Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н.Ельцина
Физико-технологический институт

А. С. КАМЕНЕЦКИХ
А. С. КАЙГОРОДОВ

ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

В 2 частях

Ч. 1. Физические основы процессов взаимодействия ускоренных частиц с твердым телом

Учебное пособие

Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации

Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина

А. С. Каменецких, А. С. Кайгородов

ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

В 2 частях

Ч. 1. Физические основы процессов взаимодействия ускоренных частиц с твердым телом

Учебное пособие

Рекомендовано методическим советом
Уральского федерального университета для студентов вуза,
обучающихся по направлениям подготовки
11.03.04, 11.04.04 — Электроника и наноэлектроника

Екатеринбург
Уральский федеральный университет
2024

УДК 533.924(075.8)
ББК 22.333я73
К18

Рецензенты:
проф., д-р физ.-мат. наук М. П. Кащенко (завкафедрой общей физики ФГБОУ ВО УГЛТУ); кафедра математики ФГБОУ ВО УГГУ, протокол № 2 от 02.11.23 (завкафедрой проф., д-р физ.-мат. наук В. Б. Сурнев)

Научный редактор — проф., д-р физ.-мат. наук С. О. Чолах

Каменецких, Александр Сергеевич.
К18 Плазменно-пучковые технологии. В 2 частях : учебное пособие / А. С. Каменецких, А. С. Кайгородов ; М-во науки и высш. образования. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2024. — ISBN 978-5-7996-3822-1.
Часть 1. Физические основы процессов взаимодействия ускоренных частиц с твердым телом. — 84 с. — ISBN 978-5-7996-3823-8. — Текст : непосредственный.

ISBN 978-5-7996-3823-8 (ч. 1)
ISBN 978-5-7996-3822-1

Рассмотрены основные физические процессы, происходящие при взаимодействии ускоренных частиц с твердыми телами. Изложены основные физические принципы ионной имплантации, распыления твердых тел. Рассмотрены основы взаимодействия электронов с веществом, а также даются примеры применения электронных пучков для обработки материалов.

Учебное пособие предназначено для бакалавров и магистров, обучающихся по направлениям 11.03.04, 11.04.04 «Электроника и наноэлектроника», а также для студентов и аспирантов, обучающихся по физическим специальностям, изучающих курсы «Плазменно-пучковые технологии», «Взаимодействие излучения с веществом», «Электрофизические методы обработки материалов», «Актуальные проблемы современной электроники больших мощностей».

Библиогр.: 11 назв. Рис. 41. Табл. 2.

УДК 533.924(075.8)
ББК 22.333я73

Учебное издание

Каменецких Александр Сергеевич, **Кайгородов** Антон Сергеевич

ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

В 2 частях
Часть 1

Редактор И. В. Коршунова
Верстка О. П. Игнатьевой

Подписано в печать 18.04.2024. Формат 70×100/16. Бумага офсетная. Цифровая печать. Усл. печ. л. 6,8. Уч.-изд. л. 5,7. Тираж 30 экз. Заказ 27.

Издательство Уральского университета
Редакционно-издательский отдел ИПЦ УрФУ ЦСД. 620049, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 5
Тел.: +7 (343) 375-48-25, 375-46-85, 374-19-41. E-mail: rio@urfu.ru

Отпечатано в Издательско-полиграфическом центре УрФУ ЦСД
620083, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4. Тел.: +7 (343) 358-93-06, 350-58-20, 350-90-13
Факс: +7 (343) 358-93-06. http://print.urfu.ru

ISBN 978-5-7996-3823-8 (ч. 1)
ISBN 978-5-7996-3822-1

© Уральский федеральный университет, 2024

Оглавление

Предисловие 5

Введение 6

1. Физические процессы, происходящие при взаимодействии ионов с твердым телом 7
1.1. Основные процессы, происходящие при бомбардировке вещества ионами, их использование в технологиях 7
1.2. Упругие столкновения 10
1.2.1. Потенциалы ионно-атомного взаимодействия 12
1.2.2. Сечение рассеяния. Потери энергии в упругих столкновениях 15
1.3. Неупругие столкновения 18
1.3.1. Неупругое торможение ускоренных ионов 19
1.3.2. Соотношение электронного и ядерного торможения 22
Вопросы для самопроверки 22

2. Ионная имплантация 24
2.1. Образование каскада смещенных атомов 25
2.2. Пробеги ионов и их распределение в твердых телах 26
2.3. Имплантация и пробег ионов в монокристаллах. Каналирование 33
2.4. Моделирование имплантации ионов 39
Вопросы для самопроверки 41

3. Распыление твердых тел 42
3.1. Механизмы распыления. Самораспыление 44
3.2. Распыление монокристаллов 54
3.3. Распыление многокомпонентных мишеней 56
Вопросы для самопроверки 59

4. Основные процессы, происходящие при взаимодействии ускоренных электронов с твердым телом 61
4.1. Тормозная способность вещества и пробег электронов 64
4.2. Обратное рассеяние электронов 67
4.3. Удельные потери энергии 69
4.4. Обработка материалов электронными пучками 70
4.4.1. Нагрев мишени 70
4.4.2. Кинжальное проплавление 74
4.4.3. Электронно-лучевая плавка 77
4.4.4. Электронно-лучевое испарение 78
4.4.5. Электронно-лучевая сварка 79
4.4.6. Термическая электронно-лучевая обработка 80
4.4.7. Нетермическая электронно-лучевая обработка 81
Вопросы для самопроверки 82

Список библиографических ссылок 83

Рекомендуемый список литературы 84

Предисловие

Изучение физики явлений и физических основ работы приборов, применяющихся для плазменно-пучковой модификации материалов, является необходимым элементом подготовки специалистов в области физической электроники.

Пособие предназначено для студентов, аспирантов, обучающихся в области физической электроники и электрофизики, а также может быть полезно для специалистов и студентов других специальностей, которые в своей профессиональной деятельности в будущем будут сталкиваться со взаимодействием ускоренных ионов и электронов с веществом, устройствами для генерации пучков заряженных частиц, потоков плазмы и технологиями обработки материалов, реализуемыми с помощью этих устройств. В работе изложены основные сведения о закономерностях взаимодействия электронов и ионов с веществом в таком объеме, который необходим для понимания физических принципов технологий, основанных на использовании этих явлений для изменения свойств материалов.

Учебное пособие подготовлено на основе лекций, читаемых на кафедре электрофизики Уральского федерального университета. При подготовке пособия использована учебная литература, монографии а также периодические издания, список которой приведен в конце учебного пособия.

Введение

Совершенствование способов нанесения покрытий модификации свойств материалов, а также разработка новых ионно-плазменных устройств необходимы для повышения производительности процессов обработки изделий и получения материалов с новыми свойствами. Поскольку в процессе эксплуатации деталей машин и приборов именно поверхностный слой подвергается наиболее сильному механическому и химическому воздействию, целесообразной представляется модификация свойств поверхности. Использование для этих целей объемно-легированных материалов часто экономически нецелесообразно, а в ряде случаев технологически невозможно.

Особенностью ионно-плазменных методов обработки, в основе которых лежит использование газоразрядной плазмы, является воздействие частиц с высокими энергиями (ионы, электроны, нейтральные атомы) на тонкий (десятки и сотни нанометров) приповерхностный слой материалов, что позволяет модифицировать его структурно-фазовый состав, не изменяя объемных свойств материала, а также получать покрытия из оксидов, нитридов и карбидов металлов при существенно более низких температурах, чем температура, необходимая для получения этих соединений термохимическими методами.

Конкретные условия эксплуатации изделий требуют направленного изменения физико-химических свойств поверхности материалов для достижения высокой износостойкости, коррозионной стойкости, усталостной прочности, электропроводности и др.

В данном учебном пособии рассматриваются процессы, происходящие при воздействии потоков ускоренных заряженных частиц на твердотельные материалы в зависимости не только от природы материала, но и от типов ускоренных частиц и их параметров.

1. Физические процессы, происходящие при взаимодействии ионов с твердым телом

1.1. Основные процессы, происходящие при бомбардировке вещества ионами, их использование в технологиях

Для ионно-пучковой модификации материалов используются как положительные, так и отрицательно заряженные ионы, а также пучки частиц в нейтральном состоянии, для создания которых, как правило, требуются особые условия. На практике применяют пучки атомарных и молекулярных ионов. Наиболее широко используют пучки положительных ионов, поскольку задача их получения технически менее сложная, чем пучков отрицательных ионов. Представляют интерес многозарядные ионы, энергия которых превышает энергию однозарядных ионов на величину кратную заряду при одинаковом ускоряющем напряжении.

Ионы условно делят по массе на три группы: легкие ионы, $M_1 < 20$ (например, B^+, N^+, O^+), ионы средней массы, $20 < M_1 < 60$ (например, Si^+, P^+, S^+, Ar^+), тяжелые ионы, $M_1 > 60$ (например, Zn^+, As^+, Se^+, Sb^+), где M_1 — атомная масса иона. Широкий ассортимент ионов, охватывающий практически все элементы таблицы Менделеева, позволяет применять ионные пучки для решения большого спектра технологических задач.

Мерой воздействия ускоренных ионов на вещество является флюенс D, ион/см^2, который определяется как число ионов, прошедших через единицу облучаемой поверхности образца за время облучения t, с. Выраженный через плотность ионного тока j_i, А/см^2, флюенс может быть записан в интегральном виде:

$$D = \frac{j_i t}{e}.$$

При взаимодействии ускоренных ионов с поверхностью материалов происходят следующие основные процессы (рис. 1.1):

- отражение ионов от поверхности;
- внедрение и захват бомбардирующих ионов;
- десорбция газов и других загрязнений с поверхности;
- неупругие соударения с электронами и ядрами атомов мишени;
- образование первичных радиационных дефектов и каскада смещенных атомов;
- эмиссия нейтральных, заряженных частиц и различных видов излучения с поверхности.

При определении интенсивности воздействия ионного пучка на материал необходимо учитывать, что давление в вакуумном объеме не равно нулю и при движении ионов к обрабатываемой поверхности через область дрейфа они взаимодействуют с частицами рабочей среды. В результате такого взаимодействия пучок может терять направленность, а его энергетический спектр уширяется. Типичные сечения *рассеяния ионов и возбуждения ими электронов* при энергиях порядка единиц — десятков килоэлектрон-вольт (кэВ) составляют 10^{-16}–10^{-17} см^2. В этом случае при длине пути ионов ~1 м давление в рабочем объеме должно быть не более 10^{-2} Па, чтобы доля ионов, энергия и направление движения которых существенно не изменились в результате взаимодействия с частицами остаточного газа, не превышала 1 %.

Другой процесс, который может оказывать существенное влияние на параметры ионного пучка при движении к облучаемой поверхности, — это *перезарядка ионов*. Суть процесса в том, что движущийся ион захватывает электрон у атома и продолжает движение уже в нейтральном состоянии. Сечения перезарядки ионов достигают значений 10^{-15} см^2, следовательно, нейтрализация ~1 % ионов пучка на длине 1 м будет происходить уже при давлении 10^{-3} Па. При больших давлениях газа ширина энергетического спектра ионов пучка существенно увеличивается. Необходимо отметить, что эффект перезарядки находит полезное применение. С его помощью создают пучки ускоренных нейтральных частиц, которые используют, например, для травления диэлектриков и в технологиях азотирования инструмента без затупления его режущих кромок.

При сближении иона с поверхностью мишени на расстояние порядка атомных становится возможным переход электрона от атома мишени на нижележащие уровни иона. Высвободившаяся энергия

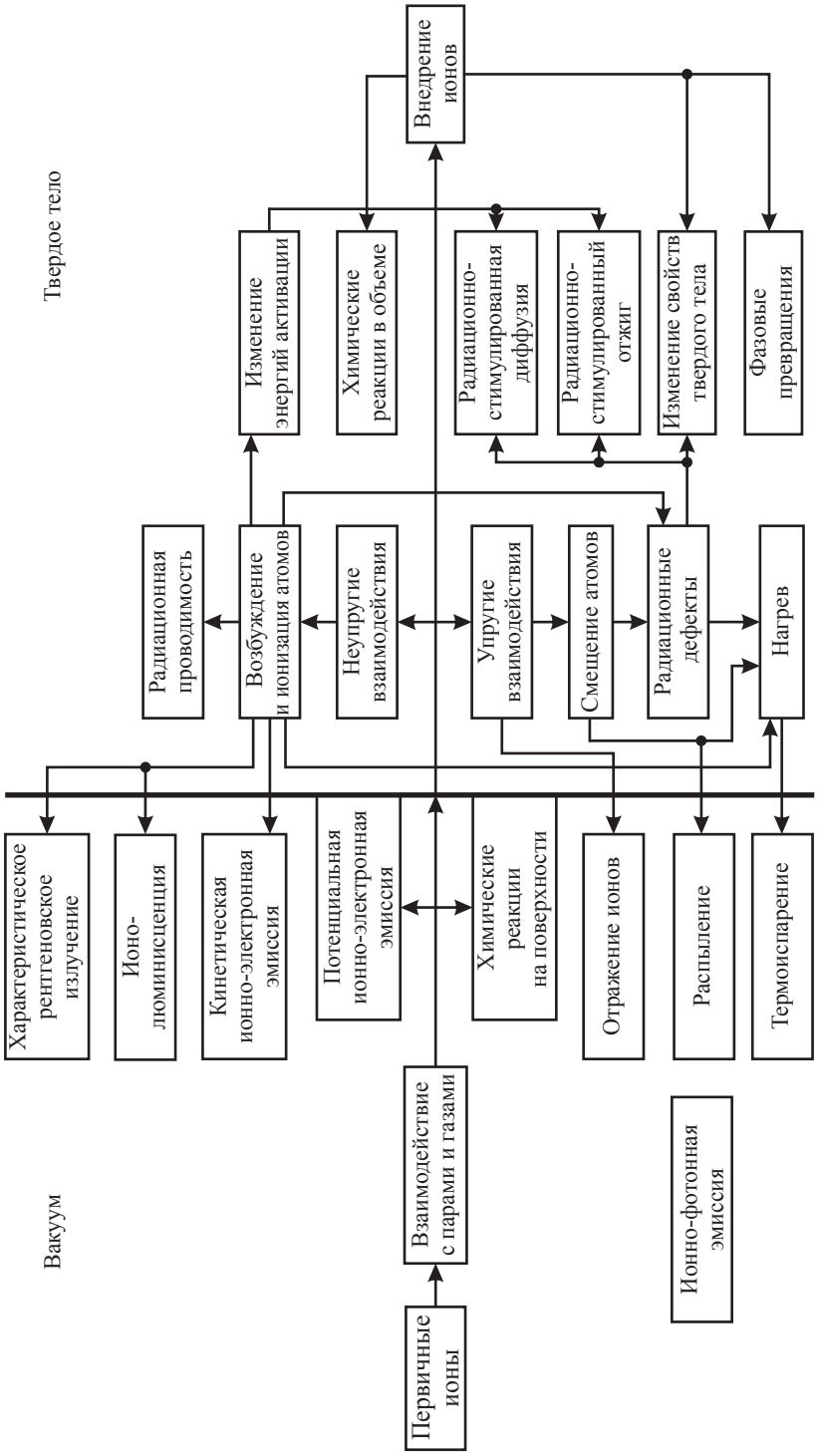

Рис. 1.1. Схема основных процессов, происходящих при взаимодействии ускоренных ионов с веществом

безызлучательным образом передается другому электрону твердого тела в результате оже-процесса. Если второй электрон окажется на уровне выше вакуумного и направление его импульса будет благоприятным, то он выйдет в вакуум, т. е. будет происходить **потенциальная ионно-электронная эмиссия**. Этот процесс возможен только в случае, если выполняется неравенство $E_i > 2A_e$, где E_i — потенциал ионизации атомов, ионы которых бомбардируют поверхность материала; A_e — работа выхода электрона из материала. Спектры электронов, испускаемых твердым телом в результате ионно-электронной эмиссии, содержат информацию о плотности энергетических состояний валентных электронов в приповерхностных слоях и анализируются методами ионно-нейтрализационной спектроскопии.

Ионная бомбардировка может инициировать реакции с участием адсорбированных на поверхности тела атомов и молекул. Такой процесс протекает благодаря возбуждению электронных состояний атомов и молекул, возникновению химических связей, разрушению адсорбированных соединений (**ионно-стимулированная десорбция**).

Проникнув внутрь твердого тела и двигаясь в нем, ионы теряют энергию, рассеиваются и испытывают при этом два типа соударений — *упругие* и *неупругие*, которые в свою очередь вызывают вторичные процессы, такие как *возбуждение и ионизация атомов, образование дефектов, эмиссия заряженных частиц, распыление поверхности, излучение* и др. Теряя энергию в столкновениях, ионы замедляются и останавливаются внутри облучаемого образца. Соответствующая технологическая операция называется **ионной имплантацией**. Рассмотрим более подробно процессы торможения ионов, связанные с тем или иным видом столкновений.

1.2. Упругие столкновения

Упругими (ядерными) столкновениями называют такое взаимодействие, при котором энергия ускоренных ионов передается атомам твердого тела. Процесс торможения иона, связанный с упругими соударениями, имеет дискретный характер. Его описывают как последовательные парные столкновения иона с отдельными атомами, связь между которыми при этом не учитывается. Такое приближение спра-

ведливо, если при столкновении иона с атомом расстояние между ними меньше, чем расстояние между соседними атомами твердого тела, а энергия, передаваемая при каждом столкновении, больше энергии связи атомов.

Упругие столкновения ионов с атомами могут быть рассмотрены на основе классической механики, т. к. в широком интервале энергий, представляющих интерес для технологического применения, классический подход адекватно описывает процессы ионно-атомного рассеяния.

Схема рассеяния иона на атоме мишени показана на рис. 1.2, *а*. Ион с энергией E_1 и массой M_1 при взаимодействии с неподвижным атомом с массой M_2 отклоняется на угол θ_1 и передает энергию T_n, при этом атом отклоняется на угол θ_2 от своего начального положения. Уравнение, описывающее взаимодействие частиц, значительно упрощается, если рассматривать движение в системе центра масс (рис. 1.2, *б*). Углы отклонения иона θ_1 и атома θ_2 после столкновения в лабораторной системе координат могут быть выражены через угол рассеяния φ в системе центра масс:

$$\mathrm{tg}\,\theta_1 = \frac{M_2 \sin\varphi}{M_1 + M_2 \cos\varphi}; \quad \theta_2 = \frac{\pi - \varphi}{2}.$$

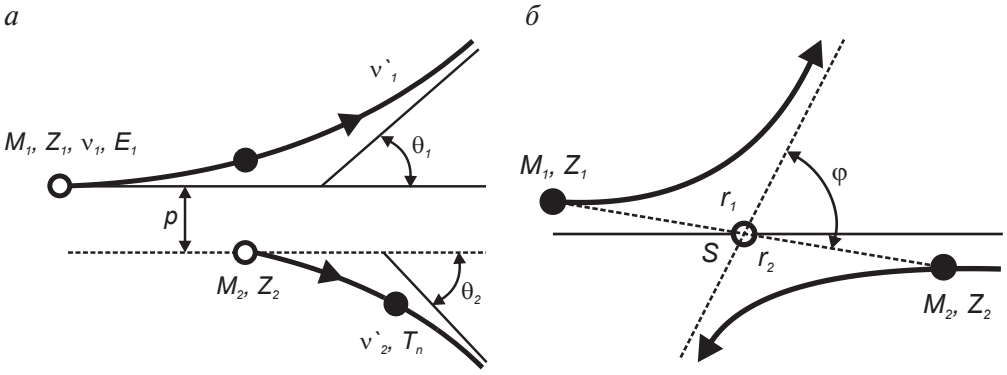

Рис. 1.2. Схема рассеяния иона на атоме в лабораторной системе координат (*а*) и системе центра масс (*б*)

В классической механике угол рассеяния однозначно описывается прицельным параметром p. Угол рассеяния в поле с потенциалом $U(r)$ может быть записан в виде

$$\varphi = \pi - 2\int_{r_0}^{\infty} \frac{p}{r^2}\left[1 - \frac{U(r)}{E_R} - \frac{p^2}{r^2}\right]^{-\frac{1}{2}} dr, \qquad (1.1)$$

где E_R — относительная энергия иона в системе центра масс:

$$E_R = \frac{E_1 M_2}{M_1 + M_2};$$

r_0 — минимальное расстояние сближения, определяемое из соотношения

$$1 - \frac{U(r)}{E_R} - \frac{p^2}{r^2} = 0.$$

При изменении прицельного параметра от 0 до ∞ значения энергии, теряемой ионом $T_n(E_1, p)$, заключены между 0 и T_m — максимальной энергией, передаваемой атому при лобовом столкновении ($p = 0$):

$$T_n\left(E_1, p\right) = T_m \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right), \qquad (1.2)$$

$$T_m = \frac{4M_1M_2}{\left(M_1 + M_2\right)^2} E_1.$$

Так, например, при упругом взаимодействии иона Ar^+ с атомом Fe величина T_m достигает ~$0{,}97E_1$.

