициент поглощения сравнительно невелик; поэтому для проведения измерений предпочтительным является длинноволновый диапазон спектра, так как  $\alpha$  растет с увеличением длины волны. Как видно, например, из рис. 41 при  $\lambda = 40 \text{ мкм}$  нижний предел измеряемых значений концентрации свободных носителей может быть снижен до  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

### 2.3.2. Плазменный резонанс

В общем случае, когда имеет место поглощение света свободными носителями, коэффициент отражения света от поверхности сильнолегированного полупроводника

$$R = [(n - 1)^2 + k^2] / [(n + 1)^2 + k^2], \quad (67)$$

где вещественная часть комплексного показателя преломления  $n$  и коэффициент экстинкции  $k$  связаны между собой соотношениями (63) и (64). Анализ выражений (63), (64) и (67) показывает, что зависимость коэффициента отражения от частоты  $\omega$  падающего излучения имеет характерный вид, показанный на рис. 42. С ростом частоты  $R$  резко уменьшается, достигает минимума и снова монотонно возрастает. Минимум коэффициента отражения наблюдается на длине волны  $\lambda_{\text{min}}$  вблизи  $\lambda_p$ , соответствующей собственной частоте колебаний электронной плазмы  $\omega_p^2 = Nq^2/m^* \epsilon_0 \epsilon_L$ . Явление поглощения света на плазменной частоте  $\omega_p$  получило название плазменного резонанса. Спектральное положение

резонансного минимума зависит от концентрации свободных носителей.

Таким образом, измеряя спектральную зависимость коэффициента отражения и определяя длину волны  $\lambda_{\text{min}}$ , соответствующую наблюдаемому минимуму, можно вычислить концентрацию свободных носителей  $N$ . На практике обычно используют в качестве калибровочных эмпирические зависимости  $N(\lambda_{\text{min}})$ , полученные на специальных образцах с известным значением  $N$ . В табл. 14 приведены аналитические аппроксимации таких калибровочных кривых  $N(\lambda_{\text{min}})$  для кремния и арсенида галлия [75].

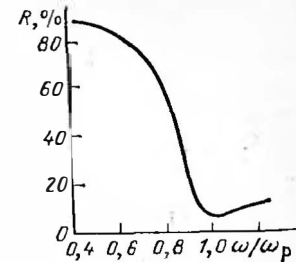


РИС. 42. Зависимость коэффициента отражения полупроводника от частоты падающего излучения

Таблица 14 Уравнения калибровочных кривых для определения концентрации носителей по плазменному резонансу

Материал	Уравнение калибровочной кривой	Интервал концентраций, $\text{см}^{-3}$	Ошибка аппроксимации, %
Si			
<i>n</i> -тип	$\lambda_{\text{min}} = 3,2908 \cdot 10^{11} \times n^{-0,5451} + 1,8153$	$1,5 \cdot 10^{18} \dots 1,5 \cdot 10^{21}$	2,4
<i>p</i> -тип	$\lambda_{\text{min}} = 1,2125 \cdot 10^{15} \times p^{-0,7370} + 3,184$	$3 \cdot 10^{18} \dots 1 \cdot 10^{20}$	0,8
GaAs			
<i>n</i> -тип	$\lambda_{\text{min}} = 8,4172 \cdot 10^3 \times n^{-0,08125}$	$1,5 \cdot 10^{17} \dots 6 \cdot 10^{17}$	0,5
арсенид галлия			
<i>n</i> -тип	$\lambda_{\text{min}} = 4,1584 \cdot 10^7 \times n^{-0,3451}$	$6 \cdot 10^{17} \dots 2,5 \cdot 10^{18}$	—
<i>p</i> -тип	$\lambda_{\text{min}} = 1,7231 \cdot 10^{10} \times n^{-0,4875}$	$2,5 \cdot 10^{18} \dots 1 \cdot 10^{19}$	—

Погрешность измерения концентрации свободных носителей методом плазменного резонанса определяется точностью отсчета спектрального положения минимума  $\lambda_{\text{min}}$  и коридором ошибок калибровочных кривых  $N(\lambda_{\text{min}})$ . В погрешность отсчета  $\lambda_{\text{min}}$  включается систематическая состав-

ляющая, равная погрешности градуировки спектрального измерительного прибора по длинам волны (или по волновым числам), и случайная составляющая, зависящая от остроты минимума. С уменьшением концентрации носителей ширина минимума растет; поэтому случайная погрешность отсчета  $\lambda_{min}$  и определения концентрации носителей увеличивается. Статистические исследования показывают [76], что с уменьшением концентрации носителей от  $10^{20}$  до  $5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> случайная погрешность измерений, определенная с доверительной вероятностью 0,95, увеличивается от  $\pm 10$  до  $\pm 50\%$  для кремния *n*-типа и от  $\pm 5$  до  $100\%$  и более для кремния *p*-типа. Для арсенида галлия при изменении концентрации носителей в диапазоне  $10^{19} \dots 10^{17}$  см<sup>-3</sup> случайная погрешность растет от  $\pm 10$  до  $\pm 80\%$ .

#### 2.4. Измерение профиля распределения концентрации свободных носителей по толщине монокристаллов и полупроводниковых слоев вольт-фарадным методом

Наибольшее распространение в исследовательской и производственной практике для измерения профиля легирования эпитаксиальных слоев нашел вольт-фарадный метод, сочетающий в себе хорошие метрологические показатели, высокое разрешение по координате регистрируемого профиля, производительность, неразрушающее воздействие на контролируемый объект.

##### 2.4.1. Теория метода

Принцип метода следует из основных положений теории барьера Шотки и асимметричного *p* — *n*-перехода и основан на определении зависимости емкости барьера от обратного напряжения смещения. Емкость барьера обусловлена наличием области объемного заряда, возникающей в результате обеднения ее свободными носителями под действием внутреннего и внешнего электрического поля. В случае барьера Шотки, образованного контактом металла с полупроводником, объемный заряд формируется в полупроводнике. В резко асимметричном *p* — *n*-переходе, когда уровни легирования *p*- и *n*-областей различаются на несколько порядков, объемный заряд распространяется в сторону слаболегированного полупроводника. Поэтому методом вольт-фарадных характеристик (ВФХ) асимметричного *p* — *n*-перехода регистрируется профиль распределения концентрации носи-

телей в низколегированной области полупроводника. Ширина области объемного заряда *x* барьера Шотки, или резко асимметричного *p* — *n*-перехода, зависит от концентрации легирующей примеси в полупроводнике (или низколегированной области *p* — *n*-перехода) и связана с ней [77] следующим соотношением:

$$x = \sqrt{2(U_y - U) \epsilon \epsilon_0 / q N_{д, а}}, \quad (68)$$

где *U* — напряжение смещения; *U<sub>y</sub>* — изгиб зон при смещении *U* = 0 В; *N<sub>д, а</sub>* — концентрация легирующей примеси (донорной или акцепторной).

Величину *x* можно интерпретировать как расстояние между обкладками эквивалентного плоского конденсатора. Тогда связь емкости барьера с шириной области объемного заряда выразится в виде известной формулы

$$C_б = \epsilon \epsilon_0 A / x, \quad (69)$$

где *A* — площадь контакта, образующего барьер. Отсюда для емкости барьера

$$C_б = A \sqrt{q \epsilon \epsilon_0 N_{д, а} / 2(U_y - U)} \quad (70)$$

Формулы (68) и (70) получены в предположении, что барьер Шотки или асимметричный *p* — *n*-переход сформированы в однородном полупроводнике, в котором соблюдается условие электронейтральности и концентрация свободных носителей равна концентрации ионизированных атомов легирующей примеси, т. е.  $N(x) = N_{д, а}(x)$ .

Таким образом, измерение емкости барьера может служить количественной оценкой концентрации свободных носителей в однородных полупроводниках. Чтобы получить основные соотношения вольт-фарадного метода применительно к неоднородному полупроводнику, рассмотрим [78] самое общее определение емкости барьера:

$$C_б = dQ/dU = qN(x) A (dx/dU), \quad (71)$$

где изменение заряда *dQ* представляет собой изменение количества свободных носителей в области объемного заряда за счет малых колебаний ее ширины *x*. Из (69) и (71) следует

$$N(x) = (2/q \epsilon \epsilon_0 A^2) [d(C_б^{-2})/dU]^{-1}. \quad (72)$$

Соотношение (72) является основной рабочей формулой вольт-фарадного метода, из которой следует, что экспериментально определяемая зависимость (72) характеризует

распределение концентрации свободных носителей, а не легирующей примеси. Только при выполнении условия электронеутральности экспериментальная зависимость  $N(x)$  эквивалентна  $N_{д,а}(x)$ . Связь между измеренным профилем свободных носителей и легирующей примеси определяется [78] соотношением

$$N_{д,а}(x) = N(x) - \frac{kT}{q} \frac{\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{d}{dx} \left[ \frac{1}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} \right]. \quad (73)$$

Поскольку в (73) входит вторая производная от  $N(x)$ , которая определяется третьей производной емкости по напряжению, то требуется высокая точность измерения и обсчета ВФХ, чтобы получить достоверную информацию о характере распределения примесей  $N_{д,а}(x)$ .

Как видно из (72), для определения профиля распределения концентрации свободных носителей необходимо измерить зависимость емкости барьера Шотки или асимметричного  $p-n$ -перехода от обратного напряжения смещения, построить функцию  $C_6^{-2}(U)$  и провести ее дифференцирование. На практике производная в формуле (72) определяется графическим дифференцированием по методу конечных приращений.

Вычисления по формуле (72) дают значение концентрации свободных носителей на определенной глубине  $x$  от поверхности полупроводника. Расстояние  $x$  соответствует начению емкости  $C_6 = (C_{61} + C_{62})/2$ , лежащей посередине интервала  $\Delta C_6 = C_{61} - C_{62}$ , выбираемого при графическом дифференцировании экспериментальной кривой, т.е.

$$= 2\epsilon\epsilon_0 A / (C_{61} + C_{62}). \quad (74)$$

#### 2.4.2. Ограничения физической модели вольт-фарадного метода

Приведенная рабочая формула вольт-фарадного метода справедлива при выполнении ряда ограничений, введенных в физическую модель барьера Шотки для упрощения алгоритма вычислительных операций при обработке экспериментальных результатов. Несоблюдение на практике этих ограничений приводит к систематическим погрешностям в определении профиля  $N(x)$ .

1. Выражение (68) для емкости барьера Шотки и рабочая формула вольт-фарадного метода (72) справедливы для полного обеднения области объемного заряда свободными носи-

телями. Однако при измерении ВФХ барьера в определенном интервале напряжений смещения изгиб энергетических зон на поверхности может быть достаточно мал и условие полного обеднения будет нарушаться. В этом случае в формуле для емкости барьера необходимо учитывать влияние основных и неосновных носителей. Согласно [77] емкость барьера Шотки с учетом вклада основных и неосновных носителей (для полупроводника  $n$ -типа)

$$C_6 = A \sqrt{q\epsilon\epsilon_0 N_d} \beta/2 \frac{(1 - e^{-\beta U_s}) + (p_0/n_0)(e^{\beta U_s} - 1)}{F(\beta U_s, p_0/n_0)}, \quad (75)$$

где

$$F = [(e^{-\beta U_s} + \beta U_s - 1) + (p_0/n_0)(e^{\beta U_s} - \beta U_s - 1)]^{1/2}; \quad (76)$$

$\beta = q/kT$ ;  $U_s$  — изгиб зон на поверхности,  $U_s = U_y - U$ ;  $n_0, p_0$  — равновесные концентрации основных и неосновных носителей. В полупроводнике с резко выраженным  $n$ -типом проводимости слагаемыми со множителем  $p_0/n_0$  в (75) и (76) можно пренебречь. Тогда на основании (72) рабочая формула вольт-фарадного метода запишется [79] в виде

$$N(x) = \frac{2}{q\epsilon\epsilon_0 A^2} \left[ \frac{d(C_6^{-2})}{dU} \right]^{-1} \times \left[ \frac{1}{1 - e^{-\beta U_s}} - \frac{2(e^{-\beta U_s} + \beta U_s - 1)e^{-\beta U_s}}{(1 - e^{-\beta U_s})^3} \right]. \quad (77)$$

Отношение (77) к (72) равно 1,05 для  $\beta U_s = 5$ . Отсюда следует, что условие полного обеднения, при котором справедлива простая рабочая формула вольт-фарадного метода (72), с погрешностью, не превышающей 5%, выполняется тогда, когда изгиб зон на поверхности превышает  $U_s > 0,125$  В. Этот критерий определяет нижнюю границу напряжения смещения на барьере, за пределами которой использование формулы (72) будет приводить к систематической погрешности в сторону завышения измеренной концентрации свободных носителей, резко возрастающего при уменьшении  $U_s$ . Предельному значению  $U_{s\min}$  соответствует минимальная ширина (мкм) области объемного заряда

$$x_{\min} = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 U_{s\min} / qN_{д,а}}. \quad (78)$$

В кремнии  $n$ -типа для  $U_{s \min} = 0,125 \text{ В}$

$$x_{\min} = 0,37 \sqrt{10^{15}/N_d} \approx 2,015 L_D, \quad (79)$$

где  $L_D$  — длина экранирования Дебая, мкм. По формулам (78) и (79) определяют то минимальное расстояние, на которое может приблизиться к поверхности координата измеряемого профиля распределения концентрации свободных носителей, т. е. прилегающий к поверхности участок концентрационного профиля, ограниченный глубиной  $x < 2,015 L_D$ , не может определяться вольт-фардным методом барьера Шотки с погрешностью ниже 5%.

2. При выводе формулы (72) предполагалось, что свободные носители создаются в полупроводнике только за счет ионизации мелких уровней легирующей примеси. Если в полупроводнике наряду с мелкими уровнями присутствуют глубокие донорные или акцепторные центры, то для ВФХ барьера Шотки требуется специальный анализ [80, 81]. На рис. 43 изображены энергетические диаграммы обратнo-смещенных барьеров с глубокими донорным и акцепторным уровнями и соответствующие им аппроксимированные ступенчатой функцией распределения плотности объемного заряда. Как видно из рисунка, область объемного заряда барьера в присутствии глубоких центров разделяется на два участка шириной  $y$  и  $x - y$ . Точка  $y$  является координатой, в которой квази-уровень Ферми  $E_F$  пересекает энергетический уровень  $E_G$  глубокого центра, точка  $x$  характеризует границу области объемного заряда, за пределами которой выполняется условие электронейтральности. На участке  $y$  объемный заряд при глубоком донорном уровне равен  $N_d + N_G$ , при глубоком акцепторном уровне  $N_d$ . На участке  $x - y$  заряд равен соответственно  $N_d$  и  $N_d - N_G$ .

Вид ВФХ барьеров, изображенных на рис. 43, зависит от выбора частоты измерительного сигнала и частоты напряжения смещения. В наиболее распространенном на практике варианте вольт-фардного метода смещение барьера создается напряжением, подаваемым либо ступенчато, либо по определенному закону с медленно изменяющейся функцией времени, т. е. напряжение смещения является низкочастотным сигналом. Что касается переменного напряжения, с помощью которого определяется емкость барьера, то здесь необходимо рассматривать два случая — низкочастотный (НЧ) и высокочастотный (ВЧ) сигналы. Критерием, разделяющим эти два случая, является темп эмиссии  $e_n$  носителя заряда из глубокого центра, зависящий от глубины залега-

ния уровня и его сечения захвата. Если частота  $\omega$  измерительного сигнала мала и  $\omega \ll e_n$ , то заполнение и опустошение глубоких центров при смещении  $dy$  и  $dx$  границ двух участков области объемного заряда успевают полностью завершиться в соответствующие полупериоды приложенного к барьеру переменного напряжения. Если частота измери-

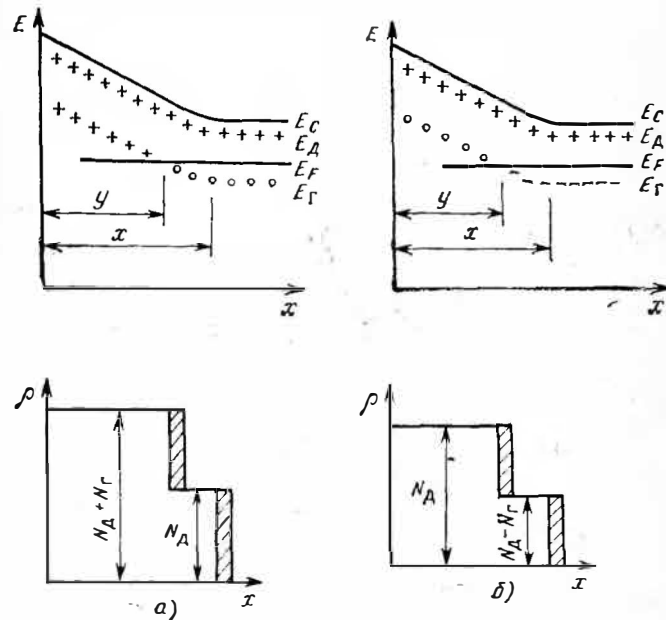


РИС. 43. Энергетическая диаграмма и распределение плотности пространственного заряда в барьере Шотки для проводника  $n$ -типа, содержащего глубокие примеси:

$a$  — для донора с глубоким уровнем,  $b$  — для акцептора с глубоким уровнем

тельного сигнала велика, так что  $\omega \gg e_n$ , глубокие центры не будут успевать перезаряжаться за период приложенного переменного напряжения, поэтому ВЧ емкость барьера  $C_{бвч}$  определится изменением заряда только на границе  $x$ . Согласно [80] для полупроводника  $n$ -типа зависимости  $C_{бвч}$  и  $C_{бнч}$  от постоянного напряжения смещения запишутся: для глубоких доноров

$$C_{бнч} = \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 (N_d + N_G)}{2(U_y - U - \phi_i N_G/N_d)}}, \quad (80)$$

где  $\varphi_i = (E_F - E_r)/q$ ,

$$C_{6\text{ВЧ}} = \frac{\sqrt{q\epsilon\epsilon_0/2}}{\sqrt{\varphi_i/(N_d - N_r)} + \sqrt{(U_y - U - \varphi_i N_r/N_d)/(N_d + N_r)}}; \quad (81)$$

для глубоких акцепторов

$$C_{6\text{НЧ}} = \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_d}{2(U_y - U - \varphi_i N_r/N_d)}}, \quad (82)$$

$$C_{6\text{ВЧ}} = \frac{\sqrt{q\epsilon\epsilon_0/2}}{\sqrt{\varphi_i/(N_d - N_r)} + \sqrt{(U_y - U - \varphi_i N_r/N_d)/N_d}}. \quad (83)$$

Из (80) и (82) следует, что экспериментально определенный по формуле (71) для НЧ емкости  $C_{6\text{НЧ}}$  профиль концентрации свободных носителей в полупроводнике  $n$ -типа, в котором выполняется условие электронейтральности, характеризует распределение  $N_d + N_r$  в случае глубоких донорных центров и распределение доноров  $N_d$  в случае глубоких акцепторных центров. Как видно из (81) и (83), ВЧ емкость представляет собой последовательное соединение двух емкостей:

$$1/C_{6\text{ВЧ}} = 1/C_{60} + 1/C_{6\text{НЧ}}, \quad (84)$$

одна из которых,  $C_{60}$ , не зависит от напряжения смещения. Емкость  $C_{60}$  соответствует емкости участка  $x - y$  области объемного заряда, ширина которого  $x - y$ , как показано в [80], не зависит от напряжения смещения. В общем случае  $C_{6\text{ВЧ}} < C_{6\text{НЧ}}$  и при больших смещениях  $C_{6\text{ВЧ}} \rightarrow C_{6\text{НЧ}}$ .

Таким образом, определенный экспериментально по формуле (72) для  $C_{6\text{ВЧ}}$  профиль концентрации свободных носителей в области больших смещений характеризует распределение  $N_d + N_r$  в случае глубоких доноров и распределение доноров  $N_d$  в случае глубоких акцепторов. С уменьшением смещения измеряемые значения концентрации уменьшаются, при этом распределение  $N_d + N_r$  для глубоких доноров стремится к  $N_d$ , а распределение  $N_d$  для глубоких акцепторов стремится к  $N_d - N_r$ . Значение  $x - y$  будет тем предельным расстоянием, на которое может приблизиться к поверхности координата измеряемого концентрационного профиля.

3. Реализуемый на практике барьер Шотки не соответствует той идеализированной модели, для которой получена

рабочая формула (72) вольт-фарадного метода. В реальном барьере, полученном вакуумным напылением или контактом жидкого металла с полупроводником, может быть переходный диэлектрический слой, вызванный наличием на поверхности полупроводника тонкой пленки естественного окисла. Перезарядка возникающих на фазовой границе переходный слой — полупроводник поверхностных состояний приводит к появлению дополнительной емкости  $C_s$ , зависящей от плотности поверхностных состояний и толщины диэлектрического слоя. Способ подключения емкости  $C_s$  в эквивалентной схеме барьера Шотки определяется характером равновесных процессов заполнения поверхностных состояний. Возможны два варианта механизма электронных переходов.

*Поверхностные состояния находятся в равновесии с металлом, и их заполнение определяется квази-уровнем Ферми в металле.* При этом, как показано в [82], емкость поверхностных состояний  $C_s$  включена последовательно с емкостью объемного заряда и в линейном приближении

$$C_s = -\epsilon\epsilon_0 A (d\varphi_B / dE)^{-1}, \quad (85)$$

$$d\varphi_B / dE = -(qN_s / \epsilon\epsilon_0 + \epsilon_i / \epsilon d_i)^{-1}, \quad (86)$$

где  $\varphi_B$  — высота барьера Шотки;  $E$  — напряженность электрического поля в области объемного заряда;  $N_s$  — плотность поверхностных состояний;  $d_i$ ,  $\epsilon_i$  — толщина и относительная диэлектрическая проницаемость промежуточного слоя.

Как следует из (85), происхождение емкости  $C_s$  обусловлено зависимостью высоты барьера Шотки от напряжения смещения. Таким образом, измеряемая на практике емкость барьера

$$1/C_{\text{изм}} = 1/C_6 + 1/C_s \quad (87)$$

и зависимость  $C_{\text{изм}}(U)$  является нелинейной функцией при  $N_{d,a} = \text{const}$ , т. е. в однородно-легированном полупроводнике экспериментально регистрируется кажущаяся неоднородность распределения концентрации свободных носителей. Влияние  $C_s$  на измеряемый концентрационный профиль уменьшается при больших смещениях, когда выполняется неравенство  $C_6 \ll C_s$ . Вторым членом в (87) можно также пренебречь, если велика плотность поверхностных состояний или мала толщина переходного слоя, так как при этих условиях  $C_s \gg C_6$ .

Поверхностные состояния находятся в равновесии с объемом полупроводника. В этом случае реализуется модель МДП-структуры (см. гл. 5), и емкость поверхностных состояний включается параллельно искомой барьерной емкости. Измерение профиля концентрации свободных носителей с использованием МДП-структуры требует специального алгоритма обработки результатов измерений (см. п. 2.4.5).

Пленка естественного окисла на поверхности полупроводников обычно не превышает 2 нм, а при изготовлении диода Шотки эта величина может быть уменьшена соответствующей обработкой поверхности. Поэтому на практике вероятнее всего реализуется первый из рассмотренных случаев. Чтобы ограничить неконтролируемое влияние емкости поверхностных состояний, проводят измерение зависимости  $C(U)$  на большой частоте. Если период измерительного сигнала будет много меньше постоянной времени  $\tau$  перезарядки поверхностных состояний, то измеряемая емкость равна барьерной емкости и выполняется формула (72) вольт-фарадного метода. Обычно  $\tau > 10^{-6}$  с, поэтому выбирают частоту сигнала  $f \geq 1$  МГц.

#### 2.4.3. Погрешность вольт-фарадного метода

Если устранены источники погрешности, связанные с приближениями физической модели вольт-фарадного метода, случайная погрешность будет складываться из погрешностей измерения величин, входящих в расчетную формулу (72). При этом наибольший вклад в суммарный показатель точности дают составляющие, характеризующие погрешность измерения площади барьера и дифференцирования зависимости  $C_{\bar{c}}^2(U)$ , так как измерение напряжения и емкости современными измерительными средствами может проводиться с погрешностью не более 1%.

В последнее время для создания барьера Шотки очень широко используются капилляры с ртутью. Применение ртутного контакта значительно упрощает процедуру подготовки образца к измерению и повышает таким образом производительность метода. По этой причине вольт-фарадный метод с применением барьера ртуть-полупроводник нашел широкое распространение в производственной практике.

Применение капилляра с ртутью вносит дополнительную ошибку в погрешность измерений концентрации. Эта ошибка носит как систематический, так и случайный характер,

и причиной ее появления служит то обстоятельство, что площадь ртутного контакта и ее воспроизводимость зависят от давления ртути. Как показывают расчеты [83], зависимость радиуса ртутного контакта от давления выражается формулой

$$r = \frac{1}{2} \left[ r_0 - \frac{\sigma (\cos \alpha - 2 \sin \alpha)}{\rho g h} + \sqrt{\left[ r_0 - \frac{\sigma (\cos \alpha - 2 \sin \alpha)}{\rho g h} \right]^2 - \frac{4\sigma r_0 \sin \alpha}{\rho g h}} \right], \quad (88)$$

где  $r_0$  — радиус капилляра;  $\sigma$  — поверхностное натяжение ртути;  $\rho$  — плотность ртути;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $h$  — высота столба ртути в капилляре;  $\alpha = 180^\circ - \theta$ ,  $\theta$  — угол смачивания. Эта формула справедлива для  $\alpha < 45^\circ$ , когда мениск сохраняет выпуклую форму. Формула (88) хорошо согласуется с экспериментом для  $\theta = 146...148^\circ$  [83].

Своего предельного значения, равного геометрическому сечению капилляра, площадь ртутного контакта может достигнуть только при бесконечно большом давлении; поэтому на практике реальная площадь контакта всегда меньше площади сечения капилляра. Если в (72)  $A$  принять равной площади сечения капилляра, в измеряемое значение концентрации носителей будет внесена систематическая погрешность в сторону занижения  $N(x)$ .

Источником систематической погрешности является также допускаемая на практике аппроксимация производной  $d(C_{\bar{c}}^2)/dU$  в (72) выражением для конечных приращений  $\Delta(C_{\bar{c}}^2)/\Delta U$ . Учет этой погрешности вызывает затруднения, так как для численных оценок необходимо знать вид функции  $C_{\bar{c}}(U)$ . Эта погрешность всегда имеет положительный знак, т. е. замена производной отношением конечных отрезков приводит к завышению измеренной концентрации носителей.

Высокая точность измерения емкости барьера может реализовываться на практике при выполнении следующих условий.

1. Токи утечки барьера малы — добротность барьера достаточно велика и соответствует допустимым значениям, регламентируемым техническими характеристиками измерителя емкости. Добротность барьера обычно ухудшается с увеличением уровня легирования полупроводника. По этой причине верхний предел измеряемых концентраций носителей барьера Шотки вольт-фарадным методом не превышает  $5 \cdot 10^{17} \dots 10^{18}$  см $^{-3}$ .

2. Объемное сопротивление полупроводника, включенное последовательно с барьерной емкостью, мало. В общем случае для эквивалентной схемы барьера, состоящей из включенных параллельно  $C_6$  и проводимости барьера  $G$  и последовательного сопротивления  $R$ , измеряемая емкость

$$C_{\text{изм}} = C_6 / [(RG + 1)^2 + \omega^2 R^2 C_6^2].$$

Чтобы измеренная емкость  $C_{\text{изм}}$  соответствовала искомому значению барьерной емкости, необходимо выполнять условия  $RG \ll 1$  и  $\omega^2 R^2 C_6^2 \ll 1$ .

Влияние последовательного сопротивления особенно сильно проявляется при измерении емкости барьера на полупроводниковых слоях в структурах с диэлектрической или высокоомной подложкой. Барьер Шотки и омический контакт в этом случае изготавливаются со стороны контролируемого слоя и в целях ограничения влияния последовательного сопротивления используют коаксиальную геометрию их расположения — центральный барьерный электрод радиуса  $r_0$  и кольцевой омический контакт. Если толщина контролируемого слоя очень мала, то такая структура будет представлять собой систему с распределенными параметрами и связь  $C_{\text{изм}}$  с истинным значением барьерной емкости будет описываться более сложными аналитическими соотношениями. Эта задача подробно рассмотрена в работе [84], где рассчитана зависимость добротности и измеренной емкости барьера Шотки от частоты и геометрии коаксиальной структуры. В [84] показано, что влиянием последовательного сопротивления можно пренебречь, если выполняется условие  $d > 2r_0 (\omega \epsilon_0 \rho)^{1/2}$ , где  $d$ ,  $\rho$  — толщина и удельное сопротивление полупроводникового слоя.

#### 2.4.4. Вольт-фарадный метод с использованием второй гармоники

Для измерения профиля концентрации носителей в полупроводниках наряду с описанным выше традиционным вольт-фарадным методом используют его модифицированный вариант [85]. Через диод Шотки с приложенным к нему смещением пропускается в режиме генератора тока переменный ток с амплитудой  $I$  и частотой  $\omega$ . Чтобы ток через диод оставался постоянным при изменении его сопротивления под действием постоянного смещения, полное сопротивление измерительной цепи делают намного большим, чем сопротивление диода на основной частоте  $\omega$ . Тогда напряжение на барьере

$$U = \frac{I \cos \omega t}{\omega \epsilon_0 A} x + \frac{I^2 (\cos 2\omega t + 1)}{4\omega^2 q \epsilon_0} \frac{1}{N(x)}. \quad (89)$$

Первый член в (89) представляет составляющую напряжения, имеющую частоту  $\omega$  и амплитуду, пропорциональную ширине  $x$  области объемного заряда. Второй член равен на-

пряжению удвоенной частоты с амплитудой, пропорциональной обратной величине  $N(x)$ . Постоянное напряжение смещения в этой схеме измерений служит только для варьирования ширины области объемного заряда и в (89) не входит. Таким образом, изменяя напряжение смещения и выделяя две гармоники переменного напряжения на барьере с основной и удвоенной частотой, можно осуществлять автоматическую запись на самопишущем приборе зависимости  $N^{-1}(x)$ .

Одно из основных преимуществ метода второй гармоники заключается в возможности полностью исключить влияние на регистрируемый концентрационный профиль глубоких примесей. Это следует из того факта, что обе измеряемые составляющие напряжения, пропорциональные ординате и абсциссе функции  $N^{-1}(x)$ , являются переменными сигналами, частоту которых можно выбрать так, чтобы выполнялось условие  $\omega \gg \epsilon_n$ .

#### 2.4.5. Измерение профиля распределения концентрации носителей заряда по ВФХ МДП-структур

Большая контактная разность потенциалов между электродом барьера Шотки и полупроводником ограничивает возможность анализа профиля в приповерхностных слоях полупроводника вольт-фарадным методом. Например, для барьера Шотки на арсениде галлия в большинстве случаев контактный потенциал по абсолютной величине равен или превышает 0,8 В. Чтобы измерять концентрацию носителей вблизи поверхности, необходимо подавать смещение на барьер Шотки в прямом направлении, что ухудшает добротность. Иначе обстоит дело при использовании изолированного затвора МДП-структуры [86]. В этом случае при учете и исключении некоторых ограничивающих факторов можно определить профиль на меньших расстояниях от границы раздела. Другим преимуществом [87] является возможность измерения профиля носителей заряда при более высокой их концентрации. Окисление (например, анодным методом) можно производить при низких температурах, исключая перераспределение концентрации примесей при нагреве полупроводника. При имплантации через слой окисла, не удаляя окисел, можно использовать его, создав МДП-структуру, для определения профиля примесей под слоем этого окисла.

Учитывая, что емкость пространственного заряда включается последовательно с емкостью окисла и предполагая, что область пространственного заряда не содержит свободных

носителей (аппроксимация обеднения), можно получить [87]

$$N(x) = \frac{2}{q\epsilon\epsilon_0 A^2} \left[ \frac{d(C^{-2})}{dU} \right]^{-1}, \quad (90)$$

$$x = \epsilon\epsilon_0 A(1/C - 1/C_0), \quad (91)$$

где  $A$  — площадь металлического контакта МДП-структуры;  $C_0$  — емкость диэлектрика. Как видно, выражение (91) для глубины, на которой определяется концентрация носителей заряда, отличается от (74).

Условия аппроксимации обеднения, и, как следствие, формулы (90) и (91) удовлетворяются в определенном диапазоне поверхностного изгиба зон [79], а именно при  $U_s \geq 0,125$  В. При  $|U_s| < 0,125$  В выполняется соотношение (77). При этом глубина, на которой определяется концентрация,

$$x_{\text{эф}} = \epsilon\epsilon_0 A \left( \frac{1}{C} - \frac{1}{C_0} \right) = L_D \frac{(e^{\beta U_s} - \beta U_s - 1)^{1/2}}{1 - e^{\beta U_s}} \quad (92)$$

для  $U_s < 0$ . При  $U_s = 0$   $x_{\text{эф}} = L_D/\sqrt{2}$ ,  $N_{\text{эф}} = 3N$ , т.е. измерения с использованием аппроксимации обеднения дают эффективную концентрацию, завышенную в 3 раза.

#### 2.4.6. Методы снижения погрешности при определении концентрации по ВФХ МДП-структур

При определении профиля распределения концентрации носителей заряда необходимо исключить влияние неосновных носителей, создавая при больших напряжениях смещения режим глубокого обеднения. Кроме того, необходимо исключить влияние состояний на границе раздела (см. гл.5). Это достигается путем измерения емкости на высокой частоте при подаче импульсного смещения на МДП-структуру. Обычно подаются короткие прямоугольные или треугольные импульсы, переводящие емкость из режима плоских зон или обогащения в режим обеднения и глубокого обеднения (см. гл. 5).

Функциональная схема установки для измерения ВФХ импульсным методом приведена на рис. 44 [88]. На вход смесителя 1 подаются ВЧ сигнал (100 кГц, 15 мВ), постоянное смещение, равное напряжению плоских зон, и прямоугольные импульсы (200 мкс). В одно из плеч емкостного моста включена МДП-структура, в другое плечо включены конденсатор  $C_2$  для балансировки нуля и переменный конден-

сатор  $C_3$ . Усилители 2 и 3 создают в обеих ветвях моста импульсы смещения в противофазе; поэтому оба сигнала суммируются интегратором (операционный усилитель) 4 и через буферный усилитель 5 подаются на вход осциллографа 6, который является индикатором взаимной компенсации импульсов при равенстве емкостей в плечах моста. Значения напряжений и емкостей фиксируются, и затем методом численного дифференцирования находят концентрацию носителей заряда и глубину. За время импульса в режиме глу-

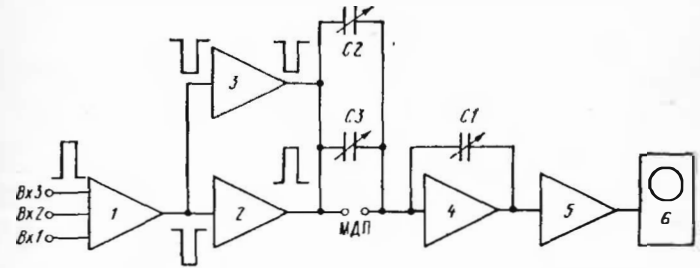


РИС. 44. Схема установки для измерения ВФХ МДП структур импульсным методом:

Вх1 — ВЧ сигнал; Вх2 — сигнал начального уровня; Вх3 — импульсное смещение; 1 — смеситель; 2 — усилитель; 3 — усилитель с реверсированием фазы; 4 — операционный усилитель; 5 — буферный усилитель; 6 — осциллограф

бокого обеднения неосновные носители, время генерации которых достаточно велико, не образуются. Кроме того, не успевает происходить перезарядка поверхностных состояний, заряд которых экранирует смещение. Однако вблизи плоских зон носители заряда успевают взаимодействовать с поверхностными состояниями, поэтому ВФХ идет более поло- го, что приводит к завышенному значению измеренной концентрации, расчет которой производится по формуле (90).

В работе [89] указывается, что при частотах 500 кГц и импульсах 6 мс взаимодействие с поверхностными состояниями исключалось при  $|U_s| > 0,4$  В, что соответствовало неискаженным значениям профиля для концентрации  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> начиная от 0,7 мкм и глубже и для концентрации  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> начиная от 0,2 мкм и глубже. Из данных работы [87] при частоте сигнала 30 МГц поверхностные состояния следуют за ВЧ сигналом до глубины профиля, равной двум-трем дебаевским длинам. Поскольку спектр импульсного смещения лежит в области более низких частот, искажающее влияние поверхностных состояний распространяется на боль-



шую область измеряемого профиля, вплоть до нескольких длин Дебая.

Измерение распределения концентрации с использованием второй гармоники позволяет существенно ослабить влияние поверхностных состояний [87]. Однако остаются в силе все ограничения этого метода, указанные в п.2.4.4.

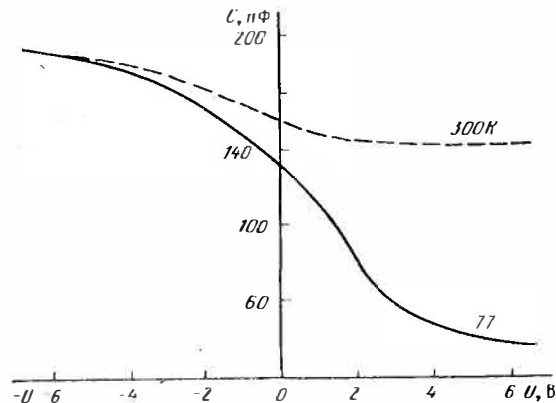


РИС. 45. ВФХ структур металл — окисел — кремний при 300 и 77 К

Влияние поверхностных состояний можно учесть, измеряя на одной и той же структуре  $C_{нч}$  и  $C_{вч}$  в области обеднения (см. гл. 5). В этом случае расчет концентрации производят [89] по формуле

$$N(x) = \frac{2}{\epsilon \epsilon_0 q A^2} \frac{1 - C_{нч}/C_0}{1 - C_{вч}/C_0} \left[ \frac{d(C_{вч}^{-2})}{dU} \right]^{-1}$$

Вследствие уменьшения дебаевской длины при 77 К примерно вдвое уменьшается глубина, на которой проявляется искажающее влияние основных носителей заряда. Практически полностью исключаются процессы генерации неосновных носителей заряда, поэтому ход ВФХ соответствует режиму глубокого обеднения даже при медленной развертке напряжения (1...10 В/с) (рис. 45) [90].

Времена эмиссии носителей с поверхностных состояний, определяющие их перезарядку, резко возрастают ( $\tau_e \approx \exp(-E_t/kT)/C_n n_i$ , где  $E_t$  — энергия поверхностных состояний;  $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда;  $C_n$  — сечение захвата). Несмотря на смещение уровня Ферми к краю зоны, при понижении температуры обмен с

состояниями существенно сокращается. Это позволяет исключить влияние поверхностных состояний при медленной развертке уже при  $|U_s| > 0,2$  В, а при быстрой развертке ( $10^3 \dots 10^4$  В/с) — при  $|U_s| > 0,1$  В.

## 2.5. Измерение поверхностной концентрации примесей в диффузионных слоях

При изготовлении интегральных микросхем и полупроводниковых приборов с применением технологических операций диффузии примесей возникает необходимость оперативного контроля поверхностной концентрации легирующей

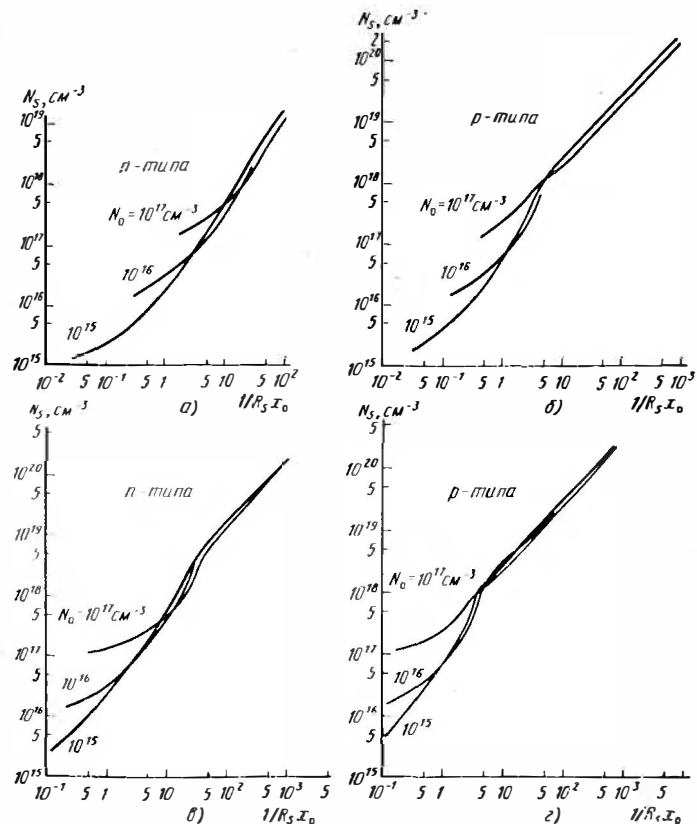


РИС. 46. Связь поверхностной концентрации примеси в диффузионном слое на кремневой пластине с параметром  $(R_s x_0)^{-1}$ :

а, б — распределение Гаусса; в, г — распределение по функции ошибок

примеси в диффузионном слое. Если диффузионный слой и пластина, в которую проводится диффузия, имеют противоположные типы проводимости, то для определения поверхностной концентрации  $N_s$  может быть использован простой способ численных оценок [71, 91]. Четырехзондовым методом (см. гл. 1) измеряется поверхностное сопротивление  $R_s$  диффузионного слоя, с помощью сферического или косо-го шлифа (см. гл. 3) определяется глубина залегания  $p$  —  $n$ -перехода  $x_0$ , и по известному параметру  $(R_s x_0)^{-1}$  с учетом предполагаемой функции распределения концентрации легирующей примеси по толщине диффузионного слоя и уровня легирования исходной пластины  $N_0$  рассчитывается  $N_s$ . Для упрощения процедуры численных оценок  $N_s$  строятся теоретически рассчитанные графические зависимости, связывающие параметры  $(R_s x_0)^{-1}$ ,  $N_s$  и  $N_0$ . На рис. 46 представлены такие зависимости для кремния  $n$ - и  $p$ -типа применительно к двум наиболее типичным на практике закономерностям распределения примесей в диффузионном слое, описываемым функцией ошибок и функцией Гаусса.

### 3 ГЛАВА

## Измерение толщины эпитаксиальных слоев и геометрических параметров полупроводниковых пластин и структур

### 3.1. Инфракрасная интерференция

В лабораторной и производственной практике используется несколько методов измерения толщины эпитаксиальных слоев. Выбор метода, его метрологические показатели и диапазон применимости определяются целым рядом факторов, учитывающих свойства объекта контроля, возможность реализации на нем физического принципа метода измерений, степень разрушающего воздействия на измеряемый образец.

#### 3.1.1. Физические основы метода

При определенных условиях отражение света от эпитаксиальной структуры сопровождается интерференционным эффектом, который может быть использован для измерения толщины эпитаксиального слоя [92, 93]. Для возникнове-

ния интерференции необходимо, чтобы падающее излучение отражалось не только от поверхности эпитаксиального слоя, но и от его границы с подложкой. Это означает, что эпитаксиальный слой должен быть прозрачным в используемом интервале длин волн и оптические постоянные эпитаксиального слоя в этом спектральном диапазоне должны отличаться от оптических постоянных подложки. Все эти условия выполняются для эпитаксиальных структур, в которых эпитаксиальный слой содержит малую концентрацию свободных носителей, а подложка сильно легирована. В этом случае используется выражение для коэффициента отражения  $R$  от двухслойной структуры

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos(\delta + \varphi_2 - \varphi_1)}{1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos(\delta + \varphi_2 - \varphi_1)}, \quad (93)$$

где  $r_1^2$  — коэффициент отражения света от поверхности эпитаксиального слоя;  $r_2^2$  — коэффициент отражения света от границы эпитаксиальный слой — подложка;  $\delta$  — сдвиг фаз интерферирующих лучей из-за их оптической разности хода;  $\varphi_1$  — сдвиг фазы при отражении луча от поверхности эпитаксиального слоя;  $\varphi_2$  — сдвиг фазы при отражении луча от границы раздела эпитаксиальный слой — подложка. При нормальном падении луча

$$\delta = \frac{4\pi d n_1}{\lambda}; r_1^2 = \left(\frac{n_1 - 1}{n_1 + 1}\right)^2; r_2^2 = \frac{(n_2 - n_1)^2 + k_2^2}{(n_2 + n_1)^2 + k_2^2}. \quad (94)$$

Здесь  $n_1$  — показатель преломления эпитаксиального слоя;  $n_2$  — показатель преломления подложки;  $k_2$  — коэффициент экстинкции подложки,  $k_2 = \alpha\lambda/4\pi$  (где  $\alpha$  — коэффициент поглощения);  $\lambda$  — длина волны в вакууме;  $d$  — толщина эпитаксиального слоя.

Показатель преломления сильнолегированных полупроводников зависит от длины волны падающего излучения за счет поглощения на свободных носителях заряда. Чем выше концентрация носителей, тем сильнее проявляется эта зависимость. На рис. 47 для примера по данным [74] приведен показатель преломления кремния в функции длины волны для двух значений концентрации электронов.

Как видно из рис. 47, при  $N < 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует  $\rho > 0,02 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  для кремния  $n$ -типа, в диапазоне  $\lambda = 2 \dots 25 \text{ мкм}$ , который наиболее часто используется для из-

мерения толщины эпитаксиального слоя, показатель преломления кремния очень слабо зависит от длины волны излучения. При более высоком уровне легирования, когда  $N > 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , показатель преломления уменьшается с ростом длины волны по отношению к нелегированному кремнию, достигает минимума и затем резко возрастает в длинноволновой области спектра. Положение минимума показателя преломления зависит от концентрации носителей и с увеличением  $N$  сдвигается в коротковолновую область. Для  $N \geq 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует  $\rho \leq 0,01 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  для  $n$ -ти-

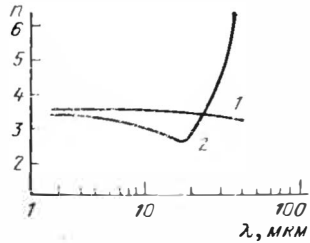


РИС. 47. Спектральная зависимость показателя преломления кремния с различной концентрацией свободных носителей:  
1 —  $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$

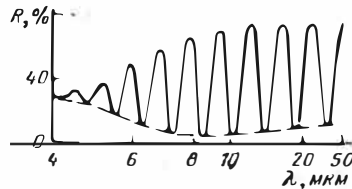


РИС. 48. Спектральная зависимость коэффициента отражения эпитаксиальной структуры кремния при  $N = 1,2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  в подложке и толщине эпитаксиального слоя 60 мкм

па кремния, минимум располагается в диапазоне  $\lambda < 25 \text{ мкм}$ . Что касается коэффициента экстинкции  $k_2$ , то его значение монотонно растет с увеличением длины волны. В соответствии с ходом спектральных зависимостей показателя преломления  $n_2(\lambda)$  и коэффициента экстинкции  $k_2(\lambda)$  коэффициент отражения (93) для эпитаксиальной структуры в функции от длины волны будет представлять собой осциллирующую кривую из чередующихся экстремумов правильной симметричной формы, огибающая которых со стороны интерференционных минимумов имеет характерный вид, показанный на рис. 48. Размах экстремумов интерференции возрастает с увеличением длины волны, и при определенной  $\lambda_{\text{min}}$ , зависящей от концентрации носителей в подложке, на огибающей появляется минимум  $R_{\text{min}}$ , обусловленный наличием минимума в спектральной зависимости  $n_2(\lambda)$ .

Формула для расчета толщины эпитаксиального слоя по наблюдаемым положениям интерференционных экстремумов может быть получена из рассмотрения рис. 49, где изображена схема отражения лучей света от эпитаксиальной структуры.

Луч света  $I_0$  падает на поверхность слоя в точке  $A$  под углом  $\theta$  к нормали. Часть падающего пучка света отражается от поверхности, образуя отраженный луч  $I_1$ , а оставшаяся доля излучения проникает в эпитаксиальный слой и, распространяясь под углом преломления  $\theta'$ , достигает подложки в точке  $B$ . После отражения от подложки прошедший луч света преломляется в точке  $C$  на поверхности эпитаксиального слоя и распространяется далее параллельно лучу  $I_1$ . Для упрощения анализа здесь не рассматривается эффект многократного внутреннего отражения. Если длина волны падающего излучения меняется, то в результате сложения колебаний  $I_1$  и  $I_2$  будут наблюдаться максимумы и минимумы интенсивности отраженного света, соответствующие тем длинам волн, для которых разность фаз между лучами  $I_1$  и  $I_2$  равна целому числу полуволн. Результирующая разность фаз определится фазовыми сдвигами, которые испытывают лучи света при отражении от эпитаксиальной структуры и оптической разностью хода между лучами  $I_1$  и  $I_2$ . В точке  $A$  отраженный луч  $I_1$  изменит свою фазу на  $\varphi_1$ , тогда как прошедший луч будет находиться в фазе с падающим лучом. При отражении от оптически более плотной непоглощающей среды, какой является эпитаксиальный слой, сдвиг фаз  $\varphi_1 = \pi$ . В точке  $B$  отраженный луч также испытывает сдвиг фазы, но на  $\varphi_2$ , которая зависит от оптических постоянных  $n_2$  и  $k_2$  подложки на ее границе с эпитаксиальным слоем.

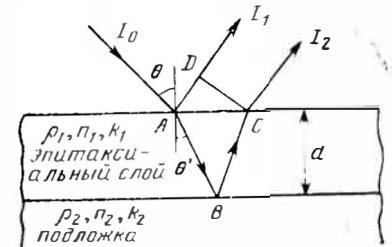


РИС. 49. Схема отражения луча света от эпитаксиальной структуры с сильнолегированной подложкой

Так как показатель преломления  $n_2$  и коэффициент экстинкции  $k_2$  зависят от длины волны,  $\varphi_2$  будет функцией длины волны. В точке  $C$  преломленный луч  $I_2$  находится в фазе с лучом, отраженным от точки  $B$ . Таким образом, как

следует из рис. 49, разность фаз между интерферирующими лучами  $I_1$  и  $I_2$ , выходящими из точек  $D$  и  $C$ , равна  $\Delta = 2\pi \times (AB + BC)n_1/\lambda - 2\pi AD/\lambda + \pi - \varphi_2$ , где первые два члена определяют оптическую разность хода. Очевидно, что  $AB + BC = 2d/\cos \theta'$  и  $AD = 2d \operatorname{tg} \theta' \sin \theta$ . Используя закон отражения  $\sin \theta = n_1 \sin \theta'$ , получаем окончательно  $\Delta = 4\pi d (n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}/\lambda + \pi - \varphi_2$ . (95)

При анализе интерференционной картины для определения толщины слоя необходимо сначала установить порядок наблюдаемых минимумов и максимумов. По определению, порядок  $P$  находится соотношением  $\Delta = 2\pi P$ . Отсюда с помощью (95) порядок экстремума на длине волны  $\lambda_n$

$$P_n = 2d (n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}/\lambda_n + 1/2 - \varphi_{2n}/2\pi. \quad (96)$$

Чтобы исключить из (96) неизвестную толщину  $d$ , определяют положение другого экстремума, расположенного при длине волны  $\lambda_{n+m} < \lambda_n$ :

$$P_{n+m} = 2d (n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}/\lambda_{n+m} + 1/2 - \varphi_{2, n+m}/2\pi, \quad (97)$$

$$P_{n+m} = P_n + m, \quad (98)$$

где  $m = 1/2, 1, 3/2$  и т. д. При этом разность порядков  $m$  есть целое число, если рассматриваются два максимума, и полуцелое, если рассматриваются минимум и максимум.

Решая (96) и (97) для  $P_n$  и используя (98), получаем

$$P_n = \frac{m\lambda_{n+m}}{\lambda_n - \lambda_{n+m}} + \frac{1}{2} - \frac{\varphi_{2n} \lambda_n - \varphi_{2, n+m} \lambda_{n+m}}{2\pi (\lambda_n + \lambda_{n+m})}. \quad (99)$$

Определив по положению двух экстремумов порядок одного из них с помощью (99), можно затем, используя (96), вычислить толщину эпитаксиального слоя:

$$d_n = (P_n - 1/2 + \varphi_{2n}/2\pi) \lambda_n / 2(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}. \quad (100)$$

Аналогично рассчитывается толщина по спектральному положению остальных экстремумов. Из полученных значений толщины  $d_i$  вычисляется среднее значение  $\bar{d}$ . Для расчетов фазовых поправок при измерении толщины эпитаксиальных слоев, выращенных на сильнолегированных подложках кремния  $n$ - и  $p$ -типа проводимости, можно использовать данные табл. 15 и 16 [92].

Таблица 15 Фазовые сдвиги  $\varphi_2/2\pi$  для кремния  $n$ -типа

$\lambda, \text{нм}$	$d, \text{Ом-см}$				
	0,001	0,003	0,006	0,007	0,01
2	0,033	0,028	0,027	0,025	0,022
4	0,061	0,047	0,045	0,041	0,036
6	0,105	0,064	0,060	0,055	0,048
8	0,182	0,083	0,075	0,067	0,059
10	0,247	0,105	0,090	0,079	0,069
12	0,289	0,132	0,106	0,091	0,078
14	0,318	0,164	0,124	0,104	0,087
16	0,339	0,197	0,144	0,117	0,097
18	0,355	0,226	0,166	0,131	0,107
20	0,368	0,251	0,188	0,147	0,117
22	0,378	0,272	0,209	0,163	0,127
24	0,387	0,289	0,229	0,179	0,138
26	0,394	0,303	0,246	0,196	0,150
28	0,401	0,316	0,261	0,211	0,161
30	0,406	0,326	0,275	0,226	0,173
32	0,411	0,336	0,287	0,240	0,185
34	0,415	0,344	0,297	0,252	0,197
36	0,419	0,351	0,307	0,263	0,209
38	0,422	0,357	0,315	0,273	0,220
40	0,425	0,363	0,323	0,283	0,230

Для расчета толщины эпитаксиального слоя можно при менять и другой способ обработки интерферограммы. Не вычисляя предварительно порядок  $P$  каждого интерференционного экстремума, определяют толщину по величине разности порядков двух произвольно выбранных экстремумов. Как следует из разности (96) и (97),

$$d = \frac{m + (\varphi_{2n}/2\pi - \varphi_{2, n+m}/2\pi)}{2(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} (1/\lambda_{n+m} - 1/\lambda_n)}. \quad (101)$$

Так как используемые для измерения интерференции спектрофотометры имеют линейную градуировку по волновым числам  $\nu = 1/\lambda$ , то для практического применения (101) удобно представить как

$$d = \frac{m}{2(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} (\nu_{n+m} - \nu_n)} \left( 1 - \frac{\varphi_{2n} - \varphi_{2, n+m}}{2\pi m} \right). \quad (102)$$

При контроле толщины эпитаксиальных слоев в производственных условиях, когда требования к производитель-

Таблица 16 Фазовые сдвиги  $\varphi_2/2\pi$  для кремния p-типа

$\lambda, \mu\text{м}$	$\rho, \text{Ом}\cdot\text{см}$				
	0,001	0,003	0,005	0,007	0,01
2	0,036	0,033	0,034	0,033	0,030
4	0,067	0,055	0,055	0,054	0,054
6	0,119	0,076	0,073	0,071	0,064
8	0,2	0,099	0,091	0,086	0,077
10	0,261	0,127	0,110	0,102	0,089
12	0,300	0,160	0,130	0,117	0,101
14	0,327	0,194	0,152	0,133	0,113
16	0,346	0,226	0,175	0,151	0,126
18	0,361	0,253	0,198	0,168	0,138
20	0,373	0,274	0,220	0,186	0,151
22	0,383	0,292	0,240	0,204	0,164
24	0,391	0,307	0,257	0,220	0,177
26	0,398	0,320	0,272	0,236	0,190
28	0,404	0,331	0,285	0,250	0,203
30	0,409	0,340	0,297	0,262	0,215
32	0,414	0,348	0,307	0,273	0,227
34	0,418	0,355	0,316	0,284	0,238
36	0,421	0,362	0,324	0,293	0,248
38	0,425	0,368	0,331	0,301	0,258
40	0,428	0,373	0,338	0,309	0,266

ности процесса измерений приобретают особое значение, используют более упрощенный способ расчета толщины эпитаксиального слоя по интерференционному спектру. В выражении (102) пренебрегают зависимостью фазовой поправки от длины волны и (102) записывают в виде

$$d = \frac{m}{2(n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}(v_{n+m} - v_n)}, \quad (103)$$

принимая во внимание, что при этом допускается определенная систематическая погрешность измерений.

