

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

Факультет компьютерного проектирования

Кафедра электронной техники и технологии

## **ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

*Рекомендовано УМО по образованию в области информатики  
и радиоэлектроники в качестве пособия для специальностей  
1-36 04 01 «Программно-управляемые электронно-оптические системы»,  
1-39 03 01 «Электронные системы безопасности»,  
1-39 02 02 «Проектирование и производство программно-управляемых  
электронных средств»,  
1-39 02 01 «Моделирование и компьютерное проектирование  
радиоэлектронных средств»*

Минск БГУИР 2016

УДК 621.3.049.77(076.5)  
ББК 32.844.1я73  
Ф50

**Авторы:**

А. П. Достанко, Е. В. Телеш, В. Ф. Холенков, А. Ю. Вашуров

**Рецензенты:**

кафедра микро- и нанотехники  
Белорусского национального технического университета  
(протокол №3 от 26.11.2014);

декан физического факультета  
Белорусского государственного университета,  
доктор физико-математических наук, профессор В. М. Анищик

**Физико-химические основы микро- и наноэлектроники.**  
Ф50 Лабораторный практикум : пособие / А. П. Достанко [и др.]. – Минск :  
БГУИР, 2016. – 63 с. : ил.  
ISBN 978-985-543-156-6.

Включает лабораторные работы по изучению кинетики и механизмов термического окисления кремния и ионного распыления твердых тел, физических процессов в выпрямляющих контактах металл–полупроводник и в плазме тлеющего разряда, механизмов токопереноса и размерного эффекта в тонких металлических пленках.

Предназначен для закрепления и углубления теоретических знаний студентов, получения практических навыков при работе с измерительным и исследовательским оборудованием.

**УДК 621.3.049.77(076.5)**  
**ББК 32.844.1я73**

**ISBN 978-985-543-156-6**

© УО «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», 2016

## СОДЕРЖАНИЕ

Лабораторная работа №1. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА И КИНЕТИКИ ПРОЦЕССА ТЕРМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ КРЕМНИЯ .....	4
Лабораторная работа №2. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫПРЯМЛЯЮЩЕГО КОНТАКТА МЕТАЛЛ–ПОЛУПРОВОДНИК.....	19
Лабораторная работа №3. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА И КИНЕТИКИ ПРОЦЕССА ИОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ .....	30
Лабораторная работа №4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ.....	43
Лабораторная работа №5. ИЗУЧЕНИЕ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ.....	54

Библиотека БГУИР

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА И КИНЕТИКИ ПРОЦЕССА ТЕРМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ КРЕМНИЯ

**Цель работы:** изучение механизмов роста оксидных пленок на поверхности кремния и определение кинетических характеристик процесса термического окисления.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

В планарной технологии интегральных схем широко применяются оксидные пленки  $\text{SiO}_2$ . Защита поверхности кремния при помощи  $\text{SiO}_2$  имеет определенные преимущества по сравнению с покрытиями из других диэлектрических материалов, таких как  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{SiO}$ .

Диоксид кремния  $\text{SiO}_2$  – диэлектрик универсального применения. В нем удачно сочетаются высокая химическая стойкость в окислительной среде, склонность к стеклообразованию, способствующая формированию беспористых пленок, удовлетворительные электрофизические свойства. Крайне важно, что  $\text{SiO}_2$  легко растворяется в плавиковой кислоте  $\text{HF}$ , обеспечивая тем самым возможность фотогравировки планарных структур. В то же время по отношению к смеси  $\text{HF} + \text{HNO}_3$  пленка  $\text{SiO}_2$  практически стабильна, что позволяет использовать ее в качестве маски при селективном травлении кремния.

Одной из важнейших функций пленки диоксида кремния является маскирование поверхности кремниевой подложки от попадания на нее атомов примеси, что позволяет осуществлять диффузию только в те области, которые свободны от слоя  $\text{SiO}_2$ . Защитные свойства слоя  $\text{SiO}_2$ , препятствующего проникновению примеси, связаны с тем, что бор или фосфор, взаимодействуя при температурах диффузии с  $\text{SiO}_2$ , образуют на его поверхности боро- и фосфоросиликатные стекла. Другой важной функцией, которую выполняют слои  $\text{SiO}_2$  на поверхности кремниевой подложки, является защита  $p$ - $n$ -переходов, активных и пассивных элементов интегральной схемы. В результате этого стабилизируются их параметры, уменьшается влияние поверхности кремния на электрические характеристики элементов схемы. Кроме перечисленных применений, слои  $\text{SiO}_2$  служат изолирующим основанием для контактных площадок и проводящих коммутирующих металлических соединений.

Методы формирования оксидных слоев на кремнии можно разделить на две основные группы. К первой группе относятся методы, в основе которых лежит нанесение оксидов извне, когда кремний выполняет роль инертной подложки, ко второй – методы прямого окисления кремния, когда материал подложки является одним из компонентов химического взаимодействия.

К методам создания оксидных пленок на кремнии нанесением материала извне относятся термическое испарение и ионное распыление кремния в кислородной атмосфере, ионное распыление диоксида кремния, образование оксидной пленки при химическом взаимодействии в газовой фазе (пиролиз силана или кремнийорганических соединений в окислительной атмосфере, гидролиз галогенидов кремния).

К методам собственно окисления кремния относятся различные варианты термического окисления (обработка поверхности кремния в окислительной атмосфере при повышенных температурах), электрохимическое (анодное) оксидирование, а также окисление в кислородной плазме тлеющего разряда при относительно низких температурах (порядка 300–400 °С).

Термическое окисление кремния является одним из наиболее технологичных и широко применяемых на практике методов. Этот процесс проводят в различных окислительных средах: увлажненном кислороде, водяном паре при атмосферном и повышенном (до 500 атм.) давлении. Часто используют комбинированные режимы окисления. Иногда для ускорения термического окисления прибегают к использованию активаторов.

SiO<sub>2</sub> может иметь различные кристаллические модификации или же находиться в стеклообразном (аморфном) состоянии – плавленый кварц. При термическом окислении кремния на его поверхности вырастает стеклообразный слой SiO<sub>2</sub> (рис. 1.1). Точечные дефекты на поверхности Si или посторонние частицы при термическом окислении могут стать центрами кристаллизации. На них вырастают частицы в кристаллическом состоянии – кристобалиты.

Термическое окисление кремния может происходить при взаимодействии с сухим кислородом, влажным кислородом и парами воды. В первом случае происходит реакция



В остальных идет следующая реакция:



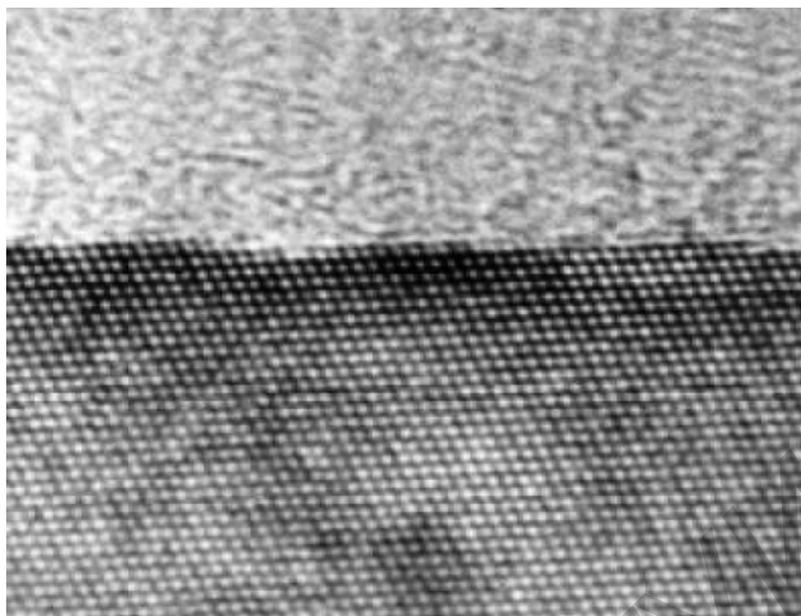
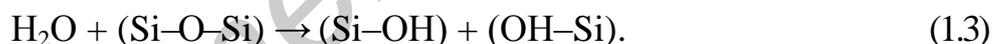
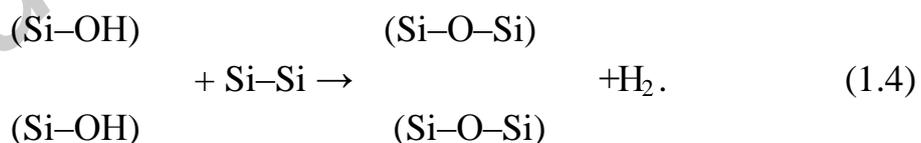


Рис. 1.1. Вид границы раздела монокристаллический кремний–аморфный диоксид кремния

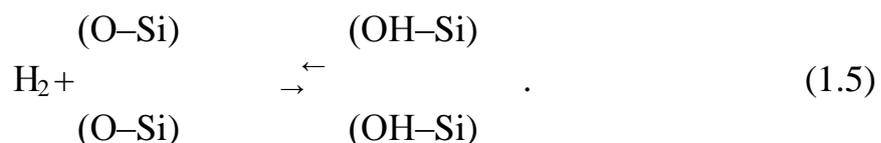
Природа этой реакции более сложна и ее следует рассматривать как многоступенчатую. На первом этапе водяные пары вступают в реакцию с ионами кислорода, связывающими кислородно-кремниевые тетраэдры в уже образовавшейся  $\text{SiO}_2$ :



Гидроксильные группы, попадая на границу раздела  $\text{SiO}_2$ – $\text{Si}$ , вступают в реакцию с кремнием. В результате образуется окисел и водород:



Водород в дальнейшем может вступать в реакцию с ионами кислорода в растущем оксиде. В результате опять будут возникать гидроксильные группы:



Такая многоступенчатая реакция способствует увеличению скорости окисления.

Термическое окисление проводят обычно при температуре 800–1250 °С. Процесс окисления состоит в диффузионном переносе кислорода через выращенный аморфный слой  $\text{SiO}_2$  (на поверхности кремния даже при комнатной температуре всегда находится слой естественного оксида толщиной 3–6 нм) и последующей реакции с Si на границе Si– $\text{SiO}_2$ . В принципе возможны два механизма роста слоя оксида на поверхности Si. В одном случае окислитель диффундирует сквозь слой к поверхности Si и там реагирует с ним, а в другом Si диффундирует наружу к поверхности оксида и вступает в реакцию с кислородом. Установлено, что второй из этих механизмов играет пренебрежимо малую роль. Качественно это можно объяснить тем, что для передвижения кислорода в окисле необходимо разорвать только две связи ( $\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv$ ), а для передвижения Si, находящегося в центре тетраэдра из четырех ионов кислорода – четыре (рис. 1.2).

При термическом окислении на границе Si– $\text{SiO}_2$  образуется переходный слой, обусловленный перераспределением кислорода. В исходной структуре на поверхности кремния присутствует хемосорбционный слой оксида, состав которого условно может быть выражен  $\text{SiO}_{2-x}$ .

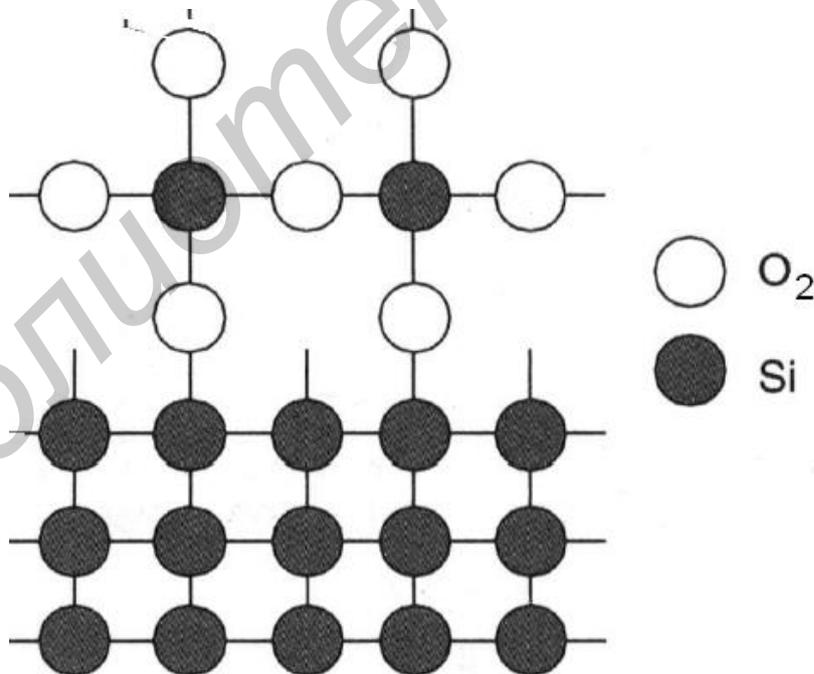


Рис. 1.2. Структура границы раздела кремний–диоксид кремния

Концентрация кислорода в этом слое падает от  $\text{SiO}_{2-x}$  на поверхности Si до нуля на глубине. При окислении переходный слой формируется не на

исходной поверхности подложки, а под ней за счет диффузионно-химических процессов. При этом граница раздела Si–SiO<sub>2</sub> продвигается в объем кристалла. Вследствие этого в процессе термического окисления формирование граничного переходного слоя происходит в более «стерильных» условиях – во внутренних областях кристалла.

Описание кинетики окисления кремния базируется на основном соотношении Дила – Гроува:

$$d^2 + Ad = B(t + \tau), \quad (1.6)$$

где  $d$  – толщина оксида;

$t$  – время окисления;

$A, B, \tau$  – постоянные, зависящие от условий окисления.