Зная потенциал взаимодействия $U(r)$, можно определить из формулы (1.1) зависимость φ от p и затем с помощью выражения (1.2) определить T_n как функцию p.

1.2.1. Потенциалы ионно-атомного взаимодействия

Потенциал взаимодействия голых ядер с зарядами Z_1e и Z_2e — это потенциал Кулона:

$$U(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r},$$

где r — расстояние между частицами.

Приближение кулоновского потенциала можно использовать только в случае больших энергий ионов, когда ядра сталкивающихся частиц сближаются на расстояние меньше радиуса экранирования. Для кулоновского потенциала расстояние наибольшего сближения d мож-

но определить из условия, что энергия ускоренного иона сопоставима с кулоновским потенциалом $E_1 \cong U(d)$, т. е. $E_1 = Z_1Z_2e^2/d$ и, следовательно, $d = Z_1Z_2e^2/E_1$. Радиус K-оболочки атома с атомным номером Z_2 примерно равен a_0/Z_2, где a_0 — боровский радиус, $a_0 = \hbar^2/m_ee^2 = 0{,}529$ Å.

Если $d << a_0/Z_2$, то экранирование ядер электронами будет оказывать несущественное влияние на характер взаимодействия частиц. Таким образом, для того чтобы потенциал взаимодействия был кулоновский, необходимо выполнение условия $Z_1Z_2e^2/E_0 << a_0/Z_2$, которое определяет нижнюю границу энергии иона для применимости кулоновского потенциала:

$$E_1 \gg \frac{Z_1Z_2^2e^2}{a_0} = 30Z_1Z_2^2 \text{ эВ}.$$

Например, для гелия $Z_1 = 2$ и $Z_2 = 50$ (олово, середина таблицы Менделеева) получаем $E_1 >> 150$ кэВ. Для более тяжелых ионов эта граница смещается в область больших энергий (десятки мегаэлектрон-вольт).

При имплантации ионов со средними энергиями (~10–100 кэВ), которые обычно используются при обработке материалов, такое условие не выполняется, поэтому при расчете потенциала взаимодействия необходимо учитывать экранирующее действие электронов. Для этого вводят функцию экранирования $\Phi(r/a)$:

$$U(r) = \frac{Z_1Z_2e^2}{r}\Phi(r/a),$$

где a — радиус экранирования.

Основополагающие работы по определению вида функции экранирования были выполнены О. Б. Фирсовым и группой под руководством Й. Линхарда. Радиус экранирования определяется выражением $a = 0{,}8853\, a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$, а Фирсова — $a = 0{,}8853\, a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-2/3}$.

В основе обоих подходов лежит представление о взаимодействии двух атомов, у которых распределение электронов в зависимости от расстояния от ядра описывается статистической моделью Томаса — Ферми. Функция экранирования определяется из решения уравнения Томаса — Ферми:

$$x^{1/2}\left(\frac{d^2\Phi}{dx^2}\right) = \Phi^{3/2} \tag{1.3}$$

с граничными условиями $\Phi = 1$ при $x = 0$, $\Phi = 0$ при $x = \infty$, где $x = r/a$ — безразмерное расстояние от ядра атома. К сожалению, решения уравнения Томаса — Ферми, удовлетворяющие обоим граничным условиям,

не могут быть выражены в простой аналитической форме, и поэтому уравнение (1.3) решают числено. Однако существует несколько аппроксимаций для представления решений уравнения (1.3).

Эмпирическая аппроксимация Мольера — одна из общепринятых для функции Томаса — Ферми:

$$\Phi\left(\frac{r}{a}\right)=\sum_{i=1}^{3}C_i\cdot\exp\left(-\frac{b_i r}{a}\right), \tag{1.4}$$

где $C_1 = 0{,}35$; $C_2 = 0{,}55$; $C_3 = 0{,}1$; $b_1 = 0{,}3$; $b_2 = 1{,}2$; $b_3 = 6{,}0$.

На рис. 1.3 показан вид функции экранирования и результаты численного решения уравнения Томаса — Ферми. Видно, что расхождение становится существенным при $x > 10$.

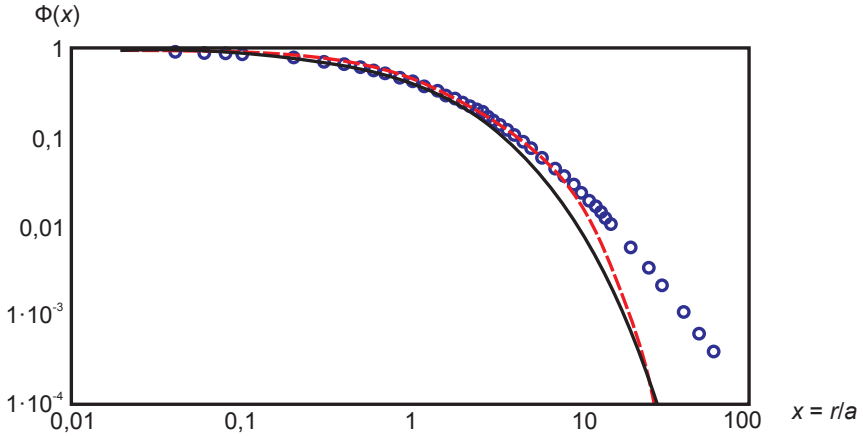

Рис. 1.3. Функция экранирования:
сплошная линия — аппроксимация Мольера; кружки — результаты численного решения уравнения Томаса — Ферми

У. Уилсон, Л. Хаггмарк и И. Бирзак представили функцию экранирования как выражение (1.4), но с другими параметрами: $C_1 = 0{,}006905$; $C_2 = 0{,}166929$; $C_3 = 0{,}826165$; $b_1 = 0{,}131825$; $b_2 = 0{,}307856$; $b_3 = 0{,}916790$, которое хорошо описывает поведение экспериментальных потенциалов также и для столкновений с большими прицельными параметрами $p > a$.

На основе анализа существующих данных для 500 комбинаций ион-мишеней И. Бирзак и И. Циглер получили универсальную функцию экранирования, которая может быть использована для большинства расчетов имплантации ионов в твердые тела:

$$\Phi\left(\frac{r}{a}\right)=\sum_{i=1}^{4}C_i\cdot\exp\left(-\alpha_i\frac{r}{a}\right),$$

где $a = 0{,}8854\, a_0\,(Z_1^{0,23} + Z_2^{0,23})$; $C_1 = 0{,}18175$; $C_2 = 0{,}50986$; $C_3 = 0{,}28022$; $C_4 = 0{,}028171$; $\alpha_1 = 3{,}1998$; $\alpha_2 = 0{,}94229$; $\alpha_3 = 0{,}4029$; $\alpha_4 = 0{,}20162$.

1.2.2. Сечение рассеяния. Потери энергии в упругих столкновениях

Важной характеристикой процесса ионно-атомного взаимодействия является дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma$. Если на рассеивающий центр (атом) поступает пучок ионов с одинаковыми скоростями, то дифференциальное сечение столкновений с прицельным параметром p определяется по соотношению

$$d\sigma=\frac{dN}{N}=2\pi p\,dp,$$

где dN — доля ионов, имеющих прицельный параметр от p до $p + dp$; N — число частиц, проходящих за 1 с через 1 см^2 сечения однородного пучка (рис. 1.4).

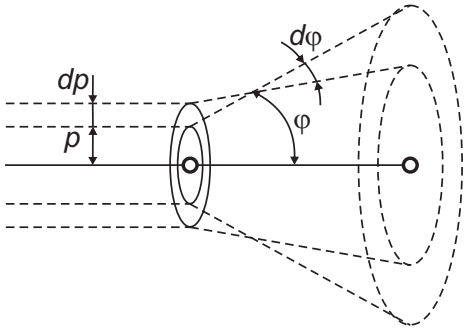

Рис. 1.4. Схема взаимодействия иона с рассеивающим центром

Величина p недоступна непосредственному экспериментальному определению, поэтому целесообразно перейти от прицельного параметра p к углу рассеяния φ. Поскольку p и φ однозначно связаны, то ионы, прицельные параметры которых заключены между p и $p + dp$, рассеиваются в интервале углов от φ до $\varphi + d\varphi$. Следовательно, дифференциальное сечение рассеяния принимает вид

$$\sigma_n(\varphi) = 2\pi\, p(\varphi)\left|\frac{dp}{d\varphi}\right| d\varphi,$$

или, из отношения сечение к элементу телесного угла $d\Omega = 2\pi\sin\varphi\, d\varphi$, получаем

$$d\sigma_n(\varphi) = \frac{p(\varphi)}{\sin\varphi}\left|\frac{dp}{d\varphi}\right| d\Omega. \tag{1.5}$$

Заменив в выражении (1.5) φ на T_n согласно (1.2), можно определить $d\sigma_n(T_n)$ — дифференциальное сечение упругих столкновений с передачей энергии в диапазоне от T_n до $T_n + dT_n$. Аналитическое выражение для $d\sigma(T_n)$ может быть получено с использованием степенных потенциалов:

$$d\sigma_n(T_n) = CE_1^{-m}T_n^{-1-m}dT. \tag{1.6}$$

Постоянная C определяется так:

$$C = \frac{\pi}{2}\lambda_m a^2\left(\frac{M_1}{M_2}\right)^m\left(\frac{2Z_1Z_2e^2}{a}\right)2m,$$

где $m = 1/n$, $\lambda_{1/3} = 1{,}309$; $\lambda_{1/2} = 0{,}327$; $\lambda_1 = 0{,}5$.

Выражение (1.6) достаточно точно для расчета степенных потенциалов при $1 \leqslant n \leqslant 4$. Если ввести безразмерную приведенную энергию

$$\varepsilon = \frac{aM_2E_1}{Z_1Z_2e^2(M_1 + M_2)} \tag{1.7}$$

и безразмерный параметр рассеяния

$$t = \varepsilon^2\sin^2(\varphi/2) = \frac{\varepsilon^2 T_n}{T_m},$$

то $d\sigma_n$ можно представить в виде функции одного аргумента:

$$d\sigma_n = \frac{\pi a^2}{2t^{3/2}} f\left(t^{1/2}\right)dt,$$

где $f(t^{1/2})$ — функция, определяемая потенциалом взаимодействия.

Для каждого потенциала, приведенного выше, функция $f(t^{1/2})$ является универсальной, т. е. не зависит от конкретной пары ион-атом. Для потенциалов взаимодействия из модели Томаса — Ферми хорошим приближением является аналитическое представление:

$$f\left(t^{1/2}\right) = \lambda t^{1/6}\left[1 + \left(2\lambda t^{2/3}\right)^{2/3}\right]^{-3/2}, \text{ где } \lambda = 1{,}309.$$

Если известно сечение упругого взаимодействия, то можно определить удельные потери энергии при упругих соударениях вдоль траектории иона $(dE/dR)_n$. Для вещества, состоящего из атомов одного типа,

$$\left(\frac{dE}{dR}\right)_n = -N_0 \sigma_n \langle T_n \rangle,$$

где R — пробег иона; N_0 — атомная плотность мишени; σ_n — полное сечение упругого взаимодействия, которое определяет вероятность упругого соударения с передачей любой энергии; $\langle T_n \rangle$ — средняя энергия, передаваемая атому в упругом соударении.

Как известно, среднее значение величины имеет вид

$$\langle T_n \rangle = \frac{\int_0^{T_m} T_n \, d\sigma_n(T)}{\int_0^{T_m} d\sigma_n(T)} = \frac{1}{\sigma_n} \int_0^{T_m} T_n \, d\sigma_n(T).$$

Таким образом,

$$\left(\frac{dE}{dR}\right)_n = -N_0 \int_0^{T_m} T_n \, d\sigma_n(T), \tag{1.8}$$

Интегральное выражение в формуле (1.8) называют ядерной тормозной способностью атомов или сечение ядерного торможения:

$$S_n = \int_0^{T_m} T_n \, d\sigma_n(T).$$

Поскольку для большинства потенциалов значения ядерной тормозной способности могут быть получены только численными методами, был предложен целый ряд аналитических аппроксимаций, с хорошей точностью воспроизводящих зависимости ядерной тормозной способности в функции энергии. Для расчета удобно использовать, например, простое выражение

$$S_n(\varepsilon) = A\varepsilon^{1/2} / (B + \varepsilon) \text{ при } 10^{-3} \leqslant \varepsilon \leqslant 10, \tag{1.9}$$

где $A = 0{,}45$; $B = 0{,}3$. Значения $S_n(\varepsilon)$, рассчитанные по формуле (1.9), хорошо совпадают со значениями, рассчитанными на основе модели Томаса — Ферми. Наиболее точным из аналитических представлений ядерной тормозной способности является выражение (1.4), полученное для потенциала И. Бирзака и И. Циглера:

$$S_n(\varepsilon) = \frac{0{,}5 \ln(1 + 1{,}38\varepsilon)}{\varepsilon + 0{,}013218\varepsilon^{0{,}21226} + 0{,}19594\varepsilon^{0{,}5}} \text{ при } \varepsilon < 30.$$

Приведем пример оценки параметров упругого взаимодействия ион-атом с использованием описанных выше выражений. Ион аргона (Z_1 = 18, M_1 = 39,95) с энергией E_1 =10 кэВ рассеивается на атоме кремния (Z_2 = 14, M_2 = 28,09) на угол θ = 30 °. Приведенная энергия ε = 1,035. Суммарное сечение рассеяния равно $1{,}2 \cdot 10^{-17}$ см^2. Энергия иона аргона после рассеяния составляет 6,4 кэВ.

1.3. Неупругие столкновения

Неупругими соударениями называют такое взаимодействие, при котором энергия иона передается электронам атома мишени. При каждом соударении передается относительно малая энергия, и торможение в этом случае можно рассматривать как квазинепрерывный процесс. Неупругие потери не сопровождаются заметным рассеянием первичных ионов, так как слишком велика разница масс взаимодействующих частиц. Рассмотрим эффекты, обусловленные неупругими соударениями.

Возбуждение электронов — это появление электронов на ранее свободных высоких энергетических уровнях, и одновременно образование электронных вакансий на заполненных в условиях термодинамического равновесия уровнях. В полупроводниках и диэлектриках в результате неупругих столкновений происходит генерация термически неравновесных носителей заряда — свободных электронов и дырок, что, в свою очередь, приводит к изменению проводимости материала. Такое явление называют ионно-стимулированной **радиационной проводимостью**. Измеряя радиационную проводимость, можно получить сведения о структуре и физических свойствах материала. Однако для технологических целей эффекты, связанные с радиационной проводимостью, могут носить негативный характер, поскольку приводят к образованию радиационных дефектов, существенному изменению подвижности носителей заряда и хода процесса обработки.

Если в результате возбуждения и последующих переходов между энергетическими уровнями часть электронов, находящихся в приповерхностном слое толщиной равной глубине выхода (~1 нм), оказываются на уровнях выше вакуумного и имеют благоприятные направления импульса, то такие электроны могут преодолеть потенциальный

барьер на границе твердое тело-вакуум и выйти наружу. Это явление получило название **кинетической ионно-электронной эмиссии**.

При обратном переходе возбужденных электронов в равновесное состояние происходит выделение энергии в виде квантов излучения. В этом случае наблюдают свечение, называемое **ионолюминесценцией**. При образовании глубоких электронных вакансий, как это имеет место, например, при облучении быстрыми протонами, можно наблюдать **характеристическое рентгеновское излучение**.

В результате ионной бомбардировки может происходить изменение зарядового состояния примесных атомов, дефектов кристаллической решетки и собственных атомов твердого тела за счет прямой ионизации или захвата неравновесных носителей заряда, что, в свою очередь, приводит к изменению интенсивности диффузии примесей или дефектов. Эффект увеличения диффузии примеси при заданной температуре в результате воздействия излучения называют **радиационно-стимулированной диффузией**.

Под действием ионной бомбардировки становится возможным изменение скорости распада (отжига) сложных дефектов, возникших в результате объединения нескольких точечных. Дефекты, устойчивые при температуре облучения, могут исчезать в результате снижения энергии активации их отжига или в результате передачи энергии от возбужденной электронной подсистемы, т. е. наблюдается **радиационно-стимулированный отжиг**. Напротив, в результате неупругих столкновений в некоторых случаях происходит смещение из равновесных положений атомов решетки и образование радиационных дефектов.

Перечисленные выше процессы могут привести к тому, что в облучаемом объекте начнутся химические реакции, невозможные в равновесных условиях при данной температуре.

1.3.1. Неупругое торможение ускоренных ионов

Для того чтобы охарактеризовать торможение ионов в результате как неупругих соударений, так и в случае упругого взаимодействия, вводят величину дифференциального сечения передачи энергии электронам атомов и, следовательно, S_e — электронное сечение торможения. Существуют две теории неупругого торможения ионов на атомарной мишени: теория Фирсова и Линхарда — Шарфа. Обе теории

основаны на статистической модели Томаса — Ферми и пригодны для описания торможения ионов со скоростями $V_1 < V_0 Z_1^{2/3}$, где V_0 — скорость электрона на первой боровской орбите: $V_0 = 2{,}19 \cdot 10^8$ см/с.

В теории Фирсова предполагается, что при столкновении ион и атом временно образуют квазимолекулу, плотность электронов в которой определяется по модели Томаса — Ферми. Частицы в квазимолекуле обмениваются внешними слабо связанными электронами. В результате часть кинетической энергии иона передается атому. Расчет, выполненный на основе этого предположения, показывает, что сечение неупругого торможения иона, движущегося в твердом теле, пропорционально его скорости V_1:

$$S_e = 0{,}2347\pi^2 e^2 \left(Z_1 + Z_2\right) V_1 / V_0. \tag{1.10}$$

Теория, развитая Й. Линдхардом и М. Шарфом, рассматривает электроны атомов мишени, как электронный газ с распределением плотности, описываемым моделью Томаса — Ферми. Значение сечения неупругого торможения, определенное в рамках этой теории, пропорционально скорости иона V_1:

$$S_e = \frac{8\pi e^2 a_0 Z_1 Z_2 \xi}{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}} \left(\frac{V_1}{V_0}\right), \tag{1.11}$$

где ξ — величина, равная $Z_1^{1/6}$ или квадратному корню из его энергии:

$$S_e\left(\varepsilon\right) = k_e \varepsilon^{1/2}, \tag{1.12}$$

где k_e — коэффициент, определяемый соотношением атомных номеров и масс взаимодействующих частиц:

$$k_e = 0{,}0793 \frac{Z_1^{1/2} Z_2^{1/2}}{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}} \frac{(M_1 + M_2)^{3/2}}{M_1^{3/2} M_2^{1/2}} \xi.$$

В отличие от ядерной тормозной способности $S_n(\varepsilon)$ функция электронной тормозной способности $S_e(\varepsilon)$ не является универсальной для любой пары ион-атом мишени. Для большинства комбинаций ион-атом мишени величина k_e лежит в интервале 0,1–0,25. На рис. 1.5 приведены значения электронной тормозной способности углеродной мишени в функции атомного номера иона, определенные экспериментально и с использованием приближений (1.10) и (1.11). Видно, что по абсолютным значениям экспериментальные и рассчитанные

данные не сильно отличаются. Обе модели неупругого торможения ионов предсказывают монотонную зависимость сечения торможения от Z_1 и Z_2. На экспериментальных зависимостях обращают на себя внимание осцилляции величины S_e. Эти отклонения от теоретической зависимости связаны с тем, что при выводе выражений (1.10)–(1.12) используется модель Томаса — Ферми, в которой плотность электронов монотонно уменьшается по мере увеличения расстояния от ядра. Однако электроны располагаются в отдельных оболочках, а размеры которых изменяются немонотонно, что и вызывает возникновение осцилляций электронной тормозной способности. Игнорирование таких осцилляций может привести к неправильным результатам в расчетах профилей распределения имплантированных ионов.

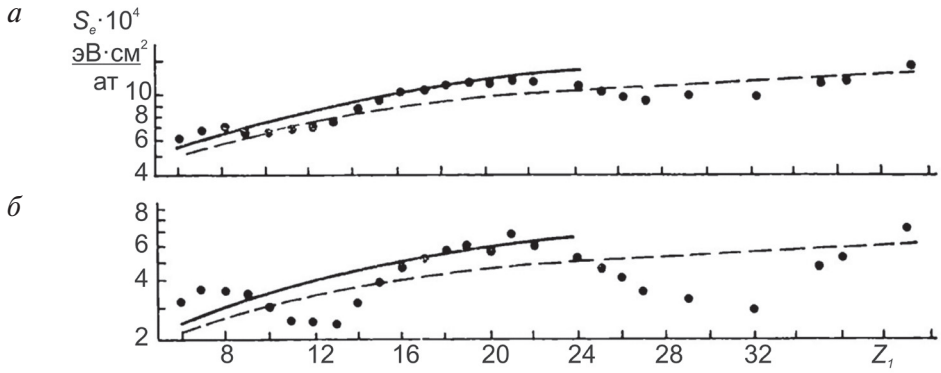

Рис. 1.5. Зависимости электронной тормозной способности углеродной мишени от атомного номера иона [1]:
а — скорость ионов $V_1 = 0{,}41V_0$; *б* — $V_1 = 0{,}91V_0$

Модифицированная теория Фирсова учитывает оболочечную структуру сталкивающихся частиц и позволяет количественно описывать немонотонную зависимость $S_e(Z_1, Z_2)$. На основе обширного экспериментального материала получены различные эмпирические и полуэмпирические выражения для S_e, например эмпирическая формула

$$S_e = 2\pi e^2 a_0 Z_1^{2/3} Z_2^{2/3} C_1(Z_1) C_2(Z_2)(V_1 / V_0),$$

в которой коэффициенты $C_1(Z_1)$ и $C_2(Z_2)$ немонотонно зависят от Z_1 и Z_2.