### 3.1.2. Выбор спектрального диапазона и требования к параметрам подложки

Спектральный диапазон ИК спектрофотометров, обычно используемых для измерений толщины эпитаксиальных слоев, лежит в интервале 2... 50 мкм. Для получения интенсивной интерференции в этом интервале длин волн рекомендуется при измерениях толщины эпитаксиальных слоев крем-

ния использовать подложку с удельным сопротивлением, не превышающим 0,02 Ом·см ( $N \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ).

В настоящее время широко применяются в микроэлектронике эпитаксиальные структуры со скрытым диффузионным слоем. При изготовлении таких структур на поверхности слаболегированных подложек перед эпитаксиальным наращиванием создается тонкий диффузионный слой. Как и в эпитаксиальных структурах с сильнолегированной подложкой, отражение света и интенсивная интерференция будут наблюдаться, если удельное сопротивление скрытого диффу-

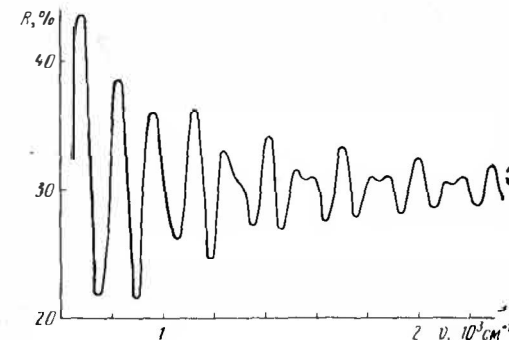


РИС. 50. Интерференционная картина от эпитаксиальной структуры со скрытым слоем.

Толщина эпитаксиального слоя 10 мкм; толщина скрытого слоя 5 мкм; концентрация носителей в скрытом слое  $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$

зионного слоя, усредненное по его толщине и определяемое как произведение  $\bar{\rho} = R_s d$ , удовлетворяет критерию  $R_s d < 0,02 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Однако для структур со скрытым слоем этого условия недостаточно, чтобы получаемый спектр отражения можно было интерпретировать на основе однослойной модели интерференции и использовать для определения толщины эпитаксиального слоя рассмотренный алгоритм вычислительных операций. Если толщина скрытого диффузионного слоя недостаточно велика, он становится прозрачным для падающего излучения и отражение света происходит как от границы эпитаксиальный слой — скрытый слой, так и от границы скрытый слой — подложка. Интерференционная картина приобретает сложный характер, так как включает в себя информацию не только о толщине эпитаксиального, но и скрытого слоя.

Для примера на рис. 50 приведена теоретически рассчитанная интерференционная картина для двухслойной структуры, в которой эпитаксиальный и скрытый слой даны в виде ступенчатых функций распределения концентрации примесей. Как видно из рисунка, в интервале коротких длин волн,

когда коэффициент экстинкции достаточно мал и прозрачность диффузионного слоя велика, результирующий спектр отражения представляет собой взаимное наложение интерференционных картин, возникающих в результате отражения света от двух границ скрытого слоя. Форма интерференционного спектра зависит от соотношения толщин скрытого и эпитаксиального слоев, и обработка такой интерферограммы по описанному выше алгоритму не дает истинной толщины эпитаксиального слоя.

С увеличением длины волны прозрачность скрытого слоя уменьшается и спектр отражения приобретает форму, соответствующую однослойной модели интерференции. В этом случае спектральное положение интерференционных экстремумов характеризует толщину эпитаксиального слоя. Таким образом, при проведении измерений на структурах со скрытым слоем необходимо использовать длинноволновый участок спектра. Граница этого спектрального диапазона со стороны коротких длин волн определяется толщиной и уровнем легирования диффузионного слоя.\* Для толщины эпитаксиального слоя  $d > 2$  мкм, что на практике соответствует нижнему пределу диапазона толщин (см. п. 3.1.3), измеряемых методов ИК интерференции, коротковолновая граница рабочего спектрального диапазона не должна опускаться ниже 14 мкм, если скрытый слой имеет минимальную толщину 3 мкм при уровне легирования  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  ( $\rho = 0,01$  для кремния  $n$ -типа).

С увеличением уровня легирования и толщины скрытого слоя рабочий спектральный диапазон может быть расширен в сторону коротких длин волн.

### 3.1.3. Диапазон измеряемых толщин

Нижний предел измеряемой толщины эпитаксиального слоя зависит от выбранного способа обработки интерферограмм. Если расчет толщины проводится по спектральному положению экстремумов, то нижний предел измеряемого значения толщины определяется из условия получения на интерферограмме по крайней мере одного экстремума, которое для  $N > 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и максимума  $P = 1,0$  реализуется теоретически при  $d > 0,2$  мкм. Для измерения толщины по разности порядков двух экстремумов необходимо, чтобы на интерференционной картине наблюдалось по крайней мере два экстремума. Это условие выполняется при  $d > 0,5$  мкм. Приведенные оценки нижнего предела измеряемых толщин

сделаны исходя из идеализированной модели интерференции, предполагающей, что отражающая межслойная граница является резкой. На практике это условие не реализуется. Наличие переходных слоев на границе эпитаксиальный слой — подложка приводит к уменьшению амплитуды интерференционных экстремумов. В результате точность отсчета их спектрального положения падает и резко возрастает погрешность измерения толщины. По этой причине в производственной практике ИК интерференция используется для измерения толщины эпитаксиального слоя  $d > 1$  мкм. С увеличением толщины эпитаксиального слоя плотность экстремумов на шкале волновых чисел растет, и максимальное значение определяемой толщины должно зависеть от спектрального разрешения измерительного прибора. Однако верхняя граница диапазона измеряемых значений толщины определяется обычно недостаточным коллимированием светового пучка, особенно в случае применения фокусирующих приставок отражения. Непараллельность луча приводит к уширению полос интерференции, поэтому с увеличением толщины эпитаксиального слоя размах экстремумов и контрастность интерференционной картины уменьшаются. Верхний предел измеряемого значения толщины обычно достигает 80 мкм.

### 3.1.4. Погрешность измерений толщины

Систематическая погрешность измерений толщины методом ИК интерференции не поддается оценке из-за отсутствия эталонных образцов и идентичных по физическому принципу, но более точных методов. Ввиду невозможности определить систематическую погрешность различные методы расчета толщины по интерференционной картине можно охарактеризовать случайной погрешностью измерения в заданном доверительном интервале и систематическими отклонениями по отношению к одному из них, принятому за образцовый.

Наименьшая случайная погрешность измерений достигается применением первого из описанных способов расчета толщины. По данным [92], использование фазовой коррекции и усреднение значений толщины, вычисленных по спектральному положению всех экстремумов интерференции, в диапазоне толщин более 5 мкм дает для эпитаксиальных структур кремния  $np^+$ -типа с доверительной вероятностью 0,99 случайную абсолютную погрешность  $\delta = 0,005 d +$

$\pm 0,25$  мкм и для структур  $pp^+$ -типа  $\delta = 0,025 d \pm 0,25$  мкм, где  $d$  — измеряемая толщина, мкм.

Применение способа расчета толщины по (103), в котором пренебрегается зависимость сдвига фазы от длины волны, дает значение толщины, завышенное по отношению к результатам вычислений первыми двумя способами. Значение этого систематического сдвига определяется фазовым множителем  $[1 - (\varphi_{2n} - \varphi_{2,n+m})/2\pi m]$  и зависит от уровня легирования подложки (или скрытого слоя) и спектрального интервала участка интерферограммы, по которому проводится расчет толщины. Ясно, что наибольшее систематическое завышение измеренных значений толщины при игнорировании фазовой поправки будет допускаться при измерении тонких эпитаксиальных слоев. Как видно из табл. 15, 16, в самом неблагоприятном случае, когда толщина эпитаксиального слоя мала, так что в спектральном диапазоне 2...40 мкм наблюдается всего два экстремума, при сильном уровне легирования подложки ( $\rho = 0,001$  Ом·см) систематический сдвиг достигает 40%.

В наиболее типичном случае, когда используется спектральный диапазон 2...25 мкм и удельное сопротивление скрытого слоя находится в пределе  $\rho = 0,01...0,005$  Ом·см, систематическое завышение толщины, определяемой по третьему способу, не превышает 12...20%.

Неконтролируемые погрешности могут возникнуть также из-за невыполнения исходных предпосылок относительно прозрачности эпитаксиальных слоев в используемом спектральном диапазоне. В принятой за основу математической модели метода ИК интерференции предполагается постоянство показателя преломления  $n_1$  эпитаксиального слоя и выполнение условия  $k_1 = 0$ . Для эпитаксиальных слоев кремния эти требования удовлетворяются, если удельное сопротивление эпитаксиального слоя не меньше 0,1 Ом·см для рабочего спектрального диапазона 6...40 мкм.

### 3.2. Интерференция в видимой области спектра

Как указывалось выше, использование интервала длин волн 2...50 мкм позволяет измерять толщину эпитаксиального слоя более 1 мкм, так как при меньших значениях толщины в спектре отражения отсутствует интерференционный экстремум. Чтобы устранить это ограничение, необходимо уменьшить длину волны. Для гомоэпитаксиальных структур смещение рабочего спектрального диапазона в ко-

ротковолновую область спектра не дает практически полезного эффекта, так как при коротких длинах волн коэффициент отражения света от границы эпитаксиальный слой — подложка настолько мал, что интерференционная картина не наблюдается. Однако для некоторых типов гетероструктур метод интерференции в видимой области спектра является эффективным средством контроля толщины тонких слоев. К таким структурам относятся, например, эпитаксиальные структуры кремний на сапфире, структуры поликристаллический кремний — диэлектрик — кремний, эпитаксиальные структуры феррит-гранатов.

#### 3.2.1. Способ обработки интерферограмм и вычисления толщины эпитаксиального слоя

Обработка интерферограмм и вычисление толщины эпитаксиального слоя проводятся по алгоритму, изложенному в п. 3.1.1. Если, однако, спектральный диапазон, используемый при измерении, заходит в область фундаментального поглощения полупроводника, необходимо при расчетах принимать во внимание спектральную зависимость показателя преломления. На интерферограмме определяют спектральное положение  $\nu_n$  и  $\nu_{n+m}$  двух произвольных экстремумов и вычисляют разность их порядков  $m$  по формуле

$$m = (M - 1)/2, \quad (104)$$

где  $M$  — количество экстремумов в спектральном промежутке от  $\nu_n$  до  $\nu_{n+m}$ , включая выбранные.

Аналогично (96) и (97) порядок каждого из выбранных экстремумов запишется в виде

$$P_n = 2d (n_n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} \nu_n + 1/2, \quad (105)$$

$$P_{n+m} = 2d (n_{n+m}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} \nu_{n+m} + 1/2, \quad (106)$$

где  $n_n$ ,  $n_{n+m}$  — показатели преломления полупроводникового слоя, соответствующие волновым числам экстремумов  $\nu_n$  и  $\nu_{n+m}$ . Формулы (105) и (106) записаны для случая гетероструктуры, в которой материал подложки имеет показатель преломления, не зависящий от длины волны и по величине меньший показателя преломления эпитаксиального слоя. Это условие реализуется для широкого класса структур с диэлектрической подложкой. Так как при отражении

от границы с оптически менее плотной средой световая волна не испытывает сдвига фазы, то в формулах (105) и (106)

$$\varphi_{2n} = \varphi_{2, n+m} = 0.$$

С помощью (104), (105) и (106) определяется порядок одного из произвольно выбранных экстремумов:

$$P_n = \frac{v_n (n_n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} (2m-1) + v_{n+m} (n_{n+m}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{2 [(n_{n+m}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} v_{n+m} - (n_n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} v_n]} \quad (107)$$

а по (98) — порядки всех остальных экстремумов. Для каждого из наблюдаемых экстремумов вычисляется толщина эпитаксиального слоя:

$$d_i = (P_i - 1/2) / 2v_i (n_i^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} \quad (108)$$

Для нормального падения луча ( $\theta = 0$ ) формулы (107) и (108) упрощаются:

$$P_n = \frac{n_n v_n (2m-1) + n_{n+m} v_{n+m}}{2 (n_{n+m} v_{n+m} - n_n v_n)};$$

$$d_n = (P_n - 1/2) / 2 n_n v_n.$$

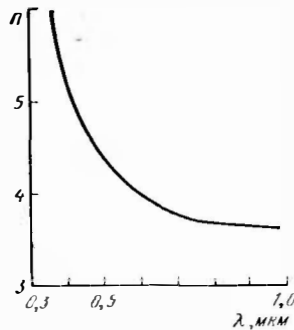


РИС. 51. Зависимость показателя преломления кремния от длины волны в видимой области спектра

Из вычисленных значений  $d_i$  определяется среднее значение  $\bar{d}$ , которое принимается за измеренную толщину эпитаксиального слоя. Для проведения измерений рассмотренным методом необходимо знать спектральную зависимость показателя преломления эпитаксиального слоя. Для кремния эта зависимость хорошо аппроксимируется эмпирической формулой [94]

$$n = A + BL + CL^2 + DL^3 + EL^4, \quad (109)$$

где  $L = \lambda / (\lambda^2 - 0,028)$ ;  $A = 3,41696$ ;  $B = 0,138497$ ;  $C = 0,013924$ ;  $D = -0,0000209$ ;  $E = 0,000000148$ . Графическая зависимость (109) представлена на рис. 51. Если показатель преломления эпитаксиального слоя не зависит от длины волны, то для расчета толщины эпитаксиального слоя может быть применена формула (103) третьего способа (см.

п. 3.1.1) обработкой программ. Этот случай реализуется, например, при измерении толщины эпитаксиального слоя в феррит-гранатовых структурах.

### 3.2.2. Диапазон измеряемых значений толщины и погрешность измерений

Интерференция в видимой области спектра позволяет измерять толщину эпитаксиального слоя в гетероструктурах с диэлектрической подложкой вплоть до 0,2... 0,3 мкм. Верхний предел измеряемого значения толщины может ограничиваться влиянием сильного поглощения света в эпитаксиальном слое. По мере увеличения толщины слоя вследствие поглощения света амплитуда экстремумов уменьшается и интерференционный контраст исчезает.

Для эпитаксиальных слоев кремния, например, верхний предел измеряемой толщины эпитаксиального слоя не превышает нескольких микрометров. Случайная погрешность измерений толщины вызывается теми же факторами, которые были рассмотрены в п. 3.1.4, и на практике находится с вероятностью 0,95 в доверительных границах  $\pm 5\%$ .

### 3.3. Инфракрасная фурье-спектрометрия

Для измерения толщины эпитаксиальных слоев большое развитие получил метод фурье-спектрометрии, основанный на использовании интерферометра Майкельсона [95, 96]. Этот метод имеет ряд преимуществ перед традиционным методом спектральной интерференции, может быть применен к широкому классу полупроводниковых структур.

#### 3.3.1. Принцип метода

Рассмотрим оптическую схему интерферометра Майкельсона (рис. 52). Падающий луч света от источника излучения с широким спектральным диапазоном после отражения от эпитаксиальной структуры разделяется на два луча  $A$  и  $B$ . Фазы лучей  $A$  и  $B$  отличаются на  $\Delta = \varphi_1 - \varphi_2 + \delta$ , где  $\varphi_1$  — сдвиг фазы луча  $A$  при его отражении от поверхности эпитаксиального слоя;  $\varphi_2$  — сдвиг фазы луча  $B$  при его отражении от границы эпитаксиальный слой — подложка;  $\delta$  — разность фаз, обусловленная оптической разностью хода, возникающей в результате прохождения луча  $B$  через эпитаксиальный слой. При нормальном падении луча  $\delta$  определяется по (94).



Полупрозрачным зеркалом  $M_3$  каждый из лучей  $A$  и  $B$  расщепляется на два равных по амплитудам компонента:  $A_1, A_2$  и  $B_1, B_2$ . Лучи  $B_1, A_1$  направляются на фиксированное зеркало  $M_1$ , а лучи  $A_2, B_2$  — на подвижное зеркало  $M_2$ . После отражения от соответствующих зеркал лучи  $A_1, A_2, B_1$  и  $B_2$  снова попадают на полупрозрачное зеркало  $M_3$ , интерферируют и направляются на детектор. Зеркало  $M_2$  совершает возвратно поступательное движение около некоторого среднего положения  $x = 0$ , для которого оптическая

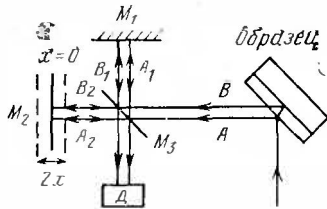


РИС. 52. Схема интерферометра Майкельсона

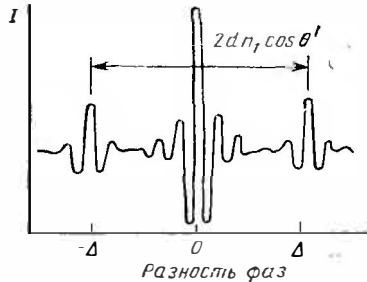


РИС. 53. Интерферограмма от эпитаксиальной структуры, регистрируемая интерферометром Майкельсона

длина пути в обоих плечах интерферометра одинакова. Перемещение зеркала  $M_2$  на расстояние  $\pm x$  от среднего положения  $x = 0$  вызывает появление фазового сдвига между лучами, прошедшими через два плеча интерферометра:

$$\Delta_M = 2(2\pi x/\lambda) = 4\pi vx, \quad (110)$$

где  $x$  — разность хода лучей в двух плечах, равная смещению зеркала  $M_2$ . Множителем «2» в (110) учитывается, что луч проходит через плечо интерферометра дважды. При непрерывном сканировании зеркала  $M_2$  вследствие возникающего при этом фазового сдвига между интерферирующими лучами  $A_1, B_1$  и  $A_2, B_2$  интенсивность излучения на детекторе будет изменяться с положением зеркала  $M_2$ . Для каждого из монохроматических компонентов падающего на образец излучения результирующий световой поток на входе детектора складывается из четырех гармонических колебаний:

$$A_1 = A_1^0 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad A_2 = A_2^0 \cos(\omega t - 4\pi vx + \varphi_1);$$

$$B_1 = B_1^0 \cos(\omega t - 4\pi vdn_1 + \varphi_2);$$

$$B_2 = B_2^0 \cos(\omega t - 4\pi vdn_1 - 4\pi vx + \varphi_2),$$

где  $\omega$  — циклическая частота модуляции падающего излучения;  $A_1^0, A_2^0, B_1^0, B_2^0$  — амплитуды колебаний.

Усредненный во времени сигнал на детекторе будет пропорционален интенсивности света  $I_x$ , полученной в результате интерференции этих колебаний:

$$\begin{aligned} I(x) &= \int_v [A_1^0(v) A_2^0(v) + B_1^0(v) B_2^0(v)] \cos 4\pi vx dv + \\ &+ \int_v A_1^0(v) B_2^0(v) \cos [4\pi v(dn_1 + x) + \varphi_1 - \varphi_2] dv + \\ &+ \int_v A_2^0(v) B_1^0(v) \cos [4\pi v(dn_1 - x) + \varphi_1 - \varphi_2] dv = \\ &= I_{ц}(x) + I_{16}(x) + I_{26}(x). \end{aligned} \quad (111)$$

Формула (111) описывает сигнал, форма которого показана на рис. 53. Интерферограмма состоит из центральной серии пиков ( $I_{ц}$ ) и двух сопутствующих боковых серий ( $I_{16}, I_{26}$ ). Из (111) видно, что максимум сигнала в центральной серии пиков будет наблюдаться в точке  $x = 0$ , когда фазовые сдвиги монохроматических компонентов падающего излучения равны нулю. Как следует из (111), (94) и (110), максимум сигнала в сопутствующих боковых сериях пиков появляется тогда, когда разность фаз  $\Delta_M$ , вводимая движущимся зеркалом  $M_2$ , равна и компенсирует разность фаз  $\Delta$ , возникающую при отражении света от образца. При этом интерференция лучей  $A_2$  и  $B_1$  дает сопутствующий боковой главный максимум при  $+\Delta_M$ , а интерференция лучей  $A_1$  и  $B_2$  — боковой максимум при  $-\Delta_M$ .

Толщина эпитаксиального слоя определяется по положению боковых сопутствующих пиков относительно центрального максимума. Из § 3.1 известно, что  $\varphi_1 = \pi$ , а фазовый сдвиг  $\varphi_2$  зависит от уровня легирования подложки и длины волны света. Если в (111) пренебречь  $\varphi_2$ , то положение максимума боковой серии, например  $I_{26}$ , относительно центрального максимума при  $x = 0$  определится из условия  $dn_1 - x_{2\max} = 0$ . Отсюда

$$d = x_{2\max}/n_1. \quad (112)$$

На основе (112) строится следующий алгоритм операций проведения измерений. Фиксируются положения  $-x_{1\max}$  и  $x_{2\max}$  подвижного зеркала в моменты, когда на интерферограмме наблюдаются максимумы боковых серий; определя-

ется длина хода зеркала между этими фиксированными положениями и вычисляется толщина эпитаксиального слоя по формуле

$$d = (x_{2 \max} - x_{1 \max}) / 2n_1. \quad (113)$$

Если угол падения луча  $\theta \neq 0$ , то (113) запишется в виде

$$d = (x_{2 \max} - x_{1 \max}) / 2 (n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}.$$

Такой способ определения толщины эпитаксиального слоя не учитывает влияния фазового сдвига  $\varphi_2$  на результат измерения. Величина  $\varphi_2$  входит в аргумент подынтегральной функции и поэтому влияет на положение бокового максимума. При этом смещение максимума будет зависеть от удельного сопротивления подложки и рабочего спектрального диапазона интерферометра. Для  $\nu < 1000 \text{ см}^{-1}$  и  $\nu > 1000 \text{ см}^{-1}$  зависимость  $\varphi_2$  от волнового числа может быть аппроксимирована линейной функцией

$$\varphi_2 = -a\nu + b, \quad (114)$$

где коэффициенты  $a$  и  $b$  различны для двух спектральных областей.

С учетом (114) слагаемое  $I_{2b}$  для боковой серии при  $\Delta = \Delta_M$  в (111) запишется в виде

$$I_{2b} = \int_{\nu} A_2^0(\nu) B_1^0(\nu) \cos [2\pi\nu (2dn_1 - 2x + a/2\pi) - b + \pi] d\nu.$$

Аналогичное выражение может быть записано и для боковой серии  $I_{1b}$  при  $\Delta = -\Delta_M$ . В аргумент подынтегральной функции  $b$  не входит и поэтому смещения бокового максимума не вызывает. Влияние параметра  $b$  проявляется только в нарушении симметрии боковой серии относительно максимума. Если не принимать во внимание асимметрию боковой серии, положение ее максимума определится из условия

$$2dn_1 - 2x_{2 \max} + a/2\pi = 0. \quad (115)$$

Из (115) следует, что истинное значение толщины

$$d = x_{2 \max} / n_1 - a/4\pi n_1 = d_{\text{ист}} - a/4\pi n_1.$$

Таким образом, спектральная зависимость фазового сдвига приводит к тому, что измеряемое значение толщины эпитаксиального слоя всегда больше истинного. Эта систематическая погрешность зависит от удельного сопротивления подложки и рабочего спектрального диапазона. В коротковолновой области  $a$  меньше, чем в длинноволновой,

поэтому измеренная в коротковолновом диапазоне толщина эпитаксиального слоя ближе к истинной. Чтобы исключить систематическую погрешность, необходимо в результате измерения вносить поправку на фазовый сдвиг. Эта поправка может быть теоретически рассчитана для выбранного спектрального диапазона и для разных значений удельного сопротивления подложки на основе известной зависимости фазового сдвига  $\varphi_2$  от длины волны света.

### 3.3.2. Диапазон измеряемых значений толщины эпитаксиального слоя

Максимальное значение измеряемой толщины эпитаксиального слоя определяется длиной хода подвижного зеркала. Перемещение зеркала должно быть таким, чтобы вводимая им разность хода  $\Delta_M$  в плечах интерферометра компенсировала разность фаз  $\Delta$ , возникающую в результате отражения света от эпитаксиальной структуры. Только при выполнении условия  $\Delta = \Delta_M$  в интерферограмме появляются боковые серии пиков. Современные интерферометры дают возможность измерять максимальную толщину эпитаксиального слоя, равную 100 мкм. Нижний предел измеряемой толщины ограничивается эффектом взаимного перекрытия центральной и боковых серий интерферограммы. С уменьшением толщины боковые пики сближаются и перекрываются с центральной серией экстремумов. В этом случае интерферограмма искажается настолько, что определение толщины становится невозможным.

Перекрытие центральных и боковых экстремумов происходит при толщинах, меньших 8 мкм. Чтобы снизить нижний предел измеряемых толщин, вычитают (с помощью ЭВМ) из интерферограмм центральную серию пиков. Как следует из (111), центральная серия пиков является результатом интерференции лучей, отраженных как от поверхности эпитаксиального слоя, так и от его границы с подложкой. Амплитуда и спектральное положение центральных экстремумов зависят от оптических постоянных эпитаксиального слоя и подложки. Поэтому функцию  $I_{11}(x)$  центрального участка интерферограммы можно аппроксимировать линейной комбинацией спектров отражения высокоомного монокристаллического образца исследуемого материала и центральных серий пиков интерферограмм для эпитаксиальных структур с толстым (более 10 мкм, чтобы исключить эффект перекрытия) эпитаксиальным слоем и различным удельным сопро-

тивлением подложки. Коэффициенты этой линейной комбинации подбираются так, чтобы после ее вычитания из интерферограммы измеряемого образца центральный главный максимум при  $x = 0$  был равен нулю. Остаточные максимумы в центральном участке интерферограммы после такого вычитания становятся очень малыми по сравнению с боковыми пиками. Операция вычитания проводится ЭВМ по специальной программе.

После вычитания центральной серии пиков положение боковых главных максимумов может быть определено для толщины эпитаксиального слоя 2 мкм и менее. В [96] указывается минимальное значение измеряемого значения толщины 0,6 мкм. Дальнейшее снижение нижнего предела измеряемых толщин ограничивается резким уменьшением интерференционного эффекта вследствие малого фазового сдвига  $\Delta$  для очень тонких эпитаксиальных слоев.

### 3.3.3. Погрешность измерения

Случайная погрешность измерения толщины эпитаксиального слоя методом фурье-спектрометрии определяется теми же факторами, которые свойственны методу ИК интерференции (см. п. 3.1.4). Однако интерферометр Майкельсона обладает технической возможностью уменьшить случайную погрешность, возникающую главным образом при измерении полезных сигналов, соизмеримых с уровнем шума. Это имеет место, в частности, при слабом легировании подложки эпитаксиальной структуры, когда коэффициент отражения для границы раздела эпитаксиальный слой — подложка становится низким. За счет многократного сканирования подвижного зеркала может производиться накопление полезного сигнала, в результате чего отношение сигнала к шуму увеличивается в  $\sqrt{m}$  раз, где  $m$  — число сканов. В коммерческих зарубежных интерферометрах число сканов за один процесс измерения может достигать 64. Суммирование спектра и вычисление толщины эпитаксиального слоя производятся автоматически с помощью ЭВМ. Это достоинство интерферометра Майкельсона обеспечивает более высокую точность измерения толщины эпитаксиального слоя по сравнению с методом ИК интерференции. По данным [96], случайная погрешность измерения толщины в интервале 0,75... 70 мкм для структур  $pp^+$ -типа  $\delta = \pm (0,005 d + 0,05)$  мкм с доверительной вероятностью 0,99, где  $d$  — измеряемая толщина, мкм.

## 3.4. Инфракрасная эллипсометрия

### 3.4.1. Сущность метода

Подробное изложение теории эллипсометрии и экспериментальных методик дано в [97]. Эллипсометрия основана на оценке изменения состояния поляризации света, отраженного от поверхности исследуемого объекта. Схема отражения и прохождения лучей через структуру эпитаксиальная пленка — подложка приведена на рис. 54. Вследствие комплексного характера показателя преломления полупроводника ( $\bar{n}_2 = n_2 - ik_2$ ) между  $p$ - и  $s$ -компонентами век-

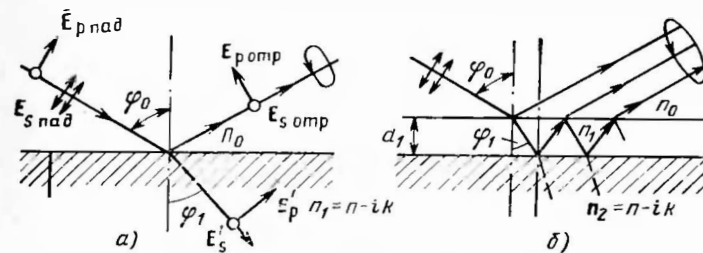


РИС. 54. Ход лучей при отражении линейно-поляризованного света от поверхности полупроводника без эпитаксиального слоя (а) и с эпитаксиальным слоем (б)

тора электрического поля, отраженного от подложки (рис. 54, а), возникает разность фаз, т. е. конец электрического вектора  $E_{отр}$  описывает эллипс в плоскости, нормальной к направлению распространения луча света при отражении от структуры (рис. 54, б). В тонком эпитаксиальном слое подложки происходит дополнительный сдвиг фазы между лучом, отраженным от верхней границы слоя, и лучом, отраженным от границы раздела между слоем и подложкой.

Состояние эллиптической поляризации отраженного света можно однозначно определить двумя эллипсометрическими параметрами  $\Psi$  и  $\Delta$ , характеризующими форму и ориентацию эллипса в плоскости. Первый эллипсометрический параметр  $\Psi$  определяется соотношением  $\text{tg } \Psi = (E_{p\text{ отр}} : E_{s\text{ отр}}) : (E_{p\text{ над}} / E_{s\text{ над}}) = |R_p| / |R_s|$ , где  $R_p$  и  $R_s$  — комплексные коэффициенты отражения для  $p$ - и  $s$ -компонентов. Вторым эллипсометрическим параметром  $\Delta = \delta_{p\text{ отр}} - \delta_{s\text{ отр}} = \delta_p - \delta_s$ , т.е. параметр  $\Delta$  равен разности фаз  $\delta_{p\text{ отр}} - \delta_{s\text{ отр}}$  между  $p$ - и  $s$ -компонентами, возникшей вследствие

отражения от рассматриваемой структуры. Предполагается, что падающий луч является линейно-поляризованным, т.е. фазы  $p$ - и  $s$ -компонентов для падающего луча совпадают. Отношение комплексных коэффициентов отражения [97,98]

$$\frac{R_p}{R_s} = \frac{|R_p|}{|R_s|} e^{i(\delta_p - \delta_s)} = \operatorname{tg} \Psi e^{i\Delta}. \quad (116)$$

Соотношение (116) называют фундаментальным уравнением эллипсометрии. Величина  $R_p/R_s$  является функцией многих параметров:  $n_2, k_2, n_1, d_1, \lambda, \varphi_0$  (см. рис. 54). Поскольку состояние поляризации света характеризуется только параметрами  $\Psi$  и  $\Delta$ , из измерений можно определить при одном угле падения также два параметра, задавая остальные. Так, например, для чистой поверхности полупроводника ( $d_1 = 0$ ) можно определить оптические константы  $n_2$  и  $k_2$  для данной длины волны  $\lambda$ , задавая  $\varphi_0$ . Для сильно легированной подложки с эпитаксиальным слоем (структуры  $n^+n, p^+p, n^+p, p^+n$ ) можно определить толщину  $d_1$  и один из параметров подложки (например, концентрацию носителей заряда), связанный с оптическими константами подложки  $n_2$  и  $k_2$ .

Связь уравнения (116) с коэффициентами отражения на границах раздела и толщиной пленки  $d_1$  имеет следующий вид [97,98]:

$$\operatorname{tg} \Psi e^{i\Delta} = \frac{r_{1p} + r_{2p} e^{-2i\delta}}{1 + r_{1p} r_{2p} e^{-2i\delta}} \frac{1 + r_{1s} r_{2s} e^{-2i\delta}}{r_{1s} + r_{2s} e^{-2i\delta}}, \quad (117)$$

где  $r_{1p}, r_{1s}$  и  $r_{2p}, r_{2s}$  — соответственно коэффициенты отражения Френеля  $p$ - и  $s$ -компонентов для поверхности раздела воздух — пленка и пленка — подложка;  $\delta$  — изменение фазы (в градусах), вызванное прохождением луча света через слой толщиной  $d_1$ , равно

$$\delta = (360 d_1/\lambda) (n_1^2 - \sin^2 \varphi_0)^{1/2}.$$

Поскольку  $r_{2s}, r_{2p}$  и  $e^{-2i\delta}$  — комплексные величины ( $r_{1s}, r_{1p}$  — действительные, так как  $k_1 = 0$ ), выражение (117) является комплексным. Выделив действительную и мнимую части, можно найти зависимость  $\Psi$  и  $\Delta$  от толщины эпитаксиального слоя на поверхности полупроводника с заданными  $n_2$  и  $k_2$ . Метод ИК эллипсометрии был впервые применен для контроля толщины эпитаксиальных слоев в диапазоне 1...10 мкм в структурах кремния  $nn^+$ -типа и германия  $pp^+$ -типа [99]. В созданном эллипсометре использовались отра-

жательные фильтры из NaCl и InSb, которые обеспечивали работу установки на  $\lambda \approx 54$  мкм. Источником ИК излучения служил глобар, приемником — термопара. Из-за малой интенсивности излучения и недостаточной чувствительности приемника погрешность измерения толщины эпитаксиальных пленок ( $d_1 \approx 5$  мкм) превышала 20%.

Большое распространение получила методика контроля толщины тонких эпитаксиальных слоев кремния и арсенида галлия на  $\lambda = 10,6$  мкм при использовании промышленных эллипсометров с лазером на  $\text{CO}_2$  [100, 101].

В диапазоне 10,6 мкм чистые полупроводники прозрачны, а механизм поглощения света в легированных полупроводниках определяется в основном поглощением свободными носителями заряда. Поэтому в ИК диапазоне гомоэпитаксиальные структуры кремния  $nn^+$ - или  $pp^+$ -типа, арсенида галлия и других материалов, распространенных в микроэлектронике, адекватны системе прозрачная пленка — поглощающая подложка.

В соответствии с классической теорией дисперсии оптические константы полупроводника согласно [102] определяются из уравнений

$$n_2^2 - k_2^2 = \epsilon_L - \frac{4\pi\tau/\rho}{1 + 4\pi^2 c^2 \tau^2 \lambda^{-2}}, \quad n_2 k_2 = \frac{\lambda/\rho}{1 + 4\pi^2 c^2 \tau^2 \lambda^{-2}}, \quad (118)$$

где  $n_2$  — показатель преломления;  $k_2$  — коэффициент экстинкции;  $c$  — скорость света в вакууме;  $\lambda$  — длина волны излучения;  $\epsilon_L$  — диэлектрическая проницаемость решетки;  $\tau$  — время релаксации.

Соотношения между удельным сопротивлением и концентрацией носителей заряда можно связать диаграммами Ирвина [35]. В этом случае из основного уравнения эллипсометрии (116) можно рассчитать номограмму ( $\Psi, \Delta$ ) =  $f(d_1, N)$ , где  $d_1$  — толщина эпитаксиальной пленки. Пример такой номограммы для  $nn^+ = \text{CaAs}$  приведен на рис. 55 для случая резкой границы раздела между пленкой и подложкой.

В реальных гомоэпитаксиальных структурах, как отмечалось выше, условия резкого перехода на границе раздела пленка — подложка не реализуются из-за диффузии и автолегирования.

В работе [101] показано, что при расчете  $\Delta - \Psi$  номограмм влиение переходного слоя можно учесть, если известен закон распределения примеси по глубине слоя (например, линейный). В этом случае в уравнение эллипсометрии вводят дополнительный параметр — толщину переходного слоя  $d_0$ . Этот параметр может определяться из эллипсометрических измерений, если известны другие

параметры, например концентрация носителей заряда в подложке. В данном случае эллипсометрические измерения позволяют определить толщину эпитаксиального и переходного слоя (рис. 56). Если толщина переходного слоя является технологически воспроизводимой величиной, то ее можно учесть при расчете эллипсометрической номограммы. На рис. 57 показана номограмма, аналогичная рис. 55, но с учетом переходного слоя толщиной  $d_0 = 0,3$  мкм.

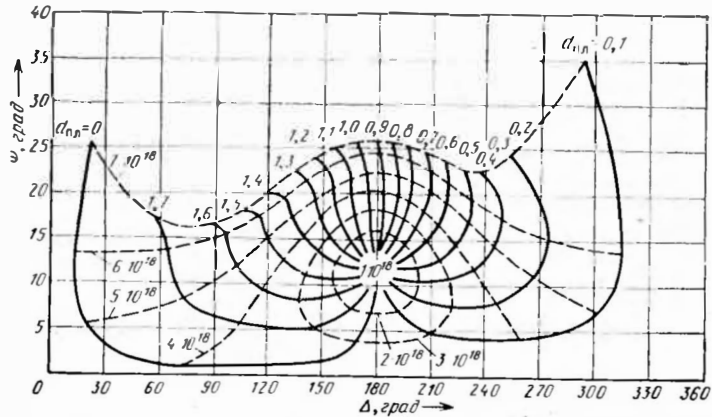


РИС. 55. Номограмма  $\Psi$ — $\Delta$  для определения толщины эпитаксиальной пленки ( $d$ ) и концентрации электронов в подложке ( $N$ ) в структуре  $ni^+$ -GaAs при  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\varphi_0 = 65^\circ$ :

— линии равной толщины, мкм; - - - - - линии равной концентрации,  $см^{-3}$

### 3.4.2. Аппаратура

Первым отечественным промышленным ИК эллипсометром на  $\lambda = 10,6$  мкм являлся образец УИТ-ТЭС, широко используемый для контроля толщины тонких эпитаксиальных слоев кремния и арсенида галлия [100]. В установку входят следующие основные элементы: квантовый генератор ЛГ-23, вспомогательная четвертьволновая пластина для перевода линейно-поляризованного излучения лазера в поляризованное по кругу, поляризатор, компенсатор, анализатор, модулятор, приемник излучения (пироприемник типа ЛПП-2) с измерительным усилителем. Обе четвертьволновые пластинки изготовлены из монокристаллов CdS. Поляризатор и анализатор представляют собой дифракционные решетки (реплики) на полиэтилене с числом штрихов 1200 лин./мм.

Оптико-механическое устройство состоит из трех однотипных по конструкции механизмов поворота лимбов с ценой деления  $1^\circ$  и с

нониусами, позволяющими отсчитывать угол поворота трех поляризующих элементов (поляризатора, компенсатора и анализатора) вокруг оптической оси с точностью  $0,05^\circ$ . Угол падения луча на образец контролируется по шкале с нониусом, обеспечивающим точность отсчета  $0,1^\circ$ . Держатель образца допускает закрепление эпитаксиальных структур диаметром до 80 мм и их перемещение для

РИС. 56. Номограмма  $\Psi$ — $\Delta$  для постоянной концентрации носителей заряда ( $N = 1 \cdot 10^{18} см^{-3}$ ) и переменных величин толщины эпитаксиального слоя ( $d$ ) и толщины переходного слоя ( $d_0$ ) при  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\varphi_0 = 65^\circ$

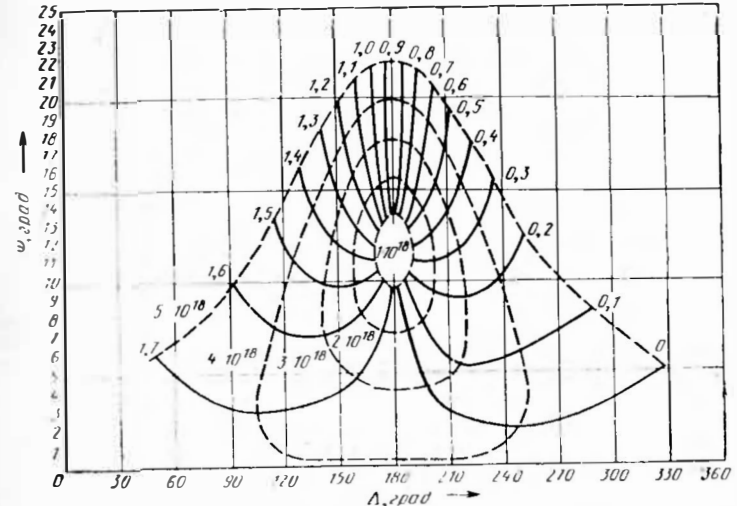
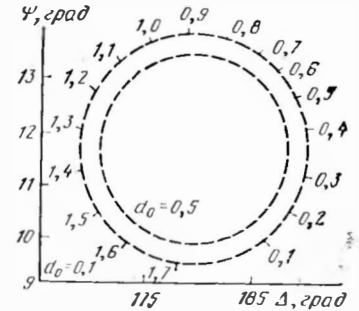


РИС. 57. Номограмма  $\Psi$ — $\Delta$  для структуры  $ni^+$ -GaAs с учетом линейного переходного слоя толщиной  $d_0 = 0,3$  мкм

контроля эпитаксиального слоя в нужной точке. Установка позволяет контролировать толщину эпитаксиального слоя в пределах  $0,01 \dots 1,6$  мкм с воспроизводимостью результатов измерений  $\pm 0,01$  мкм. Внешний вид установки показан на рис. 58.

Другая промышленная установка — ИК эллипсометр ЭИ 09-ИТ-1,7-0031. В ней используются те же элементы, что и в УИТ-ТЭС. Частота модуляции выбрана 100 Гц. Случайная погреш-

ность измерения толщины пленки  $nn^+$ -CaAs при доверительной вероятности 0,95 в интервалах толщины 0... 0,6 и 1,2... 1,7 мкм составляет  $\pm 0,015$  мкм, а в интервале 0,6... 1,2 мкм она равна 0,015... 0,02 мкм. Для концентрации электронов в подложке  $(1... 7) \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  случайная погрешность измерений  $\pm 0,1 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  при той же доверительной вероятности остается практически неизменной.

Работа на эллипсометре сводится к нахождению абсолютного минимума и отсчета показаний лимбов поляризатора и анализатора, поскольку в практике наиболее часто применяется оптическая схема, при которой быстрая ось ЧВП, расположенной между поляризатором и образцом, установлена под углом 45° и при измерениях не

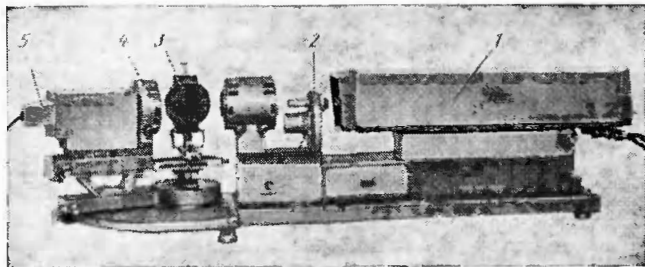


РИС. 58. Внешний вид ИК эллипсометра УИТ-ТЭС:

1 — лазер ЛГ-23; 2 — поляризатор; 3 — держатель образца; 4 — блок анализатора; 5 — блок пироприемника

меняется. В этом случае процесс установки на минимум осуществляется при последовательных вращениях лимбов поляризатора и анализатора. Как правило, для нахождения минимума достаточно трех-четырех последовательных поворотов лимбов. Измерения обычно производят в двух измерительных зонах. В первой зоне азимут анализатора может меняться в пределах  $0^\circ \leq A_1 \leq +90^\circ$ , а азимут поляризатора  $P_1$  лежит в пределах  $-45^\circ \leq P_1 \leq +45^\circ$  при  $\Delta < 180^\circ$  и  $+45^\circ \leq P_1 \leq +135^\circ$  при  $\Delta > 180^\circ$ . Во второй зоне азимут анализатора  $A_2$  меняется в пределах  $+90^\circ \leq A_2 \leq 180^\circ$ , а азимут поляризатора  $P_2$  лежит в пределах  $+45^\circ \leq P_2 \leq +135^\circ$  или  $+135^\circ \leq P_2 \leq +225^\circ$ . Расчетные формулы, из которых определяют параметры  $\Psi$  и  $\Delta$ , имеют вид  $\Delta = P_1 + P_2$ ,  $\Psi = [A_1 + (180^\circ - A_2)]/2$ . Более детально процесс работы на эллипсометре описан в [98].

Для градуировки ИК эллипсометров можно использовать эталонные образцы на основе пленок поликремния, нанесенных на сильнолегированную подложку. Такая структура дает резкую границу раздела, для которой можно использовать соответствующие номограммы, без каких-либо необоснованных предположений о структуре переходного слоя. Толщина поликремния может быть определена независимо методом ИК интерференции или по ступеньке травления,

### 3.5. Метод окрашивания шлифа

В силу своих принципиальных особенностей интерференционные методы измерения толщины эпитаксиальных слоев в гомоэпитаксиальных структурах применимы только для контроля структур с сильнолегированной подложкой или со скрытым диффузионным слоем. Поэтому в ряде случаев, например для контроля структур  $pn$ -типа, возникает необходимость применения более трудоемких и разрушающих методов окрашивания шлифа.

#### 3.5.1. Сущность метода

Процедура измерений состоит из последовательного выполнения следующих операций. На образце со стороны эпитаксиального слоя изготавливается косой шлиф под некоторым углом  $\alpha$ , поверхность шлифа химически окрашивается для визуализации границы эпитаксиального слоя с подложкой, и под микроскопом определяется расстояние  $L$  от края шлифа до этой границы. Толщина эпитаксиального слоя определяется из соотношения  $d = L \sin \alpha$ .

Для химического окрашивания применяется несколько химических составов, в зависимости от типа измеряемой эпитаксиальной структуры. Для кремниевых структур  $np$ - и  $pn$ -типа рекомендуется травитель, который готовится путем добавления восьми капель азотной кислоты ( $HNO_3$ ) в 50 мл плавиковой кислоты ( $HF$ ) [103]. Для кремниевых структур  $nn^+$ - и  $pp^+$ -типа [103] предлагается использовать смесь 30 мл плавиковой кислоты ( $HF$ ) и 15 мл перекиси водорода ( $H_2O_2$ ). Для этих же структур можно применять травитель, получаемый добавлением четырех капель азотной кислоты ( $HNO_3$ ) и двух капель раствора азотнокислого серебра ( $AgNO_3$ ) в 10 мл плавиковой кислоты. Раствор азотнокислого серебра готовится путем растворения 2,0 г  $AgNO_3$  в 100 мл воды.

Для эпитаксиальных структур арсенида галлия  $p-n$ -типа используют окисление в разбавленном растворе  $HNO_3$  в течение 10...15 мин [104]. Для структур  $nn^+$ -,  $ni$ -типа применяется травитель, содержащий водный раствор азотной и плавиковой кислоты. Соотношение компонентов подбирается из условия получения наилучшего контраста картины окрашивания для конкретного типа эпитаксиальных структур. Для замедления реакции травления в реактив добавляется 1%-ный водный раствор  $AgNO_3$ . Косой шлиф обычно из-

готавливается механическим способом, позволяющим получать плоские поверхности с углом скоса до  $1^\circ$ . Однако при измерении толщины тонких эпитаксиальных слоев (менее 1 мкм) возникает необходимость изготавливать шлифы с углом скоса менее  $1^\circ$ . Для этой цели предлагается более удобный способ химического травления, схема которого показана на рис. 59 [105]. Устройство состоит из нижней емкости

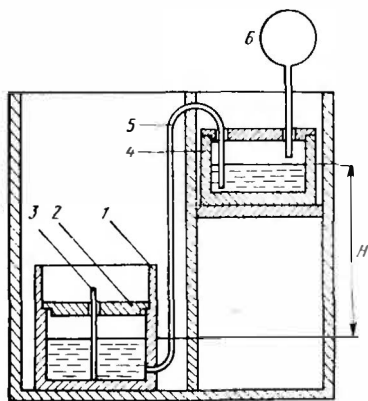


РИС. 59. Устройство для изготовления косо́го шлифа химическим травлением:

1 — нижняя емкость; 2 — держатель; 3 — образец; 4 — верхняя емкость; 5 — трубка; 6 — воздушный насос

и верхней емкости 4 и трубки 5, соединяющей две емкости, и воздушного насоса 6, в качестве которого служит резиновая груша. Нажатием груши трубка заполняется травителем из сосуда 4, после этого начинается произвольное равномерное наполнение емкости 1 травителем из емкости 4. При наполнении емкости травителем различные участки образца по его высоте травятся разное время, в результате чего угол скоса получаемого шлифа зависит от соотношения скорости травления и наполнения емкости 1 травителем. Скорость травления определяется составом травителя. Скорость наполнения варьируется изменением отношения площади сечения емкости 1 к поперечному сечению соединительной трубки. Угол наклона получаемого шлифа оценивается по соотношению  $\operatorname{tg} \alpha = v_T S / S_{\text{тр}} \sqrt{2} g H$ , где  $v_T$  — скорость травления;  $S$  — площадь сечения нижнего сосуда;  $S_{\text{тр}}$  — площадь сечения трубки;  $g$  — ускорение свободного падения;  $H$  — разность высот начальных уровней травителей в верхнем и нижнем сосудах. Высокая равномерность скорости наполнения нижнего сосуда травителем обеспечивает ровную поверхность шлифа и линейность его профиля. В этом отношении описанный способ изготовления косо́го шлифа имеет преимущества перед аналогичными методами, в кото-

рых используется принцип механического погружения образца в травитель. Описанный способ позволяет получать косые шлифы с углом скоса до нескольких минут и даже секунд.

Применение метода косо́го шлифа становится затруднительным, когда необходимо получить информацию об однородности толщины по площади эпитаксиальной структуры. Для этой цели наиболее удобно применять сферический шлиф [106], который получил наиболее широкое распространение. При использовании сферического шлифа толщина эпитаксиального слоя  $d = l^2 / 8R$ , где  $l$  — длина хорды контура сферического шлифа, касательной к контуру границы эпитаксиального слоя — подложка (рис. 60):  $R$  — радиус сферической поверхности.

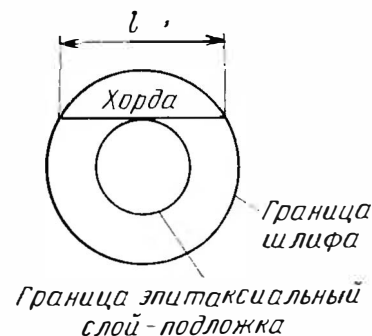


РИС. 60. Измерение толщины эпитаксиального слоя методом сферического шлифа

### 3.5.2. Диапазон измеряемых значений толщины и погрешность измерений

Методы косо́го и сферического шлифа обеспечивают возможность измерения толщины эпитаксиального слоя в очень широких пределах (от 0,1 мкм и более) как в гомоэпитаксиальных, так и гетероэпитаксиальных структурах. В производственных условиях применяется главным образом метод сферического шлифа как наиболее производительный и обеспечивающий минимальные по площади механические нарушения рабочей поверхности эпитаксиальной структуры.

Основными источниками погрешности этого метода являются несферичность лунки шлифа, возникающая в результате биения шлифующего шара, качество обработки поверхности шлифа и химический состав травителя, от выбора которого зависит четкость выявляемой границы раздела эпитаксиального слоя — подложка. Несферичность шлифа может быть устранена специальной конструкцией привода вращения шлифующего шара. Качество обработки поверхности шлифа влияет на четкость и контрастность границы выхода

шлифа на поверхность. Наилучшая контрастность достигается применением абразивных составов на основе алмазных паст. На практике широко используются абразивные суспензии, состоящие из алмазной пасты АСМ 0,5 или АСМ 1,0 и часового масла. Хорошее качество шлифа с четкой контурной границей с помощью этого абразива достигается только при достаточно большой глубине шлифовки. Поэтому алмазная паста АСМ 0,5 применяется при измерении толщины эпитаксиальных слоев более 2,0 мкм. При меньших значениях толщины из-за большой глубины шлифа уменьшается длина измеряемой хорды, и влияние степени размытости контура шлифа на погрешность измерения хорды становится значительным. Поэтому при толщине эпитаксиального слоя менее 2 мкм необходимо использовать алмазный абразив с меньшим размером зерна.

Погрешность измерения толщины эпитаксиального слоя зависит также от контрастности выявленной границы эпитаксиальный слой — подложка (или скрытый слой). Особую значимость этот источник погрешности приобретает в гомоэпитаксиальных структурах, в которых эпитаксиальный слой и подложка имеют одинаковый тип проводимости. Так как реакция окрашивания шлифа по природе своей является электрохимической, то контрастность картины окрашивания зависит от потенциального рельефа вдоль поверхности шлифа. Относительное изменение потенциала на границе слоев гомоэпитаксиальной структуры определяется их уровнем легирования. Поэтому методы окрашивания шлифа для измерения толщины эпитаксиальных слоев эффективны только в том случае, если выполняются определенные соотношения между удельными сопротивлениями эпитаксиального слоя и подложки. В [103] указывается, что уровни легирования эпитаксиального слоя и подложки должны отличаться не менее чем на порядок. По данным [103], случайная погрешность измерения толщины эпитаксиальных слоев методом косого шлифа  $\delta = \pm (0,15d + \pm 0,5 \text{ мкм})$  с доверительной вероятностью 0,99 в диапазоне толщин 1...25 мкм.

При использовании метода сферического шлифа для гомоэпитаксиальных кремниевых структур *pn*-типа на практике реализуется с доверительной вероятностью 0,95 случайная погрешность  $\pm (9...2) \%$  в диапазоне толщин 0,5...20 мкм. Для структур *pn*<sup>+</sup>-типа в том же диапазоне случайная погрешность измерения меняется от  $\pm 12$  до 2%.