Вышеуказанные постоянные можно определить по следующим формулам:

$$A = 2D(1/K_s + 1/h); B = 2DC^* / N_1; \tau = (d^2 + Ad) / B, \quad (1.7)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии окислителя в SiO<sub>2</sub>;

$C^*$  – концентрация окислителя в SiO<sub>2</sub> у поверхности в момент достижения равновесия, т. е. при  $t \rightarrow \infty$ ;

$N_1$  – число молекул окислителя в единице объема оксида. Для окисления в сухом O<sub>2</sub> –  $N_1 = 2,2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , а для окисления в парах воды –  $N_1 = 4,4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ;

$K_s$  – постоянная химической реакции окисления на поверхности Si;

$h$  – коэффициент переноса массы.

Решение уравнения (1.6) примет вид

$$d = A/2 \sqrt{1 + \frac{t + \tau}{A^2/4B}}. \quad (1.8)$$

Общий характер процесса окисления кремния может быть представлен кинетической кривой  $d = f(t)$  при  $T = \text{const}$  (рис. 1.3). Условно кривая может быть разбита на четыре участка, для которых вид функции  $d = f(t)$  различен. Участок I, соответствующий начальному периоду окисления, описывается линейной функцией  $d = Kt$ . Скорость роста пленки на этом этапе постоянна и определяется стадией поверхностной реакции.

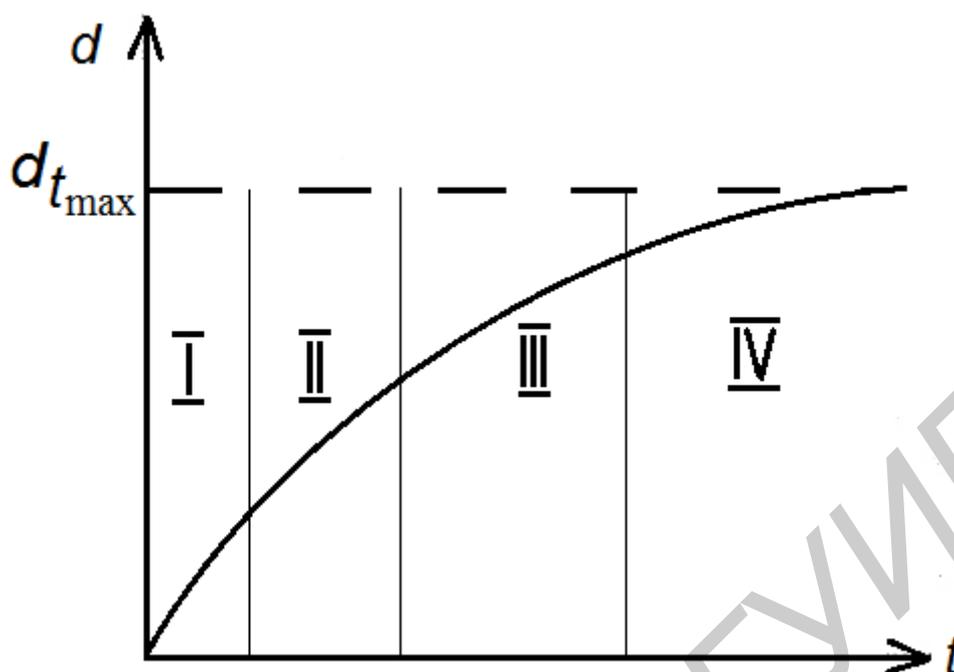


Рис. 1.3. Общий вид кинетической кривой термического окисления кремния при постоянной температуре

Обычно эту стадию не наблюдают, т. к. поверхность Si уже покрыта тонким слоем оксида. По мере роста пленки все большую роль начинает играть диффузия окислителя к границе раздела Si-SiO<sub>2</sub>. Поэтому на участке II имеет место линейно-параболическая зависимость  $d^2 + cd = Kd$  (где  $c, K$  – константы), которая определяется соотношением поверхностной реакции и диффузии. Относительный вклад этих процессов определяется коэффициентом  $c$ . Преимущественно диффузионный тип процесса окисления осуществляется на участке III, для которого кинетическая кривая отражается параболическим законом, вытекающим из линейно-параболического при  $c = 0$ , т. е. при отсутствии вклада поверхностной реакции. При дальнейшем росте пленки диффузия кислорода через слой окисла затрудняется и скорость роста начинает убывать заметнее, чем на предыдущих участках. На участке IV кинетическая кривая приближается к некоторому предельному значению  $d_{\max}$ , характерному для данной температуры, и параболический закон сменяется параболически-логарифмическим  $d = K \lg(1 + c_1t) + c_2t^{1/2}$ , а затем логарифмическим законом  $d = K \lg(1 + c_1t)$  при  $c_2 = 0$ . Таким образом, термическое окисление Si в технологически приемлемых интервалах температуры и времени выращивания приводит к образованию пленок предельной толщины. Так, при  $T \sim 1200$  °C невозможно получить термический SiO<sub>2</sub> толщиной более 1,5 мкм.

Для практических целей интересны два предельных случая, вытекающих из соотношения (1.8). Если время велико ( $t \gg A^2/4B$ ), то имеет место параболический закон окисления. Здесь  $B$  называется постоянной

параболического закона окисления. Для малых времен ( $t \ll A^2/4B$ ) имеет место линейный закон  $d = Bt/A$ , где  $B/A$  – постоянная линейного закона окисления:

$$\frac{B}{A} = \frac{K_s h C^*}{K + h N_1}. \quad (1.9)$$

Зависимость  $B$  от температуры определяется в основном температурной зависимостью коэффициента диффузии окислителя  $D$  в оксиде. На рис. 1.4 приведены экспериментальные результаты по определению температурной зависимости для окисления в сухом  $O_2$  и в парах воды. Окисление в кислороде характеризуется энергией активации 1,24 эВ, а окислению в парах воды соответствует энергия активации 0,71 эВ. Эти значения близки к энергиям активации для диффузии кислорода и паров воды через аморфную  $SiO_2$ . Зная данные по коэффициентам диффузии, можно рассчитать значения для величины  $C^*$ . Для  $O_2$   $C^* = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а для  $H_2O$   $C^* = 3 \cdot 10 \text{ см}^{-3}$ . Эти величины близки к предельной растворимости кислорода и воды в аморфной  $SiO_2$  при атмосферном давлении.

Рассмотренная модель термического окисления справедлива, если окисление проводится в чистом сухом  $O_2$  или в чистых парах  $H_2O$ . На практике при термическом окислении часто используется смесь  $O_2$  и паров  $H_2O$  (увлажненный кислород). При этом скорость роста слоя может приближаться к высокой скорости роста в парах  $H_2O$ , характеризуемой более низкой энергией активации, а свойства слоя могут быть не намного хуже, чем при окислении в сухом  $O_2$ .

Количественное рассмотрение процесса окисления во влажном  $O_2$  весьма сложно из-за большого числа возможных реакций в системе. При определенных условиях окисление во влажном  $O_2$  может быть описано параболическим законом:

$$d^2 = K p^m t e^{-\alpha/kT}, \quad (1.10)$$

где  $K$  – постоянная;

$p$  – давление водяных паров;

$\alpha$  – энергия активации;

$m$  – величина, равная примерно 0,5 при высоком давлении водяных паров (0,2–0,5 от атмосферного давления) и 0,1–0,2 при более низком.

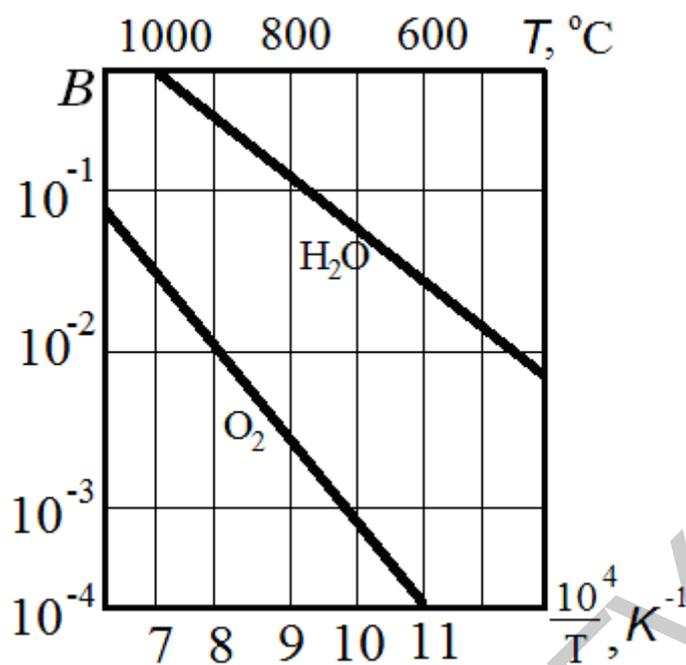


Рис. 1.4. Связь постоянной параболического закона окисления с температурой

При практической реализации процесса окисления во влажном кислороде давление водяных паров обычно регулируется изменением температуры барботера, через который пропускается поток газа, содержащего кислород. Лучшие свойства окисла обеспечиваются при более низком давлении водяных паров ( $<0,15$  атмосферного), которое достигается при температуре барботера ниже  $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Известно, что пленки  $\text{SiO}_2$ , полученные в средах, содержащих воду, обладают худшими защитными свойствами и электрическими характеристиками, чем пленки  $\text{SiO}_2$ , полученные в сухом  $\text{O}_2$ . Поэтому в современной технологии производства интегральных схем (ИС) реализуется комбинированный режим выращивания оксида. Он предполагает чередование этапов окисления в сухом и влажном  $\text{O}_2$ . Например, после окисления во влажном  $\text{O}_2$  проводится этап окисления в атмосфере сухого  $\text{O}_2$ . При этом скорость роста и толщина слоя будут определяться в основном первым этапом. Во время второго этапа прежде всего происходит процесс удаления воды из слоя  $\text{SiO}_2$ , а также незначительный рост толщин первичного слоя  $\text{SiO}_2$ , зарращивание имеющихся в нем пустот и различных дефектов.

На скорость протекания процесса термического окисления Si значительное влияние оказывает легирование полупроводника донорными или акцепторными примесями. Влияние концентрации легирующей примеси на процесс термического окисления тесно связано с перераспределением примеси. Это влияние может быть обусловлено или изменением скорости реакции

окисления на границе Si или же изменением коэффициента диффузии окислителя в слое. Экспериментально доказано, что если Si легирован бором, то при окислении бор стремится перейти из Si в оксид и поэтому растущий оксид обогащен бором. Коэффициент диффузии через такой слой растёт. Поэтому кремний, сильно легированный бором, окисляется быстрее высокоомного Si. Это характерно как для высоких температур окисления, где справедлив параболический закон роста, так и для более низких температур, где выполняется линейный закон роста. В случае легирования фосфором кремний не имеет тенденции переходить в слой оксида, поэтому коэффициент диффузии окислителя в таком слое незначительно отличается от обычного нелегированного SiO<sub>2</sub>. Однако наличие фосфора в Si увеличивает скорость химической реакции на его поверхности. Поэтому Si, сильно легированный фосфором, при  $T < 1100$  °C окисляется быстрее, чем высокоомный Si (т. к. при низких температурах скорость окисления определяется реакцией на поверхности Si). Особенно резко это отличие заметно при 600–700 °C. При  $T > 1100$  °C увеличение скорости роста оксида на Si, легированном фосфором, практически незаметно.

На скорость термического окисления влияют не только примеси, содержащиеся в кремниевой подложке, но и примеси в растущем слое оксида, в первую очередь примеси ионов OH<sup>-</sup> и Na<sup>+</sup>. Присутствие Na на границе раздела Si–SiO<sub>2</sub> может приводить к каталитическому действию в процессе реакции окисления Si. Это действие сильнее сказывается в присутствии ионов гидроксила (т. е. при окислении в парах H<sub>2</sub>O или во влажном кислороде), однако и при окислении в сухом O<sub>2</sub> присутствие ионов Na у поверхности Si ускоряет реакцию.

Ориентация Si также влияет на скорость его окисления, однако только при толщине SiO<sub>2</sub> более 10 нм. Разница в скорости роста оксида при разной ориентации кристалла максимальна (40 %) при относительно низких температурах (700 °C) и постепенно уменьшается с ростом температуры (при 1200 °C). Обычно окисление при ориентации (111) происходит быстрее, чем при ориентации (100).

На скорость процесса окисления влияет также давление окислителя. Преимущество окисления при высоком давлении ( $>10^5$  Па) заключается в возможности снижения температуры процесса, что приводит к уменьшению перераспределения примеси и снижению числа дефектов в Si. С учетом эффекта давления пара выражение (1.7) для величины  $B$  может быть изменено в соответствии с законом Генри, гласящим, что равновесная концентрация атомов в твердом теле пропорциональна объемному давлению газа:

$$C^* = HP, \quad (1.11)$$

где  $C^*$  – максимальная концентрация окислителя;

$P$  – давление газа;

$H$  – постоянный коэффициент Генри.

Тогда уравнение (1.7) примет вид

$$B = 2DHP / N_1. \quad (1.12)$$

Коэффициент  $A$  не зависит от давления пара, а его изменения связаны с ориентацией Si и концентрацией легирующей примеси. Существующее эмпирическое правило гласит, что каждому приращению давления на  $10^5$  Па соответствует снижение температуры окисления примерно на  $30$  °С. В соответствии с этим увеличение давления позволяет уменьшить температуру процесса окисления с  $1100$  до  $800$  °С без увеличения его продолжительности. При окислении под давлением  $25 \cdot 10^5$  Па окисел толщиной  $1$  мкм может быть выращен за  $15$  мин при  $T = 920$  °С по сравнению с  $10$  ч при атмосферном давлении ( $10^5$  Па).

