

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Факультет компьютерного проектирования

Кафедра электронной техники и технологии

ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ИЗДЕЛИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

*Рекомендовано УМО по образованию в области информатики
и радиоэлектроники в качестве пособия для специальностей
1-36 04 01 «Программно-управляемые электронно-оптические системы»,
1-39 02 02 «Проектирование и производство программно-управляемых
электронных средств»*

Минск БГУИР 2017

УДК 621.382-027.31(076)

ББК 32.844.1я73

П79

Авторы:

А. П. Достанко, Д. А. Голосов, С. М. Завадский, Я. А. Соловьев,
Н. С. Ковальчук, С. Н. Мельников, А. М. Стасишина, М. В. Ермоленко

Рецензенты:

кафедра интеллектуальных систем
Белорусского национального технического университета
(протокол №9 от 28.03.2016);

доцент кафедры оптики учреждения образования
«Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины»,
кандидат технических наук, доцент Н. Н. Федосенко

П79

Проектирование и производство изделий электронной
техники : пособие / А. П. Достанко [и др.]. – Минск : БГУИР, 2017. –
80 с. : ил.

ISBN 978-985-543-322-5.

Включены материалы к девяти практическим работам, связанные с
расчетом технологических режимов таких базовых операций, как диффузия,
ионная имплантация и окисление, а также с методикой анализа и расчета
характеристик тонкопленочных контактов типа металл – полупроводник.

УДК 621.382-027.31(076)

ББК 32.844.1я73

ISBN 978-985-543-322-5

© УО «Белорусский государственный
университет информатики
и радиоэлектроники», 2017

СОДЕРЖАНИЕ

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №1 Определение профилей распределения примесей при термической диффузии	4
ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №2 Определение технологических режимов процесса диффузии	13
ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №3 Методы расчета ионно-легированных структур.....	22
ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №4 Методы расчета ионно-легированных структур (продолжение)	28
ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №5 Определение технологических режимов ионного легирования	35
ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №6 Термическое окисление.....	44
ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №7 Анализ и расчет характеристик тонкопленочных контактов металл – полупроводник	54
ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №8 Окисление	64
ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №9 Определение профилей распределения тонкопленочных слоев при ионном распылении	70
Список использованных источников.....	79

Определение профилей распределения примесей при термической диффузии

В настоящее время при формировании легированных областей в объеме твердого тела широко используется метод термической диффузии примесей и метод ионной имплантации (внедрения) примесей.

Исторически метод термической диффузии примесей на ранних этапах развития микроэлектроники являлся единственным для модифицирования приповерхностных свойств (типа проводимости, электропроводности, рекомбинационных свойств и др.) твердого тела. В дальнейшем появился более прогрессивный прецизионный метод легирования – ионная имплантация.

Однако термическая диффузия при производстве изделий электронно-оптической техники (ЭОТ) используется как метод разгонки примесей после ионной имплантации.

При рассмотрении диффузионных процессов следует выделить два класса задач: 1) построение профилей распределения примесей; 2) определение геометрических размеров легированных областей (глубин залегания) при заданных технологических режимах процесса диффузии.

Рассмотрим первый из них.

В полупроводниковой технологии интерес представляют два случая распределения примесных атомов:

1 Диффузия из источника с ограниченным содержанием примеси (*ограниченный источник*). Примесь в начальный момент находится в бесконечно тонком поверхностном слое. Тогда профиль распределения концентрации имеет вид нормального распределения:

$$C(x, t) = \frac{N}{\sqrt{\pi \cdot D \cdot t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D \cdot t}\right), \quad (1.1)$$

где x – глубина, соответствующая данной концентрации;

t – время диффузии;

N – плотность атомов примеси под единицей площади поверхности, неизменная в любой момент диффузии;

D – коэффициент диффузии примеси.

Глубина залегания p - n -перехода определяется формулой

$$x_j = 2\sqrt{Dt} \cdot \sqrt{\ln\left(\frac{C_0}{C_b}\right)}, \quad (1.2)$$

где C_0 – поверхностная концентрация примеси;

C_B – концентрация примеси в исходной пластине.

В нашем случае, когда $x = 0$, из (1.1) следует, что

$$C_0 = \frac{N}{\sqrt{\pi \cdot D \cdot t}}. \quad (1.3)$$

Для практических случаев можно пользоваться приближенной формулой:

$$x_j \approx 6 \cdot \sqrt{D \cdot t}. \quad (1.4)$$

2 Диффузия из источника с постоянной поверхностной концентрацией примеси (*бесконечный источник*):

$$C(x, t) = C_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}, \quad (1.5)$$

где $C_0 = \text{const}$ и определяется предельной растворимостью примеси при температуре диффузии;

$\operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}$ – дополнительная функция ошибок.

Функция erfc табулирована, но можно использовать ее аппроксимацию:

$$\operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} = \exp \left[- \left(\frac{x}{\sqrt{2Dt}} + 0,3 \right)^2 \right]. \quad (1.6)$$

Для этого случая глубина залегания p - n -перехода будет равна

$$x_j = 2\sqrt{Dt} \cdot \left(\sqrt{\ln \frac{C_0}{C_B}} - 0,3 \right). \quad (1.7)$$

При последовательной диффузии нескольких примесей в выражении для $C(x, t)$ нужно использовать сумму:

$$Dt = D_1 t_1 + D_2 t_2 + D_3 t_3 + \dots \quad (1.8)$$

1.1 Расчет распределения примеси в случае двухстадийной диффузии

Стадия загонки протекает в течение короткого времени t_1 при постоянной поверхностной концентрации C_{01} . Введенное при загонке количество примесных атомов (N) служит источником диффузанта при разгонке. Изменение поверхностной концентрации C_{02} за время t_2 описывается выражением

$$C_{02} = \frac{N}{\sqrt{\pi \cdot D \cdot t_2}}. \quad (1.9)$$

Для построения профиля распределения примеси при двухстадийной диффузии необходимо знать температуры и время загонки и разгонки. Температура загонки T определяет коэффициент диффузии D_1 и поверхностную концентрацию C_{01} , определяемую предельной растворимостью примеси.

Поверхностная плотность атомов примеси, введенной при загонке, определяется выражением

$$N = \int_0^{\infty} C(x) dx = \int C_{01} \cdot \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_1 t_1}} dx = 2C_{01} \sqrt{\frac{D_1 t_1}{\pi}}. \quad (1.10)$$

Распределение примеси после разгонки определяется выражением

$$C(x, t) = \frac{2C_0}{\pi} \sqrt{\frac{D_1 t_1}{D_2 t_2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_2 t_2}\right) = \frac{N}{\sqrt{\pi D_2 \cdot t_2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_2 t_2}\right). \quad (1.11)$$

Пример 1.1 Построить профиль распределения примеси и определить глубину залегания p - n -перехода в случае двухстадийной диффузии Р в Si p -типа с удельным сопротивлением $\rho_{уд} = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, проводимой в следующих режимах:

- $T_1 = 1050 \text{ }^\circ\text{C}$; $t_1 = 10 \text{ мин}$;
- $T_2 = 1150 \text{ }^\circ\text{C}$; $t_2 = 2 \text{ ч}$.

Решение:

1 Так как на стадии загонки поверхностная концентрация C_{01} постоянна и определяется предельной растворимостью примеси при данной температуре, ее можно определить из графика зависимости $C = f(T)$ (рисунок 1.1) [1].

2 Находим, что для $1050 \text{ }^\circ\text{C}$ предельная растворимость Р в Si составляет $1,2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, т. е. $C_{01} = 1,2 \cdot 10^{21}$.

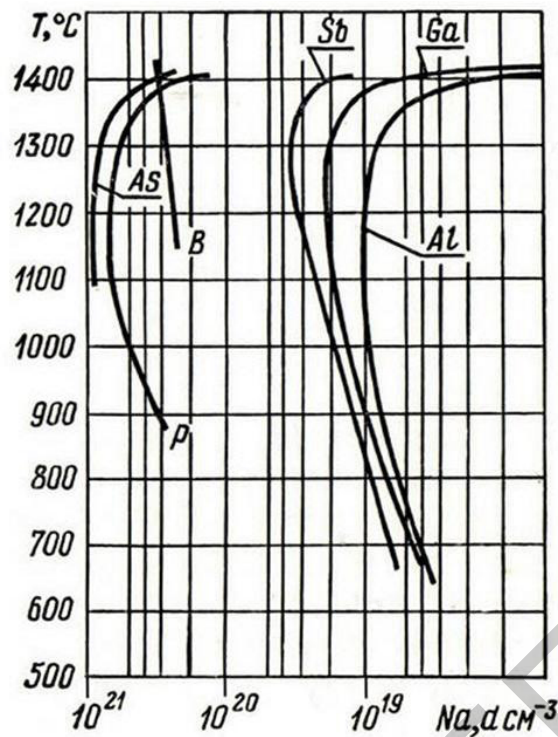


Рисунок 1.1 – Зависимость предельной растворимости примесных элементов в Si от температуры $C = f(T)$

3 Необходимо определить D при $T = 1050$ °C. Из графика $D = f(T)$ (рисунок 1.2) находим, что $D_1 = 2,5 \cdot 10^{-14}$ cm^2/c .

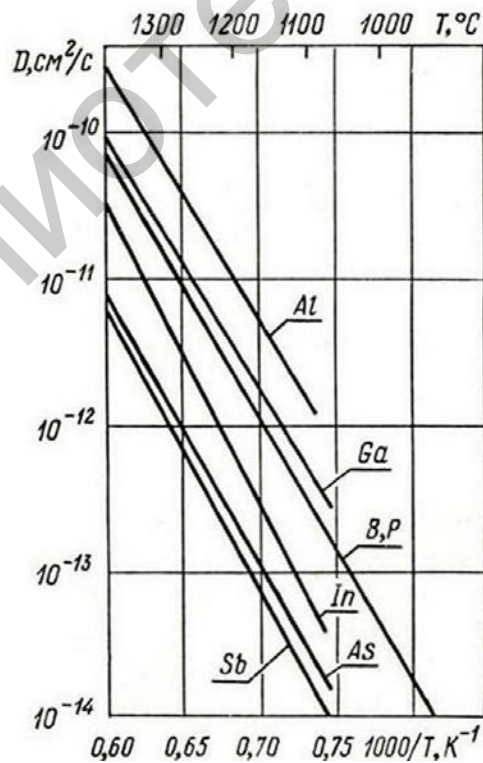


Рисунок 1.2 – Зависимость коэффициента диффузии примесей в Si от температуры $D = f(T)$

4 Определим количество атомов Р или поверхностную плотность атомов примеси, введенную при загонке, из выражения

$$N = 2C_{01} \sqrt{\frac{D_1 t_1}{\pi}} = 2 \cdot 1,2 \cdot 10^{21} \cdot \sqrt{\frac{2,5 \cdot 10^{-14} \cdot 10 \cdot 60}{3,14}} = 5,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}.$$

5 Стадия разгонки. Находим D_2 из той же зависимости $D = f(T)$. Для температуры разгонки 1150 °С получаем $D_2 = 4 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}$.

6 Можем определить распределение примеси после разгонки из выражения

$$\begin{aligned} C(x,t) &= \frac{N}{\sqrt{\pi \cdot D_2 t_2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_2 t_2}\right) = \frac{5,2 \cdot 10^{15}}{\sqrt{3,14 \cdot 4 \cdot 10^{-13} \cdot 60 \cdot 60}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4 \cdot 4 \cdot 10^{-13} \cdot 60 \cdot 60}\right) = \\ &= 5,5 \cdot 10^{19} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{1,15 \cdot 10^8}\right). \end{aligned}$$

Для сравнения можем построить кривую распределения Р после загонки, используя выражение

$$C(x,t) = C_{01} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_1 t_1}} = 1,2 \cdot 10^{21} \cdot \operatorname{erfc} \frac{x}{7,75 \cdot 10^{-6}}.$$

Если построить эти профили, то получим зависимости, изображенные на рисунке 1.3, и следующие данные:

$$\begin{aligned} C(x,t) &= 5,5 \cdot 10^{19} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{1,15 \cdot 10^8}\right), \\ x_1 &= 1 \text{ мкм} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}, C_{x1} = 2,31 \cdot 10^{19}, \\ x_2 &= 2 \text{ мкм} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}, C_{x1} = 1,69 \cdot 10^{19}, \\ x_3 &= 3 \text{ мкм} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}, C_{x1} = 2,19 \cdot 10^{19}. \end{aligned}$$

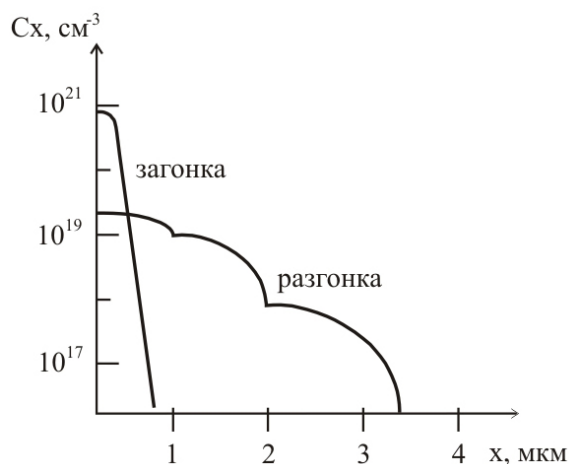


Рисунок 1.3 – Профили распределения фосфора в Si после двухстадийной диффузии

6 Определим глубину залегания p - n -перехода после проведения разгонки по следующим формулам:

$$x_j = 2\sqrt{D_2 t_2} \cdot \sqrt{\ln \frac{C_{02}}{C_B}},$$

$$C_{02} = \frac{N}{\sqrt{\pi D_2 t_2}} = 5,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3},$$

где C_{02} – концентрация примеси в исходной пластине. Ее можно найти из графика $\rho_{уд} = f(C)$ (рисунок 1.4). Для $\rho_{уд} = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ получаем $C = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

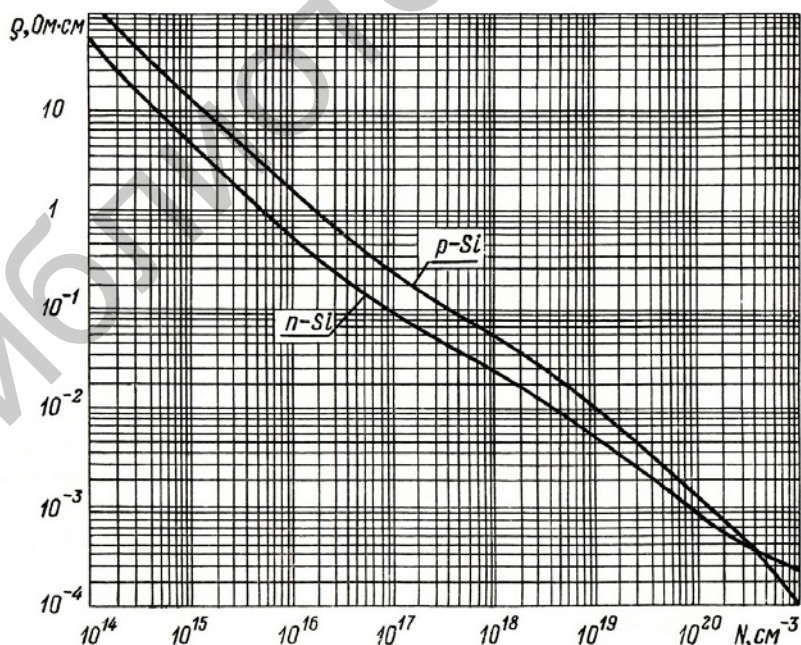


Рисунок 1.4 – Зависимость удельного сопротивления Si от концентрации примеси $\rho_{уд} = f(C)$

Подставляем найденные значения в выражение для x_j :

$$x_j = 2 \cdot \sqrt{4 \cdot 10^{-13} \cdot 2 \cdot 60 \cdot 60} \cdot \sqrt{\ln(5,5 \cdot 10^{19} / 1,2 \cdot 10^{15})} = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 3,5 \text{ мкм}.$$

По упрощенной формуле имеем

$$x_j = 6 \cdot \sqrt{D_2 t_2} = 6 \cdot \sqrt{4 \cdot 10^{-13} \cdot 2 \cdot 60 \cdot 60} = 6 \cdot \sqrt{2,88 \cdot 10^{-9}} = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 3,2 \text{ мкм}.$$

1.2 Расчет распределения примеси при диффузии из слоя конечной толщины

В примере 1.1 расчета двухстадийной диффузии выполнялось условие

$$D_1 t_1 < D_2 t_2 \quad (1,5 \cdot 10^{-11} < 2,88 \cdot 10^{-9}),$$

т. е. форма профиля на стадии загонки не влияла на профиль после разгонки, т. к. их глубины залегания несопоставимы. Если условие $D_1 t_1 < D_2 t_2$ не выполняется, то глубины диффузии при загонке и разгонке сопоставимы и нельзя считать, что диффузия при разгонке идет из бесконечно тонкого слоя с ограниченным содержанием примеси. В этом случае получается комбинированное распределение, определяемое решением уравнения Фика для диффузии из слоя конечной толщины:

$$C(x, t_1, t_2) = \frac{2C_{01}}{\pi} \int_{\frac{x}{\sqrt{z}}}^{\infty} \exp(-y^2) \operatorname{erf}(\alpha y) dy, \quad (1.12)$$

где y – переменная интегрирования;

α и z – табличные параметры:

$$z = \frac{x^2}{4(D_1 t_1 + D_2 t_2)} \cdot \alpha = \sqrt{\frac{D_1 t_1}{D_2 t_2}}. \quad (1.13)$$

Поверхностная концентрация после разгонки $C_{02} = C(x=0, t_1, t_2)$ составляет

$$C_{02} = \frac{2}{\pi} C_{01} \arctg \alpha. \quad (1.14)$$

Интеграл в выражении (1.12) вычислен и табулирован для различных α и z .

Пример 1.2 Переход эмиттер – база формируется диффузией фосфора в подложку p -типа в течение $t = 1$ ч при $T = 1000$ °С; концентрация атомов Р на

поверхности Si поддерживается на пределе растворимости в твердом состоянии. Предполагая, что концентрация примеси в базе равна концентрации примеси p -типа в исходном материале (или 10^{17} см^{-3}), найти глубину перехода эмиттер – база.

Решение:

I вариант

Так как диффузия в примере из неограниченного источника, то используем формулу (1.5):

$$C(x,t) = C_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}.$$

Зная температуру диффузии $T = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$, находим C_0 и D из графиков $C = f(D)$ и $D = f(T)$ (см. рисунки 1.1, 1.2):

$$C_0 = 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^3,$$

$$D = 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2.$$

Тогда

$$10^{17} = 2 \cdot 10^{21} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}},$$

$$5 \cdot 10^{-5} = \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}.$$

Из графика функции erfc (рисунок 1.5) находим для значения $5 \cdot 10^{-5}$:

$$\operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} = 2,85,$$

$$x = 2 \cdot 2,85 \cdot \sqrt{5 \cdot 10^{-14} \cdot 60 \cdot 60} = 7,64 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 0,764 \text{ мкм}.$$

II вариант

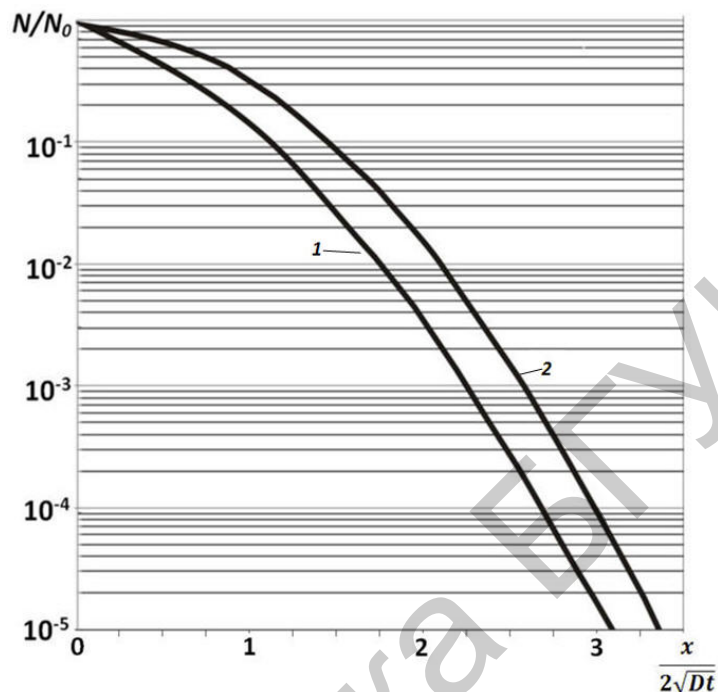
Используем формулу (1.4):

$$x_j = 6 \cdot \sqrt{Dt} = 6 \cdot \sqrt{5 \cdot 10^{-14} \cdot 60 \cdot 60} = 8,05 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 0,8 \text{ мкм}.$$

По уточненной формуле (1.7):

$$x_j = 2\sqrt{Dt} \cdot \left(\sqrt{\ln \frac{C_0}{C_B}} - 0,3 \right) = 2 \cdot \sqrt{5 \cdot 10^{-14} \cdot 60 \cdot 60} \cdot \left(\sqrt{\ln \frac{2 \cdot 10^{21}}{10^{17}}} - 0,3 \right) =$$

$$= 7,64 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 0,764 \text{ мкм.}$$



1 – дополнительная функция ошибок $\frac{N}{N_0} = \text{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}$;

2 – функция Гаусса $\frac{N}{N_0} = \exp \left[- \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right)^2 \right]$

Рисунок 1.5 – Графики для функции erfc и нормального закона распределения

Для выполнения практического занятия необходимо получить задание у преподавателя.