### 3.5.3. Аппаратура

Применяется несколько вариантов установок для изготовления сферических шлифов, отличающихся устройством привода вращения шлифующего шара. Наилучшим образом зарекомендовала себя конструкция привода, предложенная в [107] (рис. 61). Эта конструкция устраняет биение шара, позволяет повысить качество шлифовки поверхности и тем самым уменьшить погрешность измерения толщины эпитаксиального слоя. Сферический шлифовальный 3 устанавливается в коническом гнезде опоры 4 и фиксируется в этом положении

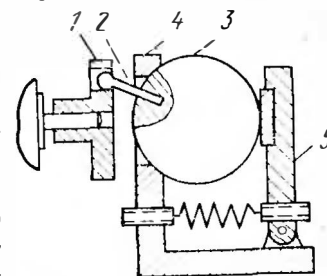


РИС. 61. Конструкция привода вращения шлифующего шара

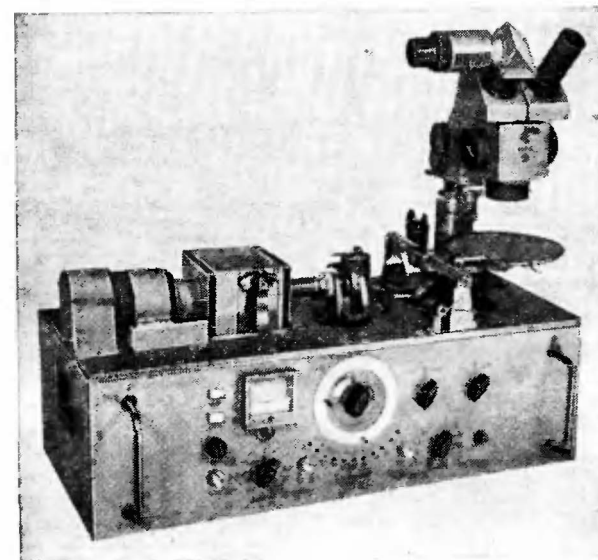


РИС. 62. Внешний вид установки для изготовления сферического шлифа

с помощью пружинного устройства 5. Шлифовальный кинематически связан с помощью поводка 2 с приводом 1, приводящимся во вращение двигателем. Соедине-



ние поводка с приводом осуществляется посредством телескопического шарнира. При вращении привода шлифовальник совершает колебательное движение, обеспечивая высокое качество механической полировки поверхности и правильную геометрическую форму шлифа. Описанная конструкция привода шлифовальника в настоящее время широко используется в промышленных установках, предназначенных для изготовления сферических шлифов (рис. 62).

### 3.6. Измерение отклонения от плоскости и контроль рельефа поверхности полировочных пластин и структур

#### 3.6.1. Отклонение от плоскости и методы его измерения

Отклонение от плоскости  $\Delta$  является одним из важнейших геометрических параметров, значение которого определяет качество воспроизведения топологического рисунка фотошаблона при проведении операции фотолитографии. По определению, данному в ГОСТ 24642—81, отклонение от плоскости есть наибольшее расстояние от точек реальной поверхности до прилегающей плоскости в пределах нор-

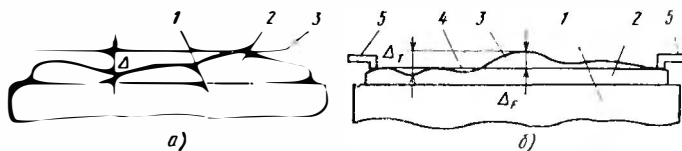


РИС. 63. К определению величин  $\Delta$  (а),  $\Delta_F$  и  $\Delta_T$  (б):

1 — стол с вакуумным прижимом; 2 — пластина; 3 — прилегающая плоскость; 4 — базовая (фокальная) плоскость; 5 — упоры

мируемого участка (рис. 63, а). Частными видами отклонения от плоскости являются выпуклость и вогнутость поверхности. Эти виды дефектов пластин возникают из-за механических напряжений, завалов края пластин при полировке, из-за брака при наклейке пластин и других причин. В микроэлектронике практический интерес представляет контроль формы поверхности в случаях, когда пластина находится в прижатом и свободном состоянии. Величина  $\Delta$ , измеренная на пластине в свободном состоянии,

включает в себя составляющие, характеризующие как механическую деформацию пластины, так и качество обработки контролируемой поверхности, и поэтому может достигать больших значений. Для четкого воспроизведения топологического рисунка на поверхности пластины параметр  $\Delta$  должен быть по возможности минимальным, не превышающим глубину резкости оптической системы проекционной аппа-



РИС. 64. Интерференционные линии равной высоты зазора

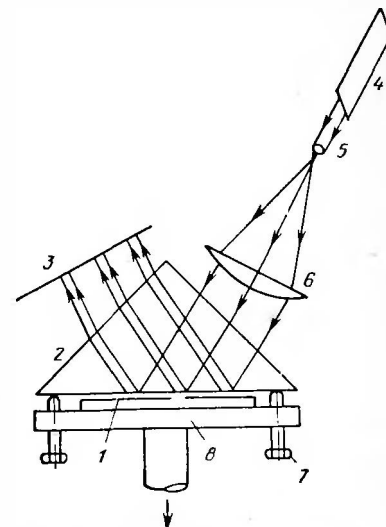


РИС. 65. Схема призмного интерферометра с вакуумным присосом:

1 — образец; 2 — эталонная призма; 3 — экран (матовое стекло); 4 — лазер ЛГ-56; 5, 6 — коллиматоры; 7 — юстировочный винт; 8 — столик с вакуумным присосом

ратуры. Поэтому при проведении операций экспонирования для устранения механических деформаций пластина прижимается нерабочей стороной к специальному столу с помощью вакуумного прижима. В этом случае параметр  $\Delta$  определяет качество обработки поверхности пластины, которое может характеризоваться очень малыми значениями  $\Delta$ .

Для контроля отклонения от плоскости широко используются две группы методов, отличающихся по своему физическому принципу — интерференционные методы и методы, использующие щуповые датчики (пневматические, индуктивные, емкостные, акустические).

В некоторых зарубежных технических изданиях используют другое определение отклонения от плоскости. При

проведении измерений с помощью шуповых датчиков путем регулировки рабочего стола с прижатой к нему контролируемой пластиной предварительно выставляется некоторая базовая плоскость, часто называемая фокальной (рис. 63, б). При сканировании датчика вдоль поверхности пластины регистрируются отклонения рельефа поверхности со знаками «+» и «-» относительно этой фокальной плоскости. За отклонение от плоскостности принимают максимальное из измеренных отклонений  $\Delta_F$  с соответствующим знаком, обозначаемое *FPD* (Focal Plane Deviation). В некоторых случаях отклонение от плоскостности характеризуют величиной  $\Delta_T$ , равной максимальному размаху колебаний на регистрируемом датчиком профиле реальной поверх-

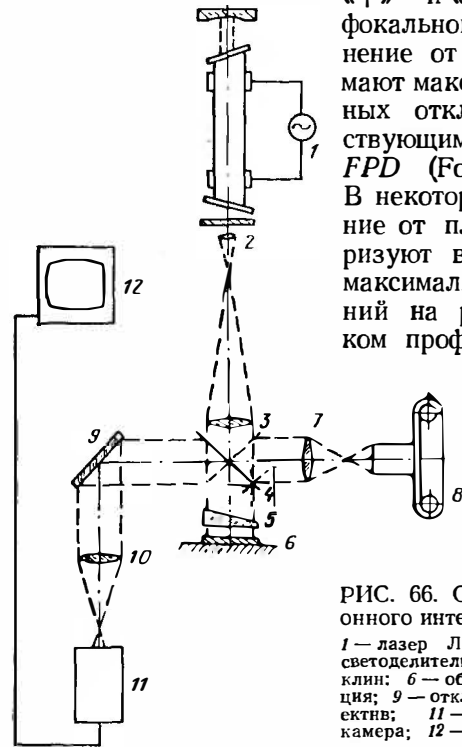


РИС. 66. Схема лазерного телевизионного интерферометра УКП-2:

1 — лазер ЛГ-56; 2, 3 — коллиматор; 4 — светоделительное зеркало; 5 — эталонный клин; 6 — образец; 7, 8 — фоторегистрация; 9 — отклоняющее зеркало; 10 — объектив; 11 — передающая телевизионная камера; 12 — видеоконтрольное устройство

ности и обозначаемой *TIR* (Total Indicator Reading). Параметры  $\Delta$  и  $\Delta_T$  по своему определению близки друг к другу.

Принцип метода панорамной интерференции основан на интерференции монохроматического света в воздушном зазоре, образованном контролируемой поверхностью пластины и эталонной гранью оптического элемента сравнения (стеклянного клина рис. 66 или призмы рис. 65). Получаемая интерференционная картина представляет семейство чередующихся линий равной высоты зазора (рис. 64). Регулировкой стола, на котором установлена пластина, добива-

ются наименьшего числа полос на экране, что эквивалентно прилегающей плоскости параллельно эталонной грани. На интерференционной топограмме идентифицируются выступы и впадины и выбирается из них пара экстремальных точек, разделенных наибольшим числом интерференционных полос. Это число полос определяет значение неплоскостности  $\Delta$ . При использовании шуповых датчиков снимаемый с них полезный сигнал пропорционален расстоянию между торцевой поверхностью датчика и поверхностью контролируемой пластины. При сканировании датчика вдоль поверхности пластины определяются  $\Delta_F$  и  $\Delta_T$ .

### 3.6.2. Аппаратура для измерений отклонений от плоскостности

Одной из первых отечественных установок являлась установка контроля полированных пластин УКП-2, которая представляла собой лазерный телевизионный интерферометр (рис. 66). Для лазера с  $\lambda = 632,8$  нм цена деления интерференционного периода (белая и черная полоса) равна 0,3164 мкм. Установка УКП-2 позволяет измерять изгиб и неплоскостность пластин диаметром до 60 мм [108].

При больших отклонениях от плоскостности на экране возникает большое число полос и колец, подсчет которых является трудоемкой операцией, а иногда вообще невозможен из-за их сливания. Для увеличения «цены деления» используются так называемые призмные интерферометры [109, 110]. Схема широкопольного призмного интерферометра для измерения неплоскостности пластин с вакуумным присосом приведена на рис. 65. Интерферометр позволяет контролировать пластины диаметром до 125 мм.

Другая конструкция призмного интерферометра используется для контроля вогнутости и выпуклости поверхностей, например полупроводниковых пластин, находящихся в свободном состоянии. Схема интерферометра приведена на рис. 67 [109, 110]. Прямоугольная равнобедренная призма выполняет функции формирования наклонного освещения детали, светоделителя, совместителя интерферирующих световых лучей и держателя детали (пластины). Получаемая интерференционная картина дает информацию о форме поверхности. Глубина рельефа, соответствующего расстоянию между двумя соседними полосами [110].

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2} \left[ 1 - n^2 \sin^2 \left( \frac{\pi}{4} - \arcsin \sin \frac{\theta}{n} \right) \right]^{-1/2}, \quad (119)$$

где  $\lambda$  — длина волны света (632,8 нм);  $n$  — показатель преломления материала, из которого сделана призма (для стекла  $n = 1,5$ );  $\theta$  — угол падения света.

Как видно из формулы (119), чувствительность интерферометра зависит от угла падения света на призму и может меняться в широких пределах; поэтому для  $\lambda = 632,8$  нм интерферометрический период может достигать нескольких десятков микрометров [110]. В каждом эксперименте рядом с контролируемой пластиной распо-

лагается эталонный плоский образец 6 (см. рис. 67), по числу полос которого можно определять чувствительность, не вычисляя цену деления по формуле (119).

Важное достоинство предложенного метода — возможность контроля и исследования шероховатых поверхностей, так как при больших углах падения значительная часть света отражается от шероховатой поверхности зеркально. При этом  $I = I_0 R \exp(-\sigma^2 \times \cos^2 \Psi / \lambda^2)$ , где  $I$  — интенсивность зеркального пика;  $I_0$  — интенсивность падающего света;  $R$  — коэффициент отражения Френеля;  $\sigma$  — средний размер шероховатости;  $\Psi$  — угол падения света на образец.

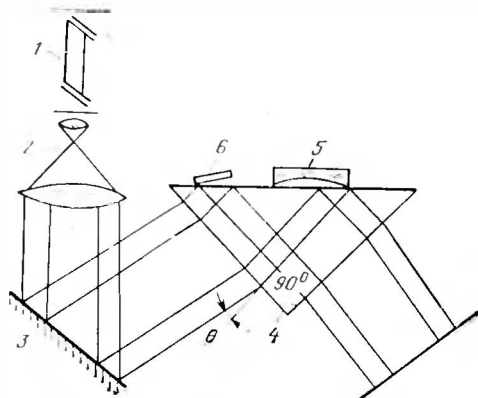


РИС. 67. Схема призменного интерферометра для контроля выпуклости и вогнутости пластин:

1 — лазер; 2 — коллиматор; 3 — поворотное зеркало; 4 — эталонная призма; 5 — образец; 6 — плоский образец для определения цены деления интерференционных полос

В [110] приведены примеры интерферограмм, характеризующих отклонение от плоскостности и изгиб пластин со шлифованной поверхностью, служащих в качестве заготовок интегральных микросхем и предназначенных для дальнейшей обработки.

Из зарубежных интерференционных приборов для контроля отклонения от плоскостности можно отметить установку типа Topel, модель 9000, и систему Autosort фирмы Topel, прибор Intor фирмы Protog. Указанные приборы имеют перестраиваемую цену деления интерференционного периода 1 ... 7 мкм. Столы имеют систему вакуумного прижима пластины диаметром до 125 мм. Система Autosort осуществляет автоматическую разбраковку пластин по параметру  $\Delta$  с производительностью 240 пластин в час.

В последнее время появились зарубежные и отечественные приборы, реализующие новый принцип измерения формы поверхности (рис. 68).

При изменении кривизны поверхности с координатой изменяется и положение освещаемой точки на поверхности фо-

топриемника. Конструкция фотоприемника и электронная схема прибора позволяют преобразовать величину фотоответа в электрический сигнал, пропорциональный расстоянию от освещаемой точки до центра приемной площадки. Дальнейшее преобразование сигнала позволяет получить на экране осциллографа масштабное изображение рельефа поверхности в заданном направлении.

На принципе сканирования лазерного луча работают приборы типа LSF-500 фирмы Canon и измерительная система модели 1660 фирмы Siltec. Эти установки обеспечивают

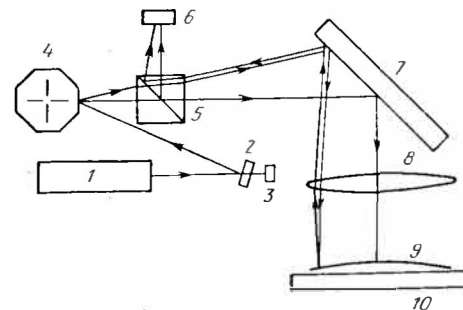


РИС. 68. Схема аппаратуры для контроля отклонений от плоскостности методом сканирования лазерного луча:

1 — лазер; 2, 3 — отклоняющие зеркала; 4 — вращающаяся призма; 5 — светоделительное зеркало; 6 — панорамный фотоприемник; 7 — отклоняющее зеркало; 8 — линза; 9 — образец; 10 — столик с вакуумным присосом

измерение высоты рельефа в диапазоне 0,1...200 мкм с погрешностью  $\pm 0,1$  мкм пластин диаметром до 150 мм.

Интерферометрические методы используются для контроля отклонения от плоскостности в качестве основных методов. Однако в ряде случаев их производительность является недостаточной, например при необходимости массовой разбраковки большого числа пластины на промежуточных операциях (резка, шлифовка). Для этой цели разработана аппаратура с применением индуктивных датчиков [111, 112]. В установке «Экспресс-2» использован высокоточный индуктивный датчик перемещения с аналого-цифровым преобразователем в сбалансированной трехточечной схеме измерения при использовании «плавающей» базовой плоскости. В манипуляторе установки образец располагается на трех точках и прижимается сверху специальным рычагом с грузом, уравнивающим давление индуктивного датчи-

ка. Схема установки приведена на рис. 69. Питание индуктивного преобразователя 1 осуществляется от генератора 2 с частотой 20 кГц. В измерительном блоке 3 находятся усилитель и демодулятор. Схема построена таким образом, что на выходе измерительного блока получается аналоговый сигнал, пропорциональный перемещению измерительного наконечника. Аналоговый сигнал индицируется на цифровом вольтметре 4 и одновременно поступает в блок компараторов 5, где с помощью датчиков уровней сортировки 6—8

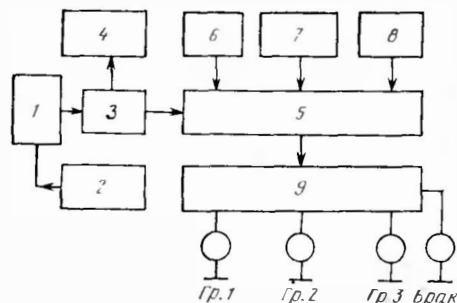


РИС. 69. Схема установки для контроля изгиба пластин «Экспресс-2»:

1 — индуктивный датчик; 2 — генератор питания датчика; 3 — усилитель и демодулятор; 4 — цифровой вольтметр; 5 — блок компараторов; 6, 7, 8 — датчики уровней сортировки неплоскостности; 9 — устройство сигнализации

устройство сигнализации 9 устанавливается в соответствии с необходимыми группами сортировки с дискретностью отсчета 0,1 мкм. Суммарная погрешность установки при сортировке пластин по изгибу в диапазоне  $\pm 100$  мкм не превышает  $\pm 3\%$ .

Трехточечная схема измерений пригодна для измерения изгиба пластин с ориентацией (111) при сферическом изгибе. Для пластин с ориентацией (100) наблюдают сложный изгиб с выделенными кристаллографическими направлениями [100], для этой цели используется аппарат с пятью индуктивными датчиками [112]. Датчики располагаются в центре пластины и в четырех точках вдоль кристаллографических направлений (100). Аппаратура, основанная на применении индуктивных датчиков, обладает высокой производительностью: время одного измерения не превышает нескольких секунд. Из зарубежных приборов, в которых для измерения рельефа поверхности используется щуповой датчик, следует отметить установку Siltec-1640 фирмы Siltec с емкостным датчиком и установку Flatgate фирмы Tensor Instruments с акустическим датчиком.

Эти приборы обеспечивают измерения высоты неровностей до 100 мкм с погрешностью  $\pm (0,2 \dots 0,25)$  мкм на пластинах диаметром до 125 мм. Установки изготавливаются в автоматизированном варианте с устройством разбраковки пластин по параметрам  $\Delta_p$  и  $\Delta_T$ .

### 3.6.3. Погрешность измерения отклонения от плоскостности

Реальные значения отклонения от плоскостности, которые обеспечиваются современным уровнем технологии изготовления пластин, достигают 3...10 мкм. Достичь низких значений погрешности при контроле таких малых отклонений от плоскостности можно лишь при условии реализации высоких требований к техническим характеристикам измерительной аппаратуры и к самой процедуре выполнения измерений. Прежде всего это касается требований к параметру  $\Delta$ , эталонной грани призмы (клина) и поверхности стола. Необходимо, чтобы значение  $\Delta$  для этих двух поверхностей не превышало 0,5 ... 1 мкм. Поверхность стола и контактирующая с ним поверхность пластины перед проведением измерений должны быть тщательно обеспылены. В противном случае мелкие крупинки пыли в результате прижатия пластины будут вызывать ее искривление. Это приведет к получению ложной информации о величине  $\Delta$ . Этот же эффект могут вызвать механические нарушения поверхности стола (риски, царапины), сопровождающиеся образованием выступов. По этой причине рекомендуется столы изготавливать из непластичных, твердых и хрупких материалов (гранит, стекло). Важное значение имеет также степень вакуума в прижимном устройстве, которая должна обеспечивать полное спрямление и прижатие пластины к поверхности стола. Зависимость измеряемого значения  $\Delta$  от степени вакуума исчезает при разрежении менее  $5 \cdot 10^4$  Па.

Следует отметить, что погрешность измерения  $\Delta$  рабочей стороны пластины зависит не только от указанных причин, но и в значительной мере может определяться самим объектом измерения. Речь идет об отклонении от плоскостности нерабочей стороны пластины, которой она прижимается к столу. Отклонение от плоскостности этой поверхности будет также приводить к искривлению пластины при ее вакуумном прижатии и к получению, таким образом, искаженного значения истинного значения  $\Delta$  рабочей стороны пластины. Таким образом, контролируемая на опыте величина  $\Delta$  является в сущности интегральным признаком качества, ха-

рактизирующим обработку поверхности обеих сторон пластины. Это обстоятельство необходимо учитывать при разработке технологических маршрутов, особенно если применяется проекционная фотолитография.

#### 3.6.4. Аппаратура для контроля рельефа полупроводниковых пластин и структур

Широкое применение для определения рельефа полупроводниковых пластин и структур находят микроинтерферометры МИИ-4, МИИ-9, Интерфако А — Е и др. [113]. Они используются для контроля класса чистоты обработки поверхности полупроводниковых пластин, глубины рисок и ступеней травления (мезаструктур), глубины и ширины разделительных канавок кремниевых структур с диэлектрической изоляцией, рельефа травления диэлектрических слоев (по характеру изгиба полос на клине травления), показателя преломления диэлектрических пленок (по измерению числа полос на ступеньке травления диэлектрика до и после нанесения металлизации), толщины и рельефа слоев поликремния и для других применений.

Для непрозрачной ступеньки глубина рельефа определяется соотношением  $\Delta h = K_1 \lambda / 2$ , а для ступеньки, образованной прозрачным диэлектриком,  $\Delta h = K_2 \lambda / 2 (n - 1)$ , где  $K_1$  и  $K_2$  — соответственно число полос (может быть дробным), характеризующих изгиб полос с зеленым светофильтром ( $\lambda = 540$  нм) или в белом свете. Минимальная высота ступеньки рельефа (разрешающая способность) в интерферометрах типа МИИ-4 составляет 25...30 нм.

Более широкие возможности заложены в интерференционном микроскопе Интерфако А — Е, представляющем собой измерительный прибор высокого класса для визуального наблюдения и фотоэлектрического измерения малых разностей хода с помощью интерферометрических методов [114]. В отличие от МИИ-4 в Интерфако А — Е лучи расщепляются за объективом. При первом варианте измерений (метод «ширинг») производится боковое расщепление изображения измеряемого объекта, например ступеньки рельефа. При втором варианте измерений (метод «интерфако» волна света от объекта интерферирует с опорной плоской волной (бесструктурное изображение, не содержащее деталей объекта). Этот метод применяется при исследовании

рельефа, содержащего детали малых размеров (ямки травления). При этом рельеф преобразуется в цветное изображение отличного качества, сравнимого с изображениями, получаемыми на первоклассных фазово-контрастных микроскопах.

Детальное описание особенностей конструкции и работы с микроскопом Интерфако А — Е приведено в [114]. По сравнению с МИИ-4 разрешающая способность Интерфако А — Е выше по крайней мере на порядок: с погрешностью не выше 20% можно измерять высоту ступеньки 3 нм. Дополнительным преимуществом Интерфако А — Е по сравнению с микроскопами МИИ-4 является то, что первый построен по прямой схеме, а второй по так называемой обратной схеме, при которой образец кладется на столик в перевернутом виде (как и в металлографических микроскопах МИИМ-7, МИИМ-8).

В настоящее время разработаны и выпускаются промышленностью специализированные микроскопы, созданные на базе МИИ-4, но по прямой схеме с расширенным спектральным диапазоном, позволяющим исследовать рельеф объектов, непрозрачных в видимом свете, но прозрачных в ИК области спектра, например рельеф КСДИ (кремниевых структур с диэлектрической изоляцией). Одним из таких микроскопов является телевизионный микроскоп Монослой-2 [115]. Сущность метода измерений, заложенного в основу этого микроскопа, заключается в следующем. Интерференционная головка настраивается сначала на поверхность измеряемой структуры (наблюдают интерференционные полосы от поверхности, совмещая центр группы полос с нулевой отсчетной линией). Затем настраиваются на рельеф границы раздела кремний—диэлектрик, закрытый от прямого наблюдения слоем монокристаллического кремния, и опять совмещают центр группы интерференционных полос с нулевой линией отсчета. Толщину слоя монокристаллического кремния определяют по формуле  $d = h/n_{эф}$ , где  $h$  — перемещение интерференционной головки между двумя отсчетами ее положения (при настройке на границу раздела и на поверхность), а  $n_{эф}$  — эффективный коэффициент преломления кремния для выбранного диапазона ИК спектра. Контроль интерференционной картины, по Линнику, производится в ИК области спектра с помощью преобразователя, состоящего из ИК видикона, передающей телевизионной камеры и видеоконтрольного устройства. Общий вид установки Монослой-2 приведен на рис. 70. Она позволяет измерять

Толщину монокристаллического кремния в «карманах» КСДИ в диапазоне 7...30 мкм с погрешностью 0,7 мкм, а также и другие параметры рельефа КСДИ (глубину разделительных канавок и высоту ступенек мезоструктур в диапазоне 10...90 мкм с погрешностью  $\pm 5$  мкм). Производи-

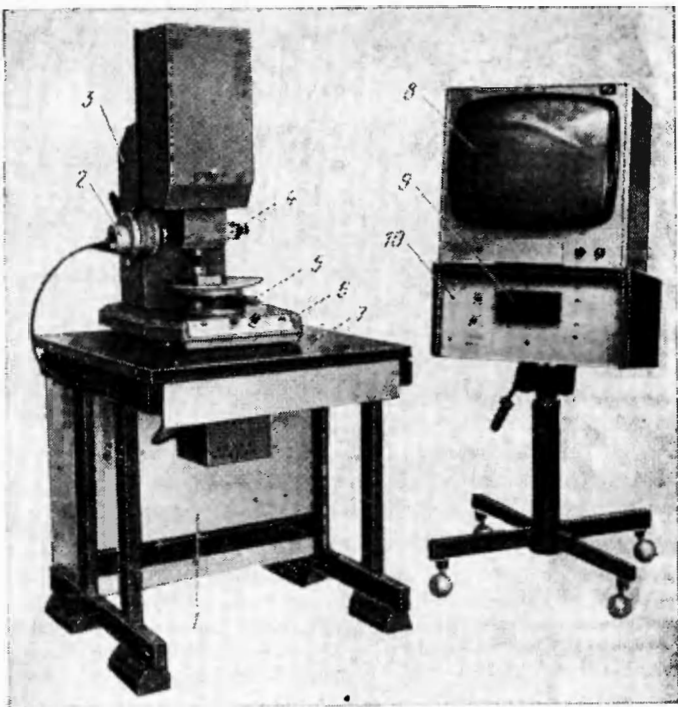


РИС. 70. Общий вид установки Монослой-2:

1 — электронные блоки питания и автоматики; 2 — осветитель; 3 — измерительный блок; 4 — микроинтерферометр; 5 — предметный столик с контролируемым образцом; 6 — пульт управления; 7 — стол; 8 — видеоконтрольное устройство; 9 — цифровой вольтметр; 10 — измеритель линейных перемещений

тельность установки 200 измерений в 1 ч, благодаря чему обеспечивается контроль в условиях серийного производства. Полуавтоматический режим контроля с коррекцией нуля и цифровым отсчетом толщины или высоты рельефа с помощью индуктивных датчиков снижает субъективные ошибки оператора.

Контроль толщины и рельефа диэлектрических покрытий. Решая основное уравнение эллипсометрии (117) для систем диэлектрическая пленка — полупроводниковая (металлическая) подложка, строят номограммы,  $\Delta - \psi$ , пример которых (для системы арсенид-галлия — диэлектрик) приведен на рис. 71. Здесь цифры у каждой кривой соот-

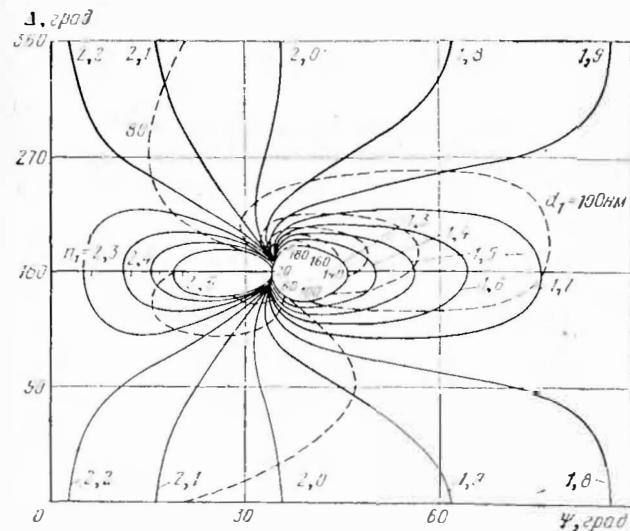


РИС. 71. Номограммы  $\Psi - \Delta$  для системы арсенид галлия — диэлектрик

ветствуют определенным значениям показателя преломления пленки. Величины  $\Psi$  и  $\Delta$  являются периодическими функциями толщины и повторяются через так называемый эллипсометрический период, равный 250...300 нм, в зависимости от показателя преломления и угла падения  $\varphi_0$ .

Номограммы  $\Delta - \Psi$  используют в тех случаях, когда значение  $n_1$  (показатель преломления диэлектрика) неизвестно. Определив экспериментально  $\Delta_{\text{экс}}$  и  $\Psi_{\text{экс}}$ , можно по номограммам  $\Delta - \Psi$  найти  $n_1$  и  $d_1$ , где  $d_1$  — толщина диэлектрика. После приближенного определения  $n_1$  используют более подробные таблицы, где каждому значению  $n_1$  соответствует набор значений  $\Delta$  и  $\Psi$ , в зависимости от изменения толщины пленки. В условиях производства, как правило, значение  $n_1$  или известно заранее (например, для терми-

ческого окисла  $\text{SiO}_2$   $n_1$  меняется в пределах 1,46...1,47), или может лежать в достаточно узком интервале. Это облегчает применение номограмм и таблиц.

Одной из наиболее часто встречающихся методических погрешностей при использовании таблиц и номограмм является стремление исследователя или оператора выбрать такую толщину пленки, при которой отклонение  $\Delta_{\text{экс}}$ ,  $\Psi_{\text{экс}}$  от обоих ближайших теоретических значений  $\Delta$  и  $\Psi$  было бы минимальным в одинаковой степени. При этом не учитывают, что таблицы и номограммы построены для идеальной поверхности полупроводника, тогда как на практике оптические константы реальной поверхности могут несколько отличаться от идеальной; например, нарушенный слой при полировке пластин, неполный отжиг при ионной имплантации могут несколько сдвигать номограммы по оси  $\Psi$  [97]. Вместе с тем на номограммах существуют области, где небольшой сдвиг или ошибка могут давать большую погрешность при определении толщины пленки. Поэтому нужно в первую очередь добиваться совпадения экспериментальных и теоретических значений по тому параметру, который в контролируемом диапазоне толщины меняется наиболее резко. В частности, для кривой с показателем преломления 1,45 (см. рис. 71) толщину в диапазоне 1...20 нм следует определять в основном по параметру  $\Delta$ , в диапазоне 80...100 нм — в основном по параметру  $\Psi$ , затем опять по  $\Delta$  и т. д.

При исследовании поверхности, покрытой тонкой естественной окисной пленкой (менее 5 нм), обычно используют линейную аппроксимацию решения основного уравнения эллипсометрии [98]. При этом  $\Delta = \bar{\Delta} - \alpha d_1$ ,  $\Psi = \bar{\Psi} + \beta d_1$ , где  $\bar{\Delta}$  и  $\bar{\Psi}$  — эллипсометрические параметры чистой поверхности. Было установлено, что параметр  $\bar{\Psi}$  сильно зависит от степени дефектности: повышение дефектности может увеличивать  $\bar{\Psi}$  на несколько градусов [97]. Например, химическая и химико-механическая полировка кремния дает величину  $\bar{\Psi}$ , определяемую свойствами объема кремния  $n_2 = 3,85$ ,  $k_2 = 0,02$  при  $\lambda = 632,8$  нм, тогда как алмазная полировка или бомбардировка ионами приводит к резкому увеличению  $\bar{\Psi}$ , что свидетельствует о дефектообразовании и аморфизации поверхности (при этом  $k_2$  может увеличиться в 10 раз).

Параметр  $\Delta$  определяется в основном толщиной остаточного окисла, а также степенью загрязнений, возникающих на поверхности. Для хорошо обработанной поверхности величина остаточного окисла, измеренная после проведения процессов обработки и отмычки, не превышает 1...1,5 нм.

Контроль качества обработки поверхности и величины остаточного окисла особенно важны при изготовлении приборов, основанных на использовании МНОП-структур, полевых транзисторов с барьером Шотки и др. Важно контролировать толщину остаточ-

ного окисла, при измерениях, например удельного сопротивления методом растекания, особенно на соединениях  $A_{III}B_{V}$ .

При изготовлении приборов на основе соединений  $A_{III}B_{V}$ , главным образом на основе GaAs, эллипсометрические параметры эпитаксиальных слоев в каждом конкретном случае могут меняться, например, при изменении состава твердых растворов соединений  $A_{III}B_{V}$ . Поэтому желательно определять эти константы также эллипсометрическим методом. Чтобы устранить влияние естественного окисла, желательно измерять эллипсометрические параметры в среде слабого травителя. При этом окисный слой растворяется [116].

В последнее время проведены фундаментальные работы по контролю рельефа атомарно-чистой поверхности эллипсометрическими методами в широком диапазоне температур [117—118]. По скачкам эллипсометрических параметров, в основном  $\Delta$ , было обнаружено, что в области температур 750 °C происходит перестройка атомарно-чистой поверхности кремния: на плоскости (111), отклоненной на 8° к [110], может быть обратимый переход от упорядоченной системы ступеней с высотой в два межплоскостных расстояния к упорядоченной системе ступеней в одно межплоскостное расстояние. Возрастание на один монослой ступеней приводит к уменьшению  $\Delta$  на 30 угл. мин.

В связи с исследованиями эллипсометрическими методами фазовых переходов на чистой поверхности кремния было рассмотрено влияние шероховатости поверхности на эллипсометрические параметры [118]. Шероховатость поверхности характеризуется параметром  $\gamma = \sigma^2/l$ , где  $\sigma$  — среднеквадратическое отклонение высот неровностей относительно средней плоскости и  $l$  — радиус корреляции неровностей в плоскости поверхности. Было показано, что микрорельеф приводит к существенному изменению  $\Delta$  и практически не влияет на  $\Psi$ .

Таким образом, эллипсометрия может быть использована для изучения фазовых переходов на поверхности, так как в отличие от метода дифракции медленных электронов она не встречает трудностей, обусловленных температурой образца.

Прежде чем пользоваться конкретной моделью, целесообразно, используя разрушающие эллипсометрические методы, детально изучить систему и ее стабильность при повторяющихся технологических процессах. Исследования проводят, создавая клин травления, что эквивалентно послойному удалению слоев диэлектрика. После каждого удаленного слоя определяют параметры  $\Psi_n$  и  $\Delta_n$ ,  $\Psi_{n-1}$  и  $\Delta_{n-1}$ , ...,  $\Psi_1$  и  $\Delta_1$ . Затем, двигаясь от подложки, восстанавливают оптические константы слоев или неоднородного диэлектрика, рассматривая нижележащие слои как слои с эффективными оптическими константами (при определении параметров  $i$ -го слоя по  $\Psi_i$  и  $\Delta_i$  принимается модель двухслойной структуры, при которой  $i$ -й слой лежит на подложке с эффективными параметрами, дающими поляризационные углы  $\Psi_{i-1}$  и  $\Delta_{i-1}$ ).

Весьма важное применение нашли эллипсометрические методы для контроля толщины слоев, удаляемых при последовательном окислении и травлении окисла. Такая опе-

рация совместно с промежуточными измерениями проводимости четырехзондовым методом широко используется для контроля профиля распределения примесей диффузионных и ионно-имплантированных слоев. Обычно слою анодного окисла кремния толщиной 10 нм соответствует слой удаленного кремния толщиной  $4,0 \pm 0,1$  нм [119]. Анодное окисление образцов кремния проводят с помощью электролита  $0,4$  нормального раствора  $KNO_3$  в этиленгликоле и  $0,5...3\%$   $H_2O$  в гальваностатическом режиме (плотность тока около  $10 \text{ mA/cm}^2$ ). Значение коэффициента преломления анодного окисла принимают равным  $1,50 \pm 0,01$ . В [119] при определении глубины аморфизированного слоя, возникающего при ионной имплантации ( $E = 100 \text{ кэВ}$ , доза  $500 \text{ мкКл/cm}^2$ ) после послойного стравливания, скорость окисления резко уменьшалась. Можно считать границей структурно-разупорядоченного слоя в эллипсометрических измерениях такое значение его толщины, при котором вычисляемый показатель преломления подложки соответствует его значению для ненарушенного объема, а скорость анодного окисления резко уменьшается.

**Аппаратура для эллипсометрических измерений.** В настоящее время в промышленности широко используются отечественные эллипсометры и эллипсометрические микроскопы ЛЭМ-2, ЛЭМ-3М, ЛЭФ-3М и др. [97]. В большинстве эллипсометров применяется гелий-неоновый лазер с  $\lambda = 632,8 \text{ нм}$ . Принцип работы промышленных эллипсометров основан на нулевой схеме измерений, предусматривающей получение минимальной интенсивности пучка света на выходе прибора в момент измерения. Рабочие формулы, позволяющие определять  $\Delta_{\text{экс}}$  и  $\Psi_{\text{экс}}$ , приведены в п.3.4.2.

Оптическая схема эллипсометрического микроскопа ЛЭМ-3М приведена на рис. 72 [108]. Здесь первая четверть волновая пластина (ЧВП) 2 служит для преобразования линейно-поляризованного луча лазера в свет с круговой поляризацией. При вращении лимба поляризатора нет необходимости вращать лазер. При смене или юстировке лазера необходимо следить за тем, чтобы на выходе ЧВП был луч с круговой поляризацией. Для этого необходимо вывести из пучка компенсатор  $b$ , установить на выходе плеча поляризатора (после объектива 7) фотодиод и при установке лазера поворачивать его до тех пор, пока показания фотодиода не будут изменяться при вращении лимба поляризатора 3. В эллипсометрах ЛЭМ-2 быстрая ось ЧВП 6 установлена под углом  $45^\circ$  и при измерениях не меняется, а параметры

$\Psi_{\text{экс}}$  и  $\Delta_{\text{экс}}$  находятся при установлении абсолютного минимума при вращении лимбов поляризатора и анализатора так, как указано в п. 3.4.2. Погрешность отсчета углов эллипсометров ЛЭМ-3М и ЛЭФ-3М составляет несколько угловых минут, что обеспечивает принципиальную возможность определения толщины диэлектрика с погрешностью не выше нескольких десятых нанометра. В области малых значений толщин диэлектрика (менее 5 нм) можно зафиксировать изменения толщины менее десятой нанометра.

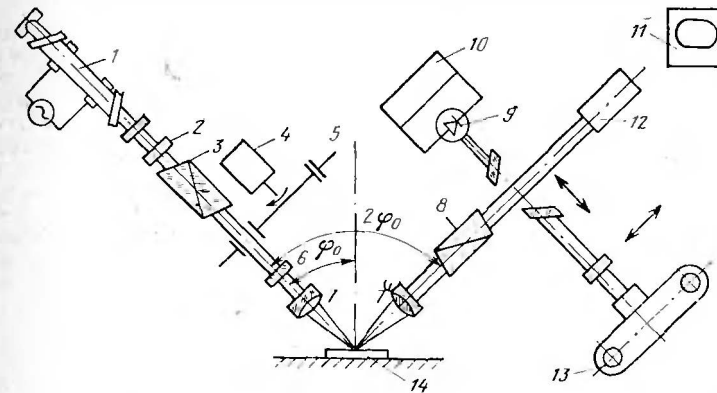


РИС. 72. Оптическая схема эллипсометрического микроскопа ЛЭМ-3М:

1 — лазер (632,8 нм); 2 — ЧВП; 3 — поляризатор; 4 — двигатель модулятора; 5 — модулятор; 6 — ЧВП; 7 — объективы; 8 — анализатор; 9, 10 — фотоэлектрическая регистрирующая система; 11 — видеоконтрольное устройство; 12 — передающая камера; 13 — фотоаппарат; 14 — образец

Это, однако, не означает, что такая точность может быть реализована во всем диапазоне толщин диэлектрика. «Острота» настройки и связанная с ней точность значительно зависят от самого измеряемого образца, а именно: от его однородности в пределах площади измерительного луча, от состояния поверхности раздела полупроводник — диэлектрик, от наличия переходных слоев на границе раздела и т. п. Как правило, точность определения толщины диэлектрика при измерениях в пределах первого эллипсометрического периода выше, чем для толстых пленок, толщина которых больше эллипсометрического периода.

Аналогично в разных диапазонах толщин различна точность определения показателя преломления диэлектрика. Наихудшая точность в начале эллипсометрического периода



да, наилучшая — для пленок толщиной 100...150 нм (в зависимости от показателя преломления и угла  $\varphi_0$ ). В предельном случае на эллипсометрах ЛЭФ-3М можно реализовать точность измерения  $n_1 = \pm 10^{-3}$ . Если нет возможности изменить толщину диэлектрика при определении показателя преломления на конкретном образце, необходимо установить такой угол  $\varphi_0$ , при котором существует более сильная зависимость от показателя преломления величин  $\Psi$  и  $\Delta$  на эллипсометрической номограмме для заданной толщины диэлектрика.

Приборы ЛЭМ-3М и ЛЭФ-3М позволяют помимо обычных эллипсометрических измерений проводить измерения локального рельефа диэлектрических покрытий в режиме эллипсометрической микроскопии (микроэллипсометрии) [97, 108]. С помощью объектива изображение локального участка исследуемой поверхности проецируется в эллипсометрических микроскопах на чувствительную площадку видикона и затем — на экран видеоконтрольного телевизионного устройства; при этом «гасятся» только составляющие пучка света, отраженные от участков исследуемого образца, имеющих одинаковые эллипсометрические параметры. В эллипсометрическом микроскопе с телевизионным экраном максимальная чувствительность достигается за счет зеркальной диафрагмы, которая выделяет пучок света от измеряемого участка и направляет его на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), расположенный за отверстием. Остальная часть пучка направляется зеркалом на видикон. При этом на экране телевизора видна исследуемая структура с темной точкой в том месте, где производятся измерения.

В [97] приведены интересные примеры использования метода эллипсометрической микроскопии. Однако этот метод имеет определенные ограничения: существующая аппаратура не позволяет определять следы окисла в окнах размером менее  $10 \times 10$  мкм из-за дифракционных явлений на краях окон.

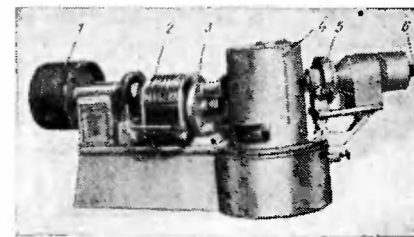
Следует остановиться на новом перспективном направлении — спектральной эллипсометрии. В спектральной эллипсометрии [120] используется высокая чувствительность параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  к изменению длины волны излучения; поэтому можно определять значительно большее число параметров исследуемой системы.

Изменение длины волны в спектральных эллипсометрах производится либо при использовании монохроматора, либо при применении набора фильтров. На рис. 73 приведена фотография эллипсометра, в котором спектральные измерения осуществляются при использовании магазина сменных фильтров и компенсаторов Сенармона из слюды. Эллипсометр позволяет проводить измерения в 21 дисперсионной точке спектрального интервала 400...800 нм. Изготовленные компенсаторы имеют отклонение от  $90^\circ$  на заданной длине волны не более  $5,73^\circ$ . Источник света в эллипсометре — дуговая ксеноновая лампа ДКСШ-150 с непрерывным спектром излучения в видимой области. В качестве фотоприемника используется ФЭУ-51. Свет модулируется частотой 1000 Гц.

Спектральный эллипсометр позволяет расширить круг материалов, которые могут исследоваться эллипсометрическим методом. Кроме того, можно для традиционных материалов выбрать такие диапазоны спектра, где чувствительность к определенным свойствам существенно повышается. Например, образец, имеющий толщину диэлектрического покрытия, равную эллипсометрическому периоду на  $\lambda = 632,8$  нм, нельзя использовать для определения показателя преломления диэлектрика, однако, изменив длину волны, можно попасть в область номограммы  $\Delta - \Psi$ , где чувствительность к

РИС. 73. Общий вид спектрального эллипсометра:

1 — источник излучения; 2 — блок сменных фильтров; 3 — блок поляризатора; 4 — держатель образца; 5 — блок анализатора; 6 — фотоприемное устройство



показателю преломления максимальна. Аналогично при смещении рабочего участка спектра в область коротких волн для кремния можно существенно повысить чувствительность эллипсометрических параметров к глубине нарушенного слоя. Прослойки между окислом и нитридом кремния (выделения поликристаллического или аморфного островкового кремния) оптимально контролировать также в области коротких волн спектра в диапазоне 280 нм.

## 4 ГЛАВА

### Измерение времени жизни, диффузионной длины и скорости поверхностной рекомбинации неосновных носителей заряда

#### 4.1. Исходные уравнения и физические основы методов контроля параметров неосновных носителей заряда

Неравновесные носители заряда в полупроводниках возникают при воздействии на полупроводник света, рентгеновского и гамма-излучения, быстрых заряженных и нейтральных частиц (электронов, протонов, нейтронов), а так-

же при инжекции носителей заряда из одной области полупроводника в другую, при пробое и других воздействиях.

Основными уравнениями, описывающими поведение неравновесных носителей заряда, являются:

1. Уравнения для плотностей тока дырок и электронов (без учета магнитного поля).

$$\mathbf{J}_p = -qD_p \nabla p + q\mu_p p \mathbf{E}, \quad (120)$$

$$\mathbf{J}_n = qD_n \nabla n + q\mu_n n \mathbf{E},$$

где  $D_p$ ,  $D_n$ ,  $\mu_p$ ,  $\mu_n$  — соответственно коэффициенты диффузии и подвижности дырок и электронов.

2. Уравнения непрерывности с учетом генерации и рекомбинации носителей заряда.

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - \frac{p-p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q} \operatorname{div} \mathbf{J}_p, \quad (121)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n - \frac{n-n_0}{\tau_n} - \frac{1}{q} \operatorname{div} \mathbf{J}_n,$$

где  $g_n$ ,  $g_p$  — скорости генерации, а  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  — времена жизни электронов и дырок.

3. Уравнение Пуассона

$$\Delta \Psi = -\rho/\epsilon_0 \epsilon, \quad (122)$$

где  $\rho$  — суммарный заряд примесей и носителей заряда;  $\Psi$  — потенциал. В подавляющем большинстве случаев при рассмотрении процессов, связанных с неравновесными носителями заряда, пренебрегают возникающим пространственным зарядом и уравнение (122) заменяют условиями нейтральности

$$\rho - \rho_0 = n - n_0 + \sum_i (n_{ii} - n_{i0}), \quad (123)$$

где  $n_{ii}$ ,  $n_{i0}$  — неравновесная и равновесная концентрация электронов на уровнях  $i$ -го сорта в запрещенной зоне полупроводника.

При подстановке (120) в (121) и при учете (123) задача о поведении неравновесных носителей заряда обычно сводится к решению уравнений непрерывности в частных производных [3, 77, 102].

Если принять  $p - p_0 = n - n_0 = \delta p$ ,  $g_n = g_p \equiv g$ , то  $\tau_n = \tau_p = \tau$ , т. е. рекомбинационные процессы характеризуются временем жизни  $\tau$ , единым для электронов и дырок. При малых электрических полях, пренебрегая процессами дрейфа

носителей заряда по сравнению с их диффузией, из (121) можно получить для примесного полупроводника (для определенности  $n$ -типа) основное уравнение непрерывности, из которого вытекают рассматриваемые ниже методы измерений времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей заряда:

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = D_p \Delta \delta p - \delta p/\tau + g. \quad (124)$$

В качестве граничных условий (124) задают либо значения концентрации, либо значения потоков носителей заряда, либо связь потока со скоростью поверхностной рекомбинации  $S$  в виде

$$\frac{1}{q} j_p = \pm S \delta p. \quad (125)$$

Из (125) следует определение скорости поверхностной рекомбинации  $S$  как отношения потока носителей заряда, «втекающего» на границу раздела, к их избыточной концентрации на границе раздела. Отметим, что границей раздела может являться чистая поверхность полупроводника, поверхность, покрытая окислом, и т. п. Скорость поверхностной рекомбинации  $S$  является важным параметром, характеризующим технологический процесс в полупроводниковом производстве. Она наряду с временем жизни неосновных носителей заряда определяет параметры многих полупроводниковых приборов: фотодиодов и фототранзисторов, приборов с зарядовой связью, солнечных батарей и др. [77, 102].

При выводе (124) мы пренебрегали концентрацией носителей заряда, захваченных на ловушки (уровни прилипания) в запрещенной зоне. Если концентрация захваченных на ловушки неосновных носителей заряда значительно превышает концентрацию избыточных неосновных носителей, то время жизни основных носителей заряда может сильно превышать время жизни неосновных носителей, т. е. в полупроводнике  $n$ -типа  $\tau_n \gg \tau_p$ , а в полупроводнике  $p$ -типа  $\tau_p \gg \tau_n$ . Сказанное относится и к такому параметру, как  $S$ . Скорость поверхностной рекомбинации является единой для электронов и дырок, если концентрация избыточных неосновных носителей на границе раздела значительно превышает концентрацию избыточных неосновных носителей, захваченных на поверхностные ловушки.

Из уравнения (124) можно определить  $\tau$  как показатель экспоненциального спада, т. е.  $\delta p(t) = \delta p(0) \exp(-t/\tau)$ . Это справедливо

проводник неосновных носителей заряда и пренебрегают процессами их диффузии к поверхности или к границе раздела. Кроме того,  $\tau$  само не должно зависеть от концентрации носителей заряда, что выполняется при малых или предельно больших уровнях инжекции носителей заряда ( $\delta p/n_0 \ll 1$  или  $\delta p/n_0 \gg 1$  для полупроводника  $n$ -типа,  $\delta n/p_0 \ll 1$  или  $\delta n/p_0 \gg 1$  для полупроводника  $p$ -типа).

Рассмотрим одномерный стационарный случай при условии чистоты поверхностной генерации неравновесных носителей заряда на границе полубесконечного полупроводника (для определенности  $n$ -типа) и при отсутствии внешнего электрического поля. В этом случае из уравнения (124) можно получить

$$\frac{d\delta p}{dx^2} - \frac{\delta p}{D_p \tau} = 0. \quad (126)$$

Зададим граничные условия  $\delta p|_{x=0} = \delta p(0)$ ,  $\delta p|_{x=\infty} = 0$ . Решение уравнения (126)  $\delta p(x) = \delta p(0) \exp(-x/L)$ , где, по определению,  $L = \sqrt{D_p \tau}$  — диффузионная длина неосновных носителей заряда, из которой может быть найдено время жизни неосновных носителей заряда  $\tau = L^2/D_p$ . Отметим, что методы измерения диффузионной длины дают время жизни именно неосновных носителей заряда. Это связано с тем обстоятельством, что захваченные на уровни в запрещенной зоне (ловушки) носители не дают вклада в потоки движущихся вследствие диффузии носителей.

К настоящему времени предложено более 35 методик измерения времени жизни и диффузионной длины носителей заряда, а с учетом вариантов — более 50 [121]. Обзор методик измерений изложен в [1,7, 121].

В большинстве случаев желательно измерять время жизни носителей заряда при малых уровнях инжекции. Этот параметр характеризуется наибольшей чувствительностью к примесям и дефектам структуры. В последнее время в связи с созданием мощных импульсных лазеров появилась возможность измерять время жизни при больших уровнях инжекции, т. е. при тех условиях, при которых работает ряд мощных полупроводниковых приборов (диоды, тиристоры, мощные транзисторы, полупроводниковые лазеры). Время жизни неосновных носителей заряда в полупроводниках — характеристический параметр, который для разных полупроводников и в широком диапазоне температур может изменяться в пределах  $10^{-11} \dots 5 \cdot 10^{-3}$  с.

Время жизни  $\tau$  и связанная с ним диффузионная длина  $L = \sqrt{D\tau}$  определяются фундаментальными процессами излучательной и безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда [102] и в сильной степени зависят от условий получения и термообработки полупроводника. В отличие от этого скорость поверхностной рекомбина-

ции  $S$  для данного полупроводника может изменяться в зависимости от условий обработки границы раздела. Например, для кремния  $S$  может меняться от 1 до  $10^6$  см/с.

## 4.2. Стационарные методы измерения диффузионной длины, времени жизни и скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда

### 4.2.1. Метод подвижного светового зонда

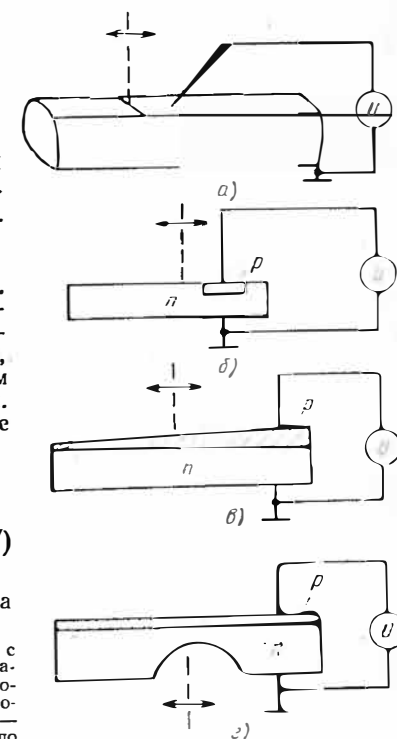
Этот метод широко применяется для определения диффузионной длины в германии и соединениях  $A_{III}B_V$ . Варианты метода показаны на рис. 74 [1,7]. Генерируемые светом неосновные носители заряда диффундируют вдоль поверхности вглубь образца и, достигая точечного зонда или  $p-n$ -перехода, генерируют фото-ЭДС или фототок, пропорциональный концентрации неосновных носителей.

В первом варианте (см. рис. 74, а) генерация носителей происходит в узкой световой полоске на поверхности, что соответствует условиям цилиндрической симметрии. При этом основное уравнение (124) преобразуется к виду

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d\delta p}{dr} \right) - \frac{\delta p}{L^2} = 0, \quad (127)$$

РИС. 74. Варианты метода подвижного светового зонда:

а — метод Валдеса; б — метод с планарным  $p-n$ -переходом в качестве коллектора неосновных носителей; в — перемещение светового зонда по косоугольному шлифу; г — перемещение светового зонда по сферическому шлифу



где  $r$  — радиус, отсчитываемый от осевой линии световой полоски. Решение уравнения (127) определяется функцией Ханкеля нулевого порядка от мнимого аргумента:

$$\delta p(r) = \delta p(0) [iH_0^{(1)}(ir/L)], \quad (128)$$

причем при  $r > \omega$  и  $\omega \leq r \leq 1/4$ , где  $\omega$  и  $l$  соответственно ширина и длина полоски,

$$\frac{\delta p(r)}{\delta p(0)} \approx \frac{\exp(-r/L)}{\sqrt{r/L}} \quad (129)$$

Предварительно строятся в полулогарифмическом масштабе номограммы теоретических кривых, рассчитанных по формулам (128) или (129). Экспериментальная кривая совмещается с одной из теоретических кривых, откуда и определяется диффузионная длина  $L$ . Этот метод применяется для измерения диффузионной длины на слитках германия [1].

На рис. 74, б показан вариант метода для измерения малых диффузионных длин в узкозонных полупроводниках  $A_{III}B_{IV}$ . Здесь световая полоска проектируется с помощью микроскопа, а  $p-n$ -переход предельно малых размеров создается методами планарной технологии при использовании ионной имплантации в окне анодного окисла. Для создания коллектора неосновных носителей в соединениях  $A_{III}B_{IV}$  с успехом используют барьеры Шотки малой площади.

В качестве вариантов метода подвижного светового зонда можно указать также методы, представленные на рис. 74, в, г. В этих случаях в качестве коллектора неосновных носителей заряда выступает  $p-n$ -переход, а движение светового зонда происходит по косому (рис. 74, б) или сферическому (рис. 74, в) шлифу.