Существенный прогресс в технологии термического окисления был достигнут при введении хлора в процесс окисления. Добавление Cl привело к увеличению электрической прочности окисла и увеличению скорости окисления Si. Экспериментально установлено, что монотонное увеличение коэффициента  $B$  с ростом концентрации Cl связано с изменением эффективного коэффициента диффузии  $D$ . Увеличение концентрации HCl может создавать напряжения в решетке SiO<sub>2</sub>, вследствие чего облегчается диффузия окислителя через пленку.

### **Оборудование для термического окисления кремния**

Протекание термических процессов окисления в полупроводниковом производстве обеспечивается специальным оборудованием: диффузионными печами, газовыми блоками, камерами загрузки или же в комплексе, т. е. диффузионными системами. Температурно-временной цикл процесса обеспечивается главной, наиболее сложной и дорогой частью системы – печью. Подавляющее большинство современных диффузионных печей является однозонными печами периодического действия. Они представляют собой трубчатые электрические печи сопротивления с несколькими самостоятельно

управляемыми секциями нагревателя и сложной прецизионной системой автоматического управления температурным полем.

В данной работе процессы окисления будут проводиться с использованием установки лучистого нагрева «Изоприн» (рис. 1.5, *a*), которая состоит из реактора, блока питания и управления и цифрового прибора для контроля температуры. Реактор представляет собой трубу из кварца, нагреваемую галогенными ИК-лампами (рис. 1.5, *б*).

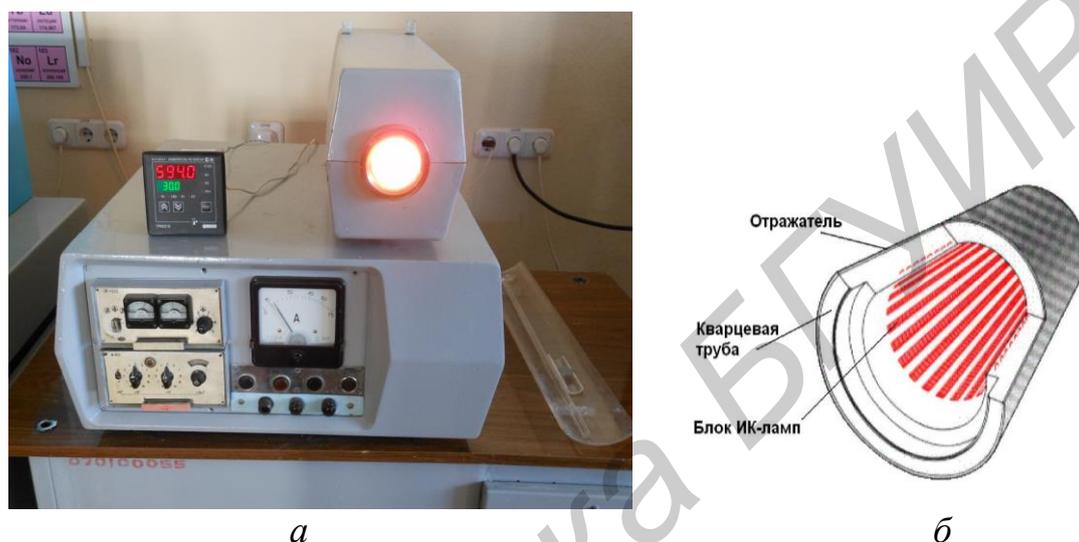


Рис. 1.5. Внешний вид установки «Изоприн» (*a*) и схема реактора (*б*)

Упрощенная схема устройства для окисления приведена на рис. 1.6.

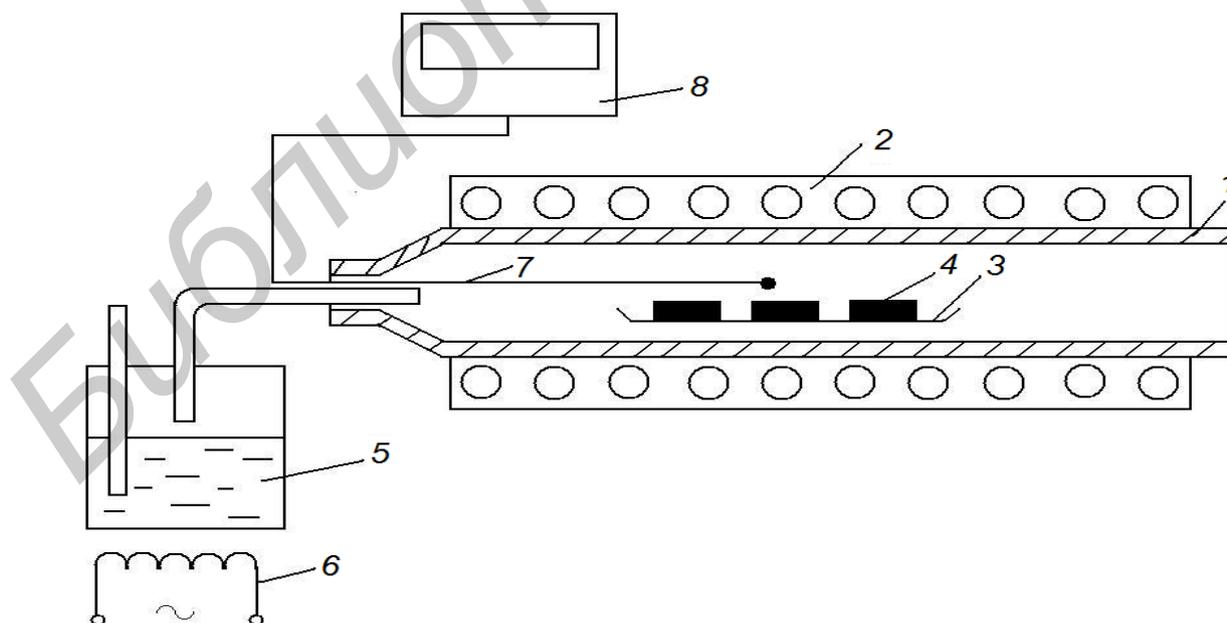


Рис. 1.6. Упрощенная схема устройства для окисления:

1 – кварцевая труба; 2 – нагреватель; 3 – кварцевая лодочка; 4 – кремниевые подложки; 5 – барботер; 6 – электрическая плитка; 7 – термопара; 8 – блок контроля температуры

Кварцевая труба 1 помещена в нагреватель 2. Кремниевые подложки 4, размещенные на кварцевой лодочке 3, располагаются в середине рабочей зоны реактора. В реактор подается водяной пар, генерируемый с помощью барботера 5, заполненного дистиллированной водой. Вода нагревается электрической плиткой 6 до температуры кипения. Измерение температуры в реакторе осуществляется платино-родиевой термопарой 7 и цифровым прибором 8.

### Методика определения толщины оксидного слоя на кремнии

Защитные свойства слоя  $\text{SiO}_2$  во многом определяются его толщиной. Поэтому естественно, что определение толщины оксидного слоя является важной технологической операцией при изготовлении интегральных схем. Наиболее прост в исполнении метод цветных оттенков Ньютона, основанный на наблюдении интерференционных цветов в отраженном свете. Интерференционные цвета обусловлены двойным отражением и преломлением белого света, проходящего через прозрачную пленку оксида кремния и отражающегося от непрозрачной кремниевой подложки. При этом за счет разности хода лучей возникает интерференция и поэтому тонкая прозрачная пленка кажется в отраженном свете окрашенной. Цветность ее зависит только от толщины и показателя преломления:

$$\Delta = 2d \sin \alpha, \quad (1.13)$$

где  $\Delta$  – разность хода лучей;

$n$  – показатель преломления пленки;

$\alpha$  – угол отражения;

$d$  – толщина пленки.

Если наблюдение отраженного света производить под прямым углом к поверхности пленки, то

$$\Delta = 2nd. \quad (1.14)$$

Отсюда, зная показатель преломления материала, легко определить толщину на основании цвета пленки. Для  $\text{SiO}_2$   $d = \Delta / 2,92$ , т. к.  $n = 1,46$ .

Зависимость толщины пленки от наблюдаемого цвета (при перпендикулярном освещении образца) приведена в табл. 1.1. Цветовые оттенки повторяются примерно через каждые 0,22 мкм, проходя весь спектр от фиолетового до красного. Поэтому для однозначного определения толщины необходимо знать порядок интерференции, т. е. какое по счету повторение

цветов наблюдается. Для определения порядка интерференции на окисленную пластину наносят каплю плавиковой кислоты и в оксиде вытравливается лунка до поверхности кремния. По периферии этой лунки наблюдается ряд колец. Количество темных красно-фиолетовых колец определяет порядок интерференции. Например, зеленый цвет оксида на втором кольце (полностью выявлено одно кольцо) соответствует толщине 0,33 мкм, а на четвертом (полностью выявлены три кольца) – 0,72 мкм. Этот простой, не требующий оборудования метод позволяет определить толщину оксида с погрешностью 5–10 %. С увеличением толщины пленки погрешность возрастает. Методом цветовых оттенков нельзя определять толщину свыше 1,0 мкм, когда цветность практически пропадает.

Таблица 1.1  
 Определение толщины пленок методом цветовых оттенков Ньютона

$d$ , мкм	Порядок интерференции	Цвет последней полосы
0,050	I	Бежевый
0,0700		Коричневый
0,0960		Темно-коричнево-красный
0,1020		Индиго
0,1433		Голубовато-серый
0,1500		Светло-голубой
0,1688		Зелено-голубой
0,1700		Металлический
0,1786		Бледно-зеленый
0,1836		Желто-зеленый
0,1883		Светло-зеленый
0,1916		Зелено-желтый
0,1963		Золотисто-желтый
0,2000		Светло-золотистый
0,2200		Золотистый
0,2216		Оранжевый
0,2490		Светло-красный
0,2500		Красный
0,2700		Красно-фиолетовый

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Внимательно ознакомиться с описанием лабораторной работы и инструкцией по эксплуатации установки «Изоприн».
2. Получить шесть кусочков разрезанной кремниевой подложки.
3. Для удаления естественного оксида полученные образцы освежить в растворе плавиковой кислоты.
4. Промыть пластины дистиллированной водой и просушить.
5. Подготовить печь к работе и вывести ее на нужный температурный режим (950–1000 °С).
6. Разогреть барботер до 90–95 °С.
7. Шесть кусочков кремния с помощью пинцета разместить на кварцевой лодочке.
8. С помощью кварцевого толкателя задвинуть лодочку с образцами в рабочую зону реактора.
9. Через каждые 10, 20, 30, 40, 50 и 60 мин (по секундомеру) с помощью кварцевого толкателя извлечь лодочку из реактора, снять пинцетом по одному образцу и определить толщину полученного оксида.
10. На основании полученных данных построить кинетическую кривую (изотерму) в следующих координатах:
  - толщина  $d_{\text{SiO}_2}$ , мкм – время  $t$ , мин;
  - $\lg d_{\text{SiO}_2} - \lg t$ .
11. По углу наклона  $\alpha$  в логарифмических координатах определить показатель степени  $n$  в уравнении по формуле  $n = \text{tg}\alpha$  и сделать вывод о характере окисления (линейный, параболический и т. д.).

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Цель работы.
2. Основные теоретические сведения.
3. Схема экспериментальной установки.
4. Таблица экспериментальных данных.
5. Графические зависимости:  $d_{\text{SiO}_2}$ , мкм – время  $t$ , мин и  $\lg d_{\text{SiO}_2} - \lg t$ .
6. Анализ полученных результатов и выводы.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Каково назначение и свойства пленок диоксида кремния?
2. Какие существуют методы формирования пленок SiO<sub>2</sub>?
3. В чем состоят физико-химические основы процесса термического окисления кремния?
4. Каковы механизмы роста оксидных пленок на кремнии?
5. В чем заключается кинетика термического окисления по соотношению Дила – Гроува?
6. Каковы законы роста оксидных пленок при термическом окислении кремния?
7. В чем суть окисления в парах воды, сухом и влажном кислороде?
8. Как влияют легирующие примеси на скорость термического окисления кремния?
9. Как влияет ориентация кремния на скорость окисления?
10. Как влияет давление окислителя на скорость роста термического окисла?
11. В чем заключается роль хлора в процессе термического окисления кремния?
12. Какое технологическое оборудование и оснастка применяются для проведения процессов термического окисления?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Технология изделий интегральной электроники : учеб. пособие / Л. П. Ануфриев [и др.] ; под общ. ред. А. П. Достанко и Л. И. Гурского. – Минск : Алмафед, 2010. – 536 с.
2. Готра, З. Ю. Технология микроэлектронных устройств. Справочник / З. Ю. Готра. – М. : Радио и связь. – 1991. – 528 с.
3. Коледов, Л. А. Технология и конструкции микросхем, микропроцессоров и микросборок : учебник для вузов / Л. А. Коледов. – М. : Радио и связь, 1989. – 400 с.
4. Крапухин, В. В. Технология материалов электронной техники. Теория процессов полупроводниковой технологии / В. В. Крапухин, И. А. Соколов, Г. Д. Кузнецов. – М. : МИСИС, 1995. – 496 с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫПРЯМЛЯЮЩЕГО КОНТАКТА МЕТАЛЛ–ПОЛУПРОВОДНИК

**Цель работы:** изучение физических процессов, протекающих в контактах металл–полупроводник, основных механизмов токопереноса, методов определения основных электрофизических параметров контакта, применения контактов металл–полупроводник.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Знакомство с контактами металл–полупроводник началось более ста лет тому назад. В 1874 г. Карл Ф. Браун обнаружил зависимость общего сопротивления сульфидов металлов от полярности приложенного напряжения. В его опытах сопротивление контакта медь–сульфид железа отличалось в пределах 30 % в зависимости от направления протекания тока, т. е. наблюдалось выпрямление тока. И хотя механизм выпрямления еще не был понятен, в ранних экспериментах по радиосвязи в качестве детектора широко использовались именно точечные контакты металлических иглол с сульфидами металлов.