Определение технологических режимов процесса диффузии

Второй класс задач связан с расчетом технологических режимов первой и второй стадии диффузии или второй стадии диффузии «разгонка» после ионной имплантации. Последняя наиболее актуальна при изготовлении современных изделий ЭОТ последних поколений.

На первом практическом занятии рассматривались так называемые прямые задачи, т. е. определение параметров диффузионного слоя при заданных режимах диффузии $C = f(T)$ и глубине залегания p - n -перехода (x_j). Рассмотрим так называемые обратные задачи, т. е. определение режимов диффузии при заданных параметрах диффузионного слоя. Эти задачи имеют большое практическое значение, но эта связь с практикой придает им специфику – они неоднозначны в отношении выбора длительности и температуры процесса. Выбор этих параметров определяют конкретные особенности технологического процесса и возможности технологического оборудования.

Строгое решение обратных задач сводится к определению произведения Dt на первом этапе. Затем задается температура T и по найденному значению D определяют длительность процесса t . Иногда при выборе режимов следует учитывать не только температурную зависимость коэффициента диффузии, но и предельную растворимость примеси.

2.1 Определение режимов диффузии на основании заданных параметров распределения примеси

2.1.1 Одностадийная диффузия

Для расчета стадии разгонки, или одностадийной диффузии, обратная задача достаточно проста.

Если диффузия ведется из источника с ограниченным содержанием примеси (конечный источник), тогда из формулы для x_j

$$x_j = 2\sqrt{Dt} \cdot \sqrt{\ln\left(\frac{C_0}{C_B}\right)}$$

получим

$$Dt = \frac{x_j^2}{4 \cdot \ln C_0 / C_B}.$$

Теперь нужно выбрать либо температуру, либо время процесса. Если у нас лимитирует производительность, задаем некоторое минимальное время t и на основании вычисления D определяем температуру процесса:

$$D = \frac{x_j^2}{4t \cdot \ln C_0 / C_B}$$

Пример 2.1 Определить температуру разгонки As, предварительно внедренного с помощью ионной имплантации в кремний p -типа с удельным сопротивлением $1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, если распределение должно обладать глубиной залегания p - n -перехода $x_j = 0,5 \text{ мкм}$, поверхностной концентрацией $C_0 = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а длительность процесса составляет 1 ч . Вычислить количество атомов мышьяка N , которое должно быть внедрено в Si.

Решение:

1 С помощью зависимости $\rho_{\text{уд}} = f(C)$ (см. рисунок 1.4) найдем C_B (т. е. концентрацию примеси в исходной подложке) для Si с $\rho_{\text{уд}} = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$:

$$C_B = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$$

2 Определим D по формуле

$$D = \frac{x_j^2}{4t \cdot \ln C_0 / C_B} = \frac{0,25 \cdot 10^{-8}}{4 \cdot 1 \cdot 60 \cdot 60 \cdot \ln \left(\frac{1,5 \cdot 10^{20}}{2 \cdot 10^{16}} \right)} = 1,94 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2/\text{с}$$

3 Из графика $D = f(T)$ (см. рисунок 1.2) определяем, что такому значению D соответствует температура $1070 \text{ }^\circ\text{C}$.

4 Рассчитаем количество атомов As, которое необходимо внедрить перед диффузией с помощью ионной имплантации:

$$C_0 = \frac{N}{\sqrt{\pi \cdot D \cdot t}}$$

$$N = C_0 \cdot \sqrt{\pi \cdot D \cdot t} = 1,5 \cdot 10^{20} \cdot \sqrt{3,14 \cdot 1,94 \cdot 10^{-14} \cdot 60 \cdot 60} = 2,22 \cdot 10^{15}$$

Пример 2.2 Определить режим диффузии As, проводимой в одну стадию при постоянной поверхностной концентрации $C_0 = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, (т. е. из бесконечного источника), если подложка Si p -типа имеет $\rho_{\text{уд}} = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, глубина $x_j = 0,5 \text{ мкм}$, время диффузии – 1 ч .

Решение:

1 С помощью зависимости $\rho_{\text{уд}} = f(C)$ найдем $C_{\text{в}}$:

$$C_{\text{в}} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

2 Для диффузии из бесконечного источника распределение примеси описывается *erfc*-функцией, т. е.

$$C(x,t) = C_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}.$$

Для этого случая x_j определяется из выражения

$$x_j = 2\sqrt{Dt} \cdot \left(\sqrt{\ln \frac{C_0}{C_{\text{в}}}} - 0,3 \right).$$

Возведем обе части в квадрат и определим D из выражения

$$D = \frac{x_j^2}{4t \cdot \left(\sqrt{\ln \frac{C_0}{C_{\text{в}}}} - 0,3 \right)^2} = \frac{0,25 \cdot 10^{-8}}{4 \cdot 60 \cdot 60 \cdot \left(\sqrt{\ln \left(\frac{1,5 \cdot 10^{20}}{2 \cdot 10^{16}} \right)} - 0,3 \right)^2} = 2,4 \cdot 10^{-14}.$$

3 По найденному D из зависимости $D = f(T)$ (см. рисунок 1.2) определим температуру 1080 °С. Учтем предельную растворимость $A_{\text{с}}$.

По зависимости $C = f(T)$ (см. рисунок 1.1) определим, что для $T = 1080$ °С предельная растворимость равна $1,7 \cdot 10^{21} \text{ см}^3$. У нас по условию задачи поверхностная концентрация $C_0 = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, т. е. необходимо для диффузии использовать обедненный источник диффузанта.

2.1.2 Двухстадийная диффузия

Задача решается в два этапа:

1 Определяем режим разгонки.

2 На основании полученных данных определяем режим загонки. Режим разгонки найдем, используя формулу (1.10), т. е.

$$N = 2C_{01} \sqrt{\frac{D_1 t_1}{\pi}},$$

возведем обе части выражения в квадрат и выразим $D_1 t_1$:

$$D_1 t_1 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{N}{C_{01}} \right)^2$$

Для стадии разгонки имеем по формуле (1.9)

$$C_{02} = \frac{N}{\sqrt{\pi \cdot D \cdot t}} \rightarrow N = C_{02} \sqrt{\pi \cdot D_2 \cdot t_2} \rightarrow N^2 = C_{02}^2 \cdot \pi \cdot D_2 \cdot t_2$$

Подставим N в предыдущее выражение:

$$D_1 t_1 = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{C_{02} \cdot \pi \cdot D_2 \cdot t_2}{C_{01}^2} = D_2 t_2 \cdot \left(\frac{\pi \cdot C_{02}}{2 \cdot C_{01}} \right)^2$$

Из этого выражения видно, что для двухстадийной диффузии необходимо регулировать поверхностную концентрацию при загонке C_{01} либо задавать температуру загонки T_1 , определяющую два параметра D_1 и C_{01} , а время загонки t_1 рассчитать по известным данным:

$$t_1 = \frac{D_2}{D_1} \cdot \left(\frac{\pi \cdot C_{02}}{2 \cdot C_{01}} \right)^2 \cdot t_2$$

Пример 2.3 Определить температуры и длительность процессов загонки и разгонки в случае двухстадийной диффузии B^+ в Si n -типа с $\rho_{уд} = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, если искомое распределение примеси должно иметь следующие параметры: $C_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $x_j = 2,5 \text{ мкм}$.

Решение:

1 Зная $\rho_{уд}$ по графику $\rho_{уд} = f(C)$ (см. рисунок 1.4), находим C_B (концентрацию примеси в исходной подложке):

$$C_B = 4,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$$

2 Рассчитаем произведение $D_2 t_2$:

$$D_2 t_2 = \frac{x_j^2}{4 \cdot \ln(C_{02} / C_B)} = \frac{6,25 \cdot 10^{-8}}{4 \cdot \ln\left(\frac{5 \cdot 10^{18}}{4,5 \cdot 10^{14}}\right)} = 1,67 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$$

3 Теперь нужно задать либо температуру, либо время разгонки. Зададим температуру, например $T_2 = 1150$ °С. Для этой температуры можем найти D_2 из графика $D = f(T)$ (см. рисунок 1.2), т. е. $D_2 = 7,2 \cdot 10^{-13}$ см²/с.

Можем определить время разгонки t_2 :

$$t_2 = \frac{1,67 \cdot 10^{-9}}{7,2 \cdot 10^{-13}} = 2,31 \cdot 10^3 \text{ с} \approx 40 \text{ мин.}$$

4 Зададим теперь температуру загонки, например $T_1 = 1030$ °С. Для этой температуры можем найти D_1 из графика $D = f(T)$ (см. рисунок 1.2), т. е. $D_1 = 7 \cdot 10^{-14}$ см²/с, и C_{01} из графика $C = f(T)$ (см. рисунок 1.1), т. е. $C_{01} = 3 \cdot 10^{20}$ см⁻³.

5 Определим длительность загонки:

$$t_1 = \frac{D_2}{D_1} \cdot \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{C_{02}}{C_{01}} \right)^2 \cdot t_2 = \frac{7,2 \cdot 10^{-14}}{7 \cdot 10^{-14}} \cdot \left(\frac{3,14}{2} \cdot \frac{5 \cdot 10^{18}}{3 \cdot 10^{20}} \right)^2 \cdot 2,31 \cdot 10^3 = 16,2 \text{ с.}$$

Практически такое время загонки нереально, т. к. оно очень мало, поэтому нужно использовать либо обедненный источник бора, либо вводить примесь методом ионного легирования.

6 Если использовать ионное легирование, то рассчитаем количество атомов В⁺, которые необходимо ввести при загонке:

$$N = 2C_{02} \cdot \sqrt{\pi \cdot D_2 \cdot t_2} = 5 \cdot 10^{18} \cdot \sqrt{3,14 \cdot 1,67 \cdot 10^{-9}} = 3,62 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}.$$

Если использовать обедненный источник примеси, то зададим реальное время загонки t и определим произведение:

$$D_1 C_{01}^2 = D_2 \cdot C_{02} \cdot \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \cdot \frac{t_2}{t_1}.$$

Пусть $t_1 = 10$ мин, тогда

$$D_1 C_{01}^2 = 7,2 \cdot 10^{-13} \cdot (5 \cdot 10^{18})^2 \cdot \left(\frac{3,14}{2} \right)^2 \cdot \frac{2,31 \cdot 10^3}{10 \cdot 60} = 1,7 \cdot 10^{26} \text{ см}^4 \cdot \text{с}^{-1}.$$

7 Зададим $T_1 = 1030$ °С, тогда $D_1 = 7 \cdot 10^{-14}$ см²/с. Тогда из предыдущего выражения

$$C_{01} = \sqrt{\frac{1,7 \cdot 10^{26}}{D_1}} = \sqrt{\frac{1,7 \cdot 10^{26}}{7 \cdot 10^{-14}}} = 4,92 \cdot 10^{19} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

2.1.3 Определение режимов последовательной диффузии

Пусть требуется получить типовую биполярную транзисторную структуру (рисунок 2.1).

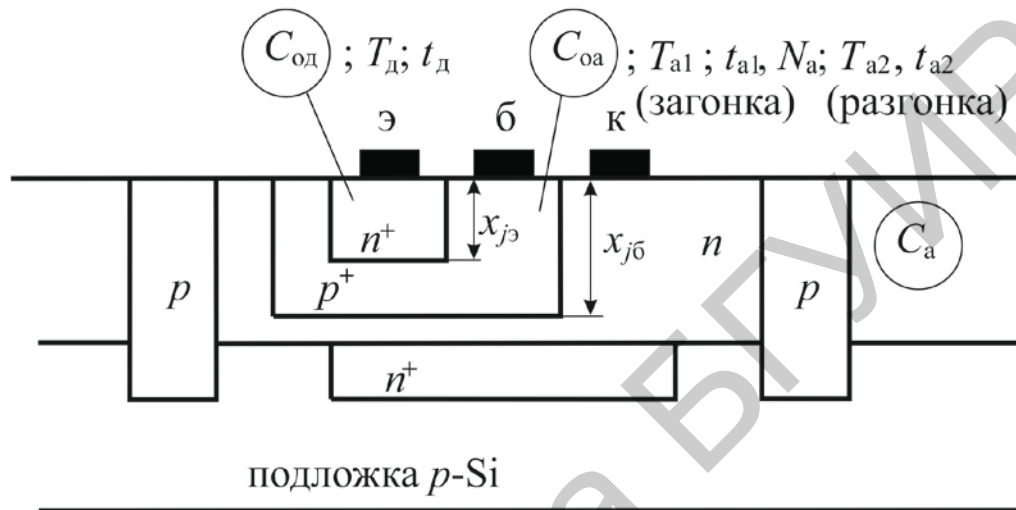


Рисунок 2.1 – Типовая биполярная транзисторная структура

Параметры, обведенные кружком, – это заданные параметры.

Параметры эмиттерной диффузии: $C_{од}$; $T_{д}$; $t_{д}$.

Параметры базовой диффузии: $C_{оа}$; $T_{а1}$; $t_{а1}$; $N_{а}$; $T_{а2}$; $t_{а2}$.

Здесь $C_{а}$ – концентрация примеси в эпитаксиальном слое (известна), т. е. коллектора; $C_{од}$, $C_{оа}$ – концентрация донорной и акцепторной примесей в эмиттерной и базовой областях соответственно.

Необходимо определить:

1 Режим загонки акцепторной примеси – $T_{а1}$; $t_{а1}$; $N_{а}$.

2 Режим разгонки акцепторной примеси – $T_{а2}$; $t_{а2}$.

3 Режим разгонки донорной примеси – $T_{д}$; $t_{д}$.

Расчет режима базовой диффузии аналогичен расчету двухстадийной диффузии в однородно легированный полупроводник.

Для упрощения принимают, что при эмиттерной диффузии не происходит заметного смещения распределения концентрации акцепторной примеси, т. е.

$$(D \cdot t) = D_{а2} \cdot t_{а2} + D_{а3} \cdot t_{д} = D_{а2} \cdot t_{а2},$$

где $D_{а3}$ – коэффициент диффузии акцепторной примеси при температуре эмиттерной диффузии.

Для расчета режима эмиттерной диффузии используют уравнение для глубины залегания эмиттерного p - n -перехода:

$$x_j = \left[\left(\frac{1}{2 \cdot \sqrt{D_d t_d}} + \frac{0,3}{x_{jэ}} \right)^2 - \frac{1}{4 \cdot D_a t_a} \right]^{-1/2} \cdot \sqrt{\ln \frac{C_{од}}{C_{оа}}}$$

Решив его относительно $D_d t_d$, определяем либо температуру, либо длительность процесса диффузии, т. е.

$$D_d t_d = \frac{x_{jэ}^2}{4 \cdot \left[\sqrt{\ln \frac{C_{од}}{C_{оа}} + \frac{x_{jэ}^2}{4 \cdot D_a t_a}} - 0,3 \right]^2}$$

Пример 2.4 Определить режим загонки ($T_{a1}; t_{a1}; N$) и разгонки ($T_{a2}; t_{a2}$) при базовой диффузии V^+ и режим загонки ($T_d; t_d$) при эмиттерной диффузии P в Si , если заданы следующие параметры:

- $C_B = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$;
- $x_{jk} = 3,5 \text{ мкм}$;
- $x_{jэ} = 1,2 \text{ мкм}$;
- $C_{оа} = 3,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$;
- $C_{од} = 1,2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$;

Решение:

Определим режимы базовой диффузии.

1 Найдем произведение $D_{a2} t_{a2}$:

$$D_{a2} t_{a2} = \frac{x_{jk}^2}{4 \cdot \ln \left(\frac{C_{оа}}{C_B} \right)} = \frac{(3,5 \cdot 10^{-4})^2}{4 \cdot \ln \left(\frac{3,3 \cdot 10^{18}}{5 \cdot 10^{16}} \right)} = 7,3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2.$$

2 Зададим температуру разгонки, например $T_{a2} = 1150 \text{ }^\circ\text{C}$. Для этой температуры можем найти D_{a2} из графика $D = f(T)$, т. е. $D_{a2} = 8,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}$.

Можем определить время разгонки t_{a2} :

$$t_{a2} = \frac{7,3 \cdot 10^{-9}}{8,5 \cdot 10^{-13}} = 8588 \text{ с} = 143 \text{ мин} = 2 \text{ ч } 23 \text{ мин}.$$

3 Найдем количество атомов V^+ , необходимое для базовой диффузии:

$$N = 2C_0 \cdot \sqrt{\pi \cdot D_{a2} \cdot t_{a2}} = 3,3 \cdot 10^{18} \cdot \sqrt{3,14 \cdot 7,3 \cdot 10^{-9}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^2.$$

4 Режим загонки бора выберем на основе произведения:

$$D_{a1} t_{a1} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{N_a}{C_{oa1}} \right) = D_{a2} t_{a2} \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{C_{oa}}{C_{oa1}} \right)^2.$$

Зададим теперь температуру загонки бора $T_{a1} = 1030 \text{ }^\circ\text{C}$ и из графика $D = f(T)$ определим коэффициент диффузии при этой температуре:

$$D_{a1} = 7 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2 / \text{с},$$

а из графика $C = f(T)$ определим концентрацию $C_{oa1} = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

5 Подставим эти значения в предыдущую формулу и определим время загонки бора t_{a1} :

$$t_{a1} = \frac{D_{a2}}{D_{a1}} \cdot \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{C_{oa}}{C_{oa1}} \right)^2 = \frac{8,5 \cdot 10^{-13}}{7 \cdot 10^{-14}} \left(\frac{3,14}{2} \cdot \frac{3,3 \cdot 10^{18}}{3 \cdot 10^{20}} \right)^2 \cdot 8588 \approx 31 \text{ с}.$$

На практике такое время загонки реализовать трудно, т. к. необходимо время для установления стационарного потока диффузанта.

Поэтому, как и в примере 2.3, зададим время загонки, равное $t_{a1} = 10 \text{ мин}$.

Вычислим произведение:

$$\begin{aligned} D_{a1} \cdot C_{oa1}^2 &= D_{a2} \cdot C_{oa}^2 \cdot \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \cdot \frac{t_{a2}}{t_{a1}} = 8,5 \cdot 10^{-13} \cdot (3,3 \cdot 10^{18})^2 \cdot \left(\frac{3,14}{2} \right)^2 \cdot \frac{8588}{10 \cdot 60} = \\ &= 3,26 \cdot 10^{26} (\text{см}^4 \cdot \text{с})^{-1}. \end{aligned}$$

Зададим поверхностную концентрацию бора $C_{oa1} = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, подставим в предыдущее выражение и рассчитаем коэффициент диффузии D_{a1} :

$$D_{a1} = \frac{3,26 \cdot 10^{26}}{C_{oa1}^2} = \frac{3,26 \cdot 10^{26}}{(5 \cdot 10^{19})^2} = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2 / \text{с}.$$

Для этого коэффициента диффузии температура $T_{a1} = 1065 \text{ }^\circ\text{C}$ (см. рисунок 1.2).

6 Определим режим эмиттерной диффузии. Для этого рассчитаем произведение $D_d t_d$:

$$D_d t_d = \frac{x_{j\beta}^2}{4 \cdot \left[\sqrt{\ln \frac{C_{од}}{C_{оа}} + \frac{x_{j\beta}^2}{4 \cdot D_{a2} t_{a2}}} - 0,3 \right]^2} = \frac{(1,2 \cdot 10^{-4})^2}{4 \cdot \left[\sqrt{\ln \frac{1,2 \cdot 10^{21}}{3,3 \cdot 10^{18}} + \frac{(1,2 \cdot 10^{-4})^2}{4 \cdot 7,3 \cdot 10^{-9}}} - 0,3 \right]^2} =$$

$$= 7,25 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2.$$

7 Зададим время загонки, пусть $t_d = 1$ ч. Подставим это значение и рассчитаем D_d :

$$D_d = \frac{7,25 \cdot 10^{-10}}{t_d} = \frac{7,25 \cdot 10^{-10}}{1 \cdot 60 \cdot 60} = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2 / \text{с}.$$

По графику $D = f(T)$ (см. рисунок 1.2) определим температуру эмиттерной диффузии для фосфора: $T_d = 1070$ °С.

Для выполнения практического занятия необходимо получить задание у преподавателя.

Методы расчета ионно-легированных структур

Ионное легирование (ИЛ) – это процесс бомбардировки твердых тел пучками ускоренных ионов с целью изменения их свойств и структуры. С помощью ионного легирования решаются те же технические задачи, что и при термической диффузии, однако данный метод имеет свои особенности.

Типичные параметры ИЛ:

$E_{\text{уск}} = 10\text{--}300$ кэВ (1 МэВ);

Диаметр ионного пучка ~ 1 см²;

Ток ионного пучка равен 10 мкА – 1,0 мА;

Глубина внедрения – до 0,5 мкм.

Структурная схема установки для ИЛ при $E > 100$ кэВ приведена на рисунке 3.1.