**Аппаратура и погрешности измерений.** Промышленная аппаратура для измерения диффузионной длины в германии, указанная в [1], не претерпела сколько-нибудь существенных изменений. Она позволяет определять  $L$  в пределах 0,1...5 мм. При подготовке слитка к измерениям поверхность обрабатывается шлиф-порошками М14 и М10 и протравливается в 30%-ном растворе  $H_2O_2$ . Цель обработки поверхности — снизить скорость поверхностной рекомбинации, влияние которой может привести к уменьшению измеряемого  $L$  при больших  $L$ . Необходимо исключать загрязнение поверхности в процессе промывки образца после травления, а осушение поверхности производить беззольным фильтром. При малых значениях  $L$  влиянием скорости поверхностной рекомбинации пренебрегают, однако погрешность может возрасти из-за уменьшения сигнала в области  $r > 5\omega$ . Суммарная погрешность измерения  $L$  в германии в указанном диапазоне составляет 15...20%.

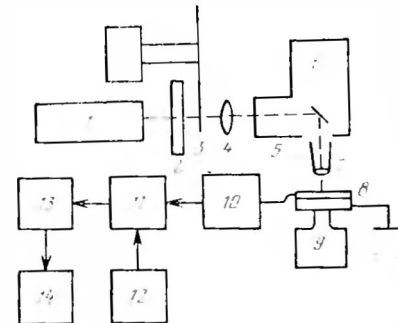
Схема одной из установок для измерения малых диффузионных длин неосновных носителей заряда в соединениях  $A_{III}B_{IV}$  при использовании  $p-n$ -перехода приведена на рис. 75 [122]. Здесь 1 — лазер ( $\lambda = 632,8$  нм,  $\alpha = 4 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup> для GaAs); 2 — фильтр, ограничивающий мощность; 3 — механический модулятор; 4 — линза, позволяющая создать

в плоскости фокусальным диаметром 3 мкм. Образец 8 укрепляется на предметном столике 9, который перемещается в горизонтальной плоскости. Ток  $p-n$ -перехода усиливается селективным микровольтметром 10, синхронным детектором 11 с источником опорного сигнала 12 и через логарифмический преобразователь 13 регистрируется самописцем 14.

Коэффициент собирания  $Q_p + Q_n = I_{из}/I_{измаж}$  зависит от  $L$ ,  $\alpha$ ,  $S/D$  и при достаточно больших (по сравнению с

РИС. 75. Схема установки для измерения малых диффузионных длин:

1 — лазер; 2 — фильтр; 3 — модулятор; 4 — линза; 5, 6, 7 — элементы фокусирующей системы микроскопа; 8 — образец; 9 — столик для образца; 10 — усилитель; 11 — синхронный детектор; 12 — блок опорного сигнала; 13 — логарифмический усилитель; 14 — самописец



диффузионной длиной) расстояниях  $x > x_{кр}$  от поверхности шлифа до  $p-n$ -перехода определяется членом  $\exp \times (-x/L)$ . В [122] найдено, что это выполняется при условиях  $\alpha x_{кр} > 1$ ,  $x_{кр} > L$  и  $\alpha L > 1$ .

#### 4.2.2. Метод движущегося электронного зонда

Метод движущегося электронного зонда детально обсуждается в [7, 123]. На рис. 76 показаны возможные схемы применения этого метода. Варианты на рис. 76, а и б используются для определения диффузионной длины на кремнии и соединениях  $A_{III}B_{IV}$  после различных термообработок; здесь на поверхности создается методами планарной технологии совокупность  $p-n$ -переходов или барьеров Шотки малой площади, являющихся коллекторами неосновных носителей заряда. Вариант на рис. 83, в, аналогичный варианту подвижного светового зонда, где в качестве коллектора используется  $p-n$ -переход или барьер Шотки, широко применяется для исследования малых диффузионных длин в соединениях  $A_{III}B_{IV}$  [7, 123] и  $A_{II}B_{VI}$  [124]. Например, в [124] измерялась диффузионная длина в CdTe с концентрацией электронов  $6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Дырки возбуждались элект-

ронным лучом с энергией от 5 до 25 кэВ на расстоянии 0,1... 14 мкм от барьера Шотки, к которому прикладывалось обратное смещение не более 0,1 В. Это позволяло измерять  $L$  в пределах 0,4 ... 3 мкм. В [7] указаны некоторые ограничивающие факторы метода, в качестве которых в первую очередь рассматривается конечная ширина области генерации неосновных носителей электронами, меняющаяся от 0,1 до 2,1 мкм при изменении ускоряющего напряжения в пределах 5...30 кВ. Так же как и для светового зонда, метод электронного зонда дает хорошие результаты, когда  $x > L$ , что

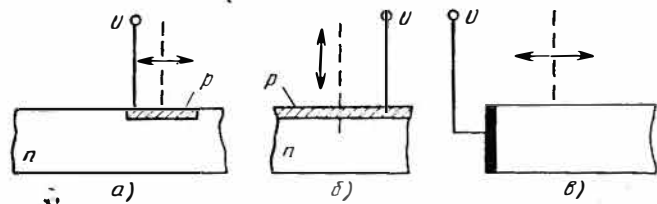


РИС. 76. Варианты измерения диффузионной длины при использовании электронного зонда:

$a$  — поперечное перемещение пучка электронов;  $b$  — продольное перемещение;  $v$  — коллектор (барьер Шотки) на торце образца

легко осуществить для однородных образцов и труднее для эпитаксиальных структур, где толщина часто сравнима с диффузионной длиной. В этом случае метод подвижного зонда практически не используется, и нужно применять другие методы.

Рассмотрим еще два принципиальных ограничения метода подвижного светового (электронного) зонда.

Первое ограничение относится к кремнию и широкозонным полупроводникам. Оно связано с возможностью создания на поверхности обедненной или инверсной области (см. гл. 5). При этом объемный заряд и поле обратно включенного  $p$  —  $n$ -перехода или барьера Шотки могут распространяться по поверхности и приводить к дрейфовой составляющей движения неосновных носителей и сильному завышению измеряемой диффузионной длины. Кроме того, увеличивается площадь собирающего  $p$  —  $n$ -перехода, что приводит к ошибке в отчетах. Устранить указанное ограничение можно, регулируя поверхностный потенциал, меняя окружающую атмосферу. Желательно, чтобы на поверхности был ре-

ализован режим «плоских зон» или слабого обогащения (см. гл. 5).

Второе ограничение относится к прямозонным полупроводникам с сильновыраженной излучательной рекомбинацией. В этом случае может быть эффект перепоглощения фотонов рекомбинационного излучения вблизи коллектора неосновных носителей, что приводит к завышенным значениям диффузионной длины при малых сигналах коллектора, когда первичный источник неосновных носителей находится на расстоянии нескольких диффузионных длин от коллектора (рис. 77).

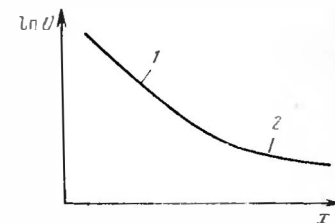


РИС. 77. Искажение сигнала из-за перепоглощения фотонов:

1 — неискаженная область экспоненциального спада; 2 — область аномального возрастания сигнала относительно экспоненциального спада

**Аппаратура.** Для использования метода движущегося электронного зонда пригодны любые растровые электронные микроскопы (Stereo-Skan, BS-350 и др.), принцип работы которых детально описан в гл. 6.

#### 4.2.3. Методы стационарной фотопроводимости

В методах стационарной фотопроводимости через пластину полупроводника пропускают ток в режиме генератора тока и освещают ее светом, создающим объемную или поверхностную генерацию неравновесных носителей заряда [1]. Пучок света однороден по площади освещения. Модуляция ( $\omega\tau \ll 1$ ) используется только для разделения переменной и постоянной составляющих сигнала.

При освещении электропроводность пластины полупроводника меняется на  $\delta\sigma$ , равную при  $\tau_n = \tau_p$   $\delta\sigma = q\mu_p \times (b + 1) \delta p_{cp}$ , где  $\delta p_{cp}$  — средняя концентрация избыточных неосновных носителей заряда в пластине;  $b = \mu_n/\mu_p$ . Изменение падения напряжения на пластине

$$\delta U = I \rho^2 \frac{l}{dc} g \mu_p (b + 1) \delta p_{cp}, \quad (130)$$

где  $l$  — длина освещаемого участка;  $d$  и  $c$  — толщина и ширина пластины ( $l > c \gg d$ ). Соотношение (130) соответствует режиму генератора тока. Средняя концентрация

$$\delta p_{cp} = \frac{1}{d} \int_0^d \delta p(x) dx. \quad (131)$$

Здесь  $\delta p(x)$  находится из решения стационарного одномерного уравнения непрерывности, следующего из общего уравнения (124):

$$D \frac{d^2 \delta p(x)}{dx^2} - \frac{\delta p(x)}{\tau} + g(\alpha) \alpha \exp(-\alpha x) = 0, \quad (132)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения света.

Граничные условия: скорость рекомбинации на обеих поверхностях равна  $S$  и

$$D \left. \frac{d\delta p(x)}{dx} \right|_{x=0} = -S\delta p(x), \quad (133)$$

$$D \left. \frac{d\delta p(x)}{dx} \right|_{x=d} = S\delta p(x).$$

На практике используют две возможности.

1. Поверхностная генерация (скорость поверхностной генерации  $g_s$ ,  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $\alpha d \gg 1$ ;  $\alpha L \gg 1$ ;  $\alpha \gg S/d$ ). Принимая, кроме того,  $d/L < 1$ , находят из решения (132) при условиях (133)  $\delta p(x)$  и, подставляя ее в (131), определяют

$$\delta p_{cp} = \frac{g_s}{d} \frac{1}{(1/\tau) + 2S/d}. \quad (134)$$

При  $1/\tau \gg 2S/d$

$$\delta p_{cp} = g_s \tau / d. \quad (135)$$

При  $2S/d \gg 1/\tau$

$$\delta p_{cp} = g_s / 2S. \quad (136)$$

2. Объемная генерация (скорость объемной генерации  $g$ ,  $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $\alpha L < 1$ ;  $\alpha d \ll 1$ ).

При  $d/L \gg 1$

$$\delta p_{cp} = g\tau. \quad (137)$$

При  $d/L \ll 1$ ,  $Sd/D \gg 1$ .

$$\delta p_{cp} = qd^2/12D. \quad (138)$$

Основной источник погрешности при использовании метода стационарной фотопроводимости связан с влиянием уровней прилипания. Для таких полупроводников, как германий, их влияние может проявляться ниже 273 К, для кремния — ниже 400 К; в соединениях  $A_{III}B_{IV}$  уровень ловушек выше, чем для элементарных полупроводников, и применение метода стационарной фотопроводимости ограничено.

Для проверки того, определяется ли сигнал стационарной фотопроводимости  $\tau$  и  $S$  или только  $\tau$ , целесообразно проводить измерения при разной толщине образца. Если сигнал возрастает при уменьшении толщины  $d$  как  $1/d^2$ , то он определяется  $\tau$ , как это следует из (130) и (135). Если определяющее влияние оказывает  $S$ , то при уменьшении толщины сигнал возрастает как  $1/d$  [см. формулы (130), (136)]. Для точного определения  $\tau$  необходимо знать  $\mu_n$  и  $\mu_p$ , значения которых обычно берутся из литературы.

Суммарная погрешность метода составляет 20...30%, а в отдельных случаях может быть гораздо выше. Поэтому метод стационарной фотопроводимости целесообразно использовать в основном для лабораторных применений.

#### 4.2.4. Метод измерения фотоэлектромагнитного эффекта

Открытый в 1934 г. И.К. Кикоиным и М.М. Носковым фотоэлектромагнитный эффект (ФЭМ) успешно применяется для определения длины диффузии, времени жизни и скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда. ФЭМ возникает при разделении магнитным полем диффузионных потоков электронов и дырок, генерируемых при освещении образца (рис. 78). Для измерений в большинстве случаев используют условия поверхностной генерации ( $\alpha d \gg 1$ ,  $\alpha L \gg 1$ ,  $\alpha \gg S/D$ ). Кроме того, выбирают толщину образца много больше диффузионной длины ( $d/L \gg 1$ ). При этих условиях решение уравнения (132) имеет вид

$$\delta p(x) = \frac{g_s L}{D} \frac{1}{1 + SL/D} \exp(-x/L).$$

Далее находят плотности токов по оси  $x$ , связанные с холловскими углами плотности токов по оси  $y$ , и, интегрируя плотности токов по толщине образца, определяют ток короткого замыкания ФЭМ [62, с. 366]

$$I_{\text{ФЭМ}} = \frac{qLg_s B (\mu_{px} + \mu_{nx})/c}{1 + SL/D}, \quad (139)$$

где  $c$  — скорость света;  $B$  — величина магнитного поля;  $\mu_{px} + \mu_{nx}$  — сумма холловских подвижностей электронов и дырок.

При измерении малых времен жизни ( $SL/D \ll 1$ )

$$I_{ФЭМ} = qLg_s (\mu_p x + \mu_n x)/c. \quad (140)$$

Напряжение холостого хода

$$U_{ФЭМ} = qL\rho l g_s B l (\mu_p x + \mu_n x)/dbc, \quad (141)$$

где  $l$  — длина освещаемой области;  $d$  и  $b$  — соответственно толщина и ширина образца.

Соотношения (140) и (141) достаточно удобны для определения  $L$ , так как скорость поверхностной генерации можно легко определить при использовании в качестве источника света лазера, мощность которого может быть измерена с погрешностью не более 10%. Однако  $\mu_p x + \mu_n x$  определяется из холловских измерений, и значение этой величины обычно берется из литературы, что увеличивает погрешность измерений.

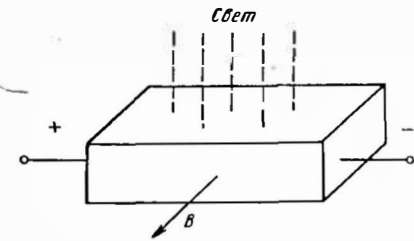


РИС. 78. Схема возникновения ФЭМ

Часто используют метод компенсации ФЭМ-эффекта на протяжении фотопроводимости. В этом случае диффузионная длина может быть найдена из соотношения [62, с. 371]

$$L = \frac{BD}{c} \frac{\mu_p x + \mu_n x}{\mu_n + \mu_p} \frac{l}{U_0}, \quad (142)$$

где  $U_0$  — постоянное напряжение, приложенное к пластине, значение которого подбирается таким, чтобы переменный (от модулированного источника света) сигнал был бы равен нулю. Соотношение (142) можно использовать только в той области, где отсутствует прилипание, т. е. где  $\tau_p = \tau_n = \tau$ .

В соединениях  $A_{III} B_V$  и  $A_{II} B_{IV}$  концентрация ловушек выше, чем в элементарных полупроводниках, поэтому лучше использовать методики, соответствующие формулам (139) — (141).

Метод ФЭМ имеет ряд ограничений, основное из которых связано с влиянием области пространственного заряда, а также высокой скоростью поверхностной рекомбинации ( $S = 10^4 \dots 10^6$  см/с) в соединениях  $A_{III} B_V$ . При измерениях

нужно стремиться создавать на поверхности режим «плоских зон» или слабой аккумуляции основных носителей заряда (см. гл. 5).

**Аппаратура и погрешность измерений.** Основное применение метод ФЭМ-эффекта находит для определения малых времен жизни. В [1] описана аппаратура, позволяющая измерять малые времена жизни (до  $10^{-9}$ с) в широком диапазоне температур, начиная от 77 К. Имеются более поздние разработки, например установка ФЭМ-1, позволяющая проводить измерения также при 77 К в диапазоне времени жизни  $10^{-9} \dots 10^{-4}$  со случайной погрешностью 30 ... 35%. Аппаратура может использоваться для контроля времени жизни в InSb и в других.

Метод ФЭМ можно использовать как для лабораторных применений, так и для производственного контроля, например при измерении времени жизни носителей заряда в образцах германия, легированного золотом и сурьмой.

#### 4.2.5. Метод измерения спектральной зависимости тока короткого замыкания $p$ - $n$ -переходов и барьеров Шотки

Этот метод [7,125] пригоден для полупроводников, у которых область пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода или барьера Шотки  $w$  может быть сравнима с диффузионной длиной  $L$ . При освещении образца со стороны барьера Шотки фототок короткого замыкания  $I_{кз} \sim \alpha (w + L)/(1 + \alpha L)$ . С другой стороны, зависимость  $\epsilon \epsilon_0 A^2/C(U) \sim w$  [125]. Поэтому в координатах  $I_{кз} - \epsilon \epsilon_0 A^2/C(U)$  для разных напряжений и фиксированной интенсивности освещения указанные зависимости проявляются в виде прямых линий, причем  $L$  численно равна отрезку на продолжении оси  $\epsilon \epsilon_0 A^2/C$  при экстраполяции линейной зависимости  $I_{кз} \sim \epsilon \epsilon_0 A^2/C(U)$  на эту ось. Измерения емкости проводят на частоте 1 МГц. Спектральная зависимость освещения выбирается таким образом, чтобы обеспечить условие  $\alpha w \ll 1$  [7, гл. 6]; время жизни должно быть больше времени дрейфа через обедненный слой [125] (для GaP  $\tau_{др} \sim 10^{-12}$  с).

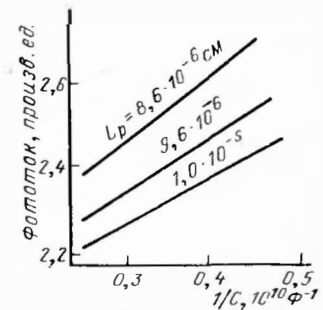


РИС. 79. Зависимость фототока барьера Шотки от величины его обратной емкости

#### 4.2.6. Стационарные люминесцентные методы

Эти методы получили достаточно широкое применение для бесконтактного неразрушающего контроля параметров прямозонных полупроводников.

Суть люминесцентного метода состоит в том [7], что при объемной генерации люминесценция достигает максимального значения, тогда как при генерации вблизи поверхности ее значение уменьшается вследствие безызлучательного механизма поверхностной рекомбинации. Фотолюминесценция пропорциональна полной скорости излучательной рекомбинации, которая при малых уровнях инжекции ( $\delta p/n_0 \ll 1$ )

$$R = \int_0^a \frac{\delta p(x)}{\tau_R} dx, \quad (143)$$

где  $\tau_R$  — излучательное время жизни.

Находя зависимость  $\delta p(x)$  из решения уравнения (132) и по (143)  $R$  для «толстого» образца ( $d/L \gg 1$ ,  $\delta p(x)|_{x=a} = 0$ ), можно получить зависимость интенсивности люминесценции  $J_L$  от  $\alpha$ .

В обзоре [7] при рассмотрении этого вопроса не учитывалась протяженность области пространственного заряда (ОПЗ). Более общий случай был рассмотрен в работах [126—128]. Разработаны методы, позволяющие одновременно определять рекомбинационные параметры  $L$  и  $S$ , квантовую эффективность излучательной рекомбинации  $\eta$ , а также проводить оценку протяженности ОПЗ на поверхности пластин (подложек) и эпитаксиальных пленок соединений  $A_{III}B_V$ , в частности арсенида галлия, выращенного методом жидкофазной эпитаксии и специально легированного хромом [126, 127]. Зависимости интенсивности люминесценции от  $\alpha$  для полубесконечного образца в предположении квазиравновесия в приповерхностной ОПЗ при условии, что время жизни в ОПЗ равно объемному, имеет следующий вид:

при  $\alpha\omega < 1$ , где  $\omega$  — протяженность ОПЗ,

$$J_L = \eta \frac{J_{\text{возб}}}{1 + SL/D} \frac{1 + \alpha L + SL/D}{1 + \alpha L}, \quad (144)$$

при условии  $\alpha^{-1} \exp(-\alpha\omega) S/D \ll 1$ , т. е. при большой протяженности  $\omega$  ( $\alpha\omega \gg 1$ ),

$$J_L = \eta \frac{J_{\text{возб}}}{1 + SL/D} \left( 1 + \frac{\exp(-\alpha\omega) SL/D}{1 + \alpha L} \right). \quad (145)$$

В области сильно поглощаемого излучения возбуждения, т. е. при  $\alpha L \gg 1$ , из (144) имеем линейную зависимость  $J_L$  от  $1/\alpha$ :

$$J_L = \eta \frac{J_{\text{возб}}}{1 + SL/D} \left( 1 + \frac{S}{D\alpha} \right). \quad (146)$$

Экстраполируя зависимость (146) в область отрицательных значений  $1/\alpha$  до  $J_L = 0$ , можно получить  $1/\alpha|_{J_L=0} = D/S$ . При этом  $D/S$  может быть определено из относительных измерений.

При  $\alpha\omega \gg 1$  из (145) следует

$$J_L = \eta J_{\text{возб}} / (1 + SL/D), \quad (147)$$

откуда может быть определено  $\eta/(1 + SL/D)$ .

В области  $\alpha L \ll 1$  в обоих случаях из формул (144) и (145) следует при  $\alpha \rightarrow 0$   $J_L/J_{\text{возб}} = \eta$ . Если при  $\alpha L \ll 1$ , кроме того,  $\alpha\omega < 1$ , то из (145), принимая  $\exp(-\alpha\omega) \approx 1 - \alpha\omega$ , можно получить

$$J_L = \eta J_{\text{возб}} [1 - \alpha\omega / (1 + D/SL)].$$

Экспериментально исследования проводят в диапазоне длин волн, который соответствует сильному и слабому поглощению. Внешний квантовый выход рассчитывается [127] по формуле

$$\eta_{\text{вн}} = \frac{\pi n (n+1)^2 J_L}{(1-R) J_{\text{возб}} \Omega_{\text{кр}} \cos \theta},$$

где  $n$  — коэффициент преломления;  $R$  — коэффициент отражения;  $\Omega_{\text{кр}}$  — угол собирания излучения приемником;  $\theta$  — угол между нормалью к поверхности образца и направлением на приемник.

В [128] предложено определять диффузионную длину в эпитаксиальных структурах на широкозонных подложках из сравнения спектров фотолюминесцентного излучения, выходящего со стороны эпитаксиального слоя  $J_{L\text{сл}}$  и со стороны подложки  $J_{L\text{подл}}$  при освещении поверхности пленки сильно поглощаемым светом. Точные значения  $J_{L\text{сл}}$  и  $J_{L\text{подл}}$  зависят от многих параметров (в скобках указан порядок величин для  $\rho = \text{GaAs}$ ):  $S_1$  ( $10^6 \dots 10^7$  см/с) на поверхности,  $S_2$  ( $10^4 \dots 10^6$  см/с) на границе раздела пленка — подложка,  $D_n \sim 40$  см<sup>2</sup>/с,  $\alpha_{0,67\text{мкм}} \sim 4,4 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>,  $d_{\text{пл}}$ ,  $L_{\text{пл}}$ . Существенное различие в спектрах люминесценции, снятых с лицевой и обратной стороны наблюдается в коротковолновой части спектра и при  $\alpha/L > 1$ .

Погрешность в определении  $L$  связана в основном с неопределенностью в выборе  $S_1$  и  $S_2$ . Указанная в [128] погрешность 20...30% при  $d/L > 0,3$ , по-видимому, реализуется в оптимальном случае.

Таким образом, люминесцентные методы в различных вариантах можно рассматривать как полезные лабораторные методы для оценки рекомбинационных параметров соединений  $A_{III}B_V$ , в том числе многослойных структур типов  $\text{GaAs} | \text{Ga}_{1-x}\text{As Al}_x$ ,  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} | \text{GaAs}$ ,  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  и др.



### 4.3. Измерение времени жизни нестационарными методами

#### 4.3.1. Методы контроля затухания концентрации неравновесных носителей заряда

Сущность метода сводится к следующему. Неосновные носители, введенные в образец в момент времени  $t = 0$ , рекомбинируют в объеме и на поверхности. Их затухание определяется решением нестационарного уравнения непрерывности, которое следует из (124) и для одномерного случая имеет вид

$$\frac{\partial \delta p(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \delta p(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\delta p(x, t)}{\tau} \quad (148)$$

при начальных и граничных условиях

$$\delta p(x, 0) = \delta p_{\text{нач}}, \quad D \frac{\partial \delta p(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0, d} = \pm S \delta p(x, t). \quad (149)$$

Решение (148) при условиях (149) проводится методом разделения переменных [1] и дает выражение для  $\delta p(x, t)$  в виде ряда, состоящего из суммы членов, каждый из которых затухает во времени по экспоненциальному закону. Временная зависимость избыточной концентрации носителей через некоторый промежуток времени определяется членом с наименьшим показателем экспоненты:

$$\delta p(t) = \text{const} \exp(-t/\tau) \exp\left(-\frac{\pi^2 \xi_1^2 D t}{d^2}\right), \quad (150)$$

где  $\xi_1$  является корнем характеристического уравнения

$$\text{ctg} \frac{\pi}{2} \xi_1 - \xi_1 \pi D / S d = 0 \quad (151)$$

**Аппаратура и погрешности измерений.** Наибольшее применение метод затухания фотопроводимости получил для производственного контроля объемного времени жизни в слитках и на шайбах высокоомного кремния. Отечественная установка И-265 позволяет измерять  $\tau$  на шайбах кремния с  $\rho > 200 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  в пределах  $10 \dots 3000 \text{ мкс}$  со случайной погрешностью 10%.

Из соотношений (150, 151) следует, что для определения объемного времени жизни  $\tau$  необходимо использовать шайбы кремния, толщина которых тем больше, чем больше измеряемое время жизни. В табл. 17 рассчитано время жизни  $\tau_S$  —

$= d^2 / \xi_1^2 \pi^2 D$ , связанное с  $S$  и коэффициентами диффузии  $D_n$  и  $D_p$  электронов и дырок. Значения  $D_p = 15,5 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $D_n = 39, \text{ см}^2/\text{с}$  при  $300 \text{ K}$  выбирались по данным [77]. Скорость поверхностной рекомбинации  $S$  принималась в пределах  $10^3 \dots 10^4 \text{ см}/\text{с}$ , что соответствует типичным значениям для кремния, полученным при химико-механической полировке и травлении поверхности.

Таблица 17 Время жизни неосновных носителей заряда, связанное с  $D$  и  $S$

Толщина шайбы, мм	$\tau_S - d^2 / \xi_1^2 \pi^2 D$ , мкс	
	p-тип, $D_p = 39 \text{ см}^2/\text{с}$	n-тип, $D_p = 15,5 \text{ см}^2/\text{с}$
0,4	6...24	12...29
1,0	31...72	70...110
5,0	670...880	1700...1900
10	2700...3100	6800...7100
15	5900...6500	10 000...11 000
20	10 500...11 000	27 000...27 000

Примечание. Первое значение  $\tau_S$  соответствует  $S = 10^4 \text{ см}/\text{с}$ , второе  $S = 10^3 \text{ см}/\text{с}$ .

Из табл. 17 следует, что для определения объемного времени жизни с погрешностью не более 10% необходимо выбирать такую толщину шайбы, чтобы величина  $\tau_S$  по крайней мере на порядок превышала  $\tau$ . Таким образом, на пластинах кремния диаметром 76 мм, применяющихся в производстве и имеющих толщину 0,4 мм, возможно определять  $\tau$  с погрешностью менее 10% только в том случае, когда  $\tau$  меньше 1...2 мкс.

Применение импульсных лазеров с  $\lambda = 1060 \text{ нм}$  ( $\alpha_{Si} = 5$ ) позволяет для определения спада концентрации неосновных носителей использовать затухание поглощения, т.е. реализовать бесконтактную методику. При этом возможно определять время жизни при больших уровнях инжекции [129].

Использование твердотельных лазеров с малым фронтом нарастания импульса и стробоскопических осциллографов позволило значительно снизить нижний предел измеряемых времен жизни [130]. Схема установки, позволяющая измерять времена  $\tau \geq 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  в GaAs, приведена на рис. 80. В ней использовался твердотельный лазер ЛПИ-15 ( $\lambda = 900 \text{ нм}$ ,  $\tau_{фр} \leq 30 \text{ нс}$ ).

Краткий анализ зарубежных работ по затуханию рекомбинационного излучения приведен в [7]. Указывается, что временное разрешение ограничено временем спада импульса, возбужденного оптическим способом или электродами, и для каждого случая составляет около 5 нс, а при использовании лазера с синхронизацией мод — до 1 нс. Ог-

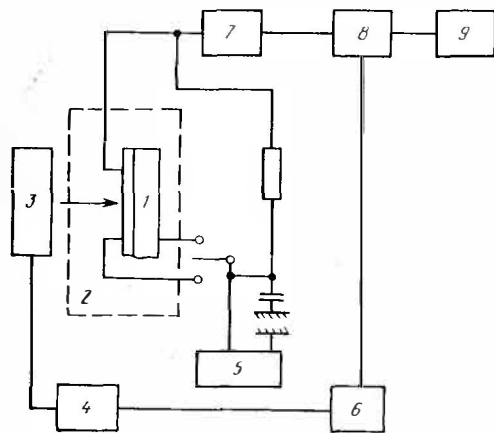


РИС. 80. Схема установки для измерения малых времен жизни по затуханию фотопроводимости:

1 — образец; 2 — криостат; 3 — лазер ЛГИ-15; 4 — генератор прямоугольных импульсов ГИТ-62; 5 — источник постоянного смещения; 6 — генератор Г5-15; 7 — усилитель УЗ-4; 8 — стробоскопический осциллограф С7-11; 9 — самописец Н-306

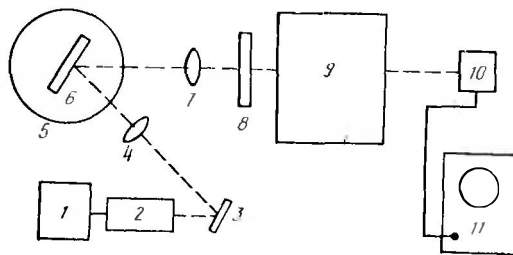


РИС. 81. Схема для измерения затухания фотолуминесценции:

1 — блок питания; 2 — лазер ЛГИ-21; 3 — зеркало; 4, 7 — фокусирующие объективы; 5 — кварцевый сосуд Дюара; 6 — образец; 8 — фильтр; 9 — монохроматор МДР-3; 10 — фотомножитель ФЭУ-36; 11 — осциллограф С7-11

раничивающие факторы — влияние ловушек и поверхностной рекомбинации — в ряде случаев осложняют трактовку экспериментальных результатов.

Схема установки для исследования затухания фотолуминесценции полупроводниковых материалов приведена на рис. 81 [131]. В качестве источника возбуждения люминесценции используются импульсный ультрафиолетовый (УФ)

лазер ЛГИ-21 ( $\lambda = 0,337$  мкм,  $P_{ср} = 2$  мВт,  $P_{п} = 1600$  Вт,  $\tau_{п} = 10$  нс). Прямое излучение лазера в монохроматор не попадает, а рассеяное отсекается фильтром. Образец может перемещаться в двух взаимно-перпендикулярных направлениях относительно луча лазера и может охлаждаться до 77 К. Необходимо отметить, что применение УФ лазера осложняет трактовку результатов измерений из-за влияния поверхностной рекомбинации и области пространственного заряда.

#### 4.3.2. Методы, основанные на инжекции носителей заряда

Предложенный в [132] применительно к измерению времени жизни в германии метод модуляции проводимости точечным контактом был использован также для контроля времени жизни в монокристаллическом кремнии [133]. Более 25 лет этот метод успешно применяется в производстве.

Сущность метода заключается в том, что через точечный контакт в слиток полупроводника в режиме генератора тока инжектируются носители заряда, которые диффундируют в глубь образца, к поверхности и рекомбинируют, а второй импульс, посланный через время задержки  $t$ , фиксирует концентрацию оставшихся неосновных носителей заряда. Схема установки и вид двоянных импульсов вдоль тракта установки показаны на рис. 82. Применяемая в настоящее время аппаратура ТАУ-2М рассчитана на измерение времени жизни в интервале 2...500 мкс, с суммарной погрешностью 20% в слитках кремния с  $\rho < 350$  Ом·см.

При соблюдении условий  $\tau_{п} \geq 1,5 \tau$ ,  $t > 2\tau$  и «насыщение» по току  $U_1 - U_2 \sim \exp(-t/\tau)$ . Хорошая инжекция  $\Delta U_1/U_1 \sim 0,1$  (где  $U_1$  — амплитуда импульса, а  $\Delta U_1$  — модулируемая часть импульса) реализуется при использовании зонда из фосфористой бронзы для слитков  $p$ -типа и алюминия — для слитков  $n$ -типа. Измерения проводятся на слитках с использованием пневмозажима.

Омические контакты создаются втиранием сплава индий-галлий. При измерениях на шайбах необходимо учитывать данные, указанные в табл. 17. Если толщина шайбы велика,  $\tau$ , определяемое по методу модуляции проводимости в точечном контакте, слабо зависит от скорости поверхностной рекомбинации на поверхности образца, так что при  $\tau < < 100$  мкс измерения можно проводить на тонко шлифованной поверхности. Проведенный в [2] теоретический анализ показывает, что высокая скорость поверхностной рекомби-

нации вызывает диффузию носителей к поверхности; временная характеристика диффузии  $(t/\tau)^{-0,5}$  приводит к малой поправке по сравнению с временной характеристикой рекомбинации —  $\exp(-t/\tau)$ . Измерения производятся при промежуточных уровнях инжекции  $\delta p \sim n_0$ , при которых центры прилипания заполняются носителями и не влияют на  $\tau$ . Следовательно, измеряемое значение соответствует времени жизни именно неосновных носителей заряда, что является большим преимуществом метода, основанного на инжекции носителей заряда.

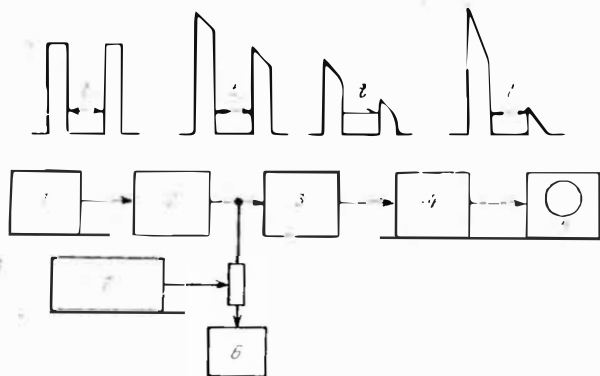


РИС. 82. Схема установки для измерения времени жизни носителей заряда по модуляции проводимости точечным контактом:

1 — генератор двояных импульсов; 2 — регулятор тока; 3 — ограничитель; 4 — усилитель; 5 — осциллограф; 6 — образец; 7 — блок формовки

Ряд методов посвящен инжекции носителей через  $p-n$ -переход [1,7]. Отметим методы, основанные на измерении времени восстановления обратного тока  $p-n$ -перехода [1] или метод инжекции-экстракции.

Сущность метода заключается в следующем. На  $p-n$ -переход подается импульс тока в прямом направлении. В некоторый момент времени полярность тока резко меняют. При этом осциллограммы тока и напряжения, снимаемого с  $p-n$ -перехода, имеют вид, показанный на рис. 83. Теоретический расчет и эксперимент показывают, что длительность  $T$  ступеньки напряжения и тока после переключения полярности связана с прямым  $I_{пр}$  и обратным  $I_{обр}$  токами и временем жизни соотношением

$$\text{erf} \sqrt{T/\tau} = I_{пр}/(I_{пр} + I_{обр}), \quad (152)$$

где в общем случае  $\text{erf} \sqrt{T/\tau} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\sqrt{T/\tau}} \exp(-\xi^2) d\xi$ ; при  $I_{пр} = I_{обр} T = 0,23 \tau$ .

Расширение области применения данного метода для любых уровней инжекции было обобщено в [1]. Связь  $I_{пр}$  с уровнем инжекции можно определять из соотношения

$$\frac{I_{пр}}{A\beta q n_0 \sqrt{D/\tau}} = \frac{p}{n_0} \left[ \frac{p/(2n_0 + p_0) + 1}{p/(n_0 + p_0) + 1} \right],$$

где  $p$  — неравновесная концентрация инжектированных дырок;  $n_0$  и  $p_0$  — равновесные концентрации электронов и дырок;  $D$  — коэффициент диффузии дырок;  $\beta$  — коэффициент, меняющийся от 1 до 1,18 при переходе от малых уровней инжекции к большим;  $A$  — площадь  $p-n$ -перехода. Метод также применим для измерения сравнительно больших времен  $\tau$ , а расчетная формула (152) — при выполнении условия  $I_{пр}/I_{обр} \leq 2$  [1].

Физические процессы в  $p-n$ -переходе и толще диода при пропускании тока протекают следующим образом.

В момент импульса прямого тока в толщу диода инжектируются неравновесные носители тока, которые уменьшают сопротивление диода. Через некоторое время на диоде устанавливается стационарное состояние. Для малых уровней инжекции и достаточно длинного диода стационарное распределение задается законом  $\delta p(x) = \delta p(0) \times \exp(-x/L)$ . После переключения полярности концентрация избыточных носителей уменьшается из-за рекомбинации и вследствие вытягивания носителей заряда через  $p-n$ -переход. Так как концентрация носителей вблизи  $p-n$ -перехода больше, чем равновесная концентрация неосновных носителей, то  $p-n$ -переход открыт, напряжение на нем положительно и ток ограничивается последовательно включенным сопротивлением. Затем  $p-n$ -переход начинает запирается; этот процесс заканчивается при установлении тока, равного току насыщения. Чем больше время жизни, тем дольше происходит процесс рассасывания неравновесных носителей.

Экспериментальная установка достаточно проста (рис. 84). Используется генератор двояных импульсов ти-

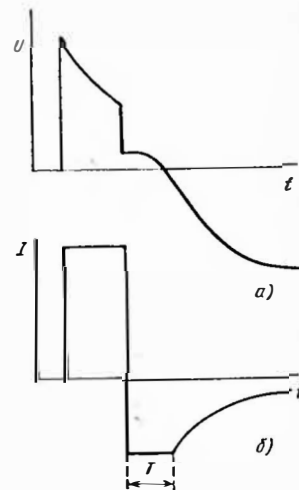


РИС. 83. Переходные процессы в  $p-n$ -переходе по напряжению (а) и по току (б)

па Г5-7А, позволяющий получать следующие друг за другом импульсы противоположной полярности. Картина переходного процесса наблюдается на экране осциллографа С1-19 или С1-8, который работает в режиме ждущей развертки с синхронизацией от импульсного генератора. Для измерения

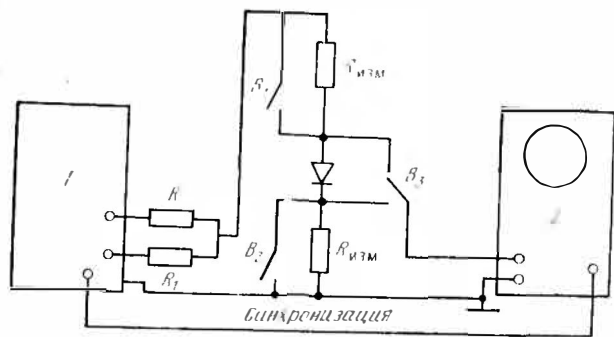


РИС. 84. Схема установки для измерения времени жизни методом инъекции-экстракции:

1 — генератор двояных импульсов Г5-7А; 2 — осциллограф С1-19

малых времен жизни на  $p-n$ -переход подается постоянное смещение в обратном направлении и в некоторый момент — положительный импульс от генератора коротких импульсов с крутым срезом.

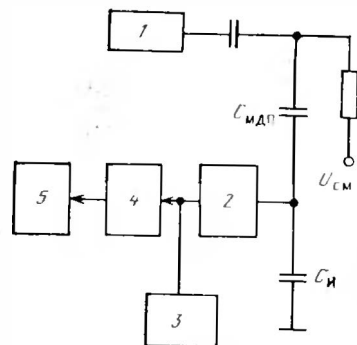


РИС. 85. Схема установки для измерения времени жизни методом инъекции-экстракции на МДП-структурах:

1 — генератор импульсов; 2 — зарядочувствительный усилитель; 3 — осциллограф; 4 — импульсный детектор; 5 — цифровой вольтметр

Методы переходных характеристик позволяют измерять времена жизни начиная от нескольких наносекунд и выше вплоть до  $10^{-4}$  с.

Прикладывая импульсы напряжения к МДП-структурам, также можно осуществлять инъекцию и экстракцию неосновных носите-

лей заряда. Метод, аналогичный методу регенерации  $p-n$ -перехода, был предложен в [134]. Схема установки приведена на рис. 85. На МДП-структуру, находящуюся в режиме инверсии (см. гл. 5), подается инжектирующий импульс длительностью  $t_0$  (на время  $t_0$  напряжение, создающее инверсию, снимается и неосновные носители из тонкого приповерхностного слоя диффундируют в подложку и одновременно рекомбинируют). После окончания импульса инъекции заряд неосновных носителей, рекомбинировавший в объеме подложки, выделяется на нагрузочной емкости  $C_{ИЭ}$  и воспринимается зарядочувствительным усилителем, далее усиливается, преобразуется в постоянное напряжение и регистрируется цифровым вольтметром. Из теоретической зависимости, характеризующей долю обратнособранного заряда от  $t_0$ , можно определить  $\tau$ . Метод позволяет измерять  $\tau$  в широком диапазоне  $10^{-7} \dots 10^{-3}$  с. Практически важные методы, основанные на применении переходных процессов в МДП-структурах, позволяющие из времен накопления находить времена жизни, детально рассматриваются в гл. 5.

## 5

### ГЛАВА

## Измерение параметров структур металл — диэлектрик — полупроводник и диэлектрик — полупроводник

### 5.1. Методы измерения поверхностного заряда МДП-структур

#### 5.1.1. Поверхностный заряд МДП-структур. Основные соотношения

Существует ряд причин, приводящих к появлению локальных электрических зарядов в диэлектрическом слое МДП-структуры: заполнение электронных ловушек на границах раздела и в объеме диэлектрика электронами и дырками; появление нескомпенсированных ионов в объеме диэлектрика, вызванных попаданием примеси в МДП-структуру; адсорбция ионов на внешней границе диэлектрика.

Обычно принято выделять: фиксированный заряд ( $Q_F$ ), заряд на поверхностных состояниях ( $Q_{SS}$ ) и подвижный заряд ( $Q_M$ ). Под фиксированным зарядом понимается такой заряд в МДП-структуре, который не изменяется при изменении положения уровня Ферми на поверхности полупроводника и не движется в электрическом поле в реальной области полей и температур ( $T \leq 300$  °С,  $E \leq 5 \cdot 10^6$  В/см). Физически это означает, что фиксированный заряд определяется заполнением электронных уровней, энергетическое положение которых находится вне области изменения

уровня Ферми в полупроводнике, а также если электронные уровни располагаются в объеме диэлектрика и не могут быть перезаряжены из-за малой электронной проводимости диэлектрика.

В ДП-системе Si—SiO<sub>2</sub> непосредственно после высокотемпературного процесса выращивания SiO<sub>2</sub> фиксированный заряд располагается внутри узкой переходной области (0,5 ... 1,5 нм) на границе Si—SiO<sub>2</sub> [135, 136]. Его значение определяется как структурными дефектами переходного слоя, так и примесными ионами, главным образом щелочными металлами (Na, K, Li), которые имеют высокий непerezаряжающийся донорный уровень [137].

В отличие от фиксированного заряда заряд на поверхностных состояниях изменяется в соответствии с положением уровня Ферми в полупроводнике. Плотность заряда на поверхностных состояниях является алгебраической суммой заряда донорных и акцепторных поверхностных состояний. Расстояние между локализацией поверхностного состояния и границей раздела полупроводник—диэлектрик не может превышать длину туннелирования (2 ... 3 нм), обеспечивающего перезарядку состояния. На структуре Si—SiO<sub>2</sub> после высокотемпературного окисления наблюдается значительная плотность поверхностного состояния ( $N_s$ ), зависящая от ориентации поверхности кремния. На плоскости (111)  $N_s$  обычно в 2 ... 3 раза больше, чем на плоскости (100). Плотность поверхностных состояний возрастает к краям запрещенной зоны. Поверхностные состояния в нижней половине зоны, как правило, донорного типа, в верхней половине — акцепторного. В связи с этим при расположении уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны заряд на поверхностных состояниях оказывается минимальным. Отжиг в водородe резко уменьшает плотность поверхностных состояний [135, 138].

К подвижному заряду относят заряд, который может двигаться в диэлектрике ДП-структуры под действием электрического поля или диффузии. В решетке SiO<sub>2</sub> высокую подвижность имеют ионы щелочных металлов [139, 140]. Предполагается [140, 141], что наряду со щелочными металлами в решетке SiO<sub>2</sub> достаточно большой подвижностью обладают протоны, однако их высокая реакционная способность и относительно низкое положение энергетического уровня свободного протона в запрещенной зоне SiO<sub>2</sub> [137] свидетельствует о малой вероятности перемещения свободного протона. Высказывалось также предположение,

что при температурах выше 200 °С могут быть подвижными кислородные вакансии, имеющие положительный заряд [142].

Исследования подвижного заряда в системе кремний—диоксид кремния (термическая) показали, что подвижный заряд обычно положителен; образование подвижного заряда происходит на внешней границе диэлектрика и только при наличии на ней слоя металла [139, 143]. Внутренняя граница раздела Si—SiO<sub>2</sub> является блокирующей для ионного подвижного заряда; поэтому при наличии электрического поля, направленного к внутренней границе, подвижный заряд накапливается вблизи этой границы, вызывая резкое увеличение плотности индуцированного заряда в полупроводнике. Определение энергии активации накопления подвижного заряда у границы раздела Si—SiO<sub>2</sub> дает значение в диапазоне 0,7 ... 2 эВ. Предполагается, что основную часть энергии активации составляет энергия «освобождения» подвижного иона из потенциальной ямы на внешней поверхности диэлектрика [139].

Появление зарядов различной природы в объеме диэлектрика и на его границах вызывает образование индуцированных зарядов в полупроводнике и в управляющем электроде. В состоянии равновесия сумма всех зарядов в МДП-системе должна быть равна нулю. Для интерпретации результатов измерения ДП- и МДП-систем необходимо проанализировать соотношение зарядов в структуре. В ДП структуре заряд, индуцированный в полупроводнике ( $Q_s$ ), будет равен, но противоположен по знаку суммарному заряду в диэлектрике и на границах раздела:

$$Q_s = - \left[ \int_0^d \rho(x) dx + Q_{sd} + Q_{do} \right],$$

где  $\rho(x)$  — объемная плотность распределенного заряда в диэлектрике;  $Q_{do}$ ,  $Q_{sd}$  — поверхностные плотности заряда на внешней границе диэлектрика и на границе раздела полупроводник—диэлектрик соответственно;  $d$  — толщина диэлектрика.

Появление верхнего металлического электрода (МДП-система) частично экранирует заряд в диэлектрике и полностью экранирует заряд  $Q_{do}$ .

Основной интерес представляет заряд, индуцированный в полупроводнике при равновесии МДП-системы (верхний электрод замкнут с подложкой, внешнее напряжение и дру-

ние возмущения отсутствуют). Если длина экранированных зарядов в полупроводнике  $L_D \sqrt{n_i/n_0}$  существенно меньше, чем толщина диэлектрика, заряд в полупроводнике можно считать располагающимся достаточно близко к границе полупроводник—диэлектрик, и соотношение между объемной плотностью распределенного заряда в диэлектрике  $\rho(x)$  и поверхностной плотностью индуцированного заряда в полупроводнике можно представить в виде

$$Q_S = - \int_0^d \rho(x) (d-x) dx / d - Q_{SD}. \quad (153)$$

В современной электронике все чаще применяются малые толщины диэлектриков (30 ... 100 нм). В этом случае  $d \leq L_D \sqrt{n_i/n_0}$  и величина  $Q_S$  определяется решением системы уравнений, являющихся следствием требования электронейтральности всей МДП-системы и равенства контактного потенциалу суммы падений напряжений в полупроводнике и диэлектрике:

$$Q_S + Q_C + Q_{SD} + \int_0^d \rho(x) dx = 0, \quad ykT/q + U_d = U_K, \quad (154)$$

где  $Q_C$  — заряд на управляющем электроде;  $U_d$  — падение потенциала в диэлектрике;  $U_K$  — контактный потенциал полупроводник—управляющий электрод;  $y$  — изгиб зон в полупроводнике в единицах  $kT$ ,  $ykT = q\varphi_S - q\varphi_V$  [здесь  $\varphi_S$  — поверхностный потенциал,  $\varphi_S = (kT/q) \times \ln(n_S/n_i)$  ( $n_S$  — концентрация электронов на поверхности полупроводника);  $\varphi_V$  — объемный потенциал,  $\varphi_V = (kT/q) \times \ln(n_0/n_i)$  ( $n_0$  — равновесная концентрация электронов в объеме полупроводника)]. Энергетическая диаграмма МДП-структуры в состоянии термодинамического равновесия изображена на рис. 86.

В (154) не учтено падение напряжения в управляющем электроде, поскольку предполагается, что его удельное сопротивление мало. Для металла это предположение не вызывает сомнений; при использовании в качестве управляющего электрода полупроводника уровень его легирования обычно достаточно высок и падением напряжения в нем также можно пренебречь.

Плотность поверхностного заряда в полупроводнике связана с изгибом зон. Для невырожденного полупровод-

ника первый интеграл уравнения Пуассона можно представить в элементарных функциях, и соотношение, связывающее  $Q_S$  и  $y$ , имеет вид [144]

$$Q_S = 2qn_i L_D F(\lambda y),$$

$$\text{где } F(\lambda y) = [(e^y - 1)\lambda^{-1} + (e^{-y} - 1)\lambda + (\lambda - \lambda^{-1})y]^{1/2}; \quad (155)$$

$$\lambda = n_i/n_0 = e^{-q\varphi_V/kT}.$$

Правило знаков для функции  $F(\lambda y)$  следующее:  $F(\lambda y) > 0$  при  $y < 0$  и  $F(\lambda y) < 0$  при  $y > 0$ . Падение напряжения

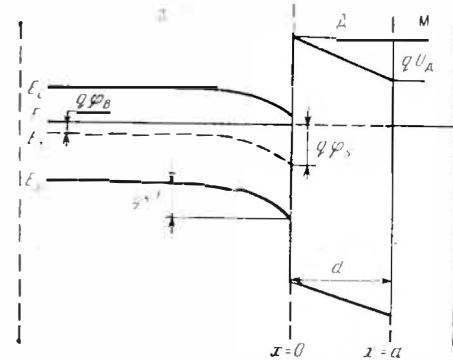


РИС. 86. Энергетическая диаграмма МДП-структуры

в диэлектрике может быть определено интегрированием уравнения Пуассона; в общем виде можно записать

$$U_d = - \left[ \int_0^d dx \int_0^x \rho(x') dx' + (Q_S + Q_{SD})d \right] / \epsilon_0 \epsilon_d, \quad (156)$$

где  $\epsilon_d$  — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

С учетом (155) и (156) уравнения (154) достаточно просто решаются на вычислительной машине. Смысл решения заключается в том, как при заданной функции  $\rho(x)$  и величинах  $Q_{SD}$  и  $U_K$  осуществляется перераспределение экранирующего заряда между полупроводником ( $Q_S$ ) и управляющим электродом ( $Q_C$ ). Алгоритм решения системы (154) может быть следующий: вычисляются двойной интеграл в (156) и интеграл в первом уравнении (154), далее произ-

вольно выбирается значение  $y$  и с использованием (155) определяется  $Q_s$ , затем из первого уравнения (154) вычисляется  $Q_c$ , в соответствии со (156)  $U_d$ , и, наконец, проверяется выполнимость второго уравнения (154). Далее вычислительная машина осуществляет перебор  $y$  и определяет то значение  $y$ , а значит, и  $Q_s$ , которое с заданной точностью удовлетворяет уравнениям (154).

На рис. 87 приведен пример решения уравнений (154) для кремния с  $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\rho(x) \equiv 0$ ,  $Q_{sd}/q$  изменя-

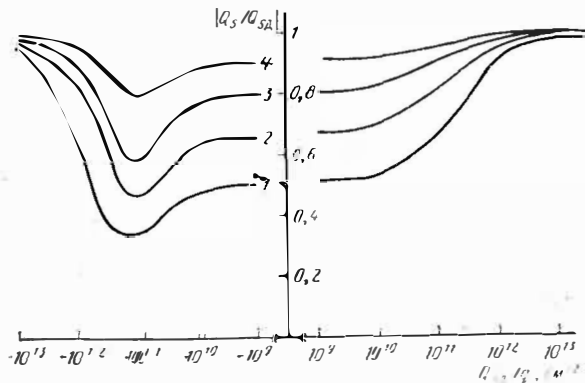


РИС. 87. Зависимости отношения  $|Q_s/Q_{sd}|$  от  $Q_{sd}/q$  для МДП-структур с разной толщиной оксида: 1 — 50 нм; 2 — 100 нм; 3 — 200 нм; 4 — 500 нм; подложка — кремний с  $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

лось в диапазоне  $+10^{13} \dots -10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Таким образом, предполагалось, что весь заряд сосредоточен на границе раздела полупроводник—диэлектрик. Для окислов с достаточно большой толщиной в соответствии со (153)  $Q_s \simeq -Q_{sd}$ . Даже для окислов с толщиной 500 нм  $|Q_s/Q_{sd}|$  заметно отличается от единицы. Для меньших толщин окислов экранировка заряда управляющим электродом еще более существенна.

### 5.1.2. Применение метода ВФХ для измерения поверхностных параметров МДП-структур

Структура МДП представляет собой уже сформированный конденсатор. Естественно, что емкостные методы исследования МДП-структур получили большое распространение. Особенно широко используется метод ВФХ, осно-

ве которого лежит изучение зависимости поперечной дифференциальной емкости МДП-структуры ( $C_c$ ) от внешнего напряжения, приложенного между подложкой и верхним электродом ( $U_c$ ). Изменение  $C_c$  вызвано модуляцией внешним напряжением емкости приповерхностной области пространственного заряда полупроводника.

Эквивалентные схемы МДП-структур. Универсальная эквивалентная схема МДП-структуры достаточно громоздка; поэтому целесообразно рассмотреть эквивалентную схе-

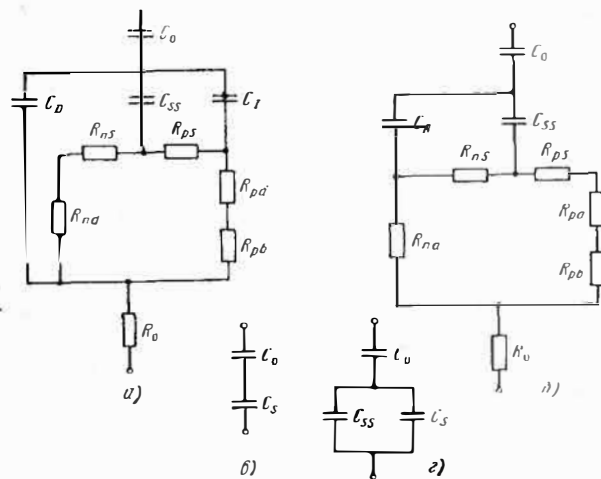


РИС. 88. Эквивалентные схемы МДП-структур:

*a* — для области обеднения-инверсии; *b* — для области обогащения; *в* — для низкой частоты при отсутствии поверхностных состояний и для высокой частоты ( $C_s = C_S \text{ ВЧ}$ ); *г* — для низкой частоты с учетом поверхностных состояний

му отдельно для областей обеднения-инверсии (для  $n$ -полупроводника  $y < 0$ ) (рис. 88, *a*) и аккумуляции ( $y > 0$ ) (рис. 88, *б*).