В 1931 г. немецкий ученый В. Шоттки разработал первую приемлемую теорию выпрямления для контактов. Поэтому такой контакт чаще называется контакт Шоттки или контакт с барьером Шоттки. Было доказано, что при прохождении тока падение потенциала, приложенного к контакту, сосредотачивается почти целиком на самом контакте, что указывает на существование некоторого потенциального барьера.

Рассмотрим энергетическую диаграмму контакта полупроводника  $n$ -типа с металлом. Пусть термодинамическая работа выхода из металла  $A_M$  будет больше, чем из полупроводника  $A_P$ , т. е.  $A_M > A_P$  (рис. 2.1). В этом случае поток электронов из полупроводника в металл  $J_{ПМ}$  в начальный момент времени будет больше, чем из металла в полупроводник  $J_{МП}$ . Поэтому металл заряжается отрицательно, а полупроводник  $n$ -типа – положительно, и возникает контактная разность потенциалов, которая будет препятствовать дальнейшему переходу электронов из полупроводника в металл. В то же время поток электронов из металла в полупроводник будет возрастать. Через некоторое время потоки  $J_{МП}$  и  $J_{ПМ}$  и уровни Ферми металла и полупроводника

выравниваются. Контактная разность потенциалов, определяемая как  $\phi_K = A_M - A_{II}$ , создает изгиб зон в приповерхностной области полупроводника. Вследствие этого концентрация электронов в приповерхностной области уменьшается и ее сопротивление увеличивается. Эту область называют по-разному: барьерной областью, областью пространственного заряда (ОПЗ) или обедненной областью. Ее ширина  $d$  определяется так же, как и в случае  $p$ - $n$ -перехода. В результате вышеуказанных процессов на границе металл–полупроводник возникает потенциальный барьер величиной  $q\phi_B$ . На практике барьер чаще характеризуется высотой барьера  $\phi_B$ , которая измеряется в электронвольтах. Если же  $A_M < A_{II}$  или для образования контакта будет использоваться полупроводник  $p$ -типа, зоны будут изгибаться в обратную сторону.



Рис. 2.1. Энергетические зоны металла и полупроводника

Термин невыпрямляющий (омический) говорит о том, что на границе раздела отсутствует потенциальный барьер для потока основных носителей. Для лучшего понимания процесса переноса носителей через границу раздела можно отметить, что дырки ведут себя подобно пузырькам, а электроны – наоборот, как тяжелые шарики. Исходя из приведенных выше энергетических диаграмм, можно простым выбором металла с нужной работой выхода получить или омический или выпрямляющий контакты. Однако экспериментально было найдено, что высота потенциального барьера практически не зависит от  $A_M$ . Американский ученый Дж. Бардин объяснил это влиянием поверхностных зарядов на полупроводнике, которые эффективно экранируют объем полупроводника от металла и нивелируют высоту барьера. В модели Бардина предполагается также существование тонкого диэлектрического слоя между металлом и полупроводником. Это предположение хорошо соответствует реальной ситуации для контактов, изготовленных осаждением тонкой металлической пленки на травленную поверхность полупроводника, на котором всегда присутствует оксидный слой толщиной 1,0–2,0 нм. Поэтому для большинства металлов высота потенциального барьера составляет 0,6–0,8 эВ.

## Токперенос в контакте с барьером Шоттки

Основным процессом, определяющим протекание тока в контакте металл–полупроводник при приложении к нему напряжения смещения, является переход основных носителей (электронов или дырок для полупроводников *n*- и *p*-типа соответственно) из полупроводника в металл и наоборот. В отсутствие приложенного напряжения плотность тока  $J_{ПМ}$ , обусловленная потоком из полупроводника в металл, должна быть равна и противоположна по направлению плотности тока  $J_{МП}$ , определяемого потоком носителей из металла в полупроводник. Эта ситуация изображена на рис. 2.2, на котором стрелками указаны направления потоков носителей (в данном случае электронов).

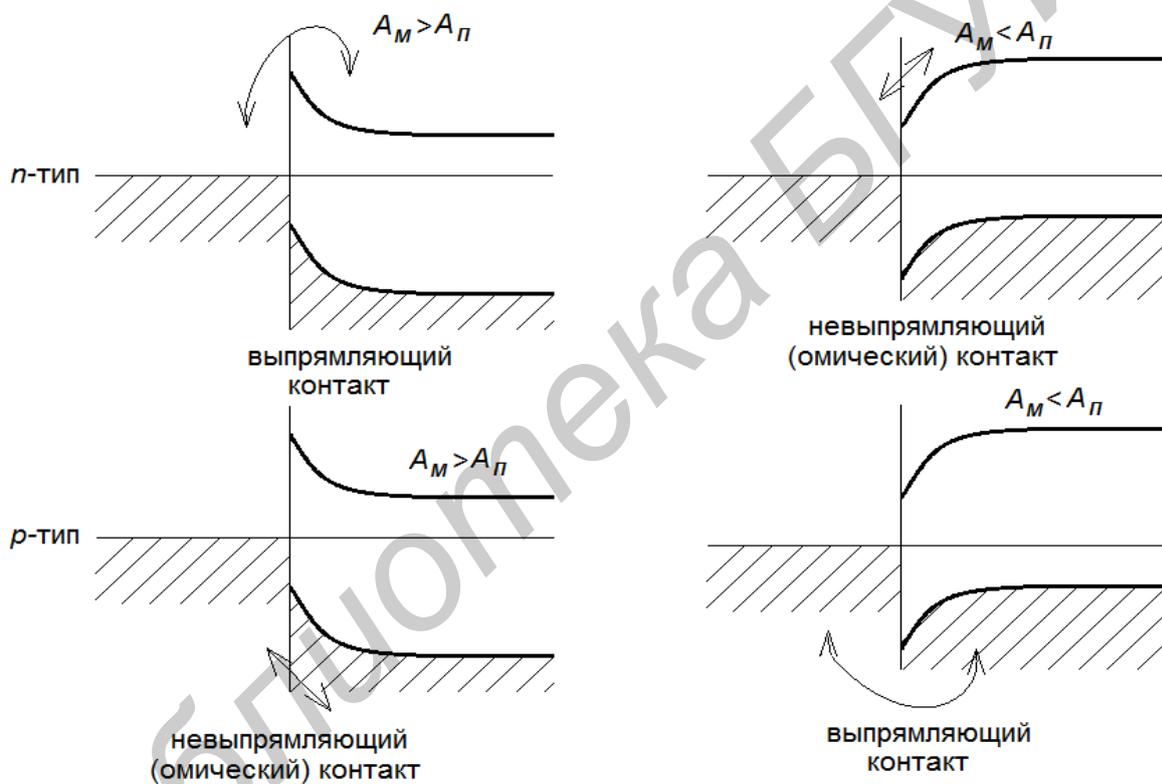


Рис. 2.2. Зонная диаграмма, иллюстрирующая образование барьера Шоттки

Результирующий ток будет равен нулю, т. к.  $J_{ПМ} = J_{МП}$ . Если мы приложим внешнее напряжение таким образом, что металл окажется заряженным положительно относительно объема полупроводника, то электрическое поле, созданное контактной разностью потенциалов, уменьшится. Поскольку удельное сопротивление металла на несколько порядков меньше удельного сопротивления обедненной области полупроводника, то уменьшение электрического поля приходится целиком на

полупроводниковую область барьера, а форма барьера меняется так, как это показано на рис. 2.3, б. При подаче прямого напряжения значение  $\phi_k$  уменьшается на величину  $U$ , равную приложенному напряжению. Поэтому число электронов, способных преодолеть барьер со стороны полупроводника увеличивается и в результате  $J_{\text{пм}}$  возрастает. Однако высота барьера  $\phi_B$  со стороны металла при этом не меняется и  $J_{\text{мп}}$  остается неизменным. Таким образом, появляется результирующий поток электронов в металл. При неограниченной поставке электронов из объема полупроводника значение  $J_{\text{пм}}$  по мере роста напряжения может увеличиваться на много порядков. Это пропускное или прямое направление тока.

При смене полярности напряжения, когда положительно заряженным оказывается полупроводник, электрическое поле увеличивается на величину приложенного напряжения  $U$  (рис. 2.3, в), а число электронов, способных преодолеть барьер со стороны полупроводника, уменьшается. При этом высота барьера со стороны металла не меняется и  $J_{\text{мп}}$  остается постоянным. Появляется результирующий поток электронов в полупроводник. Однако, сколько бы большое напряжение не было подано,  $J_{\text{мп}}$  не может стать меньше нуля, т. к. результирующий ток достигнет насыщения при  $J_{\text{мп}}$ , которая не будет зависеть от напряжения смещения. Это запирающее или обратное направление тока.

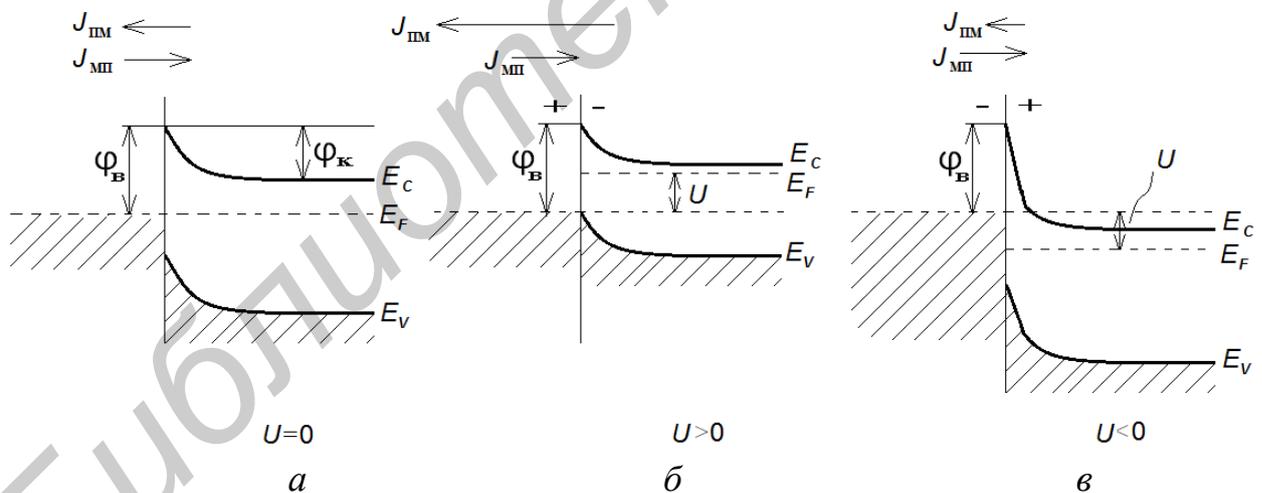


Рис. 2.3. Зонные диаграммы барьера Шоттки при различных напряжениях: а)  $U = 0$ ; б)  $U > 0$ , прямое смещение; в)  $U < 0$ , обратное смещение

Для определения вольт-амперной характеристики контакта рассмотрим потоки электронов из металла в полупроводник и из полупроводника в металл.

Плотность тока термоэлектронной эмиссии электронов из металла в вакуум определяется формулой Ричардсона:

$$J = AT^2 \exp(-A_M/kT), \quad (2.1)$$

где  $A$  – постоянная Ричардсона ( $A = 4\pi qmk^2/h^3 = 120 \cdot 10^4 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$ );

$T$  – температура в градусах Кельвина;

$A_M$  – работа выхода электронов из металла;

$K$  – постоянная Больцмана.

Если же рассматривать непосредственный контакт полупроводника и металла, то для перехода электронов из металла в полупроводник им нужно преодолеть потенциальный барьер  $\phi_B$ , поэтому по аналогии с выражением (2.1)

$$J_{МП} = AT^2 \exp(-q\phi_B/kT). \quad (2.2)$$

При отсутствии внешнего напряжения, т. е. в состоянии равновесия  $J_{МП} = -J_{ПМ}$ ,  $J_{ПМ} = AT^2 \exp(-q\phi_B/kT)$ . Поскольку все внешнее напряжение падает на высокоомном обедненном слое полупроводника, то  $\phi_B$  со стороны металла, а соответственно и  $J_{МП}$  не зависят от  $U$ :

$$J_{МП} = AT^2 \exp(-q(\phi_B - U)/kT). \quad (2.3)$$

В этом случае результирующую плотность тока  $J = J_{ПМ} - J_{МП}$  можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} J &= A T^2 \exp[-q(\phi_B - U)/kT - A T^2 \exp(q\phi_B/kT)] = \\ &= A T^2 \exp(-q\phi_B/kT) [\exp(qU/kT - 1)] = J_0 [\exp(qU/kT - 1)], \end{aligned} \quad (2.4)$$

где  $J_0$  – плотность тока насыщения ( $J_0 = AT^2 \exp(-q\phi_B/kT)$ ).