1.3.2. Соотношение электронного и ядерного торможения

Характер взаимодействия и результат ионной бомбардировки мишени определяются величинами сечений ядерного и электронного торможения и их соотношением. На рис. 1.6 показаны зависимости S_e и S_n в приближении, использованном Й. Линхардом, И. Шарфом и Х. Е. Шиоттом, в широком диапазоне изменения приведенной энергии. Видно, что для легких ионов уже при $E \sim 10$ кэВ электронные потери равны ядерным. В то же время для тяжелых ионов во всём диапазоне энергий, используемом в современной технологии, упругие потери превалируют над неупругими.

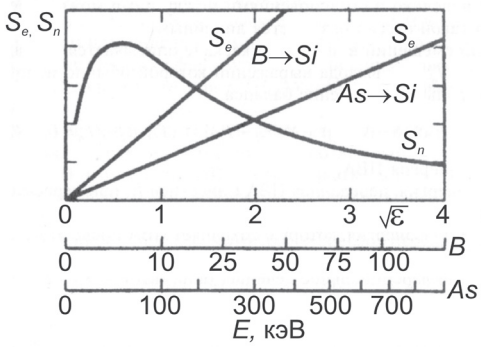

Рис. 1.6. Зависимости сечения торможения от энергии ионов [2]

Вопросы для самопроверки

1. Что такое ионный флюенс и как он определяется?
2. Какие основные процессы происходят при взаимодействии ускоренных ионов с поверхностью твердых тел?
3. При каких условиях рассеяние и перезарядка в области дрейфа не оказывают существенного влияния на параметры ионного пучка?
4. Какие приближения используют для описания упругих столкновений ионов с атомами мишени? В каком случае их можно считать справедливыми?
5. Что такое прицельный параметр?

6. В каком случае для описания взаимодействия ускоренных ионов с атомами мишени достаточно использовать кулоновский потенциал?
7. Какие основные положения лежат в основе теоретических моделей для определения функции экранирования?
8. Чем определяется сечение упругого взаимодействия ускоренных ионов с атомами мишени?
9. Перечислите вторичные процессы, вызываемые неупругими столкновениями ускоренных ионов с атомами мишени.
10. Раскройте основные положения теории неупругого торможения ионов Фирсова и Линхарда.

2. Ионная имплантация

Ионной имплантацией (ионным легированием, ионным внедрением) называют введение примесных атомов в твердое тело при бомбардировке его поверхности ускоренными ионами. Методами ионной имплантации возможно внедрение практически любых элементов таблицы Менделеева, независимо от вещества мишени. Такая уникальная возможность широко используется в различных областях науки и техники. Изменяя примесный состав материала мишени путем ионной имплантации, можно существенно изменять его свойства. Так как имплантация ионов — процесс термодинамически неравновесный, можно создавать в приповерхностном слое сплавы и соединения, которые принципиально невозможно получить традиционными методами, а также достигать концентраций внедренных примесей, существенно превышающих предел растворимости в материале мишени. Ионная имплантация позволяет создать заданные профили распределения вводимых примесей, а также точно контролировать концентрацию примесей. К недостаткам метода ионной имплантации следует отнести:

- ограниченный ассортимент легирующих элементов, определяемый типом используемого ионного источника;
- ограничение по концентрации легирующего элемента, связанное с эффектом физического распыления;
- малая глубина проникновения пучка;
- возможна обработка только части поверхности, находящейся непосредственно в области действия пучка.

2.1. Образование каскада смещенных атомов

Одним из основных процессов, сопровождающих имплантацию ионов в кристаллы, является образование дефектов структуры вследствие передачи энергии иона атомам кристалла. Элементарный акт радиационного дефектообразования — это выбивание атома из узла кристаллической решетки, т. е. образование пары Френкеля (вакансии и междоузельного атома). Для смещения атома из узла кристаллической решетки необходимо, чтобы ион при столкновении с атомом передал ему энергию, превышающую пороговую энергию смещения E_d. Типичная величина E_d, оцениваемая как энергия, необходимая для смещения, имеет порядок 15–30 эВ. Если энергия, переданная первично выбитому атому (ПВА), достаточно велика по сравнению с E_d, то ПВА на своем пути до остановки сможет сместить из узлов другие атомы и вызвать каскад столкновений. Развитие каскада заканчивается, когда все смещенные атомы замедляются настолько, что их энергия становится ниже пороговой. Результатом каскада соударений является образование дефектных разупорядоченных областей — радиационных кластеров с характерным линейным размером 10–100 нм. Концентрация пар Френкеля в кластере может достигать 10^{21}–10^{22} см$^{-3}$.

Среднее число атомов в каскаде, созданном ПВА с энергией E_2, определяют из интегрального уравнения баланса

$$\int\left[N_d\left(E_2\right)-N_d\left(T_n\right)-N_d\left(E_2-T_n\right)\right]\sigma\left(T_n,E_2\right)dT_n=0, \qquad (2.1)$$

где T_n — энергия, которую передал ПВА при первом столкновении с атомом решетки; $(E_2 - T_n)$ — энергия, которую сохранил ПВА после этого столкновения; σ — дифференциальное сечение рассеяния. Второй член в выражении (2.1) определяет вклад от соударений ПВА, приводящих непосредственно к передаче смещенным атомам энергии; третий — вклад, который должен привнести ПВА во всех последующих взаимодействиях. Если принять следующие допущения: все соударения упругие и на возбуждение электронов энергия не расходуется; каскад представляет собой последовательность бинарных столкновений твердых сфер; периодичность атомов в кристалле существенного влияния не оказывает; рекомбинация смещенных атомов с вакансиями и отток их на другие дефекты не учитывается; для смещения ато-

ма необходима энергия, превосходящая пороговую, то среднее число смещений в линейном каскаде рассчитывается как

$$N_d\left(E_2\right) = E_2 / 2E_d.$$

2.2. Пробеги ионов и их распределение в твердых телах

Важной характеристикой процесса внедрения ионов в твердое тело является их пробег R — длина траектории движения иона в твердом теле до остановки. Практический интерес представляет не сама величина пробега, а ее проекция на направление первоначального движения иона — проективный пробег R_p (рис. 2.1). Если облучать мишень хорошо коллимированным пучком ионов, направленным по нормали к поверхности, то R_p представляет собой глубину проникновения иона. Из-за случайного характера столкновений имплантируемых ионов с атомами мишени траектория каждого иона индивидуальна, и величины их R_p могут существенно различаться. Флуктуация величины проективного пробега характеризуется продольным разбросом пробегов (продольным страгглингом, дисперсией) ΔR_p. Кроме того, по мере проникновения вглубь мишени даже хорошо коллимированный пучок ионов рассеивается в поперечном направлении, т. е. существует флуктуация положения внедренных ионов относительно направления первоначального движения, называемая боковым рассеянием (поперечным страгглингом) $\Delta R_{p\perp}$.

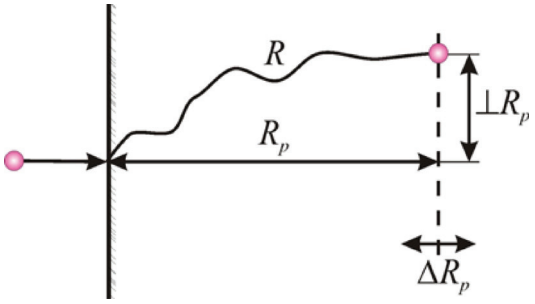

Рис. 2.1. Пробег иона в мишени

Статистика ионно-атомных столкновений обусловливает определенную картину пространственного расхождения внедренных ато-

мов — так называемый профиль торможения. Окончательное распределение примесных атомов в мишени часто отличается от профиля торможения вследствие диффузионных процессов.

Энергетические потери и пробеги ионов в твердых телах обычно рассчитываются на основе теории Линдхарда — Шарфа — Шиотта. Основные положения модели следующие:

- мишень аморфна;
- упругие и неупругие взаимодействия рассматриваются на основе статистической модели Томаса — Ферми;
- упругие и неупругие взаимодействия происходят независимо друг от друга;
- для расчета упругих взаимодействий используется классическое приближение бинарных столкновений;
- энергия, передаваемая атомам мишени в столкновениях, много меньше кинетической энергии иона;
- флуктуации удельных потерь энергии в неупругих взаимодействиях много меньше, чем флуктуации в случае упругих взаимодействий.

Полный пробег иона вычисляется по формуле

$$R(E) = \frac{1}{N_0} \int_0^{E_1} \frac{1}{S_n(E) + S_e(E)} dE.$$

Значения $S_n(E)$ и $S_e(E)$ известны для различных потенциалов в табличном и графическом виде, либо в виде аппроксимаций. С помощью приближенного расчета $S_n(E)$ по формуле (1.9) и $S_e(E)$ по формуле (1.12) может быть получено следующее выражение для безразмерного пробега:

$$P = \frac{2\varepsilon^{1/2}}{k_e} - \frac{0,9}{k_e^2}\left(0,3 + \frac{0,45}{k_e}\right)^{1/2} \operatorname{arctg}\left(\frac{\varepsilon^{1/2}}{\left(0,3 + \frac{0,45}{k_e}\right)^{1/2}}\right). \qquad (2.2)$$

Таким образом, для определения полного пробега R сначала по формулам (1.7) и (1.12) вычисляются ε и k_e, затем по формуле (2.2) определяют безразмерный пробег P, который соотносится с полным пробегом как

$$P = \frac{4\pi a^2 N_0 M_1 M_2 R}{\left(M_1 + M_2\right)^2}.$$

Аналитическое определение важных для практического применения величин проективного пробега R_p и дисперсии ΔR_p в теории Линдхарда-Шарфа-Шиотта представляет собой трудоемкую задачу. Поэтому для расчета R_p и ΔR_p обычно используют различные приближенные формулы. Например, когда известен полный пробег, проективный пробег и разброс проективных пробегов можно определить по формулам:

$$\frac{R}{R_p} = 1 + \frac{M_2}{3M_1} \text{ при } M_1 > M_2,$$

$$\Delta R_p \approx \frac{2}{3}\sqrt{M_1 M_2}(M_1 + M_2)R_p.$$

Распределение пробега ионов, т. е. профиль концентрации имплантированной примеси по глубине мишени, по теории Линдхарда — Шарффа — Шиотта описывается с помощью распределения Гаусса (рис. 2.2):

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

где D — флюенс, ион/см^2; x — расстояние от поверхности вглубь мишени.

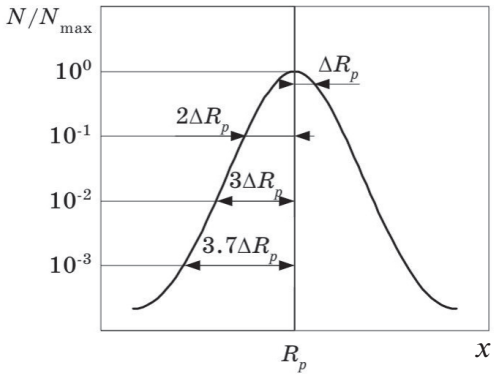

Рис. 2.2. Распределение Гаусса для концентрации имплантированных ионов

Для построения гауссова распределения требуются лишь первые два момента — проективный пробег R_p и дисперсия $\Delta R_p = (\mu_2)^{1/2}$, где μ_n — центральный момент n-го порядка распределения $N(x)$, который рассчитывается по выражению

$$\mu_n = \int_{-\infty}^{\infty} \left(x - R_p\right)^n N\left(x\right) dx, \;\; n = 2,\; 3,\; 4.$$

Таким образом, получим

$$\mu_1 = R_p = \int_0^{\infty} x N\left(x\right) dx,$$

$$\mu_2 = \Delta R_p^{\,2} = \int_0^{\infty} \left(x - R_p\right)^2 N\left(x\right) dx.$$

Максимальная концентрация примеси $N_{\max} = \dfrac{D}{\left(2\pi\right)^{1/2} \Delta R_p}$ будет достигаться на глубине $x = R_p$. Концентрация убывает на порядок на глубине $x \approx R_p \pm 2\Delta R_p$ и на два порядка на глубине $x \approx R_p \pm 3\Delta R_p$.

Гауссово распределение очень удобно для быстрой оценки профиля распределения внедренной примеси или вычисления толщины защитной маски при локальной имплантации. Однако во многих случаях гауссова аппроксимация экспериментальных профилей из-за их заметной асимметрии оказывается неудовлетворительной. Для построения профилей распределения внедренной примеси используют моменты более высоких порядков.

Для характеристики асимметрии распределения служит третий центральный момент μ_3:

$$\mu_3 = \int_0^{\infty} \left(x - R_p\right)^3 N\left(x\right) dx.$$

Величину $\gamma = \mu_3 / \Delta R_p^3$ называют асимметрией распределения. Для симметричных распределений $\gamma = 0$, для асимметричных γ может быть как положительной, так и отрицательной. Когда $\gamma < 0$, функция распределения плавно спадает по направлению к поверхности мишени и резко уменьшается при $x > R_p$ (рис. 2.3). Отрицательная асимметрия характерна для быстрых и легких ионов и достигает весьма высоких значений, превышающих единицу.

Для медленных тяжелых ионов характерна умеренная положительная асимметрия — профиль концентрации резче спадает у поверхности и плавно при $x > R_p$.

Для построения профилей с резко выраженной асимметрией вводят величину, характеризующую степень плавности вблизи вершины профиля — эксцесс (рис. 2.4):

$$\beta = \mu_4 / \Delta R_p^4. \qquad (2.13)$$

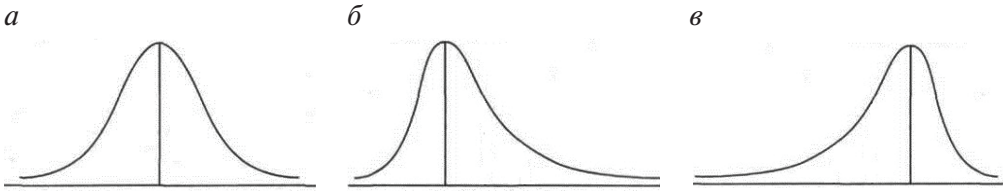

Рис. 2.3. Асимметричные профили распределения концентрации имплантированных ионов:
а — $\gamma = 0$; *б* — $\gamma < 0$; *в* — $\gamma > 0$

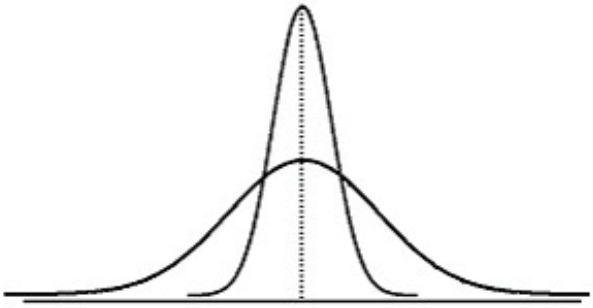

Рис. 2.4. Профили распределения концентрации имплантированных ионов, отличающиеся эксцессом

Одним из самых удачных вариантов аппроксимации концентрационных профилей является распределение Пирсона типа IV. Величину эксцесса β определяют в зависимости от заданной асимметрии γ. Использование строгой связи β и γ позволяет для каждого значения асимметрии построить универсальную функцию распределения Пирсона. Профиль концентрации имплантированных ионов рассчитывают по формуле

$$N(x) = 10^7 \frac{D}{(2\pi)^{1/2} \Delta R_p} F^n(X),$$

где $F^n(X)$ — значения табулированной функции Пирсона с рассматриваемой асимметрией (здесь $X = (x - R_p)/\Delta R_p$). Примеры расчетов концентрационных профилей с использованием распределения Пирсона типа IV показаны на рис. 2.5.

Ионная имплантация сопровождается физическим распылением поверхности мишени, следствием которого является перемещение границы поверхности вглубь. Скорость перемещения границы вглубь

мишени зависит от коэффициента распыления Y, атомарной плотности материала мишени N_0 и плотности тока ионов j:

$$S_y = \frac{Yj}{eN_0}.$$

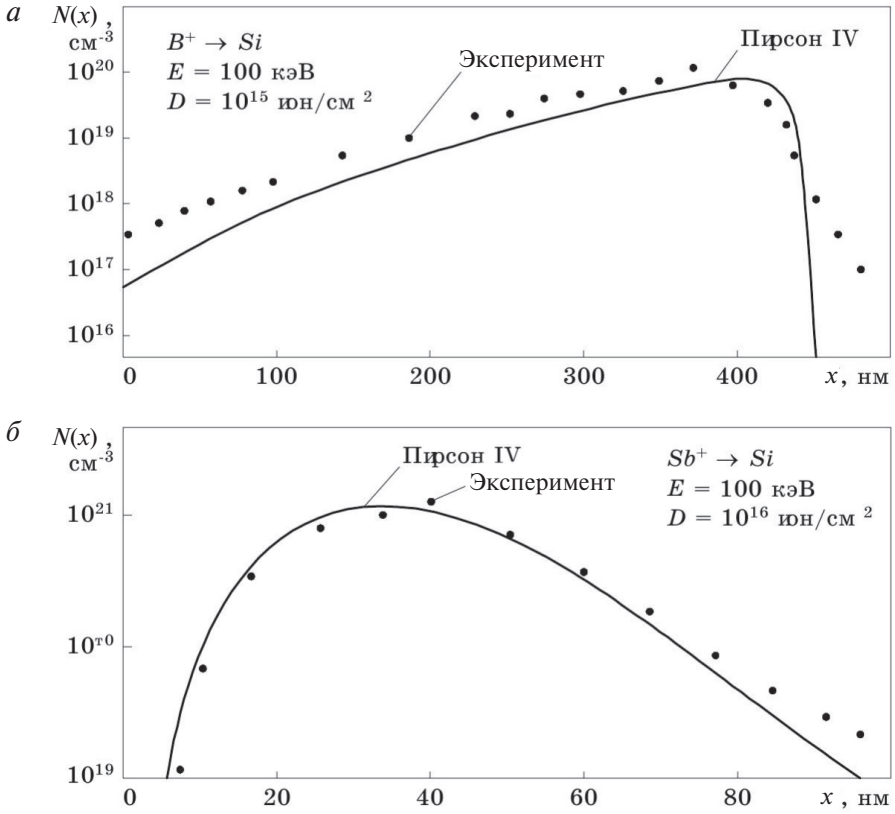

Рис. 2.5. Профили распределения концентрации имплантированных ионов, измеренные экспериментально (*а*) и рассчитанные с использованием распределения Пирсона типа IV (*б*) [3]

Таким образом, при ионной бомбардировке в результате распыления наряду с процессом внедрения ионов происходит их обратное выделение, что вызывает изменение профиля распределения имплантированных ионов. После распыления слоя толщиной равной глубине наиболее вероятного (проективного) пробега профиль внедренных ионов становится «платообразным», т. е. практически равномерным по глубине (рис. 2.6).

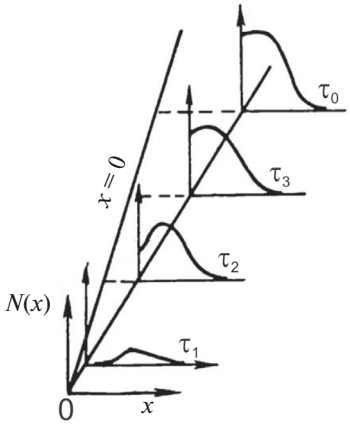

Рис. 2.6. Изменение профилей распределения концентрации имплантированных ионов со временем

Изменение концентрации имплантированных ионов с учетом распыления определяется по выражению

$$N(x)=\frac{N_0}{2Y}\left[\operatorname{erf}\left(\frac{x-R_p+YD/N_0}{\Delta R_p\sqrt{2}}\right)-\operatorname{erf}\left(\frac{x-R_p}{\Delta R_p\sqrt{2}}\right)\right].$$

Максимум концентрации примесей в этом случае переместится на глубину $x_{\max}=R_p-\frac{DY}{N_{\tau_0}}$. При достаточно высоких дозах профиль распределения примеси приближается к равновесному, для которого

$$N(x)=\frac{N_{\tau_0}}{2Y}\operatorname{erfc}\left(\frac{x-R_p}{\Delta R_p\sqrt{2}}\right).$$

Распыление мишени в процессе ионной имплантации приводит к уменьшению количества легирующего элемента и ограничивает его максимально возможную концентрацию независимо от флюенса ионов. В интервале относительно низких флюенсов количество имплантированных ионов линейно увеличивается с ростом флюенса при 100 %-м захвате. Повышение флюенса приводит к уменьшению вероятности захвата, и количество внедряемого элемента достигает насыщения. При этом величина максимальной концентрации вводимого элемента увеличивается с ростом энергии ионов и может достигать 20–50 ат. % при флюенсах 10^{17}–10^{18} ион/см^2.