Рассмотрим элементы этих эквивалентных схем, их физический смысл и соотношения, определяющие их значение. Следует отметить, что в общем случае параметры эквивалентных схем определяются сложными, часто комплексными выражениями [145, 146] и приобретают простой и удобный для расчетов вид только в частных случаях. Здесь и в дальнейшем выражения емкостей и сопротивлений приведены в расчете на единицу площади МДП-структуры:

$C_0$  — емкость диэлектрика,  $C_0 = \epsilon_d \epsilon_0 / d$  (предполагается, что активный компонент проводимости диэлектрика полностью отсутствует);

$R_0$  — последовательное сопротивление объема квазинейтральной области полупроводника,  $R_0 = l(\mu_p p_0 + \mu_n n_0) q l^{-1}$ , где  $l$  — толщина пластины (подложки) полупроводника;  $\mu_n$ ;  $\mu_p$  — подвижности электронов и дырок;

$C_D$  — емкость обедненного слоя в полупроводнике. Определяется основными носителями, которые модулируют ширину слоя обеднения со стороны объема полупроводника. Для области обеднения и слабой инверсии поверхности полупроводника  $C_D = \epsilon_n \epsilon_0 / W$ , где  $W$  — ширина области обеднения;  $\epsilon_n$  — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

$C_I$  — емкость инверсного слоя. Определяется неосновными носителями, накапливающимися вблизи поверхности полупроводника. Для области слабой инверсии  $C_I \approx Q_I \times \times q / kT$ , для области сильной инверсии  $C_I = Q_I q / 2kT$ , где  $Q_I$  — поверхностная плотность заряда неосновных носителей; для полупроводника  $n$ -типа  $Q_I = q \int_0^{\infty} [p(x) - p_0] dx$ ;

$R_{pb}$  — сопротивление, описывающее генерацию-рекомбинацию неосновных носителей в квазинейтральной области объема,  $R_{pb} \approx (D_p \tau)^{1/2} / \sigma_{p0} (1 + j\omega\tau)^{1/2}$ , где  $\tau$  — время жизни неосновных носителей в квазинейтральной области полупроводника;  $D_p$  — коэффициент диффузии неосновных носителей;  $\sigma_{p0}$  — равновесная проводимость неосновных носителей в подложке,  $\sigma_{p0} = q p_0 \mu_p$  (для полупроводника  $n$ -типа);  $\omega$  — частота измерительного сигнала. Таким образом,  $R_{pb}$  является комплексной величиной;

$R_{pd}$  — сопротивление области обеднения для неосновных носителей, предполагается малым по сравнению с  $R_{pb}$ , поскольку определяется прохождением неосновными носителями области пространственного заряда в режиме обеднения-инверсии, т. е. процессом, который протекает достаточно быстро по сравнению с процессом генерации-рекомбинации неосновных носителей;

$R_{nd}$  — сопротивление области обеднения и инверсии для основных носителей,  $R_{nd} \approx Q_I / n_i^2 q^2 \mu_n$ ;

$C_A$  — емкость аккумуляции, определяемая вкладом основных носителей вблизи поверхности в емкость пространственного заряда при обогащающем изгибе зон. Емкость

$C_A$  заряжается через сопротивление  $R_{na}$ , представляющее собой сопротивление области пространственного заряда для основных носителей. Для области обогащения это сопротивление мало и при расчете обычно не учитывается. Сопротивление  $R_{pa}$  связано с преодолением области пространственного заряда неосновными носителями (в данном случае — дырками) при обогащающем изгибе зон:  $C_A \approx \approx Q_A q / 2kT$ ;  $R_{pa} \approx Q_A / n_i^2 q^2 \mu_p$ ,

где  $Q_A$  — поверхностная плотность заряда основных носителей, для полупроводника  $n$ -типа  $Q_A = q \int_0^{\infty} [n(x) - n_0] dx$ ;

$C_{SS}$  — емкость поверхностных состояний, определяемая их заполнением, естественно связана с положением уровня Ферми на поверхности полупроводника  $q\phi_s$  по отношению к уровню поверхностных состояний  $E_S$  [145]:  $C_{SS} = = [q^2 N_s f (1 - f)] / kT$ , где  $f = [1 + e^{(E_s - q\phi_s) / kT}]^{-1}$ ;  $N_s$  — поверхностная плотность состояний;

$R_{ns}$  и  $R_{ps}$  — сопротивления, связанные с переходом электронов и дырок из соответствующих зон на поверхностные состояния:

$$R_{ns} = \tau_{ns} / C_{SS}, \quad R_{ps} = \tau_{ps} / C_{SS},$$

где  $\tau_{ns}$  и  $\tau_{ps}$  — постоянные времени перехода электронов и дырок из соответствующих зон на поверхностные состояния.

В табл. 18 приведены значения параметров эквивалентной схемы для типичной структуры  $\text{Si-SiO}_2$ .

Таблица 18 Значения параметров эквивалентной схемы МДП структуры

Емкость, пФ/см <sup>2</sup>	Реактивное сопротивление $(2\pi f C)^{-1}$ при $f=10^3$ Гц, Ом·см <sup>2</sup>
$C_0 = 3 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^3$
$C_I = 6,2 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^2$
$C_A = 6,2 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^2$
$C_{SS} = 7,8 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^3$
$C_D = 6,0 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^4$

Активные сопротивления, Ом·см<sup>2</sup>;  $R_0 = 0,1$ ;  $R_{pb} = 4 \cdot 10^4$ ;

$$R_{nd} \approx R_{pa} = 6 \cdot 10^4; \quad R_{ns} \approx R_{ps} = 130.$$

Примечание. Расчет проведен для кремния  $n$ -типа при  $\rho = 5$  Ом·см,  $n_0 = 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $l = 200$  мкм,  $Q_I / q = 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $d = 100$  нм,  $\tau = 1$  мкс,  $Q_A / q = 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $N_S = 5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>,  $\tau_{ns} \approx \tau_{ps} = 10$  мкс.



Достаточно сложные, часто комплексные выражения для параметров эквивалентной схемы МДП-структуры затрудняют измерение электрофизических свойств поверхности полупроводника с использованием рассмотренных эквивалентных схем при произвольной частоте измерительного сигнала. Такие измерения удобно проводить при некоторых специфических условиях, прежде всего по применяемой частоте. Обычно используется область низких и высоких частот.

**Низкочастотные ВФХ МДП-структур.** Если частота переменного сигнала достаточно низка, то в каждый данный момент времени МДП-структура находится в квазиравновесных условиях. Это означает, в частности, что генерация неосновных носителей и заполнение поверхностных состояний успевают следовать за изменениями внешнего напряжения. Применительно к рассмотренным эквивалентным схемам критерий низкой частоты записывается в виде  $R_{pb} < 1/\omega C_I$ ,  $R_{ns} < 1/\omega C_{SS}$ ,  $R_{ps} < 1/\omega C_{SS}$ . Выполнение этих условий позволяет существенно упростить эквивалентную схему МДП-структуры, объединив  $C_D$ ,  $C_A$  и  $C_I$  в универсальную низкочастотную емкость области пространственного заряда полупроводника  $C_S$  (рис. 88, в). Дифференциальную квазиравновесную емкость пространственного заряда полупроводника можно получить, дифференцируя по напряжению соотношения (155), связывающее поверхностный заряд и изгиб зон в полупроводнике:

$$C_S = - \frac{2q^2 n_i L_D}{kT} \frac{dF(\lambda y)}{dy} = - \frac{q^2 n_i L_D}{kT} \times \frac{[\lambda^{-1} e^y - \lambda e^{-y} + (\lambda - \lambda^{-1})]}{F(\lambda, y)} = - \frac{\epsilon_n \epsilon_0}{2L_D} \frac{[\lambda^{-1} e^y - \lambda e^{-y} + (\lambda - \lambda^{-1})]}{F(\lambda, y)} \quad (157)$$

Формула (157) справедлива для единичной площади невырожденного полупроводника с однородным распределением легирующей примеси. Кроме того, предполагается, что легирующая примесь полностью ионизирована, а поверхностный заряд распределен однородно по площади МДП-структуры. На рис. 89 представлена зависимость  $C_S$  от  $y$  для кремния с различным типом проводимости. Полученное выражение (157) соответствует «малосигнальному» уровню

измерения  $C_S$ , иными словами, амплитуда переменного сигнала, применяемого для измерения  $C_S$ , должна быть существенно меньше приложенного постоянного смещения  $U_c$  и, как следует из (157), также меньше  $kT/q$ .

Рассмотрим расчет низкочастотной ВФХ идеальной МДП-структуры, у которой полностью отсутствует активная проводимость диэлектрика, нет поверхностных состояний, в диэлектрике отсутствует заряд, контактная разность потенциалов электрод — подложка равна нулю. Алгоритм расчета идеальной низкочастотной ВФХ заключается в следующем: задается аргумент  $y$ ; в соответствии с выражением (155) рассчитывается  $Q_S$ . Поскольку заряды в диэлектрике отсутствуют,  $Q_S = -Q_c$ , и в соответствии со (156) падение напряжения в диэлектрике  $U_d = Q_c d / \epsilon_0 \epsilon_d$ , а полное внешнее напряжение на МДП-структуре  $U_c = U_d + kTy/q$ . По данному  $y$  рассчитывается  $C_S$  по формуле (157), полная емкость МДП-структуры (как последовательное соединение двух емкостей)  $C_c = C_S C_0 / (C_S + C_0)$ .

Варьируя  $y$ , можно рассчитать для данного полупроводника всю зависимость  $C_c(U_c)$ , которая имеет вид, изображенный на рис. 99 (кривые 1) для кремния с различным типом проводимости. На зависимости  $C_c(U_c)$  можно отметить следующие характерные области: А — глубокое обогащение ( $C_S \gg C_0$ ,  $C_c \approx C_0$ ); Б — слабое обогащение; В — слабая инверсия; Г — глубокая инверсия ( $C_S \gg C_0$ ,  $C_c \approx C_0$ ). Условие  $y = 0$  для идеальной МДП-структуры соответствует  $U_c = 0$  и определяет характерную точку на характеристике  $C_c(U_c)$  называемую точкой плоских зон ( $U_{FB}$ ,  $C_{FB}$ )\*. В этой точке изгиб зон равен нулю.

Используя (157), получаем формулу для определения емкости области пространственного заряда полупроводника в точке плоских зон ( $y = 0$ ):

$$C_{SFB} = (\epsilon_n \epsilon_0 / L_D) \sqrt{\text{ch}(q\phi_B / kT)}. \quad (158)$$

Тогда для всей МДП-структуры

$$C_{FB} = C_0 C_{SFB} / (C_0 + C_{SFB}). \quad (159)$$

Второй характерной точкой на ВФХ является точка минимума емкости  $C_M$ . Получено эмпирическое выражение [147] для определения емкости области пространственного

\* Для идеальной МДП-структуры  $U_{FB} = 0$ .

заряда полупроводника в точке, соответствующей минимуму емкости:

$$C_{SM} = C_{SFB} [0,10505 - 8,082 \cdot 10^{-3} \sqrt{|q\varphi_B/kT|} + 1,053 |q\varphi_B/kT|]. \quad (160)$$

Точность этой формулы около 0,1% и соответственно

$$C_M = C_0 C_{SM} / (C_0 + C_{SM}). \quad (161)$$

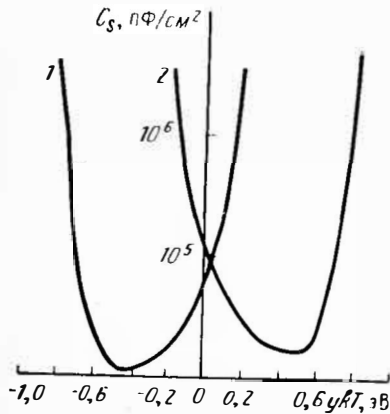


РИС. 89. Зависимость емкости пространственного заряда от изгиба зон для кремния с различным типом проводимости: 1 —  $p_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $p_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

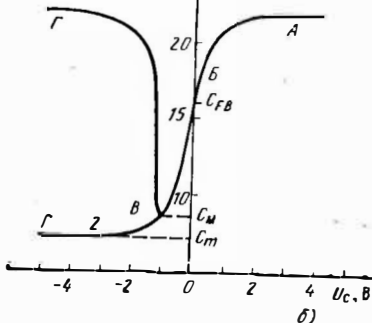
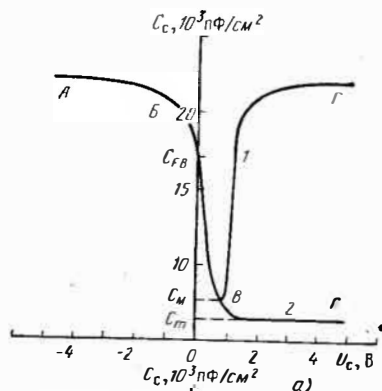


РИС. 90. Расчетные ВФХ:

1 — для низких частот; 2 — для высоких частот; подложка — кремний; а —  $p_0 = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ; б —  $p_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $d = 150 \text{ нм}$

В [148] приведен расчет низкочастотной ВФХ для МДП-структур на кремнии с широким диапазоном легирования и толщин диэлектриков.

Контактная разность потенциалов электрод—полупроводник  $U_K$  действует на МДП-структуру подобно внешнему напряжению, в результате ВФХ смещается по оси напряжений на  $-U_K$ .

Рассмотрим влияние фиксированного заряда в диэлектрике на низкочастотную ВФХ. Поскольку фиксированный

заряд не перезаряжается и не движется, то ясно, что его влияние может заключаться в сдвиге ВФХ по оси напряжений.

В точке плоских зон  $y = 0$ ,  $Q_S = 0$  и в соответствии с (156)

$$U_{FB} = -\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_d} \left[ \int_0^d dx \int_0^x \rho(x') dx' + Q_{SD} d \right]. \quad (162)$$

Таким образом, величина  $U_{FB}$  определяется распределением заряда в диэлектрике.

Выражение (162) можно представить в ином виде. Для этого рассмотрим точку  $U_c = 0$  (случай термодинамического равновесия). При этом  $Q_S = Q_{S0}$ ,  $y = y_0$ ,  $\varphi_S = \varphi_{S0}$ . Комбинируя уравнение (154) и выражения (156) и (162), можно получить

$$U_{FB} = Q_{S0}/C_0 - y_0 (Q_{S0}) kT/q. \quad (163)$$

Следовательно, напряжение плоских зон дает возможность однозначно определить равновесный индуцированный заряд в полупроводнике  $Q_{S0}$  и соответствующий ему равновесный изгиб зон  $y_0$ . Уравнение (163) с учетом (155) обычно решается с помощью ЭВМ, поскольку в (155) не удается получить обратную зависимость  $y = f(Q_S)$  в элементарных функциях. Уравнение (163) можно решить, используя предварительно рассчитанную графическую зависимость  $Q_S = f(y)$  в соответствии с (155). При  $\rho(x) = 0$  в соответствии с (162)  $U_{FB} = -Q_{SD}/C_0$ .

Если толщина пленки диэлектрика существенно больше длины экранирования в полупроводнике, то величина  $y_0 kT/q$  в выражении (163) становится малой по сравнению с первым членом и  $U_{FB} \approx Q_{S0}/C_0$ . Наличие контактного потенциала вызывает (как уже обсуждалось) дополнительный сдвиг ВФХ по оси  $U$ . В соответствии с этим полученные выражения переписываются:

$$U_{FB} = (Q_{S0}/C_0) - y_0 (Q_{S0}) kT/q - U_K. \quad (164)$$

В частных случаях имеем:  
для  $\rho(x) = 0$

$$U_{FB} = -Q_{SD}/C_0 - U_K; \quad (165)$$

для  $d \gg L_D \sqrt{n_1/n_0}$

$$U_{FB} = Q_{S0}/C_0 - U_K. \quad (166)$$

**Высокочастотные ВФХ МДП-структур.** Высокочастотной (ВЧ) считается такая область частот, при которой можно пренебречь вкладом в измеряемую емкость МДП-структуры емкости инверсного слоя ( $C_I$ ) и емкости поверхностных состояний ( $C_{SS}$ ). В соответствии с эквивалентными схемами МДП-структур (рис. 88) и принимая во внимание соотношения параметров схемы, приведенных в табл. 18, условия высокочастотности можно записать как

$$R_{pb} \gg 1/\omega C_D, R_{ns} \gg 1/\omega C_D. \quad (167)$$

Сопоставление данных табл. 18 с неравенствами (167) показывает, что из-за высоких значений  $R_{pb}$  выполнение условий высокочастотности для инверсной емкости происходит уже на частотах порядка десятка герц. В рассматриваемых эквивалентных схемах не учитывалась генерация носителей в приповерхностном слое объемного заряда. Учет этой генерации несколько увеличивает значение граничной частоты.

Нижняя граница частоты для удовлетворения условия высокочастотности по поверхностным состояниям непосредственно связана с кинетическими характеристиками поверхностных состояний, которые сильно зависят от состояния границы раздела диэлектрик—полупроводник. Для качественной границы раздела Si—SiO<sub>2</sub> поверхностные состояния кремния, расположенные в средней части запрещенной зоны кремния, имеют времена релаксации при комнатной температуре  $\tau_{ns} = \tau_{ps} \approx 10^{-4} \dots 10^{-5}$  с [149]. В соответствии с табл. 18 для этих состояний второе неравенство (167) удовлетворяется на частотах 10<sup>8</sup> Гц и более. Для поверхностных состояний, находящихся вблизи разрешенных зон кремния,  $\tau_{ns}$  и  $\tau_{ps}$  уменьшаются до значений 10<sup>-6</sup> ... 10<sup>-8</sup> с и частотная граница для них смещается в область более высоких частот.

Удовлетворение соотношений (167) позволяет резко упростить эквивалентную схему МДП-структуры на ВЧ, представив ее в виде последовательного соединения двух емкостей: емкости диэлектрика и ВЧ емкости области пространственного заряда полупроводника (рис. 88). При этом зависимость емкости пространственного заряда от изгиба зон может быть вычислена с использованием соотношения, аналогичного (157), при исключении члена, связанного с неосновными носителями:

для полупроводника  $n$ -типа

$$C_{свч} = \frac{q^2 n_i L_D}{kT} \left[ \frac{-\lambda^{-1} e^y + \lambda^{-1}}{F_1(\lambda y)} \right], \quad (168)$$

где  $F_1 = [\lambda^{-1} (e^y - 1) - \lambda^{-1} y]^{1/2}$ ;  
для полупроводника  $p$ -типа

$$C_{свч} = \frac{q^2 n_i L_D}{kT} \left[ \frac{\lambda e^{-y} - \lambda}{F_2(\lambda y)} \right], \quad (169)$$

где  $F_2(\lambda y) = [\lambda (e^{-y} - 1) + \lambda y]^{1/2}$ .

Полное исключение влияния неосновных носителей на емкость в (168), (169) приводит к небольшой ошибке (около 3% в области сильной инверсии), связанной с тем, что при этом исключается влияние на емкость перераспределения уже имеющихся неосновных носителей в инверсном слое. Анализ этой ошибки проведен в [150].

Расчет высокочастотной ВФХ идеальной МДП-структуры проводится с учетом упрощенной эквивалентной схемы (рис. 88, в) и соотношений (168), (169). Алгоритм расчета: задается аргумент  $y$ ; по (168), (169) рассчитываем  $C_{свч}$ ;  $C_{свч} = C_{свч} C_0 / (C_0 + C_{свч})$ ; по (155) определяется  $Q_S(y)^*$ ; падение напряжения в окисле  $U_D = -Q_S / C_0$ ; напряжение, приложенное к МДП-структуре,  $U_c = ykT/q + U_D$ . Расчетные высокочастотные ВФХ приведены на рис. 90. В [148] приведены ВФХ для различных вариантов легирования кремния и толщин окислов.

Высокочастотные ВФХ (см. рис. 90) имеют вид «ступеньки». Область  $A$  соответствует глубокому обогащению, в которой  $C_{свч} \approx C_0$ . В области  $B$  и  $B$  структура переходит от обогащения к обеднению и слабой инверсии. Область  $\Gamma$  — глубокая инверсия, при этом

$$C_{свч} = C_m, C_m = C_{sm} C_0 / (C_{sm} + C_0),$$

где  $C_{sm}$  — ВЧ емкость области пространственного заряда полупроводника в инверсии. Эту величину нетрудно определить с помощью выражений (168), (169). На рис. 91 пред-

\* Предполагается, что неосновные носители находятся в равновесии с медленно изменяющимся напряжением  $U_c$ , в связи с этим при расчете  $Q_S$  для определения  $U_D$  используется соотношение (155).

определена зависимость  $C_{sm}$  от уровня легирования кремния  $(\lambda)^*$ .

Фиксированный поверхностный заряд и контактный потенциал управляющий электрод—подложка сдвигает ВФХ по оси  $U$  аналогично тому, как это происходит с низкочастотной ВФХ в соответствии с выражениями (164)—(166).

Наличие на границе раздела диэлектрик—полупроводник поверхностных состояний не меняет ВЧ емкость МДП-системы. Однако эти состояния успевают перезарядиться при медленно изменяющемся напряжении смещения  $U_c$ . Появление дополнительного изменяющегося заряда на границе раздела диэлектрик—полупроводник приводит к из-

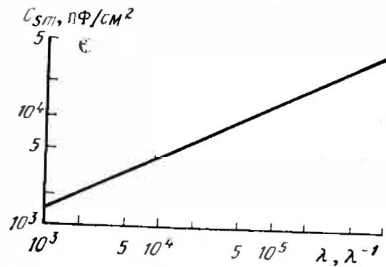


РИС. 91. Зависимость  $C_{sm}$  от уровня легирования кремния (для  $p$ -типа  $\lambda = p_0/n_i$ , для  $n$ -типа  $\lambda^{-1} = n_0/n_i$ )

менению падения напряжения в окисле при данном  $u$  на  $\Delta U_d = -Q_{ss}/C_0$ , соответственно на то же значение будет изменяться  $U_c$ . Таким образом, высокочастотная ВФХ в принципе дает возможность определить как фиксированный поверхностный заряд, так и плотность поверхностных состояний.

**Измерение высокочастотных ВФХ и их анализ.** Аппаратура для измерения высокочастотных ВФХ различается по методу измерения емкости, способу изменения смещения на МДП-структуре ( $U_c$ ), методике фиксации, а также по методу обработки результатов.

Наиболее простой и распространенный вариант схемотехнического решения приведен на рис. 92. От генератора переменного напряжения через разделительный конденсатор  $C_1$  сигнал поступает на цепочку, состоящую из измеряемой МДП-структуры  $C_c$  и эталонного резистора  $R_1$  ( $C_1 \gg C_c$  вч). Падение ВЧ напряжения на резис-

\* В соответствии с (168), (169)  $C_{свч}$  в области глубокой инверсии продолжает медленно уменьшаться, для практических расчетов можно считать, что  $C_{свч}$  достигает  $C_m$  при  $q\psi_s \approx E_c - 2kT$  для  $p$ - и  $q\psi_s \approx E_v + 2kT$  для  $n$ -полупроводника.

торе  $R_1$  ( $R_1 \ll 1/\omega C_c$  вч) оказывается пропорционально  $C_c$  вч. Усиленное и выпрямленное напряжение, пропорциональное  $C_c$  вч, подается на координату  $y$  двухкоординатного самописца. Медленно изменяющееся смещение  $U_c$  через разделительный резистор ( $R_2 \gg 1/\omega C_c$  вч) подается на МДП-структуру и координату  $x$  самописца. В результате двухкоординатный самописец фиксирует ВФХ изучаемой структуры. При этом необходимо отметить, что ВЧ напряжение на МДП-структуре  $u_c$  должно обеспечивать малосигнальный режим и соответственно удовлетворять соотношению  $u_c \ll kT/q$  во всем диапазоне  $U_c$ . При записи ВФХ МДП-структура должна находиться в темноте.

Для измерения ВФХ используются также ВЧ измерительные мосты. В этом случае возможно фиксировать не только емкость, но и проводимость МДП-структуры. Из отечественных установок для измерения ВФХ следует отметить измеритель ИППМ-2, позволяющий проводить емкостные измерения на частоте 1 МГц при комнатной температуре, а также вольт-фарадный характеристриограф, имеющий частотный диапазон 20 ... 10<sup>6</sup> Гц и позволяющий проводить измерения при температуре 300 и 78 К.

В последнее время появились автоматические измерительные комплексы. В таких комплексах установка измерения ВФХ объединена с ЭВМ, которая обрабатывает результаты измерений и выдает готовые данные о параметрах МДП-структуры (поверхностной плотности заряда, распределению по энергии поверхностных состояний, уровню легирования подложки). К установкам такого класса относятся выпускаемые фирмой Mater als Development Corporation (США) измерители ВФХ, позволяющие проводить измерения в широком спектре частот.

При снятии ВФХ целесообразно применять следующую последовательность: прикладывается к МДП-структуре напряжение смещения, соответствующее глубокой инверсии; освещается МДП-структура для увеличения генерации неосновных носителей и образования равновесного инверсного слоя (часто бывает достаточно использования обычного лабораторного освещения); затем МДП-структура полностью затемняется, и напряжение смещения начинает изменяться от инверсии к обогащению, при этом на самописце фиксируется равновесная высокочастотная ВФХ.

Анализ высокочастотной ВФХ позволяет определить поверхностный заряд, плотность поверхностных состояний и их распределение по энергии, а также вычислить уровень легирования подложки. Полный анализ ВФХ состоит в

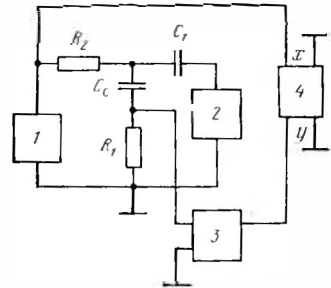


РИС. 92. Схема установки для измерения высокочастотных ВФХ:

- 1 — источник смещения МДП-структуры; 2 — ВЧ-генератор; 3 — резонансный усилитель; 4 — двухкоординатный самописец

следующем (предполагается, что толщина и параметры диэлектрика известны): проверка емкости диэлектрика ( $C_0$ ) по горизонтальному участку ВФХ в области обогащения (при необходимости корректировка толщины диэлектрика или площади МДП-структуры); вычисление  $C_{sm}$  и определение с помощью рис. 91 уровня легирования подложки; расчет идеальной высокочастотной ВФХ в соответствии с (168), (169) и вышеописанной процедуры; определение на расчетной ВФХ емкости точки плоских зон; нахождение на экспериментальной ВФХ точки плоских зон ( $C_c - C_{FB}$ ) и определение напряжения плоских зон ( $U_{FB}$ ). Если плотность поверхностных состояний мала и зарядом на поверхностных состояниях можно пренебречь, то (164) ... (166) позволяет определить  $Q_{s0}$ ,  $y_0$ , а в случае  $\rho(x) = 0$  и  $Q_{sd}$ .

Наличие перезаряжающихся поверхностных состояний приводит к тому, что  $Q_{sd}$  перестает быть постоянной величиной, а становится функцией положения уровня Ферми на поверхности полупроводника ( $\varphi_s$ ) и соответственно функцией изгиба зон. В связи с этим соотношения (164)—(166) модифицируются и принимают вид

$$U_{FB} = (Q_{s0}/C_0) + (\Delta Q_{SS}/C_0) - [y_0 (Q_{s0}) kT/q] - U_R, \quad (170)$$

$$\text{где } \Delta Q_{SS} = Q_{SS}(y_0) - Q_{SS}(y=0),$$

$$\text{при } \rho(x) = 0$$

$$U_{FB} = [-Q_{sd}(y=0)/C_0] - U_R; \quad (171)$$

$$\text{при } d \gg L_D \sqrt{n_i/n_0}$$

$$U_{FB} = (Q_{s0}/C_0) + (\Delta Q_{SS}/C_0) - U_R. \quad (172)$$

В этих выражениях  $\Delta Q_{SS}$  характеризует изменение заряда на поверхностных состояниях при изменении положения уровня Ферми на поверхности полупроводника от состояния, соответствующего плоским зонам ( $y=0$ ) до равновесного состояния ( $y=y_0$ ;  $\varphi_s = \varphi_{s0}$ ), а  $Q_{sd}(y=0)$  — заряд на границе раздела полупроводник—диэлектрик, включающий заряд на поверхностных состояниях при  $y=0$ .

Для решения уравнения (170) целесообразно после определения плотности поверхностных состояний (см. далее) выразить величину  $\Delta Q_{SS}$  в (170) как функцию  $y$  в аналитическом виде. После этого уравнение (170) может быть решено с помощью ЭВМ аналогично уравнению (164).

При расчете плотности поверхностных состояний предполагается, что они не дают вклада в ВЧ емкость МДП-структуры. Это означает, что емкость МДП-структуры однозначно характеризует поверхностный изгиб зон в полупроводнике, а значит, и положение уровня Ферми на поверхности полупроводника. Поэтому каждой точке экспериментальной ВФХ может быть соотнесена при данном значении емкости точка на теоретической ВФХ, а значит, и рассчитанные значения  $y$  и  $\varphi_s$ . Изменение  $U_c$  приводит к изменению  $\varphi_s$  и перезарядке поверхностных состояний, при этом изменяется падение напряжения в окисле и соответственно наклон по сравнению с теоретическим.

Таким образом,

$$\left( \frac{dU_c}{dC_{свч}} \right)_a - \left( \frac{dU_c}{dC_{свч}} \right)_T = -\frac{1}{C_0} \frac{dQ_{SS}}{dC_{свч}}. \quad (173)$$

В этом выражении индекс «э» обозначает экспериментальную кривую, «т» — теоретическую. Производные определяются при одинаковых значениях  $C_c$ . Величина  $dQ_{SS}$  характеризует изменение заряда на поверхностных состояниях, имеющих энергию  $E_s = q\varphi_s$ , вызванное изменением  $\varphi_s$  при вариации емкости МДП-структуры на  $dC_c$ . Обозначая  $dC_{свч}/d\varphi_s = \alpha$ , получаем

$$\begin{aligned} \frac{dQ_{SS}}{dE_s} &= -\frac{\alpha C_0}{q} \left[ \left( \frac{dU_c}{dC_{свч}} \right)_a - \left( \frac{dU_c}{dC_{свч}} \right)_T \right] = \\ &= -10^{-12} \alpha C_0 \left[ \left( \frac{dU_c}{dC_{свч}} \right)_a - \left( \frac{dU_c}{dC_{свч}} \right)_T \right], \end{aligned} \quad (174)$$

где  $dQ_{SS}/dE_s$  измерено в Кл/(эВ·см<sup>2</sup>),  $\alpha$  — в пФ/см<sup>2</sup> В,  $dU/dC_{свч}$  — в В·см<sup>2</sup>/пФ,  $C_0$  — в пФ/см<sup>2</sup>. Пользуясь (168), (169), а также соотношением  $y kT = q\varphi_s + kT \ln \lambda$ , получаем

для полупроводника  $n$ -типа

$$\alpha = \frac{C_0^2}{(C_0 + C_{свч})^2} \frac{q^3 n_i L_D}{(kT)^2 \lambda} \frac{\lambda^{-1} (1 - e^y)^2 - 2e^y F_1^2}{2F_1^3}, \quad (175)$$

где  $F_1$  определяется выражением (168),

для полупроводника  $p$ -типа

$$\alpha = \frac{C_0^2 q^3 n_i L_D \lambda 2e^{-\psi} F_2^2 - \lambda (1 - e^{-\psi})^2}{(C_0 + C_{\text{свч}})^2 (kT)^2 2F_2^3}, \quad (176)$$

где  $F_2$  определяется по (169).

Используя (174) для различных значений  $C_{\text{свч}}$ , можно получить зависимость  $dQ_{\text{свч}}/dE_{\text{с}}$  от  $E_{\text{с}}$ . Наибольшая точность определения  $dQ_{\text{свч}}/dE_{\text{с}}$  достигается в области максимальных значений  $dC_{\text{свч}}/dU_{\text{с}}$ , т. е. в области слабого обогащения и обеднения. По поверхностному потенциалу это соответствует  $1,3\varphi_{\text{В}} \leq \varphi_{\text{с}} \leq -1,0\varphi_{\text{В}}$ .

Для непрерывного спектра поверхностных состояний функции  $dQ_{\text{свч}}/dE_{\text{с}}$  определяет поверхностную и энергетическую плотности поверхностных состояний:

$$N_{\text{сч}}(E_{\text{с}}) = -\frac{1}{q} \frac{dQ_{\text{свч}}}{dE_{\text{с}}}(E_{\text{с}}). \quad (177)$$

Оценка точности такого метода определения  $N_{\text{сч}}$  [151] показывает, что погрешность расчета  $N_{\text{сч}}$  вблизи середины запрещенной зоны кремния составляет  $(2 \dots 5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ .

Появление пиков на зависимости  $dQ_{\text{свч}}/dE_{\text{с}}$  связано с локализованными по энергиям совокупностями поверхностных состояний. Поверхностная плотность таких уровней определяется площадью пика

$$N_{\text{сл}} = -\frac{1}{q} \int \frac{dQ_{\text{свч}}}{dE_{\text{с}}}(E_{\text{с}}) dE_{\text{с}}, \quad (178)$$

а уровень энергии — положением максимума функции  $dQ_{\text{свч}}/dE_{\text{с}}$ .

Следует отметить, что вольт-фарадный метод не дает возможности определить, является ли исследуемое поверхностное состояние донорным или акцепторным, поскольку при измерениях ВФХ фиксируется лишь изменение плотности заряда при смещении уровня Ферми, которое имеет одинаковый знак для обоих типов состояний. Природа состояния может быть определена при изучении кинетических параметров, в частности при анализе соотношения сечений захвата для электрона и дырки [135].

Чтобы получить информацию о вкладе различных механизмов образования заряда в измеренный поверхностный заряд, необходимо, учитывая специфику каждого заряда, провести дополнительные измерения. Подвижный заряд и его участие в формировании поверхностного заряда в полупроводнике обычно определяют с помощью так

называемых термополевых циклов. После измерения поверхностного заряда МДП-структура подвергается нагреву до температуры 150...200 °С с приложением электрического смещения при напряженности электрического поля  $10^4 \dots 10^5 \text{ В/см}$ . Существенно, чтобы охлаждение МДП-структуры после 10...30 мин термообработки до комнатной температуры происходило в присутствии электрического поля. При комнатной температуре электрическое поле выключается и производится снова снятие ВФХ и определение поверхностного заряда. Разница  $Q_{\text{с}}$  до и после термообработки дает вклад подвижного заряда в значение  $Q_{\text{с}}$ .

Распределение заряда по толщине диэлектрика в принципе можно получить, изучая изменение  $Q_{\text{с}}$  после послыгонного стравливания диэлектрика. При этом должно быть известно изменение толщины диэлектрика после каждого стравливания, а также установлено, что для данной МДП-системы травление диэлектрика и последующее создание управляющего электрода не влияют на распределение заряда. Распределение заряда можно рассчитать по (162). В общем случае необходимо дважды проинтегрировать функцию  $U_{\text{ФВ}}(d)$  по  $d$ . В частных случаях ситуация упрощается. Например, если весь заряд сосредоточен на границе раздела полупроводник-диэлектрик, напряжение плоских зон в соответствии с (165) будет линейной функцией толщины диэлектрика.

**Измерение низкочастотных ВФХ и их анализ.** Оценки, проведенные с использованием данных табл. 18, показывают, что для кремниевой МДП-структуры НЧ можно считать частоты, равные долям герца. Измерения на таких частотах представляют большие трудности и реализуются достаточно редко.

Эквивалентом измерения низкочастотной ВФХ является так называемый квазистатический метод. Если на элементарную цепочку, состоящую из резистора и конденсатора, подавать напряжение, линейно возрастающее с временем  $U_{\text{с}} = at$  (где  $a$  обычно составляет 0,05...0,2 В/с), то ток в этой цепочке будет пропорционален емкости. Схема установки для снятия квазистатических ВФХ приведена на рис. 93. Снятие ВФХ целесообразно проводить в направлении от инверсии к обогащению.

Для выбора начальной рабочей точки генератор пилообразного напряжения соединяют последовательно с источником постоянного регулируемого напряжения. Тогда  $U_{\text{с}} = b + at$ . Выбор полярнос-

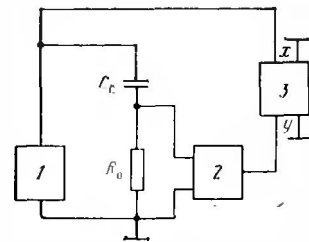


РИС. 93. Схема установки для измерения квазистатических ВФХ:

1 — источник пилообразного напряжения; 2 — электрометрический усилитель; 3 — двухкоординатный самописец

ти напряжений зависит от типа проводимости подложки и знака поверхностного заряда.

Положение точки плоских зон на оси напряжений характеризует поверхностный заряд в соответствии с выражениями (164) и (170). Однако в отличие от ВЧ метода на низкой частоте поверхностные состояния дают вклад в поверхностную емкость полупроводника, повышая значение  $C_M$ . Таким образом, сопоставляя теоретическое и экспериментальное значения  $C_M$ , можно сразу получить информацию об эффективной плотности поверхностных состояний, что и является основным преимуществом квазистатического метода.

Выражение для расчета  $N_{S\text{эф}}$  имеет вид [152]

$$N_{S\text{эф}} = \frac{C_0}{q^2} \left[ \frac{C_{M\text{э}}}{C_0 - C_{M\text{э}}} - \frac{C_M}{C_0 - C_M} \right] = 6,25 \cdot 10^6 C_0 \times \left[ \frac{C_{M\text{э}}}{C_0 - C_{M\text{э}}} - \frac{C_M}{C_0 - C_M} \right], \quad (179)$$

где  $N_{S\text{эф}}$  — эффективная плотность поверхностных состояний,  $\text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ;  $C_{M\text{э}}$  — минимальное значение  $C_c$  на экспериментальной кривой,  $\text{пФ} \cdot \text{см}^{-2}$ ;  $C_0$  — емкость диэлектрика,  $\text{пФ} \cdot \text{см}^{-2}$ ;  $C_M$  — расчетное значение минимальной емкости идеальной МДП-структуры [см. (160), (161)],  $\text{пФ} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Поскольку минимальное значение емкости соответствует положению уровня Ферми вблизи собственного уровня на поверхности полупроводника, то эффективная плотность состояний, определяемая по (179), характеризует плотность поверхностных состояний вблизи середины запрещенной зоны.

Квазистатическая ВФХ позволяет рассчитать распределение плотности поверхностных состояний по энергии, однако для этого необходимо для данной структуры получить также и высокочастотную ВФХ. Расчет проводится по следующей схеме. Расшифровка ВЧ зависимости позволяет каждому значению  $U_c$  экспериментальной ВЧ кривой  $C(U)$  соотнести определенное значение изгиба зон ( $y$ ) и положение уровня Ферми на поверхности полупроводника ( $\varphi_s$ ). Те же значения  $y$  и  $\varphi_s$  будут реализованы на квазистатической ВФХ при данном значении  $U_c$  (рис. 94). Зная  $y$  для каждой точки квазистатической кривой, можно рассчитать НЧ емкость области пространственного заряда по

лупроводника ( $C_S$ ) и выделить из общей емкости МДП-структуры емкость поверхностных состояний ( $C_{SS}$ ) в соответствии с эквивалентной схемой (см. рис. 88, 2):

$$C_{SS} = \frac{C_{c\text{э}}(C_0 + C_S) - C_0 C_S}{C_0 - C_{c\text{э}}}, \quad E_S = q\varphi_s, \quad (180)$$

где  $C_{c\text{э}}$  — экспериментальная НЧ емкость МДП-структуры.

Для непрерывного спектра поверхностных состояний плотность состояний  $[\text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}]$

$$N_{SC} = C_{SS}/q^2 = 6,25 \cdot 10^6 C_{SS}. \quad (181)$$

Плотность локальных уровней  $[\text{см}^{-2}]$

$$N_{SI} = 4kTC_{SS\text{max}}/q^2 = 6,47 \times 10^5 C_{SS\text{max}}, \quad (182)$$

где  $C_{SS\text{max}}$  — максимальная величина пика  $C_{SS}$ ,  $\text{пФ} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Другие варианты вольт-фарадного метода. Дифференциальный высокочастотный вольт-фарадный метод. При обсуждении высокочастотного вольт-фарадного метода отмечалось, что для определения плотности поверхностных состояний необходимо сравнивать наклоны экспериментальной и теоретической высокочастотных ВФХ. Фактически это означает графическое дифференцирование экспериментальной кривой. Более удобно проводить дифференцирование экспериментальной ВФХ аппаратным методом. Для этого в установку снятия ВФХ добавляют дифференцирующую цепочку [135]. При использовании линейно-изменяющегося смещения  $U_c = at$  дифференцирующая цепочка на выходе обеспечивает сигнал, пропорциональный  $dC/dU_c$ , который может быть записан на самописце одновременно с записью ВФХ (обычно применяются два двухкоординатных самописца). Расшифровка зависимости  $C(U)$  и  $dC/dU$  происходит аналогично расшифровке высокочастотной ВФХ.

Преимущество этого метода заключается в скорости и повышенной точности по сравнению с вольт-фарадным методом. Совместное измерение характеристик  $C(U)$  и  $dC/dU$  особенно эффективно при наличии локальных поверхностных состояний, так как при этом можно достаточно точно определять положение уровня и вклад каждого уровня при наличии нескольких локальных поверхностных состояний.

Частотный анализ ВФХ. Частотный анализ эквивалентной схемы МДП-структуры показал, что несомненные носители перестают

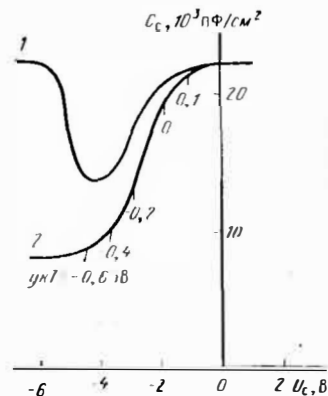


РИС. 94. Анализ квазистатической (1) и высокочастотной (2) ВФХ

участвовать в формировании емкости МДП-структуры при частотах выше 1 Гц, а поверхностные состояния дают вклад в измеряемую емкость МДП-структуры вплоть до частот  $1 \cdot 10^6$  Гц. Таким образом, существует достаточно широкий частотный диапазон ( $1 \dots 10^6$  Гц), в котором реализуются ВЧ критерии для неосновных носителей, но поверхностные состояния принимают участие в формировании емкости МДП-структуры. Это обстоятельство дает возможность по частотной зависимости ВФХ определить не только распределение поверхностных состояний по энергии, но и их времена релаксации.

Для измерения ВФХ на разных частотах обычно используется схема, приведенная на рис. 92. В данном случае резисторы  $R_1$ ,  $R_2$  приходится выполнять в виде переключаемого набора, каждый из которых применяется в своем частотном интервале.

Анализ частотной зависимости ВФХ происходит по следующей схеме. Высококачественная ВФХ обрабатывается, как это было описано в п. 5.1.2, при этом определяются поверхностный заряд, распределение по энергии плотности поверхностных состояний; в процессе расчета каждой точке высококачественной ВФХ сопоставляется значение  $y$ . Предполагается, что значения  $U_c$  и  $y$  не зависят от частоты измерительного сигнала. Таким образом, каждой точке ВФХ, измеренной на любой частоте, можно сопоставить определенное значение  $y$ . Это позволяет рассчитать ВЧ емкость области пространственного заряда полупроводника и выделить из общей емкости МДП-структуры вклад емкости поверхностных состояний по формуле, аналогичной (180). Проводя этот расчет для двух частот (например,  $\omega_1$  и  $\omega_2$ ), можно определить емкость поверхностных состояний с временем релаксации  $\tau_S$ , удовлетворяющим условию  $1/\omega_1 < \tau_S < 1/\omega_2$  ( $\omega_1 > \omega_2$ ):

$$\Delta C_{SS} = \frac{C_{c2\omega} (C_0 + C_S) - C_0 C_S}{C_0 - C_{c2\omega}} - \frac{C_{c1\omega} (C_0 + C_S) - C_0 C_S}{C_0 - C_{c1\omega}}$$

где  $C_{c1\omega}$ ,  $C_{c2\omega}$  — емкости МДП-структуры на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  соответственно (при одинаковых  $U_c$  и соответствующем  $y$ );  $C_S$  — ВЧ расчетная емкость области пространственного заряда полупроводника [см. (168), (169)].

Определение плотности поверхностных состояний по вычисленной емкости поверхностных состояний производится по выражениям, аналогичным (180), (181). Изменяя частоту измерительного сигнала, можно получить распределение поверхностных состояний по их энергии и временам релаксации [135].

**Низкотемпературный метод определения плотности поверхностных состояний.** Охлаждение МДП-структуры до низких температур приводит к тому, что уровень Ферми в объеме полупроводника приближается к зоне основных носителей, изменяя при этом заполнение поверхностных состояний, соответствующее условию плоских зон. С другой стороны, низкие температуры резко замедляют выброс зарядов с заполненных поверхностных состояний [135, 152]. При этом возникает возможность изучения распределения поверхностных состояний вблизи краев запрещенной зоны. На рис. 95 представлены теоретические зависимости высококачественных ВФХ для температур 300 и 77 К. Там же изображена зависимость  $q\varphi_S$  от  $U_c$ . Сопоставляя области достаточно высокой чувствительности вольт-

фардного метода измерения при разных температурах, можно убедиться, что при комнатной температуре диапазон зондирования поверхностных состояний по энергиям лежит в области  $\pm 0,35$  эВ от середины запрещенной зоны, а при азотной температуре он составляет  $\pm 0,5$  эВ.

Низкие температуры изменяют кинетику заполнения поверхностных состояний. Обычно заполнение носителями поверхностных состояний из соответствующих зон происходит быстро и успевает следовать за изменением  $U_c$ . Однако эмиссия носителей из поверхностных состояний в разрешенные зоны требует энергии активации и при низкой температуре практически затормаживается. Поэтому при

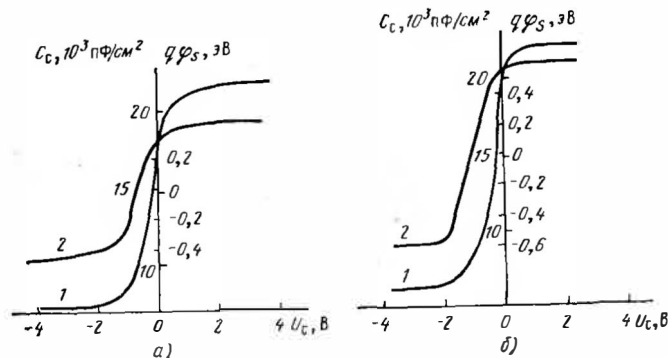


РИС. 95. Высококачественные ВФХ (1) и зависимости  $q\varphi_S$  от  $U_c$  (2): а — при комнатной температуре (300 К); б — при азотной температуре (77 К); кремний с  $n_0 = 1 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ,  $d = 150$  нм,  $N_S = 0$

наличии поверхностных состояний низкотемпературная высококачественная ВФХ для кремния  $n$ -типа имеет вид, изображенный на рис. 96. В области А происходит сильное обогащение, уровень Ферми находится вблизи зоны проводимости, поверхностные состояния практически во всей запрещенной зоне заполнены электронами и соответственно поверхностный заряд более отрицательный, чем для точки плоских зон при комнатной температуре. При переходе к обеднению при азотной температуре (область Б), несмотря на то что уровень Ферми понижается, электроны не могут покинуть поверхностные состояния и ВФХ в этой области идет в соответствии с наличием на поверхностных состояниях отрицательного заряда. Поскольку при низких температурах практически отсутствуют неосновные носители, увеличение напряжения приводит к образованию глубокого неравновесного обеднения, которое может продолжаться достаточно долго. Если в точке В осуществить генерацию пар, то появление неосновных носителей снимает неравновесное обеднение, разряжает поверхностные состояния и емкость МДП-структуры возрастает. При обратном ходе (в темноте) в точке Г (рис. 96) начинается заполнение поверхностных состояний электронами из зоны проводимости, что задерживает изменение поверхностного потенциала в сто-



рону обогащения, и соответственно задерживается рост емкости. В точке *D* заполнение поверхностных состояний завершается, и поверхность переходит в режим обогащения. Такой цикл можно повторять многократно.

Если в точке плоских зон достигнуто равновесное заполнение поверхностных состояний (что может быть проверено по отсутствию

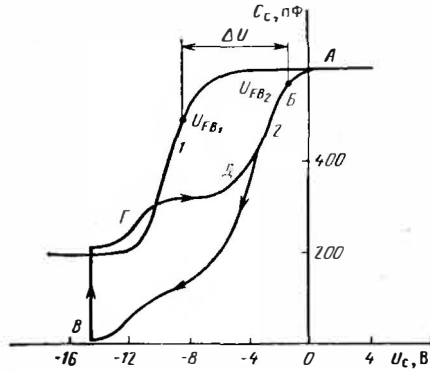


РИС. 96. Экспериментальные высокочастотные ВФХ для *n*-Si:

1 — при комнатной температуре; 2 — при азотной температуре

ответственно. Естественно, что для расчета необходимо предварительно рассчитать высокочастотную ВФХ для низких температур, чтобы определить емкость плоских зон и величину  $\varphi_{B_2}$ .

## 5.2. Неоднородность распределения поверхностного заряда в МДП-структурах

В реальных МДП-структурах поверхностный заряд распределен по поверхности структуры в той или иной степени неоднородно. Причины, вызывающие появление неоднородного распределения заряда, следующие: статистическое распределение по поверхности конечного числа дефектов и заряженных центров; неоднородное распределение по поверхности образца примесей, связанных с загрязнением при промывках и при других операциях изготовления образца; неоднородное поле распределения температуры в печах, в которых происходит образование диэлектрической пленки; неоднородное остывание образца после тепловых воздействий.

Неоднородное распределение поверхностного заряда может быть вызвано неоднородностями фиксированного за-

ряда, подвижного заряда и неоднородным распределением поверхностных состояний. В дальнейшем будет предполагаться, что поверхностный заряд сосредоточен на границе раздела диэлектрик — полупроводник.

Появление неоднородного распределения поверхностного заряда вызывает ряд эффектов в МДП-структурах. Прежде всего появляется разброс средних значений параметров, связанных с зарядом, у большого количества подобных структур, сформированных, казалось бы, в одинаковых условиях. Кроме того, неоднородность распределения поверхностного заряда приводит к изменению свойств также и индивидуальных МДП-структур:

увеличивается размытие ВФХ. Если при этом проводить анализ ВФХ, не учитывая поверхностную неоднородность, то получаются ложные поверхностные состояния [153];

возникающий рельеф поверхностного потенциала приводит к уменьшению поверхностной подвижности носителей тока в инверсионных каналах, особенно в области слабой инверсии [154], при этом уменьшается крутизна полевых МДП-транзисторов;

при больших по амплитуде и достаточно резких в пространстве флуктуациях поверхностного потенциала могут возникнуть так называемые флуктуационные поверхностные состояния [155].

Размытие из-за неоднородностей поверхностного заряда ВФХ, имитирующее появление поверхностных состояний, существенно затрудняет анализ измерений и требует разработки методики, позволяющей разделять эффекты, связанные с поверхностными состояниями и неоднородным распределением заряда.

На качественном уровне это разделение можно проводить, используя изучение частотных и температурных зависимостей ВФХ. В отличие от поверхностных состояний неоднородность распределения заряда не дает частотной зависимости формы ВФХ и не приводит к сдвигу точки плоских зон по оси напряжений при понижении температуры. Большое размытие ВФХ, а также отсутствие влияния частоты на вид характеристики и малая величина сдвига точки плоских зон при понижении температуры свидетельствуют о наличии неоднородного распределения заряда.

Для получения количественных характеристик неоднородности поверхностного заряда необходимо иметь сведения о его статистических параметрах (вид функций распределе-

ния заряда по поверхности, пространственная корреляция плотности заряда). Если отсутствуют специальные данные относительно вида функции распределения плотности заряда по поверхности ДП-структур, то разумно воспользоваться законом нормального распределения, который описывает распределение случайных независимых величин:

$$f(Q) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(Q-Q_0)^2/2\sigma^2}, \quad (183)$$

где  $Q_0$  — средняя величина поверхностного заряда;  $\sigma$  — среднеквадратическое отклонение,  $\sigma = \sqrt{(Q_0 - Q)^2}$ . Если необходимо проанализировать распределение (например, по пластине) средних зарядов МДП-структур с площадью  $S_0$ , то  $Q$  будет соответствовать средней плотности заряда на индивидуальной структуре,  $Q_0$  — средней плотности заряда всей совокупности структур (средняя плотность заряда по пластине), а  $\sigma$  будет зависеть от площади структуры. Если предполагать, что дискретные заряды распределены по площади МДП-структур независимо друг от друга, то в соответствии с биномиальным распределением

$$\sigma = \sqrt{Q_0 q / S_0}.$$

При анализе влияния неоднородности на свойства индивидуальной МДП-структуры площадь элемента определяется характеристическими размерами для рассматриваемого явления. Так, вид ВФХ МДП-структуры в основном связан с наличием области обеднения вблизи поверхности. Характеристическим размером в этом случае является толщина области обеднения  $W$ . Флуктуации заряда на площадях меньших размеров, чем  $W^2$ , будут усредняться. Обычно  $W \gg l_q$ , где  $l_q$  — среднее расстояние между поверхностными зарядами. Так, при  $Q_0/q = 10^{11} \text{ см}^{-2}$   $l_q \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ , в то время как  $W \approx 10^{-4} \text{ см}$ .

Для расчета влияния неоднородного распределения заряда на ВФХ часто используется так называемая «мозаичная» модель. Области с различным зарядом рассматриваются как параллельно соединенные конденсаторы, имеющие при данном значении внешнего напряжения различные изгибы зон  $y$ . Емкость МДП-структуры представляется суммой элементарных емкостей. Поскольку функция (183) нор-

мирована ( $\int_{-\infty}^{+\infty} f(Q) dQ = 1$ ), результирующая емкость МДП-структуры

$$C_c(U) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(Q) C(U, Q) dQ, \quad (184)$$

где  $C(U, Q)$  — емкость МДП-структуры, имеющей единичную площадь, при внешнем напряжении  $U$  и однородной плотности поверхностного заряда  $Q$ ;  $Q_0$  — средний заряд индивидуальной структуры.

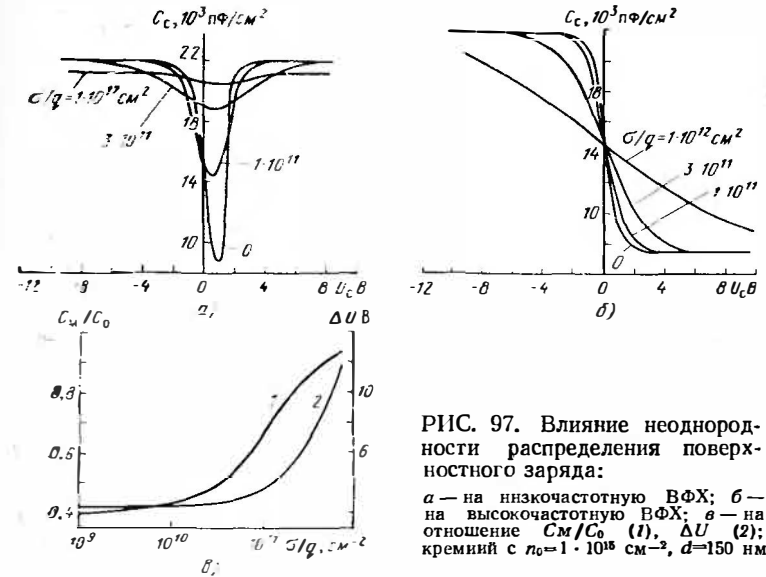


Рис. 97. Влияние неоднородности распределения поверхностного заряда: а — на низкочастотную ВФХ; б — на высокочастотную ВФХ; в — на отношение  $C_M/C_0$  (1),  $\Delta U$  (2); кремний с  $n_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 150 \text{ нм}$

Для практического использования выражения (184) целесообразно функцию  $C(U, Q)$  экстраполировать в аналитическом виде. С помощью выражения  $a(1 + \exp \frac{b+Q/C_0 \pm U}{c})^{-1} + d$  обычно хорошо экстраполируется высокочастотная ВФХ, а суммой двух таких функций — низкочастотная ВФХ. Параметры  $a, b, c, d$  — константы экстраполяции. Интервал интегрирования в (184) достаточно задавать примерно  $6\sigma$ . Результаты расчетов представлены на рис. 97, где для удобства сопоставления ВФХ полагалось  $Q_0 = 0$ . Симметрия нормального распределения заряда и ВФХ

приводит к тому, что при увеличении  $\sigma$  наиболее симметричная точка  $C_\sigma$  ВФХ меньше всего сдвигается по оси напряжений. Для низкочастотных ВФХ такой точкой является  $C_M \simeq C_0$ , для высокочастотных — середина перепада емкости. Нетрудно также показать, что средний заряд структуры ( $Q_0$ ) определяется средним напряжением плоских зон  $\bar{U}_{FB} = Q_0/C_0$ . Поскольку при расчете ВФХ, приведенных на рис. 105, а и б, предполагалось, что  $Q_0 = 0$ , то соответственно  $\bar{U}_{FB} = 0$ .