Для напряжений, больших  $3kT/q \approx 0,075 \text{ В}$ , единицей в квадратных скобках можно пренебречь, и плотность тока тогда будет пропорциональна  $\exp(qU/kT)$ . На практике такая идеализированная характеристика не наблюдается. На самом деле ток изменяется как  $\exp(qU/nkT)$ , где  $n$  – число идеальности. Число  $n$  может быть в пределах 1,01–1,5, причем в хороших контактах  $n$  не более 1,05.

Как отмечалось выше, при обратном напряжении плотность тока должна достигать насыщения. Однако, как оказалось на практике, это никогда не наблюдается, а происходит постепенное увеличение плотности тока с ростом напряжения с последующим очень резким подъемом, вызванным пробоем. Типичная ВАХ контакта с барьером Шоттки приведена на рис. 2.4.

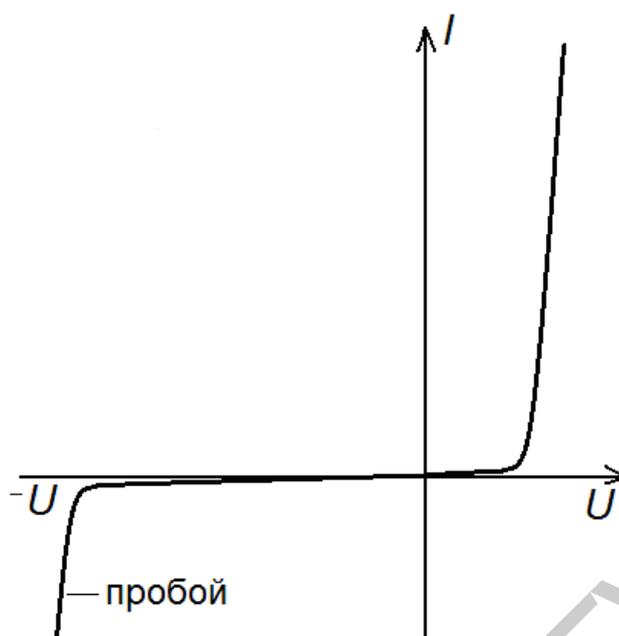


Рис. 2.4. Вольт-амперная характеристика контакта Шоттки

Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки имеет ярко выраженный несимметричный вид. В области прямых смещений ток экспоненциально сильно растет с ростом приложенного напряжения. В области обратных смещений ток от напряжения не зависит. В обоих случаях при прямом и обратном смещении ток в барьере Шоттки обусловлен основными носителями – электронами. По этой причине диоды на основе барьера Шоттки являются быстродействующими приборами, поскольку в них отсутствуют рекомбинационные и диффузионные процессы. Несимметричность вольт-амперной характеристики барьера Шоттки – типичная для барьерных структур. Зависимость тока от напряжения в таких структурах обусловлена изменением числа носителей, принимающих участие в процессах переноса заряда. Роль внешнего напряжения заключается в изменении числа электронов, переходящих из одной части барьерной структуры в другую.

### Методы измерения параметров контакта

Основными параметрами контакта металл–полупроводник являются высота барьера  $\phi_B$ , коэффициент идеальности  $n$  и пробивное напряжение. Последний параметр легко определяется путем анализа ВАХ контакта (см. рис. 2.4). Для определения  $\phi_B$  и  $n$  существуют различные методы. Рассмотрим основные из них.

## Метод вольт-амперных характеристик

Исходя из того, что

$$\begin{aligned} J_0 &= AT^2 \exp(-q\varphi_B/kT), \\ \varphi_B &= kT/q \ln(AT^2/J_0) = kT/q \ln(AT^2 S/I_0), \end{aligned} \quad (2.5)$$

где  $S$  – площадь контакта;

$I_0$  – ток насыщения.

Для определения  $I_0$  поступают следующим образом. Строят по точкам зависимость  $\ln I = f(U)$ . Экстраполируя линейный участок ВАХ контакта при  $U = 0$ , находим  $I_0$  (рис. 2.5). Из наклона этой прямой определяем коэффициент идеальности по формуле

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dU}{d \ln I}. \quad (2.6)$$

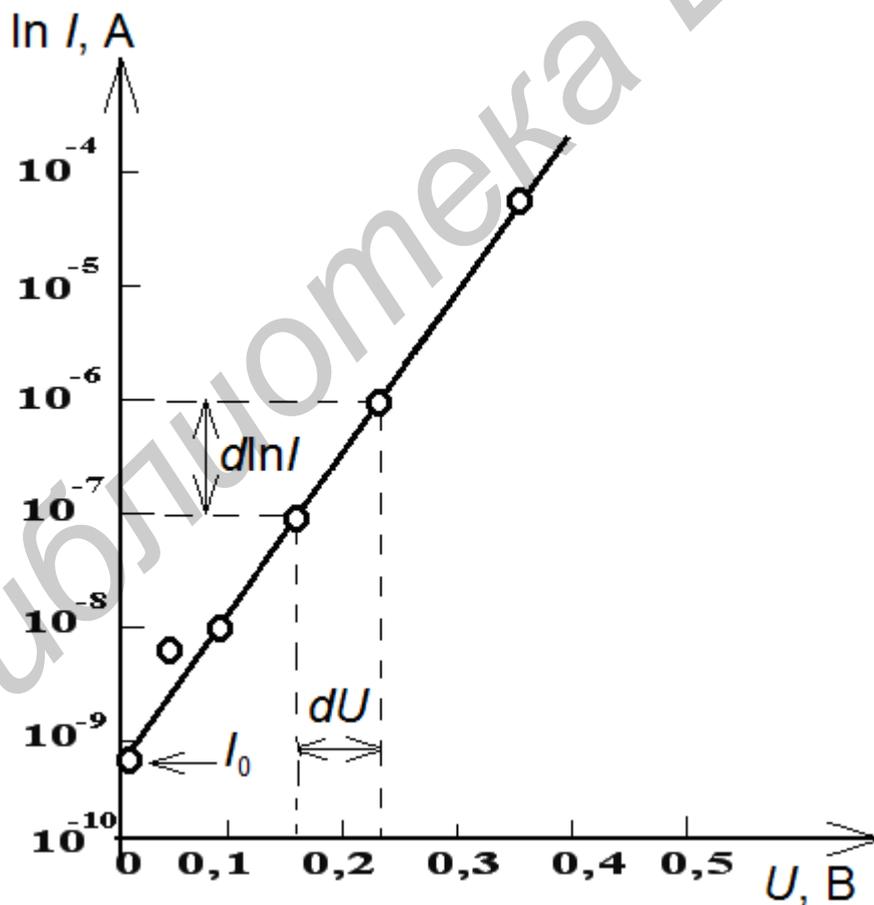


Рис. 2.5. Метод вольт-амперных характеристик

## Метод вольт-фарадных характеристик

Сущность этого метода заключается в отыскании зависимости емкости конденсатора от величины обратного напряжения. Эта зависимость представляет собой прямую линию, пересекающую ось напряжений в точке  $(-U)$  (рис. 2.6).

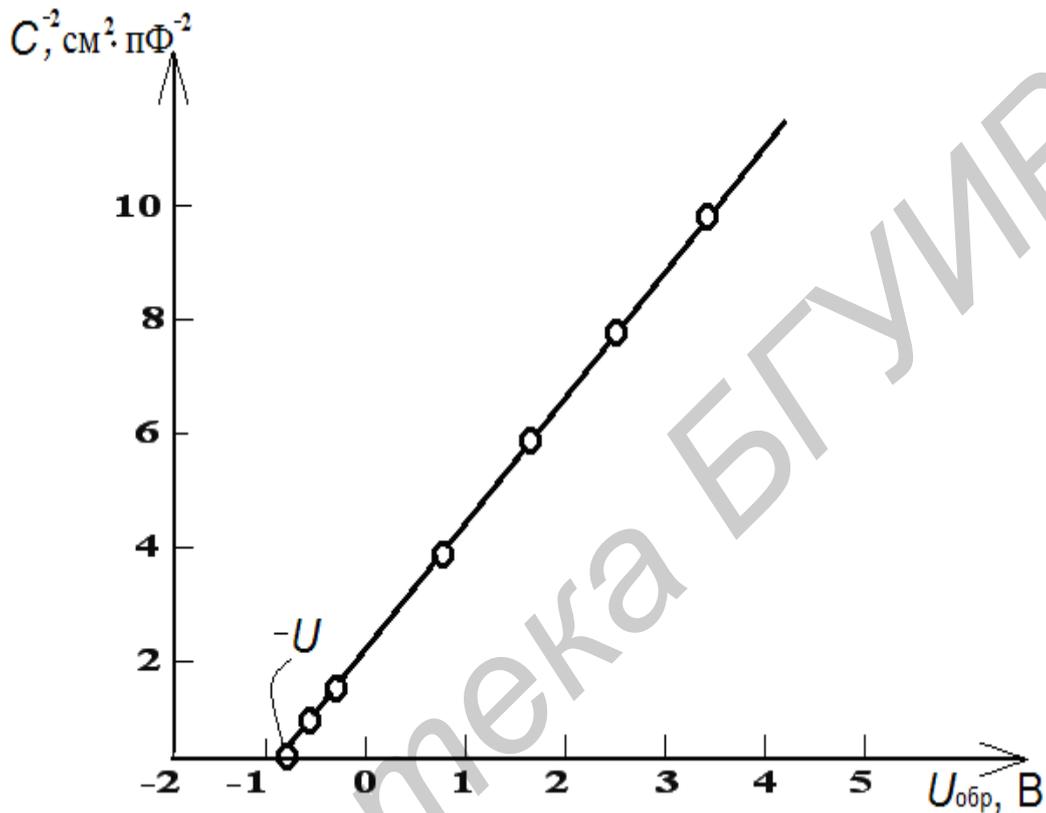


Рис. 2.6. Метод вольт-фарадных характеристик

Высота барьера определяется по формуле

$$\varphi_B = U + kT/q. \quad (2.7)$$

### Применение контакта Шоттки в электронике

Работа контакта Шоттки основана на переносе основных носителей. При прямом смещении электроны из полупроводника переходят в металл. Их энергия на  $q\varphi_B$  больше энергии электронов в металле. Электроны из полупроводника быстро (примерно в  $10^{-12}$  с) теряют на соударениях свою избыточную энергию и не могут возвратиться в полупроводник. В контакте не происходит накопление заряда неосновных носителей (обуславливающего снижение быстродействия в  $p-n$ -переходах), поэтому они особенно

перспективны для применения в качестве сверхбыстродействующих импульсных смесительных анодов СВЧ диапазона ( $f = 100\text{--}200$  ГГц).

Наиболее широкое применение контакт с барьером Шоттки нашел при изготовлении полевых транзисторов с барьером Шоттки (ПТБШ) на таком полупроводнике, как арсенид галлия. На изолирующей подложке выращен слой арсенида галлия  $n$ -типа, на котором изготовлены омические контакты истока и стока (рис. 2.7).

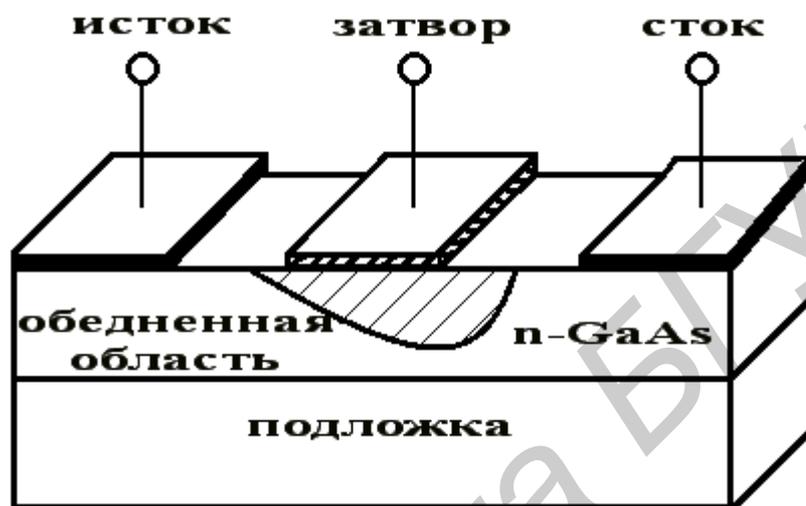


Рис. 2.7. Конструкция полевого транзистора с барьером Шоттки

В качестве затвора Шоттки используется узкая полоса из напыленного на поверхность полупроводника металла. Затвор расположен между контактами истока и стока, на которые подаются напряжения  $U_{\text{И}}$  и  $U_{\text{С}}$ . Если к затвору приложить отрицательное напряжение ( $-U_{\text{З}}$ ), то под контактом образуется обедненная область, в которой электроны практически отсутствуют, причем толщина области меняется в зависимости от приложенного к затвору напряжения. Соответственно будет изменяться и ток, идущий от истока к стоку, т. е. можно достичь эффекта усиления сигнала, приложенного к затвору.

## МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение характеристики контакта Шоттки осуществляется с помощью специального стенда (рис. 2.8). Диапазон измеряемых токов через контакт составляет от 1 мА до 100 мкА. Измерение напряжения на контакте осуществляется цифровым вольтметром В7-27. Измерения осуществляются с использованием диодов Шоттки или тестовых структур. В таких структурах площадь контакта Шоттки составляет  $0,64 \text{ мм}^2$ . Полупроводником является

арсенид галлия *n*-типа или кремний, в качестве металла контакта Шоттки используется алюминий и титан соответственно.