2.3. Имплантация и пробег ионов в монокристаллах. Каналирование

Рассмотренные выше теории энергетических потерь и пробегов ионов базировались на предположении, что атомы мишени расположены хаотически и все направления в мишени эквивалентны, т. е. вещество изотропно. Очевидно, что такой подход справедлив для аморфных мишеней, и в какой-то степени его можно считать пригодным для поликристаллов с мелкодисперсной структурой. Однако на практике часто имеют дело с монокристаллическими мишенями.

Атомы кристаллической решетки вдоль основных кристаллографических направлений формируют каналы, которые ограничиваются несколькими плотноупакованными атомными цепочками (аксиальный канал) или двумя плоскостями (плоскостной канал) (рис. 2.7). Самые широкие каналы находятся между наиболее плотноупакованными атомными рядами. Ионы, попадающие в каналы на больших прицельных параметрах относительно цепочек или плоскостей, претерпевают серии коррелированных столкновений с атомами кристалла с малыми индивидуальными отклонениями в каждом столкновении. Отталкивающее взаимодействие по мере приближения иона к атомной цепочке или плоскости возрастает, за счет чего траектория иона в канале становится осциллирующей.

а *б*

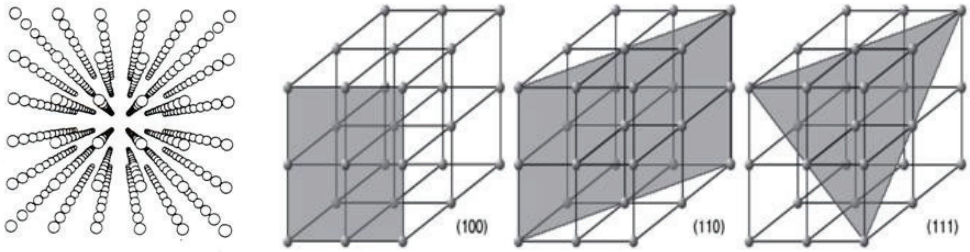

Рис. 2.7. Аксиальные (*а*) и плоскостные (*б*) каналы в кристаллах [2]

При каналировании ионов наиболее существенно то, что взаимодействие происходит с атомной цепочкой или плоскостью, т. е. бинарные взаимодействия с отдельными атомами становятся незаметными на фоне взаимодействия с группой атомов, формирующих плоскость

или цепочку. Й. Линдхард ввел понятие непрерывного усредненного вдоль цепочки или плоскости отталкивающего потенциала взаимодействия иона с атомной цепочкой. Непрерывный потенциал определяется таким же образом, как если бы заряд ядра A был непрерывно распределен на отрезке от $-d/2$ до $+d/2$ (рис. 2.8). При этом непрерывный потенциал взаимодействия иона с атомной цепочкой на расстоянии r рассчитывается по формуле

$$U(r) = \frac{1}{d}\int_{-d/2}^{d/2} V(R_k)\,dx, \tag{2.3}$$

где d — расстояние между атомами цепочки; $V(R_k)$ — бинарный потенциал взаимодействия с атомом, находящимся на расстоянии $R_k = \left(r^2 + x^2\right)^{1/2}$.

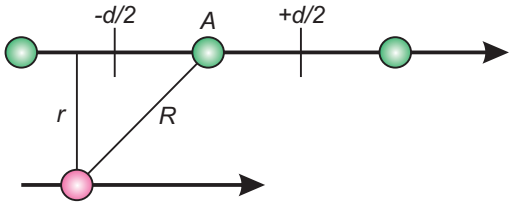

Рис. 2.8. Схема, поясняющая вывод непрерывного потенциала атомной цепочки

Из-за быстрого убывания подынтегральной функции (2.3) пределы в интеграле заменяют на бесконечности. Для функции экранирования, предложенной Линдхардом,

$$\Phi = 1 - \left[1 + 3\left(\frac{a}{r}\right)^2\right]^{-1/2}$$

получают непрерывный потенциал атомной плоскости

$$U(r) = 2\pi N_0 d Z_1 Z_2 e^2 a\left[\left(\left(\frac{r}{a}\right)^2 + 3\right)^{1/2} - \frac{r}{a}\right],$$

а для цепочки атомов

$$U(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \ln(3a^2/r^2 + 1)}{d}. \tag{2.4}$$

Критический угол, в пределах которого имеет место аксиальное каналирование, можно приближенно рассчитать на основе предположения о том, что ион остается в канале до тех пор, пока величина составляющей кинетической энергии, перпендикулярной оси канала, $E_{\perp} = E\sin^2\psi$ меньше потенциала отталкивания атомной цепочки $U(r)$. Для потенциала (2.4) критический угол аксиального каналирования

$$\psi_к = \left(\frac{2Z_1Z_2e^2}{Ed}\right)^{1/2} \text{ при } E > \frac{2Z_1Z_2e^2d}{a^2},$$

$$\psi_к = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/4}\left(\frac{a}{d}\right)^{1/2}\left(\frac{2Z_1Z_2e^2}{Ed}\right)^{1/2} \text{ при } E < \frac{2Z_1Z_2e^2d}{a^2}.$$

Итак, величина $\psi_к$ зависит от энергии ионов и атомных номеров иона и атома мишени. Для ионов с энергией порядка 10^4–10^5 эВ критический угол аксиального каналирования не превышает нескольких градусов.

Подобным образом можно рассмотреть и плоскостное каналирование. При плоскостном каналировании лишь один угол по отношению к атомной плоскости должен быть мал, другой может принимать произвольно большие значения. В общем случае критический угол плоскостного каналирования меньше, чем аксиального. Величины критических углов для аксиального и плоскостного каналирования сравнимы при $E < 30$ кэВ.

Траектория иона при аксиальном каналировании зависит от того, под каким углом ион поступает в канал (рис. 2.9). Ион, входящий в канал по оси под углом несколько меньше критического, будет осциллировать между атомными цепочками (траектория В). Амплитуда колебаний тем меньше, чем меньше угол входа иона (траектория Б).

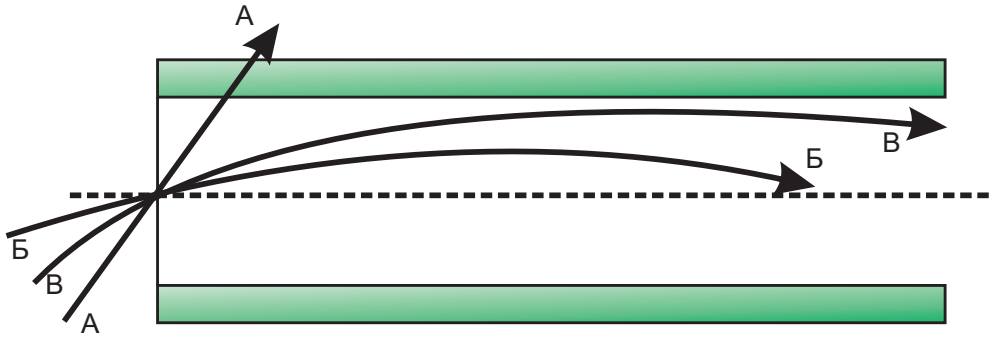

Рис. 2.9. Траектория ионов в зависимости от угла падения к оси канала

На траекторию также влияет прицельный параметр ионов в плоскости перпендикулярной оси канала. Предположим, что ионы движутся параллельно оси канал ($\psi = 0$). Ионы, которые входят в кристалл при малых прицельных параметрах (рис. 2.10, траектория А), будут рассеиваться на углы больше критических. Очевидно, что ионы группы А не будут испытывать коррелированных взаимодействий с атомными рядами, т. е. в первом приближении их движение можно рассматривать как движение в неупорядоченной среде.

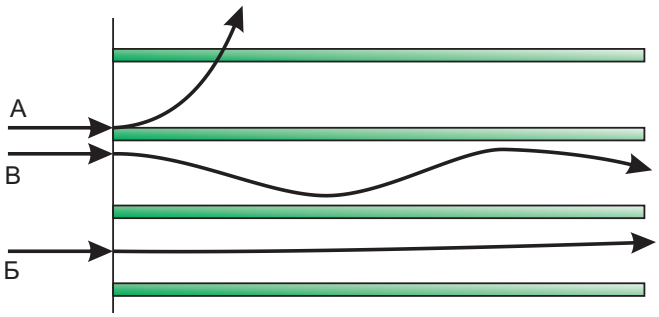

Рис. 2.10. Траектория ионов в зависимости от положения точки входа в канала

Ионы (группа Б и В), прицельные параметры относительно поверхностных атомов которых оказываются достаточно велики, рассеиваются на углы, малые по сравнению с критическими. Эти ионы отражаются от атомных цепочек, осциллируя между ними, но все время оставаясь на больших по сравнению с ионами группы А расстояниях от осей атомных рядов. Пространственный период колебаний ионов группы Б должен быть очень велик и значительно превосходить межатомное расстояние d.

Период осцилляции ионов (группа В), рассеянных на углы близкие к $\psi_к$, между атомными цепочками относительно мал, составляя единицы межатомного расстояния. При рассеянии на цепочках атомов ионы группы В приближаются к их осям на расстояния, сравнимые с параметром экранирования.

Таким образом, при проникновении внутрь монокристалла пучок ионов распадается на две компоненты: хаотический (А) и каналированный пучок (Б, В). Ионы каналированного пучка двигаются в кристалле, теряя энергию главным образом в неупругих столкновениях с электронами мишени. Максимальный пробег для таких ионов определяется по соотношению

$$R_{\max} = \frac{1}{N_0}\int_0^{E_1}\frac{dE}{S_e(E)} = \frac{2E_1^{1/2}}{N_0 k_e}.$$

Ионы хаотического пучка претерпевают в кристалле наряду с неупругими соударениями с электронами упругие соударения с атомами. Влияние упорядоченности атомов в кристалле на эти ионы пренебрежительно мало и их распределение по глубине кристалла будет таким же, как в аморфной мишени.

Если обе части пучка (каналированная и хаотическая) тормозятся независимо друг от друга, то теоретическое распределение должно иметь два четких максимума на расстоянии R_p и $R_{\max}$. В реальных кристаллах профили распределения будут более сложными, поскольку за счет увеличения поперечной энергии $E_\perp$ при рассеянии на электронах среды, тепловых колебаний атомов, дефектов решетки часть ионов каналированного пучка будет деканалировать и останавливаться на различных глубинах между двумя максимумами (R_p и $R_{\max}$). Каналированный пучок в свою очередь может несколько пополняться за счет захвата части ионов из хаотического пучка.

Наиболее четко эффект каналирования проявляется в материалах, характеризующихся малыми амплитудами тепловых колебаний атомов, таких как вольфрам. На концентрационном профиле (рис. 2.11) в этом случае явно выражены три участка, соответствующие трем типам траекторий ионов пучка в монокристалле. Максимум А образован хаотическим пучком, Б — хорошо каналированными ионами, которые остаются в режиме каналирования до конца своего пути. Для максимума Б характерен крутой спад на глубине равной максимальному пробегу $R_{\max}$. В промежуточной области В останавливаются ионы, имеющие большие амплитуды осцилляций в каналах. Кроме того, в области В могут останавливаться ионы хаотического пучка, которые были захвачены в канал.

В большинстве кристаллов при комнатной температуре даже для ионов группы Б доминирующим эффектом оказывается деканалирование. В результате распределение пробегов ионов имеет вид аморфного распределения с «хвостом» в области больших глубин.

Рассмотрим основные факторы, влияющие на распределение пробегов каналированных ионов.

С увеличением *дозы облучения* ионов растет число радиационных дефектов в кристалле, вследствие чего усиливается деканалирование

ионов по глубине, наблюдается уменьшение, а затем полное исчезновение второго пика в профиле распределения концентрации ионов. Однако даже при дозе, вызывающей аморфизацию кристалла, в профиле распределения наблюдается «хвост», обусловленный каналированнием в начальный период облучения, R_{max} остается неизменным.

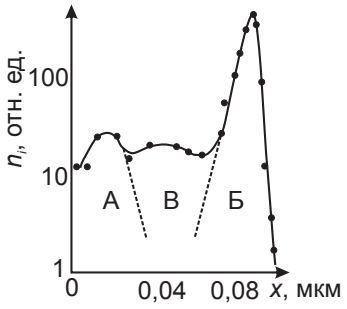

Рис. 2.11. Распределение ионов K^+, имплантированных в вольфрам вдоль оси <111> при температуре мишени 298 К

Повышение *температуры мишени* при облучении может привести к изменению распределения каналируемых ионов по глубине по двум причинам. Во-первых, за счет отжига радиационных дефектов уменьшается их концентрация, поэтому снижается деканалирование и увеличивается доля каналированных ионов на больших глубинах. Во-вторых, растет амплитуда тепловых колебаний атомов, что приводит к увеличению деканалирования ионов на поверхности кристалла. Какой из этих факторов будет определяющим, зависит от конкретных условий: материала мишени, типа ионов, диапазона температур и др.

На поверхности облучаемого образца могут находиться неконтролируемые *загрязнения, пленки*. Во многих случаях аморфные диэлектрические пленки (SiO_2, Si_3N_4) специально наносят на поверхность полупроводниковых материалов. Наличие аморфного слоя на поверхности кристалла уменьшает число ионов, попавших в канал, так как ионный пучок, проходя через аморфный слой, рассеивается, в результате чего распределение ионов по углам входа в кристалл уширяется. Уширение углового распределения ионов пропорционально толщине аморфного слоя Δx (рис. 2.12) и обратно пропорционально E_1. Увеличивая Δx, можно подавить каналирование.

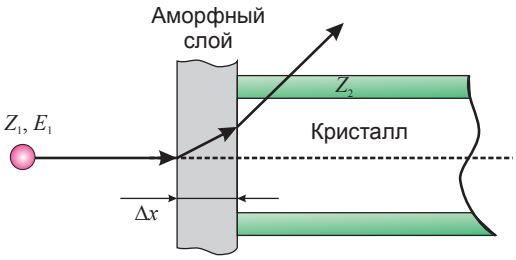

Рис. 2.12. Влияние состояния поверхности кристалла на эффект каналирования

Существенное влияние на результат имплантации оказывает *угловая расходимость первичного пучка ионов*. В ионном пучке, сформированном ионно-оптической системой, направления движения отдельных ионов далеко не всегда строго параллельны. Угол расходимости пучка в технологических установках может быть одного порядка с критическим углом каналирования. В этом случае для части ионов пучка, направленного вдоль определенной кристаллографической оси, угол входа в кристалл будет превышать критический угол каналирования. Чем больше угол расходимости ионного пучка, тем меньше доля каналированных ионов.

На практике часто возникает необходимость подавить эффект каналирования при имплантации примесей в монокристаллическую мишень. Единственным надежным методом полного подавления эффекта каналирования является предварительная аморфизация мишени собственными ионами или ионами инертных газов на глубину, превышающую пробег внедряемых примесей.

2.4. Моделирование имплантации ионов

Для решения задач, связанных с ионной имплантацией, например для строгого количественного описания профилей распределения внедренных примесей и дефектов структуры в сложных мишенях, используют методы математического моделирования.

Наиболее универсальным методом моделирования является метод Монте-Карло. Суть моделирования с помощью метода Монте-Карло заключается в том, что прослеживается траектория каждого иона в мишени до полной потери энергии. Для моделирования траектории иона

в мишени разыгрывается ряд случайных величин: координаты точки входа иона в мишень, длина пробега между столкновениями с ядрами атомов мишени, тип атома, с которым произойдет столкновение, углы рассеяния иона на ядре и др. Альтернативный вариант состоит в прослеживании за ионами по мере их продвижения через кристаллическую решетку. В этом случае предполагается, что ион попадает в кристалл в произвольной точке поверхности под произвольным углом к ней и после этого путь иона полностью определяется атомами решетки. Такой подход предусматривает возможность каналирования.

По законам статистики необходимо моделировать как можно большее количество траекторий частиц. В результате моделирования 10^3–10^4 траекторий ионов можно построить распределение в мишени ионов, выделенной энергии, радиационных дефектов, не прибегая ни к каким приближениям. Соответствие результатов такого моделирования реальным определяется правильностью законов взаимодействия.

Преимуществом метода Монте-Карло является сравнительная простота алгоритма и его программной реализации. Метод позволяет применять различные модели элементарных процессов рассеяния и неупругого торможения. Недостатками метода являются большие затраты машинного времени и высокая чувствительность к закладываемым приближениям.

Другой метод моделирования процессов имплантации ионов основан на использовании для описания процессов кинетического уравнения Больцмана. Рассмотрение элементарных событий, приводящих к торможению имплантируемых ионов и выбитых атомов, на основе модели бинарных столкновений позволяет применять модель каскадов столкновений, в которой исследование процесса переноса имплантируемых и выбитых частиц проводится путем изучения баланса вероятности столкновений. Уравнение баланса, описывающее процесс переноса распределения, — это кинетическое уравнение Больцмана, исходя из которого Й. Линдхард получил уравнение для распределения полных пробегов имплантированных ионов:

$$\frac{\partial E_R(E,R)}{\partial R} = N\int_0^{E_R} d\sigma_n(E_2,E)[F_R(E-E_2,R)-F_R(E,R)] - NS_e(E)\frac{\partial F_R(E,R)}{\partial R}),$$

где $F_R(E, R)$ — вероятность того, что ион, влетающий в мишень с энергией E, имеет пробег между R и $R + dR$.

Численные методы решения кинетических уравнений Больцмана для имплантированных ионов, атомов отдачи, выделенной энергии и радиационных дефектов позволяют решать полный комплекс задач, связанных с ионной имплантацией.

Вопросы для самопроверки

1. Перечислите достоинства и недостатки ионной имплантации как метода модификации материалов.
2. Какова типичная величина пороговой энергии смещения атомов?
3. Что такое проективный пробег иона в твердом теле?
4. Чем определяется величина дисперсии проективного пробега иона?
5. На какой глубине мишени достигается максимальная концентрация внедренных ионов и чем определяется ее величина?
6. Какие параметры используют для описания профилей распределения имплантированных ионов при отклонении от нормального гауссова распределения?
7. Каким образом изменяются профили распределения имплантированных ионов в результате ионного распыления поверхности мишени?
8. Чем обусловлен эффект каналирования ионов в твердотельных мишенях?
9. Какие основные факторы усиливают или подавляют эффект каналирования?
10. В чем суть моделирования имплантации ионов методом Монте-Карло?

3. Распыление твердых тел

Ионным распылением называют процессы разрушения поверхности твердых тел ускоренными ионами, сопровождающиеся испусканием атомов. Необходимо подчеркнуть, что не всякое разрушение поверхности при бомбардировке ускоренными частицами можно отнести к распылению. П. Зигмунд предложил следующие критерии ионного распыления и определил его отличие от других процессов. Распыление можно наблюдать:

- при интенсивности потока бомбардирующих частиц, исключающей разогрев мишени до высоких температур, т. е. макроскопический нагрев мишени пучком, вызывающий термическое испарение, к распылению не относится;
- при предельно малых дозах облучения, т. е. одна ускоренная частица может привести к распылению атома с поверхности мишени;
- на мишенях однородного состава, т. е. исключается явление ионно-стимулированной десорбции.

Следует различать физическое и химическое распыление. Химическое распыление происходит в случае, когда бомбардирующий ион или нейтральная частица образуют летучее соединение с материалом мишени. В процессе физического распыления бомбардирующие частицы приводят к смещению атомов мишени из узлов решетки, передавая им часть энергии. Первично смещенные атомы образуют каскад смещений. В результате хаотических столкновений в каскаде некоторые атомы получают импульс в направлении, обратном от направления движения первичного иона, т. е. к поверхности мишени. Достигая поверхности мишени, атомы могут выйти на уровень вакуума при условии, что их энергия выше энергии связи. В результате физиче-

ского распыления частицы могут покидать твердое тело в разных зарядовых состояниях — нейтральном, положительно или отрицательно заряженном.

Энергия бомбардирующих ионов определяет интенсивность процесса ионного распыления. Распыление будет происходить, если энергия бомбардирующего иона превышает некоторое пороговое значение $E_{пор}$ (см. таблицу).