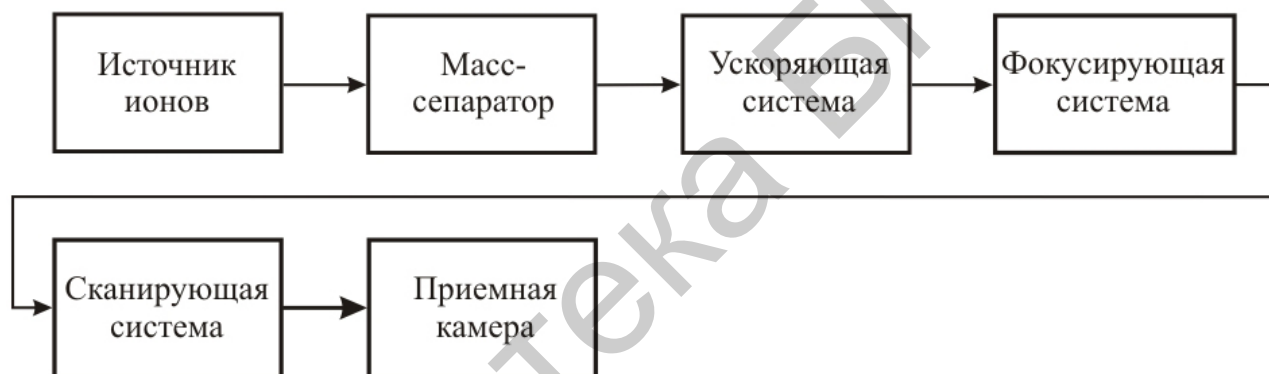


Рисунок 3.1 – Структурная схема для ИЛ с $E > 100$ кэВ

Структурная схема установки для ИЛ при $E < 100$ кэВ приведена на рисунке 3.2.

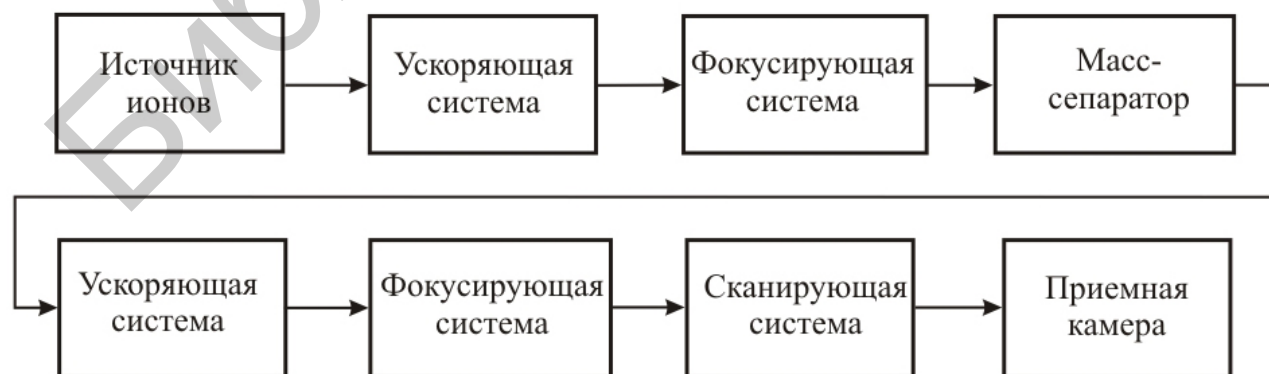


Рисунок 3.2 – Структурная схема для ИЛ с $E < 100$ кэВ

Преимущества ИЛ:

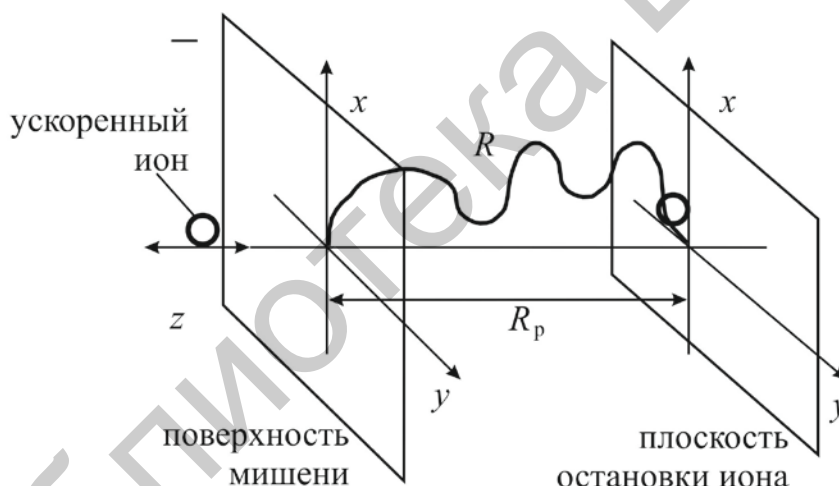
- 1 Высокая управляемость процесса (точное задание дозы и E).
- 2 Выбор примеси не ограничивается предельной растворимостью материалов в твердом состоянии.
- 3 Уменьшение геометрических размеров приборов за счет малого бокового отклонения ионов под защитную маску.
- 4 Возможность получения сложных ступенчатых профилей.
- 5 Низкая температура процесса.
- 6 Чистота процесса (возможность легирования через защитную маску).

Недостатки ИЛ:

- 1 Возможность получать только неглубокие профили ($\sim 0,5$ мкм).
- 2 Повреждение кристаллической решетки требует последующего отжига при $T \sim 450-900$ °С.
- 3 Сложность и громоздкость оборудования.

3.1 Пробеги ионов

Пробеги ионов представлены на рисунке 3.3.



R – полная длина пробега;

R_p – проекция полной длины пробега (средний нормальный пробег)

Рисунок 3.3 – Пробеги ионов

Для расчета среднего полного пробега R (см) иона с энергией E (эВ) используют формулы, в которых E и R выражены в безразмерных единицах ϵ и ρ соответственно:

$$R = \frac{\rho}{L}, \quad (3.1)$$

где L – нормирующий множитель пробега (см^{-1}).

$$\rho = \frac{2}{k} \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \frac{\varepsilon \cdot k}{3 \cdot \beta}\right) - \frac{2 \cdot \frac{c}{k}}{k \cdot \sqrt{\frac{c}{k} + d}} \cdot \arctg \sqrt{\frac{\varepsilon}{\frac{c}{k} + d}}, \quad (3.2)$$

где c и d – параметры, учитывающие торможение за счет ядерного взаимодействия ($c = 0,45$; $d = 0,3$);

k и β – коэффициенты, учитывающие торможение за счет электронного взаимодействия, которые определяются по следующим формулам:

$$k = 2,47 \cdot 10^{11} \cdot z_1^{\frac{2}{3}} \cdot \sqrt{\frac{z_2}{M_2}} \cdot \left[a \cdot \left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right) \right]^{\frac{3}{2}}, \quad (3.3)$$

$$\beta = 6,16 \cdot 10^3 \cdot z_2 \cdot M_1 \cdot F_1, \quad (3.4)$$

где z_1 и z_2 – заряды ядра иона и мишени;

M_1 и M_2 – массы ядра иона и атома мишени.

$$\varepsilon = F \cdot E, \quad (3.5)$$

где F – нормирующий множитель энергии (эВ), который определяется по формуле

$$F = \frac{6,9 \cdot 10^6 \cdot a \cdot M_2}{z_1 \cdot z_2 \cdot (M_1 + M_2)}. \quad (3.6)$$

Нормирующий множитель пробега равен

$$L = \pi \cdot a^2 \cdot \gamma \cdot N_2, \quad (3.7)$$

где a – радиус экранирования заряда ядра электронами (см), который равен

$$a = \frac{4,7 \cdot 10^{-9}}{\left(z_1^{\frac{2}{3}} + z_2^{\frac{2}{3}} \right)^{\frac{1}{2}}}; \quad (3.8)$$

γ – коэффициент передачи максимальной энергии ионом атому мишени при лобовом столкновении, который определяется из выражения

$$\gamma = \frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (3.9)$$

где M_2 – собственная концентрация атомов мишени.

Пример 3.1 Рассчитать средний полный пробег ионов V^+ с энергией $E = 100$ кэВ, в Si $z_1 = 5$, $z_2 = 14$, $M_1 = 11$, $M_2 = 28,09$, $N_2 = 4,98 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$, $c = 0,45$, $d = 0,3$.

Решение:

1 Определим радиус экранирования a :

$$a = \frac{4,7 \cdot 10^{-9}}{\left(z_1^{\frac{2}{3}} + z_2^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{4,7 \cdot 10^{-9}}{\left(5^{\frac{2}{3}} + 14^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}} = 1,59 \cdot 10^{-9} \text{ см.}$$

2 Коэффициент передачи максимальной энергии γ :

$$\gamma = \frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4 \cdot 11 \cdot 28,09}{(11 + 28,09)^2} = 0,81.$$

3 Коэффициент электронного торможения k :

$$\begin{aligned} k &= 2,47 \cdot 10^{11} \cdot z_1^{\frac{2}{3}} \cdot \sqrt{\frac{z_2}{M_2}} \cdot \left[a \cdot \left(1 + \frac{M_2}{M_1} \right) \right]^{\frac{3}{2}} = \\ &= 2,47 \cdot 10^{11} \cdot 5^{\frac{2}{3}} \cdot \sqrt{\frac{14}{28,09}} \cdot \left[1,59 \cdot 10^{-9} \cdot \left(1 + \frac{28,09}{11} \right) \right]^{\frac{3}{2}} = 0,22. \end{aligned}$$

4 Нормирующие множители для пробега L и энергии F :

$$F = \frac{6,9 \cdot 10^6 \cdot a \cdot M_2}{z_1 \cdot z_2 \cdot (M_1 + M_2)} = \frac{6,9 \cdot 10^6 \cdot 1,59 \cdot 10^{-9} \cdot 28,09}{5 \cdot 14 \cdot (11 + 28,09)} = 1,126 \cdot 10^{-4},$$

$$L = \pi \cdot a^2 \cdot \gamma \cdot N_2 = 3,14 \cdot (1,59 \cdot 10^{-9})^2 \cdot 0,81 \cdot 4,98 \cdot 10^{22} = 3,19 \cdot 10^5.$$

5 Теперь можно рассчитать β :

$$\beta = 6,16 \cdot 10^3 \cdot z_2 \cdot F \cdot M_1 = 6,16 \cdot 10^3 \cdot 14 \cdot 11 \cdot 1,126 \cdot 10^{-4} = 106,7.$$

6 Рассчитаем энергию в безразмерных единицах, т. е. ε (необходимо для расчета безразмерного пробега ρ):

$$\varepsilon = F \cdot E = 1,126 \cdot 10^{-4} \cdot 10^5 = 11,26.$$

7 Рассчитаем пробег в безразмерных единицах, т. е. ρ :

$$\rho = \frac{2}{k} \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \frac{\varepsilon \cdot k}{3 \cdot \beta} \right) - \frac{2 \cdot \frac{c}{k}}{k \cdot \sqrt{\frac{c}{k} + d}} \cdot \arctg \sqrt{\frac{\varepsilon}{\frac{c}{k} + d}}.$$

Вычислим отдельные множители:

$$\frac{c}{k} = \frac{0,45}{0,22} = 2,05,$$

$$\frac{c}{k} + d = 2,05 + 0,3 = 2,35,$$

$$\sqrt{\frac{c}{k} + d} = \sqrt{2,35} = 1,53,$$

$$\frac{2 \cdot \frac{c}{k}}{k \cdot \sqrt{\frac{c}{k} + d}} = \frac{2 \cdot 2,05}{0,22 \cdot 1,53} = 12,2.$$

Подставим в предыдущую формулу полученные значения:

$$\rho = \frac{2}{0,22} \cdot \sqrt{11,25} \cdot \left(1 + \frac{11,25 \cdot 0,22}{3 \cdot \frac{106}{7}} \right) - 12,2 \cdot \arctg \sqrt{\frac{11,25}{2,35}} = 16,2.$$

8 Выразим пробег в размерных единицах:

$$R = \frac{\rho}{L} = \frac{16,2}{3,19 \cdot 10^5} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 0,5 \text{ мкм}.$$

Среднее квадратическое отклонение нормального пробега

Среднее квадратическое отклонение нормального пробега (или проекция) (ΔR_p) определяется по формуле

$$R_p = f \cdot R, \quad (3.10)$$

где f – корректирующая поправка, связанная с упругим рассеянием;

R – полная длина пробега;

R_p – проекция полной длины пробега.

Корректирующая поправка, связанная с упругим рассеянием, определяется по формуле

$$f = \left(1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{M_2}{M_1} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon}} \right)^{-1}, \quad (3.11)$$

$$\varepsilon_n = \frac{c}{k} \cdot \ln \left(1 + \frac{\varepsilon}{\frac{c}{k} + d} \right), \quad (3.12)$$

где ε_n – полная энергия, затраченная на упругое рассеяние;

ε – энергия в безразмерных единицах.

Так как R_p – это средняя проекция пробега, то часть ионов не достигает R_p , а часть проникает глубже R_p .

Итак, ΔR_p – это среднее квадратическое отклонение проекции пробега, или разброс, которое определяется по формуле

$$\Delta R_p = R_p \sqrt{\frac{\rho}{9 \cdot \varepsilon} \cdot (\gamma + \mu) \cdot S_n(\varepsilon)}, \quad (3.13)$$

где μ – это коэффициент, равный $\frac{M_2}{M_1}$;

ρ – пробег в безразмерных единицах;

γ – коэффициент передачи максимальной энергии при лобовом столкновении;

ε – энергия в безразмерных единицах;

$S_n(\varepsilon)$ – ядерная тормозная способность, которая равна:

- для $\varepsilon < 10$: $S_n(\varepsilon) = c \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot (d + \varepsilon)$;

- для $\varepsilon > 10$: $S_n(\varepsilon) = (2 \cdot \varepsilon)^{-1} \cdot \ln(1,29 \cdot \varepsilon)$.

Для выполнения практического занятия необходимо получить задание у преподавателя.

Методы расчета ионно-легированных структур (продолжение)

Пример 4.1 Рассчитать R_p и ΔR_p ионов $^{11}\text{B}^+$ с энергией 100 кэВ в Si.

Решение:

1 Используя данные примера 3.1, найдем потери на ядерное торможение ε_n по формуле (3.12):

$$\varepsilon_n = \frac{c}{k} \cdot \ln \left(1 + \frac{\varepsilon}{\frac{c}{k} + d} \right) = 2,05 \cdot \ln \left(1 + \frac{11,25}{2,35} \right) = 3,63.$$

2 Рассчитаем поправку на упругое рассеяние f по формуле (3.11):

$$f = \left(1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{M_2}{M_1} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon}} \right)^{-1} = \left(1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{28,09}{11} \cdot \sqrt{\frac{3,63}{11,25}} \right)^{-1} = 0,647.$$

3 Для $\varepsilon < 10$ определим тормозную способность $S_n(\varepsilon)$:

$$S_n(\varepsilon) = (2\varepsilon)^{-1} \cdot \ln(1,29\varepsilon) = (2 \cdot 11,25)^{-1} \cdot \ln(1,29 \cdot 11,25) = 0,119.$$

4 Соотношение масс сталкивающихся частиц μ :

$$\mu = \frac{M_2}{M_1} = \frac{28,09}{11} = 2,55.$$

5 Найдем средний нормальный пробег, или проекцию пробега, R_p :

$$R_p = f \cdot R = 0,64 \cdot 0,5 = 0,337 \text{ мкм.}$$

6 Среднее квадратическое отклонение пробега ΔR_p будет равно

$$\Delta R_p = R_p \sqrt{\frac{\rho}{9 \cdot \varepsilon} \cdot (\gamma + \mu) \cdot S_n(\varepsilon)} = 0,337 \cdot \sqrt{\frac{16,2}{9 \cdot 11,25\varepsilon} (0,81 + 2,55) \cdot 0,119} = 0,089 \text{ мкм.}$$

Значения R_p и ΔR_p табулированы для различных ионов и энергий, т. е. R_p и $\Delta R_p = f(E)$ (таблица 4.1).

Таблица 4.1 – Значения средних нормальных пробегов и стандартных отклонений пробегов (нм) для ряда ионов с энергиями 20–200 кэВ в Si, рассчитанные на ЭВМ

$E, \text{кэВ}$	R	$^{11}\text{B}^+$	$^{27}\text{Al}^+$	$^{31}\text{P}^+$	$^{75}\text{As}^+$	$^{121}\text{Sb}^+$
20	R_p	78	29	26	16	14
	ΔR_p	32	11	9,4	3,7	2,4
40	R_p	161	56	49	27	23
	ΔR_p	54	19	16,4	6,2	3,8
60	R_p	244	85	73	38	31
	ΔR_p	71	27	23	8,4	5,1
80	R_p	324	114	98	48	38
	ΔR_p	84	35	30	10,5	6,3
100	R_p	398	144	123	58	46
	ΔR_p	94	42	35	12,5	7,4
120	R_p	469	175	149	68	53
	ΔR_p	102	48	41	14,5	8,4
140	R_p	537	205	175	79	60
	ΔR_p	110	54	47	16	9,5
160	R_p	603	236	201	89	67
	ΔR_p	116	60	52	18	10,5
180	R_p	665	266	228	99	74
	ΔR_p	121	60	57	20	11,5
200	R_p	725	297	254	110	81
	ΔR_p	126	70	61	22	12,5

Профиль распределения примеси при ионном легировании, т. е. $C(x)$ описывается в первом приближении кривой Гаусса:

$$C(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta R_p} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - R_p}{\Delta R_p} \right)^2 \right], \quad (4.1)$$

где N – доза, ион/см²;

R_p – средняя проекция длины пробега, мкм;

ΔR_p – среднее квадратическое отклонение длины пробега, мкм;

x – расстояние от поверхности образца, мкм.

Максимальная концентрация достигается на глубине $x = R_p$ (положение пика концентрации). Для этого случая

$$C_{\max} = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta R_p}. \quad (4.2)$$

Кроме того, важнейшими параметрами ИЛ являются: E – энергия ионов и N – доза внедренных ионов. Доза – это количество частиц, бомбардирующих единицу поверхности за данное время. На практике N (ион/см²) определяется параметрами процесса ИЛ:

$$N = \frac{t \cdot j}{q \cdot A}, \quad (4.3)$$

где t – время облучения;

j – ионный ток;

A – площадь сечения ионного пучка;

q – заряд иона (для однозарядного $e = 1,6 \cdot 10^{-9}$ Кл).

Увеличение дозы легирования – один из путей уменьшения эффекта каналирования за счет увеличения количества дефектов решетки.

Пример 4.2 Требуется внедрить атомы В⁺ в канал МОП-транзистора. Максимальную концентрацию $8 \cdot 10^{16}$ см⁻³ желательно иметь на глубине около 160 нм.

Найти ускоряющее напряжение $E_{\text{уск}}$, дозу N и разброс ΔR_p .

Решение:

Известно, что $R_p = 160$ нм = 0,16 мкм, исходя из этого определим $E_{\text{уск}}$ для В⁺ по таблице 4.1:

$$E_{\text{уск}} = 40 \text{ кэВ} \text{ и } \Delta R_p = 54 \text{ нм} = 5,4 \cdot 10^{-6} \text{ см.}$$

Дозу N определим из выражения для максимальной концентрации по формуле (4.2):

$$C_{\max} = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta R_p},$$

$$N = C_{\max} \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \Delta R_p = 8 \cdot 10^{16} \cdot \sqrt{2 \cdot 3,14} \cdot 5,4 \cdot 10^{-6} = 1,08 \cdot 10^{12} \text{ ат/см}^2.$$

Пример 4.3 Необходимо внедрить ионы As^+ в кремниевую подложку. Максимальная концентрация $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ должна быть получена на глубине около 100 нм. Найти $E_{\text{уск}}$, дозу N и разброс ΔR_p .

Решение:

По таблице 4.1 находим $E_{\text{уск}}$ при значении $R_p = 100 \text{ нм}$ для ионов As^+ :

$$E_{\text{уск}} = 180 \text{ кэВ} \text{ и } \Delta R_p = 20 \text{ нм} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см.}$$

$$N = C_{\text{max}} \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \Delta R_p = 1 \cdot 10^{16} \cdot \sqrt{2 \cdot 3,14} \cdot 2 \cdot 10^{-6} = 5,01 \cdot 10^{11} \text{ ат/см}^2.$$

Пример 4.4 Построить график распределения концентрации ионов P^+ для легирования Si при дозе 10^{15} см^{-2} и ускоряющих напряжениях 40 и 80 кэВ.

Решение:

Из таблицы 4.1 находим:

- при 40 кэВ $R_p = 49 \text{ нм}$, $\Delta R_p = 16,4 \text{ нм}$;
- при 80 кэВ $R_p = 98 \text{ нм}$, $\Delta R_p = 30 \text{ нм}$.

При расчете C_{max} и $C(x)$ подсчитывают в нанометрах, поэтому их необходимо перевести в сантиметры и использовать формулу (4.1):

$$C(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta R_p} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - R_p}{\Delta R_p} \right)^2 \right].$$

Для построения кривых рассчитываем значения концентрации примеси как минимум в трех точках для каждого ускоряющего напряжения, например: 1-я точка $x = R_p$; 2-я точка $x = 2R_p$; 3-я точка $x = 0$ (таблица 4.2).

Таблица 4.2 – Рассчитанные значения концентрации примеси

	$x = R_p$	$x = 2R_p$	$x = 0$
$C_{40}, \text{см}^{-3}$	$2,43 \cdot 10^{20}$	$2,8 \cdot 10^{18}$	$2,8 \cdot 10^{18}$
$C_{80}, \text{см}^{-3}$	$1,33 \cdot 10^{20}$	$6,4 \cdot 10^{17}$	$6,4 \cdot 10^{17}$

Расчет профилей распределения примесей в структурах с двойной имплантацией

Для создания транзистора типа $n-p-n$ в эпитаксиальный слой с электропроводностью n -типа производят последовательную имплантацию ионов акцепторной примеси с энергией E_a и дозой N_a для формирования базовой области и ионной донорной примеси с энергией E_d и дозой N_d для

формирования эмиттера, причем $R_{pa} > R_{pd}$, а $C_{max_a} < C_{max_d}$ (рисунок 4.1).