Таким образом, для любого значения  $\sigma$  разница напряжений между положением точки симметрии ВФХ  $U_\sigma$  и точки  $\bar{U}_{FB}$  остается одинаковой и равной  $\Delta U_\sigma = U_\sigma - U_{FB}^*$  для однородной структуры. Этим обстоятельством можно воспользоваться для определения среднего заряда реальной МДП-структуры. На расчетной ВФХ однородной МДП-структуры находится  $\Delta U_\sigma$ ; на экспериментальной ВФХ определяется  $U_\sigma$  и рассчитывается средний заряд по соотношению

$$Q_0 = C_0 \bar{U}_{FB} = C_0 (U_\sigma - \Delta U_\sigma).$$

Расчет влияния неоднородного распределения заряда позволяет построить зависимость ширины высокочастотной ВФХ и емкости  $C_M$  для низкочастотной кривой от  $\sigma$ . На рис. 97, в изображена зависимость  $C_M/C_0$  и  $\Delta U$  от  $\sigma$ , где  $\Delta U$  — ширина высокочастотной кривой, которая определялась как разница напряжений между точками, имеющими емкости  $C_0 - 0,05(C_0 - C_m)$  и  $C_m + 0,05(C_0 - C_m)$ . Такими зависимостями в дальнейшем можно пользоваться для определения  $\sigma$  реальных МДП-структур, измеряя на них ВФХ и определяя  $\Delta U$  и  $C_M$ .

Существенно сложнее определить неоднородность поверхностного заряда при наличии поверхностных состояний. В принципе существует ряд возможностей решения этой задачи.

1. Определение плотности поверхностных состояний с помощью метода, на который мало влияют неоднородности заряда. В качестве таких методов можно рекомендовать воспользоваться низкотемпературным методом измерения ВФХ или методом анализа влияния частоты на ВФХ (см. п. 5.1.2). Зная плотность поверхностных состояний, можно определить вклад поверхностных состояний в шири-

ну высокочастотных ВФХ. Оставшаяся часть ширины связана с неоднородностью, которая определяется из калибровочной кривой (см. рис. 97, в).

2. Анализ ВФХ при низких температурах и таких изгибах зон и соответственно таких внешних потенциалах, при которых перезарядка поверхностных состояний не происходит. При этом определяется неоднородность как фиксированного заряда, так и той части поверхностных состояний, которые оказались заряженными в исследуемом диапазоне потенциалов [135].

3. Определение неоднородности поверхностного заряда по уширению пика проводимости, связанного с поверхностными состояниями, при изучении зависимости поперечной проводимости МДП-структуры от напряжения [156].

Исследование крупномасштабной неоднородности поверхностного заряда проводится рядом методов.

Идея метода, основанного на применении ртутного зонда, заключается в том, что он образует движущийся по поверхности МДП-структуры конденсатор, параметры которого непрерывно измеряются и фиксируются на самописце с временной разверткой. При синхронизации движения самописца и ртутного зонда может быть воссоздан профиль неоднородности. Измеритель фиксирует изменение емкости структуры. Полученное распределение емкости должно быть пересчитано в распределение заряда. Применение более сложной установки, которая, автоматически изменяя смещение на структуре, поддерживает значение заданной емкости МДП-структуры (например, емкости плоских зон), позволяет получать на самописце без дополнительного пересчета сразу профиль неоднородного распределения потенциала плоских зон с заданной площади образца. Диаметр ртутного зонда в таких установках может быть уменьшен до 50 ... 30 мкм. Эти цифры характеризуют пространственное разрешение данного метода [157].

Для исследования распределения заряда в окисле можно использовать метод измерения контактного потенциала [158]. Если заряд расположен на границе раздела диэлектрика и полупроводника, то контактная разность потенциалов позволяет определить изгиб зон, а значит, и поверхностный заряд в МДП-структуре. С помощью сканирующего по пластине вибрирующего электрода малого размера на самописце получается профиль изгиба зон. В качестве вибрирующего электрода используется вольфрамовая проволока диаметром 50 ... 100 мкм.

\* Точка  $\bar{U}_{FB}$  на ВФХ при  $\sigma \neq 0$  не совпадает с точкой  $\bar{C}_{FB}$ .

Неоднородность изгиба зон полупроводника, обусловленная неоднородностью заряда, может быть определена оптическим методом. Идея метода состоит в следующем. Известно, что при увеличении концентрации неравновесных носителей вблизи поверхности из-за разделения их электрическим полем области пространственного заряда изгиб зон в полупроводнике уменьшается и при достаточной концентрации носителей изгиб зон вообще исчезает. Если неравновесные носители создавать прерывистым светом, то соответственно на конденсаторе МДП-структуры возникает прерывистый сигнал — конденсаторная фото-ЭДС. При достаточной интенсивности света  $\Delta y = y_0$  и конденсаторная фото-ЭДС перестает зависеть от интенсивности света (область насыщения). Если освещение проводить тонким световым зондом через полупрозрачный (обычно золотой) электрод МДП-структуры, то можно исследовать распределение изгиба зон в структуре. В принципе этот метод за счет хорошей фокусировки лазерного пучка может иметь разрешение до 3...5 мкм. Однако сигнал, возникающий на МДП-структуре [159],

$$\Delta u = \Delta y S_u / S,$$

где  $\Delta y$  — изменение изгиба зон при освещении;  $S_u$  — площадь светового зонда;  $S$  — площадь МДП-структуры. Отношение  $S_u/S$  ограничивает, с одной стороны, минимальную площадь луча, с другой — максимальную площадь исследуемой структуры.

В заключение следует отметить, что интенсивность светового зонда в рассматриваемом методе должна быть выбрана такой, чтобы устойчиво происходил полный «разгиб» зон — работа в области насыщения. В противном случае неоднородности генерации-рекомбинации на поверхности МДП-структуры будут модулировать изменение изгиба зон и вызывать ложные неоднородности.

Изучение неоднородного распределения заряда по пластине с помощью дискретных МДП-структур не требует особых пояснений, поскольку методики изучения самих МДП-структур подробно обсуждены в предыдущих главах, а способ статистической обработки полученных результатов существенно зависит от конкретной цели исследования.

### 5.3. Определение генерационно-рекомбинационных характеристик МДП-структур

Методы определения генерационно-рекомбинационных характеристик МДП-структур в принципе могут быть разделены на две группы. К первой группе относятся методы релаксации инверсного слоя и модуляции обратного тока диода с кольцевым электродом, связанные со спецификой МДП-структуры, ко второй — методы фотопроводимости, фотогальваномагнитный метод и другие, применяемые для определения скорости поверхностной рекомбинации. Разумеется, эти методы могут быть применены и к МДП-структурам, однако малая скорость поверхностной реком-

бинации качественных МДП-систем усложняет использование данных методов.

Основное внимание уделим методам первой группы, поскольку они лучше учитывают специфические особенности МДП-структуры и просты в реализации. Кроме того, традиционные методы второй группы достаточно широко об-суждены в [144, 160], а также в гл. 4.

#### 5.3.1. Измерение генерационных характеристик МДП-структур методом релаксации инверсного слоя [C(t)-метод]

Основная идея метода заключается в следующем. С помощью внешнего постоянного напряжения на МДП-структуре устанавливается режим слабого обогащения. Затем внешнее напряжение скачком изменяется до значения, соответствующего глубокой инверсии. Поскольку в первый момент времени неосновные носители практически отсутствуют, заряд на управляющем электроде компенсируется зарядом обедненного слоя (для полупроводника  $n$ -типа — донорами). Толщина обедненного слоя  $W$  велика, и соответственно емкость МДП-структуры резко уменьшается после подачи скачка напряжения. Генерация неосновных носителей, происходящая в неравновесной приповерхностной области, приводит к появлению инверсного слоя и постепенному увеличению в нем плотности неосновных носителей вплоть до равновесной при данном внешнем потенциале. При этом уменьшается заряд в области обеднения, соответственно уменьшается  $W$ , что приводит к росту емкости МДП-структуры до равновесного значения.

На рис. 98 изображены четыре фазы релаксации инверсного слоя. Время, необходимое для образования равновесного инверсного слоя, называется временем релаксации инверсного слоя, оно характеризует интенсивность генерации неосновных носителей в приповерхностной области МДП-структуры. Можно выделить следующие источники генерации неосновных носителей (на рис. 99 области генерации обозначены соответствующими цифрами): диффузионный поток из квазинейтральной области объема (1), примыкающей к области пространственного заряда; генерация в ОПЗ под управляющим электродом (2); генерация в краевой области ОПЗ (3); поверхностная генерация под управляющим электродом (4); поверхностная генерация в краевой области (5).

Расшифровка экспериментальной  $C(t)$ -кривой позволяет определить основные механизмы генерации и рассчитывать их параметры.

Первый этап анализа  $C(t)$ -кривой заключается в определении временной зависимости суммарного темпа генерации неосновных носителей ( $v_{\Sigma}$ ). Поскольку толщина ин-

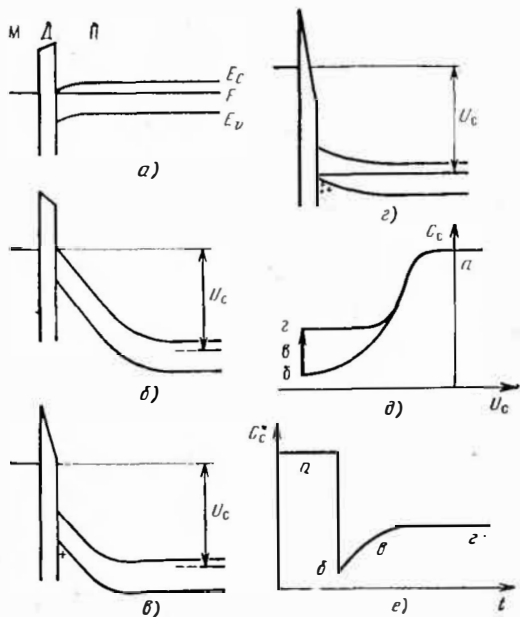


РИС. 98. Различные фазы релаксации инверсного слоя (а, б, в, г) и соответствующие  $C(U)$  (д) и  $C(t)$  (е) характеристики

версного слоя существенно меньше толщины ОПЗ, то падение напряжения в полупроводнике определяется ОПЗ [161, 162]:

$$U_{\text{опз}} = -qNW^2/2\varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0, \quad (185)$$

где  $qN$  — плотность заряда легирующей примеси, которая предполагается однородной;  $W$  — толщина ОПЗ.

Высокочастотная емкость МДП-структуры

$$C_{\text{с}}^{-1} = W/\varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0 + C_0^{-1} = W/(\varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0) + d/(\varepsilon_{\text{д}}\varepsilon_0). \quad (186)$$

Тогда полное напряжение на МДП-структуре, представляющее собой сумму напряжений на диэлектрике и полупроводнике, будет

$$U_{\text{с}} = -\frac{d}{\varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0} \left[ Q_{\Sigma} + qN \left( W + \frac{\varepsilon_{\text{п}}}{\varepsilon_{\text{н}}} \frac{W^2}{2d} \right) \right],$$

где  $Q_{\Sigma} = Q_I + Q_{SS}$  — суммарный поверхностный заряд, равный сумме плотности заряда инверсного слоя и заряда неосновных носителей на поверхностных состояниях.

Пользуясь (185), (186) и учитывая что  $dU_{\text{с}}/dt = 0$ , получаем

$$\frac{dQ_{\Sigma}}{dt} = -\frac{qN\varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0}{2C_0} \frac{d}{dt} \left[ \frac{C_0}{C_{\text{с}}(t)} \right]^2.$$

Если пока предположить, что поверхностные состояния отсутствуют, то

$$\frac{dQ_I}{dt} = qv_{\Sigma} = -\frac{qN\varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0}{2C_0} \frac{d}{dt} \left[ \frac{C_0}{C_{\text{с}}(t)} \right]^2. \quad (187)$$

В этом случае темп изменения плотности заряда в инверсном слое может быть приравнен суммарному темпу генерации неосновных носителей ( $v_{\Sigma}$ ). Обработка экспериментальной ВФХ и построение зависимости  $\frac{qN\varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0}{2C_0} \times$

$\times \frac{d}{dt} \left[ \frac{C_0}{C_{\text{с}}(t)} \right]^2$  от  $t$  дает фактически зависимость от времени суммарного темпа генерации неосновных носителей.

Второй этап анализа кривых  $C(t)$  заключается в определении основных составляющих генерации и вычислении параметров генерационных центров.

Рассмотрим различные источники генерации и их характерные особенности [162].

1. Диффузионная составляющая из квазинейтральной области

$$I_1 = qv_1 = \frac{D\lambda n_i}{L} \text{cth} \left( \frac{l}{L} \right) A_{\text{с}},$$

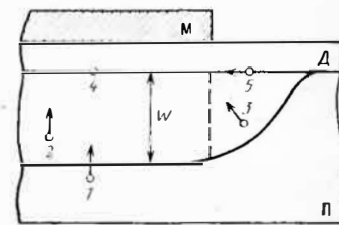


РИС. 99. Основные источники генерации неосновных носителей в МДП-структуре

где  $A_S$  — площадь управляющего электрода;  $l$  — толщина пластины;  $L$  — диффузионная длина неосновных носителей. При этом предполагается, что концентрация неосновных носителей на противоположной стороне пластины равна равновесной.

2. Генерация на объемных центрах в ОПЗ под управляющим электродом. Основная толщина области пространственного заряда под полевым электродом, за исключением последней фазы релаксации, составляет область глубокого обеднения ( $n, p < n_i$ ). Если предположить, что генерация в этой области проходит через моноуровень, то генерация

$$v_2 \approx \frac{N_t C_p C_n n_i W A_S}{C_n \exp(\tilde{E}_t) + C_p \exp(-\tilde{E}_t)}$$

где  $N_t$  — объемная концентрация центров генерации;  $E_t$  — их энергетический уровень  $\tilde{E}_t = E_t/kT$ ;  $C_p, C_n$  — вероятности захвата дырок и электронов.

3. Генерация на объемных ловушках в краевой области ОПЗ:

$$v_3 = \frac{N_t C_p C_n n_i}{C_n \exp(\tilde{E}_t) + C_p \exp(-\tilde{E}_t)} \frac{\pi W^2}{4} \Pi.$$

Более точный расчет краевых эффектов проводится с использованием двумерного уравнения Пуассона с учетом поверхностного заряда.

4. Поверхностная генерация под управляющим электродом.

Если предположить, что поверхностная генерация проходит через поверхностный моноуровень с поверхностной плотностью  $N_S$ , энергетическим положением уровня  $E_S$  и вероятностями захвата носителей  $C_{pS}, C_{nS}$ , то поверхностный темп генерации

$$v_4 = \frac{N_S C_{pS} C_{nS} n_i A_S}{C_{nS} \exp \tilde{E}_S + C_{pS} [\exp(-\tilde{E}_S) + p_S/n_i]}$$

Появление  $p_S$  в последнем члене знаменателя приводит к тому, что  $v_4$  меняется в процессе релаксации и при образовании достаточно мощных толщин инверсных слоев отношение  $p_S/n_i$  становится настолько большим, что вкладом  $v_4$  в общий темп генерации можно пренебречь.

5. Поверхностная генерация в краевой области.

Если снова предположить, что на поверхности толщина области глубокого обеднения равна  $W$ , то темп краевой поверхностной генерации

$$v_5 = \frac{N_S C_{pS} C_{nS} n_i W}{C_{nS} \exp \tilde{E}_S + C_{pS} \exp(-\tilde{E}_S)} \Pi.$$

Таким образом, эта составляющая, так же как и  $v_2$ , оказывается пропорциональной  $W$ .

Рассматривая функциональную зависимость компонентов генерации неосновных носителей во время релаксации, можно выделить четыре группы:

в течение всей релаксации  $v_1$  практически не изменяется;

темп генерации пропорционален толщине области глубокого обеднения  $W$  ( $v_2, v_5$ );

темп генерации пропорционален  $W^2$  ( $v_3$ );

темп генерации определяется концентрацией на поверхности неосновных носителей ( $v_4$ ).

Разная функциональная зависимость компонентов генерации в ряде случаев позволяет разделить экспериментальную зависимость  $C(t)$  на отдельные составляющие. При графическом анализе кривой  $C(t)$  строится зависимость скорости генерации от толщины области обеднения. В соответствии с выражениями для  $v_1 \dots v_5$  имеем

$$v_{\Sigma}(W) = A + BW + CW^2.$$

На кремниевых МДП-структурах обычно преобладают составляющие  $v_2$  и  $v_5$ , поэтому на кривой  $v_{\Sigma}(W)$  можно достаточно уверенно выявить линейный участок, наклон которого дает величину  $(v_2 + v_5)/W$ , а экстраполяция к оси  $W = 0$  позволяет определить постоянную составляющую  $v_1$ . Разделение  $v_2$  и  $v_5$  наиболее достоверно производится по анализу кривых  $C(t)$  МДП-структур с различным отношением площади к периметру и изготовленных на одном кристалле. Составляющая  $v_2$  пропорциональна площади структуры, а  $v_5$  — периметру.

Генерация в краевой области объема ОПЗ ( $v_3$ ) может быть достаточно просто учтена аналитически. Однако можно рекомендовать проводить измерения кривых  $C(t)$  на структурах достаточно большого диаметра, на которых краевая составляющая ( $v_3$ ) пренебрежимо мала. Для выделения поверхностной генерации ( $v_4$ ) предложен так называемый многоимпульсный метод [135]. Сущность метода заключается

ся в том, что изучаются зависимости  $C(t)$  одной структуры при разных значениях импульса внешнего напряжения. При этом можно реализовать различные соотношения между вкладами объемной и поверхностной генерации, что в конечном итоге позволяет их разделить.

В случае если заранее известны основные составляющие генерации, анализ кривых  $C(t)$  резко упрощается. Если основной вклад в генерацию дает объем ОПЗ, можно просто

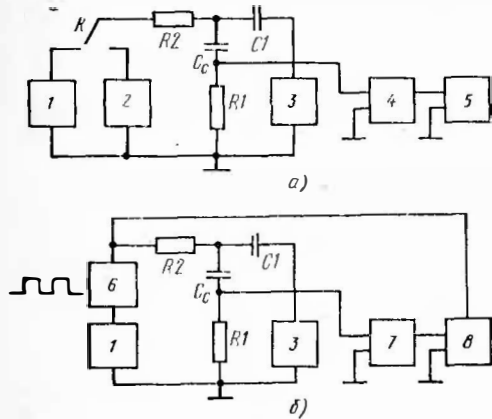


РИС. 100. Схемы измерения времени релаксации инверсного слоя для  $\tau > 1$  с (а) и для  $\tau < 1$  с (б):

1, 2 — источники постоянного смещения; 3 — генератор высокой частоты; 4 — резонансный усилитель; 5 — самописец; 6 — импульсный генератор; 7 — широкополосный усилитель; 8 — осциллограф, синхронизируемый импульсным генератором

рассчитать объемное генерационное время без сложного графического анализа [163]:

$$\tau_r = \frac{n_i C_F}{8n_0 C_0} \tau \left( 1 + \frac{C_i}{C_F} \right)^2,$$

где  $\tau$  — время релаксации;  $C_i$  — начальная емкость МДП-системы;  $C_F$  — конечная емкость МДП-системы при релаксации.

Измерение зависимости  $C(t)$  можно проводить на базе установок для измерения высокочастотных ВФХ. Для этого необходимо предусмотреть два регулируемых источника внешнего напряжения и возможность переключения схемы измерения с одного источника на другой (рис. 100). В качестве регистрирующего устройства применяется самописец с временной разверткой (при  $\tau > 1$  с). При малых временах  $\tau < (10^{-1} \dots 10^{-3})$  с) бывает трудно зафиксировать кривую  $C(t)$  за один импульс; в этом случае в качестве источника внешнего напряжения можно применить генератор прямоугольных импульсов. Длительность импульса  $t_{\text{и}}$  должна быть существенно больше  $\tau$ , выходное напряжение 10...30 В.

Методика измерения кривых  $C(t)$  заключается в следующем. На МДП-структуре, проверенной на отсутствие утечек, снимается ВФХ,

определяется точка плоских зон, рассматривается внешнее напряжение, при котором на МДП-структуре в стационарном режиме устанавливается заданная глубина инверсии. В качестве критерия глубины инверсии обычно выбирается поверхностная концентрация неосновных носителей. В этом случае напряжение инверсии определяется при расчете ВФХ. Далее МДП-структура подключается к первому источнику внешнего напряжения, на котором напряжение соответствует напряжению в точке плоских зон или слабому обогащению. На втором источнике фиксируется рассчитанное напряжение инверсии. МДП-структура тщательно затемняется и затем тумблером ( $K$ ) переключается на второй источник. Регистрирующее устройство фиксирует кривую  $C(t)$ . При работе с импульсным генератором на его выходе устанавливается рассчитанное напряжение инверсии, после чего он включается последовательно с постоянным источником внешнего напряжения, на котором установлен потенциал плоских зон. При этом осциллограф регистрирует повторяющуюся зависимость  $C(t)$ .

На кремниевых МДП-структурах диапазон используемых электрических полей в диэлектрике при включении внешнего импульса лежит в пределах  $10^4 \dots 10^6$  В/см. Следует отметить, что увеличение электрических полей приводит к появлению различных механизмов «полевой» генерации неосновных носителей [164]. При этом обычно в начальной части характеристики появляется область резкого увеличения скорости генерации. Исследование зависимости скорости генерации от электрического поля полезно проводить при измерениях зависимости  $C(t)$  для исключения возможной ошибки, связанной с появлением «полевой» генерации.

### 5.3.2. Измерение зависимости $C(t)$ -метод контроля планарной технологии

Время релаксации инверсного слоя может быть использовано как параметр, характеризующий генерационную активность приповерхностной области МДП-структуры.

Измерение зависимости  $C(t)$  позволяет получить информацию о наличии рекомбинационно-активных дефектов в приповерхностной области, в том числе о концентрации быстродиффундирующих примесей (Cu, Fe, Ni), рекомбинационная активность которых особенно высока. Проведено сопоставление  $\tau$  с количеством быстродиффундирующих примесей (Cu и Fe), специально введенных в кремний [165]. В качестве МДП-структуры использовалась система Si — SiO<sub>2</sub>. Результаты измерения  $\tau$  на образцах с различным содержанием быстродиффундирующей примеси приведены в табл. 19. Данные в таблице показывают, что измерение зависимости  $C(t)$  хорошо дополняет вольт-фарадный метод и вместе они дают информацию о совершенстве как границы раздела, так и приповерхностной области МДП-структуры. Критерии по оценке качества МДП-структур по измерениям определяются конкретными требованиями к технологии изготовления тех или иных приборов.

Для контроля  $\tau$  можно использовать простое устройство с цифровым отсчетом. Основным элементом этого устройства являются электронные часы, запуск которых синхронизируется с подачей измерительного импульса на МДП-структуру. Остановка отсчета производится автоматически при достижении измеряемой емкости за-

Таблица 19. Сопоставление  $\tau$  с содержанием железа и меди в кремнии

Тип образцов	$\tau$ , с	Fe, % вес	Cu, % вес
Образцы с термическим окислом и специально введенными Си и Fe	0,001...0,005	$3 \cdot 10^{-4}$ ... $1 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$ ... $1,5 \cdot 10^{-3}$
Образцы с термическим окислом, полученным в сухом $O_2$ при $T=1150^\circ C$	0,03...0,05	$1 \cdot 10^{-3}$ ... $2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$ ... $4 \cdot 10^{-4}$
	0,3...1,0	$4 \cdot 10^{-5}$ ... $7 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-6}$ ... $4 \cdot 10^{-6}$
Образцы с термическим окислом, полученным в $(O_2 + HCl)$ при $T=1150^\circ C$	10...500	$\leq 1 \cdot 10^{-6}$	$\leq 1 \cdot 10^{-7}$

данного значения (обычно 0,9 от всей амплитуды измерения). Такие часы позволяют проводить измерения  $\tau$  в широком диапазоне времен ( $10^{-3}$ ... $10^3$  с.)

### 5.3.3. Измерение скорости генерации в приповерхностной области с помощью диода с полевым электродом

Диод с полевым электродом представляет собой обычный планарный диод, поверхностная область пространственного заряда которого перекрыта полевым электродом (рис. 101). Изменяя с помощью полевого электрода условия на поверхности полупроводника, можно влиять на ВАХ диода. Изучение обратной ветви ВАХ позволяет получить информацию о генерации в приповерхностной области, а прямой — определить рекомбинацию в приповерхностной области [166].

По состоянию поверхности полупроводника под полевым электродом весь диапазон изменений напряжений на полевым электроде можно разделить на три области.

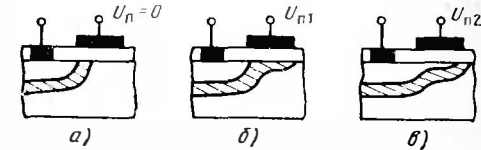
1. Область аккумуляции, в которой обратный ток диода определяется генерацией носителей в объеме пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода ( $I_1$ ) и диффузионной составляющей тока из квазинейтральной области ( $I_2$ ). Обычно  $I_1 \gg I_2$ .

2. В области обеднения к этим составляющим добавляется генерация в области пространственного заряда под полевым электродом за счет центров генерации, находящихся в объеме ( $I_3$ ) и на поверхности полупроводника ( $I_4$ ).

3. В области инверсии составляющая  $I_4$  резко уменьшается за счет роста концентрации неосновных носителей на поверхности, и составляющая  $I_3$  перестает зависеть от напряжения полевого электрода.

Если предположить, что центры генерации в объеме полупроводника располагаются равномерно и справедлива статистика Шокли—Рида, то, определив экспериментально

РИС. 101. Диод с управляющим электродом: а — в состоянии равновесия; б, в — при смещении на полевым электроде, вызывающем обеднение (б) и инверсию на периметре диода (в)



токи  $I_1$  и  $I_4$ , можно вычислить некоторые генерационные параметры объема и поверхности полупроводника.

Составляющую тока  $I_1$  можно рассчитать с помощью выражения

$$I_1 = \frac{qN_t C_p C_n n_i AW}{C_n \exp \tilde{E}_t + C_p \exp (-\tilde{E}_t)},$$

где  $N_t$  — концентрация объемных рекомбинационных центров;  $A$  — площадь  $p$ - $n$ -перехода;  $W$  — толщина области объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода,  $W \approx \sqrt{2\epsilon_{\pi}\epsilon_0 |U_0|/Nq}$  [ $N$  — концентрация примеси в подложке;  $U_0$  — напряжение, приложенное к  $p$ - $n$ -переходу (при обратном смещении  $U_0 < 0$ )].

В области обеднения к току  $I_1$  добавляется ток  $I_3$ , который вычисляется по аналогии с  $I_1$ :

$$I_3 = \frac{qN_t C_p C_n n_i A_{\pi} W_{\pi}}{C_n \exp \tilde{E}_t + C_p \exp (-\tilde{E}_t)}, \quad (188)$$

где  $A_{\pi}$  — площадь полевого электрода;  $W_{\pi}$  — толщина области пространственного заряда под полевым электродом,  $W_{\pi} \approx \sqrt{2\epsilon_{\pi}\epsilon_0 kT/y|Nq^2}$ .

При расчете  $y$  в области обеднения и инверсии необходимо помнить, что обратное смещение диода вызывает сдвиг



квазиуровня Ферми для неосновных носителей в подложке, в связи с чем выражение для функции  $F(y, \lambda)$  (155) будет иметь вид (для полупроводника  $n$ -типа)

$$F(y, \lambda, U_0) = \pm [\lambda (e^{-y+U_0 q/kT} - 1) + \lambda^{-1} (e^y - 1) - \lambda^{-1} y]^{1/2}.$$

В области обеднения  $F \approx \sqrt{|\lambda^{-1} y|}$  и  $Q_S \approx \sqrt{2\epsilon_{\text{п}} \epsilon_0 k T N |y|}$ . В соответствии с выражением (156)\*  $U_{\text{д}} = -(Q_S + Q_{\text{сд}})/C_0$  и напряжение на полевом электроде

$$U_{\text{п}} = U_{\text{д}} + \frac{y k T}{q} = -\frac{\sqrt{2\epsilon_{\text{п}} \epsilon_0 k T N |y|} + Q_{\text{сд}}}{C_0} + \frac{y k T}{q}. \quad (189)$$

Соотношение (189) позволяет рассчитать зависимость  $y$ , а затем и  $W_{\text{п}}$  от  $U_{\text{п}}$ . В области инверсии  $W_{\text{п}} = W$ . Определив экспериментальную зависимость  $I_3(U_{\text{п}})$ , можно с помощью (188) получить удельную объемную генерационную активность:

$$u_V = \frac{N_t C_p C_n n_i}{C_n \exp \bar{E}_t + C_p \exp (-\bar{E}_t)} = \frac{I_3}{q A_{\text{п}} W_{\text{п}}}.$$

Энергетическое положение генерационного центра  $\bar{E}_t$  находится стандартным методом с помощью измерения температурной зависимости  $u_V$ .

Ток, связанный с поверхностной генерацией, определяется по выражению

$$I_4 = q \frac{N_S C_{\text{рS}} C_{\text{нS}} n_i A_{\text{п}}}{C_{\text{нS}} \exp \bar{E}_S + C_{\text{рS}} \exp (-\bar{E}_S)}.$$

Таким образом, измеряя составляющие обратного тока  $I_3$  и  $I_4$ , можно определить поверхностную генерацию и генерационную активность приповерхностных областей объема. Диод с управляющим электродом позволяет легко выделить эти составляющие на фоне обратного тока  $p$ - $n$ -перехода.

Прямая ветвь ВАХ диода с управляющим электродом определяется поверхностной рекомбинацией. Выделение поверхностной составляющей происходит при модуляции скорости поверхностной рекомбинации электрическим полем управляющего электрода. В связи с этим выделяется лишь

только та часть поверхностной рекомбинации, которая зависит от поверхностного потенциала.

Если предположить, что выполняется статистика Шокли—Рида для рекомбинационного центра, то скорость поверхностной рекомбинации при определенном поверхностном потенциале будет максимальной ( $S_m$ ). Для рекомбинационного центра с параметрами  $E_S = 0$  и  $C_p = C_n = C$   $S_m = \frac{1}{2} n_0 N_S C \lambda^{-1}$  (для полупроводника  $n$ -типа [144]). Максимальное значение поверхностного рекомбинационного то-

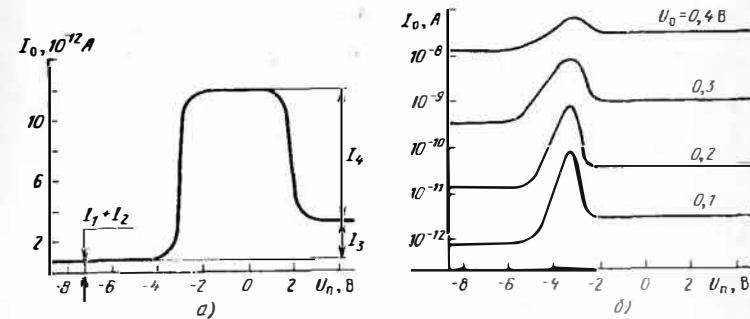


РИС. 102. Зависимости токов диода от напряжения на управляющем электроде при обратном (а) и прямом (б) смещениях

ка (рис. 102, б) будет связано с максимальной скоростью рекомбинации соотношением [166]

$$I_{S_m} = S_m q \frac{n_i^2}{n_0} \frac{q U_0}{k T} \exp \left( \frac{q U_0}{2 k T} \right) A_{\text{п}},$$

отсюда

$$S_m = \frac{I_{S_m} n_0 k T \exp (-q U_0 / 2 k T)}{q^2 U_0 n_i^2 A_{\text{п}}}. \quad (190)$$

Получив максимум на зависимости прямого тока диода от напряжения управляющего электрода, можно выделить  $I_{S_m}$  и в соответствии с (190) определить  $S_m$ .

Следует отметить, что увеличение полного прямого тока диода ( $I_0$ ) с приложенным напряжением происходит обычно по зависимости, близкой к  $\exp (q U_0 / k T)$ , поэтому отношение  $I_{S_m} / I_0$  быстро убывает. В связи с этим изучение зависимости  $I_0$  необходимо проводить в области малых прямых токов ( $10^{-9} \dots 10^{-10}$  А/см<sup>2</sup> для Si). К сожалению, далеко не во всех случаях для таких полупроводников, как

\* Предполагается, что в объеме окисла  $\rho = 0$ .

Si и GaAs, наблюдается зависимость  $S(\varphi_S)$ , характерная для моноуровня, что существенно затрудняет использование прямой ветви диода с управляющим электродом для определения  $S$ . В этом случае могут быть использованы традиционные методы измерения скорости поверхностной рекомбинации (см. гл. 4).

## 6 ГЛАВА

### Контроль структурного совершенства полупроводниковых материалов

#### 6.1. Применение электронной микроскопии для изучения структурного совершенства полупроводников

##### 6.1.1. Формирование изображения в трансмиссионном электронном микроскопе

В современных электронных микроскопах формирование изображения происходит с помощью сложной многоступенчатой системы прецизионных электронных линз. На рис. 103 изображена электронно-оптическая система электронного микроскопа. Источник электронов и конденсорная линза (иногда две конденсорные линзы) образуют осветительную систему, формирующую почти параллельный пучок электронов, освещающий образец, который находится вблизи наконечника объективной линзы. Увеличенное объективной линзой изображение  $I_1$  называется первым промежуточным изображением; оно является объектом для промежуточной линзы, которая образует второе промежуточное изображение  $I_2$ , и, наконец,  $I_2$  увеличивается проекционной линзой для формирования изображения на флуоресцирующем экране микроскопа или на фотографической пластинке (Э).

В случае если исследуемый образец не является кристаллическим, то контраст электронного изображения определяется степенью поглощения электронов разными участками образца, который в свою очередь зависит от распределения толщин образца и расположения материала с различной поглощающей способностью (разной плотностью). Типичным представителем этого класса объектов являются пластиковые или углеродные реплики с поверхности образ-

цов, морфологию которых необходимо исследовать в электронном микроскопе. Если, однако, исследуемый образец кристаллический, дифракция электронов дает дополнительный вклад в контраст изображения, что резко увеличивает информативность электронно-микроскопических исследований.

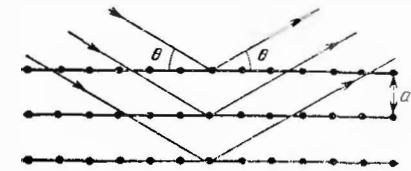
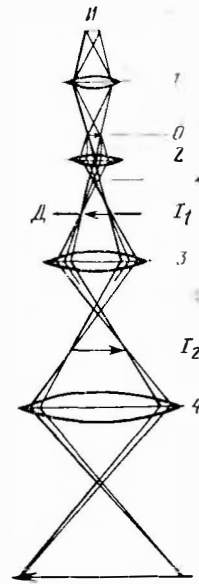


РИС. 104. Отражение электронов от плоскостей решетки

РИС. 103. Ход лучей в электронном трансмиссионном микроскопе: И — источник электронов; О — образец; Э — экран; линзы: 1 — конденсорная; 2 — объективная; 3 — промежуточная; 4 — проекционная

Длина волны электрона [167]

$$\lambda = h [2m_0qU(1 + qU/2m_0c^2)]^{-1/2}, \quad (191)$$

где  $m_0$  — масса покоя электрона;  $c$  — скорость света;  $h$  — постоянная Планка;  $U$  — ускоряющая разность потенциалов. Выражение в круглых скобках в знаменателе представляет собой релятивистскую поправку (существенную при  $U > 10^5$  В). При  $U = 10^5$  В в соответствии с (191)  $\lambda = 3,7 \cdot 10^{-3}$  нм, т. е. длина волны электрона существенно меньше постоянной решетки  $a$  изучаемых кристаллов (обычно  $0,1 < a < 1$  нм). Отсюда следует, что в условиях дифракционного отражения в выражении Вульфа—Брегга

$$\lambda = 2a \sin \theta, \quad (192)$$

угол  $\theta$  оказывается малым (при  $\lambda = 3,7 \cdot 10^{-3}$  нм  $\theta \approx 10^{-2}$  рад) (рис. 104). Таким образом, дифрагированный луч идет под очень малым углом к проходящему лучу.

На электронном микроскопе можно реализовать три основных режима. Апертурная диафрагма, располагающаяся ниже объективной линзы, отсекает дифрагированный пучок; изображение формируется прошедшим пучком и называется светлопольным изображением (рис. 105, а). Апертурная диафрагма пропускает дифрагированный пучок, но отсекает прошедший пучок; изображение формируется дифрагированным пучком и называется темнопольным изображением\* (рис. 105, б). Кроме того, можно реализовать режим микродифракции. В этом случае уменьшается оптическая сила промежуточной линзы таким образом, чтобы задняя фокальная плоскость объективной линзы была сфокусирована на экране микроскопа. Тогда на экране будет видна дифракционная картина от просвечиваемого участка образца. Селекторная диафрагма (рис. 106) ограничивает просматриваемую область образца до  $l = D_c/H_0$ , где  $D_c$  — диаметр селекторной диафрагмы ( $D_c = 20 \dots 50$  мкм);  $H_0$  — увеличение объективной линзы ( $H_0 = 25 \dots 30$ ). Таким образом,  $l$  оказывается близкой к 1 мкм. Следовательно, в режиме микродифракции можно получить дифракционную картину для выбранного участка образца площадью  $\leq 1$  мкм<sup>2</sup>.

Формирование дифракционного контраста рассматривается в кинематической и динамической теории. В кинематическом приближении предполагается, что энергией дифрагированного луча можно пренебречь, и в связи с этим волновое поле проходящих электронов постоянно по всей толщине кристалла. Кинематическое приближение отличается относительной простотой, наглядностью и качественно объясняет ряд дифракционных эффектов. Однако для относительно толстых кристаллов и в условиях отражения, близких к брегговским (когда энергией дифрагированных электронов пренебречь невозможно), кинематическая теория неприемлема.

В динамической теории кристалл рассматривается как единая система, в которой присутствуют и взаимодействуют волновые поля прошедших и дифрагированных электронов.

\* В последнее время интенсивно развивается так называемая интерференционная электронная микроскопия, позволяющая получать прямое изображение кристаллических структур [168]. Увеличение информативности изображения достигается тем, что диафрагма объектива пропускает центральный и один или несколько дифрагированных пучков, интерференция между которыми и формирует наблюдаемое изображение.

Согласно этой теории электроны, дифрагированные кристаллом, в результате новых отражений могут быть возвращены в центральный пучок. Взаимодействие волновых полей центрального и дифрагированного пучков приводит к интерференции, в результате которой наблюдается осцилляция интенсивности по толщине кристалла. Период этой осцилляции называется экстинкционной длиной ( $\epsilon_d$ ). Экстинкционная длина определяет толщину кристалла, на которой

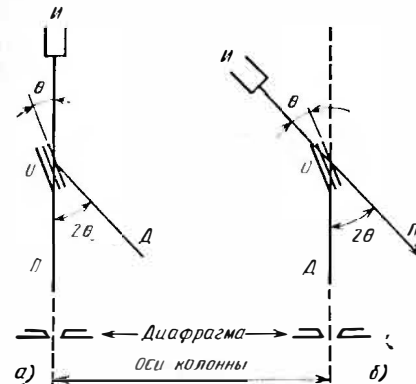


РИС. 105. Реализация светлопольного (а) и темнопольного (б) изображений:

И — источник электронов; О — образец; П — проходящий луч; Д — дифрагированный луч

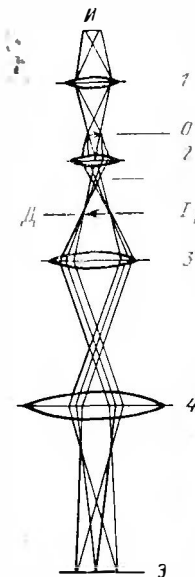


РИС. 106. Ход лучей в электронном микроскопе в режиме микродифракции:

Д — селекторная диафрагма; И — источник электронов; О — образец; Э — экран; 1 — конденсорная; 2 — объективная; 3 — промежуточная; 4 — проекционная

при данном отражении дифрагируют практически все падающие электроны. (Значение  $\epsilon_d$  для кремния при отражении от плоскостей (111) составляет 60,2 нм для  $\lambda = 3,7 \times 10^{-3}$  нм.) Экстинкционная длина существенно меньше глубины проникновения электронов в вещество и обычно меньше толщины образца [167,168].

В совершенном монокристалле может возникнуть дифракционный контраст в виде системы темных полос (экстинкционных контуров), которые связаны с изменением толщины образца, его неплоскостностью, а также с угловой расходимостью падающего электронного пучка.

В несовершенном кристалле атомы смещаются со своих «правильных» мест. Если обозначить вектор смещения через  $R$ , то, как следует из теории [168], амплитуда рассеянной волны изменяется на  $\exp(2\pi gR)$ , где  $g$  — вектор обратной решетки, перпендикулярной отражающей плоскости решетки (вектор действующего отражения). Отсюда следует, что если вектор  $R$  лежит в отражающей плоскости, то  $gR = 0$ , и при рассматриваемом отражении данный дефект не виден.

Для дефекта упаковки  $R$  является ступенчатой функцией: при пересечении дефекта упаковки вектор смещения изменяется от нуля до некоторой постоянной величины, определяемой типом дефекта; направление вектора смещения перпендикулярно плоскости, в которой лежит дефект упаковки. Наклоненный к поверхности дефект упаковки виден на изображении в виде системы светлых и темных полос, определяемых осцилляцией рассеянной волны. Период осцилляций по глубине равен  $\epsilon_d/2$ . По чередованию полос в принципе можно определить, является ли дефект упаковки дефектом внедрения или вычитания [167]. На рис. 107, *a* представлены электронно-микроскопические фотографии дефектов упаковки типа внедрения в кремнии ориентации (001), лежащих в наклонных плоскостях ( $\bar{1}\bar{1}1$ ) и (111). Контраст нижнего дефекта упаковки, лежащего в плоскости ( $\bar{1}\bar{1}1$ ), погашен, так как его вектор смещения  $R = 1/3 (\bar{1}\bar{1}1)$  перпендикулярен вектору действующего отражения  $g = (220)$ .

На рис. 107, *б* показана сетка дислокаций несоответствия в кремнии, легированном фосфором. Видно, что отдельные дислокации выходят за пределы диффузионной области.

Небольшие выделения, представляющие собой частицы в объеме матрицы, часто вызывают сферическое поле смещений  $R$ . Выполнение условия  $gR = 0$  вызывает появление линии отсутствия контраста, которая проходит через центр дефекта. При изменении  $g$  эта линия будет поворачиваться, что может быть использовано для проверки симметрии поля деформации. Изменение положения линии нулевого контраста для мелких сферических выделений фосфора в кремнии при разных векторах действующего отражения показано на рис. 108, *a*, *б*. На том же рисунке представлены изображения пластинчатых выделений фосфора в кремнии (*в*). Расшифровка микродифракции с пластинчатого выделения (*г*) показывает, что выделение представляет собой фосфид

кремния SiP. Таким образом, трансмиссионная электронная микроскопия не только позволяет наблюдать наличие того или иного дефекта, но дает также ценную информацию о его свойствах.

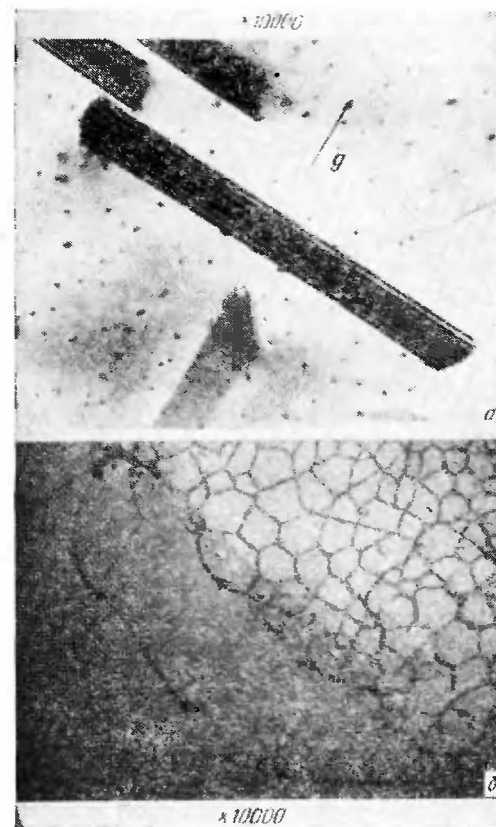


РИС. 107. Наблюдение структурных дефектов монокристаллов в электронном микроскопе:

*a* — дефекты упаковки в кремнии; *б* — сетка дислокаций несоответствия в кремнии, легированном фосфором

Из отечественных электронных микроскопов высокого класса следует отметить прибор ЭМ-200, имеющий увеличение до 600 000, ускоряющее напряжение до 200 кВ.

Важной особенностью трансмиссионной электронной микроскопии является высокое разрешение. В современных

микроскопах достигнуты разрешения 0,14 нм, что позволяет наблюдать решетку кристалла и обнаруживать точечные дефекты [169].

К микроскопам такого класса относятся приборы JEM - 100CX фирмы JEOL (Япония) и EM-430 фирмы Philips (Голландия).

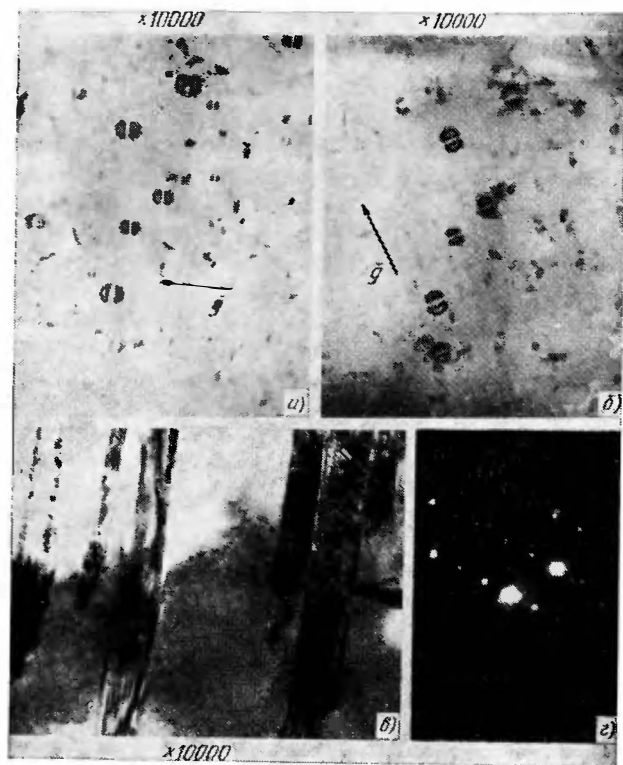


РИС. 108. Наблюдение включений фосфора в кремнии:

а, б — изменение положения линии нулевого контраста для мелких выделений фосфора в кремнии (а — г [242], б — г [422]); в, з — пластинчатые выделения фосфора в кремнии (в — светлогольное изображение, з — микродифракция)

В настоящее время появляется тенденция к повышению ускоряющего напряжения электронного микроскопа до  $10^6$  и  $3 \cdot 10^6$  В. При этом существенно увеличивается проникающая способность электронов и соответственно могут быть использованы большие толщины образцов (до 10 мкм для

Si), кроме того, резко уменьшается сферическая aberrация линз. Применение высоковольтной микроскопии особенно полезно для микроэлектроники, поскольку при этом появляется возможность непосредственного наблюдения всей структуры фрагмента интегральной схемы с  $p-n$ -переходами и диэлектрическими слоями.

Электронный микроскоп JEM-1000D фирмы JEOL (Япония) имеет ускоряющее напряжение 1000 кВ и разрешение 0,5 нм.

### 6.1.2. Техника приготовления образцов для электронного микроскопа

Главная задача, которую необходимо решить при изготовлении образца для трансмиссионной электронной микроскопии, заключается в том, как сделать образец тонким (0,2...0,3 мкм), но в то же время достаточно прочным, по крайней мере, для его монтажа в колонну прибора. Существует ряд способов решения этой задачи [168].

Один из них, связанный с применением фотолитографии, особенно удобен, экономичен и хорошо сочетается с микроэлектронной технологией [170]. На пластине полупроводника (конкретно Si) с помощью фотолитографии и последующего травления в травителе  $\text{HF}:\text{HNO}_3 = 1:8$  (1 мин) создаются цилиндрические выступы высотой 8...10 мкм и внешним диаметром, соответствующим патрону микроскопа (~2 мм). Применяя вторую фотолитографию и аналогичное травление, вытравливается «сердцевина» цилиндров, в результате образуются кольцевые выступы с толщиной стенки 8...10 мкм (рис. 109).

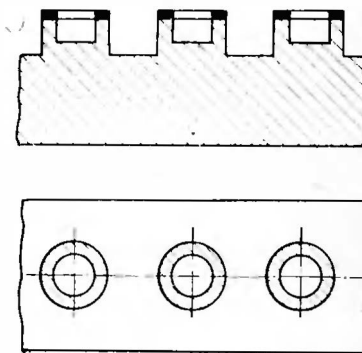


РИС. 109. Конфигурация заготовки для образцов, получаемых с помощью фотолитографии

После промывки пластина приклеивается пиццином к фторопластовому держателю кольцевыми выступами и подвергается травлению в упомянутом травителе до появления на держателе отдельных цилиндрических образцов. Далее фторопластовый держатель разрезается так, чтобы на каждой заготовке находилась одна кольцевая структура. Оставшаяся перемычка в центре кольца дополнительно утончается в травителе  $\text{HF}:\text{HNO}_3:\text{CH}_3\text{COOH} = 1:40:1$  до появления светло-коричневого цвета в центре образца, свидетельствующего о частичной прозрачности оставшейся пленки Si. Готовые образцы отделяются от держателя и промываются в трихлорэтилене или толуоле. В ряде случаев удается приготовить образец для просмотра, пользуясь только одной операцией динамического травления. При этом центр образца травится быстрее периферии.

На рис. 110 изображены варианты получаемых структур. Структура, представленная на рис. 110, а, позволяет исследовать приповерхностную область Si, а структура 110, б дает возможность изучать пленку SiO<sub>2</sub> в области I и структуру Si — SiO<sub>2</sub> в области II.

В других методах утоньшения используется струйное травление [167], травление ионным пучком [168] и др.

Реплики с изучаемой поверхности могут быть получены путем нанесения раствора пластика (коллодия, формвара) на исследуемую поверхность или способом вакуумного испарения материала. Затем реплика отделяется от исследуемой поверхности [171]. Для усиле-

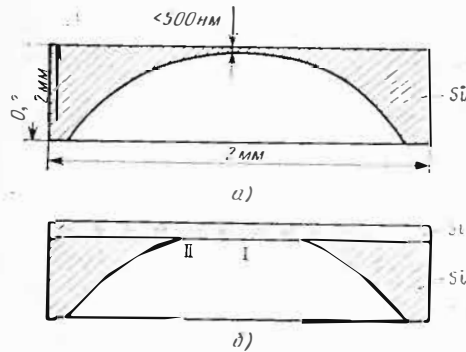


РИС. 110. Конфигурация образцов, получаемых с помощью динамического травления

ния контраста пластиковую реплику оттеняют в напылительной установке платиной, хромом или другим металлом. Разрешение такого косвенного метода составляет 5...10 нм, однако существенно, что этот метод позволяет провести изучение морфологии поверхности без разрушения объекта.

В последнее время интересную информацию удается получить, исследуя так называемые реплики-развертки [172]. Пластик наносится на обе поверхности образца и его торец. После отделения пластиковая пленка распрямляется и появляется возможность одновременного просмотра морфологии двух поверхностей и торца образца. Такие исследования интересны при анализе взаимного влияния дефектов, находящихся на поверхности и в объеме вещества.

## 6.2. Применение рентгеновских топографических методов для изучения дефектов в полупроводниках

Рентгеновские дифракционные методы являются традиционным средством изучения структуры и структурных дефектов кристаллических веществ. Имея существенно меньшую по сравнению с электронной микроскопией разрешающую способность (1...5 мкм), рентгеновские методы дают возможность получать информацию о наличии и распределении дефектов на больших площадях, в том числе и на целых полупроводниковых пластинах. Интенсивно развивающиеся в настоящее время количественные методы, связанные с ана-

лизом распределения интенсивности в дифрагированных пучках, позволяют получать важную информацию о деформациях решетки на межфазовых границах, в диффузионных и имплантированных слоях [173, 174].

Теоретические методы, применяемые для описания дифракции рентгеновских лучей в кристаллах и формирования контраста рентгеновского изображения аналогичны тем, которые используются при анализе электронной дифракции [175]. Основные количественные отличия связаны с тем, что длины волн рентгеновского излучения (0,02...0,3 нм) примерно на два порядка больше, чем длина волны электрона с энергией, обычно используемой в электронном микроскопе. При этом увеличивается угол  $\theta$  (см. рис. 104), соответствующий выполнению условия Вульфа—Брегга, и увеличивается также экстинкционная длина ( $\mathcal{E}_D$ ) до десятков мкм.

В отличие от электронного рентгеновское изображение невозможно увеличить или оптически преобразовать. В связи с этим построение рентгеновской аппаратуры для получения рентгеновского изображения основывается на иных по сравнению с электронной микроскопией принципах.

В настоящее время широко распространены так называемые рентгеновские топографические методы, цель которых заключается в получении рентгеновской топограммы, представляющей собой в конечном итоге фотографию, контраст которой определяется рентгеновским дифракционным контрастом, полученным с определенной площади образца. Существует ряд топографических методов. Все они имеют следующие общие черты: изучаемый кристалл помещается в отражающее положение; как правило, дифракционная картина воспроизводится на фотопластинке в масштабе, близком к 1:1, возможность наблюдения малых объектов связана с последующим увеличением изображения при печати негатива. И, наконец, важно отметить, что все рассматриваемые топографические методы являются неразрушающими [176—178].

### 6.2.1. Метод Берга — Баррета

Используется отраженный дифрагированный луч. Кристалл располагается в отражающем положении (рис. 111, а) отраженный луч попадает на фотопластинку. Сканирование образца и фотопластинки позволяет получить топограмму со значительной площади. При использовании традицион-

ных источников рентгеновского излучения скорость экспонирования обычно составляет 1 мм/ч. Такая скорость экспонирования применяется и для остальных методов при использовании сканирования. Разрешение метода 1 ... 5 мкм.