Значения пороговой энергии для распыления некоторых металлов ионами инертных газов

Металл	Пороговая энергия распыления при бомбардировке ионам инертных газов, эВ			
	Ne^+	Ar^+	Kr^+	Xe^+
Be	1,92	2,4	2,4	2,4
Al	2,1	2,1	2,4	2,9
Ti	3,5	3,2	2,7	2,9
V	3,4	3,7	3,0	4,5
Cr	3,5	3,5	2,9	3,2
Fe	3,5	3,2	4,0	3,7
Ni	3,7	3,4	4,0	3,2
Cu	2,7	2,7	2,6	2,4
Ge	3,7	4,0	3,5	2,9
Nb	4,3	4,0	4,2	5,1
Mo	3,8	3,8	4,5	4,3
Pd	3,2	3,2	3,2	2,4
Ag	1,9	2,4	2,4	2,7
Ta	4,0	4,2	4,8	4,8
W	5,6	5,3	4,8	4,8
Pt	4,3	4,0	3,5	3,5
Au	3,2	3,2	3,2	2,7

Предполагая, что энергия связи поверхностного атома материала равна энергии сублимации (атомизации) $E_{суб}$, пороговую энергию распыления можно оценить с помощью соотношения

$$\frac{4M_1M_2}{\left(M_1+M_2\right)^2}E_{пор} \geq E_{суб}. \qquad (3.1)$$

Отношение $\frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}$ в выражении (3.1), называемое коэффициентом аккомодации, характеризует долю энергии бомбардирующего иона, переданную атому материала при упругом взаимодействии.

Необходимо отметить, что понятие пороговой энергии распыления удобно использовать для идеализированной модели твердого тела. Для реальных твердотельных мишеней экспериментальное определение порога распыления связано со значительными трудностями из-за наличия различных дефектов структуры, теплового движения атомов, адсорбированных на поверхности инородных атомов.

Эффективность распыления характеризуется коэффициентом распыления Y, который определяется как среднее число атомов, удаляемых с поверхности твердого тела одним бомбардирующим ионом. Когда состав распыленных частиц многоэлементный, например при распылении многокомпонентных материалов, для характеристики распыления используют парциальные коэффициенты распыления отдельных компонентов. При распылении полимерных материалов, имеющих молекулы с очень большим числом атомов, понятие коэффициента распыления теряет смысл, так как совершенно неопределенным становится состав продуктов распыления. В этом случае целесообразно оперировать понятием скорости распыления, т. е. толщиной слоя материала, удаляемого в единицу времени при заданных условиях ионной бомбардировки. Скорость V_Y и коэффициент распыления связаны соотношением

$$Y = \frac{eN_A\rho}{jM_2}V_Y,$$

где N_A — число Авогадро, моль$^{-1}$; ρ — плотность материала мишени, г/см^3; j — плотность тока ионов, А/см^2; M_2 — масса атомов материала, г/моль.

3.1. Механизмы распыления. Саморaспыление

Основную роль в передаче энергии и импульса распыляемым частицам играют процессы упругих столкновений бомбардирующих ионов с атомами твердого тела. При распылении за счет упругих столкно-

вений условно можно выделить три механизма распыления: прямое выбивание атомов, образование линейного каскада и теплового пика (рис. 3.1).

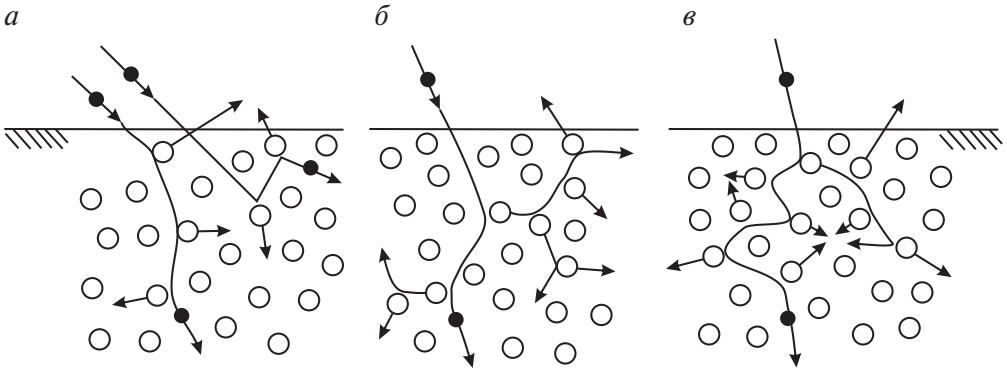

Рис. 3.1. Режимы распыления:
а — прямое выбивание; *б* — линейный каскад; *в* — тепловой пик

В режиме прямого выбивания бомбардирующий ион при столкновении с атомом мишени передает ему энергию, превышающую энергию смещения атома из равновесного положения. Выбитые из равновесных положений атомы получают энергию, достаточную для того, чтобы после небольшого числа последующих столкновений преодолеть поверхностные силы связи и покинуть мишень. При этом энергия, полученная атомами в столкновениях с ионами, слишком мала, чтобы создать каскад соударений. Распыление в режиме первичного выбивания происходит в области энергий ионов порядка единиц-десятков электрон-вольт, кроме очень легких ионов, для которых такая область расширяется до единиц килоэлектрон-вольт.

В режиме линейного каскада выбитые из равновесных положений атомы получают энергию, достаточную для того, чтобы создать целый каскад выбитых атомов, часть из которых может достичь поверхности и преодолеть поверхностные силы связи. Пространственная плотность движущихся атомов невелика, поэтому их столкновения друг с другом происходят редко, преобладают столкновения движущихся атомов с неподвижными. Линейные каскады для любых ионов, кроме самых тяжелых ($M_1 > 100$), образуются в области энергий от единиц килоэлектрон-вольт до единиц мегаэлектрон-вольт.

В режиме тепловых пиков быстрые смещенные атомы, двигаясь в твердом теле, теряют свою энергию, передавая ее соседним атомам.

Пространственная плотность движущихся атомов настолько высока, что большинство атомов внутри объема теплового пика находятся в движении, т. е. можно говорить о некой температуре, соответствующей энергии, поглощенной в объеме. В первом приближении П. Зигмунд представил область теплового пика как идеальный газ с локальной температурой T_p, определяемой по соотношению $\frac{3kT_p}{2} = E_p$, где E_p — средняя энергия, приходящаяся на один атом внутри объема теплового пика. Из-за высокой плотности атомов давление в области теплового пика может достигать ~10^5 атм при E_p ~ 1 эВ, что, вероятно, приведет к возникновению ударных волн. В настоящее время нет единого мнения о том, чем определяется коэффициент распыления в режиме тепловых пиков — термическим переносом или образованием ударной волны.

В приближении линейного каскада П. Зигмунд вывел формулу для коэффициента распыления Y при облучении мишени ионным пучком, направленным по нормали к поверхности:

$$Y = 0{,}042\frac{\alpha\left(M_2 / M_1\right)S_n\left(E\right)}{U_0},$$

где α (M_2/M_1) — коэффициент, определяемый отношением масс атома мишени и бомбардирующего иона (рис. 3.2); U_0 — энергия связи поверхностных атомов.

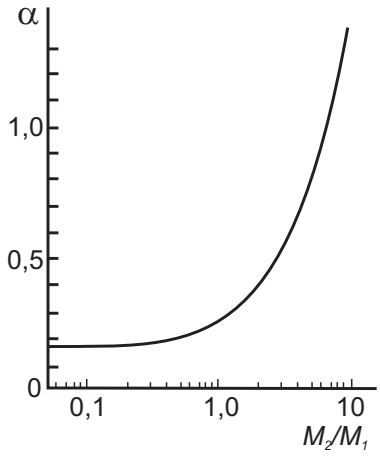

Рис. 3.2. Зависимость коэффициента α от соотношения масс атома мишени и бомбардирующего иона

Коэффициент α возрастает с увеличением отношения масс M_2/M_1, что обусловлено увеличением случаев рассеяния на большой угол при уменьшении массы иона, в результате чего большая часть каскадов столкновений оказывается сосредоточена вблизи поверхности твердого тела. При $M_2/M_1 < 1$ ион движется в мишени практически прямолинейно, и большинство столкновений в каскаде происходит далеко от поверхности, что уменьшает вероятность передачи импульса поверхностным атомам. Таким образом, при равных удельных энергетических потерях легкие ионы распыляют мишень с большей эффективностью, чем тяжелые.

Для практики важными характеристиками распыления являются зависимости коэффициента распыления Y от энергии бомбардирующих ионов E_1 и угла их падения относительно нормали к поверхности θ. Зависимости коэффициента распыления от энергии иона полностью определяются зависимостью сечения упругого торможения от энергии. Общий вид функции $Y(E_1)$ (рис. 3.3): рост Y при низких энергиях, наличие максимума и спад при больших энергиях, отражает характер изменения сечения упругого торможения S_n в функции энергии. Значения E_1, соответствующие максимуму, и максимальное значение $Y(E_1)$ зависят от массы бомбардирующего иона. С увеличением массы иона увеличивается энергия, соответствующая Y_{max}, и величина Y_{max}. Значения энергии ионов, соответствующие Y_{max}, составляют ~10–10^2 кэВ.

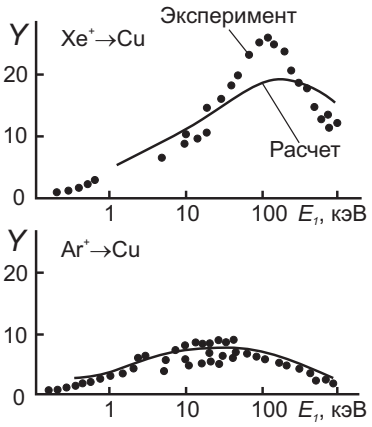

Рис. 3.3. Зависимость коэффициента распыления от энергии ионов

Коэффициент распыления растет при увеличении угла падения ионов относительно нормали к поверхности мишени и достигает мак-

симума при определенном для каждого материала угле, затем резко уменьшается до 0 (рис. 3.4). Зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов (вплоть до θ ~ 70°) в общем случае имеет вид

$$Y(\theta) = Y(0)(\cos\theta)^{-f}.$$

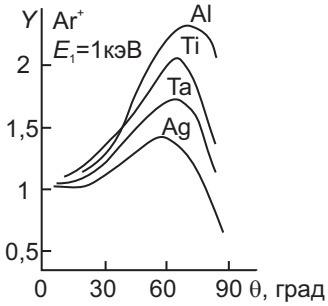

Рис. 3.4. Зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов

Обычно показатель степени f равен 5/3. Однако для легких ионов при выполнении условия $M_2/M_1 >> 1$ наиболее хорошее соответствие экспериментальным зависимостям дает зависимость $1/(\cos\theta)$.

Такой характер изменения функции $Y(\theta)$ обусловлен следующими причинами. С увеличением угла падения иона уменьшается глубина, на которую он проникает в мишень. Каскады столкновений развиваются вблизи поверхности мишени, и следовательно, повышается вероятность передачи атомам на поверхности энергии, необходимой для распыления. При слишком больших углах падения увеличивается количество ионов, отраженных от поверхности мишени. Значение угла, соответствующего максимальному коэффициенту распыления, определяется по выражению

$$\theta_{max} = \frac{\pi}{2} - \left[\frac{5\pi a_0^2 N^{2/3} Z_1 Z_2 E_R}{E_1\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)}\right]^{1/2},$$

где E_R — энергия Ридберга.

С ростом энергии ионов θ_{max} увеличивается, так как возрастает способность иона преодолевать силы отталкивания на поверхности мишени.

Температура мишени при изменении вплоть до точки плавления практически не влияет на распыление. При приближении температу-

ры к точке плавления наблюдается резкий рост коэффициента распыления, который объясняется, во-первых, ослаблением связи атомов с решеткой за счет увеличения амплитуды тепловых колебаний и, во-вторых, повышением температуры в области теплового пика.

Следует отметить, что, хотя теория Зигмунда достаточно хорошо описывает характер изменения коэффициента распыления материалов в зависимости от условий облучения, численные значения параметра могут отличаться в 2—3 раза по сравнению с экспериментальными величинами. Кроме того, теория применима в основном для простых веществ. Для более точных количественных расчетов рядом авторов были предложены методы вычисления коэффициентов распыления материалов с учетом общих закономерностей, определенных П. Зигмундом, на основе экспериментальных данных.

В работах М. И. Гусевой и Ю. В. Мартыненко [4] разработан метод определения коэффициентов распыления с помощью теоретической зависимости коэффициента Y от энергии и массы иона, а также экспериментального значения коэффициента распыления данного материала, полученного при каких-либо других видах иона и энергии. Для определения коэффициентов распыления при ионной бомбардировке из теории Зигмунда использовано теоретическое выражение:

$$Y = \Lambda E_1 \frac{M_1 M_2}{\left(M_1 + M_2\right)^2} \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{-1} f\left(\varepsilon\right). \qquad (3.2)$$

На основе расчетов, проведенных П. Зигмундом, были скорректированы функции $f(\varepsilon)$ для лучшего совпадения с экспериментальными данными. Используя выражение (3.2) и экспериментальное значение коэффициента распыления Y, можно определить коэффициент Λ данного материала. Затем, зная Λ и $f(\varepsilon)$, для любой представляющей интерес энергии E_1 и вида ионов по формуле (3.2) можно определить коэффициент распыления. Рассчитанные по предложенной методике коэффициенты распыления различных материалов при облучении легкими ионами (H^+, D^+, T^+ и He) с энергией 1 кэВ хорошо совпадают с экспериментальными значениями, полученными различными авторами. Максимальное расхождение величин не превышало 20 %.

Р. Смитом предложен метод определения коэффициента распыления, также основанный на использовании теоретических положений П. Зигмунда и экспериментальных результатов, в котором коэффициент распыления в общем виде определяется по выражению

$$Y = \frac{C}{U_0} f(Z, M) q(E_1, Z),$$

где C — константа; $f(Z, M)$ — функция, описывающая зависимость коэффициента от атомного номера и массы ускоренного иона и атома мишени; $q(E_1, Z)$ — функция, определяющая энергетическую зависимость.

Для определения функции $f(Z, M)$ использовано упрощенное выражение из теории Зигмунда:

$$f(Z, M) = \frac{Z_1 Z_2 M_1}{M_2}.$$

Калибровочная константа C и значения функции $q(E_1, Z)$ получены полуэмпирически на основе экспериментальных данных:

$$q(Z, E) = \frac{Z_1 Z_2 E_1}{(E_1 + 50 Z_1 Z_2)^2}.$$

Результирующее выражение для определения коэффициента распыления было представлено в виде

$$Y = \frac{20}{U_0} (Z_1 Z_2)^2 \frac{M_1}{M_2} \frac{E_1}{(E + 50 Z_1 Z_2)^2}. \qquad (3.3)$$

Полученное выражение позволяет определить значения коэффициентов распыления в зависимости от материала мишени, вида и энергии иона. Сравнение расчетных кривых $Y(E_1)$ с экспериментальными значениями коэффициентов распыления показали хорошее соответствие и достоверность формулы (3.3).

Следует отметить, что предложенные методы расчета не учитывают зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов. Для определения значений Y в зависимости от угла падения и энергии ионов предложено полуэмпирическое выражение, в соответствии с которым коэффициент распыления представляется как произведение двух функций $Y_1(E_1)$ и $Y_2(\theta)$, описывающих зависимости коэффициента от энергии и угла падения ионов соответственно. На основе экспериментальных данных получены полуэмпирические выражения для этих функций

$$Y_1(E_1) = \frac{Y_0 (\ln y)^{(1+c/y)}}{y^{(1+b/y)}}, \text{ если } y \geqslant 1;$$

$$Y_2(\theta) = [\exp(gx)^2(1-x^2)]^h,$$

где Y_0, c, b и h — константы, определяемые эмпирически; $y = E_1/E_{пор}$; $x = 2\theta/\pi$;

$$g = \frac{1}{1-x_m^2};$$

$$h = \frac{\ln Y_{2m}}{gx_m^2 + \ln\left(1-x_m^2\right)};$$

здесь x_m и Y_{2m} — значения соответствующих величин в положении максимума функции $Y_2(\theta)$, которые определяются экспериментально.

Частицы, удаляемые из твердого тела при распылении, — это преимущественно нейтральные атомы, некоторую долю из которых составляют конгломераты атомов (кластеры), а также ионы. При ионной бомбардировке по нормали к поверхности аморфных и поликристаллических мишеней пространственное распределение распыленных частиц в первом приближении подчиняется закону Кнудсена — эквиваленту закона Ламберта в оптике:

$$J(\delta) = J(0)\cos\delta,$$

где $J(\delta)$ — интенсивность потока распыленных частиц; $J(0)$ — интенсивность потока распыленных частиц в направлении нормали к поверхности; δ — угол вылета частиц, отсчитываемый от нормали к поверхности.

Однако, как показывает эксперимент, пространственное распределение распыленных частиц зависит от энергии бомбардирующих ионов (рис. 3.5) [5]. При низких энергиях ионов (E_1 ~ 0,1...1 кэВ) наблюдается так называемое «подкосинусное» распределение, т. е. большее по сравнению с законом косинуса число частиц распыляется в направлении малых углов и меньшее — по нормали к ней. При энергиях $E_1 \geqslant 10$ кэВ преимущественное распыление происходит в направлении нормали к поверхности — т. н. «надкосинусное» распределение.

Если поток бомбардирующих ионов направлен под углом к нормали, то угловое распределение распыленных частиц трансформируется (рис. 3.6): увеличивается выход частиц в направлениях, близких направлению зеркального отражения.

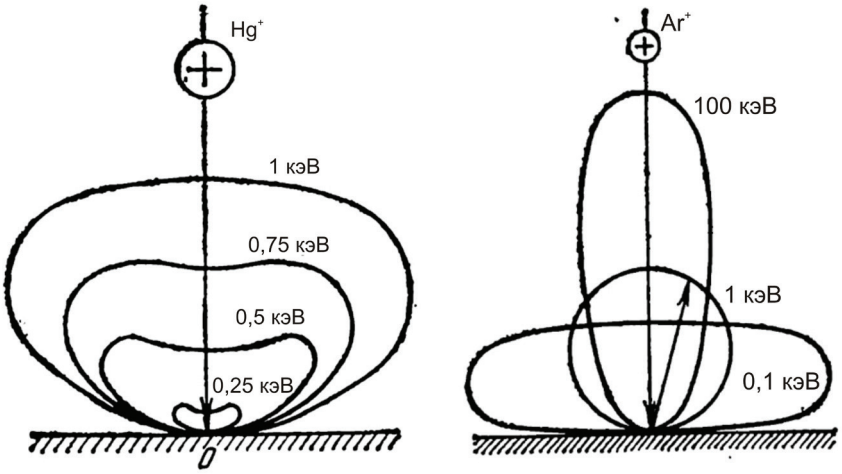

Рис. 3.5. Пространственное распределение распыленных частиц при различной энергии ионов [5]

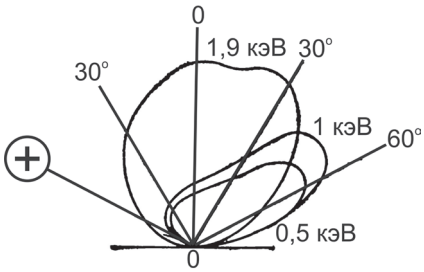

Рис. 3.6. Пространственные распределения распыленных частиц при падении ионов под углом, отличным от нормального

Энергетический спектр распыленных частиц (рис. 3.7) имеет максимум при энергии, заключенной в диапазоне $0{,}5U_0 < E < U_0$. Число распыленных частиц с большими энергиями убывает приблизительно пропорционально E_1^{-2}. Средняя энергия распыленных частиц на 1–2 порядка выше энергии термически испаренных частиц. В общем случае вид энергетического спектра распыленных частиц зависит от распыляемого материала, угла эмиссии частиц и слабо зависит от энергии бомбардирующих ионов.

Частным случаем распыления является самораспыление, т. е. распыление при бомбардировке ионами тех же атомов, из которых состоит твердое тело. При самораспылении нельзя разделить удаленные атомы и отраженные первичные частицы. Если коэффициент само-

распыления равен единице, то это означает, что в среднем на одну первичную частицу один атом удаляется с поверхности или отражается от нее. В некоторых случаях эффект самораспыления может возникнуть и при бомбардировке мишени другими ионами в результате рассеяния распыленных атомов на ионах, бомбардирующих мишень. При столкновениях происходит передача заряда иона распыленному атому, например $Ar^+ + Cu \rightarrow Ar + Cu^+ + \Delta E$, и выделение энергии равной разности энергий ионизации сталкивающихся частиц. Образовавшиеся ионы распыленного материала ускоряются электрическим полем в направлении мишени и сами распыляют ее. Необходимое условие самораспыления описывается соотношением

$$\alpha^+ \beta_0 Y_s = 1,$$

где α^+ — коэффициент, характеризующий вероятность ионизации распыленных атомов; β_0 — коэффициент обратного отражения распыленных атомов в столкновениях с атомами и ионами газа; Y_s — коэффициент самораспыления, характеризующий выход распыленных атомов на каждый бомбардирующий ион распыляемой мишени.

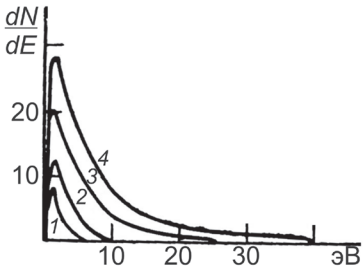

Рис. 3.7. Энергетические спектры частиц Ag, распыленных ионами Hg^+:
1 — E1 = 60 эВ; 2 — 100 эВ; 3 — 300 эВ; 4 — 1250 эВ

Такой режим может быть получен только в устройствах распыления, обеспечивающих высокую плотность электронов в плазме, высокую плотность тока ионов на распыляемой мишени и на материалах, имеющих высокий коэффициент распыления.