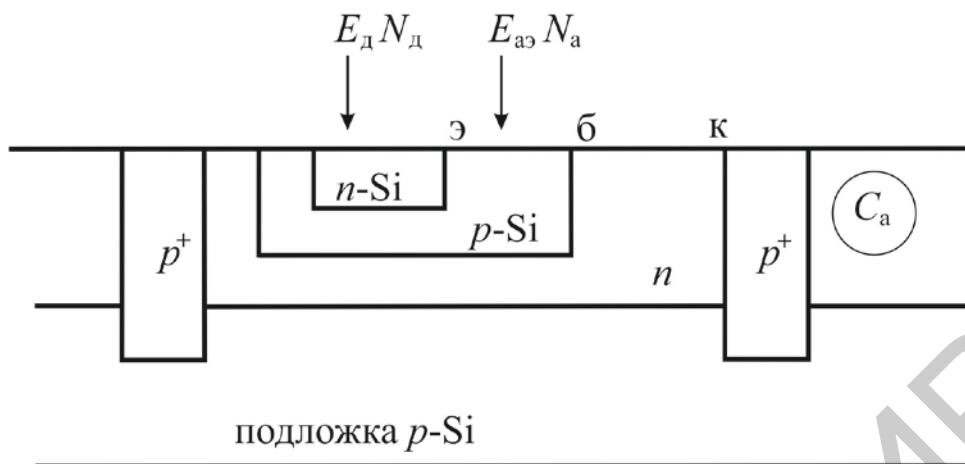


Рисунок 4.1 – Транзистор n-p-n-типа

Суммарное распределение примеси определяется по формуле

$$C(x) = C_{max_a} \cdot \exp\left[-\left(\frac{x - R_{pa}}{\sqrt{2\Delta R_{pa}}}\right)^2\right] - C_{max_d} \cdot \exp\left[-\left(\frac{x - R_{pd}}{\sqrt{2\Delta R_{pd}}}\right)^2\right] - C_b. \quad (4.4)$$

Глубина залегания коллекторного перехода находится из выражения

$$x_{jk} = R_{pa} + \Delta R_{pa} \sqrt{2 \cdot \ln \frac{C_{max_a}}{C_b}}, \quad (4.5)$$

где

$$C_{max_a} = \frac{0,4N_a}{\Delta R_{pa}}. \quad (4.6)$$

Глубина залегания эмиттерного перехода и C_{max_d} определяется по формуле

$$x_{je} = R_{pd} + \Delta R_{pd} \sqrt{2 \cdot \ln \frac{C_{max_d}}{C_b}}, \quad (4.7)$$

где

$$C_{max_d} = \frac{0,4N_d}{\Delta R_{pd}}. \quad (4.8)$$

Толщина базы равна

$$\omega = x_{jk} - x_{jэ} \quad (4.9)$$

Пример 4.5 Вычислить толщину базы и рассчитать профиль распределения концентрации примеси в транзисторной структуре, созданной внедрением $^{11}\text{B}^+$ и $^{31}\text{P}^+$ в Si с электропроводностью n -типа, если $C_{\text{в}} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $E_{\text{а}} = 100 \text{ кэВ}$; $E_{\text{д}} = 200 \text{ кэВ}$; $N_{\text{а}} = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; $N_{\text{д}} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Решение:

1 Зная энергии внедрения, можем из таблицы 4.1 определить $R_{\text{р}}$ и $\Delta R_{\text{р}}$ ионов $^{11}\text{B}^+$ и $^{31}\text{P}^+$:

- для $^{11}\text{B}^+$ при 100 кэВ $R_{\text{ра}} = 0,398 \text{ мкм}$, $\Delta R_{\text{ра}} = 0,094 \text{ мкм}$;

- для $^{31}\text{P}^+$ при 200 кэВ $R_{\text{рд}} = 0,254 \text{ мкм}$, $\Delta R_{\text{рд}} = 0,061 \text{ мкм}$.

2 Найдем максимальные концентрации $^{11}\text{B}^+$ и $^{31}\text{P}^+$:

$$C_{\text{max}_a} = \frac{0,4N_{\text{а}}}{\Delta R_{\text{ра}}} = \frac{0,4 \cdot 5 \cdot 10^{13}}{0,094 \cdot 10^{-4}} = 2,12 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

$$C_{\text{max}_d} = \frac{0,4N_{\text{д}}}{\Delta R_{\text{рд}}} = \frac{0,4 \cdot 1 \cdot 10^{15}}{0,061 \cdot 10^{-4}} = 6,55 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

3 Найдем глубины x_{jk} и $x_{jэ}$ и вычислим толщину базы:

$$x_{jk} = R_{\text{ра}} + \Delta R_{\text{ра}} \sqrt{2 \cdot \ln \frac{C_{\text{max}_a}}{C_{\text{в}}}} = 0,398 + 0,094 \sqrt{2 \cdot \ln \frac{2,12 \cdot 10^{18}}{1 \cdot 10^{16}}} = 0,705 \text{ мкм},$$

$$x_{jэ} = R_{\text{рд}} + \Delta R_{\text{рд}} \sqrt{2 \cdot \ln \frac{C_{\text{max}_d}}{C_{\text{в}}}} = 0,254 + 0,061 \sqrt{2 \cdot \ln \frac{6,55 \cdot 10^{19}}{1 \cdot 10^{16}}} = 0,51 \text{ мкм}.$$

$$\omega = x_{jk} - x_{jэ} = 0,705 - 0,51 = 0,195 \text{ мкм}.$$

Если построить суммарное распределение $C(x)$, получим график, изображенный на рисунке 4.2.

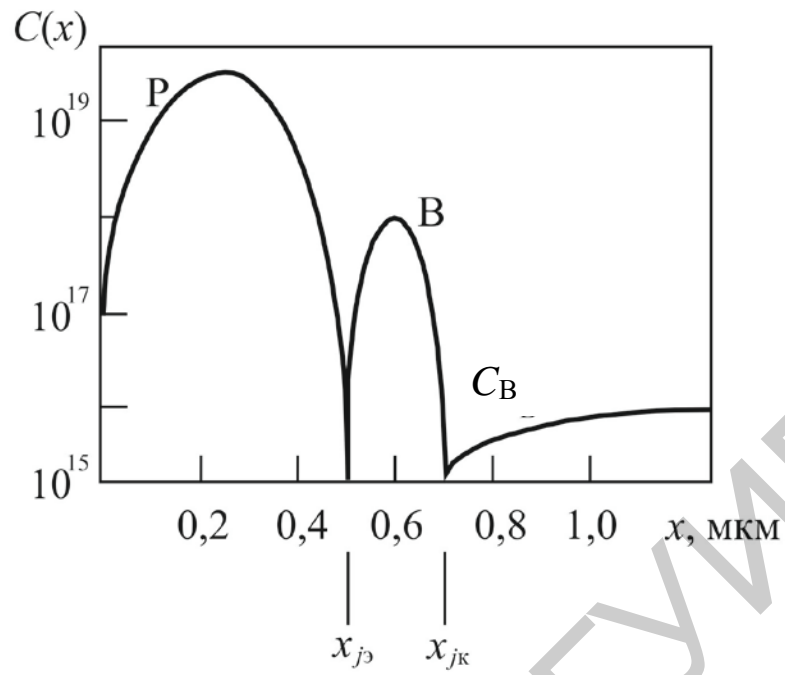


Рисунок 4.2 – Суммарное распределение $C(x)$

Для выполнения практического занятия необходимо получить задание у преподавателя.

Определение технологических режимов ионного легирования

Это так называемые обратные задачи, т. е. определение энергии E , необходимой для получения заданного среднего нормального пробега R_p или дозы облучения N , необходимой для получения заданной концентрации примеси.

5.1 Расчет энергии ионов для получения заданного пробега

Соотношение пробег – энергия описывается формулой

$$\rho = \frac{2}{k} \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \frac{\varepsilon \cdot k}{3 \cdot \beta} \right) - \frac{2 \cdot c/k}{k \cdot \sqrt{\frac{c}{k} + d}} \cdot \arctg \sqrt{\frac{\varepsilon}{\frac{c}{k} + d}}, \quad (5.1)$$

однако простым преобразованием нельзя выразить зависимость энергии от пробега, т. е. $\varepsilon = f(R)$. Эту формулу можно упростить, исходя из разложения в ряд функции $\arctg x$ и учитывая, что во многих случаях $\varepsilon \cdot k \leq 3\beta$, тогда

$$\rho = \frac{2}{k} \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \frac{1}{1 + k \frac{d}{c}} \cdot \left(1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{\varepsilon}{\frac{c}{k} + d} \right) \right). \quad (5.2)$$

Если соблюдается условие $\varepsilon \leq \frac{c}{k} + d$ (это справедливо для большинства практических случаев), то $\ln(1+x) \approx x$ и из формулы для корректирующей поправки f и энергии на упругое рассеяние иона ε_{\parallel} следует, что

$$f \approx \left(1 + \frac{\mu}{3} \cdot \sqrt{\frac{\frac{c}{k}}{\frac{c}{k} + d}} \right)^{-1}. \quad (5.3)$$

Средний нормальный пробег R_p связан с полным пробегом R соотношением $R_p = f \cdot R$ (в безразмерных величинах).

Подставив в него формулы (5.2) и (5.3) и решив полученное кубическое уравнение, найдем зависимость энергии иона от его среднего нормального пробега:

$$\varepsilon = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2, \quad (5.4)$$

где $\varepsilon_1 = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3}},$

$$\varepsilon_2 = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3}},$$

$$q = -\frac{2 \cdot k \cdot \left(\frac{c}{k} + d\right)^2}{\frac{c}{k}} \cdot \frac{R_p}{f},$$

$$p = -\frac{4 \cdot d \cdot \left(\frac{c}{k} + d\right)}{\frac{c}{k}},$$

где R_p – средний нормальный пробег (или проекция длины пробега) в безразмерных величинах;

p и q – численные параметры.

Пример 5.1 Определить энергию E , необходимую для получения среднего нормального пробега ионов Р в Si, равного 0,1 мкм ($R_p = 0,1$ мкм).

Для Р: $z_1 = 15, M_1 = 31.$

Для Si: $z_2 = 14, M_2 = 28,09, N_2 = 4,96 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}.$

Решение:

Для определения ε необходимо найти ε_1 и ε_2, p и q , соответственно ρ и f , а также нормирующие множители L и F .

1 Определяем соотношение масс μ :

$$\mu = \frac{M_2}{M_1} = \frac{28,09}{31} = 0,905.$$

2 Радиус экранирования a равен

$$a = \frac{4,7 \cdot 10^{-9}}{\left(\frac{2}{z_1^3} + \frac{2}{z_2^3} \right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{4,7 \cdot 10^{-9}}{(15^{\frac{2}{3}} + 14^{\frac{2}{3}})^{\frac{1}{2}}} = 1,36 \cdot 10^{-9} \text{ см.}$$

3 Коэффициент передачи максимальной энергии при лобовом столкновении γ равен

$$\gamma = \frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4 \cdot 31 \cdot 28,09}{(31 + 28,09)^2} \approx 1.$$

4 Нормирующий множитель энергии F :

$$F = \frac{6,9 \cdot 10^6 \cdot 1,36 \cdot 10^{-9} \cdot 28,09}{15 \cdot 14 \cdot (31 + 28,09)} = 2,12 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^{-1}.$$

5 Нормирующий множитель пробега L :

$$L = \pi \cdot a^2 \cdot \gamma \cdot N_2 = 3,14 \cdot (1,36 \cdot 10^{-9})^2 \cdot 1 \cdot 4,96 \cdot 10^{22} = 2,86 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}.$$

6 Коэффициент электронного торможения k :

$$\begin{aligned} k &= 2,47 \cdot 10^{11} \cdot z_1^{\frac{2}{3}} \cdot \sqrt{\frac{z_2}{M_2}} \cdot [a \cdot (1 + \mu)]^{\frac{3}{2}} = \\ &= 2,47 \cdot 10^{11} \cdot 15^{\frac{2}{3}} \cdot \sqrt{\frac{14}{28,09}} \cdot [1,36 \cdot 10^{-9} \cdot (1 + 0,905)]^{\frac{3}{2}} = 0,139. \end{aligned}$$

7 Перед тем как рассчитать f (поправку на упругое рассеяние), рассчитаем отдельные множители:

$$\frac{c}{k} = \frac{0,45}{0,139} = 3,24,$$

$$\frac{c}{k} + d = 3,24 + 0,3 = 3,54.$$

где c и d – параметры ядерного торможения, константы $c = 0,45$ и $d = 0,3$.

Тогда

$$f = \left(1 + \frac{\mu}{3} \cdot \sqrt{\frac{\frac{c}{k}}{\frac{c}{k} + d}} \right)^{-1} = \left(1 + \frac{0,905}{3} \cdot \sqrt{\frac{3,24}{3,54}} \right)^{-1} = 0,776.$$

8 Рассчитаем средний нормальный пробег (или проекцию длины пробега) ρ в безразмерных единицах:

$$\rho = R \cdot L = 0,1 \cdot 10^{-4} \cdot 2,86 \cdot 10^5 = 2,86.$$

9 Найдем значения q и p :

$$q = -\frac{2 \cdot k \cdot \left(\frac{c}{k} + d\right)^2}{\frac{c}{k}} \cdot \frac{\rho}{f} = -\frac{2 \cdot 0,139 \cdot 3,54^2 \cdot 2,86}{3,24 \cdot 0,776} = -3,98,$$

$$p = -\frac{4 \cdot d \cdot \left(\frac{c}{k} + d\right)}{\frac{c}{k}} = \frac{4 \cdot 0,3 \cdot 3,54}{3,24} = 1,31.$$

10 Определим значения ε_1 и ε_2 , но сначала вычислим подкоренное выражение:

$$\left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3 = \left(-\frac{3,98}{2}\right)^2 + \left(\frac{1,31}{3}\right)^3 = 4,04,$$

$$\varepsilon_1 = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3}} = \sqrt[3]{1,99 + \sqrt{4,04}} = 1,587,$$

$$\varepsilon_2 = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3}} = \sqrt[3]{1,99 - \sqrt{4,04}} = -0,126.$$

11 Определим значение энергии ε в безразмерных величинах, соответствующих данному пробегу:

$$\varepsilon = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 = (1,587 + 0,126)^2 = 1,85.$$

12 Определим энергию в размерных величинах, т. е. в электронвольтах:

$$\varepsilon = E \cdot F \rightarrow E = \frac{\varepsilon}{F} = \frac{1,85}{2,12 \cdot 10^{-5}} = 87 \text{ кэВ.}$$

Задачу можно решить графически, имея табличные данные зависимости $R_p = f(E)$. Для этого строится график $R_p(E)$ и для заданного R_p находится E .

5.2 Расчет дозы облучения для получения заданной концентрации примеси

Профиль концентрации примеси при ИЛ описывается кривой Гаусса:

$$C(x) = \frac{N}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot \Delta R_p} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x - R_p}{\Delta R_p} \right)^2 \right].$$

Для ее построения нужно знать R_p , ΔR_p и N – все эти параметры обычно неизвестны. Известны параметры – x_j , C_{\max} и C_B . Выражение x_j получаем из условия $C(x) = 0$:

$$x_j = R_p + \Delta R_p \cdot \sqrt{2 \cdot \ln \left(\frac{C_{\max}}{C_B} \right)}. \quad (5.5)$$

Доза облучения N находится из выражения для C_{\max} :

$$C_{\max} = \frac{0,4 \cdot N}{\Delta R_p} \rightarrow N = 2,5 \cdot \Delta R_p \cdot C_{\max}.$$

В этом случае для расчета дозы используют графическое решение. Задают несколько значений E и для них находят R_p , ΔR_p . Строится зависимость правой части уравнения от энергии E . Для заданного значения x_j (проведя прямую параллельно оси энергий до пересечения с прямой $R_p + \Delta R_p$) находят искомую энергию.

Зная энергию, находят для нее ΔR_p и рассчитывают дозу N .

Пример 5.2 Определить энергию и дозу облучения, необходимые для создания *p-n*-перехода на глубине $x_j = 0,3$ мкм с помощью внедрения P в Si *p*-типа с $C_B = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, если необходимо обеспечить $C_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Решение:

1 Из уравнения (5.5) для x_j находим:

$$x_j = R_p + \Delta R_p \cdot \sqrt{2 \cdot \ln\left(\frac{C_{\text{max}}}{C_B}\right)} = R_p + \Delta R_p \cdot \sqrt{2 \cdot \ln\left(\frac{5 \cdot 10^{19}}{10^{16}}\right)} = R_p + 4,12 \cdot \Delta R_p.$$

2 Построим кривую (рисунок 5.2) $x_j = R_p + 4,12 \cdot \Delta R_p$ от энергии в диапазоне $E = 80\text{--}160$ кэВ (таблица 5.1), пользуясь табличными данными $R_p = f(E)$ и $\Delta R_p = f(E)$ (см. таблицу 4.1).

Таблица 5.1 – Рассчитанные значения x_j в зависимости от энергии E

$E, \text{кэВ}$	$R_p, \text{мкм}$	$\Delta R_p, \text{мкм}$	$x_j = R_p + 4,12 \cdot \Delta R_p, \text{мкм}$
80	0,098	0,03	0,221
100	0,123	0,035	0,267
120	0,149	0,041	0,318
140	0,175	0,047	0,368
160	0,201	0,052	0,415

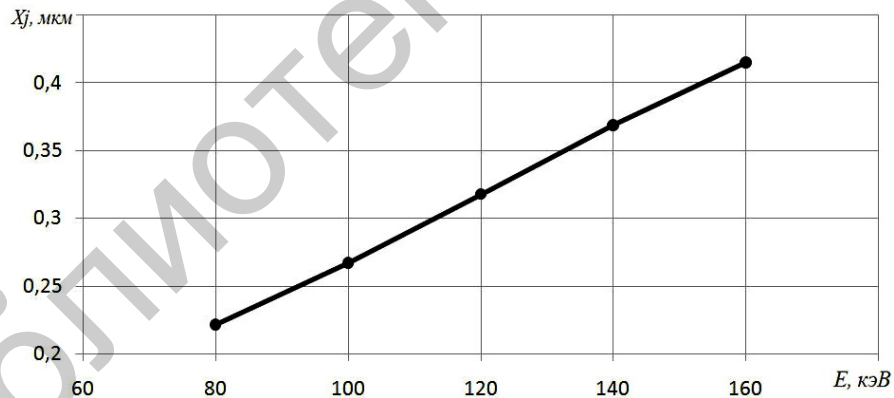


Рисунок 5.1 – Рассчитанная зависимость глубины залегания перехода от энергии ионов

3 По графику определим энергию для $x_j = 0,3$. Для этой глубины $E = 110$ кэВ. Зная значения R_p и ΔR_p для известных энергий, можно определить методом пропорции значения R_p и ΔR_p для энергии $E = 110$ кэВ:

$$R_p = 0,136 \text{ мкм}; \Delta R_p = 0,038 \text{ мкм}.$$

4 Рассчитаем дозу облучения:

$$N = 2,5 \cdot \Delta R_p \cdot C_{\text{max}} = 2,5 \cdot 3,8 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 10^{19} = 4,75 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}.$$

5.3 Расчет режимов имплантации для создания транзисторной структуры

Пример 5.3 Необходимо создать *n-p-n*-структуру с толщиной базовой области $\omega = 0,1$ мкм, $x_{j\beta} = 0,2$ мкм, $C_B = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $C_{\text{max}_a} = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $C_{\text{max}_d} = 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Базовая область создается внедрением В, а эмиттер – Р. $M_P = 31$, $M_B = 10,8$. Определить режимы ИЛ, т. е. N_a , N_d и E_a , E_d .

Решение:

В общем виде данная задача не решается. Необходимо использовать упрощающие соотношения:

1 Для x_{jk} :

$$x_{jk} = R_{pa} + \Delta R_{pa} \cdot \sqrt{2 \cdot \ln \left(\frac{C_{\text{max}_a}}{C_B} \right)} = R_{pa} + \Delta R_{pa} \cdot \sqrt{2 \cdot \ln \left(\frac{3 \cdot 10^{18}}{2 \cdot 10^{16}} \right)} = R_{pa} + 3,16 \Delta R_{pa}.$$

2 Для ионов с массами $M_1 < M_2$ в диапазоне $E = 20-100$ кэВ:

$$\frac{\Delta R_{pa}}{R_{pa}} \approx \frac{\gamma}{3} \rightarrow \Delta R_{pa} = \frac{R_{pa} \cdot \gamma}{3},$$

где γ – коэффициент передачи максимальной энергии при лобовом столкновении, который будет равен

$$\gamma = \frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4 \cdot 31 \cdot 10,8}{(31 + 10,8)^2} = 0,76.$$

Откуда

$$\Delta R_{pa} = 0,25 R_{pa},$$

$$\omega = x_{jk} - x_{j\beta},$$

$$x_{jk} = \omega + x_{j\beta} = 0,1 + 0,2 = 0,3 \text{ мкм},$$

$$x_{jk} = R_{pa} + 3,16 \Delta R_{pa} = R_{pa} + 3,16 \cdot 0,25 \cdot R_{pa} = 1,79 \cdot R_{pa},$$

$$R_{p_a} = \frac{x_{jk}}{1,79} = \frac{0,3}{1,79} = 0,167 \text{ мкм.}$$

По таблице 5.1 $R_p = f(E)$ ближайшее значение энергии для В соответствует 40 кэВ. Для этой энергии $R_{p_a} = 0,161$ мкм, $\Delta R_{p_a} = 0,054$ мкм. Тогда

$$x_{jk} = R_{p_a} + 3,16\Delta R_{p_a} = 0,161 + 3,16 \cdot 0,054 = 0,33 \text{ мкм.}$$

3 Доза облучения ионами В определяется по формуле (4.2).