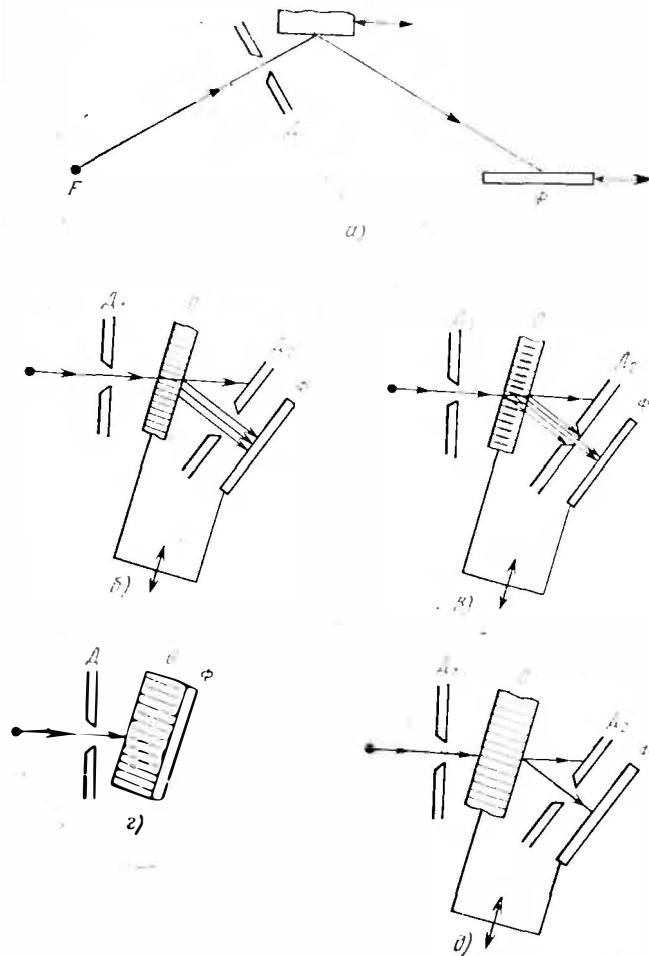


РИС. 111. Схематическое изображение рентгеновских топографических методов:

а — Берга — Баррета; б — Ланга; в — секционной топографии; г, д — Бормана; F — источник рентгеновских лучей; Д — щелевая диафрагма; О — образец; Ф — фотопластинка)  
Механическое сканирование обозначено стрелками

Толщина кристалла  $d$  должна удовлетворять соотношению  $\mu d > 1$ , где  $\mu$  — коэффициент поглощения рентгеновских лучей (для Si  $\mu = 15,3 \text{ см}^{-1}$ , излучение  $\text{MoK}_\alpha$  и  $\mu = 140,5 \text{ см}^{-1}$ , излучение  $\text{CuK}_\alpha$ ). Метод позволяет наблюдать индивидуальные дислокации, мозаичность блоков, дефекты упаковки, удовлетворяющие дифракционным соотношениям (см. в п. 6.1.1). Максимальная плотность дислокаций, разрешаемая данным методом,  $10^6 \text{ см}^{-2}$ . Экспонирование при рентгеновской съемке происходит на мелкозернистую фотопластинку, которая после проявления увеличивается в 10 ... 30 раз, что позволяет получить указанное разрешение. Метод Берга—Баррета удобен при съемке образца с нарушенной тыльной поверхностью.

### 6.2.2. Метод Ланга

В методе Ланга используется дифрагированный пучок рентгеновских лучей, прошедших через тонкий ( $\mu d < 1$ ) кристалл. Схема метода изображена на рис. 111, б. Используется рентгеновский источник с точечным фокусом. Пройдя через щелевую диафрагму  $D_1$ , луч попадает на кристалл, находящийся в отражающем положении. Проходящий луч отсекается щелевой диафрагмой  $D_2$ , дифрагированный луч попадает на фотопластинку. Осуществляя одновременное движение фотопластинки и образца в направлении, указанном стрелкой, можно получить топограмму с площади, определяемой длиной щелевой диафрагмы  $D_1$  и расстоянием, на которое перемещается образец. Разрешение метода 1 ... 3 мкм.

Метод Ланга применяется для наблюдения индивидуальных дислокаций, определения направления вектора Бюргера дислокаций, обнаружения дефектов упаковки, качественного определения напряжений, реализующихся на границе полупроводник—диэлектрик.

На рис. 112, а, б изображены рентгеновские топограммы, полученные методом Ланга [излучение  $\text{MoK}_\alpha$ , используемое отражение (220)]. Контраст на топограмме с элементами интегральных схем (а) определяется механическими напряжениями, возникающими на границе полупроводник—диэлектрическое покрытие  $\text{SiO}_2$ . На фоне этого контраста видны изображения царапин, образовавшихся при обработке обратной стороны кремниевой пластины.

Следует, однако, отметить, что метод Ланга требует весьма прецизионного гониометра для настройки изображения,

время съемки одной топограммы при использовании традиционных рентгеновских источников составляет 6 ... 8 ч. И, наконец, для получения качественных топограмм необходима тщательная обработка обеих поверхностей кремния.



РИС. 112. Наблюдение структурных дефектов методами рентгеновской топографии:

а — топограмма пластины кремния с элементами интегральных схем (метод Ланга); б — полосы скольжения и отдельные дислокации в кремнии после диффузии сурьмы (метод Ланга); в — дефекты на поверхности кремниевой пластины, видны следы обработки алмазным порошком (метод Бормана)

Усовершенствованный метод Ланга позволяет осуществить так называемую секционную топографию [173]. На рис. 111, в показана основная идея этого усовершенствования: щелевая диафрагма  $D$  ограничивает отраженный

от кристалла пучок. В связи с этим на фотопластинку попадает пучок, отраженный от определенного объема кристалла. Изменяя положение щели относительно отраженного пучка, можно проводить анализ распределения дефектов по глубине кристалла.

### 6.2.3. Метод Бормана

Метод Бормана основан на так называемом аномальном прохождении, заключающемся в том, что в отражающем положении кристалла одно из волновых рентгеновских полей, распространяющихся по кристаллу, имеет аномально малое поглощение.

В методе Бормана используется толстый кристалл ( $\mu d \gg 1$ ), точечный источник через щелевую диафрагму  $D_1$  «освещает» образец. Фотопластинка может быть расположена сразу за образцом (рис. 111, з). В этом случае используются как прошедший, так и дифрагированный луч. Топограмму можно получить без сканирования. Ширина исследуемой области определяется диафрагмой  $D_1$ . Иногда пластинка помещается после щелевой диафрагмы  $D_2$ , тогда контраст определяется только дифрагированным пучком. Топограмма получается при сканировании образца и фотопластинки (рис. 111, д). Время экспозиции без сканирования составляет 0,5 ... 1 ч. Разрешение метода 1 ... 5 мкм.

Из рассматриваемых трех методов метод Бормана более всех чувствителен к структурным несовершенствам. Он может быть использован для исследования достаточно совершенных кристаллов (максимальная плотность дислокаций  $< 10^8 \text{ см}^{-2}$ ). Однако получаемая информация суммируется по всей толщине исследуемого кристалла, что в ряде случаев затрудняет ее интерпретацию. На рис. 111, в представлена топограмма, полученная методом Бормана (без сканирования), с излучением  $\text{CuK}\alpha$ , отражением ( $2\bar{2}0$ ). В верхней части топограммы видны следы обработки поверхности алмазной пастой, в нижней части топограммы — область той же пластины, с которой стравлен слой кремния толщиной 10 мкм. Фон, связанный с поверхностной обработкой, исчез, заметны ростовые дислокации, располагающиеся в толще образца.

Из отечественных серийных приборов следует отметить рентгеновский двухкристалльный топографический спектрометр (ДТС), позволяющий реализовывать методы Ланга, Берга-Баррета и Бормана (разрешение 1...3 мкм). Время экспозиции 5...8 ч. Близкие параметры имеет прибор УРТ (установка рентгеновской топографии).



Развитие рентгеновской топографии в настоящее время идет двумя путями. С одной стороны, совершенствуются источники рентгеновского излучения: увеличивается их интенсивность, уменьшается расходимость пучка, что улучшает качество топограмм и, главное, уменьшает время экспозиции.

Применение мощной рентгеновской трубки с вращающимся анодом в приборе Bristol Lang Camera фирмы ELLIOTT (Англия) позволило сократить время экспозиции до 1 ч.

С другой стороны, модернизируется система вывода информации, вместо фотопластинки используются рентгено-электронные преобразователи (рентгеночувствительный видикон) с последующей выдачей информации на электронно-лучевую трубку телевизора. При этом обеспечиваются большая чувствительность системы и электронное увеличение изображения, дающее лучшее разрешение. Согласование такой системы с вычислительным комплексом позволяет проводить автоматический подсчет и обработку топограмм.

К приборам такого класса относится рентгенотелевизионные установки «Старт» и ТРС (СССР), а также прибор RU-500 PL фирмы Denki Rigaku (Япония), имеющий рентгеновскую трубку с вращающимся анодом.

### 6.3. Растровая электронная микроскопия

#### 6.3.1. Принцип действия РЭМ, механизмы формирования контраста

Принцип действия растрового микроскопа заключается в следующем. Сфокусированный пучок электронов диаметром 2 ... 10 нм с помощью отклоняющей системы перемещается по поверхности образца. Синхронно с этим пучком электронный луч перемещается по экрану электронно-лучевой трубки (ЭЛТ). Интенсивность электронного луча и, следовательно, яркость свечения трубки модулируются сигналом, поступающим с образца. Строчная и кадровая развертки пучка электронов позволяют наблюдать на экране ЭЛТ определенную площадь исследуемого образца.

В качестве модулирующего сигнала можно использовать вторичные и отраженные электроны. В этом случае сигнал формируется детектором электронов и после соответствующего усиления поступает на ЭЛТ. Контраст изображения может формироваться также прошедшими электронами. При этом сигнал снимается с сопротивления, включаемого

последовательно с образцом. Если образец имеет пространственную неоднородность, приводящую к появлению внутренних электрических полей (например,  $p-n$ -переход), то используется режим наведенного тока. Потоки подвижных носителей в образце, созданные первичным пучком электронов (за счет ионизации атомов вещества), модулируются внутренним электрическим полем и вызывают изменение тока в цепи образца при сканировании первичного пучка. После усиления сигнал, пропорциональный этому току, подается на ЭЛТ. На рис. 113 изображены варианты включения образца в рассмотренных трех режимах.

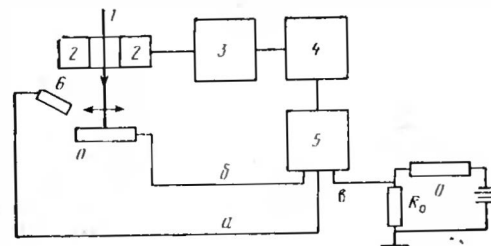


РИС. 113. Схема растрового электронного микроскопа и варианты используемого контраста:

1 — сфокусированный электронный пучок; 2 — отклоняющая система, обеспечивающая сканирование электронного пучка; 3 — генератор развертки; 4 — ЭЛТ; 5 — видеосушиитель; 6 — детектор вторичных и отраженных электронов; О — образец; а — контраст во вторичных и отраженных электронах; б — контраст в поглощенных электронах; в — контраст в наведенном токе. (Образец условно вынесен за пределы прибора.)

Синхронное перемещение первичного пучка электронов по образцу и электронного луча по экрану ЭЛТ приводит к тому, что каждая точка на образце имеет свое «изображение» на экране ЭЛТ в выбранном варианте контраста.

Особенности формирования контраста в РЭМ связаны с механизмом взаимодействия первичного электронного пучка с веществом. Электроны с энергией 0,5 ... 50 кэВ, попадая в вещество, претерпевают упругие и неупругие столкновения. Неупругое взаимодействие с электронами приводит к ионизации атомов и образованию вторичных электронов. Вторичные электроны обычно имеют энергию  $E \leq 50$  эВ. Часть этих электронов может достичь поверхности образца и выйти наружу. Длина свободного пробега электронов с энергией  $E = 50$  эВ порядка 10 нм [10].

В связи с этим вторичные электроны, покидающие образец, генерируются в тонком поверхностном слое вещества.

В результате упругих и неупругих соударений первичный электрон может изменить направление импульса и выйти из образца — такие электроны называют отраженными. С увеличением атомного номера элемента ( $Z$ ) растет упругое рассеивание и соответственно возрастает доля отраженных электронов.

Энергия отраженных электронов обычно существенно больше, чем энергия вторичных электронов, но они составляют 1...2% от количества вторичных электронов.

Глубина проникновения первичного пучка в образец  $R$  [мкм] зависит главным образом от энергии первичного пучка  $E$  [кэВ] и плотности вещества  $\rho$  [г/см<sup>3</sup>]. Эксперименты по определению  $R$  показали, что для различных веществ  $\rho R$  практически постоянны [5, 10].

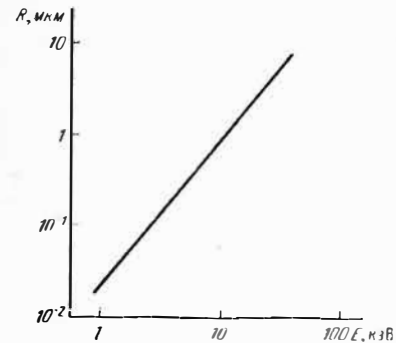


РИС. 114. Зависимость глубины проникновения электронов от их энергии

Зависимость от энергии описывается эмпирической формулой

$$\rho R = 0,0276 E^{1,67} (A/Z)^{8/9},$$

где  $A$  — атомный вес. Зависимость  $R$  от энергии электронов для кремния приведена на рис. 114.

При использовании в РЭМ сигнала, поступающего с детектора электронов (см. рис. 113), изображение формируется как за счет вторичных, так и за счет отраженных электронов. Контраст в этом случае определяется, с одной стороны, химическим составом образца, а с другой — морфологией его поверхности. При увеличении атомного номера элемента увеличивается коэффициент отражения электронов, в связи с этим области с большим сигналом будут соответствовать наибольшему атомному номеру.

Механизм формирования контраста во вторичных и отраженных электронах, обусловленного морфологией поверхности образца, поясняется рис. 115. Рис. 115, а соответствует случаю, когда на сетку детектора подается отрицательный потенциал (−50 В), запирающий ток малоэнергетичных вторичных электронов, но мало влияю-

щий на быстрые отраженные электроны. Максимальный сигнал в детекторе дают отраженные электроны от граней, расположенных под прямым углом к детектору. Изображение на экране будет очень контрастным, поскольку грани, расположенные под отрицательным углом к детектору, не просматриваются вообще. Если на сетку де-

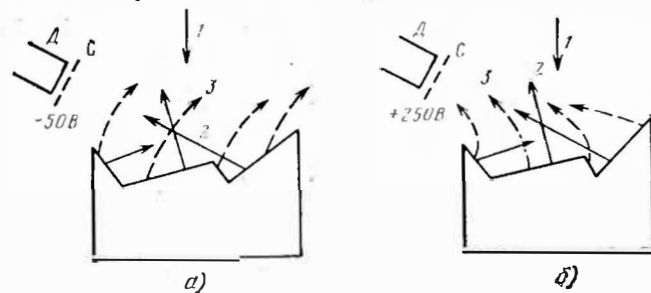


РИС. 115. Формирование морфологического контраста: 1 — первичный пучок; 2 — отраженные электроны; 3 — вторичные электроны; Д — детектор; С — сетка детектора

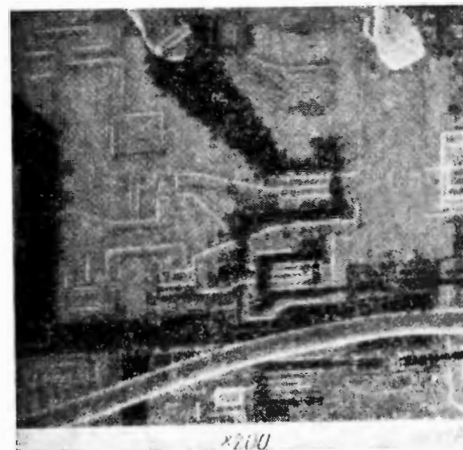


РИС. 116. Изображение фрагмента интегральной схемы на РЭМ в режиме потенциального контраста вторичных электронов. Темные электроды имеют потенциал +5 В

тктора подать положительный потенциал (+250 В), то вторичные электроны будут собраны практически со всего образца, что смягчит контраст изображения (рис. 115, б). Вторичные электроны, имея наибольшую энергию, весьма чувствительны к электрическому потенциалу областей образца, из которых они выходят. Это позволяет во вторичных электронах получать потенциальный контраст изображения (рис. 116).

Большие возможности для исследования электрической активности дефектов в твердых телах и особенно в полупроводниках открывает использование контраста в режиме наведенного тока.

Схема включения образца представлена на рис. 113. Первичный луч в процессе сканирования движется по поверхности образца (рис. 117).

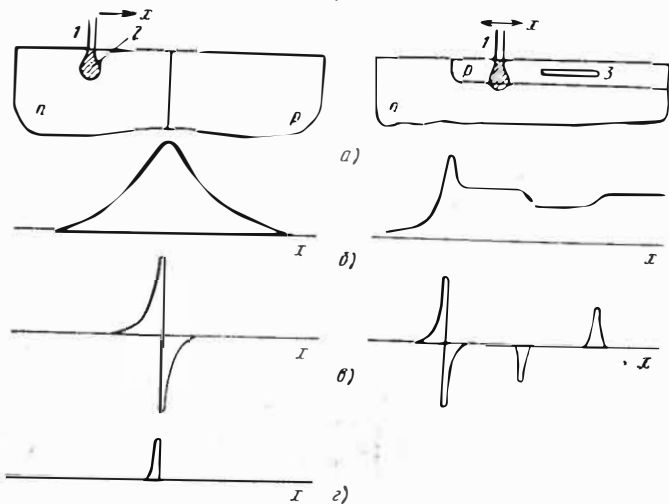


РИС. 117. Формирование контраста в режиме наведенного тока: а — конфигурация образца (1 — электронный лучок, 2 — область генерации электронно-дырочных пар, 3 — дефект с повышенной скоростью рекомбинации электронно-дырочных пар); б — сигнал на выходе усилителя РЭМ при сканировании пучка в направлении  $x$ ; в — форма сигнала после дифференцирования; г — форма сигнала после ограничения снизу

Существенно, что пространственное разрешение прибора в этом режиме определяется длиной диффузии электронно-дырочных пар. В современных приборах электроника позволяет осуществлять дифференцирование сигнала, а также различные варианты ограничения сигнала (сверху и снизу) и применение нелинейного усиления. Это дает возможность существенно уменьшить размытие границы  $p-n$ -перехода на экране ЭЛТ. Однако минимальная ширина границы не может быть меньше ширины области пространственного заряда  $p-n$ -перехода. Таким образом, в режиме наведенного тока РЭМ позволяет визуализировать периметр  $p-n$ -перехода.

Из приведенных рассуждений ясно, что контраст в режиме наведенного тока могут давать кроме  $p-n$ -перехода

любые области в образце, формирующие внутренние электрические поля, а также приводящие к изменению рекомбинации и соответственно длины диффузии.

Из отечественных РЭМ следует отметить прибор МРЭМ-100, имеющий разрешение 6 нм и ускоряющее напряжение до 30 кВ. За рубежом РЭМ представлены многими моделями. К наиболее совершенным приборам следует отнести JSM-840 (разрешение 4 нм) фирмы JEOL (Япония) и ISI-60 (разрешение 4 нм) фирмы Intern. Scientific Instruments (США).

### 6.3.2. Применение РЭМ для исследования полупроводниковых структур и определения электрической активности дефектов

Для изучения природы дефектов большой интерес представляет растровая микроскопия с использованием режима наведенного тока. Рассмотрим возможности РЭМ для изучения электрической активности дефектов в полупроводниковой электронике.

1. Визуализация периметра  $p-n$ -перехода. Форма периметра  $p-n$ -перехода оказывает большое влияние на параметры прибора, главным образом на его пробивное напряжение и токи утечки. В п. 6.3.1 рассмотрен механизм образования изображения периметра торцевого  $p-n$ -перехода. В планарном  $p-n$ -переходе его периметр можно выявить, например, с помощью дифференцирования сигнала. На рис. 118, а показана фотография  $p-n$ -перехода с дефектным периметром, полученная с помощью РЭМ.

2. Наблюдение места локального пробоя  $p-n$ -перехода. При образовании локального пробоя  $p-n$ -перехода в большинстве случаев в месте пробоя реализуется лавинное умножение носителей тока. Если первичный пучок электронов попадает в эту область, то генерированные первичными электронами электронно-дырочные пары также умножаются в  $p-n$ -переходе, в результате чего в данной точке будет зафиксировано увеличение сигнала и соответственно появление светлого пятна на изображении. Изменяя обратное смещение на  $p-n$ -переходе, можно выявить момент образования пробоя, а проведя выявление структурных дефектов (например, с помощью селективного травления или просвечивающего электронного микроскопа), можно сопоставить область пробоя с тем или иным дефектом. На рис. 118, б приведена фотография изображения реального  $p-n$ -перехода с явно видимой областью пробоя.

3. Наблюдение дефектов с помощью мелкого  $p-n$ -перехода.

Если в пространственной области  $p-n$ -перехода находится дефект, на котором происходит повышенная рекомбинация пар, то при попадании первичного пучка электронов в область дефекта некоторая часть генерированных пар

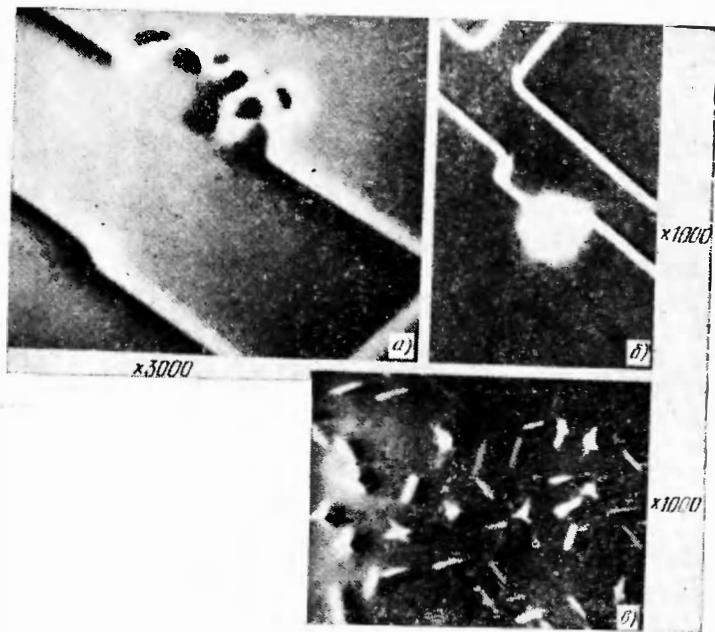


РИС. 118. Изображение на РЭМ в контрасте наведенного тока:  
 а — искаженный периметр  $p-n$ -перехода; б — появление области умножения электронно-дырочных пар при пробое  $p-n$ -перехода на периметре; в — рекомбинационные дефекты в мелком  $p-n$ -переходе, вызванные распадом твердого раствора меди

рекомбинирует на дефекте и соответственно до границы  $p-n$ -перехода дойдет меньшее число носителей, что уменьшит ток во внешней цепи. На изображении эта область будет выглядеть более темной, чем остальной фон. Таким образом, можно изучать рекомбинационную активность дислокаций, дефектов упаковки, выделений второй фазы и других дефектов (рис. 118, в). Изменяя соотношение между глубиной залегания  $p-n$ -перехода и проникновением первичных электронов, можно зондировать электрическую актив-

ность дефектов, располагающихся на разной глубине. Наблюдение рекомбинационной активности дефектов можно проводить при обратном и прямом смещениях  $p-n$ -перехода. Однако из-за малого сопротивления  $p-n$ -перехода при прямом смещении уменьшается чувствительность прибора в режиме наведенного тока.

Вместо  $p-n$ -перехода для визуализации дефектов часто применяется также поверхностно-барьерный переход, образованный диодом Шоттки. При этом исключается необходимость проведения ряда высокотемпературных операций, связанных с изготовлением  $p-n$ -перехода, и упрощается процедура приготовления образца.

В заключение необходимо отметить, что пылинки и другие посторонние частицы, находящиеся на внешней поверхности  $p-n$ -перехода, поглощают часть электронов первичного пучка и соответственно становятся видимыми на изображении в режиме наведенного тока. Чтобы отличить их от дефектов, располагающихся в глубине материала, необходимо наблюдение в режиме наведенного тока сочетать с исследованием образца в контрасте вторичных электронов для выявления поверхностного рельефа и посторонних частей.

## 7 ГЛАВА Контроль состава, содержания примесей и загрязнений в полупроводниковых материалах и структурах

### 7.1. Вторичная ионная масс-спектрометрия

Успехи, достигнутые в изучении физики взаимодействия различных частиц с веществом, а также в разработке аппаратуры, позволяющей регистрировать малые потоки частиц, сделали возможной реализацию аналитических методов, основанных практически на любой комбинации падающих и анализируемых частиц (рис. 119).

В микроэлектронике большое распространение

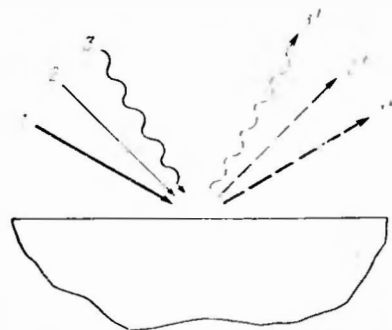


РИС. 119. Методы исследования вещества:

1, 2, 3 — первичное облучение; 1', 2', 3' — анализируемое облучение; 1, 1' — ионы; 2, 2' — электроны; 3, 3' — фотоны

получили: вторичная ионная масс-спектрокопия (ВИМС) (комбинация 1—1', рис. 119); электронная спектрокопия (ЭОС) (комбинация 2—2'); электронная Оже-спектрокопия для химического анализа (ЭСХА) (комбинация 3—2'); электронно-зондовый рентгеновский микроанализ (ЭЗРМА) (комбинация 2—3') и др.

#### 7.1.1. Принцип действия и функциональная схема аппаратуры ВИМС

При взаимодействии электронного пучка с веществом энергия падающих ионов передается атомам вещества, которые могут в заряженном или нейтральном состоянии выйти из вещества. Вышедшие ионы затем анализируются с помощью высокочувствительных масс-спектрометров. Таким основным принцип ВИМС.

Первичный ион с энергией, составляющей обычно единицы килоэлектрон-вольт, теряет свою энергию в результате столкновений с атомами вещества, проникая в вещество на глубину  $L_{\text{п}}$ . Получив избыточную энергию, атом вещества, находящийся вблизи его поверхности, может выйти из вещества. Глубина выхода атома отдачи  $L_{\text{в}}$ ; при этом  $L_{\text{в}} < L_{\text{п}}$ . Таким образом, под действием первичных ионов происходит распыление анализируемого вещества, ионизированный компонент распыленных атомов анализирует масс-спектрометр. Ионный ток, измеряемый масс-спектрометром [181],

$$i = vcs\eta I_{\text{п}}f, \quad (193)$$

где  $v$  — коэффициент ионизации, равный отношению числа вторичных ионов к полному числу распыленных атомов (заряженных и нейтральных);  $c$  — атомная концентрация данного элемента в веществе;  $s$  — коэффициент распыления материала — полное число распыляемых атомов вещества на один падающий первичный ион;  $\eta$  — эффективность регистрации ионов выбранного изотопа анализируемого элемента в данном приборе, которую можно рассматривать как константу прибора;  $I_{\text{п}}$  — полный ток первичных ионов;  $f$  — относительное содержание выбранного изотопа в анализируемом элементе.

Масс-спектрометр анализирует только ионы, поэтому важное значение имеет коэффициент ионизации. Основной вклад в образование положительных вторичных ионов вносит ионизация возбужденных атомов [181], в связи с этим  $v$

зависит от времени жизни возбужденного вторичного атома. Известно, что время жизни возбужденного атома в диэлектрике существенно выше, чем в металле [181], поэтому  $v$  для элемента, находящегося в диэлектрике, в  $10^2 \dots 10^3$  раз больше, чем для того же элемента в металле или полупроводнике.

Вероятность образования отрицательных ионов определяется в основном электронным сродством рассматриваемого элемента, и наличие возбужденных атомов в этом случае не имеет решающего значения.

К сожалению, в настоящее время в связи со сложностью квантовомеханической задачи отсутствует модель для расчета  $v$ . Поэтому чаще всего  $v$  определяется экспериментально. Величина  $v$  зависит от многих факторов: энергии первичных ионов, тока первичного пучка, свойств распыляемого вещества и анализируемого элемента. Типичные значения  $v = 10^{-1} \dots 10^{-6}$ . Корректный учет  $v$  является необходимым условием при использовании ВИМС для количественного анализа.

Важным параметром в (193) является коэффициент распыления материала  $s$ . Этот параметр обычно находится на основании экспериментально определенной скорости распыления матрицы  $\lambda$  [монослоев/с]:

$$s = \lambda Nq / j_{\text{п}},$$

где  $N$  — число атомов матрицы в монослое на единицу площади;  $j_{\text{п}}$  — плотность тока первичных ионов.

Величина  $s$  сильно зависит от режима распыления и типа матрицы.

Поскольку в (193) параметры  $\eta$ ,  $I_{\text{п}}$ ,  $f$  предполагаются известными, определение  $v$  и  $s$  и измерение  $i$  позволяют найти  $c$ , т. е. определить атомную концентрацию исследуемого элемента в веществе матрицы.

Предел чувствительности современных масс-спектрометров по ионному току [181] составляет  $10^{-13} \dots 10^{-15}$  А. Пользуясь выражением (193) и типичными значениями входящих в него параметров, нетрудно рассчитать соотношения между предельными значениями измеряемых атомных концентраций, скоростью испарения матрицы и диаметром ионного пучка. На рис. 120 изображены такие зависимости [181]. Следует отметить, что диаметр первичного ионного пучка определяет пространственное разрешение метода, поэтому для микроэлектронных устройств с размерами  $\sim 1 \dots 10$  мкм следует ожидать чувствительность ВИМС на уровне  $10^{-4}$  % ат., что соответствует средней концентрации

атомов  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Поскольку при типичных значениях энергии первичных ионов (1 ... 3 кэВ) глубина, с которой происходит выбивание атомов матрицы, составляет  $L_b \approx 2,0 \dots 3,0 \text{ нм}$ , то количество атомов вещества, зафиксированное ВИМС, будет (в пересчете на единицу поверхности)  $(3 \dots 5) \cdot 10^9 \text{ атомов/см}^2$ . Естественно, что приведенные значения величин характеризуют достаточно современный прибор ВИМС, а также типовые режимы исследования и в каждом конкретном случае должны уточняться.

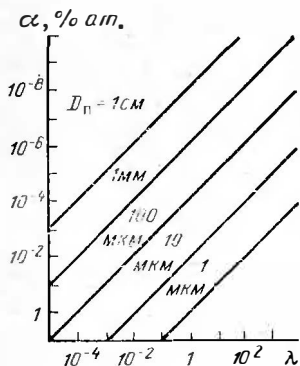


РИС. 120. Соотношение между скоростью испарения  $\lambda$  [монслоев/с], диаметром первичного пучка и чувствительностью ВИМС  $\alpha$  [% ат.]

Существует несколько модификаций приборов для реализации анализа методом ВИМС. На рис. 121 изображена функциональная схема современного универсального прибора\*.

С помощью прибора выполняются следующие операции.

1. Анализ элементов в определенной точке на поверхности образца. При этом плотность тока первичных ионов должна быть такой, чтобы скорость испарения была достаточно мала.

2. Анализ распределения определенного элемента по поверхности образца. В этом случае сигнал от детектора масс-спектрометра вторичных ионов, настроенного на исследуемый элемент, после соответствующего усиления модулирует ток луча ЭЛТ, который сканирует синхронно со сканированием ионного пучка. Таким образом, контраст изображения, воспроизводимого ЭЛТ, будет определяться распределением изучаемого элемента по поверхности образца. В некоторых приборах ВИМС\*\* этот режим реализуется как режим ионного микроскопа с электрооптическим увеличением прямого ионного изображения.

3. Анализ распределения исследуемого элемента по глубине образца. В этом режиме одновременно с анализом элемента происходит травление образца первичным ионным

\* Прибор ARL фирмы Applied Research Laboratories (США).

\*\* Прибор IMS-3F фирмы Самеса (Франция).

пучком. Разрешение ВИМС по глубине определяется скоростью испарения, но не может быть меньше, чем значение  $L_b$ , которое, в свою очередь, зависит от энергии химической связи атомов в анализируемом веществе и исследуемого элемента.

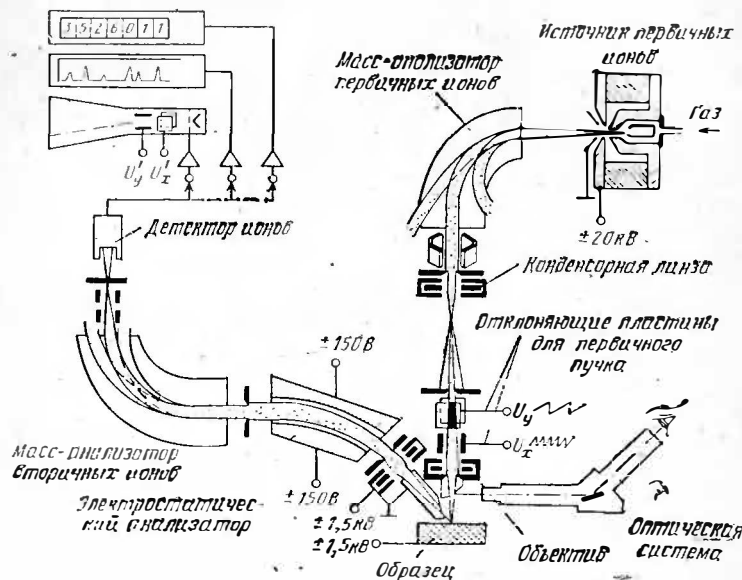


РИС. 121. Функциональная схема прибора ВИМС

### 7.1.2. Приборные факторы, влияющие на результаты анализа ВИМС

При использовании метода ВИМС возникают обстоятельства, которые необходимо принимать во внимание при анализе результатов, полученных этим методом. Основные из них кратко будут рассмотрены. Более подробно с ними можно ознакомиться в [181—183].

**Влияние химической природы первичных ионов.** При малых дозах облучения образца первичными ионами ( $< 10^{14}$  ионов/ $\text{см}^2$ ) химическая природа их не оказывает существенного влияния на получаемые результаты. Однако при высоких дозах ( $> 10^{15}$  ионов/ $\text{см}^2$ ) первичные ионы, внедряясь в вещество, модифицируют его химическую природу и существенно влияют на такие параметры, как  $\nu$  и  $s$ .

**Электрические поля, образуемые в образце.** Для достижения стационарного распыления исследуемого образца ток первичного пучка через образец должен стекать на землю. При исследовании металлов или полупроводников это требование легко удовлетворяется. Электрические поля, которые при этом образуются в образце, невелики и не влияют на получаемые результаты. Однако изучение ди-

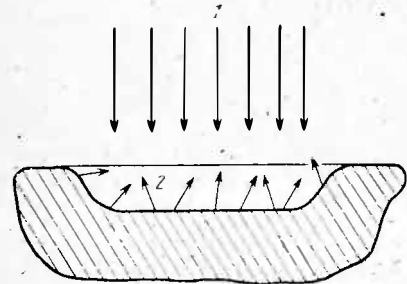


РИС. 122. Кратер, образующийся в веществе при травлении ионным пучком (1) и распыляемые атомы вещества (2)

вид, изображенный на рис. 122. При дальнейшем травлении к атомам, испаряемым со дна кратера, добавляются атомы, испаряемые со стенок, что приводит к ошибке в определении распределения атомов по глубине. Эта ошибка особенно велика, если концентрация изучаемых атомов резко убывает в глубь образца.

Наиболее надежный способ устранения влияния стенок кратера, обычно используемый в современных приборах, заключается в применении растровой развертки первичного пучка. При этом в режиме травления образец обрабатывается широким растром, а в режиме измерения растр резко уменьшается и проводится анализ только дна кратера. Если растровая развертка первичного пучка отсутствует, то обычно добиваются таких условий анализа, чтобы размер пучка был больше образца или той области, в которой локализованы исследуемые атомы.

**Влияние неоднородности ионного травления на распределение атомов по глубине.** Неоднородность глубины ионного травления связана с неоднородностями плотности тока первичного пучка, а также исследуемого образца.

В результате ионного травления дно кратера оказывается рельефным. Величина этого рельефа определяет фактическое разрешение профиля по глубине. Рельеф очень сильно зависит от применяемого прибора и изучаемого образца, поэтому рекомендуется проводить в каждом конкретном случае электронно-микроскопические исследования неоднородностей ионного травления. Проведенные в [181] исследования фронта ионного травления с помощью растрового элект-

триков связано с определенными трудностями. Диэлектрик под действием первичного пучка заряжается до потенциалов, «сбрасывающих» пучок первичных ионов с образца. Положение несколько упрощается для тонких ( $\sim 1$  мкм) диэлектрических слоев. В этом случае потенциал достигает значения, при котором диэлектрическая пленка пробивается, и наведенный заряд начинает стекать через канал пробоя. Таким образом, в диэлектрической пленке при ее излучении имеется электрическое поле ( $10^6 \dots 10^7$  В/см), которое может вызвать перераспределение изучаемых ионов. Этот эффект реально наблюдается при исследовании распределения таких подвижных ионов, как, например, Na в  $\text{SiO}_2$  [181]. Один из способов проверки влияния внутренних электрических полей на исследуемые распределения заключается в сравнении распределений, полученных при использовании первичных пучков из разноименных ионов (например,  $\text{O}^-$  и  $\text{Cs}^+$ ), которые вызывают электрическое поле разного знака.

**Влияние кратера на распределение элемента по глубине.** Поскольку первичный пучок обычно не имеет идеальной однородности плотности тока в своем сечении, рельеф углубления, получаемого при травлении образца, обычно имеет

ронного микроскопа показали, что неоднородность обычно не превышает 10% от глубины травления.

**Влияние атомных столкновений на разрешение распределения атомов по глубине.** Использование высоких энергий ( $\sim 5$  кэВ) для первичных ионов приводит к тому, что в результате столкновений первичных ионов с атомами матрицы последние перераспределяются в поверхностном слое образца, что ухудшает разрешение метода. Оценка влияния энергии ионов кислорода на распределение фосфора показала [183], что при энергии ионов кислорода 1,75 кэВ разрешение равно 3,2 нм, при 4,25 кэВ 4,5 нм и при 7,75 кэВ 10,5 нм. Полученные значения свидетельствуют о том, что увеличение энергии первичных ионов существенно ухудшает разрешение по глубине метода ВИМС.

### 7.1.3. Применение ВИМС для контроля состава и содержания примесей в полупроводниковых материалах и структурах

Главное достоинство метода ВИМС заключается в возможности получения распределения элемента по глубине образца. Применение интенсивного травления образца позволяет получить профили до глубины в несколько микрон. В связи с этим метод ВИМС широко применяется для контроля диффузионных слоев. Диапазон концентраций примесей, который без трудностей реализуется при анализе, лежит в пределах  $10^{20} \dots 10^{16}$  см $^{-3}$ . В этом диапазоне концентраций  $v$  и  $s$  остаются практически постоянными, что существенно облегчает анализ результатов. Калибровка прибора, связанная с определением параметров  $s$  и  $v$ , проводится на однородно-легированных образцах, содержание примесей в которых определяется электрическими методами. При больших концентрациях примесь модифицирует химическую структуру вещества и требуется специальное определение коэффициентов  $v$ ,  $s$ . Концентрация  $10^{16}$  см $^{-3}$  лежит вблизи нижнего предела чувствительности ВИМС.

Следует отметить, что в отличие от электрических методов, измеряющих концентрацию электрически активных примесей, ВИМС дает полное содержание анализируемого элемента. В связи с этим возникает возможность анализа профиля примеси непосредственно после ионной имплантации и затем наблюдения изменения этого профиля после отжига. Сопоставление с электрическими измерениями дает интересную информацию об изменении электрической активности введенной примеси.

Метод ВИМС весьма эффективен при исследовании перераспределения примесей на межфазных границах, в том числе на границе Si— $\text{SiO}_2$ . При этом необходимо калибровку по изучаемой примеси проводить как для одной, так и для

другой фазы. На рис. 123 приведены профили распределения бора на границе Si—SiO<sub>2</sub>. Такие измерения позволяют определить коэффициент перераспределения примесей на границе и уточнить поверхностные концентрации примеси.

ВИМС широко применяется для изучения структур ДП и МДП. Известно, что одной из самых активных примесей в SiO<sub>2</sub> является натрий. Имея низкий потенциал ионизации,

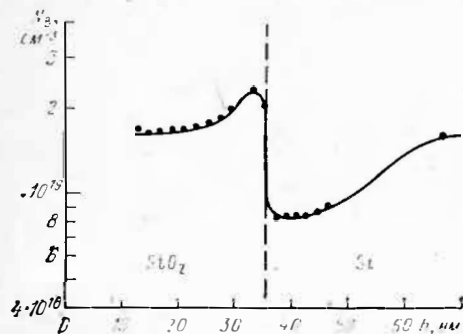


РИС. 123. Распределение бора на границе Si—SiO<sub>2</sub>

На дает большое значение  $\nu$ , в связи с чем чувствительность метода ВИМС по Na оказывается рекордно большой. Однако уже первые эксперименты по изучению Na показали, что под влиянием электрического поля в окисле Na перемещается на расстояние, соизмеримое с толщиной окисла. Используя первичные ионы разного знака и соответственно изменяя направление электрического поля, можно изменять направление перемещения Na [181]. Таким образом, метод ВИМС не может дать профиль распределения концентрации Na по толщине окисла. Тем не менее применение ВИМС для МДП-структур позволило получить ряд интересных результатов. Исследовано распределение водородосодержащих компонентов по толщине SiO<sub>2</sub> и изменение их содержания в зависимости от условий получения SiO<sub>2</sub> и напыления верхнего электрода [184]. Большой комплекс работ проведен по изучению однородности и состава переходных слоев [185].

## 7.2. Электронная спектроскопия для химического анализа

### 7.2.1. Принцип метода и функциональная схема установки

Электронная спектроскопия для химического анализа (ЭСХА) (иногда этот метод называют еще рентгеновской фотоэлектронной спектроскопией) основана на возбуждении

электронов вещества с помощью рентгеновского излучения. Монохроматическое рентгеновское излучение ( $h\nu$ ) падает на образец и взаимодействует с атомами вещества. Электроны, имеющие энергию связи в атоме меньше  $h\nu$ , возбуждаются, выходят из вещества, и их энергия анализируется энергоанализатором. В соответствии с законом сохранения кинетическая энергия электрона ( $E_k$ ) будет определяться энергией связи электрона в атоме ( $E_c$ ) и  $h\nu$  [186]:

$$E_k = h\nu - E_c - \phi, \quad (194)$$

где  $\phi$  — работа выхода спектрометра, определяемая в процессе калибровки спектрометра. При фиксированном значении  $h\nu$  каждый атом в соответствии со своим строением электронных оболочек определяет серию значений  $E_k$ , специфическую для данного атома, которая в соответствии с (194) может быть пересчитана в величины энергии химической связи. Определив  $E_c$ , можно определить сорт атома и по количеству вышедших электронов (пику тока соответствующей линии) рассчитать количество этих атомов. В настоящий момент создана таблица энергий связей практически для всех атомов [186]. Если в процессе анализа возникает сомнение по идентификации какой-либо одной линии, то анализируется серия линий, которые для каждого атома имеют свои энергии и соотношения пиков. Таким образом, идентификация сорта атома методом ЭСХА достаточно достоверна.

Глубина зондирования вещества методом ЭСХА определяется длиной свободного пробега фотоэлектрона в веществе ( $L$ ), поскольку глубина проникновения рентгеновского излучения существенно больше  $L$ . Зависимость длины свободного пробега электрона в различных веществах от его кинетической энергии изображена на рис. 124. Как следует из рисунка,  $L$  слабо зависит от химической природы вещества и составляет доли или единицы нанометров. Таким образом, ЭСХА относится к поверхностным методам анализа, причем в отличие от ВИМС этот метод является неразрушающим.

Исключительно важная особенность ЭСХА — это наблюдаемый химический сдвиг энергий связи электронов. Сущность его заключается в следующем. Если анализируемый атом находится в химическом соединении с другим, например более электроотрицательным атомом, то последний затягивает электронные орбитали анализируемого атома, в результате экранировка положительного ядра анализи-



руемого атома электронами уменьшается, что приводит к увеличению энергии связи  $E_c$ . Разность энергий связи изолированного атома и атома, находящегося в химическом соединении, и есть химический сдвиг, который зависит от природы химической связи. Следовательно, при использовании ЭСХА появляется возможность не только определять атомный состав вещества, но и получать информацию о химических связях, реализуемых в данном веществе.

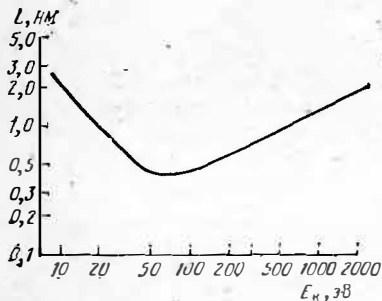


РИС. 124. Зависимость длины свободного пробега электрона в веществе от его энергии

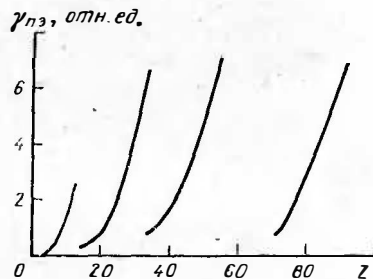


РИС. 125. Относительные вероятности фотоионизации для различных элементов ( $Z$  — атомный номер элемента)

Для количественного анализа используется интенсивность пиков. Нетрудно показать, что количество электронов, соответствующих возбуждению определенного атомного уровня и зафиксированное прибором, будет определяться соотношением

$$P \simeq I \gamma_{pi} L(E_k) c \alpha, \quad (195)$$

где  $I$  — интенсивность потока рентгеновских лучей, кванты/см<sup>2</sup>·с;  $\gamma_{pi}$  — вероятность возбуждения атома изучаемого элемента;  $L(E_k)$  — длина свободного пробега электрона с кинетической энергией  $E_k$ ;  $c$  — атомная концентрация в образце изучаемого элемента;  $\alpha$  — часть общего количества электронов, попадающих в детектор прибора (постоянная прибора);  $t$  — время накопления информации.

В настоящее время значения  $\gamma_{pi}$  определены практически для всех элементов [186]. Определяя  $P$  по (195), можно рассчитать  $c$ , поскольку все остальные члены этого уравнения в принципе известны. Однако следует отметить, что использование калибровки установки по эталонным образ-

цам повышает абсолютную точность метода. Если химический сдвиг позволяет разделить наблюдаемый пик на составляющие, связанные с участием исследуемого атома в различных химических соединениях, то соответственно возникает возможность количественного определения этих составляющих.

Величины  $\gamma_{pi}$  имеют определенные закономерности изменения в зависимости от атомного номера элемента. В соответствии с этим изменяется относительная чувствительность ЭСХА к разным элементам (рис. 125). Реализованная в настоящее время чувствительность составляет  $10^{-1} \dots 10^{-2}\%$  ат. в зависимости от природы атома, что в пересчете на поверхностную плотность атомов составляет  $5 \cdot 10^{12} \dots 5 \cdot 10^{10}$  атомов/см<sup>2</sup>, а на объемную концентрацию  $10^{-19} \dots 10^{-18}$  атомов/см<sup>3</sup>.

Локальность метода ЭСХА в плоскости, к сожалению, существенно хуже, чем у ВМС или же-спектроскопии и составляет  $1 \dots 20$  мм<sup>2</sup>. Однако разрабатываемые в настоящее время острофокусные интенсивные рентгеновские источники могут существенно улучшить этот параметр.

Функциональная схема установки ЭСХА изображена на рис. 126. Источник излучения представляет собой рентгеновскую трубку обычно с магниевым ( $h\nu = 1253,6$  эВ) или алюминиевым ( $h\nu = 1486,6$  эВ) анодом. Иногда для улучшения монохроматичности характеристического излучения используется кристалл — монохроматор. Монохроматическое рентгеновское излучение через тонкое, обычно алюминиевое окно направляется на образец. Существует и применяется несколько конструкций энергоанализаторов электронов. Наиболее широко распространен энергоанализатор на основе сферического конденсатора с тормозящими линзами. Электрическое поле в сферическом конденсаторе таково, что электроны, попадающие во входную щель, достигают детектора только в случае, если они имеют определенную энергию. Изменяя тормозящее поле, создаваемое линзами, можно с помощью такой системы проанализировать весь спектр кинетических энергий электронов. В качестве детектора электронов обычно применяется каналный электронный умножитель — электростатическое устройство, обеспечивающее умножение электронов за счет вторичной эмиссии. Поскольку прибор работает в режиме накопления информации, сигналы с детектора переводятся в цифровую систему, обрабатываются ЭВМ, запоминаются и затем выдаются на регистрирующее устройство — обычно самописец, который фиксирует зависимость фотоэлектронов от энергии связи. Имеется также возможность получения цифровой информации.

Вакуумная система должна обеспечить высокий вакуум в приборе ( $10^{-7} \dots 10^{-8}$ ) Па, в противном случае остаточные газы начинают взаимодействовать с поверхностью образца.

Для предварительной очистки поверхности образца, а также для получения информации о распределении примесей по глубине в установках ЭСХА иногда предусматривается использование ионного

травления образца. Однако большие исследуемые площади и требования сверхвакуума не позволяют реализовать интенсивное ионное травление. Достигнутая скорость ионного травления в приборах ЭСХА составляет 1 нм/мин, что ограничивает глубины исследования (10...30) нм. Большая площадь образца, кроме того, усиливает требования однородности травления для получения профилей распределения исследуемых атомов по глубине. Как для любых методов с использованием травления образца, так и для метода ЭСХА рельеф травления может определять разрешение метода и быть источником некорректных результатов.

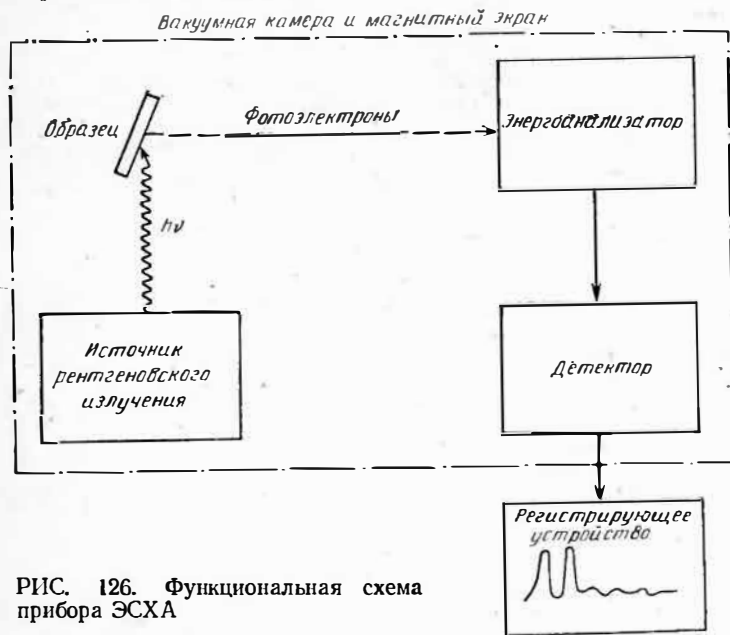


РИС. 126. Функциональная схема прибора ЭСХА

При проведении ЭСХА анализа плохо проводящие образцы могут заряжаться в результате эмиссии электронов. Это обстоятельство приводит к изменению энергии вышедших электронов и вносит соответствующие ошибки. Для исключения подзарядки в ряде установок предусмотрены источники медленных электронов, которые нейтрализуют образец.

К числу современных приборов ЭСХА относится модель HP-5950 А фирмы Hewlett — Packard (США).

### 7.2.2. Применение метода ЭСХА для анализа полупроводниковых структур

Специфические особенности метода ЭСХА — высокая локальность по глубине и наличие химического сдвига — особенно полезны для исследований состава и строения

тонких пленок, межфазовых границ, адсорбированных слоев. В то же время относительно низкая чувствительность ЭСХА по объемной концентрации и требуемые большие анализируемые площади затрудняют применение ЭСХА для анализа примесей в веществах и диффузионных слоях.

Метод ЭСХА широко используется для исследования ДП-структур, особенно границ раздела Si—SiO<sub>2</sub> [187, 188]. На

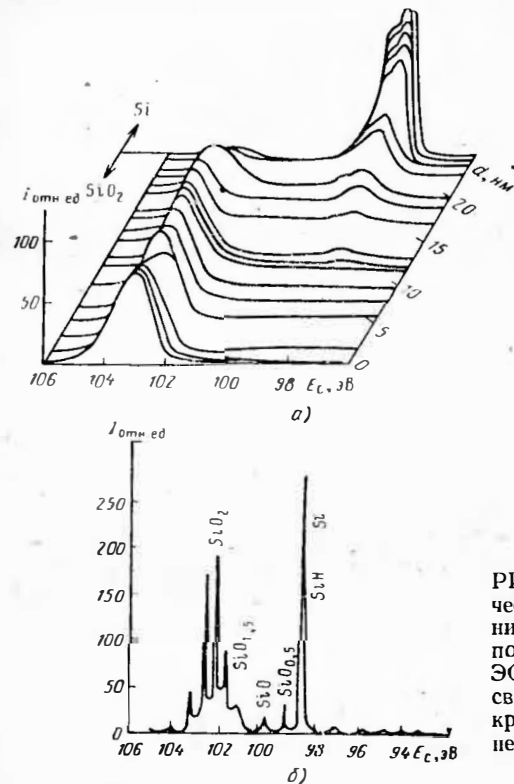


РИС. 127. Аксонометрическое изображение границы раздела Si—SiO<sub>2</sub>, полученное с помощью ЭСХА (а) и энергии связи 2р электронов кремния в разных соединениях (б)

рис. 127, а изображена трехмерная диаграмма структуры Si—SiO<sub>2</sub> [187]. По оси *x* отложена энергия связи, по оси *y* — расстояние от границы Si—SiO<sub>2</sub> (в сторону окисла), по оси *z* — количество фотоэлектронов. Для анализа использовалось возбуждение 2р электронов Si. На рис. 127, б изображен химический сдвиг 2р электронов, обусловленный наличием химической связи Si с О при разных модификациях окислов. Профиль по глубине получен с помощью послойного травливания. Из рисунка видно, что весь окисел,

в том числе переходный слой, состоит из  $\text{SiO}_2$ . Связей, соответствующих  $\text{SiO}$ , не наблюдается ни в толще окисла, ни в переходном слое (с точностью, соответствующей чувствительности ЭСХА). Толщина переходного слоя оценивается в 0,2 ... 0,7 нм.

Интересные данные получены при использовании ЭСХА для определения содержания углерода на поверхности полупроводниковых структур после ионной имплантации. Известно, что применение масляных насосов в установках ионного легирования приводит к образованию на поверхности образцов углеводородных пленок, причем углерод может «забиваться» при ионной имплантации в объем образца и не удаляться при последующих промывках. Использование ЭСХА показало, что при определенных условиях толщина углеводородной пленки на поверхности образца после ионного легирования может достигать толщины 2 ... 5 нм.