3.2. Распыление монокристаллов

Процесс распыления монокристаллов имеет ряд особенностей по сравнению с распылением поликристаллов и аморфных веществ. Прежде всего, для монокристаллов характерна сильная зависимость коэффициента распыления от угла падения бомбардирующих ионов. Так, если пучок направлен параллельно одному из плотноупакованных атомных рядов или одной из плотноупакованных атомных плоскостей в кристалле, то коэффициент распыления будет намного меньше коэффициента распыления поликристаллического или аморфного материала. При таких ориентациях вследствие «затенения» атомов друг другом значительная доля ионов первичного пучка не испытывает близких соударений в поверхностных слоях, сопровождающихся передачей атомам большей энергии, чем энергия связи. На больших глубинах из этих ионов формируется каналированный пучок. При направлении пучка перпендикулярно плотноупакованным атомным плоскостям коэффициент распыления может быть больше, чем для поликристаллов и аморфных веществ.

Еще одной особенностью распыления монокристаллов является иное, по сравнению с поликристаллами и аморфными веществами, угловое распределение распыленных частиц. Вместо плавного углового распределения «по закону косинуса» получается распределение с резко выраженными максимумами интенсивности в направлениях плотноупакованных атомных рядов, пересекающих поверхность мишени. На рис. 3.8 видно, что в случае распыления монокристалла поток распыленных атомов осаждается на подложку не равномерно, а пятнами. Эти пятна соответствуют направлениям плотноупакованных атомных рядов и называются пятнами Венера. Преимущественное распыление атомов вдоль плотноупакованных атомных рядов и образование пятен Венера можно объяснить следующим образом. Вдоль направления плотной упаковки атомов (кристаллические направления с низкими индексами) существует возможность фокусировки импульса атомов, т. е. уменьшение угла θ между направлениями импульса атома и осью атомного ряда при последовательных столкновениях атомов, что обеспечивает распространение в кристалле так называемого фокусона.

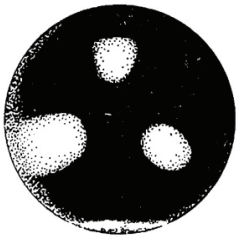

Рис. 3.8. Пятна Венера, образующиеся при распылении In грани <111> ионами Ce с энергией 0,5 кэВ [1]

На рис. 3.9 показана последовательность столкновений вдоль изолированного атомного ряда. Параметр фокусировки определяют как $\Lambda\left(\theta_j\right)=\frac{\sin\theta_{j+1}}{\sin\theta_j}$. При $\Lambda(\theta_j) < 1$ каждый атом движется под меньшим углом к атомному ряду, чем предыдущий, т. е. последовательность столкновений фокусированная. Если сталкивающиеся атомы считать твердыми шарами радиуса R_a, то условие $\Lambda(\theta_j) < 1$ выполняется при расстоянии между атомами в цепочке $d_a < 4R_a$.

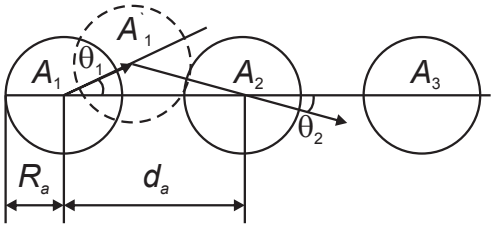

Рис. 3.9. Схема образование фокусона

Другая причина образования пятен Венера обусловлена энергетическим спектром распыленных атомов и периодической структурой поверхности. В результате развития каскада к поверхности подходят в основном медленные атомы, кинетическая энергия которых близка к энергии связи атома с поверхностью. Такие каскадные атомы могут передать атомам поверхностного слоя энергию, большую энергии связи, лишь при лобовых или близких к ним столкновениях. Поскольку среди атомов, которые подходят к поверхности, значительное число составляют атомы, выбитые из узлов ближайшего к поверхности слоя, то увеличивается вероятность выхода распыленных частиц именно в направлении с низкими индексами Миллера (рис. 3.10). Атомы *A,*

B, *C*, *D* находятся на поверхности кристалла с ОЦК-решеткой. Атом *F*, получивший в результате развития каскада столкновений энергию, лишь незначительно превышающую энергию связи, выбивает атом *B* (аналогично *A*, *C*, *D*) только при лобовом столкновении, когда обмен энергией наиболее эффективен. Пятна Венера должны соответствовать направлениям <111>.

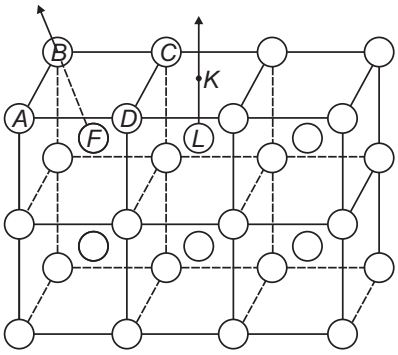

Рис. 3.10. Схема образования пятен, соответствующих направлениям <111> и <001>

Существует и другая возможность для формирования пятен Венера. В плоскости поверхности точке *K* соответствует минимум потенциала отталкивания, поэтому выход медленного атома *L* из нижележащего слоя возможен лишь в окрестностях этой точки. Таким образом, при распылении кристалла с ОЦК-решеткой формируется пятно Венера в направлении <001>.

3.3. Распыление многокомпонентных мишеней

Когда ионной бомбардировке подвергается многокомпонентное вещество (химическое соединение или сплав), то из-за различия коэффициентов распыления компонентов меняется состав приповерхностного слоя мишени. Стехиометрия состава распыляемой мишени нарушается за счет обеднения поверхности хорошо распыляемыми компонентами. Для характеристики распыления многокомпонентных мишеней кроме общего коэффициента распыления используются парциальные коэффициенты распыления компонентов, которые

в общем случае не равны коэффициентам распыления чистых материалов. Поскольку распыление — это конечный результат бинарных столкновений соседних атомов материала, следовательно, парциальный коэффициент распыления какого-либо из компонентов определяется не только его природой и концентрацией, но также природой и концентрацией других компонентов мишени.

Считается, что эффект преимущественного распыления того или иного компонента определяется в основном двумя факторами. Во-первых, разные компоненты материала имеют различную энергию связи с поверхностью твердого тела. При ионной бомбардировке происходит преимущественное распыление атомов, у которых энергия связи меньше. Во-вторых, различие атомных масс компонентов определяет различную вероятность получения атомами энергии, необходимой для выхода из твердого тела в вакуум. Таким образом, преимущественно должны распыляться легкие компоненты.

Влияние различия атомных масс компонентов на эффект преимущественного распыления становится определяющим, если оно достаточно велико. Однако в некоторых случаях влияние энергии связи доминирует даже при наличии большого различия атомных масс компонентов. Например, в сплавах Ti-Ni и Cu-Au преимущественно распыляются никель и золото, имеющие большие атомные массы.

На эффект преимущественного распыления также оказывают влияние энергия бомбардирующих ионов и соотношение масс ионов и атомов компонентов. Приблизительное равенство масс иона и атома способствует наиболее эффективной передаче энергии при столкновениях, поэтому если масса иона близка к массе атома одного из компонентов, то улучшаются условия распыления этого компонента. Эффект преимущественного распыления проявляется наиболее явно при низких энергиях бомбардирующих ионов близких к пороговым. При высоких энергиях ионов в результате развития каскадов столкновений атомов условия распыления компонентов с различными атомными массами выравниваются и доминирующим становится влияние энергии связи на эффект преимущественного распыления.

Все эффекты, возникающие при распылении многокомпонентных мишеней, можно разделить на первичные и вторичные. К первичным относятся эффекты, связанные собственно с соударениями частиц, т. е. они определяются такими параметрами, как энергия и тип бомбардирующего иона, тип распыляемого атома, поверхностная энер-

гия связи. Вторичные эффекты оказывают непосредственное влияние на концентрацию атомов вблизи поверхности. Такие эффекты могут быть обусловлены как нетермическими процессами (имплантация атомов отдачи, перемешивание), так и процессами, в которых важную роль играет термическая активация (адсорбция, диффузия) и радиационно-стимулированные процессы.

Простое определение преимущественного распыления одного из компонентов мишени можно ввести следующим образом. Уравнение для коэффициента распыления A-атомов запишем в виде

$$Y_A = \int_0^\infty \sigma_A(x) \frac{C_A(x)}{\Omega} dx, \tag{3.4}$$

где $\sigma_A(x)$ — сечение взаимодействия для перехода A-атомов, расположенных на глубине $x \geqslant 0$, в свободное пространство ($x < 0$) при столкновении с ионом; $C_A(x)$ — атомная концентрация компонента A на глубине x; Ω — средний атомный объем.

Если ввести обозначение $p_A(x) = \sigma_A(x)/\Omega$, определяющее вероятность распыления A-атома в расчете на одну единицу глубины, то уравнение (3.4) можно записать в виде

$$Y_A = \int_0^\infty p_A(x) C_A(x) dx. \tag{3.5}$$

Все параметры, определяющие первичные эффекты, входят в вероятность распыления p_A, а вторичные эффекты входят в уравнение (3.5) через атомную концентрацию $C_A(x)$. В случае облучения мишени низкоэнергетическими ионами интеграл в уравнении (3.5) можно записать, с хорошей степенью приближения, в виде произведения $\langle p_A \rangle$ и C_A^S, где $\langle p_A \rangle$ — средняя вероятность распыления бомбардирующим ионом A-атома, находящегося в поверхностном слое со средней атомной концентрацией C_A^S.

При длительном распылении мишени, представляющей собой сплав с однородным распределением компонентов по объему, достигается равновесное состояние, при котором химический состав потока распыленных атомов эквивалентен составу объема сплава. Если для компонента A его коэффициент распыления, поверхностную и объемную концентрацию обозначить как Y_A, C_A^S, C_A, а для компонента B — Y_B, C_B^S, C_B, то уравнение для равновесного режима распыления можно записать в виде

$$\frac{Y_A C_A^S}{Y_B C_B^S} = \frac{C_A}{C_B}. \qquad (3.6)$$

Из соотношения (3.6) следует, что распыление компонентов будет происходить со скоростями, пропорциональными их объемным концентрациям в материале. Единственное условие для достижения равновесного состояния — поддержание достаточно низкой температуры облучаемой мишени, чтобы исключить диффузию компонентов.

Поток распыленного материала мишени в равновесном режиме формируется следующим образом. Поверхность распыляемой мишени обедняется атомами компонента с высоким коэффициентом распыления до тех пор, пока поверхностная концентрация этого компонента не уменьшится настолько, что компенсирует различие в скоростях распыления компонентов. Тогда состав потока распыленных атомов становится постоянным в точном стехиометрическом соответствии с составом распыляемой мишени, если не происходит подпитки поверхности преимущественно распыляемыми компонентами за счет диффузии из объема.

В случае распыления мишени с неоднородным распределением компонентов по объему происходит формирование развитого рельефа на поверхности. Обеднение поверхности легкораспыляемым компонентом в локальных областях его скопления приводит к формированию выемок, а в областях скопления компонентов с низким коэффициентом распыления формируются конусы.

Вопросы для самопроверки

1. Каковы критерии отличия ионного распыления от других процессов разрушения поверхности твердотельных мишеней?
2. Чем характеризуют эффективность ионного распыления?
3. В чем заключаются принципиальные особенности ионного распыления в режимах прямого выбивания, линейного каскада и теплового пика?
4. Какие параметры определяют величину коэффициента распыления, определяемого в приближении линейного каскада?

5. Чем отличается зависимость коэффициента распыления от энергии ионов?
6. В чем причина немонотонной зависимости коэффициента распыления от угла падения иона?
7. Какой закон описывает пространственное распределение потока частиц, распыленных ускоренными ионами?
8. Какие особенности имеют пространственные распределения частиц, распыленных в диапазоне малых (менее 1 кэВ) и больших (более 10 кэВ) энергий?
9. При каком необходимом условии реализуется ионное саморасплыление?
10. В чем проявляется особенность распыления монокристаллических и многокомпонентных мишеней?

4. Основные процессы, происходящие при взаимодействии ускоренных электронов с твердым телом

При взаимодействии ускоренных электронов с твердым телом происходит множество взаимосвязанных процессов, большинство из них используется в различных областях науки и техники (рис. 4.1). Закономерности взаимодействия ускоренных электронов с веществом определяются параметрами электронного пучка: энергией электронов, направлением их движения и интенсивностью потока.

На пути движения к обрабатываемой поверхности электроны пучка могут терять энергию из-за рассеяния на частицах окружающей среды. Типичные значения эффективных сечений соударений электронов с атомами и молекулами газов и паров в диапазоне энергий 10^2—10^4 эВ составляют 10^{-17}—10^{-15} см^2. Это означает, что при давлении газа 1 Па (~10^{-2} торр) на каждом метре пути электрон испытывает в среднем от одного до ста соударений. Таким образом, для того чтобы не менее 99 % электронов достигали поверхности без взаимодействия с частицами газа в области дрейфа, необходимо поддерживать давление на уровне 10^{-4}—10^{-6} торр и ниже. Необходимо отметить, что взаимодействие электронов с атомами в области дрейфа пучка оказывается полезным в ряде случаев. Так, например, разработаны технологии обработки диэлектрических мишеней, сварки керамики электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений. Действие электронного пучка на диэлектрическую мишень приводит к накоплению отрицательного потенциала на поверхности. При повышенном давлении в области дрейфа электронный пучок генерирует плотную плазму, отбор ионов из которой эффективно снижает потенциал (несколько киловольт), наводимый пучком.

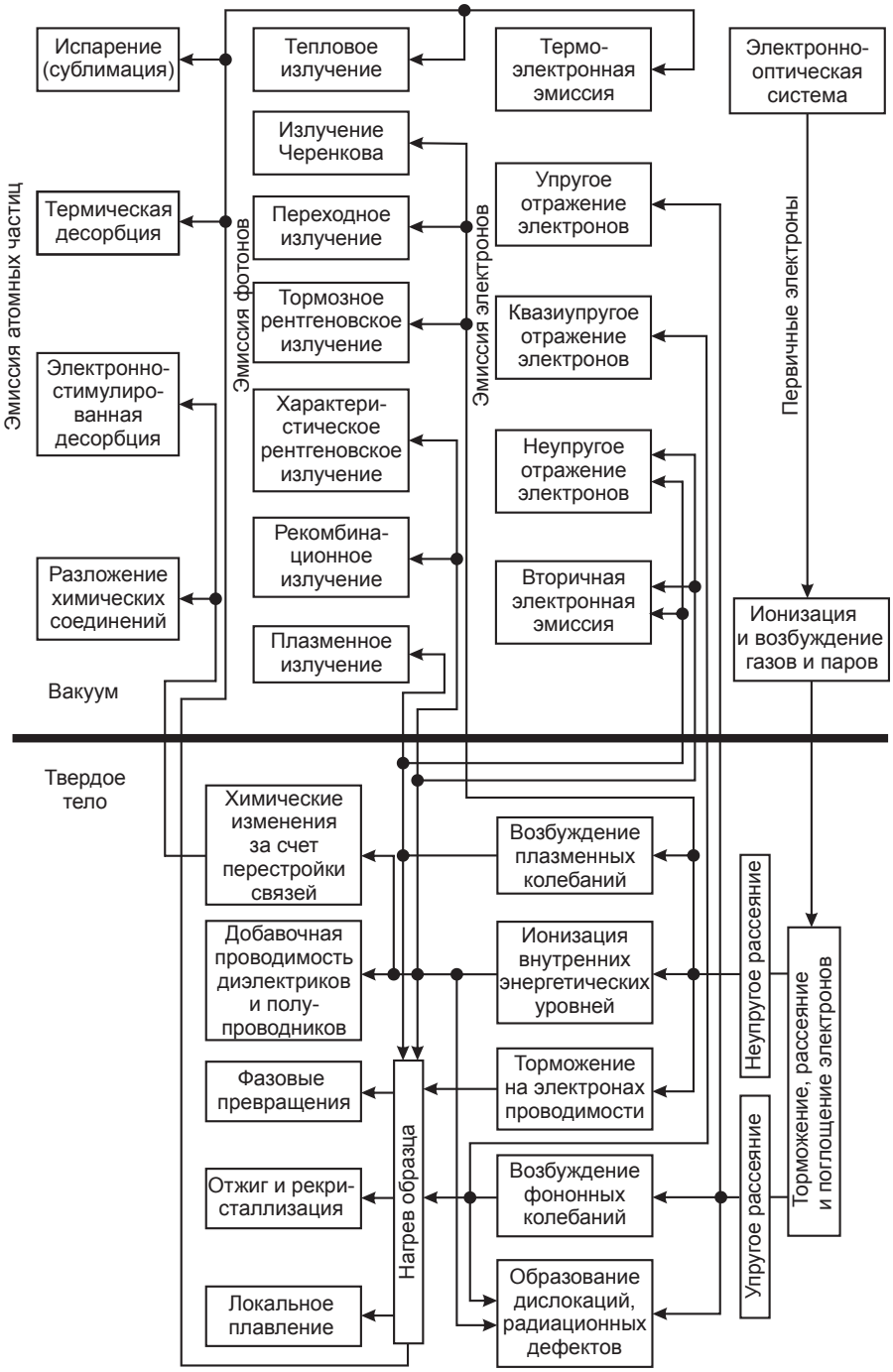

Рис. 4.1. Схема основных процессов, происходящих при взаимодействии ускоренных электронов с веществом

Проникая в твердое тело первичные электроны испытывают многочисленные упругие и неупругие соударения. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что при упругих соударениях электрона с неподвижным атомом максимальное значение переданной кинетической энергии не может превышать нескольких сотых долей процента от начальной энергии. В электронно-пучковых технологиях, как правило, энергия электронов не превышает 100 кэВ. При такой энергии электрон, упруго рассеиваясь на атоме твердого тела, не может передать энергию, превышающую энергию связи атомов. В результате смещения любого атома при соударении с электроном происходит соответствующее смещение соседних атомов, и по атомной цепочке распространяется упругая волна. Такие волны в кристалле могут возникать лишь на определенных дискретных частотах. Каждой волне соответствует свой квант энергии — фонон. Если при упругом соударении электрон не может передать атому энергию, достаточную для возбуждения фонона, то после рассеяния изменится только направление его движения, а энергия останется неизменной.

Торможение электронов при движении в веществе может быть обусловлено различными причинами. Одна из них заключается в том, что взаимодействие движущейся заряженной частицы с полем атомов вещества по законам электродинамики должно сопровождаться появлением квантов электромагнитного излучения. Энергетический спектр тормозного излучения электронов в твердом теле имеет непрерывный характер и в соответствии с законом сохранения энергии простирается вплоть до энергии кванта, равной начальной энергии электронов E_1. Поэтому при эксплуатации любой электронно-лучевой установки необходимо применять особые меры для защиты от рентгеновского излучения.

Основной механизм торможения первичных электронов в веществе связан с процессами неупругого рассеяния, в результате которых возбуждается электронная подсистема твердого тела. Результатом такого неупругого электрон-электронного взаимодействия является ряд вторичных процессов, таких как эмиссия электронов, различных видов излучения, радиационно-стимулированная десорбция, химические реакции в объеме и на поверхности мишени. Все эти вторичные процессы находят широкое применение в технологиях модификации материалов, а также лежат в основе современных методов исследования структуры и состава веществ.

Исключительно важную роль в технологиях модификации материалов играет электронно-лучевой нагрев вещества. Особенностью электронно-лучевого нагрева является то, что можно достигнуть очень высокой концентрации тепловой энергии при сравнительно малой общей мощности пучка. Такая особенность позволяет при необходимости локализовать протекание всех перечисленных вторичных процессов в достаточно малом объеме образца, температура которого может быть очень высокой. Явление выделения теплоты при электронной бомбардировке лежит в основе таких широко распространенных технологических процессах, как отжиг, очистка, испарение, плавка, литье, сварка и размерная обработка.

4.1. Тормозная способность вещества и пробег электронов

Первичный электрон при движении в веществе испытывает неупругие соударения с широким спектром возможных энергетических потерь. Поэтому при расчете потерь энергии можно принять приближение «непрерывного торможения» электронов в твердом теле. В таком приближении принимают следующие положения:

- электроны теряют энергию непрерывно вдоль своей траектории;
- энергия электрона E в любой точке траектории однозначно определяется длиной пути l, пройденного электроном в веществе до этой точки.