Для эмиттерного перехода:

$$N_a = \sqrt{2\pi} \cdot \Delta R_{p_a} \cdot C_{\max_a} = \sqrt{2 \cdot 3,14 \cdot 5,4 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^{18}} = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}.$$

Для $x_{j\beta}$:

$$x_{j\beta} = R_{p_d} + \Delta R_{p_d} \cdot \sqrt{2 \cdot \ln \left(\frac{C_{\max_d}}{C_b} \right)} = R_{p_d} + \Delta R_{p_d} \cdot \sqrt{2 \cdot \ln \left(\frac{1 \cdot 10^{20}}{2 \cdot 10^{16}} \right)} = R_{p_d} + 4,12 \cdot \Delta R_{p_d}.$$

Если $M_1 > M_2$ в диапазоне $E = 20-100$ кэВ, то

$$\frac{\Delta R_{p_d}}{R_{p_d}} \approx \frac{\gamma}{2,5} \rightarrow \Delta R_{p_d} = \frac{R_{p_d} \cdot \gamma}{2,5},$$

$$\gamma = \frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} = 0,76,$$

$$\Delta R_{p_d} = 0,3R_{p_d}.$$

Тогда

$$x_{j\beta} = R_{p_d} + 4,12 \cdot \Delta R_{p_d} = R_{p_d} + 4,12 \cdot 0,3 \cdot R_{p_d} = 2,236 \cdot R_{p_d}.$$

Откуда

$$R_{p_d} = \frac{x_{j\beta}}{2,236} = \frac{0,2}{2,236} = 0,085 \text{ мкм.}$$

По таблице 4.1 $\Delta R_p = f(E)$ ближайшее значение энергии для Р соответствует 80 эВ. Для этой энергии $R_{p_d} = 0,098$ мкм, $\Delta R_{p_d} = 0,03$ мкм. Тогда

$$x_{j\beta} = R_{p_d} + 4,12 \cdot \Delta R_{p_d} = 0,098 + 4,12 \cdot 0,03 = 0,22 \text{ мкм.}$$

4 Доза облучения ионами P:

$$N_a = \sqrt{2\pi} \cdot \Delta R_{p_d} \cdot C_{\max_d} = \sqrt{2 \cdot 3,14 \cdot 3 \cdot 10^{-6} \cdot 1 \cdot 10^{20}} = 7,52 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}.$$

Для выполнения практического занятия необходимо получить задание у преподавателя.

Библиотека БГУИР

Термическое окисление

Одним из базовых технологических процессов производства изделий ЭОТ на основе кремния является процесс термического окисления. Он используется для получения на поверхности кремниевых пластин защитного слоя диоксида кремния, в котором методами литографии формируется в дальнейшем контактная маска, определяющая конфигурацию легированных областей будущих приборов. С использованием такой локальной маски осуществляется последующее легирование пластин методами термической диффузии или имплантации.

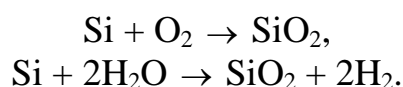
В технологии формирования ИС оксиды используются в качестве:

- 1) масок при ИЛ или диффузии;
- 2) пассивации поверхности полупроводниковых структур;
- 3) изоляции приборов друг от друга;
- 4) подзатворного диэлектрика в МОП-структурах;
- 5) межслойной изоляции в многослойных металлизационных структурах и т. д.

В настоящее время для формирования окисных слоев используется несколько методов:

- 1) термическое окисление;
- 2) анодирование в растворах электролитов;
- 3) пиролитическое осаждение (осаждение из газовой фазы);
- 4) плазменное анодирование;
- 5) вакуумные методы.

Одним из основных способов получения пленок SiO_2 является термическое окисление в сухом кислороде или смеси кислорода и паров воды. Соответствующие химические реакции для сухого и влажного окисления имеют следующий вид:



Реакция окисления происходит на границе раздела $\text{Si} - \text{SiO}_2$, т. е. атомы и молекулы окислителя диффундируют через растущий слой оксида к поверхности кремния, где и происходит реакция. Температура процесса находится в диапазоне 700–1300 °С. Чем выше температура, тем выше скорость роста пленки $\text{Si} - \text{SiO}_2$. Однако проводить процесс окисления пластин Si при высоких температурах, когда в них уже сформированы элементы микросхемы, нежелательно, поскольку дополнительный нагрев приводит к процессу диффузии примесей, уже внедренных в пластину.

Кинетика процесса описывается моделью Дила – Гроува. Согласно этой модели, механизм окисления можно представить в виде нескольких стадий:

адсорбции и растворения молекул окислителя в приповерхностном слое кремниевой пластины, диффузии их через растущий оксидный слой к границе раздела, химической реакции молекул окислителя с атомами кремния. Каждой из этих стадий можно поставить в соответствие плотность потока (рисунок 6.1), которая по определению равна количеству молекул окислителя, пересекающих единицу поверхности за единицу времени.

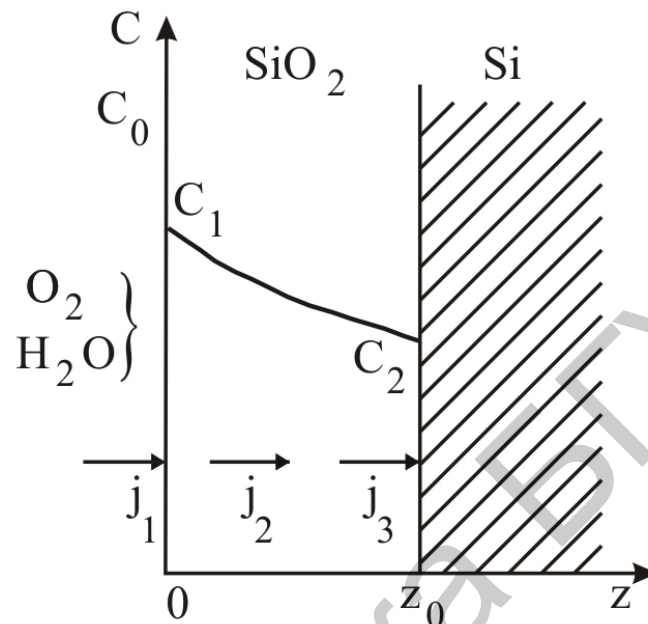


Рисунок 6.1 – Модель Дила – Гроува

Плотность тока j_1 определяется разностью концентраций молекул окислителя в газовой фазе C_0 и приповерхностном слое пластины C_1 :

$$j_1 = h(C_0 - C_1), \quad (6.1)$$

где h – коэффициент пропорциональности, называемый константой скорости растворения молекул окислителя в слое SiO_2 .

Плотность потока молекул окислителя через растущий слой оксида кремния j_2 определяется законом Фика:

$$j_2 = -D \frac{dC}{dz} \approx D \frac{C_1 - C_2}{z_0}, \quad (6.2)$$

где D – коэффициент диффузии молекул окислителя в SiO_2 ;

z_0 – толщина слоя SiO_2 ;

C_2 – концентрация молекул на границе раздела $\text{SiO}_2 - \text{Si}$.

Плотность потока j_3 , описывающая скорость химической реакции, пропорциональна концентрации молекул окислителя C_2 у границы раздела:

$$j_3 = kC_2, \quad (6.3)$$

где k – константа скорости химической реакции.

В установившемся режиме все эти плотности потока равны $j_1 = j_2 = j_3$.

Тогда

$$h(C_0 - C_1) = D \frac{C_1 - C_2}{z_0} = k \cdot C_2. \quad (6.4)$$

Исключив из этих равенств C_1 , получим

$$C_2 = \frac{C_0}{1 + \frac{k}{h} + \frac{kz_0}{D}}. \quad (6.5)$$

Для того чтобы за время dt окислить объем $dV = dS \cdot dz$, требуется $j_3 \cdot dS \cdot dt$ молекул. С другой стороны, это число равно $N_i \cdot dV$ молекул, где N_i – концентрация атомов кремния в слое SiO_2 (равная $2,2 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Отсюда

$$j_3 \cdot dS \cdot dt = N_i \cdot dS \cdot dz_0 \quad (6.6)$$

или

$$N_i \frac{dz_0}{dt} = j_3 = k \cdot C_2 = \frac{k \cdot C_0}{1 + \frac{k}{h} + \frac{k \cdot z_0}{D}}. \quad (6.7)$$

Следует учесть, что при влажном окислении в соответствии с химической реакцией на образование одного моля SiO_2 требуется два моля H_2O , поэтому величину N_i необходимо взять равной $4,4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

Разделяя переменные и интегрируя с учетом того, что в момент $t = 0$ на поверхности кремния уже существовал самородный слой оксида толщиной z_i , получим

$$\left(1 + \frac{k}{h}\right)z_0 - \left(1 + \frac{k}{h}\right)z_i + \frac{k}{2D}z_0^2 - \frac{k}{2D}z_i^2 = \frac{k \cdot C_0}{N_i}t. \quad (6.8)$$

Упростим полученное выражение, введя новые обозначения:

$$A = 2D \left(\frac{1}{k} + \frac{1}{h} \right); B = \frac{2D \cdot C_0}{N_i}; \tau = \frac{z_i^2 + A \cdot z_i}{B}.$$

С учетом этого получим

$$z_0^2 + A \cdot z_0 = B(t + \tau). \quad (6.9)$$

Решая это квадратное уравнение, найдем зависимость толщины растущего слоя SiO_2 от времени:

$$z_0 = -\frac{A}{2} + \sqrt{\frac{A^2}{4} + B(t + \tau)} = \frac{A}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4B(t + \tau)}{A^2}} - 1 \right). \quad (6.10)$$

При малых временах окисления, когда выполняется условие $t + \tau \ll A^2/4B$, т. е. при небольшом времени процесса, получим, что толщина слоя будет приблизительно равна

$$z_0 \approx \frac{B}{A}(t + \tau). \quad (6.11)$$

При большом времени окисления, когда выполняется условие $t + \tau \gg A^2/4B$,

$$z_0 \approx \sqrt{B(t + \tau)}. \quad (6.12)$$

Таким образом, на начальном этапе роста оксидной пленки ее толщина увеличивается со временем линейно, при большом времени окисления – зависимость параболическая. Это качественно верно описывает кинетику роста оксидной пленки.

Здесь τ – корректирующая величина, добавляемая ко времени при условии, что поверхность кремния уже содержит слой окисла определенной толщины (самородный слой):

$$t + \tau = \frac{z_0^2}{B} + \frac{z_0}{B/A}. \quad (6.13)$$

Величина $t + \tau$ может быть определена из уравнения (6.13) как время, необходимое для роста пленки заданной толщины z_0 .

Теоретически было доказано, что параметры A и B экспоненциально зависят от температуры:

$$B = C_1 \cdot e^{-\frac{E_1}{kT}} \text{ – параболическая константа,}$$

$$B/A = C_2 \cdot e^{-\frac{E_2}{kT}} \text{ – линейная константа,}$$

где k – постоянная Больцмана, равная $8,6 \cdot 10^{-5}$ эВ/К;

T – температура, измеряемая в кельвинах;

C_1, C_2, E_1, E_2 – эмпирические коэффициенты, имеющие для сухого окисления следующие значения:

$$C_1 = 7,72 \cdot 10^2 \text{ мкм}^2/\text{ч}; C_2 = 6,23 \cdot 10^6 \text{ мкм}/\text{ч}; \\ E_1 = 1,23 \text{ эВ}; E_2 = 2,0 \text{ эВ};$$

для влажного окисления:

$$C_1 = 2,24 \cdot 10^2 \text{ мкм}^2/\text{ч}; C_2 = 8,95 \cdot 10^7 \text{ мкм}/\text{ч}; \\ E_1 = 0,71 \text{ эВ}; E_2 = 1,97 \text{ эВ}.$$

Для сухого окисления Si подложки p -типа с ориентацией (111) при температурах 800–1200 °С значения $A, B, B/A$ и τ показаны в таблице 6.1. Для окисления во влажном кислороде при нормальном давлении водяных паров ($85 \cdot 10^3$ Па) значения соответствующих параметров приведены в таблице 6.2.

Таблица 6.1 – Значения констант линейного и параболического роста для сухого O₂ при нормальном давлении

Температура окисления, °С	A , мкм	Параболическая константа скорости окисления B , мкм ² /ч	Линейная константа скорости окисления B/A , мкм/ч	τ , ч
1200	0,040	0,045	1,12	0,027
1110	0,090	0,027	0,30	0,076
1000	0,165	0,0117	0,071	0,37
920	0,235	0,0049	0,0208	1,40
800	0,370	0,0011	0,0030	9,0

Таблица 6.2 – Значения констант линейного и параболического роста для окисления во влажном кислороде при нормальном давлении

Температура окисления, °С	A , мкм	Параболическая константа скорости окисления B , мкм ² /ч	Линейная константа скорости окисления B/A , мкм/ч	τ , ч
1200	0,05	0,720	14,40	0
1100	0,11	0,510	4,64	0
1000	0,226	0,287	1,27	0
920	0,50	0,203	0,406	0

Зависимость параболической константы скорости роста окисла B от температуры при различных давлениях водяного пара представлена на рисунке 6.2. Зависимость толщины пленки SiO₂, выращенной в атмосфере сухого кислорода, от времени для различных температур представлена на рисунке 6.3. Зависимость толщины пленки SiO₂, выращенной в атмосфере водяного пара, от времени для различных температур представлена на рисунке 6.4.

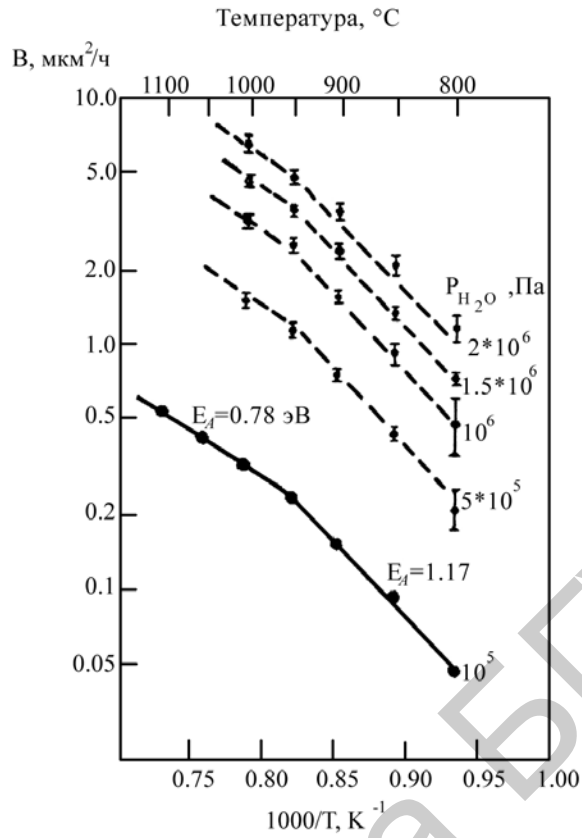


Рисунок 6.2 – Зависимость параболической константы скорости роста окисла B от температуры при различных давлениях водяного пара

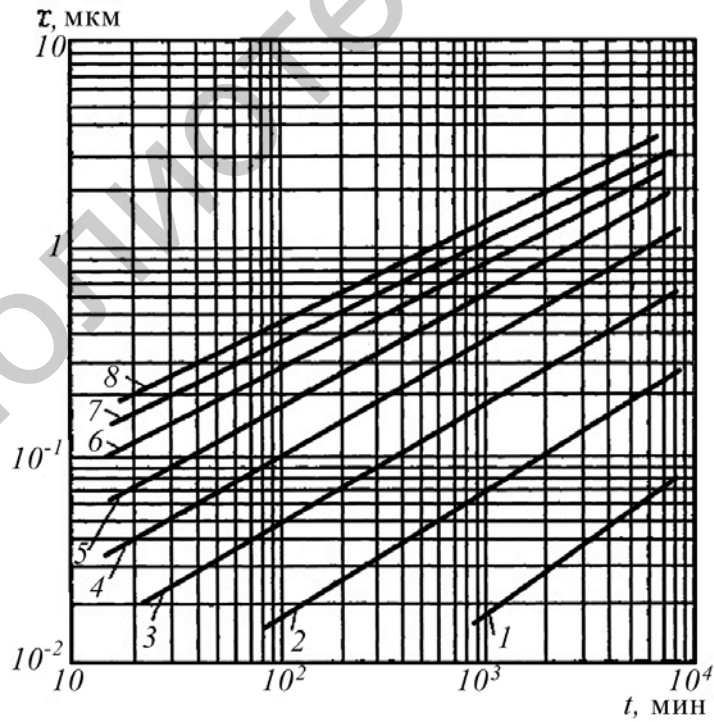


Рисунок 6.3 – Зависимость толщины пленки SiO_2 , выращенной в атмосфере сухого кислорода, от времени для следующих температур ($^{\circ}\text{C}$): 1 – 700; 2 – 800; 3 – 900; 4 – 1000; 5 – 1100; 6 – 1200; 7 – 1300; 8 – 1400

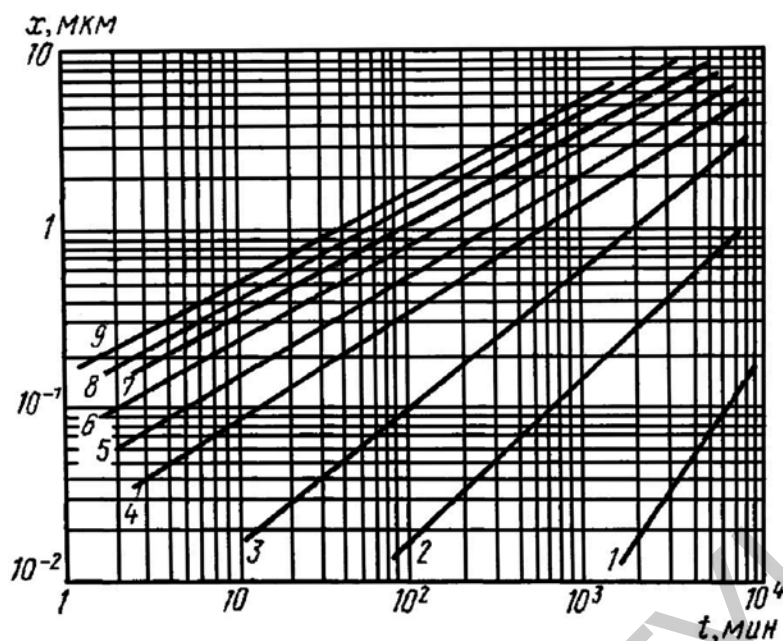


Рисунок 6.4 – Зависимость толщины пленки SiO₂, выращенной в атмосфере водяного пара, от времени для следующих температур (°C): 1 – 600; 2 – 700; 3 – 800; 4 – 900; 5 – 1000; 6 – 1100; 7 – 1200; 8 – 1300; 9 – 1400

Кроме температуры и окислительной среды на скорость роста слоя SiO₂ влияет давление газа-окислителя. Повышение давления увеличивает концентрацию молекул окислителя, растворенных в приповерхностном слое, тем самым увеличивается градиент концентрации молекул в слое SiO₂, а значит, и скорость диффузии. Окисление при повышенном давлении водяного пара (ускоренное гидротермальное окисление) позволяет получать оксидные пленки толщиной 2–3 мкм. Недостатком метода является необходимость использования герметичных и высокопрочных реакторов вместо технологичных проточных систем.

Наиболее часто используется толщина оксидной пленки, составляющая десятые доли микрометра, а верхний практический предел по толщине для обычного термического окисления составляет 1–2 мкм.

На скорость роста слоя SiO₂ оказывает влияние кристаллографическая ориентация кремниевой пластины. Окисление на пластине с ориентацией (111) происходит быстрее, чем с ориентацией (100). Влияние ориентации особенно заметно при относительно низких температурах. Так, например, при $T = 700$ °C отличие в скорости окисления составляет 40 %, а при $T = 1200$ °C всего 2 %. Зависимость скорости окисления от кристаллографической ориентации объясняется тем, что различным кристаллографическим направлениям пластины соответствует разное количество связей Si – Si.

Большое влияние на скорость роста слоя SiO₂ оказывает концентрация легирующей примеси в исходной пластине кремния. Для одних примесных атомов растворимость в Si выше, чем в SiO₂, поэтому при термическом окислении растущий оксид оттесняет примесные атомы в глубь пластины

кремния. В результате оксидный слой обедняется данными примесными атомами.

Пример 6.1 Определить время, необходимое для получения пленки SiO_2 толщиной 2 мкм при температуре 920 °С методом термического окисления в парах воды при атмосферном давлении и при давлении 20 атм (2 МПа). Параболические константы $B_{\text{атм}} = 0,203$ мкм²/ч, $B_{2\text{МПа}} = 3$ мкм²/ч (см. рисунок 6.3).

Решение:

1 Для этого случая воспользуемся эмпирической формулой (6.13) при условии, что $\tau = 0$. Так как в первом случае необходимо рассчитать время окисления при атмосферном давлении в парах воды при температуре 920 °С, то уже рассчитанные значения B , A , B/A можно взять из таблицы 6.2:

$$t = \frac{z_0^2}{B} + \frac{z_0}{B/A} = \frac{2^2}{0,203} + \frac{2}{0,406} = 24,63 \text{ ч.}$$

2 При давлении 20 атм = 2 МПа:

$$B_{2\text{МПа}} = 3 \text{ мкм}^2/\text{ч.}$$

Требуется рассчитать параметр B/A . Для влажного кислорода: $C_2 = 8,95 \cdot 10^7$ мкм/ч, $E_2 = 1,97$ эВ, $k = 8,6 \cdot 10^{-5}$ эВ/К, $T = 920 + 273 = 1173$ К. Тогда

$$B/A = C_2 \cdot e^{-\frac{E_2}{kT}} = 8,95 \cdot 10^7 \cdot 2,71^{-\frac{1,97}{8,6 \cdot 10^{-5} \cdot 1173}} = 0,4348 \text{ мкм/ч.}$$

Рассчитаем время окисления при давлении 2 МПа, используя полученные данные:

$$t = \frac{z_0^2}{B} + \frac{z_0}{B/A} = \frac{2^2}{3} + \frac{2}{0,4348} = 5,9 \text{ ч.}$$

Таким образом, при окислении под давлением приблизительно на порядок можно сократить время окисления, что широко используется на практике.