Весьма перспективно применение ЭСХА для анализа переходных слоев в диодах Шотки. ЭСХА позволяет определять состав и строение переходных слоев, что принципиально для построения моделей приборов на основе диодов Шотки.

### 7.3. Электронная оже-спектроскопия

#### 7.3.1. Принцип метода и его основные характеристики

Электронная оже-спектроскопия (ЭОС) в последнее время получила широкое распространение благодаря ряду преимуществ этого метода: возможность анализа тонких слоев (0,5 ... 2 нм), высокая локальность при исследовании распределения элементов по поверхности (0,05 ... 1  $\mu\text{м}^2$ ), возможность получения информации о природе химических связей [189].

Принцип метода основан на использовании оже-процесса. Под действием первичного электронного пучка происходит ионизация внутреннего электронного уровня в атоме (уровень  $K$  на рис. 128). Этот уровень заполняется электроном с уровня  $L_1$ , выделяющаяся при этом энергия передается электрону, находящемуся на уровне  $L_2$ , который в качестве оже-электрона покидает анализируемый образец. Кинетическая энергия вышедшего электрона [178]

$$E_K = E_K - E_{L_1} - E_{L_2} - \Phi, \quad (196)$$

где  $\Phi$  — работа выхода анализирующего электрода спектрометра.

Рассмотренный процесс является оже-переходом  $KL_1L_2$ . Разумеется, могут быть и другие варианты оже-переходов. Оже-процесс не может быть реализован в водороде или гелии. В атомах остальных элементов оже-переходы дают специфические энергии оже-электронов, по которым они идентифицируются. Существенно отметить, что в выражении (196) не входит энергия первичного электрона.

Аналогично методу ЭСХА глубина зондирования вещества определяется длиной свободного пробега оже-электрона (см. рис. 124) и составляет 0,5...2 нм. Участие атома в химической связи изменяет энергии уровней и соответственно энергии оже-электрона. Однако это изменение меньше, чем химический сдвиг, наблюдаемый при использовании метода ЭСХА. Объясняется это тем, что энергия оже-электрона определяется энергией трех уровней, каждый из которых изменяется под влиянием химической связи. Разность этих изменений оказывается меньше, чем изменение одного внешнего уровня, который проявляется в ЭСХА. Влияние химической связи на энергию оже-электронов позволяет в ряде случаев определять природу химических связей в веществе, но с меньшей точностью и достоверностью, чем при использовании ЭСХА.

Большим преимуществом оже-спектроскопии является возможность локализовать первичный пучок электронов и довести поверхностное разрешение до 0,05 ... 1  $\mu\text{м}^2$ . Применение сканирования пучка позволяет просмотреть в оже-электронах большие площади с высоким разрешением. Чувствительность метода ЭОС близка к методу ЭСХА и составляет 0,1 ... 0,01% ат. Соответственно пересчитанные пороговые поверхностные и объемные плотности исследуемых атомов составляют  $5 \cdot 10^{10}$  ...  $5 \cdot 10^{12}$  и  $10^{18}$  ...  $10^{19}$  атомов/ $\text{см}^3$ .

Для количественного анализа с использованием ЭОС необходимо проводить калибровку прибора с помощью эталонных образцов, содержащих известное количество ато-

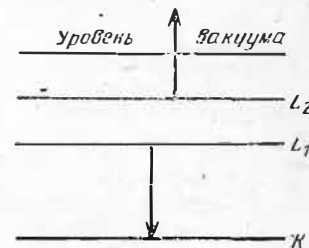


РИС. 128. Выход электрона из вещества в результате оже-процесса

мов исследуемого элемента. При этом желательно, чтобы матрица, в которой располагаются эти атомы, совпадала с анализируемым образцом. Следует отметить, что при бомбардировке образца электронами (особенно большая плотность тока реализуется при локальном оже-анализе) в исследуемом веществе могут происходить изменения, связанные как с термическими процессами, так и с непосредственным воздействием первичных электронов. Это обстоятельство необходимо учитывать при анализе оже-спектров.

### 7.3.2. Функциональная схема аппаратуры

Установка для оже-электронной спектроскопии состоит из электронной пушки, энергоанализатора оже-электронов, регистрирующей аппаратуры и вакуумной системы. Электронная пушка обеспечивает фокусировку электронного пучка на образце и в современных установках его сканирование. Диаметр пучка в установках с локальным оже-анализом составляет 0,07... 1 мкм. Энергия первичных электронов изменяется в пределах 0,5...30 кэВ. В установках оже-спектроскопии обычно в качестве энергоанализатора употребляется анализатор типа цилиндрического зеркала. Регистрирующее устройство с помощью двухкоординатного самописца фиксирует зависимость  $dN/dE_K$  от  $E_K$ , где  $N$  — число электронов, попадающих на коллектор;  $E_K$  — кинетическая энергия оже-электронов.

Вакуумная система установки ЭОС должна обеспечивать давление не более  $10^{-7}$ ... $10^{-8}$  Па. При худшем вакууме остаточные газы взаимодействуют с поверхностью образца и искажают анализ.

Поскольку коэффициент вторичной электронной эмиссии часто отличен от единицы, плохо проводящие образцы могут заряжаться при анализе, потенциал образца может изменить кинетические энергии оже-электронов. Для уменьшения зарядки образца обычно в установках ЭОС предусматривается источник медленных электронов. Для снятия распределения элементов по глубине в установках имеется ионное травление образца.

Из отечественных установок ЭОС следует отметить растровый оже-спектрометр 09 ИОС-10-005 с локальностью в растровом режиме 10 мкм. Из зарубежных установок широкое распространение получили приборы РН1-595 фирмы Physical Electr. Div. (ФРГ) и JAMP-10 фирмы JEOL (Япония) с локальностью в растровом режиме 50 нм.

### 7.3.3. Применение ЭОС для исследования полупроводниковых структур

❖ Специфические особенности ЭОС — высокая локальность в плане и по глубине образца — особенно полезны для анализа поверхностных микровключений, исследования состава тонких пленок в окнах малого размера и поверхностных загрязнений. Изучение возможности применения ЭОС для получения профиля распределения примесей в диффузион-

ных слоях показало, с одной стороны, хорошее разрешение ЭОС по глубине, отсутствие перераспределения примесей при анализе, с другой — относительно небольшую чувствительность по концентрации. Порог чувствительности для фосфора, бора и мышьяка в кремнии составляет соответственно  $5 \cdot 10^{19}$ ,  $1 \cdot 10^{20}$ ,  $1 \cdot 10^{19}$   $\text{см}^{-3}$ . Эти особенности метода делают целесообразным применение ЭОС для анализа сравнительно мелких распределений примеси с достаточно большой концентрацией. К распределениям такого типа относятся распределения примесей непосредственно после ионной имплантации, а также после первой стадии диффузии (загонки).

Возможность использования режима сканирования позволяет с помощью ЭОС получать информацию о химическом составе фрагментов микроэлектронных устройств.

## 7.4. Электронно-зондовый рентгеновский микроанализ

### 7.4.1. Принцип действия и основные характеристики

При взаимодействии электронного пучка с веществом из-за неупругого рассеивания первичных электронов может произойти возбуждение внутренних электронов атомов. В результате последующих атомных электронных переходов генерируется характеристическое рентгеновское излучение. Анализ этого излучения позволяет определить элемент, являющийся источником излучения, и соответственно дает возможность провести химический анализ исследуемого вещества. На рис. 129 приведены схемы электронных переходов в атоме и соответствующее им характеристическое рентгеновское излучение, а на рис. 130 — зависимость длины волны рентгеновского излучения от атомного номера элемента.

Диаметр первичного пучка электронов в современных приборах составляет 0,1 ... 1 мкм, что и определяет разрешение метода ЭЗРМА в плоскости. Разрешение связано с чувствительностью рентгеновского детектора и предельными плотностями токов в первичном пучке. Энергия электронов в первичном пучке в зависимости от условий анализа изменяется от 10 до 50 кэВ. Связь между энергией электронов и глубиной их проникновения в вещество рассмотрена в

п. 6.4.1. Анализ этого соотношения показывает, что разрешение метода ЭЗРМА по глубине 0,5 ... 1,5 мкм [5].

Чувствительность современных приборов ЭЗРМА составляет 0,1% ат. для легких элементов, 0,01 ... 0,005% ат. — для средних и тяжелых элементов. В пересчете на предельную концентрацию имеем  $10^{19}$  ...  $10^{18}$  атомов/см<sup>3</sup>. Чувствительность по поверхностной плотности составляет  $10^{15}$  ...  $10^{14}$  атомов/см<sup>2</sup>, что значительно хуже, чем для локальной оже-спектроскопии.

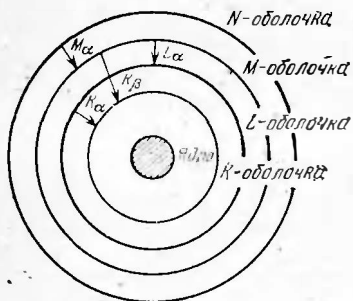


РИС. 129. Рентгеновские переходы в атомах

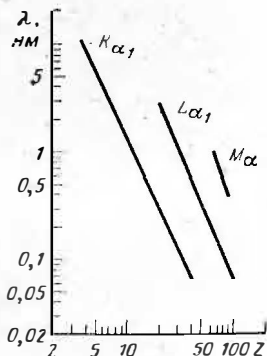


РИС. 130. Зависимость длины волны характеристического излучения от атомного номера элемента

Введение устройства для сканирования первичного пучка электронов позволяет проводить химический анализ относительно больших площадей образцов с разрешением 1 мкм. В этом случае яркость ЭЛТ, электронный луч которой развертывается синхронно с первичным пучком, модулируется сигналом с рентгеновского детектора, настроенного на характеристическое излучение исследуемого элемента. Таким образом, на экране ЭЛТ появляется отображение поверхности образца. Яркость свечения элементов этого изображения определяется количеством в данной точке анализируемых атомов.

Метод ЭЗРМА позволяет проводить качественный и количественный химический анализ. Для проведения количественного анализа необходимы вычисления, связанные с по-

ложением первичных электронов, вероятностью генерации рентгеновского излучения, используемого для анализа, поглощения этого излучения в веществе и эффективностью детектора. Часть этих факторов может быть учтена при калибровке ЭЗРМА с помощью образцов известного состава. Однако при анализе объектов, имеющих неоднородности, количественное определение состава этих неоднородностей требует проведения сложных расчетов. Для этих целей обычно используется ЭВМ с разработанными программами количественного анализа [5,9].

Из отечественных моделей можно назвать прибор 09 ИОА-150/100-004, имеющий диапазон атомных номеров анализируемых элементов 6...92, чувствительность анализа  $10^{-1}$ ... $10^{-2}$  % ат. Среди зарубежных приборов широкое распространение получила модель СОМЕВАХ фирмы САМЕСА (Франция) с диапазоном атомных номеров анализируемых элементов 4...92.

#### 7.4.2. Схема установки ЭЗРМА

Установка ЭЗРМА состоит из следующих основных узлов (рис. 131): электронная пушка; электронно-оптическая система формирования первичного электронного пучка; система развертки первичного электронного пучка. При этом может быть использована чисто электронная система сканирования или комбинация электронной развертки в одном измерении и механической развертки в другом измерении. Во всех случаях развертка первичного пучка синхронизируется с разверткой луча ЭЛТ.

Для «прицеливания» локализованным первичным пучком электронов в выбранную для анализа точку образца применяется оптическая система (микроскоп), через которую наблюдается установленный в приборе образец. С помощью специального объектива со сломом люминофора предварительно визуализируется электронный пучок и устанавливается в прицельное перекрестье поля микроскопа, которое затем совмещается с исследуемой областью на образце. Подготовка образца фактически заключается в монтировании его в предметный столик прибора, однако, так же как и в оже-спектроскопии для образцов с малой проводимостью, необходимо решать вопрос, связанный с накоплением на них заряда в процессе анализа.

В качестве детекторов рентгеновского излучения часто употребляются кристаллы-анализаторы со счетчиками рентгеновских квантов. В качестве кристаллов-анализаторов используется α-кварц, LiF, PbSt и др. Изменяя угол кристалла-анализатора по отношению к падающему рентгеновскому излучению и счетчику, можно настраивать детектор на различные длины волн, используя условие дифракционного отражения Вульфа-Брегга. В детекторе такого типа обычно используется газовый проточный пропорциональный счетчик.

В ряде приборов ЭЗРМА употребляется полупроводниковый детектор, представляющий собой кремниевый  $p-i-n$ -диод.

Следует отметить, что многие элементы прибора ЭЗРМА и РЭМ являются общими. Естественно, что эти приборы

Часто объединяют в один комплекс. При этом появляется возможность комплексного анализа дефекта: во вторичных электронах определяется его морфология, в режиме наведенного тока — электрическая активность, а использование ЭЗРМА позволяет определить химический состав.

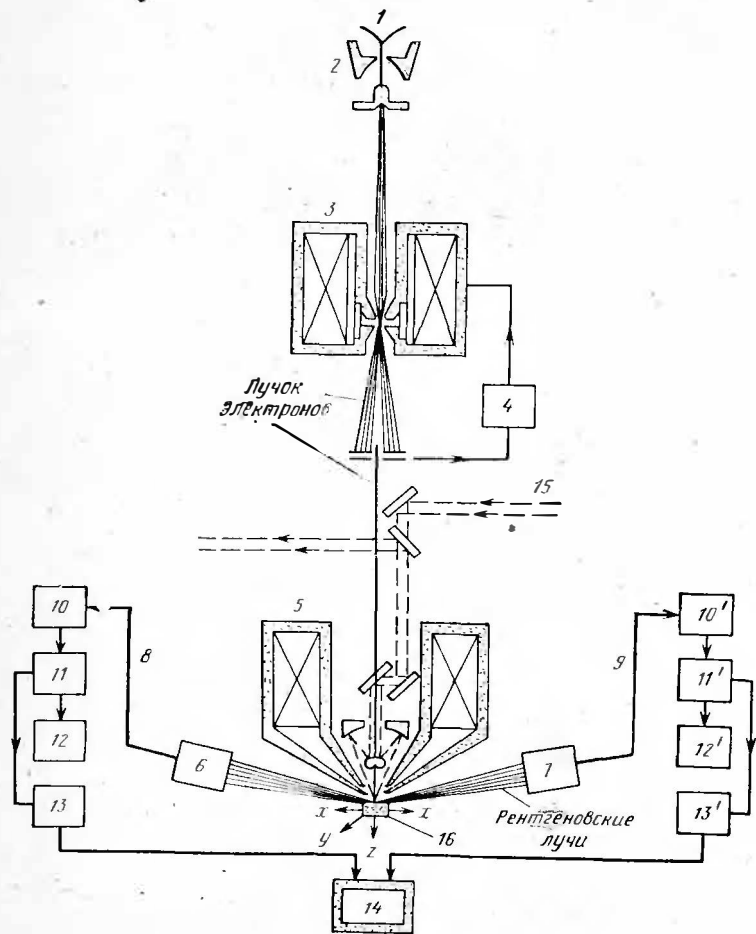


РИС. 131. Функциональная схема прибора ЭЗРМА:

1 — нить накала; 2 — электронная пушка; 3 — конденсорная линза; 4 — схема стабилизации тока зонда; 5 — объективная линза; 6, 7 — рентгеновские спектрометры; 8, 9 — выход на счетно-регистрающие схемы; 10, 10' — усилители; 11, 11' — амплитудные анализаторы импульсов; 12, 12' — пересчетные схемы; 13, 13' — инверсиметры; 14 — самониссец; 15 — оптический микроскоп; 16 — образец

### 7.4.3. Применение ЭЗРМА для химического анализа полупроводниковых структур

Метод ЭЗРМА не обладает рекордными характеристиками ни по чувствительности, ни по пространственному разрешению. Тем не менее существует достаточно широкий класс задач, которые успешно решаются при использовании этого метода. Рассмотрим несколько таких задач.

1. Определение стехиометрического состава сложных полупроводниковых соединений. Эти проблемы в последнее время становятся все более актуальными в связи с увеличивающимся распространением сложных полупроводников, созданию тонких эпитаксиальных слоев этих полупроводников, широким использованием гетеропереходов.

2. Анализ состава относительно крупных (около 1 мкм) выделений второй фазы, образующихся в объеме полупроводников.

3. Определение состава диэлектрических пленок.

Метод ЭЗРМА был с успехом применен для анализа состава так называемых стабилизирующих слоев, создаваемых на поверхности оксида кремния и предотвращающих миграцию подвижного заряда в этой системе. С помощью ЭЗРМА анализировались слои фосфорно-силикатных и свинцово-силикатных стекол, распределение фосфора по толщине выращиваемых слоев с помощью газофазных и пиролитических методов. Относительно высокая локальность этого метода позволяет проводить анализ стабилизирующих слоев на готовых приборах и схемах.

### Список литературы

1. Ковтонюк Н. Ф., Концевой Ю. А. Измерение параметров полупроводниковых материалов. — М.: Металлургия, 1970. — 432 с.
2. Павлов Л. П. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. — М.: Высшая школа, 1975. — 206 с.
3. Кучис Е. В. Методы исследования эффекта Холла. — М.: Сов. радио, 1974. — 328 с.
4. Батавин В. В. Контроль параметров полупроводниковых материалов и эпитаксиальных слоев. — М.: Сов. радио, 1976. — 104 с.
5. Конников С. Г., Сидоров А. Ф. Электронно-зондовые методы исследования полупроводниковых материалов и приборов. — М.: Энергия, 1978.
6. Колешко В. М., Гойденко П. П., Буйко Л. Д. Контроль в технологии микроэлектроники. — Минск: Наука и техника, 1979. — 312 с.
7. Блад П., Ортон Дж. В. Методы измерения электрических свойств полупроводников. — Зарубежная радиоэлектроника, 1981, № 1, с. 3—50; № 2, с. 3—49.

8. **Методы анализа поверхностей**/Под ред. А. Зандериа: Пер. с англ./Под ред. В. В. Кораблева и Н. Н. Петрова. — М.: Мир, 1979.
9. Рид С. Электронно-зондовый микроанализ: Пер. с англ./Под ред. А. Н. Козленкова. — М.: Мир, 1979.
10. **Практическая растровая электронная микроскопия**/Под ред. Дж. Гуолдстейна и Х. Яковица: Пер. с англ./Под ред. В. И. Петрова. — М.: Мир, 1978.
11. Valdes L. B. Resistivity measurements on germanium for transistors. — Proc. IRE, 1954, v. 42, № 2, p. 420—427.
12. Catalano S. V. Correction factor curves for square-array and rectangular-array four-point probes near conducting or nonconducting boundaries. — IEEE Trans., 1963, v. ED-10, № 2, p. 185—188.
13. Sadayuki Murashima, Hitoshi Kanamori, Fumio Ishibashi. Correction devisors for the four-point probe resistivity measurement on cylindrical semiconductors. — Jap. J. Appl. Phys., 1970, v. 9, № 1, p. 58—67.
14. Sadayuki Murashima, Fumio Ishibashi. Correction devisors for the four-point probe resistivity measurement on parallelepiped semiconductors. — Jap. J. Appl. Phys., 1972, v. 11, № 5, p. 685—691.
15. Marcus A., Oberly G. G. Four-probe resistivity measurements on rectangular semiconductor filaments. — IRE Trans., 1956, v. ED-3, № 3, p. 161—162.
16. Stephens A. E., Mackey H. J., Sybert G. T. Effects of contact placement and sample shape in the measurement of electrical resistivity. — J. Appl. Phys., 1971, v. 42, № 7, p. 2592—2597.
17. Sadayuki Murashima. Analysis of some potential problems in cylindrical coordinates in connection with four-point probe technique. — Jap. J. Appl. Phys., 1973, v. 12, p. 1244—1250.
18. Vaughan D. E. Four probe resistivity measurements on small circular specimens. — Brit. J. Appl. Phys., 1961, v. 12, № 8, p. 414—416.
19. Smith F. M. Measurement of sheet resistivities with the four-point probe. — Bell Syst. Techn. J., 1958, v. 37, № 5, p. 711—718.
20. Annual book of ASTM Standard, 1977, pt. 43, F. 84-73, p. 400—416.
21. Frank Keywell, George Dorosheski. Measurement of the sheet resistivity of a square wafer with a square four-point probe. — Rev. Sci. Instr., 1960, v. 31, № 8, p. 833—837.
22. Swarzendruber L. J. Four-point probe measurement of non-uniformities in semiconductor sheet resistivity. — Sol. St. Electr., 1964, v. 7, № 5, p. 413—422.
23. Mircea A. Semiconductor sheet resistivity measurements on square samples. — J. Sci. Instrum., 1964, v. 41, № 11, p. 679—681.
24. Батавин В. В. Влияние размеров контактов на погрешность измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом. — Электронная техника. Сер. 6. Материалы, 1979, вып. 7, с. 119—122.
25. Hargreaves J. K., Millard D. The accuracy of four-probe resistivity measurements on silicon. — Brit. J. Appl. Phys., 1962, v. 13, № 1, p. 231—234.
26. Hall R. Minimizing errors of four-probe measurements on circular wafers. — J. Sci. Instr., 1967, v. 44, № 1, p. 53—54.
27. Annual book of ASTM Standard, 1977, pt. 43, F. 374-74, p. 731—749.
28. Батавин В. В., Михаэлян В. М. Измерение удельного сопротивления эпитаксиальных слоев арсенида галлия четырехзондовым методом. — Заводская лаборатория, 1971, т. 37, № 4, с. 459—460.
29. Батавин В. В., Жаворонков Н. В., Кочина Э. А. К вопросу погрешности измерения удельного сопротивления эпитаксиального слоя в структурах  $p-n$ -типа четырехзондовым методом. — Электронная техника. Сер. 6. Материалы, 1977, вып. 5, с. 120—124.
30. Батавин В. В., Русаков В. В., Зудков Н. М., Прилипко В. И., Шевельков М. А. Измерение токов утечки через изолирующий  $p-n$ -переход в эпитаксиальных структурах. — Заводская лаборатория, 1972, т. 37, № 7, с. 822—823.
31. Батавин В. В., Жаворонков Н. В. К применению четырехзондового метода для измерения поверхностного сопротивления тонких эпитаксиальных слоев. — Заводская лаборатория, 1982, т. 48, № 8, с. 49—52.
32. Perloff D. S., Gan I. N., Wahl F. E. Dose accuracy and doping uniformity of ion implantation equipment. — Sol. St. Technol. 1981, v. 24, № 2, p. 112—120.
33. Поляков М. М. О локальности четырехзондового метода измерения удельного сопротивления полупроводников. — Изв. вузов СССР, Сер. Физика, 1973, № 10, с. 39.
34. Фистуль В. И., Мейер А. А. Зондовые методы исследования удельного сопротивления полупроводников. — М.: Ин-т Гиредмет, 1968.
35. Irvin J. C. Resistivity of bulk silicon and of diffused layers in silicon. — Bell. Syst. Techn. J., 1962, v. 41, № 3, p. 387.
36. Макаров В. А., Голиков О. Б. О погрешностях четырехзондового метода определения концентрационного профиля примесей в полупроводниках. — Тр. Ленингр. политехнического ин-та, 1975, № 345, с. 91.
37. Скорняков С. П. Четырехзондовое устройство для измерения сопротивления полупроводников с повышенной точностью. Электронная техника. Сер. 8. Управление качеством, метрология, стандартизация, 1980, вып. 6, с. 76—89.
38. Frank H. Beitrag zur Widerstandsmessung von  $np+$ - und  $pp+$ -Epitaxialschichten nach dem Durchbruchverfahren. — Phys. St. Sol., 1966, v. 18, № 1, p. 401—414.
39. Schumann P. A., Jr. A theoretical model of the three-point probe breakdown technique. — J. Electrochem. Soc., 1968, v. 115, № 11, p. 1197—1203.
40. Annual book of ASTM Standards, 1977, pt. 43, F. 108-72, p. 466—474.
41. Van der Pauw L. Y. A method of measuring the specific resistivity and Hall coefficient of disc of arbitrary shape. — Phil. Res. Rep., 1958, v. 13, № 1, p. 1—9.
42. Van der Pauw L. Y. A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape. — Phil. Techn. Rev., 1958—1959, v. 20, № 8, p. 220—224.

43. Buehler M. G., Thurber W. R. An experimental study of various cross sheet resistor test structures.— J. Electrochem. Soc., 1978, v. 125, № 4, p. 645—650.
44. Perloff D. S., Wahl F. E., Kerr J. T. Measurements of the doping uniformity of ion-implanted silicon wafers.— Proc. 7-th Intern. Conf. Electron and Ion Beam Science and Technol. Washington DC, May 1977.
45. Perloff D. S., Hasan T. F., Blome E. R. Time monitoring of semiconductor process uniformity.— Sol. St. Technol., 1980, v. 23, № 1, p. 81—86.
46. Buehler M. G., Grant S. D., Thurber W. R. Bridge and van der Pauw sheet resistors for characterizing the line width of conducting layers. — J. Electrochem. Soc., 1978, v. 125, № 4, p. 650—654.
47. Perloff D. S. A van der Pauw resistor structure for determining mask superposition errors on semiconductor slices.— Sol. St. Electron., 1978, v. 21, № 8-B, p. 1013—1018.
48. Perloff D. S. A four-point electrical measurement technique for characterizing mask superposition errors on semiconductor wafers.— IEEE J., 1978, v. SC-13, № 4, p. 436—444.
49. Mazur R. G., Dickey D. N. A spreading resistance technique for resistivity measurements on Silicon.— J. Electrochem. Soc., 1966, v. 113, № 3, p. 255—259.
50. Annual book of ASTM Standards 1977, pt. 43, F. 525-77T, p. 935—967.
51. Малышев В. А. Измерение удельного сопротивления полупроводниковых материалов методом сопротивления растекания.— М.: ЦНИИ «Электроника», 1974 — (Обзоры по электронной технике. Сер. 2. Полупроводниковые приборы, вып. 6).
52. Queirolo G. Spreading resistance measurements on Gallium Arsenide.— J. Electrochem. Soc., 1978, v. 125, № 10, p. 1672—1676.
53. Ehrstein J. R. Spreading resistance calibration for gallium or aluminium-doped silicon. — J. Electrochem. Soc., 1980, v. 127, № 6, p. 1403—1404.
54. Vandervorst W. B., Maes H. E. Spreading resistance correction formule more suited for the gauss — laguerre quadrature.— Sol. St. Electron., 1981, v. 24, № 9, p. 851—856.
55. Albers J. Continuum formulation of spreading resistance correction factors.— J. Electrochem. Soc., 1980, v. 127, № 10, p. 2259—2263.
56. D'Abanro D. C., Rung R. D., Gat A., Dutton R. W. High speed implementation and experimental evaluation of multilayer spreading resistance analys.— J. Electrochem. Soc., 1978, v. 125, № 8, p. 1170—1176.
57. Iida Y., Abe H., Kondo M. Impurity profile measurements of thin epitaxial Silicon wafers by multilayer spreading resistance analys.— J. Electrochem. Soc., 1977, v. 124, № 7, p. 1118—1121.
58. Пантуев В. С., Петухов В. А. Автоматизация при измерениях удельного сопротивления методом сопротивления растекания.— Электронная техника. Сер. 6. Материалы, 1979, вып. 2. с. 106—108.
59. Батавин В. В., Жаворонков Н. В. Дрейф электрофизических параметров тонких эпитаксиальных слоев полупроводниковых материалов.— Поверхность. Физика, химия, механика, 1982, т. 1, № 12, с. 16—24.
60. Mowery V. O. Theoretical surface conductivity changes and space charge in germanium and silicon.— J. Appl. Phys., 1958, v. 29, № 12, p. 1753—1757.
61. Волькенштейн Ф. Ф. Физико-химия поверхности полупроводников.— М.: Наука, 1973, с. 201—208.
62. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников.— М.: Наука, 1977.— 672 с.
63. Beer A. C. The Hall effect and related phenomena.— Sol. St. Electron., 1966, v. 9, № 5, p. 339—350.
64. Vanburg P. C., Kenish H. K., Many A. On the theory of the isothermal Hall effect in semiconductors. — Proceed. Phys. Soc., 1953, v. A66, № 404A, p. 753—758.
65. Annual book of ASTM Standards, 1977, pt. 43, F. 76-73, p. 349—365.
66. Chwang R., Smith B. J., Growell C. R. Contact size effects on the Van der Raau method for resistivity and Hall coefficient measurement.— Sol. St. Electron., 1974, v. 17, № 12, p. 1217—1227.
67. Buehler M. G. A Hall four-point probe on thin plates. Theory and experiment.— Sol. St. Electron., 1967, v. 10, № 8, p. 801—812.
68. Павлов Н. И., Якунин Ю. И. Измерение эффекта Холла и магнитосопротивления в слабых и сильных магнитных полях четырехзондовым методом.— Физика и техника полупроводников, 1978, т. 12, № 8, с. 1577—1581.
69. Herring M. G. Effect of random inhomogeneities on electrical and galvanomagnetic measurements.— J. Appl. Phys., 1960, v. 31, № 11, p. 1939—1953.
70. Jonhson W. S. Numerical corrections for Hall effect measurements in Silicon containing Gaussian dopant distributions. — Sol. St. Electron., 1970, v. 17, № 7, p. 951—956.
71. Tufte O. N. The average conductivity and Hall Effect of diffused layers on Silicon.— J. Electrochem. Soc., 1962, v. 109, № 3, p. 235—238.
72. Amer S. Van der Pauw's method of measuring resistivities on lamellae of non-uniform resistivity.— Sol. St. Electron., 1963, v. 6, № 1, p. 141—145.
73. Jervis T. R., Johnson E. F. Geometrical magnetoresistance and Hall mobility in Gunn effect devices.— Sol. St. Electron., 1970, v. 13, № 2, p. 181—189.
74. Schumann P. A., Jr., Keenan W. A., Tong A. H., Gegenwarth H. H., Shneider G. Silicon optical constants in the infrared.— J. Electrochem. Soc., 1971, v. 118, № 1, p. 145—147.
75. Schumann P. A., Jr. Plasma resonance calibration curves for Silicon, Germanium and Gallium Arsenide. — Sol. St. Technol. 1970, v. 13, № 1, p. 50—52.
76. Annual book of ASTM Standards, 1977, pt. 43, F. 398-74T, p. 813—824.
77. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов: Пер. с англ./Под ред. А. Ф. Трутко.— М.: Энергия, 1973.— 656 с.
78. Kennedy D. P., Murley P. C., Kleinfelder W. On measurement of impurity atom distributions in Silicon by the differential capacitance technique.— IBM J. Res. Developments, 1968, v. 12, № 5, p. 399—409.
79. Sohta Y. Frequency dependence of  $V/(C^{-2})$  of MOS capacitors.— Sol. St. Electron., 1974, v. 17, № 12, p. 1299—1309.



80. Sah C. T., Reddi V. G. K. Frequency dependence of the reverse-biased capacitance of gold-doped Silicon p+n step junctions.— IEEE Trans., 1964, v. ED-11, № 6, p. 345—349.
81. Kimerling L. C. Influence of deep traps on the measurement of free-carrier distributions in semiconductors by junction capacitance technique.— J. Appl. Phys., 1974, v. 45, № 4, p. 1839—1845.
82. Crowell C. R., Roberts G. I. Surface state and interface effects on the capacitance — Voltage relationship in Schottky barriers.— J. Appl. Phys., 1969, v. 40, № 9, p. 3726—3730.
83. Батавин В. В., Попова Г. В., Травлев Г. Н., Андреев Г. А., Кузнецов Ю. Н. К вопросу о применении ртутного зонда для измерения концентрации носителей тока в полупроводниках методом вольт-фарадных характеристик.— Электронная техника. Сер. 6. Материалы, 1976, вып. 1, с. 111—116.
84. Русаков В. В., Травлев Г. Н. Емкость полупроводниковой структуры на изолирующей подложке.— Микроэлектроника, 1979, т. 8, вып. 2, с. 177—179.
85. Copeland J. A. A technique for directly plotting the inverse doping profile of semiconductor wafers.— IEEE Trans., 1969, v. ED-16, № 5, p. 445—449.
86. Мурылева Н. В., Пашицев Ю. И., Карамышев В. П. Определенные профили концентрации основных носителей полупроводника в ОПЗ по вольт-фарадным характеристикам.— Микроэлектроника, 1980, т. 9, вып. 3, с. 236—240.
87. Nicollian E. H., Hanes M. H., Brews J. R. Using the MIS capacitor for doping profile measurements with minimal interface state error.— IEEE Trans., 1973, v. ED-20, № 5, p. 380—389.
88. Troutmann R. R. Ion-implanted threshold tailoring for insulated gate field-effect transistors.— IEEE Trans., 1977, v. ED-24, № 3, p. 182—192.
89. Van Gelder W., Nicollian E. H. Silicon impurity distribution as revealed by pulsed MOS C — V measurements.— J. Electrochem. Soc., 1971, v. 118, № 1, p. 138—141.
90. Беденов К. В., Концевой Ю. А., Павлова З. В. Контроль распределения примесей в полупроводниках по измерению C—V характеристик МДП-структур при низких температурах.— Заводская лаборатория, 1984, т. 50, № 8, с. 44—47.
91. Backenstass G. Evaluation of the surface concentration of diffused layers in Silicon.— Bell Syst. Techn. J., 1958, v. 37, № 5, p. 699—710.
92. Annual book of ASTM Standards, 1977, pt. 43, F. 95-76, p. 427—434.
93. Schumann P. A., Jr. The infrared interference method of measuring epitaxial layer thickness.— J. Electrochem. Soc., 1969, v. 116, № 3, p. 409—413.
94. Оптические материалы для инфракрасной техники /Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дистлер, И. П. Петров.— М.: Наука, 1965.—335 с.
95. Белл Р. Дж. Введение в Фурье-спектроскопию: Пер. с англ./Под ред. Г. Н. Жижина.— М.: Мир, 1975.
96. Cox P. E., Stalder A. F. Measurement of Si thickness using a Michelson interferometer.— J. Electrochem. Soc., 1973, v. 120, № 2, p. 287—292.
97. Резвый Р. Р. Эллипсометрия в микроэлектронике.— М.: Радио и связь, 1983.— 120 с.
98. Ржанов А. В., Свиташев К. К., Семененко А. И. и др. Основы эллипсометрии/Под ред. А. В. Ржанова.— Новосибирск: Наука, 1979.—422 с.
99. Hilton A. R., Jones C. E. Measurement of epitaxial film thickness using the infrared ellipsometer.— J. Electrochem. Soc., 1966, v. 113, № 5, p. 472—478.
100. Батавин В. В., Зудков Н. М., Кузнецов Ю. Н., Русаков В. В. Контроль параметров эпитаксиальных структур кремния и арсенида галлия методом ИК-эллипсометрии.— Электронная техника. Сер. 6. Материалы, 1974, вып. 6, с. 57—63.
101. Кудрявцев Е. Н., Резвый Р. Р., Финарев М. С., Концевой Ю. А., Власов В. Н. Эллипсометр на длину волны 10,6 мкм и его применение.— В кн.: Современные проблемы эллипсометрии/Под ред. А. В. Ржанова.— Новосибирск: Наука, 1980.—192 с. (с. 45—55.)
102. Мосс Т., Барелл Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника: Пер. с англ./Под ред. С. А. Медведева.— М.: Мир, 1976.—431 с.
103. Annual book of ASTM Standards, 1977, p.t 43, v. 14, F. 110-72, p. 479—482.
104. Yeh T. M., Blakeslee A. E. Junction delineation in Gallium Arsenide.— J. Electrochem. Soc., 1963, v. 110, № 9, p. 1018—1019.
105. А. с. 715962 (СССР). Устройство для изготовления образцов с косым шлифом методом травления/А. Р. Салманов, А. Н. Щелоков, П. И. Кутовый, В. В. Батавин.— Оpubл. в Б. И. 1980, № 6.
106. Lagnado I., Polcari S. M. Spherical drilling. A new method for the measurement of junction depths in semiconductor devices.— Sol. St. Electron., 1967, v. 10, № 12, p. 1219—1220.
107. А. с. 701770 (СССР). Станок для изготовления сферического шлифа/А. И. Архипов, П. И. Кутовый.— Оpubл. в Б. И., 1979, № 45.
108. Концевой Ю. А., Кудин В. Д. Методы контроля технологии производства полупроводниковых приборов.— М.: Энергия, 1973.
109. А. с. 578562 (СССР). Интерферометр для контроля прогибов квазиплоских поверхностей/М. М. Бутусов, Н. В. Ермакова.— Оpubл. в Б. И., 1977, № 40.
110. Бутусов М. М., Ермакова Н. В., Паперный С. Б. Интерферометрическое исследование поверхности полупроводниковых пластин.— Труды ЛПИ № 345, Физическая электроника.— Л.: Изд. ЛПИ, 1975, с. 121—124.
111. Оксанич А. П., Тузовский А. М., Концевой Ю. А. Разработка высокоточного метода и устройства измерения изгиба кремниевых пластин.— Электронная техника. Сер. 6. Материалы, 1979, вып. 8, с. 124—128.
112. Оксанич А. П. Исследование деформаций и внутренних напряжений в кремниевых пластинах.— Заводская лаборатория, 1982, т. 48, № 6, с. 52—55.
113. Батавин В. В., Концевой Ю. А. Оптические методы исследования и контроля в электронной технике.— Электронная промышленность, 1979, № 1—2, с. 64—73.
114. Фотолитография и оптика/Под ред. Я. А. Федотова и Г. Поля.— М.: Сов. радио, 1974.— 392с.

115. Гаврилюк В. К., Концевой Ю. А., Оксанич А. П., Тузовский А. М., Щербина И. Н. Полуавтоматический телевизионный микронтерферометр «Монослой-2». — Электронная промышленность, 1978, вып. 6, с. 61—62.
116. Концевой Ю. А., Резвый Р. Р., Финарев М. С., Бузовкина В. А. Эллипсометрия диэлектрических пленок на арсениде галлия. — Заводская лаборатория, 1978, т. 44, № 4, с. 442—445.
117. Пчеськов О. П., Блюмкина Ю. А., Стенян С. И. и др. Исследование структурных перестроек атомарно-чистой поверхности кремния методами автоматической эллипсометрии и дифракции электронов на отражение. — Поверхность. Физика, химия, механика, 1982, т. 1, № 1, с. 147—149.
118. Шляев А. А., Баклашов М. Р. Эллипсометрические характеристики чистых поверхностей Si (320) при фазовых переходах. — Поверхность. Физика, химия, механика, 1982, т. 1, № 1, с. 96—98.
119. Степанова С. В., Финарев М. С. К вопросу эллипсометрического исследования имплантированных слоев в кремнии. — Поверхность. Физика, химия, механика, 1983, т. 1, № 8, с. 36—40.
120. Батавин В. В., Зудков Н. М., Кочин Р. Н., Лаврухин Е. И. Спектральный эллипсометр для контроля параметров полупроводниковых структур с диэлектрическим покрытием. — Заводская лаборатория, 1980, т. 46, № 10, с. 922—924.
121. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках: Пер. с англ./Под ред. М. К. Шейнкмана. — М.: Мир, 1977.
122. Крутоголов Ю. К., Фомин И. А., Лебедева Л. В., Стрельченко С. С. Измерение малых диффузионных длин неосновных носителей заряда в полупроводниковых структурах с  $p-n$ -переходом. Электронная техника. Сер. 6. Материалы, 1976, вып. 5, с. 110—116.
123. Flat A., Milnes A. G. Interpretation of scanning electron microscope measurements of minority carrier diffusion lengths in semiconductors. — Int. J. Electron., 1978, v. 44, № 6, p. 629—639.
124. Gangoli P., Milnes A. G. Minority carrier diffusion length EBIC measurements in Cadmium Telluride. — J. Electrochem. Soc., 1981, v. 128, № 4, p. 921—924.
125. Smith B. L., Abbott M. Minority carrier diffusion length in liquid epitaxial GaP. — Sol. St. Electron., 1972, v. 15, № 4, p. 361—370.
126. Пека Г. П., Спектор С. А., Шекель Л. Г. Определение рекомбинационных параметров полупроводников из спектров возбуждения фотolumинесценции. — ФТП, 1975, т. 9, вып. 10, с. 1920—1924.
127. Пека Г. П., Шекель Л. Г. О методе определения объемных и поверхностных рекомбинационных параметров из спектров возбуждения фотolumинесценции. — ФТП, 1976, т. 10, вып. 10, с. 1911—1914.
128. Кравченко А. Ф., Конаныхин А. Б., Морозов Б. В. Фотolumинесцентный метод определения диффузионной длины неосновных носителей заряда в эпитаксиальных структурах на широкозонных подложках. — ФТП, 1980, т. 14, вып. 2, с. 311—315.
129. Амиров Ю. Я., Данилевский А. М., Челноков В. Е. Исследование кинетики рекомбинации в кремнии методом модуляции поглощения. — ФТП, 1976, т. 10, вып. 10, с. 1986—1989.
130. Фомин И. А., Анненко Н. М., Барков В. Б., Лебедева Л. В., Лунькина Г. Б. Измерение времени жизни носителей тока в эпитаксиальном Si. — Электронная техника. Сер. 6. Материалы, 1979, вып. 1, с. 107—108.
131. Мухаэлян В. М., Пантуев В. С., Плышевский М. А., Попов Б. И. Установка для исследования фотolumинесценции полупроводниковых материалов. — Электронная техника. Сер. 6. Материалы, 1978, вып. 3, с. 123—125.
132. Spitzer W. G., Firlie T. E., Cutler M., Schulman R. G., Becker M. Measurement of the lifetime on minority carriers in Germanium. — J. Appl. Phys., 1955, v. 26, № 4, p. 414—427.
133. Иглицын М. И., Концевой Ю. А., Кудин В. Д. Измерение времени жизни в монокристаллическом кремнии. — ЖТФ, 1957, т. 27, № 7, с. 1425—1427.
134. Кац Я. Л., Кляус Х. И., Ли И. И., Черепов Е. И. Измерение объемного времени жизни неосновных носителей из анализа их рекомбинации в подложках МДП-структур. — Микроэлектроника, 1981, т. 10, вып. 5, с. 466—470.
135. Литовченко В. Г., Горбань А. П. Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник. — Киев: Наукова Думка, 1978.
136. Revesz A. G., Zaininger K. H. The Si — SiO<sub>2</sub> solid — solid interface system. — RCA Review, 1968, March, p. 22—75.
137. Федорович Ю. В. Электронно-ионные процессы в системе полупроводник-диэлектрик. — В кн.: Элементарные физико-химические процессы на поверхности монокристаллических полупроводников/Под ред. А. В. Ржанова. — Новосибирск: Наука, 1975, с. 137—149.
138. Razouk R., Deal B. Dependence of interface state density on silicon thermal oxidation process variables. — J. Electrochem. Soc., 1979, v. 126, № 9, p. 1574—1581.
139. Вергопрахов В. Н., Кукумов Б. М., Сальман Е. Г. Строение и свойства структур Si — SiO<sub>2</sub> — М. — Новосибирск: Наука, 1981. — 95 с.
140. Hofstein S. R. An investigation of instability and charge motion in metal-silicon oxide-silicon structures. — IEEE Trans., 1966, v. ED-13, № 2, p. 222—228.
141. Sugano T., Hoh K., Kudo K. Ordered structure and ion migration in silicon dioxide. — Jap. J. Appl. Phys., 1968, v. 7, № 7, p. 715—730.
142. Seraphim D. P., Brennemann A. E., Heurle, Friedman H. L. Electrochemical phenomena in thin films of silicon dioxide on silicon. — IBM J., 1964, v. RD-8, № 4, p. 400—405.
143. Федорович Ю. В., Думиш Л. К. Влияние граничных условий на генерацию заряда в системе полупроводник-диэлектрик. — ФТТ, 1969, т. 11, вып. 11, с. 3370—3373.
144. Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. — Наука, 1971. — 480 с.
145. Нахмансон Р. С. Эквивалентная схема поверхности полупроводника. — В кн.: Электронные процессы на поверхности и в монокристаллических слоях полупроводников/Под ред. А. В. Ржанова. — Новосибирск: Наука, 1967, с. 86—97.
146. Lohovec K., Slobodskoy A. Impedance of semiconductor-metal capacitors. — Sol. St. Electron., 1964, v. 7, № 1, p. 59—79.

147. Kokkas A. G. Minimum value of the low-frequency space-charge capacitance of MOS-structures.— Sol. St. Electron., 1982, v. 25, №3, p. 249—251.
148. Zaininger K. H., Heiman F.P. The  $c(v)$  technique as an analytical tool.— Sol. St. Technol., 1970, v. 13, № 5, p. 49—56; № 6, p. 46—55.
149. Nicollian E. H., Coetzberger A. MOS study of interface — state time constant dispersion.— Appl. Phys. Letters, 1967, v. 10, № 2, p. 60—62.
150. Brews J. An improved high-frequency MOS capacitance formula.— J. Appl. Phys., 1974, v. 45, № 3, p. 1276—1279.
151. Sah C., Tole A., Pierret R. Error analysis of surface state density determination using the MOS capacitance method.— Sol. St. Electron., 1969, v. 12, № 9, p. 689—709.
152. Van Overstaeten R., Declerck G., Broux G. Graphical technique to determine the density of surface states at the Si — SiO<sub>2</sub> interface of MOS devices using the quasistatic  $c(v)$  method.— J. Electrochem. Soc., 1973, v. 120, № 12, p. 1785—1787.
153. Muls P., Declerck G., Overstaeten R. Influence of interface charge inhomogeneities on the measurement of surface state densities in Si—SiO<sub>2</sub> interfaces by means of the MOS a. c. conductance technique.— Sol. St. Electron, 1977, v. 20, № 11, p. 911—918.
154. Гузев А. А., Ржанов А. В. Подвижность дырок в кремниевых МДП-структурах в области слабой инверсии.— Микроэлектроника, 1979, т. 8, вып. 1, с. 56—62.
155. Гергель В. А., Сурик Р. А. Теория поверхностных состояний и проводимости в структурах металл-диэлектрик-полупроводник.— ЖЭТФ, 1983, т. 84, вып. 2, с. 719—736.
156. Ziegler K., Klausmann Properties of the interface charge inhomogeneities in the thermally grown Si — SiO<sub>2</sub> structure.— Appl. Phys. Letters, 1976, v. 28, № 11, p. 678—681.
157. Nachmanson R. S., Dobrovolski V. N. Investigation of MIS structures inhomogeneities using scanning mercury probe.— Phys. Status Sol., 1973, v. 19A, № 1, p. 225—241.
158. Садовничий А. А. Измерение распределения КРП при помощи вибрирующего микроэлектрода.— ПТЭ, 1968, № 5, с. 156—158.
159. Lile D., Davis N. Investigation of inhomogeneities in semiconductors by means of light probe.— Sol. St. Electron, 1975, v.18, № 7, 8, p. 699—704.
160. Зуев В. А., Саченко А. В., Толпыго К. Б. Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах.— Москва: Сов. радио, 1977.
161. Zerbst M. Relaxationseffekte an Halbleiter-Isolator-Grenzflächen.— Z. Angew. Phys., 1966, v. 22, № 1, p. 30—33.
162. Свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник/Под ред. Ржанова А. В.— Москва: Наука, 1976,—279 с.
163. Schroder D., Gulberg J. Interpretation of surface and bulk effects using the pulsed MIS capacitor.— Sol. St. Electron. 1971, v. 14, № 12, p. 1285—1297.
164. Гергель В. А., Старикова Т. И., Тишин Ю. И. Релаксационные процессы в МДП-структурах при больших напряжениях.— Микроэлектроника, 1979, т. 8, вып. 4, с. 351—356.
165. Думиш Л. К., Добек В. А., Кацадзе Т. Н., Федорович Ю. В., Четыркина Н. А. Измерение времени восстановления инверсионного слоя — информативный метод контроля планарной технологии. — Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы, 1979, вып. 7 (133), с. 79—85.
166. Fitzgerald D. I., Grove A. S. Surface recombination in semiconductors.— Surface Science, 1968, v. 9, № 2, p. 347—369.
167. Хирш П., Хови А., Николсон Р. и др. Электронная микроскопия тонких кристаллов.— М.: Мир, 1968.— 574 с.
168. Электронная микроскопия в минералогии/Под ред. Венка Г.Р.— М.: Мир, 1979.— 541с.
169. Spenner J. G. M. Experimental high-resolution electron microscopy.— Oxford: Clarendon Press., 1981, p. 121—191.
170. Бойцов Ю. П., Прохоров В. И., Сорокин Л. М. Получение тонких кристаллов кремния при помощи фотолитографии для электронно-микроскопических исследований.— ПТЭ, 1969, № 5, с. 171—173.
171. Пиленкевич А. Н. Практика электронной микроскопии.— Киев: Машгиз, 1961.— 176 с.
172. Сорокин Л. М., Прохоров В. И. Новые методические возможности электронной микроскопии в изучении дефектов, возникающих при планарно-эпитаксиальной технологии.— В кн.: Тез. докл. Применение электронной микроскопии в современной технике.— 1978, Звенигород.— М., 1978, с. 15—16.
173. Кузнецов Г. Ф., Семилетов С. А. Дифракционные методы неразрушающего контроля реальной структуры эпитаксиальных и поликристаллических пленок в микроэлектронике.— М.: ЦНИИ «Электроника», 1975, с. 3—85— (Обзоры по электронной технике, вып. 1).
174. Смирнов И. Н. Деформация кристаллической решетки кремния, вызываемая бомбардировкой ионами бора и кислорода.— ДАН СССР, 1975, т. 255, № 3, с. 621—623.
175. Пинскер З. Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах.— М.: Наука, 1974.
176. Stejskalova V. The methods of x-ray diffraction topography Spisy Prirodoved.— Faculty Univers., Brne, 1970, v. 20, № 8, p. 359—379.
177. Прямые методы исследования дефектов в кристаллах/Под ред. А.М. Елистратова.— М.: Мир, 1965.—35 с.
178. Бублик В. Т., Дубровина А. Н. Методы исследования структуры полупроводников и металлов.— М.: Металлургия, 1978.— 272 с.
179. Batterman В., Cole H. Dynamical diffraction of X-rays by perfect crystals.— Rev. Modern. Phys, 1964, v. 36, № 6, p. 681—717.
180. Penning P., Polder D. Theory of X-ray diffraction by deformed crystals.— Philips. Res. Rep., 1961, v. 16, № 4, p. 419—440.
181. Мак-Хью И. А. Вторично-ионная масс-спектрокопия.— В кн: Методы анализа поверхности. М.: Мир, 1979, с. 276—336.
182. Черепин В. Т. Ионный зонд.— Киев: Наукова Думка, 1981.
183. Морабито И., Льюис Р. Применение электронной оже-спектрокопии и вторично-ионной масс-спектрокопии в микроэлектронной технологии.— В кн.: Методы анализа поверхности. М.: Мир, 1979, с. 342—398.
184. Романова Г. Ф., Марченко Р.И. Физико-химические процессы в системах ДП (Si — SiO<sub>2</sub>), обусловленные поведением водорода и водородосодержащих комплексов.— Полупроводниковая техника и микроэлектроника, 1980, № 32, с. 84—94.

185. Диденко П. И., Ефремов А. А., Романова Г. Ф. Связь выхода вторичных ионов со структурой и электронными свойствами матрицы типа  $\text{SiO}_x$ .— Поверхность, 1982, вып. 4, с. 102—107.
186. Риггс В., Паркер М. Анализ поверхности методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.— В кн.: Методы анализа поверхности. М.: Мир, 1979, с. 137—197.
187. Grunthaler F. J., Maserjian. Experimental observations of the chemistry of the  $\text{SiO}_2$ —Si interface.— IEEE Trans., 1977, v. NS-24, № 6, p. 2108—2113.
188. Ishizaka A., Iwata S. Si— $\text{SiO}_2$  interface characterisation from angular dependence of x-ray photoelectron spectra.— Appl. Phys. Letters, 1980, № 1, p. 71—73.
189. Иоши А., Дэвис П., Палмберг П. Электронная оже-спектроскопия.— В кн. Методы анализа поверхности. М.: Мир, 1979, с. 200—271.

## Оглавление

Предисловие . . . . .	3
<b>Глава 1.</b>	
Измерение удельного сопротивления полупроводниковых материалов и структур . . . . .	5
1.1. Четырехзондовый метод . . . . .	5
1.2. Двухзондовый метод . . . . .	35
1.3. Трехзондовый метод, основанный на измерении напряжения пробоя точечного контакта металл—полупроводник . . . . .	37
1.4. Измерение удельного сопротивления методом Ван дер Пау . . . . .	42
1.5. Измерение неоднородностей удельного сопротивления методом сопротивления растекания точечного контакта . . . . .	49
1.6. Измерение удельного сопротивления тонких эпитаксиальных слоев . . . . .	57
<b>Глава 2.</b>	
Измерение концентрации и подвижности носителей заряда . . . . .	62
2.1. Эффект Холла . . . . .	62
2.2. Измерение подвижности по геометрическому магнитосопротивлению . . . . .	76
2.3. Измерение концентрации носителей по спектрам поглощения и отражения . . . . .	77
2.4. Измерение профиля распределения концентрации свободных носителей по толщине монокристаллов и полупроводниковых слоев вольт-фарадным методом . . . . .	82
2.5. Измерение поверхностной концентрации примесей в диффузионных слоях . . . . .	97
<b>Глава 3.</b>	
Измерение толщины эпитаксиальных слоев и геометрических параметров полупроводниковых пластин и структур . . . . .	98
3.1. Инфракрасная интерференция . . . . .	98
3.2. Интерференция в видимой области спектра . . . . .	108
3.3. Инфракрасная фурье-спектрометрия . . . . .	111
3.4. Инфракрасная эллипсометрия . . . . .	117
3.5. Метод окрашивания шлифа . . . . .	123
3.6. Измерение отклонения от плоскостности и контроль рельефа поверхности полупроводниковых пластин и структур . . . . .	128
<b>Глава 4.</b>	
Измерение времени жизни, диффузионной длины и скорости поверхностной рекомбинации неосновных носителей заряда . . . . .	145
4.1. Исходные уравнения и физические основы методов контроля параметров неосновных носителей заряда . . . . .	
4.2. Стационарные методы измерения диффузионной длины, времени жизни и скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда . . . . .	149

4.3. Измерение времени жизни нестационарными методами . . . . .	160
---	-----

Глава 5.

Измерение параметров структур металл—диэлектрик—полупроводник и диэлектрик—полупроводник . . . . .	167
--	-----

5.1. Методы измерения поверхностного заряда МДП-структур . . . . .	167
5.2. Неоднородность распределения поверхностного заряда в МДП-структурах . . . . .	192
5.3. Определение генерационно-рекомбинационных характеристик МДП-структур . . . . .	198

Глава 6.

Контроль структурного совершенства полупроводниковых материалов . . . . .	210
---	-----

6.1. Применение электронной микроскопии для изучения структурного совершенства полупроводников . . . . .	210
6.2. Применение рентгеновских топографических методов для изучения дефектов в полупроводниках . . . . .	218
6.3. Растровая электронная микроскопия . . . . .	224

Глава 7.

Контроль состава, содержания примесей и загрязнений в полупроводниковых материалах и структурах . . . . .	231
---	-----

7.1. Вторичная ионная масс-спектрометрия . . . . .	231
7.2. Электронная спектроскопия для химического анализа . . . . .	238
7.3. Электронная оже-спектроскопия . . . . .	244
7.4. Электронно-зондовый рентгеновский микроанализ . . . . .	247

Список литературы . . . . .	251
-----------------------------	-----

-49159-