Непрерывность функции $E(l)$ позволяет ввести понятие удельных потерь энергии dE/dl, для вычисления которых так же, как и в случае атомных частиц, необходимо рассчитать дифференциальное сечение неупругого рассеяния. Решение такой квантовомеханической задачи в разных приближениях показало, что лучше всего скорость изменения кинетической энергии электронов вдоль пути в образце описывается с помощью уравнения Бете:

$$\frac{dE}{dl} = -\frac{2\pi N_A e^4 Z\rho}{AE}\ln\frac{1{,}166E}{I^*}, \qquad (4.1)$$

где N_A — число Авогадро; e — заряд электрона; ρ — плотность твердого тела, г/см^3, состоящего из атомов с номером Z и массой A; E — энер-

гия электрона, кэВ; I^* — средняя энергия возбуждения атома, кэВ; l — путь, см.

Если ввести безразмерную энергию

$$\varepsilon = \frac{1{,}166E}{I^*},$$

и безразмерный путь, пройденный электроном в веществе,

$$\xi = \frac{2\pi N_A e^4 Z\rho}{A}\frac{1{,}166^2 l}{I^{*2}} = Kl,$$

то уравнение Бете запишется в универсальном, одинаковом для всех веществ, виде

$$\frac{d\varepsilon}{d\xi} = -\frac{\ln\varepsilon}{\varepsilon}.$$

Согласно Ф. Блоху, значение I^* составляет 13,5 эВ. На основе экспериментальных данных было получено значение величины $I^* = 11{,}5$ эВ. Из данных рентгеноспектрального анализа следует, что если элементы достаточно тяжелые ($Z > 40$), то I^* близка к теоретическому значению в диапазоне энергий 10–35 кэВ. Для легких элементов зависимость перестает быть линейной (рис. 4.2).

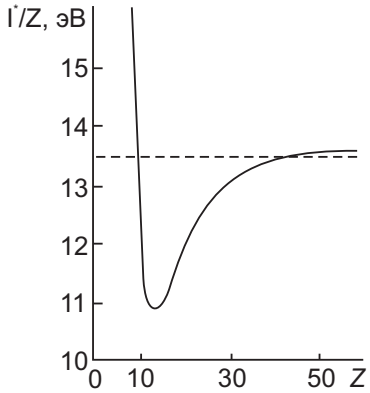

Рис. 4.2. Зависимость средней энергии возбуждения атома от его номера

Для вычисления длины пробега электрона в твердом теле следует проинтегрировать уравнение (4.1) с начальным условием $E = E_1$ при $l = 0$. Большинство экспериментальных данных о пробегах электронов в веществе получено методом прострела тонких свободных (не имеющих подложки) пленок. Облучая пленку толщиной x электронами с за-

данной начальной энергией E_1 и током i_1, измеряют токи отраженных от пленки $i_{отр}$, прошедших $i_{пр}$ и поглощенных $i_{погл}$ электронов, определяют коэффициенты обратного рассеяния $\eta_x = i_{отр}/i_1$, поглощения $\alpha_x = i_{погл}/i_1$ и прохождения $\gamma_x = i_{пр}/i_1$.

Основными экспериментальными характеристиками, используемыми для оценки пробега электронов, являются кривые проницаемости $\gamma_x(E_1)$ для пленок различной толщины и построенные на их основе кривые ослабления $\gamma_x(x)$ при различных энергиях (рис. 4.3). Для каждой пленки можно определить граничную энергию прострела $E_{1\,гр}$, при которой появляется ток прошедших электронов. Толщина пленки в этом случае соответствует максимальному пробегу в данном веществе электронов с энергией $E_{1\,гр}$. Максимальный пробег $R_{x\,max}$ можно определить как толщину, при которой γ_x уменьшается до 0. Для того чтобы исключить погрешность, связанную с чувствительностью прибора, регистрирующего ток прошедших электронов, и однозначно определить глубину проникновения электронов, обычно проводят экстраполяцию линейных участков экспериментальных зависимостей до пересечения с осью абсцисс.

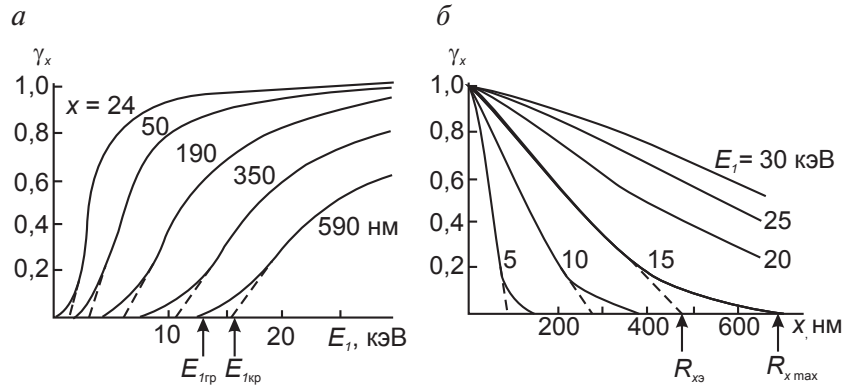

Рис. 4.3. Зависимости коэффициента прохождения от энергии первичных электронов (*а*) и толщины пленки (*б*)

Накоплен обширный экспериментальный материал о длине пробега электронов от их энергии для различных веществ. Во всех случаях зависимость пробега от энергии удовлетворительно аппроксимируется степенной функцией вида

$$\frac{Z\rho R_x}{A} = kE_1^n. \qquad (4.2)$$

Параметры k и n зависят от материала мишени и выбранного диапазона энергий. Для диапазона энергий $0{,}5 < E_1 < 30$ кэВ значения параметров n и k могут быть определены из нижеприведенной таблицы. При $E_1 > 20$ кэВ параметры n и k слабо зависят от E_1, однако начинает проявляться их зависимость от атомного номера мишени. В диапазоне энергий 50–240 кэВ справедливы следующие эмпирические соотношения:

$$n = 2{,}44\sqrt{Z / A},\ k = 3{,}33Z / A.$$

Значения параметров k и n, использующихся при вычислениях пробега электронов в твердом теле с помощью аппроксимации $\frac{Z\rho R_x}{A} = kE_1^n$

Параметры	Диапазон энергий, кэВ				Номер атома Z		
	0,5–2	1–5	5–10	10–30	10	40	80
k_{max}	6,7	6,5	5,0	3,55	4,45	4,7	5,0
n	1,25	1,33	1,50	1,65	1,60	1,57	1,52

4.2. Обратное рассеяние электронов

Основной характеристикой обратного рассеяния электронов является коэффициент обратного рассеяния η (коэффициент неупругого отражения электронов), который определяется как доля электронов первичного пучка, покинувших пределы мишени в результате рассеяния на большие углы.

Из многочисленных экспериментальных данных следует, что коэффициент обратного рассеяния при постоянной энергии первичных электронов $E_1 > 1$ кэВ монотонно возрастает с увеличением атомного номера мишени и соответствующей рассеивающей способности вещества (рис. 4.4). В диапазоне энергий 0,5–100 кэВ зависимость $\eta(Z)$ имеет характерный излом при $Z \sim 25...30$.

Зависимость $\eta(E_1)$ различна для легких и тяжелых элементов (рис. 4.5). Однако в диапазоне энергий 2–50 кэВ коэффициент обратного рассеяния для всех веществ (за исключением самых легких) почти не меняется с ростом E_1.

Коэффициент η зависит также от угла падения θ первичного пучка на поверхность образца, так как уменьшается глубина проникновения первичных электронов в мишень при наклонном падении. Следова-

тельно, обратное рассеяние электронов происходит в среднем ближе к поверхности, чем при $\theta = 0$, что облегчает выход в вакуум. Кроме того, чем больше θ, тем меньше предельный угол, на который должен отклониться первичный электрон для того, чтобы получить возможность выйти в вакуум в результате однократного рассеяния. Изменение η в зависимости от угла падения можно описать с помощью эмпирической формулы

$$\eta = \eta_{max} \cdot \exp(-\beta \cos\theta),$$

где η_{max} и β — константы, зависящие от материала мишени и энергии электронов соответственно.

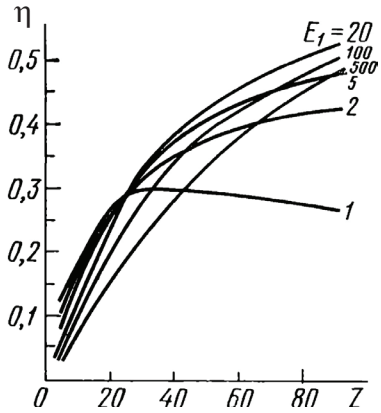

Рис. 4.4. Зависимость коэффициента отражения электронов от атомного номера мишени [1]

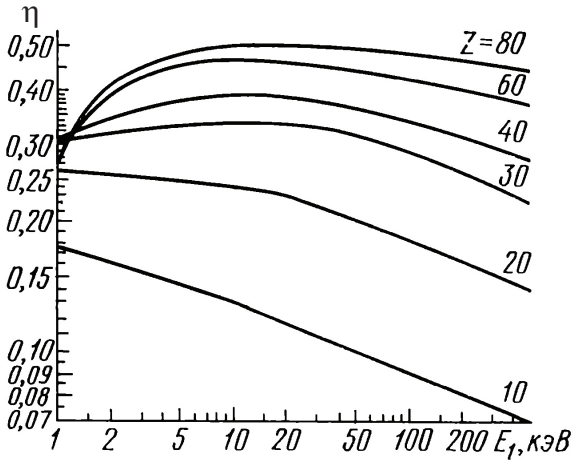

Рис. 4.5. Зависимость коэффициента отражения электронов от их энергии [1]

Если известно значение коэффициента обратного рассеяния, то существенно легче предсказать закономерность многих электронно-лучевых процессов. Это связано с тем, что можно выразить через η основные характеристики процесса, например размер зоны воздействия электронного пучка. Обратно рассеянные электроны дважды пересекают приповерхностную область мишени, передавая в процессе торможения в ней часть энергии электронам и атомам вещества. Поэтому эффективность протекания различных технологических процессов в указанной области повышается с ростом η. Вместе с тем покинувшие мишень электроны уносят с собой часть начальной энергии. В результате доля энергии первичного пучка, выделившаяся в мишени, снижается с увеличением η.

4.3. Удельные потери энергии

При электронном облучении в отличие от ионного воздействия первичные электроны, попавшие в твердое тело, неотличимы от электронов тела, и говорить о распределении концентрации внедренных электронов по глубине бессмысленно. На первый план выступают не сами первичные электроны, а та энергия, которую они передают мишени. Важными являются экспериментальные данные о функции распределения удельных потерь по глубине мишени $G(x) = -dE/dx$. Примеры экспериментально измеренных распределений удельных потерь энергии приведены на рис. 4.6.

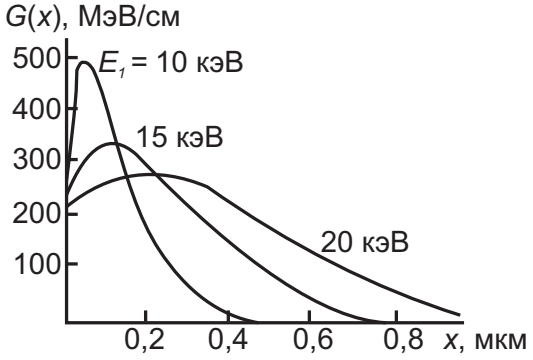

Рис. 4.6. Функции распределения удельных потерь электронов в Cu мишени

Характерной особенностью распределений является наличие расположенного в приповерхностной области максимума, положение которого смещается вглубь мишени с увеличением E_1. Вместе с тем из закона Бете следует, что удельные потери энергии должны монотонно возрастать по мере торможения электронов. Максимум на зависимостях удельных потерь обусловлен угловым рассеянием электронов в твердом теле.

4.4. Обработка материалов электронными пучками

При взаимодействии электронного пучка с веществом кинетическая энергия электронов сублимируется. Чаще всего для обработки используют различные тепловые эффекты, сопровождающие электронную бомбардировку. Облучаемый участок нагревается до высоких температур, что возможно только при достаточно большой удельной мощности. Однако желаемый технологический эффект можно получить и при меньших плотностях мощности, если создать условия для протекания электронно-стимулированных химических реакций, в которых электронный пучок играет роль катализатора. Кроме того, для нетермической обработки можно использовать и ряд других эффектов, вызванных электронной бомбардировкой — образование радиационных дефектов, зарядку поверхности диэлектриков, перестройку типа связей и пр.

4.4.1. Нагрев мишени

Большая часть поглощенной энергии первичного пучка переходит в теплоту и приводит к нагреву мишени. При удельной мощности вплоть до 10^4–10^5 Вт/см^2 нагрев не сопровождается изменением агрегатного состояния вещества, и закономерности проникновения электронов в образец остаются такими же, как и в случае маломощных потоков.

Рассмотрим электронный пучок осесимметричной формы (рис. 4.7) с гауссовым распределением плотности тока j по радиусу:

$$j(r) = j_m \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \quad \text{при } j_m = \frac{i_1}{\pi r_0^2},$$

где r — расстояние от центра пучка в плоскости поверхности; r_0 — параметр, характеризующий поперечные размеры пучка и равный ширине распределения тока по сечению пучка на половине высоты.

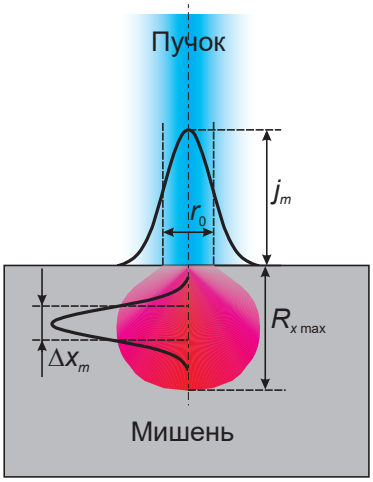

Рис. 4.7. Схема, поясняющая нагрев мишени электронным пучком

Если $r_0 >> R_{x\,max}$, то выражение для пространственного распределения поглощенной в единице объема мощности имеет вид

$$P(r,x) = P_m \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{(x - R_{x\,max})^2}{\Delta x_m^2}\right),$$

где P_m — величина поглощенной мощности, соответствующая максимуму распределения

$$P_m = \frac{2(1 - W_\eta)P_e}{\Delta x_m \sqrt{\pi}\left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{R_{x\,max}}{\Delta x_m}\right)\right)};$$

$$P_e = \frac{i_1 E_1}{e\pi r_0^2},$$

где x — расстояние от поверхности мишени; W_η — доля энергии, которая уносится обратно рассеянными электронами; Δx_m — полуширина распределения удельных потерь энергии по глубине.

При $r_0 << R_{x\,\max}$ распределение поглощенной мощности описывается соотношением

$$P(r,x) = P_m \cdot \exp\left\{-\left|\left(x - R_{x\max}\right)^2 + r^2\right| \Delta x_m^{-2}\right\},$$

$$P_m = \frac{2\left(1 - W_\eta\right) r_0^2 P_e}{\Delta x_m^3 \sqrt{\pi}\left(1 + \operatorname{erf}\left(\dfrac{R_{x\max}}{\Delta x_m}\right)\right)}.$$

На рис. 4.8 приведено семейство зависимостей $P(r, x)/P_m = \text{const}$ для железа. В обоих случаях максимум поглощаемой мощности находится на оси пучка, но не на поверхности мишени, а под ней, причем его относительное положение $\Delta x_m/R_{x\max}$ мало меняется с ростом энергии электронов, от 20 до 100 кэВ.

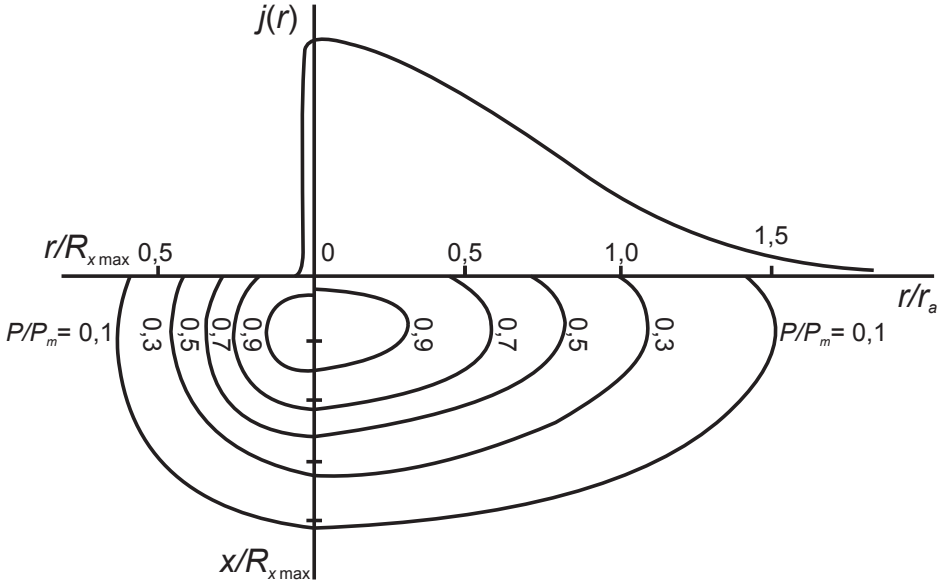

Рис. 4.8. Пространственное распределение плотности тока пучки и мощности, поглощенной мишенью из Fe [6]

Распределение температуры T в облучаемом образце в любой момент времени t можно найти, решая неоднородное уравнение теплопроводности:

$$\nabla^2 T - \frac{c\rho}{\lambda_T}\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{P(x,r,t)}{\lambda_T},$$

где c, ρ, λ_T — теплоемкость, плотность и теплопроводность материала соответственно.

В случае, когда используется точечный источник, который воздействует на бесконечную однородную мишень за очень короткое время, распределение температуры может быть представлено в виде

$$T\left(r',t\right)=\frac{E_0}{\rho c\left(4\pi\sigma_T t\right)^{3/2}}\exp\left(-\frac{r'^2}{4\sigma_T}\right),$$

где σ_T — температуропроводность материала, $\sigma_T=\frac{\lambda_T}{\rho c}$; r' — расстояние от рассматриваемой точки до точечного источника.

На рис. 4.9 показаны температурные профили в различные моменты времени обработки. Скорость расширения температурного профиля можно оценить с помощью характерного времени τ, по истечении которого профиль расширится до $R_{x\,\max}$:

$$\tau=\frac{R_{x\max}^2}{4\sigma_T}.$$

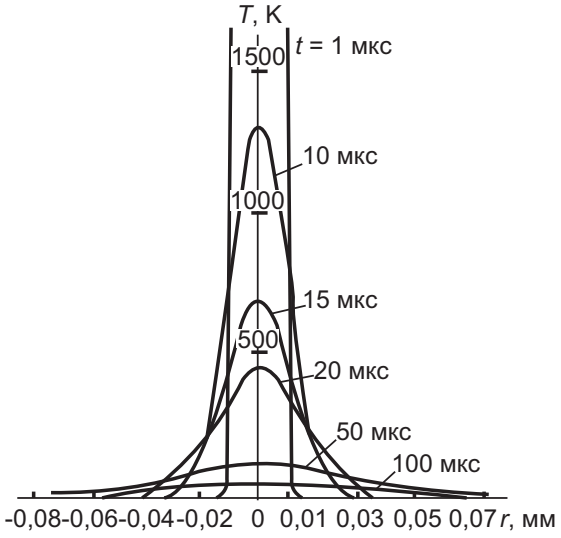

Рис. 4.9. Пространственные распределения температуры в области действия пучка [6]

Установившееся значение температуры при длительном облучении $t >> \tau$ на достаточном удалении от зоны воздействия пучка можно описать с помощью уравнения

$$T(r) \approx \frac{r_0^2 P_e}{2r\lambda_T}.$$

Если мишень имеет конечные размеры, то установившееся распределение температуры зависит от геометрии граничных поверхностей и условий теплообмена на них.

4.4.2. Кинжальное проплавление

Начиная с удельной мощности электронного пучка $P_e \sim 10^6$ Вт/см^2, скорость выделения тепловой энергии все больше превышает скорость ее отвода, что приводит к возрастанию температуры облучаемого участка. В результате свойства материала меняются, и поэтому при расчетах уже нельзя использовать закономерности, установленные для маломощных потоков. В этом случае процесс проникновения электронов в образец имеет характерные особенности:

- максимальная глубина проникновения электронов зависит от удельной мощности пучка и времени облучения (глубина может в тысячи раз превышать значения максимально пробега, рассчитанного по формуле Бете);
- плотность вещества в зоне обработки меньше, чем вне ее; зона имеет не сферическую, а коническую «кинжальную» форму, сильно вытянутую в направлении первичного пучка. Для неоднородных по составу образцов в пределах этой зоны происходит полное перемешивание материала. Если P_e достигает некоторого экстремального значения, то в месте воздействия пучка может образоваться сквозное отверстие с очень большим отношением глубины к ширине;
- при облучении листовых материалов толщиной до нескольких сантиметров через несколько микросекунд после начала процесса с обратной стороны листа появляется ток прошедших электронов, который пульсирует относительно среднего значения и периодически снижается до нуля. Энергия электронов на выходе из образца почти не отличается от начальной даже тогда, когда сквозное отверстие не образуется.