Пример 6.2 Определить толщину формируемого слоя окисла в парах воды за 3 ч при температуре 900 °С и атмосферном давлении ($B_{\text{атм}} = 0,336$ мкм²/ч).

Решение:

Для решения воспользуемся уравнением (6.9):

$$z_0^2 + A \cdot z_0 = B(t + \tau).$$

В данном случае величиной τ можно пренебречь. Исходя из этого выразим z_0 :

$$z_0 = -\frac{A}{2} + \frac{\sqrt{A^2 + 4Bt}}{2}.$$

Для решения уравнения необходимо определить коэффициент A . Известно, что для влажного окисления $C_1 = 2,24 \cdot 10^2$ мкм²/ч, $C_2 = 8,95 \cdot 10^7$ мкм/ч, $E_1 = 0,71$ эВ, $E_2 = 1,97$ эВ.

Подставляя в выражение для линейной константы B/A известные величины, получим

$$B/A = C_2 \cdot e^{-\frac{E_2}{kT}} = 8,95 \cdot 10^{-7} \cdot e^{-\frac{1,97}{8,6 \cdot 10^{-5} \cdot 1173}} = 0,295 \text{ мкм/ч},$$

$$A = \frac{B}{0,295} = 1,138 \text{ мкм}.$$

Зная величины A и B , можем вычислить z_0 :

$$z_0 = -\frac{1,138}{2} + \frac{\sqrt{1,138^2 + 4 \cdot 0,336 \cdot 3}}{2} = 0,585 \text{ мкм}.$$

Результат эмпирических вычислений можно сравнить с данными графика на рисунке 6.4, где представлена зависимость толщины пленки SiO₂, выращенной в атмосфере водяного пара, от времени для различных температур.

Пример 6.3 Определить время формирования пленки оксида кремния толщиной 0,5 мкм методом термического окисления в сухом кислороде при атмосферном давлении и температуре 1200 °С, $B_{\text{атм}} = 0,045$ мкм²/ч, $B/A = 0,3$ мкм/ч, $\tau = 0,027$ ч.

Решение:

Для решения воспользуемся уравнением (6.13):

$$t + \tau = \frac{z_0^2}{B} + \frac{z_0}{B/A}.$$

Зная толщину оксида и значения констант, получим следующее выражение:

$$t + \tau = \frac{0,5^2}{0,045} + \frac{0,5}{0,3} = 7,22 \text{ ч.}$$

Выразим время:

$$t = 7,22 - \tau = 7,22 - 0,027 \approx 7,2 \text{ ч.}$$

Для выполнения практического занятия необходимо получить задание у преподавателя.

Библиотека БГУИР

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №7

Анализ и расчет характеристик тонкопленочных контактов металл – полупроводник

Неотъемлемой частью любого изделия ЭОТ на базе полупроводников являются тонкопленочные контакты типа металл – полупроводник, выполняющие роль связующего звена между полупроводниковой структурой и внешней электрической цепью. С ростом степени интеграции изделий растет и число контактных окон к элементам изделия, т. е. увеличивается число контактов с одновременным уменьшением их топологических размеров.

Тонкопленочные контакты в изделиях ЭОТ бывают невыпрямляющие (омические) и выпрямляющие, или диоды Шоттки.

7.1 Краткий анализ характеристик контактов

Качество ИЭОТ существенно зависит от электрофизических свойств и надежности металлизации, в частности, невыпрямляющих контактов.

Невыпрямляющие контакты (НК) класса металл – полупроводник являются неотъемлемым атрибутом любых полупроводниковых ИС. Система тонкопленочных НК, токопроводящих дорожек и контактных площадок образует металлизацию изделия. Четверть отказов полупроводниковых ИС приходится на металлизацию.

Переходное сопротивление НК логических ИС непосредственно влияет на ВАХ участков схемы и значение напряжения логического нуля. Важнейшими характеристиками НК являются:

- 1) переходное сопротивление ρ_k (Ом·см);
- 2) высота потенциального энергетического барьера ϕ_b (В);
- 3) уровень инжекции неосновных носителей;
- 4) время наработки на отказ и т. д.

Структура и свойства контактов металл – полупроводник зависит от взаимного расположения уровней Ферми в металле E_{Fm} и полупроводнике E_{Fs} (рисунок 7.1).

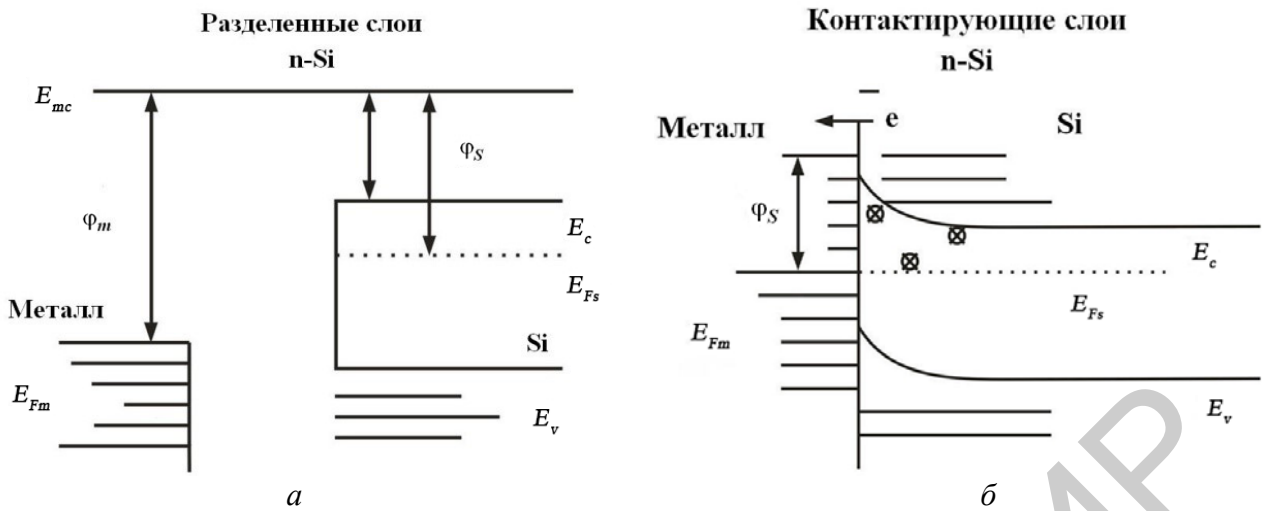


Рисунок 7.1 – Зонные диаграммы металла и полупроводника n -Si (а) и зонная диаграмма контакта металл – n -Si (б)

Если рассматривать случай контактирующих слоев (рисунок 7.1, б), то, поскольку $\Phi_s < \Phi_m$, электроны переходят из полупроводника в металл и вблизи границы с металлом образуются нескомпенсированные положительные ионы доноров и зоны искривляются вверх (т. к. направление электрического поля в этом слое таково, что энергия основных носителей заряда в нем больше, чем в толще полупроводника).

Для контакта металла с полупроводником p -типа при $\Phi_s > \Phi_m$ электроны из металла переходят в полупроводник, в приповерхностном слое рекомбинируют с дырками и образуются нескомпенсированные отрицательные ионы акцепторов, препятствующие дальнейшему переходу. Зоны при этом искривляются вниз (рисунок 7.2).

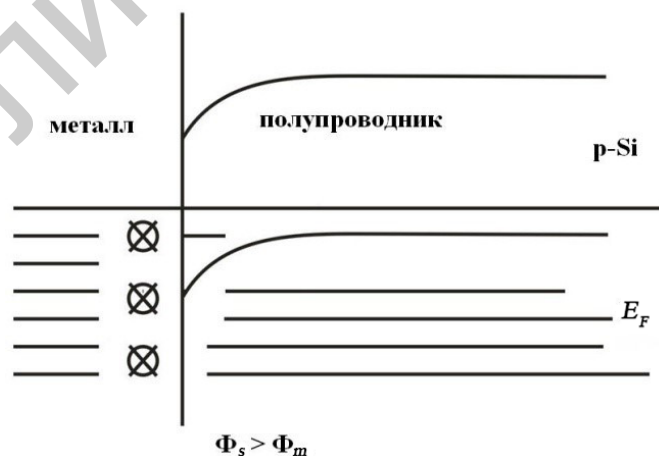


Рисунок 7.2 – Зонная диаграмма выпрямляющего контакта металл – p -Si

Такой контакт характеризуется наличием обедненного слоя в приконтактном слое полупроводника, следовательно, приконтактный слой обладает повышенным сопротивлением и поэтому определяет сопротивление всей системы, т. е. эта особенность характерна для p - n -перехода.

Потенциальный барьер в приконтактном слое называют барьером Шоттки и его величина будет меняться в зависимости от полярности приложенного напряжения (прямое «+» – к металлу, обратное – к n -Si).

Высота Φ_B для контакта Me - n -типа определяется выражением

$$\Phi_{Bn} = k(\varphi_m - \chi) + (1 - k)(E_0 - \varphi_0) \pm \Delta\varphi;$$

для контакта Me - p -типа:

$$\Phi_{Bp} = k(-\varphi_m + \chi + E_0) + (1 - k)\varphi_0 \pm \Delta\varphi,$$

где χ – электронное сродство к полупроводнику;

φ_m – работа выхода электронов из металла;

E_0 – ширина запрещенной зоны;

φ_0 – нейтральный уровень поверхностных состояний;

$\Delta\varphi$ – поправка на действие сил изображения (силы изображения – это силы притяжения электронов в слое объемного заряда к металлической поверхности);

$$k = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_i}{(\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_i + q \cdot \delta \cdot D_B)},$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, $8,86 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$;

ε_i – диэлектрическая проницаемость диэлектрика на границе раздела металл – полупроводник ($\text{Ф} \cdot \text{см}^{-1}$);

δ – толщина диэлектрика на границе металл – полупроводник (см);

D_B – плотность поверхностных состояний ($\text{см}^2 \cdot \text{эВ}^{-1}$);

q – заряд электрона, $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

При $\Phi_m < \Phi_s$ происходит накопление основных носителей в полупроводнике, т. е. получается обогащенный слой (рисунок 7.3). Сопротивление системы в целом определяется нейтральным слоем полупроводника и, следовательно, не зависит от величины и полярности приложенного напряжения.

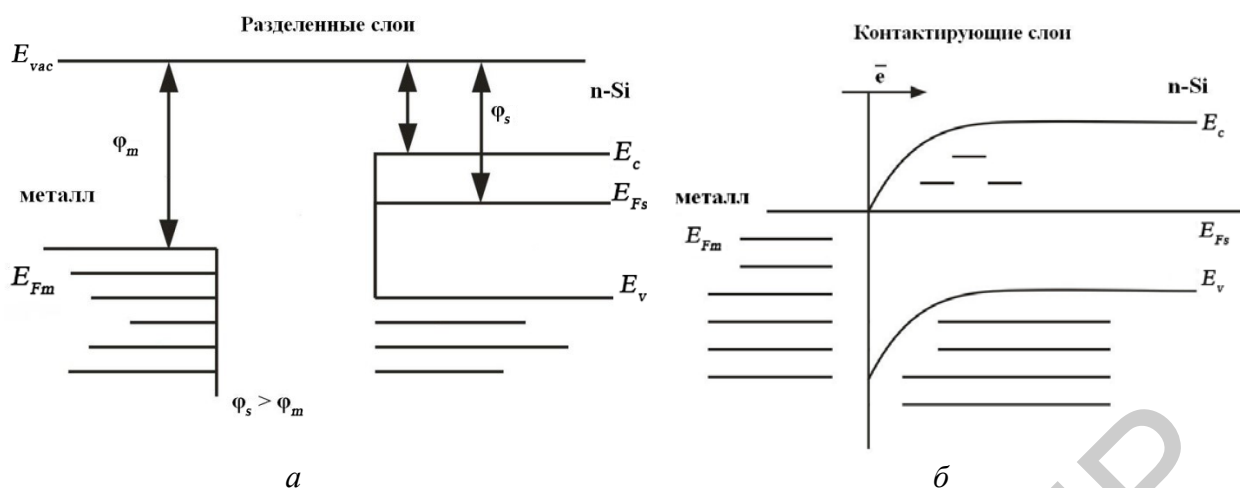


Рисунок 7.3 – Зонные диаграммы металла и полупроводника n -Si (a) и зонная диаграмма контакта металл – n -Si в случае невыпрямляющего контакта ($б$)

На практике для создания барьера Шоттки используют Mo, Pt, PtSi, Au, а для создания невыпрямляющих контактов применяют Al, Ti, силициды тугоплавких металлов и т. д.

Для создания НК обычно проводят подлегирование приповерхностной области контактов, создавая n^+ - и p^+ -области под ними.

7.2 Методы определения величины переходного сопротивления НК

Все методы определения величины переходного сопротивления НК сводятся к выделению переходного сопротивления НК R_k из измеренного полного сопротивления образца. Их можно классифицировать:

- 1) по способу выделения из полного сопротивления образца;
- 2) по геометрической форме измерительных образцов;
- 3) по роду используемого тока;
- 4) по схеме измерения.

7.2.1 Определение R_k по приращению полного сопротивления измерительного образца после формирования контактов

Определение R_k по приращению полного сопротивления измерительного образца после формирования контактов производится по формуле

$$R_k = \left(R_{\Sigma} - R_{\text{ин}} \right) = \frac{R_{\Sigma} - \frac{\rho \cdot t}{S}}{S},$$

где ρ – удельное сопротивление полупроводника, Ом · см ;

t – толщина образца, см;

$R_{\text{ин}}$ – сопротивление тела полупроводника, Ом.

Удельное переходное сопротивление НК определяется как R_k , приведенное к единице площади:

$$\rho_k = R_k S \text{ Ом} \cdot \text{см},$$

т. е. не зависит от размеров исследуемых контактов и используется для характеристики различных НК.

R_k можно найти по графику зависимости $R_{\text{полн}} = f(t)$ экстраполяцией к точке $t = 0$ (рисунок 7.4).

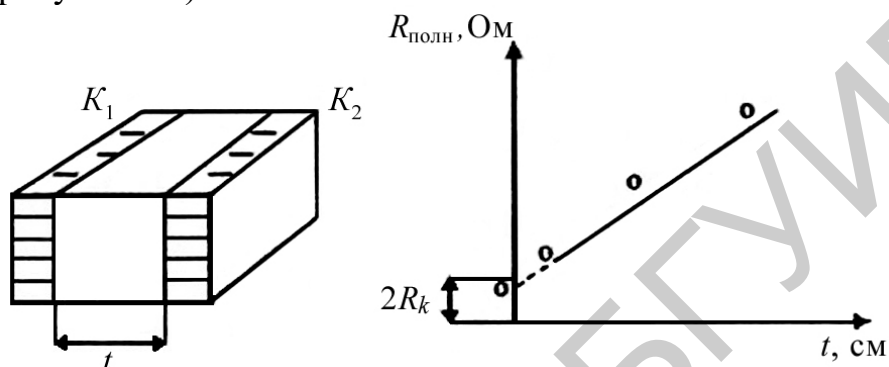


Рисунок 7.4 – Методика определения R_k после формирования контактов

7.2.2 Определение R_k к эпитаксиальным слоям на низкоомной подложке

Образцы для исследования приведены на рисунке 7.5.

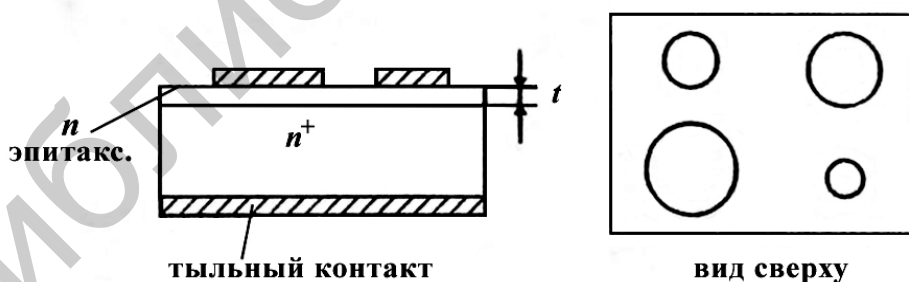


Рисунок 7.5 – Образцы для исследования

Для одного из контактов на эпитаксиальном слое

$$R_{\Sigma} = R_{\text{м}} + R_k + R_0 = \frac{\rho}{\pi \cdot d} \cdot \arctg \frac{4 \cdot t}{d} + \frac{4 \cdot \rho_k}{\pi \cdot d^2} + R_0,$$

где d – диаметр контакта;

R_0 – остаточное сопротивление (связанное с тыльным контактом).

Если все контакты находятся с одной стороны пластины, используется так называемый «четырёхзондовый метод» (рисунок 7.6).

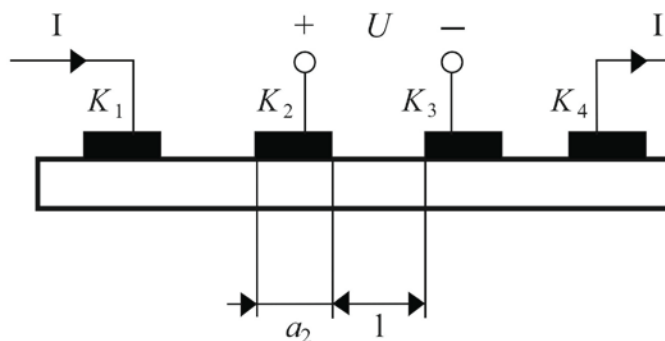


Рисунок 7.6 – Четырёхзондовый метод

Через контакты K_1 и K_4 пропускают постоянный ток и измеряют напряжение U_{23} между контактами K_2 и K_3 .

Затем пропускают тот же ток через K_2 и K_4 и снова фиксируют U_{23} . Оно будет превышать первое измеренное значение U_{23} на величину падения напряжения $R_k \cdot I$ на контакте K_2 .

Связь между R_k и ρ_k задается выражением

$$\frac{R_{k_2} \cdot b}{\rho \cdot a_2} \cdot \frac{\text{cth}(a_2 \cdot k) \cdot \text{th}(a_2 \cdot k / 2)}{a_2 \cdot k} = f(a_2 \cdot k),$$

где b – длина контактов;

$$k = \sqrt{\rho_{\text{ПП}} / \rho_k} \left(\rho_{\text{ПП}} = \frac{U_{23} \cdot b}{I \cdot l}, \text{ где } l \text{ – расстояние между контактами } K_2 \text{ и } K_3 \right).$$

Имеется график функции $f(a, k)$ (рисунок 7.7).

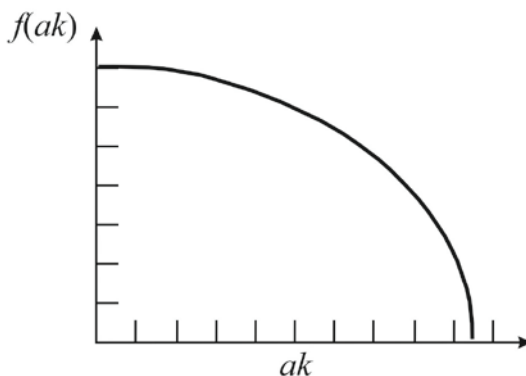


Рисунок 7.7 – Функция $f(a, k)$

Найдя значение функции $f(a, k)$, находим ρ_k .

7.2.3 Определение R_k по распределению потенциалов вдоль образца

Сущность метода состоит в том, что при прохождении тока по полупроводниковому образцу с металлическими контактами напряжение падает как на сопротивлении объема полупроводника, так и на R_k . Если снять зависимость потенциала на поверхности образца от расстояния до границы НК, то экстраполяцией этого графика к точке на границе контакта можно определить падение напряжения на контакте (рисунок 7.8) либо на тонкопленочных контактах (рисунок 7.9).