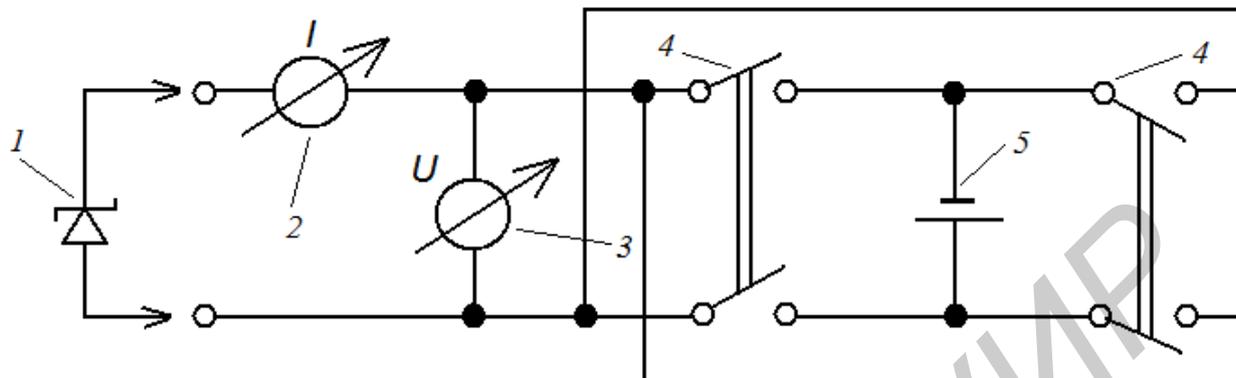


Рис. 2.8. Схема стенда для измерения характеристик контакта:

1 – диод Шоттки; 2 – измеритель тока; 3 – вольтметр В7-27; 4 – переключатели полярности напряжения; 5 – источник постоянного напряжения

В работе необходимо снять вольт-амперную характеристику контакта, определить  $\phi_B$ ,  $n$  и  $U_{обр}$ .

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Получить у лаборанта диод Шоттки или тестовую структуру и подсоединить их к измерительному стенду.

2. Поставить переключатель 4 в положение «Прямая ветвь ВАХ». Измерить токи через контакт металл–полупроводник в зависимости от приложенного напряжения. Напряжение должно варьироваться от 0 до 1,5 В с шагом 0,1 В.

3. Поставить переключатель 4 в положение «Обратная ветвь ВАХ». Измерить токи через контакт металл–полупроводник в зависимости от приложенного напряжения. Напряжение должно варьироваться от 0 до  $U_{обр}$  с шагом 1 В.  $U_{обр}$  – это обратное напряжение, при котором ток через контакт достигает значения 50 мкА.

4. Построить по экспериментальным значениям ВАХ контакта.

5. Построить в полулогарифмическом масштабе прямую ветвь ВАХ.

6. По методике, представленной на рис. 2.5, определить ток насыщения  $I_0$  и коэффициент идеальности  $n$ .

7. По формуле (2.5) рассчитать высоту барьера контакта.

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Цель работы.
2. Основные расчетные формулы.
3. Схема измерения характеристик контакта.
4. График ВАХ контакта.
5. Результаты расчетов  $\varphi_{\text{В}}$ ,  $n$ ,  $U_{\text{обр}}$ .
6. Анализ полученных результатов, выводы.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Каков механизм образования потенциального барьера?
2. От чего зависит высота барьера?
3. Какие существуют механизмы токопереноса через контакт металл–полупроводник?
4. Что такое показатель идеальности?
5. Какие методы определения  $\varphi_{\text{В}}$  и  $n$  вы знаете?
6. В чем заключаются преимущества контактов с барьером Шоттки перед  $p$ - $n$ -переходами?
7. Каковы области применения контактов с барьером Шоттки?
8. В чем состоит принцип работы полевого транзистора с барьером Шоттки на арсениде галлия?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зи, С. М. Физика полупроводниковых приборов / С. М. Зи. – М. : Мир, 1984. – 456 с.
2. Родерик, Э. Х. Контакты металл–полупроводник / Э. Х. Родерик. – М. : Радио и связь, 1982. – 208 с.
3. Ланин, В. Л. Формирование токопроводящих контактных соединений в изделиях электроники / В. Л. Ланин, А. П. Достанко, Е. В. Телеш. – Минск : Изд. центр БГУ, 2007. – 574 с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА И КИНЕТИКИ ПРОЦЕССА ИОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

**Цель работы:** изучение основных закономерностей процесса ионного распыления материалов и исследование основных кинетических характеристик ионно-лучевого распыления.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Ионным распылением (иногда называют «катодное распыление») материалов называется процесс бомбардировки мишени из распыляемого материала быстрыми ионами, в результате чего с поверхности мишени выбиваются атомы и осаждаются на расположенные вблизи подложки. Ионная бомбардировка сопровождается эмиссией с поверхности вещества различного рода частиц. Это в первую очередь атомы вещества, электроны (ионно-электронная эмиссия), частицы, входящие в состав бомбардирующего ионного пучка (обратное рассеяние ионов), и, наконец, фотоны (ионолюминесценция).

Для описания процесса ионного распыления предлагается несколько моделей, основанных на двух механизмах. Согласно первому механизму распыленные атомы возникают в результате сильного локального разогрева поверхности мишени самим падающим ионом (модель «горячего пятна») либо быстрой вторичной частицей (модель «теплового клина»). Второй механизм состоит в передаче импульса падающего иона атомам решетки материала мишени, которые в свою очередь могут передавать импульс атомам решетки, вызвав тем самым каскад столкновений (модель столкновений).

На рис. 3.1 представлена схема механизма распыления мишени. В случае, когда поверхностный атом получит энергию, достаточную для разрыва связи с ближайшими соседями, и направление этого импульса к поверхности, то атом мишени перейдет в паровую фазу. Ионное распыление начинается в тот момент, когда энергия ионов становится больше некоторого значения пороговой энергии распыления  $E_{\text{пор}}$ . Чтобы оторвать атом от поверхности вещества, необходимо затратить энергию (пороговая энергия смещения  $E_{\text{см}}$ ). Значение  $E_{\text{см}}$  лежит в интервале  $(1,6-4,8) \cdot 10^{-8}$  Дж, что

составляет 10–30 эВ. Если для вещества известно  $E_{\text{см}}$ , то легко определить пороговую энергию распыления:

$$E_{\text{пор}} = \frac{(M_1 + M_2)^2}{2M_1M_2} E_{\text{см}}, \quad (3.1)$$

где  $M_1$  – масса иона;

$M_2$  – масса атома вещества мишени.

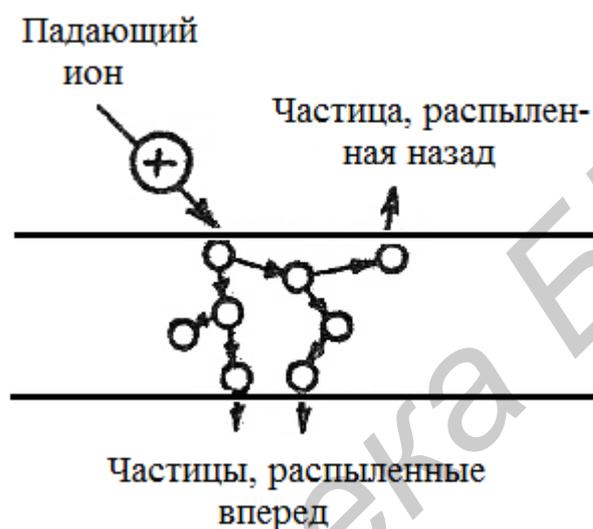


Рис. 3.1. Схема механизма распыления мишени

Для ионов  $\text{Ag}^+$ , распыляющих поверхность, значения  $E_{\text{пор}}$  колеблются в зависимости от вещества мишени в интервале 7–40 эВ.

Следует отметить, что при энергии выше определенного значения (назовем ее энергией имплантации ионов) распыление отсутствует из-за относительно глубокого внедрения бомбардирующего иона в мишень. Вся энергия в этом случае расходуется на радиационные искажения решетки мишени.

Основной характеристикой ионного распыления является коэффициент распыления  $S$  – число атомов, выбиваемых из мишени одним падающим ионом. Коэффициент распыления не является обычно целым числом и должен рассматриваться как среднестатистическое значение. В соответствии с определением

$$S = \frac{N_A}{N_0}, \quad (3.2)$$

где  $N_A$  – число распыленных атомов вещества;

$N_0$  – число бомбардирующих ионов.

Коэффициент распыления находится в корреляционной зависимости от многих параметров (около двадцати). Основными из них являются:

- энергия ионов  $E_i$ ;
- заряд и масса ионов  $Z_i$  и  $M_i$  соответственно;
- угол падения ионов  $\alpha$ ;
- кристаллографическая ориентация материала мишени;
- шероховатость, температура мишени;
- величина импульса иона;
- энергия связи атомов вещества с поверхностью;
- плотность тока ионов на мишени;
- величина дозы облучения мишени;
- вид материала мишени;
- давление газа в вакуумной камере.

Коэффициент распыления, согласно теории Зигмунда, сложным образом зависит от кинетической энергии ионов (3.4). На рис. 3.2 представлена зависимость величины  $S$  от энергии бомбардирующих ионов.

При энергиях, лежащих ниже порогового значения, не происходит сколь-нибудь существенного распыления. При возрастании энергии падающих частиц выше этого уровня величина  $S$  растет суперлинейно, потом линейно, проходит широкий максимум в области килоэлектронвольт и начинает медленно спадать при достаточно больших энергиях, в области которых наблюдается не распыление материала мишени, а имплантация (внедрение) ионов в мишень.

Исходя из предположения, что основной вклад в процесс распыления вносит первое столкновение иона с атомом мишени, была предложена простая формула для расчета величины  $S$ :

$$S = K \frac{M_1 M_2 E_i}{\lambda (M_1 + M_2)^2}, \quad (3.3)$$

$$\text{где } \lambda - \text{средняя длина свободного пробега } (\lambda = \frac{1}{\pi n_0 d^2}); \quad (3.4)$$

$K$  – коэффициент, характеризующий физическое состояние мишени;

$M_1$  и  $M_2$  – массы иона и атома мишени соответственно;

$E_i$  – энергия иона;

$d$  – диаметр столкновения иона и атома;

$n_0$  – концентрация атомов в мишени.

Значение  $K$  определяется путем сравнения расчетной кривой с экспериментальными данными.

Зигмундом была предложена полуэмпирическая формула для расчета коэффициента распыления:

$$S = \frac{20}{E_{\text{св}}} Z_1^2 Z_2^2 \frac{M_1}{M_2} \frac{E_i}{(E + 50Z_1 Z_2)^2}, \quad (3.5)$$

где  $E_{\text{св}}$  – энергия связи поверхностных атомов мишени;

$Z_1$  и  $Z_2$  – заряды иона и атома мишени соответственно.

Для технологии ионного распыления интересно знать зависимости коэффициента распыления от различных параметров процесса, т. к. от величины  $S$  зависит и скорость нанесения пленок ( $V_H$ ):

$$V_H = 10^{-5} j S M_2 / \rho, \text{ нм/с}, \quad (3.6)$$

где  $j$  – плотность тока падающего ионного потока;

$\rho$  – плотность материала мишени.

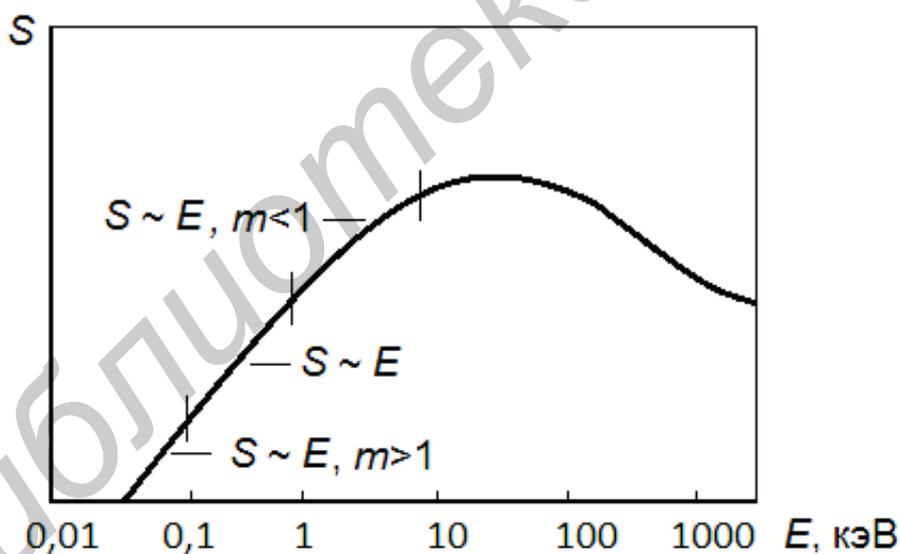


Рис. 3.2. Зависимость коэффициента распыления от энергии бомбардирующих ионов

На рис. 3.3 представлена зависимость величины  $S$  для некоторых металлов от энергии ионов. Для ионов с энергией 0,5–6 кэВ коэффициент распыления линейно зависит от энергии, т. е.  $S = \kappa E$ , а для  $E > 6$  кэВ линейность нарушается.