Для объяснения таких закономерностей рассмотрим подробнее, что происходит в области действия пучка по мере повышения удельной мощности. Схематично картина такого процесса показана на рис. 4.10. При достаточно высоких P_e температура выделения максимальной мощности повышается до температуры плавления, и в приповерхностной области начинает образовываться ванночка расплава. На поверхности расплава при этом действуют силы, часть которых стремится прогнуть ее и вытеснить расплав из кратера, а другая часть, напротив, препятствует этому и стремится выровнять поверхность. К первому типу сил относятся давление электронного пучка F_e и реактивное давление испаряющихся с поверхности атомов F_r. Противодействие этим силам оказывает сила поверхностного натяжения F_s и гидростатическое давление столба расплава F_h, вытесненного из кратера.

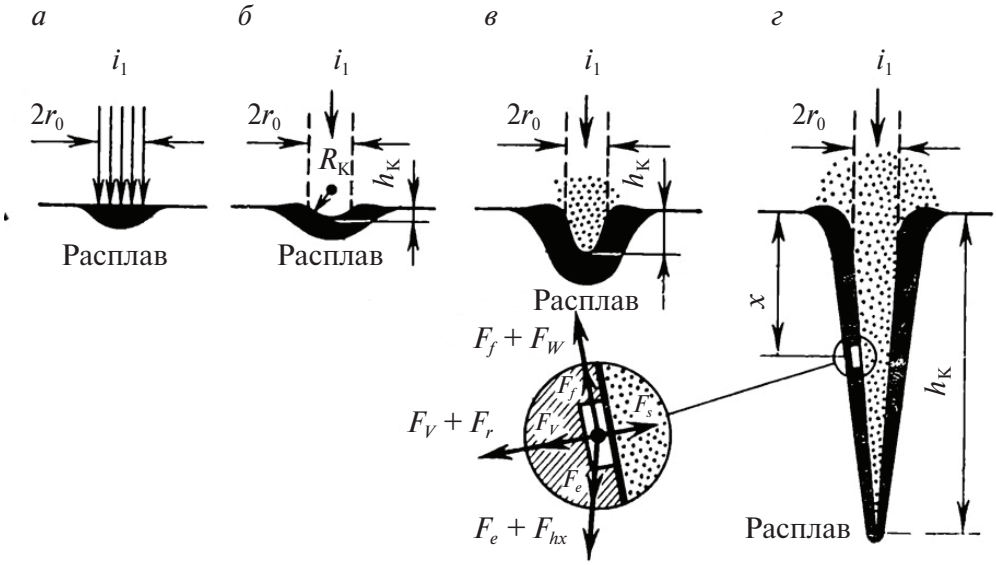

Рис. 4.10. Картина образования парового капилляра [1]:
а — 1900 К; *б* — 2200 К; *в* — 2600 К; *г* — 3800 К

Давление электронного пучка рассчитывают как

$$F_e = \frac{j_1 m_e v_e}{e} = \frac{1{,}06 \cdot 10^{-3} P_e}{\sqrt{E_1}},$$

а реактивное давление — как

$$F_r = q_{\text{исп}} v_A = \frac{2 p_s}{\pi},$$

где $q_{исп}$ — скорость испарения, т. е. масса вещества, испаряющегося с единицы поверхности в единицу времени; v_A — средняя тепловая скорость испаряющихся атомов; p_s — упругость паров материала при температуре расплава. Поскольку p_s экспоненциально возрастает с ростом T, то реактивное давление F_r зависит от удельной мощности электронного пучка P_e значительно сильнее, чем его давление F_e.

При сравнительно малых P_e суммарное давление $F_e + F_r < F_s$, и заметного искривления поверхности расплава не происходит. С ростом удельной мощности F_s оказывается недостаточной для того, чтобы удержать поверхность, в результате чего начинает образовываться кратер. Форма кратера (глубина h_s и радиус $R_к$) определяется балансом действующих сил:

$$F_e + F_r = F_s + F_h,$$

где F_s — сила поверхностного натяжения, $F_s = 2\sigma_s / R_к$; F_h — гидростатическое давление столба расплава, вытесненного из кратера, $F_h = \gamma_m h_к$ (здесь σ_s — коэффициент поверхностного натяжения расплава; γ_m — удельный вес расплава).

Из приведенных выражений следует, что по мере увеличения мощности пучка кратер должен углубляться, а радиус его кривизны — уменьшаться. При $h_к \geqslant 2r_0$, $R_к = r_0$ изменение кривизны поверхности прекращается, поэтому возрастанию давления электронного пучка F_e и реактивного давления F_r теперь противостоит только увеличение гидростатического давления F_h и углубление кратера происходит быстрее. В результате образуется капилляр с жидкими стенками. В этом случае к уже действующим силам добавляется ряд новых:

- сила трения, которая возникает между стенками капилляра и потоками пара F_f;
- давление пара F_υ, способствующее удержанию стенок капилляра;
- подъемная сила F_w, обусловленная градиентом температур в расплаве.

При дальнейшем повышении мощности нагрев материала происходит очень быстро. Из-за высокой скорости нагрева испарение материала происходит практически мгновенно и сопровождается взрывным выделением вещества. Давление пара возрастает при этом столь резко, что происходит выброс из зоны обработки скопившихся под поверхностью паров вместе с окружающим расплавом. Кроме того,

в образце возникает ударная волна, давление на фронте которой достигает ~ 10^5 атм.

Если еще больше увеличивать мощность пучка, при экстремально больших значениях удельной мощности скорость нагрева становится настолько большой, что расплавившийся материал полностью испаряется еще до того, как он сможет быть выброшен из зоны обработки. Время пребывания вещества в расплавленном состоянии не превышает в этом случае долей микросекунд.

4.4.3. Электронно-лучевая плавка

Одним из наиболее перспективных видов вакуумной плавки является электронно-лучевая (ЭЛП), которую широко применяют при производстве особо чистых сталей, а также металлургии титана и других тугоплавких и химически активных материалов. Промышленные электронно-лучевые плавильные печи имеют мощность свыше 200 кВт и позволяют получать слитки длиной в несколько метров и весом до нескольких тонн.

Применяются различные схемы ЭЛП, основными элементами которых являются источник электронного пучка, кристаллизатор, устройство подачи исходного материала (рис. 4.11).

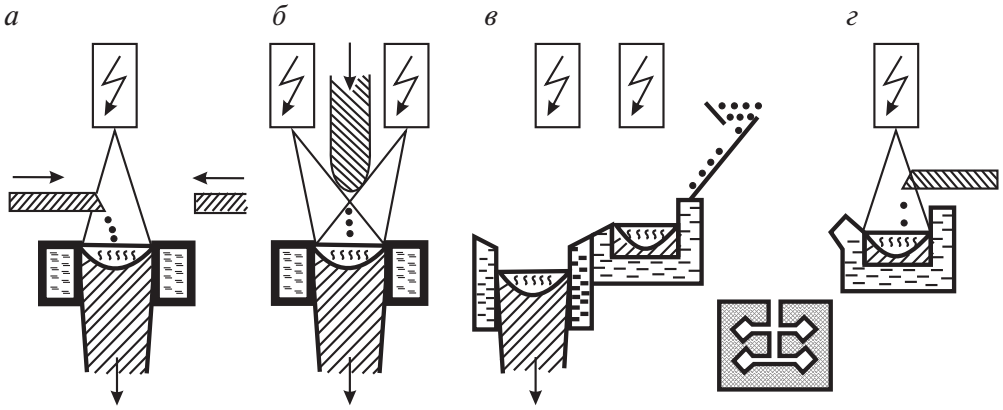

Рис. 4.11. Схемы осуществления электронно-лучевой плавки при горизонтальной (*а*) и вертикальной (*б*) подаче материала в электронный пучок, сыпучих материалов (*в*), с использованием литьевого тигля (*г*) [1]

Переплавляемый материал может быть сыпучим либо в виде стержней, подаваться горизонтально либо вертикально в область действия

электронного пучка. Для сыпучих материалов переплав осуществляется с помощью промежуточного литьевого тигля, из которого очищенный материал непрерывно поступает в кристаллизатор. При замене кристаллизатора на охлаждаемые прокатные валки такой способ позволяет получать тонкие фольги. Возможна и разливка расплава из литьевого тигля в специальные формы.

4.4.4. Электронно-лучевое испарение

Метод электронно-лучевого испарения (ЭЛИ) позволяет проводить прямой нагрев поверхности, что дает возможность применять водоохлаждаемые тигли и таким образом исключить взаимодействие испаряемого материала со стенками тигля. Метод ЭЛИ применяется для решения самых разнообразных задач — от производства тонкопленочных элементов до нанесения функциональных покрытий (рис. 4.12).

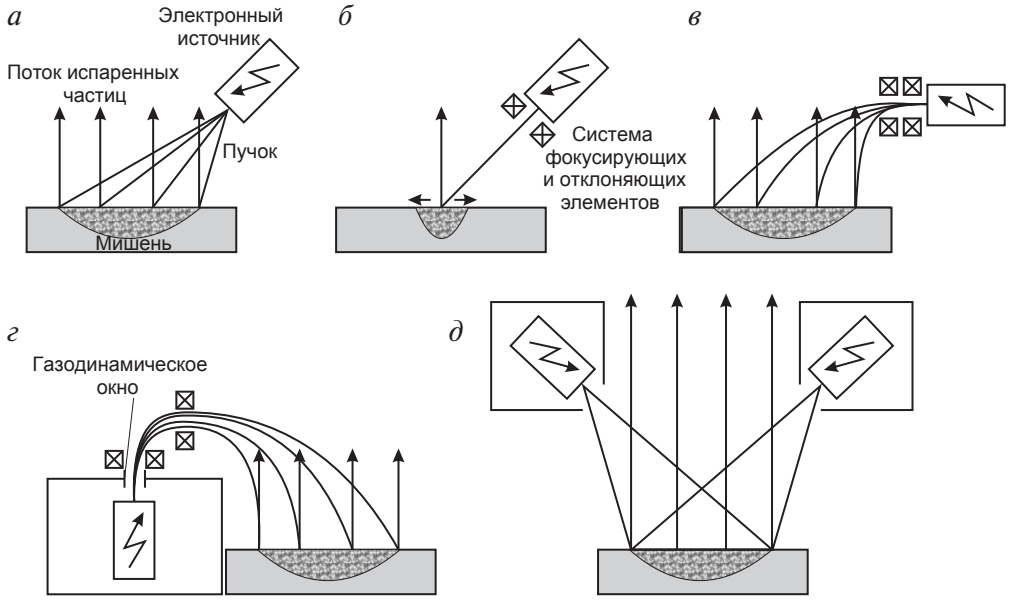

Рис. 4.12. Схемы осуществления электронно-лучевого испарения широким (*а*), сфокусированным (*б*) пучком электронов, с использованием магнитной системы транспортировки пучка (*в*, *г*), двумя электронными источниками (*д*) [1]

Поверхность испаряемого материала, помещенного в водоохлаждаемый тигель, нагревают электронным пучком до температуры, при

которой происходит выделение пара. В поток пара помещают подложку, на которую наносят покрытие. Испаритель оборудован средствами измерения и контроля, необходимыми для управления параметрами пучка в процессе испарения мишени. Предусмотрен также ряд вспомогательных устройств: подогреватель подложки, заслонка для перекрытия потока пара, загрузочное приспособление для подачи материала в тигель и т. п.

Независимо от мощности установки в диапазоне от 3 до 250 кВт для испарения применяют пучки с удельной мощностью 10^4–10^5 Вт/см^2, так как при $P_e > 10^5$ Вт/см^2 у многих материалов начинается недопустимое разбрызгивание расплава. Чтобы катод не попал под прямой поток пара, а сама пушка не затеняла рабочее пространство над тиглем, как правило, применяют электромагнитное отклонение пучка. Для нанесения многослойных покрытий используют несколько тиглей. Для получения особо чистых пленок при ЭЛП возможен безтиглевый вариант испарения с использованием массивных слитков материала в качестве мишеней.

4.4.5. Электронно-лучевая сварка

Кинжальное проплавление при электронном облучении дает возможность сваривать различные изделия. От традиционных способов сварки с оплавлением материала электронно-лучевая сварка (ЭЛС) отличается в первую очередь тем, что позволяет получать очень высокие локальные плотности тепловой энергии при сравнительно малом тепловложении. Данное свойство существенно расширяет возможности использования сварных соединений при изготовлении различных материалов, в том числе таких, которые не поддаются сварке иными способами.

При ЭЛС пучок перемещается вдоль поверхности детали с заданной скоростью и непрерывно локально проплавляет материал. Застывая, расплав образует сварной шов, соединяющий примыкающие детали. Отношение глубины шва к его ширине может превышать 20:1, что намного превосходит значения, достигаемые традиционными способами. Это, в частности, позволяет получать принципиально новые типы сварных соединений (рис. 4.13). Примером могут служить электрозаклепки — сквозное проплавление в одном или нескольких листовых изделиях.

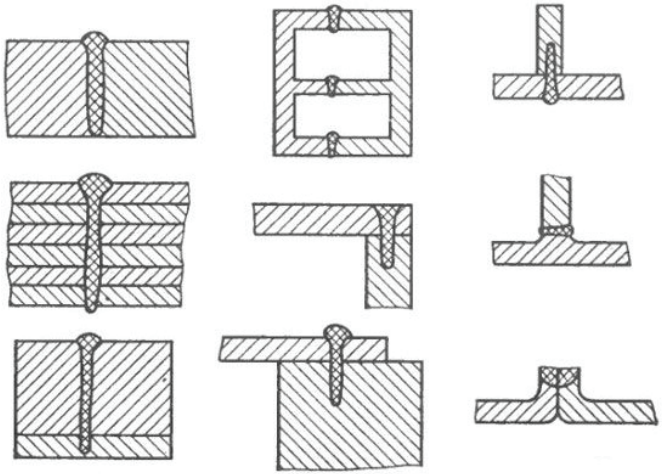

Рис. 4.13. Варианты сварных соединений [2]

В существующих ЭЛС установках используют пучки с удельной мощностью 10^5–10^7 Вт/см^2 при диаметре пятна от 0,1 мм до нескольких сантиметров и общей мощности пушки от 1 до 100 кВт.

4.4.6. Термическая электронно-лучевая обработка

К термической электронно-лучевой обработке относятся способы микрообработки, вызывающие локальный нагрев, плавление или испарение материала, в результате которых происходит перестройка структуры или изменение формы облучаемого участка. Среди таких способов наибольшее распространение получила размерная обработка, в которой электронный пучок используется в качестве режущего инструмента. Примерами такой обработки может служить получение отверстий или пазов с заданным профилем, бесконтактная резка дефицитных и труднообрабатываемых материалов, фрезерование, полировка и т. п. Главная особенность электронно-лучевой обработки заключается в том, что ее ход и результат определяется не механическими, а теплофизическими свойствами материала. Такая особенность изменяет характер обработки, а иногда расширяет ее технологические возможности, например позволяет обрабатывать хрупкие, пластичные и тверды материалы.

4.4.7. Нетермическая электронно-лучевая обработка

Поскольку ускоренные электроны даже при низких температурах стимулируют протекание в веществе различных физико-химических процессов, их можно использовать для избирательного изменения свойств приповерхностной области образца. Явления, лежащие в основе нетермической электронно-лучевой обработки, подразделяются на три группы:

- инициирование химических реакций в результате ионизации и возбуждения атомов мишени;
- образование радиационных дефектов при упругом соударении электронов с атомами кристаллического материала;
- зарядка поверхности диэлектриков с высокими изолирующими свойствами.

Существуют два основных направления применения электронно-стимулированных реакций в технологических целях. В одном из них разлагаемое вещество непрерывно поступает на облучаемую электронами подложку из паровой или газовой фазы, а результатом реакции является либо рост на поверхности тонкой пленки одного из продуктов разложения, либо химическое взаимодействие подложки с осаждаемым веществом. В другом при обработке массивных образцов или предварительно нанесенных на подложку тонких пленок, используют образование скрытых или явных изменений структуры материала под электронным пучком.

Остросфокусированные пучки электронов широко используются в микроэлектронике, поскольку позволяют обрабатывать области с размерами вплоть до 0,2–0,4 нм. В частности, электронные пучки используются для формирования защитных шаблонов (масок) либо травления участков поверхности. Принцип электронно-лучевой литографии основан на изменении длины молекулярных цепей в полимерных лаковых пленках при облучении электронами. Эта длина, в свою очередь, определяет поведение лака в растворителе во время проявления изображения, созданного электронным пучком.

Вопросы для самопроверки

1. Какие основные процессы происходят при взаимодействии ускоренных электронов с поверхностью твердых тел?
2. Какие приближения используются для описания торможения ускоренного электрона в твердом теле?
3. Каким уравнением описываются удельные потери укоренных электронов при движении в твердом теле?
4. Каким методом экспериментально определяют пробег электронов в веществе?
5. В чем заключаются особенности зависимостей коэффициента обратного рассеяния электронов от атомного номера мишени и энергии электронов?
6. Чем обусловлено наличие максимума функции распределения удельных потерь электронов в твердотельной мишени?
7. Чем определяется скорость расширения температурного профиля в мишени, облученной ускоренными ионами?
8. Каковы принципиальные особенности взаимодействия пучка электронов с твердотельной мишенью при плотности мощности пучка более 106 Вт/см^2?
9. Какие элементы включают основные схемы электронно-лучевой плавки и испарения?
10. В чем принципиальное отличие электронно-лучевой сварки от традиционной?

Список библиографических ссылок

1. Аброян, И. А., Андронов, А. Н., Титов, А. И. Физические основы электронной и ионной технологии : учебное пособие для вузов. — М. : Высшая школа, 1984. — 320 с.
2. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов / В. А. Грибков, Ф. И. Григорьев, Б. А. Калин, В. П. Якушин. — М. : Издательский дом «Круглый стол», 2001. — 527 с.
3. Комаров, Ф. Ф., Константинов, С. В. Ионная и фотонная обработка материалов : учебное пособие. — Минск : Вышейшая школа, 2022. — 245 с.
4. Guseva, M. I., Martynenko, Yu. V. Sputtering of materials by H^+, D^+, T^+ and He^+ ions // Journal of Nuclear Materials. — 1976. — Vol. 63. — P. 241–244.
5. Vossen, J. L. The preparation of substrates for film deposition using glow discharge techniques// Journal of Physics E Scientific Instruments. — 1979. — Vol. 12. — P. 159–167.
5. Ивановский, Г. Ф., Петров, В. И. Ионно-плазменная обработка материалов. — М. : Радио и связь, 1986. — 232 с.
6. Рыкалин, Н. Н., Зуев, И. В., Углов, А. А. Основы электронно-лучевой обработки материалов. — М. : Машиностроение, 1978. — 239 с.

Рекомендуемый список литературы

Рябухин, Ю. С. Ускоренные пучки и их применение / Ю. С. Рябухин, А. В. Шальков. — Москва : Атомиздат, 1980. — 192 с.

Войценя, В. С. Воздействие низкотемпературной плазмы и электромагнитного излучения на материалы / В. С. Войценя, С. К. Гужова, В. И. Титов. — Москва : Энергоатомиздат, 1991. — 224 с. — ISBN 5-283-04011-9.

Никитин, М. М. Технология и оборудование вакуумного напыления / М. М. Никитин. — Москва : Металлургия, 1992. — 112 с. — ISBN 5-229-00788-5.

Воздействие концентрированных потоков энергии на материалы : сборник статей / отв. ред. Н. Н. Рыкалина. — Москва : Наука, 1985. — 246 с.

Диденко, А. Н. Мощные электронные пучки и их применение / А. Н. Диденко, В. П. Григорьев, Ю. П. Усов. — Москва : Атомиздат, 1977. — 277 с.

Моряков, О. С. Элионная обработка / О. С. Моряков. — Москва : Высшая школа, 1990, — 128 с. — ISBN 5-06-001079-1.

Бугаев, С. П. Электронные пучки большого сечения / С. П. Бугаев, Ю. Е. Крейндель, П. М. Щанин. — Москва : Энергоатомиздат, 1984. — 111 с.

Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии : сборник статей / отв. ред. Г. А. Месяц. — Новосибирск : Наука, 1983. — 168 с.

Молоковский, С. И. Интенсивные электронные и ионные пучки / С. И. Молоковский, А. Д. Сушков. — 2-е изд., перераб. и доп. — Москва : Энергоатомиздат, 1991. — 304 с. — ISBN 5-283-03973-0.

Лясников, В. Н. Плазменные технологии и оборудование : учебное пособие для студентов, бакалавров и магистров физико-технологических и медико-биологических направлений / В. Н. Лясников, А. В. Лясникова, О. А. Дударева. — Саратов : Саратовский гос. техн. ун-т, 2016. — 111 с. — ISBN 978-5-7433-3048-5.

Хокинг, М. Металлические и керамические покрытия / М. Хокинг, В. Васантасри, П. Сидки. — Москва : Мир, 2000. — 516 с. — ISBN 5-03-002570-7.

ЛИДЕР УНИВЕРСИТЕТСКОГО КНИГОИЗДАНИЯ
УНИВЕРСИТЕТСКАЯ КНИГА
2020

9 785799 638238