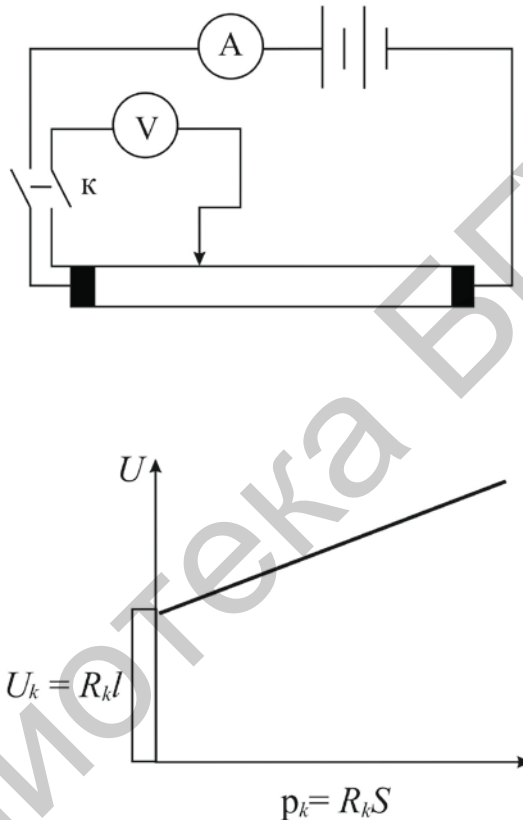


Рисунок 7.8 – Методика определения R_k по падению напряжения на контакте

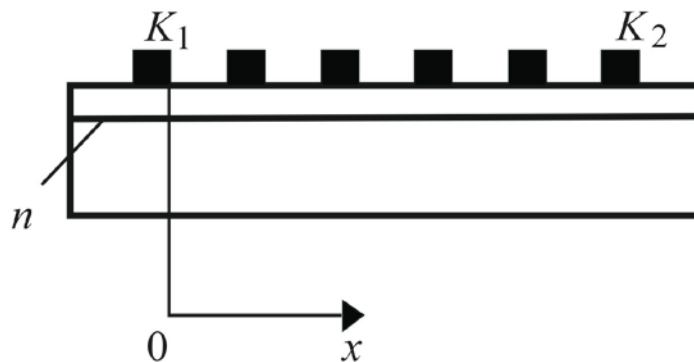


Рисунок 7.9 – Методика определения R_k по распределению потенциалов на точечных контактах вдоль образца

Кроме того, падение напряжения можно определить по формуле

$$\rho_k = \rho_{\text{ин}} \cdot Q^2 \cdot \text{th}^2 (a \cdot k).$$

Для расчета характеристик тонкопленочных контактов металл – полупроводник необходимо знание работы выхода металла и полупроводника.

Значения Φ_m некоторых металлов представлены в таблице 7.1.

Таблица 7.1 – Значения Φ_m

Металл	Φ_m	Металл	Φ_m	Металл	Φ_m	Металл	Φ_m
Al	4,25	V	4,12	Zr	3,90	Ru	4,6
Be	3,92	Cr	4,58	Nb	3,99	Pd	4,8
Ti	3,95	Ni	4,50	Mo	4,3	Ge	2,7
Ta	4,12	W	4,54	Re	5,00		

Типичные значения высоты барьера Шотки для металлов составляют 0,65–0,75 эВ.

Степень легирования слоя полупроводника N_d для n -типа и N_a для p -типа влияет на механизм переноса носителей зарядов (электронов и дырок соответственно) в контакте. Различают следующие механизмы переноса носителей через контакт:

- термоэлектронная эмиссия (перенос над энергетическим барьером) (рисунок 7.10, а);
- полевая эмиссия (туннелирование) сквозь барьер (рисунок 7.10, б);
- термополевая эмиссия (перенос над барьером и туннелирование) (рисунок 7.10, в);
- туннельно-рекомбинационный механизм (рисунок 7.10, г).

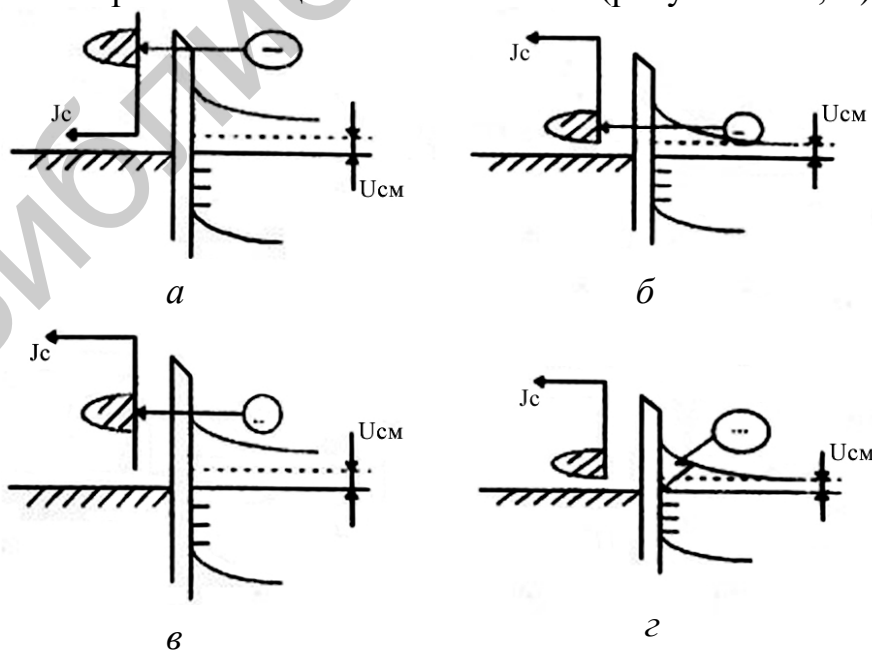


Рисунок 7.10 – Механизмы переноса носителей через контакт при наличии смещения $U_{\text{см}}$

Определить механизм переноса зарядов можно при помощи критерия:

$$k \cdot T / E_{\infty},$$

$$E = \frac{g h^*}{2} \sqrt{\frac{N_d}{m^* \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0}} \text{ Дж или } 6,25 \cdot 10^{16} \text{ эВ},$$

$$h^* = \frac{h \cdot \pi}{2}, \quad h = 6,6 \cdot 10^{-34},$$

где m^* – эффективная масса электрона, $4,55 \cdot 10^{-31}$ кг.

Тогда, если $kT/E_{\infty} \gg 1$, то основной механизм переноса носителей в контакте – термоэлектронная эмиссия; если $kT/E_{\infty} \ll -1$, – полевая эмиссия, если $kT/E_{\infty} \sim 1$, – термополевая эмиссия.

Туннельно-рекомбинационный механизм встречается в особых типах контактов металл – полупроводник, где имеет место интенсивное взаимодействие материалов в технологическом процессе формирования контактов с образованием новых соединений и границ раздела.

7.2.4 Расчет характеристик контактов

1 Если $kT/E_{\infty} \gg 1$, то

$$\rho_k = \frac{k \cdot T}{g \cdot A^* \cdot T^2} \exp\left(\frac{\Phi_B}{kT}\right),$$

где A^* – эффективная постоянная Ричардсона ($A \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$). Для свободных электронов постоянная Ричардсона составляет $A^* = 120 A \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$.

Для кремния p -типа $A^*/A = 0,66$.

Для кремния n -типа:

- $A^*/A = 2,2$ в направлении движения электронов (111);

- $A^*/A = 2,1$ в направлении движения электронов (100).

2 Если $kT/E_{\infty} \ll 1$, то

$$\rho_k = \left[\frac{A^* \cdot \pi \cdot q \cdot T^2}{k \cdot T \cdot \sin(\pi \cdot C_1 \cdot k \cdot T)} \exp\left(-\frac{\Phi_B}{E_{\infty}}\right) \cdot \frac{A^* \cdot C_1 \cdot q \cdot T^2}{(C_1 \cdot k \cdot T)^2} \exp\left(-\frac{\Phi_B}{E_{\infty}} \cdot C_1 \cdot E_F\right) \right],$$

где $C_1 = \frac{1}{2 \cdot E_\infty} \ln \frac{4 \cdot \Phi_B}{E_F}$, $E = \frac{h^*{}^2}{2 \cdot m^* \cdot (e, h)} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}} N(e, h)$,

где E_F – энергия уровня Ферми;

e, h – индексы электронов и дырок ($N_d \approx N_e, N_a \approx N_p$).

3 Если $kT / E_\infty \approx 1$, то

$$\rho_k = \frac{kT}{q \cdot A^* \cdot T^2} \cdot \frac{kT}{\sqrt{\pi(\Phi_B + E_F) E_\infty}} eh \left(\frac{E_\infty}{kT} \right) \sqrt{ehh^* \cdot \frac{E_\infty}{kT}},$$

$$\exp \left(\frac{\Phi_B + E_F}{E_0} - \frac{E_F}{kT} \right), \text{ где } E_0 = E_\infty \operatorname{oth} \left(\frac{E_\infty}{kT} \right).$$

Нужно учесть, что последнее выражение для ρ_k справедливо, если

$$\frac{\operatorname{ch}^2(E_\infty / kT)}{\operatorname{sh}^3(E_\infty / kT)} < \frac{(\Phi_B + E_F)}{3E_\infty}.$$

Расчет R ведется применительно к омическим контактам к областям базы n - p - n -планарных транзисторов с $N_a = 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и к областям эмиттеров (коллекторов) с $N_d \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Средняя площадь контактов S_k может быть выбрана из диапазона 1–8 мкм². Выбор металла контактов производится самостоятельно исходя из технических условий или индивидуального задания.

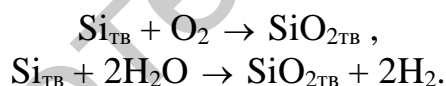
Для выполнения практического занятия необходимо получить задание у преподавателя.

Окисление

Окисление кремния – физико-химический процесс, применение которого необходимо в ходе всего технологического цикла изготовления современных интегральных схем. В технологии формирования ИС двуокись кремния используется для нескольких целей. Она служит в качестве маски при ионной имплантации или диффузии легирующей примеси в кремний, для пассивирования поверхности структур, для изоляции приборов друг от друга. В настоящее время для формирования окисных слоев разработано несколько методов, которые включают в себя термическое окисление, анодирование в растворах электролитов, осаждение из газовой фазы и плазменное анодирование. В тех случаях, когда на границе раздела фаз необходимо получить низкую плотность поверхностных состояний, предпочтение отдается методу термического окисления.

8.1 Механизм роста и кинетика окисления

Поскольку поверхность кремния легко окисляется, при экспозиции кремниевой подложки в атмосфере происходит быстрое формирование окисной пленки. Химические реакции, описывающие процесс термического окисления кремния в кислороде или парах воды, имеют следующий вид:



Основной процесс, происходящий при этом, заключается в перераспределении валентных электронов между кремнием и кислородом.

Связь кислород – кремний представляет собой ковалентную связь. При протекании процесса окисления граница раздела Si – SiO₂ двигается в глубь кремниевой подложки, однако происходящее при этом расширение объема приводит к тому, что внешняя поверхность пленки SiO₂ не совпадает с первоначальной поверхностью кремния. Если обратиться к значениям плотности и молекулярному весу Si и SiO₂, можно показать, что рост окисной пленки толщиной d происходит за счет слоя кремния толщиной $0,45d$.

Исходные данные:

$$\rho_{\text{SiO}_2} = 2,27 \text{ г/см}^3;$$

$$\rho_{\text{Si}} = 2,33 \text{ г/см}^3;$$

$$m_{\text{Si}} = 28,0855 \text{ а.е.м.} \cdot 1,660540 \cdot 10^{-24} = 46,637 \cdot 10^{-24} \text{ г};$$

$$m_{\text{O}} = 15,999 \text{ а.е.м.} \cdot 1,660540 \cdot 10^{-24} = 26,567 \cdot 10^{-24} \text{ г};$$

$$m_{\text{SiO}_2} = 60,0843 \text{ а.е.м.} \cdot 1,660540 \cdot 10^{-24} = 99,772 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Используем соотношение для плотности

$$\rho = \frac{m}{V},$$

где ρ – плотность, г/см³;

m – молекулярная масса, г;

V – объем, см³.

Подставляем численные значения:

$$\rho_{\text{SiO}_2} = \frac{99,772 \cdot 10^{-24}}{V_{\text{SiO}_2}} = 2,27 \text{ г/см}^3 \Rightarrow V_{\text{SiO}_2} = 43,952 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3,$$

$$\rho_{\text{Si}} = \frac{46,637 \cdot 10^{-24}}{V_{\text{Si}}} = 2,33 \text{ г/см}^3 \Rightarrow V_{\text{Si}} = 20,015 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3,$$

$$\frac{V_{\text{Si}}}{V_{\text{SiO}_2}} = \frac{20,015 \cdot 10^{-24}}{43,952 \cdot 10^{-24}} = 0,45.$$

8.2 Модель окисления кремния

Кинетика процесса окисления кремния описывается моделью Дила и Гроува. Она применима для температурного диапазона 700–1300 °С, парциальных давлений O₂ (0,2–1,0)·10⁵ (возможно и для более высоких значений) и толщины окисных пленок 30–2000 нм в атмосфере, состоящей из кислорода и (или) паров воды. На рисунке 8.1 показана подложка кремния, покрытая слоем окисла, который находится в контакте с газовой фазой.

Окисляющие элементы диффундируют из объема газовой фазы на границу раздела газ – окисел (поток F_1 представляет собой число атомов или молекул, пересекающих поверхность единичной площади за единицу времени), переносятся через уже образованный окисел по направлению к кремнию (поток F_2) и реагируют на границе раздела фаз Si – SiO₂ с кремнием (поток F_3). В условиях равновесия

$$F_1 = F_2 = F_3,$$
$$F_1 = h(C^* - C_0),$$

где h – коэффициент массопереноса в газовой фазе;

C_0 – равновесная концентрация молекул окислителя в окисле на внешней поверхности;

C^* – равновесная объемная концентрация молекул окислителя в окисле.

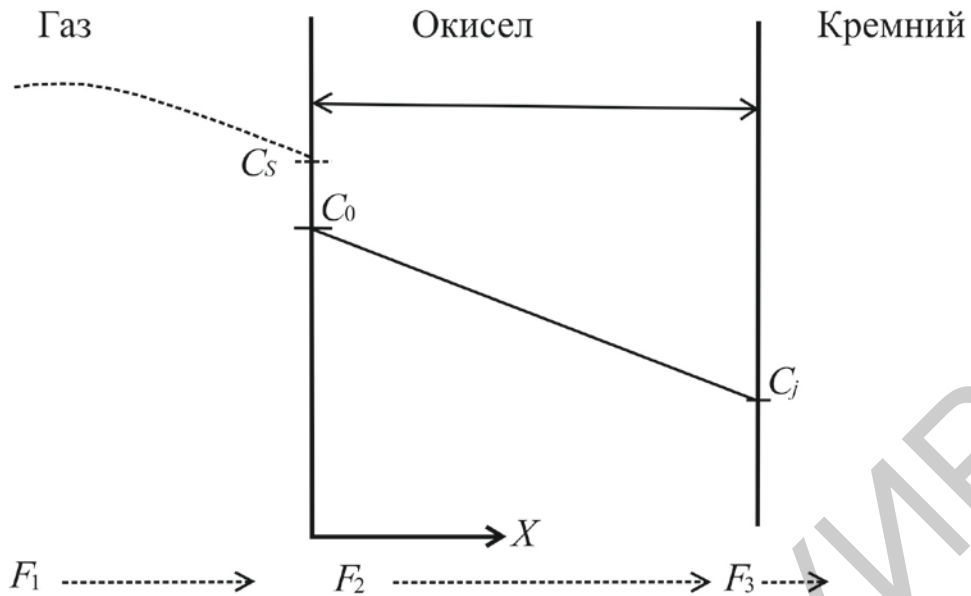


Рисунок 8.1 – Модель термического окисления кремния

Поток частиц окислителя через окисел для любой точки d слоя окисла описывается законом Фика:

$$F_2 = -D \cdot \frac{dC}{dd},$$

где D – коэффициент диффузии;

$\frac{dC}{dd}$ – градиент концентрации частиц окислителя в окисле.

$$F_3 = k_s \cdot C_i,$$

где k_s – константа скорости поверхностной химической реакции окисления кремния;

C_i – концентрация окисляющего агента в окисле вблизи границы раздела фаз окисел – кремний.

После определения $F_1 = F_2 = F_3$ (что вытекает из условия установившегося процесса) и совместного решения уравнений получим следующие выражения для C_i и C_0 :

$$C_i = \frac{C^*}{1 + \frac{k_s}{h} + \frac{k_s d_0}{D}},$$

где d_0 – толщина окисла;

h – коэффициент массопереноса в газовой фазе, выраженный в размерности концентрации в твердом теле;

$$C_0 = \frac{\left(1 + \frac{k_s d_0}{D}\right) \cdot C^*}{1 + \frac{k_s}{h} + \frac{k_s d_0}{D}}.$$

Предельные случаи возникают тогда, когда коэффициент диффузии либо слишком мал, либо очень велик. Когда коэффициент диффузии слишком мал, $C_i \rightarrow 0$, а $C_0 \rightarrow C^*$. В этом случае говорят, что реакция идет при диффузионном контроле, т. е. лимитирующей является диффузионная стадия протекания реакции.

Во втором предельном случае, когда коэффициент диффузии очень большой, имеем $C_i = C_0 = \frac{C}{(1 + k_s/h)}$. Можно сказать, что реакция идет при кинетическом контроле, т. е. лимитирующей стадией является кинетическая стадия протекания самой реакции, поскольку излишнее количество окислителя доставляется к границе раздела фаз Si – SiO₂ и скорость окисления контролируется константой скорости реакции k_s и концентрацией C_i , равной C_0 .

Можно записать выражение для потока окислителя, достигающего границы раздела окисел – кремний в следующем виде:

$$N_i \frac{dd_0}{dt} = F_3 = \frac{k_s C}{1 + \frac{k_s}{h} + \frac{k_s d_0}{D}},$$

где N_i – число молекул окислителя, входящих в единичный объем окисного слоя.

Поскольку окисел содержит $2,2 \cdot 10^{22}$ молекул SiO₂ в 1 см³ и на создание одной молекулы SiO₂ требуется одна молекула O₂ или две молекулы H₂O, N_i равняется $2,2 \cdot 10^{22}$ см⁻³ для окисления в сухом кислороде и удвоенному значению для окисления в парах воды. При решении этого дифференциального уравнения предполагается, что окисел мог присутствовать на поверхности кремния вследствие предварительных этапов окисления в ходе технологического процесса или его рост мог происходить до того, как стали справедливы предположения, положенные в основу настоящей модели. Это означает, что $d_0 = d_i$ при $t = 0$. Решение вышеуказанного уравнения выглядит следующим образом:

$$d_0^2 + Ad_0 = B(t + \tau),$$

где $A = 2D \left(\frac{1}{k_s} + \frac{1}{h} \right)$, $B = \frac{2DC^*}{N_i}$, $\tau = \frac{d_i^2 + Ad_i}{B}$.

Величина τ соответствует сдвигу по временной оси, который необходим для того, чтобы учесть наличие первоначального слоя толщиной d_i . Решение вышеуказанного уравнения для d_0 как функция времени записывается в следующем виде:

$$\frac{d_0}{A} = \left(1 + \frac{t + \tau}{\frac{A^2}{4B}} \right)^{\frac{1}{2}} - 1.$$

В таблице 8.1 приведены значения констант скорости окисления кремния в сухом кислороде.

Таблица 8.1 – Константы скорости окисления кремния в сухом кислороде

Температура окисления, °С	A, мкм	Параболическая константа скорости окисления B, мкм ² /ч	Линейная константа скорости окисления B/A, мкм/ч	τ, ч
1200	0,040	0,045	1,12	0,027
1110	0,090	0,027	0,30	0,076
1000	0,165	0,0117	0,071	0,37
920	0,235	0,0049	0,0208	1,40
800	0,370	0,0011	0,0030	9,0

Используя уравнение для d_0 как функцию времени $\frac{d_0}{A} = \left(1 + \frac{t + \tau}{\frac{A^2}{4B}} \right)^{\frac{1}{2}} - 1$, и

данные, приведенные в таблице 8.1, можно построить кривую зависимости толщины окисла от времени окисления в сухом кислороде при температуре 1110 °С. Считаем, что $\tau = 0$. Подставляем в уравнение значения констант для температуры 1110 °С и считаем время окисления, равное 1 ч:

$$\frac{d_0}{0,090} = \left(1 + \frac{1}{\frac{0,090^2}{4 \cdot 0,027}} \right)^{\frac{1}{2}} - 1.$$

Получаем $d_0 = 0,1253$ мкм.

Таким же образом рассчитываем толщину окисла, получаемую при времени окисления два, три часа и т. д., при прочих равных условиях (рисунок 8.2):

- 2 ч – 0,1916 мкм;
- 3 ч – 0,2431 мкм;
- 4 ч – 0,2867 мкм;
- 5 ч – 0,3251 мкм;
- 6 ч – 0,36 мкм;
- 7 ч – 0,39 мкм;
- 8 ч – 0,421 мкм;
- 9 ч – 0,45 мкм;
- 10 ч – 0,4765 мкм.

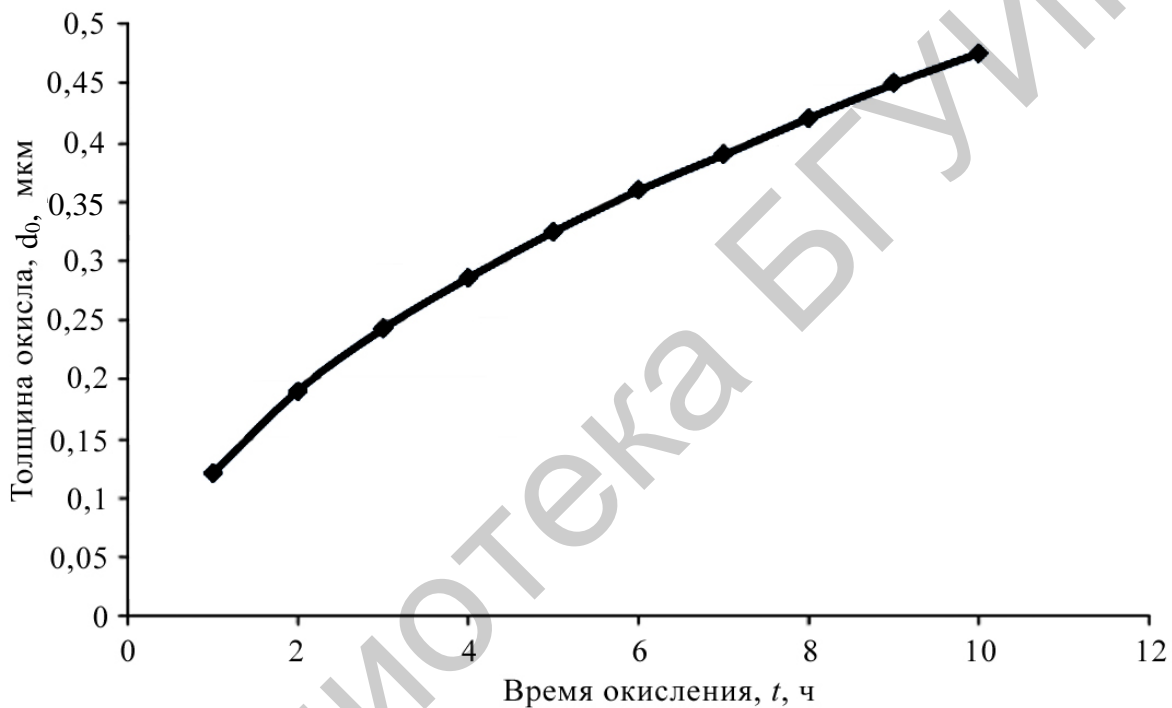


Рисунок 8.2 – Зависимость толщины окисла от времени окисления в сухом кислороде

Для выполнения практического занятия необходимо получить задание у преподавателя.

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАНЯТИЕ №9

Определение профилей распределения тонкопленочных слоев при ионном распылении

Расширение номенклатуры материалов, используемых при получении элементов микроэлектроники, и тенденция перехода к непрерывным технологическим процессам вызвали интенсивное развитие ионно-плазменных процессов осаждения тонкопленочных слоев. Ионно-плазменные методы осаждения пленок дают возможность создания установок и линий непрерывного действия и позволяют осуществить полную автоматизацию всего цикла получения покрытия. Развитие ионно-плазменных процессов получения тонких пленок идет в направлении повышения качества пленок (снижение загрязнений и радиационных дефектов) и повышения производительности процессов.

9.1 Общая характеристика процесса

Существуют различные варианты реализации метода ионного распыления, среди которых наиболее распространены основанные на системах катодного распыления и магнетронных системах.

При распылении подложка помещается вблизи катода, чтобы распыленные атомы осаждались на нее. Обычно в пленках, получаемых распылением, существуют сжимающие напряжения, тогда как в осажденных методом испарения пленках действуют растягивающие напряжения. Увеличение давления газа в камере может снизить напряжения в пленках, т. к. оно способствует их кристаллизации. Снижение напряжений благоприятно с точки зрения адгезии пленок, однако, с другой стороны, сжимающие напряжения препятствуют распространению трещин.

В установках с катодным распылением скорость роста покрытия имеет порядок 1 нм/с. Предельная скорость роста покрытия определяется возможностями теплосъема с мишени. Недостатками данного метода являются нерегулируемость и недостаточно высокие энергии распыленных атомов, низкая степень ионизации осаждаемых потоков (не более 1 %).

Для получения воспроизводимых по качеству покрытий методом распыления необходимо контролировать многие параметры, такие, как геометрия системы, начальный вакуум, расстояние до подложки, предварительная подготовка материалов, чистота газа, скорость его натекания, напряжение и ток, температура подложки, скорость осаждения.

Достоинством ионного распыления является возможность получения пленок тугоплавких соединений, таких как бориды, оксиды, нитриды и др.

Процесс распыления практически не зависит от температуры плавления материала. Однако следует помнить, что если мишень выполнена из изолирующего материала, то производить распыление на постоянном токе невозможно. При отрицательном потенциале на мишени она зарядится положительно и далее на нее поступать ионы не будут. Поэтому прибегают к распылению на высокой частоте.

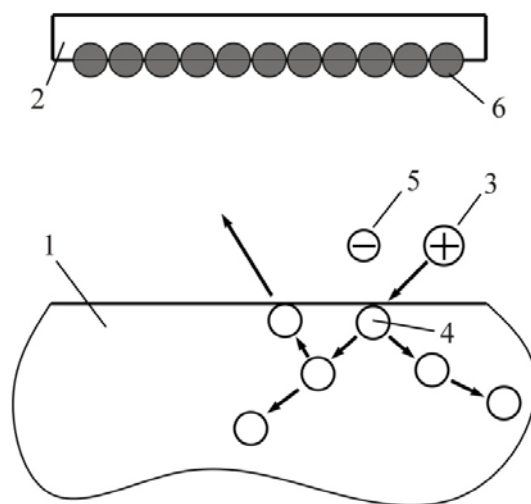
В упрощенном виде процессы взаимодействия, лежащие в основе ионно-плазменных методов нанесения тонкопленочных структур, можно разделить на следующие группы:

- 1) процессы ионизации рабочего газа и ускорения ионов;
- 2) процессы транспортировки ионов от зоны ионизации к распыляемой мишени или подложке, включающие перезарядку и потерю энергии;
- 3) процессы взаимодействия ионов или энергетичных атомов с поверхностным слоем мишени;
- 4) процессы распыления материала с поверхности и транспортировка его в зоне «мишень – подложка»;
- 5) процессы конденсации распыленного материала;
- 6) процессы взаимодействия ионов или энергетичных атомов с поверхностным слоем подложки или конденсирующейся фазой.

Единой теории, объясняющей механизм катодного распыления, пока не существует. Одной из теорий является теория «горячего пятна», которая объясняет распыление термическим испарением локально нагретого участка мишени вследствие бомбардировки ионами. Существуют также различные гипотезы о химическом взаимодействии заряженной частицы с распыляемым веществом и образованием на поверхности мишени летучих соединений.

Наиболее удачно экспериментальные результаты по ионному распылению объясняются с позиций импульсного механизма. Модель ионного распыления по этой теории можно рассмотреть на схеме, представленной на рисунке 9.1.

Движущийся на катод (мишень) ион газа массой M_1 передает свою энергию E атомам решетки в серии последовательных столкновений. Если при столкновении атому мишени массой M_2 передается энергия, превосходящая энергию связи атомов в решетке (энергию смещения) $E_{см}$, он покидает свое равновесное положение, превращаясь в первично смещенный атом. Смещенный атом, в свою очередь, сталкивается с окружающими атомами решетки, производя вторичные смещения, и т. д. Этот процесс длится до тех пор, пока энергия атома не уменьшится до уровня, ниже которого передача энергии, большей $E_{см}$, становится невозможной. Затем атомы продолжают сталкиваться, но уже не смещают атомы и замедляются до энергии сублимации $E_{суб}$ и затем принимают участие в тепловом движении атомов решетки.



1 – распыляемое вещество (мишень);
 2 – подложка; 3 – бомбардирующие ионы; 4 – поверхностные атомы; 5 – вторичные электроны; 6 – напыленные частицы

Рисунок 9.1 – Схема ионного распыления в вакууме

Максимальная энергия, которую может ион передать атому при лобовом соударении, равна

$$E_{\max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot E, \quad (9.1)$$

где M_1 , M_2 – масса иона и атома мишени;

E – энергия иона.

Смещенный атом характеризуется средней энергией \bar{E} , величина которой зависит от вида взаимодействия. Если смещенный атом получит энергию больше $E_{\text{см}}$ и импульс энергии будет направлен в сторону поверхности, то он может покинуть эту поверхность и стать распыленным атомом. Энергию смещения можно оценить, зная энергию сублимации для материала мишени $E_{\text{суб}}$. При сублимации происходит удаление атомов с поверхности, где действует только половина связей. Для удаления атома из объема мишени уже необходима энергия $2E_{\text{суб}}$. При столкновениях атом не только выбивается из занимаемого положения, но и внедряется в решетку, смещая другие атомы. Для удаления таких атомов необходима энергия не меньше $4E_{\text{суб}}$. Следовательно, процесс выбивания атомов из поверхности и их выброс в вакуум будет иметь место, если смещенные атомы получают энергию более $4E_{\text{суб}}$.

Вылет атомов из мишени в вакуум зависит как от энергии, так и от импульса, полученного им от иона или от быстрых смещенных атомов. Действительно, атом, который получил импульс, направленный внутрь мишени, не сможет вылететь из вещества. Если в результате соударения с другими атомами он получит импульс, направленный к поверхности, и

сохранит при своем движении к ней достаточную энергию, чтобы преодолеть энергию связи, то такой атом вылетит из вещества. Импульсную теорию ионного распыления подтверждают следующие экспериментальные результаты.

При бомбардировке мишени электронами для распыления была бы необходима намного большая кинетическая энергия (например, 500 кэВ для меди), чем для ионов. Это обусловлено тем, что обмен энергиями между легким электроном и тяжелым атомом мишени весьма неэффективен. Ток вторичных электронов, измеренный при распылении, очень мал. Это говорит о том, что отсутствует нагрев до высоких температур и термоэлектронная эмиссия.

Для поликристаллических и аморфных материалов в диапазоне температур до 600 К значение коэффициента распыления не зависит от температуры мишени. При дальнейшем повышении температуры коэффициент распыления должен уменьшаться, т. к. сечение смещения атомов материала бомбардирующими ионами уменьшается с ростом температуры. Наблюдаемые в ряде случаев аномальные зависимости от температуры мишени могут быть вызваны удалением загрязнений, структурными превращениями или началом испарения материала.

Зависимости коэффициента распыления от массы бомбардирующих ионов, их энергии, угла падения ионов и кристаллической структуры мишени также объясняются импульсным механизмом распыления.

Показателем эффективности процесса ионного распыления является коэффициент распыления Y , определяемый как количество распыленных атомов, приходящихся на один бомбардирующий ион (атом/ион), а также производный от него параметр – скорость распыления V_r . Скорость и коэффициент распыления связаны следующим соотношением:

$$Y = \frac{eN_a\rho}{j_i M_2} V_r, \quad (9.2)$$

где ρ – плотность материала, г/м³;

e – заряд электрона, равный $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл;

j_i – плотность тока ионов, А/м²;

M_2 – масса атомов материала мишени, г/моль;

N_a – число Авогадро, равное $6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹.

Коэффициент распыления определяется массой, энергией, углом падения частиц, массой атомов мишени, их энергией связи в объеме и на поверхности, а также кристаллической структурой мишени и ориентацией низкоиндексных направлений относительно направления падения ионов. В общем случае коэффициент распыления можно представить двумя составляющими: членом, определяющим плотность энергии падающей частицы, перешедшей в кинетическую энергию атомов столкновительного каскада вблизи поверхности, и константой, характеризующей материал мишени и зависящей от плотности и

поверхностной энергии связи. Распыленным атомам передается порядка 1 % энергии бомбардирующей частицы, тогда как около 75 % энергии расходуется на нагрев мишени (катода).

9.2 Скорость осаждения пленок

Количественной характеристикой процесса ионного распыления материалов является скорость распыления, которая определяется как

$$V_r = \frac{h_r}{t}, \quad (9.3)$$

где h_r – толщина распыленного материала;
 t – время распыления.

Для расчета скорости распыления материалов при нормальном падении ионов можно воспользоваться выражением, которое можно получить из выражения (9.2):

$$V_r = Y \frac{j_i M_2}{e N_a \rho}, \quad (9.4)$$

где Y – коэффициент распыления материала, атом/ион.

Для коэффициента распыления типичны значения 1–5, хотя он может изменяться от 0 до 100. Это зависит от энергии и массы первичных частиц и угла их падения на поверхность, массы атомов мишени, кристаллического состояния твердого тела и ориентации кристалла, поверхностной энергии связи атомов мишени.

Для реализации распыления атомам мишени должна быть сообщена энергия, превышающая энергию их связи в твердом теле. Эта энергия обозначается как пороговая энергия распыления $E_{\text{пор}}$. Величина ее колеблется в пределах 10–40 эВ. При энергиях меньше пороговой распыление отсутствует. При больших энергиях коэффициент распыления растет с увеличением энергии первичных частиц, достигает максимума, а затем опять падает. Уменьшение коэффициента распыления при более высоких энергиях связано с большой глубиной проникновения частиц в твердое тело и меньшим выделением энергии в поверхностном слое.

Согласно теории Зигмунда для аморфных и поликристаллических материалов для низких энергий ионов до 1 кэВ коэффициент распыления определяется следующим выражением:

$$Y = \frac{3}{\pi^2} \alpha \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot \frac{E_1}{2E_{\text{суб}}}, \quad (9.5)$$

где M_1 и M_2 – атомные массы ионов и атомов мишени, г/моль;

E_1 – энергия падающих ионов, эВ;

$E_{\text{суб}}$ – энергия сублимации атомов мишени, эВ;

α – безразмерный параметр, зависящий от M_1/M_2 .

Зависимость параметра α от отношения M_2/M_1 при нормальном падении пучка ионов показана на рисунке 9.2.

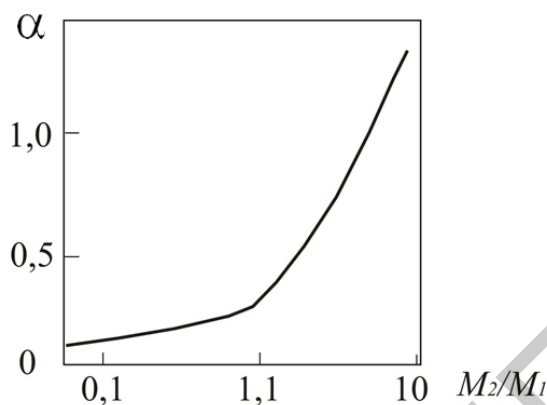


Рисунок 9.2 – Зависимость коэффициента α от отношения массы атома распыляемого материала M_2 к массе иона M_1

Поскольку энергия ионов при распылении в магнетронной системе при работе на аргоне лежит в диапазоне 350–450 эВ, то при расчете коэффициента распыления будет использоваться выражение (9.5). Справочные данные по характеристикам распыляемых материалов приведены в таблице 9.1.

Таблица 9.1 – Характеристики некоторых наиболее часто используемых материалов

Материал	Атомный номер Z	Атомная масса M_2 , г/моль	Энергия сублимации $E_{\text{суб}}$, эВ	Плотность ρ , г/см ³
Al	13	27	3,26	2,7
Ti	22	47,9	4,34	4,52
Ni	28	58,7	4,41	8,9
Cu	29	63,5	3,56	8,96
Mo	42	96	6,9	10,2
Ag	47	107,8	2,7	10,5
W	74	183	8,76	19,3
Pt	78	195	5,56	21,5
Au	79	197	3,92	19,32

Все расчеты проводятся с рабочим газом аргон:

- атомный номер иона – 18;
- атомный вес иона (M_1) – 40 г/моль;
- энергия иона (E_1) – 350 эВ.

Все расчеты необходимо проводить для системы на двумерной плоскости, где плоскопараллельная подложка отстоит от точки распыления на расстоянии h и угол падения равен углу распыления. Схематически система распыления представлена на рисунке 9.3.

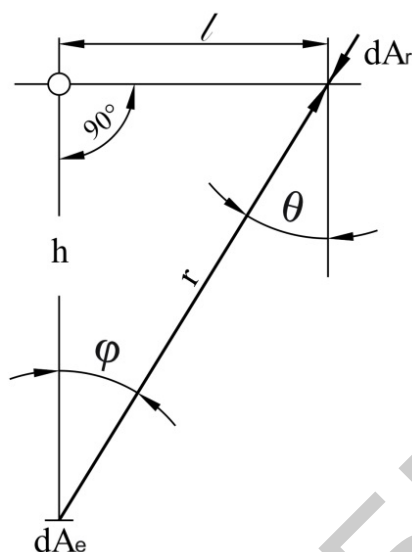


Рисунок 9.3 – Распыление на плоскопараллельную подложку

(dA_e – бесконечно малая площадь распыления; dA_r – элемент подложки; φ – угол распыления; θ – угол падения; r – расстояние от точки распыления до точки нанесения на подложке; l – расстояние от центра подложки до точки нанесения)

При расчете скорости осаждения пленок на подложке необходимо кроме скорости распыления учитывать расстояние от мишени до подложки и конфигурацию электродов. При выполнении данного практического занятия для упрощения расчетов следует рассматривать источник распыления малой площади с диаметром 1 мм. Для дисковой мишени и круглой подложки, расположенных параллельно друг другу, применяется следующая формула для скорости осаждения:

$$V_o = V_r \cdot \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{r_k^2 - h^2 - r_{\Pi}^2}{\left(r_k^4 + 2(h^2 - r_{\Pi}^2) \cdot r_k^2 + (h^2 + r_{\Pi}^2)^2 \right)^{0,5}} \right\}, \quad (9.6)$$

где r_k – радиус мишени (катода);

h – расстояние между мишенью и подложкой;

r_{Π} – радиус подложки;

V_r – скорость распыления.

Зная скорость осаждения, можно определить толщину пленки h_{Π} , наращиваемую за определенное время в разных точках подложки. Это позволяет оценить равномерность толщины пленки по подложке.

В экспериментальных исследованиях наблюдается уменьшение скорости осаждения пленок, когда давление рабочего газа превышает 1 Па. Это объясняется увеличением вероятности возвращения распыленных атомов на мишень из-за обратной диффузии и обратного рассеяния (отражения) с ростом давления газа.

Пример 9.1 Определить толщину нанесенной пленки меди в точке, удаленной от центра подложки на 5 мм. Расстояние между мишенью и подложкой составляет 28 мм, время распыления – 1,5 мин, ток разряда – $2 \cdot 10^{-5}$ А.

Решение:

1 Рассчитаем коэффициент распыления по формуле (9.5):

$$Y = \frac{3}{3,141592954^2} \cdot 0,5 \cdot \frac{40 \cdot 63,5}{(40 + 63,5)^2} \frac{350}{2 \cdot 3,56} = 1,771,$$

где безразмерный параметр α определяется соотношением $M_2/M_1 = 63,5/40 = 1,59$.

Далее по рисунку 9.2 определяем, что $\alpha \approx 0,5$.

2 Рассчитаем площадь зоны распыления:

$$S = \pi \cdot r^2 = 3,14 \cdot (0,0005)^2 = 7,854 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2.$$

3 Рассчитаем плотность ионного тока:

$$j_i = \frac{I}{S} = \frac{2 \cdot 10^{-5}}{7,854 \cdot 10^{-7}} = 25,465 \text{ А/м}^2.$$

4 Рассчитаем скорость распыления:

$$V_r = Y \frac{j_i M_2}{e N_a \rho} = 1,771 \cdot \frac{25,465 \cdot 63,5}{1,6 \cdot 10^{19} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \cdot 8960} = 3,314 \cdot 10^6 \text{ м/с}.$$

5 Рассчитаем скорость осаждения напыляемой пленки в зависимости от радиуса пластины и расстояния от мишени:

$$V_o = 3,314 \cdot 10^6 \cdot \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{0,0005^2 - 0,028^2 - 0,0025^2}{\left[0,0005^4 + 2 \cdot (0,028^2 - 0,0025^2) \cdot 0,0005^2 + (0,028^2 + 0,0025^2)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \right\} =$$

$$= 1,04 \cdot 10^9 \text{ м/с}.$$

6 Рассчитаем толщину пленки в требуемой точке за указанный период времени:

$$h_{\text{II}} = V_0 \cdot t = 1,04 \cdot 10^{-9} \cdot 90 = 9,358 \cdot 10^{-8} \text{ м.}$$

Для выполнение практического занятия необходимо получить задание у преподавателя.

Библиотека БГУИР

Список использованных источников

- 1 Смирнова, К. И. Тонкие пленки в микроэлектронике : учеб. пособие / К. И. Смирнова. – Томск : Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2007. – 109 с.
- 2 Петухов, В. Ю. Ионно-лучевые методы получения тонких пленок : учеб.-метод. пособие / В. Ю. Петухов, Г. Г. Гумаров. – 2-е изд., испр. и доп. – Казань, 2010. – 87 с.
- 3 Данилина, Т. И. Технология тонкопленочных микросхем : учеб. пособие / Т. И. Данилина. – Томск : Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2007. – 151 с.
- 4 Никоненко, В. А. Математическое моделирование технологических процессов: Моделирование в среде MathCAD : практикум / В. А. Николаенко ; под ред. Г. Д. Кузнецова. – М. : МИСиС, 2001. – 48 с.
- 5 Данилина, Т. И. Технология тонкопленочных микросхем : учеб.-метод. пособие / Т. И. Данилина, И. А. Чистоедова. – Томск : Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2007. – 75 с.
- 6 Смирнова, К. И. Тонкие пленки в микроэлектронике : учеб.-метод. пособие по выполнению курсовой работы / К. И. Смирнова. – Томск : Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2008. – 25 с.
- 7 Хасс, Г. Физика тонких пленок / Г. Хасс, М. Франкомб, Р. Гофман. – М. : Изд-во «Мир», 1978. – 360 с.
- 8 Чопра, К. Л. Электрические явления в тонких пленках / К. Л. Чопра. – М. : Изд-во «Мир», 1972. – 436 с.
- 9 Технология тонких пленок. Справочник / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга ; пер. с англ. ; под ред. М. И. Елинсона, Г. Г. Смолко. В 2 т. Т. 1. – М. : Советское радио, 1977. – 664 с.

Учебное издание

Достанко Анатолий Павлович
Голосов Дмитрий Анатольевич
Завадский Сергей Михайлович и др.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ИЗДЕЛИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

ПОСОБИЕ

Редактор *Е. С. Юрец*
Корректор *Е. Н. Батурчик*
Компьютерная правка, оригинал-макет *М. В. Касабуцкий*

Подписано в печать 06.10.2017. Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. 4,77. Уч.-изд. л. 5,0. Тираж 60 экз. Заказ 393.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники».
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий №1/238 от 24.03.2014,
№2/113 от 07.04.2014, №3/615 от 07.04.2014.
ЛП №02330/264 от 14.04.2014.
220013, Минск, П. Бровки, 6