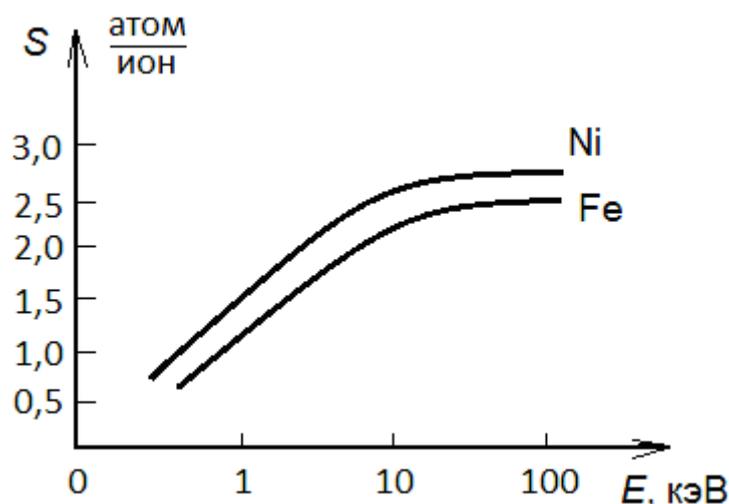


Рис. 3.3. Зависимости коэффициента распыления некоторых металлов от энергии бомбардирующих ионов

Если распыление мишени производится ионным пучком, то наблюдается сильная зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов (рис. 3.4). Для многих материалов зависимость  $S$  от угла падения  $\alpha$ , может быть записана в виде

$$S(\alpha) = S(0) \cos \alpha, \quad (3.7)$$

где  $S(0)$  – коэффициент распыления при нормальном падении ионов.

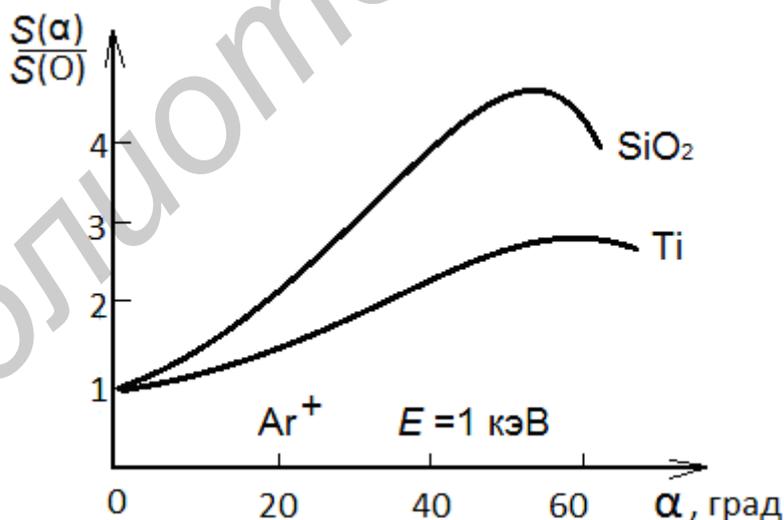


Рис. 3.4. Зависимость коэффициента распыления от угла падения бомбардирующих ионов

Рост  $S$  при увеличении угла падения ионов  $\alpha$  объясняется тем, что при  $\alpha \neq 0$  длина пробега и число столкновений иона с атомами в приповерхностном слое мишени возрастает в  $1/\cos \alpha$  раз.

Зависимость величины  $S$  от температуры мишени может быть довольно сложной. Она зависит от того, как изменяется структура мишени с увеличением температуры. Поскольку на структуру мишени при этом начинает влиять отжиг дефектов, который восстанавливает повреждения решетки, производимые падающим ионом до того, как в это место попадает следующий ион, то температура может снижать величину  $S$ . Если же повышение температуры мишени влечет за собой фазовые превращения, как, например, в железе при  $906\text{ }^{\circ}\text{C}$  ОЦК-решетка переходит в ГЦК, то характер зависимости  $S$  от  $T$  может при этом измениться.

Угловое распределение распыленных частиц очень часто имеет первостепенное значение для практических целей получения качественных тонких пленок. В отличие от процесса испарения угловое распределение при катодном распылении не подчиняется строго закону косинуса. Только при распылении аморфных или поликристаллических мишеней распределение выбитых атомов по углам вылета с поверхности близко к косинусоидальному. При распылении монокристаллических мишеней картина несколько иная (рис. 3.5).

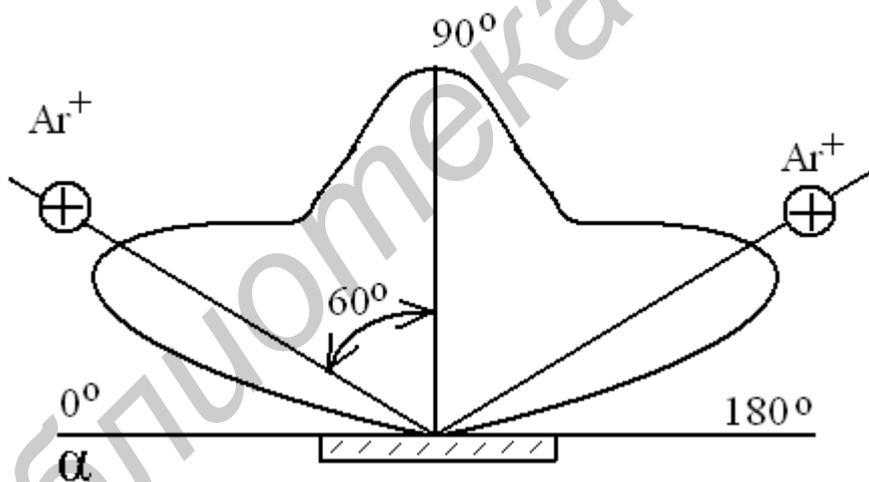


Рис. 3.5. Распределение распыленных частиц, выбитых из монокристалла Мо

В распределении выбитых атомов по углам вылета появляются направления, в которых число выбитых атомов больше, чем в других. Установлено, что в направлении наиболее плотной упаковки атомов в кристаллической решетке наблюдается преимущественное распыление атомов. Это можно объяснить следующим образом: вдоль направления плотной упаковки атомов существует возможность фокусировки импульса иона (образование так называемого «фокусона»).

Давление в вакуумной камере складывается из парциальных давлений рабочего и остаточных газов. Присутствие остаточных газов, обычно химически активных (кислород, азот, пары воды, вакуумных масел), снижает коэффициент распыления вследствие образования на поверхности образца пленок химических соединений, особенно оксидов.

Распыляемые атомы мишени, испытывая столкновения с молекулами или атомами рабочего газа, могут возвращаться на мишень. Обратное рассеяние существенно, когда масса распыленного атома меньше массы газовой частицы. Обратная диффузия возрастает с ростом давления рабочего газа. Например, при давлениях более 1–1,2 Па величина  $S$  уменьшается.

Плотность ионного тока на мишень не может прямо влиять на коэффициент распыления, но при низких плотностях тока ( $j < 100$  мкА/см<sup>2</sup>) может наблюдаться снижение  $S$  из-за наличия хемосорбированных газов, которые затрудняют распыление.

Состояние поверхности мишени (кристаллографическое и химическое) сильно сказывается на коэффициенте распыления в начале процесса, но при длительном распылении, когда раскрыты внутренние участки объема мишени и нет нерегулярного воздействия остаточных газов, это влияние ослабевает.

Экспериментально установлена зависимость величины  $S$  от атомного номера элемента материала мишени. На величину  $S$  существенное влияние оказывает также масса распыляющих ионов. Коэффициенты распыления максимальны для ионов инертных газов и минимальны для элементов, расположенных в центральных столбцах периодической системы (Al, Ti, Zr, Hf и редкоземельные элементы). Весьма интересным является тот факт, что коэффициенты распыления изменяются значительно сильнее в зависимости от природы ионов (в сто и более раз), чем в зависимости от природы атомов мишени (в 10 раз). Коэффициент распыления может достигать довольно высоких значений. Так для пары Al–Hg<sup>+</sup> он составляет 50 атом/ион.

В технологии очень часто встречаются не только с распылением простых мишеней. Процесс распыления сплавов, а также соединений более сложен, чем распыление мишеней из простых веществ. Кинетическая энергия бомбардирующих ионов неодинаково распределяется между компонентами сложной мишени. В результате происходит преимущественное распыление какого-либо компонента и, следовательно, нарушается стехиометрия состава распыляемой поверхности мишени за счет обеднения ее хорошо распыляемым элементом.

Распыление сплавов и соединений имеет особое значение, т. к. способность переносить сложный по составу материал с мишени на

поверхность подложки является основным преимуществом ионных методов нанесения тонких пленок по сравнению с другими методами. Стехиометрия состава пленок сохраняется даже в случае распыления материалов, состоящих из компонентов с сильно различающимися парциальными коэффициентами распыления. Единственное требование для обеспечения заданной стехиометрии пленок – хорошее охлаждение мишени для исключения диффузии компонентов из объема. Поток распыленного материала с установившейся стехиометрией по составу компонентов формируется следующим образом. Поверхность мишени обедняется ионами с высоким коэффициентом распыления до количества, компенсирующего различие в скоростях распыления различных компонентов. Если диффузия не обеспечивает пополнение из объема поверхности обедненным компонентом, состав будет установившимся, постоянным. Если коэффициенты распыления всех компонентов близки, то установившееся состояние достигается после удаления всего лишь нескольких слоев. Если через  $S_A$ ,  $K_A$ ,  $C_A$  обозначить соответственно коэффициент распыления, поверхностную концентрацию и объемную концентрацию компонента  $A$ , а через  $S_B$ ,  $K_B$ ,  $C_B$  – компонента  $B$ , то установление равновесия поверхностной концентрации можно охарактеризовать соотношением

$$S_A K_A / S_B K_B = C_A / C_B. \quad (3.8)$$

Из него следует, что распыление компонентов будет происходить со скоростями, пропорциональными объемным концентрациям их в материале. Таким образом, при распылении многокомпонентных материалов могут быть обеспечены условия для получения пленок требуемого состава.

Как отмечалось, состав распыленных частиц при ионном распылении складывается из атомов и ионов основного вещества, ионов, атомов и молекул примесей и газов, содержащихся в мишени, химических соединений материала мишени, рабочего и остаточного газов. Так, при распылении тантала обнаружено, что основная часть (94 %) распыленных частиц является нейтральными атомами металла и около 1 % составляют положительные ионы  $Ta^+$ ,  $TaN^+$ ,  $TaO^+$ ,  $TaO_2^+$ ,  $Ta_2O^+$ ,  $Ta_2O_2^+$ . Надо отметить, что по сравнению с термическим испарением количество ионизованных частиц чрезвычайно велико.

Энергетический спектр распыленных атомов и ионов металла определяется условиями распыления: природой и энергией первичных ионов, природой распыляемого металла и углом вылета атомов из мишени. Величина

энергии распыленных частиц колеблется от 0,5 до 200 эВ со средним значением порядка 5 эВ, что в терминах температуры для частиц соответствует 58 000 °С.

На рис. 3.6 представлены энергетические спектры атомов Ag и Zr, распыляемых ионами криптона с энергией 1200 эВ.

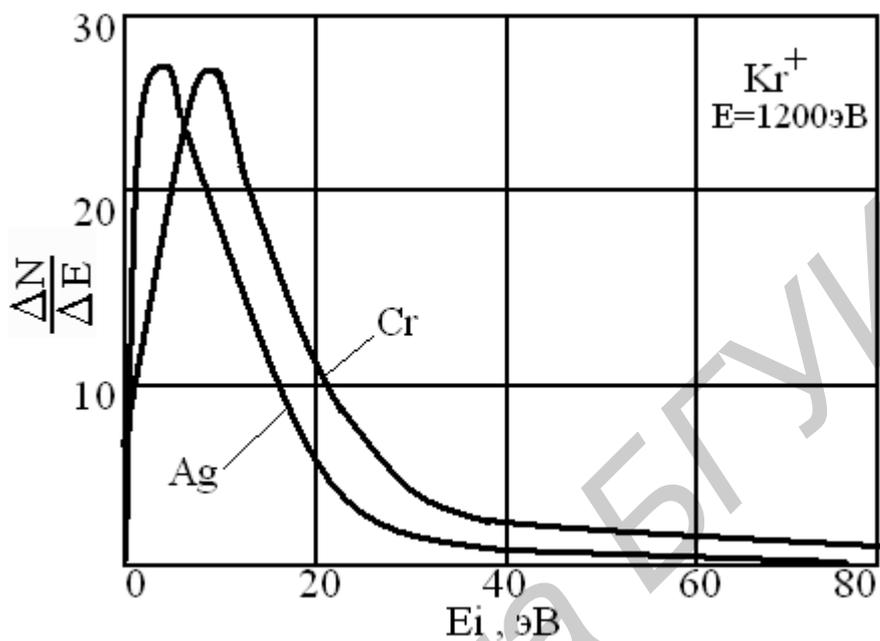


Рис. 3.6. Энергетические спектры атомов Ag и Zr, распыляемых ионами криптона с энергией 1200 эВ

Таким образом, основными особенностями конденсации пленок, наносимых ионным распылением, являются повышенная кинетическая энергия атомов и относительно высокое содержание заряженных частиц и ионов инертного газа в общем потоке. Кинетика конденсации пленки при этом имеет следующие особенности. Вследствие значительной энергии конденсирующихся атомов их подвижность на подложке высокая, что способствует увеличению плотности центров зародышеобразования и уменьшению размеров кристаллов, при этом пленка становится сплошной при меньшей толщине по сравнению с методом термического нанесения. Увеличение плотности центров зародышеобразования происходит также вследствие возникновения радиационных дефектов в поверхностном слое подложки. Осажденные пленки обладают высокой адгезией к подложке, т. к. энергия осаждаемых атомов достаточна для образования хемосорбционных связей.

Для конденсации пленок при ионном распылении характерно также повышенное содержание в их составе атомов примесных остаточных газов.

Благодаря ионизации атомы этих газов интенсивно проникают в пленку вещества и замуровываются или адсорбируются в ней.

## ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Среди различных технологических устройств, применяющихся для ионного распыления материалов, все более широкое применение в последнее время получают ионно-лучевые устройства, позволяющие формировать автономный ионный пучок, который создается в отдельном замкнутом устройстве – ионном источнике. В ионно-лучевом распылении эффективно контролируются практически все физические параметры процесса. В данной работе используется ионный источник типа ускорителя с анодным слоем (УАС). Упрощенная схема источника представлена на рис. 3.7.

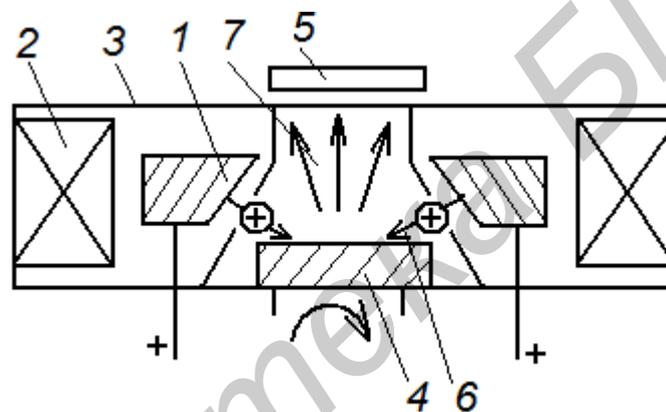


Рис. 3.7. Упрощенная схема ионного источника типа УАС:

- 1 – анод; 2 – соленоид; 3 – полюсные наконечники;  
4 – мишень; 5 – подложка; 6 – ионный пучок;  
7 – поток распыленного материала

Основными параметрами, характеризующими процесс работы такого источника, являются: ток соленоида, ток разряда, ток мишени  $I_M$ , напряжение на аноде  $U_A$ , рабочее давление. Средняя энергия ионов в пучке связана с анодным напряжением формулой

$$E = (0,5 - 0,7)U_A. \quad (3.9)$$

Угол падения ионного конического пучка на мишень составляет  $60^\circ$ .

В работе будет исследовано распыление мишеней из различных металлов (Cu, Ni, Al и др.). При этом будет варьироваться энергия ионов и ионный ток на мишени.

Формирование покрытий будет осуществляться на модернизированной установке вакуумного напыления УРМ 3.279.017. Общий вид установки представлен на рис. 3.8, *а*.

В качестве ионного источника использовался двухлучевой плазменный ускоритель с анодным слоем. Он позволяет формировать два независимых пучка ионов: из верхней ступени в виде полого цилиндра и конусообразный – из нижней ступени. Первый пучок предназначен для ионной очистки и бомбардировки, второй – для распыления мишени. Ионный источник смонтирован в подколпачном объеме вакуумной установки. Внешний вид подколпачного объема изображен на рис. 3.8, *б*. Вакуумный объем откачивается диффузионным насосом до вакуума  $4 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

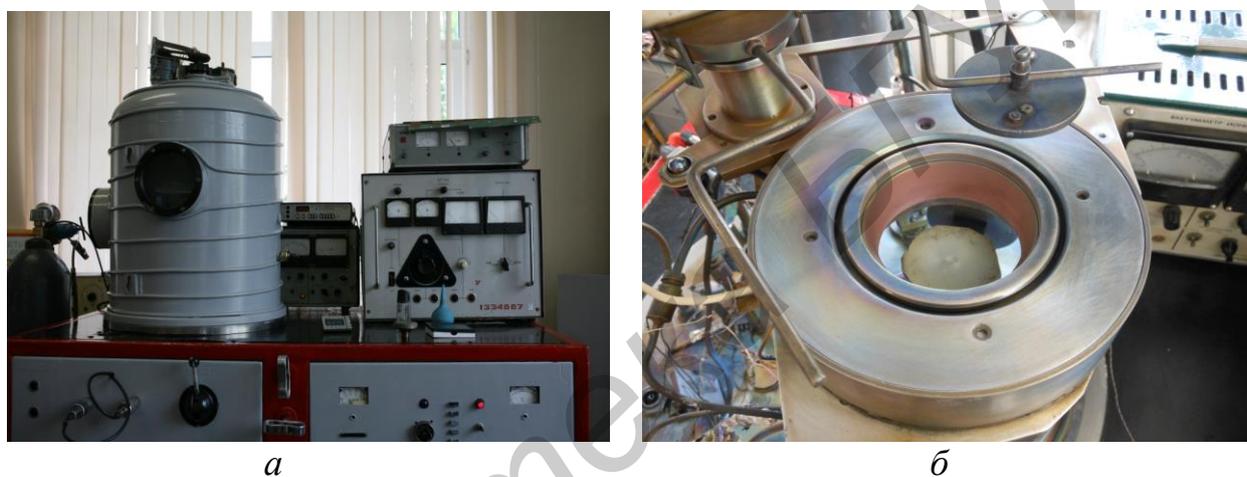


Рис. 3.8. Внешний вид установки вакуумного напыления УРМ 3.279.017 (*а*) и внешний вид подколпачного объема (*б*)

Толщина пленок измеряется с помощью микроскопа-интерферометра МИИ-4. Это бесконтактный оптический прибор, предназначенный для изучения микрогеометрии поверхности объектов на основе метода двухлучевой интерференции света. Интерференционную картину можно наблюдать как в белом, так и в монохроматическом свете. На рис. 3.9 показан внешний вид МИИ-4.



Рис. 3.9. Микроинтерферометр МИИ-4

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Получить у лаборанта подложку из кремния и металлическую мишень. Измерить размер мишени (диаметр или длину и ширину) с помощью линейки.
2. С помощью пинцета закрепить подложку на подложкодержателе.
3. Закрепить подложкодержатель на карусели, а мишень – на мишенедержателе.

4. После достижения вакуума в камере не хуже  $4 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. осуществить напыление металлической пленки на подложку в течение заданного преподавателем времени. В процессе напыления контролировать ускоряющее напряжение и ток на мишени по приборам на блоке питания БП-94.

*Примечание.* Процесс откачки вакуумной камеры и напыления должен проводиться инженером или лаборантом.

5. После завершения напыления напустить воздух в камеру и извлечь подложку с нанесенной металлической пленкой.

6. С помощью микроскопа интерферометра МИИ-4 измерить толщину металлической пленки и рассчитать скорость нанесения.

7. Рассчитать коэффициент распыления металла мишени, используя формулу (3.6).

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Введение (постановка задачи и определение цели работы).
2. Основные теоретические сведения.
3. Упрощенная схема ионного источника.
4. Таблица экспериментальных данных с результатами расчетов.
5. Анализ полученных результатов.
6. Выводы.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается механизм ионного распыления?
2. Как определить пороговую энергию распыления?
3. Что такое коэффициент распыления?
4. От каких параметров зависит величина коэффициента распыления?
5. Чем отличается процесс распыления аморфных и монокристаллических мишеней?
6. Каковы основные особенности конденсации пленок при ионном распылении?
7. В чем заключаются особенности кинетики конденсации пленок при ионном распылении?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Физическое распыление одноэлементных твердых тел / пер. с англ; под ред. Р. Бериша. – М. : Мир, 1984. – 336 с.
2. Вендик, О. Г. Корпускулярно-фотонная технология / О. Г. Вендик, Ю. Н. Горин, В. З. Попов. – М. : Высш. шк., 1984. – 239 с.
3. Ивановский, Г. Ф. Ионно-плазменная обработка материалов / Г. Ф. Ивановский, В. И. Петров. – М. : Радио и связь, 1986. – 232 с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ

**Цель работы:** изучение механизма возникновения плазменного разряда, исследование вольт-амперных характеристик тлеющего разряда, исследование влияния давления, расстояния между электродами и напряжения на параметры плазменного разряда.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Плазма – состояние вещества, при котором в веществе присутствуют электроны, ионы, нейтральные атомы и молекулы. Газ переходит в состояние плазмы, если некоторые из составляющих его атомов (молекул) лишились одного или нескольких электронов, т. е. превратились в положительные ионы.

Основные характеристики плазмы: температура, плотность (число свободных электронов (ионов) в единице объема), степень ионизации (отношение числа ионизованных частиц к общему числу частиц), квазинейтральность (плотность отрицательных зарядов равна плотности положительных зарядов). Плазма также характеризуется ярким свечением.

Для получения плазмы используют электрический газовый разряд. Газовый разряд представляет собой газовый промежуток, к которому приложена разность потенциалов. В промежутке образуются заряженные частицы, которые движутся в электрическом поле, т. е. создают ток. Для поддержания тока в плазме нужно, чтобы отрицательный электрод (катод) испускал в плазму электроны. Эмиссию электронов с катода можно обеспечивать различными способами, например: нагреванием катода до достаточно высоких температур (термоэмиссия), облучением катода каким-либо коротковолновым излучением (рентгеновские лучи,  $\gamma$ -излучение), способным выбивать электроны из металла (фотоэффект). Такой разряд, создаваемый внешними источниками, называется несамостоятельным.

К самостоятельным разрядам относятся искровой, дуговой и тлеющий разряды, которые принципиально отличаются друг от друга по способам образования электронов у катода или в межэлектродном промежутке.

**Искровой разряд.** Если постепенно увеличивать напряжение между двумя электродами, находящимися в атмосферном воздухе и имеющими такую форму, что электрическое поле между ними не слишком сильно отличается от

однородного (например, два плоских электрода с закругленными краями или два достаточно больших шара), то при некотором напряжении возникает электрическая искра. Она имеет вид ярко светящегося канала, соединяющего оба электрода.

Электрическая искра возникает в том случае, если электрическое поле в газе достигает некоторого определенного значения  $E_k$  (критическая напряженность поля или напряженность пробоя), которое зависит от рода газа и его состояния. Чем больше расстояние между электродами, тем большее напряжение между ними необходимо для наступления искрового пробоя газа. Это напряжение называется напряжением пробоя.

Возникновение пробоя объясняется следующим образом. В газе всегда есть некоторое число ионов и электронов, возникающих от случайных причин. Однако, число их настолько мало, что газ практически не проводит электричества. При достаточно большой напряженности поля кинетическая энергия, накопленная ионом в промежутке между двумя соударениями, может оказаться достаточной, чтобы ионизировать нейтральную молекулу при соударении. В результате образуется новый электрон и положительно заряженный остаток – ион. Механизм лавинной ионизации показан на рис. 4.1.

Такой процесс ионизации называют ударной ионизацией, а ту работу, которую нужно затратить, чтобы произвести отрыв электрона от атома – работой ионизации. Работа ионизации зависит от строения атома и поэтому различна для разных газов.

Образовавшиеся под влиянием ударной ионизации электроны и ионы увеличивают число зарядов в газе, причем в свою очередь они приходят в движение под действием электрического поля и могут произвести ударную ионизацию новых атомов. Таким образом, процесс усиливает сам себя и ионизация в газе быстро достигает очень большой величины. Явление аналогично снежной лавине, поэтому этот процесс был назван ионной лавиной.

Образование ионной лавины и есть процесс искрового пробоя, а то минимальное напряжение, при котором возникает ионная лавина, есть напряжение пробоя.

Таким образом, при искровом пробое причина ионизации газа заключается в разрушении атомов и молекул при соударениях с ионами (ударная ионизация). Величина  $E_k$  увеличивается с увеличением давления.

При малой длине разрядного промежутка искровой разряд вызывает специфическое разрушение анода, называемое эрозией. Это явление было использовано в электроискровом методе резки, сверления и других видах точной обработки металла.

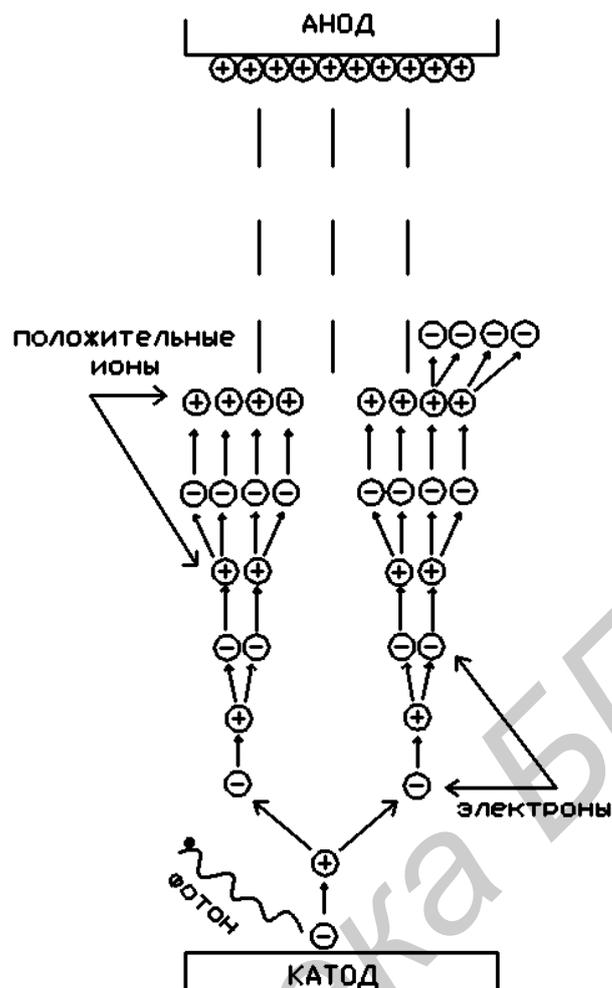


Рис. 4.1. Механизм лавинной ионизации при искровом разряде

**Дуговой разряд.** В настоящее время электрическую дугу, горящую при атмосферном давлении, чаще всего получают между специальными угольными электродами, изготовленными прессованием порошкообразного графита и связующих веществ (дуговые угли). Наиболее горячим местом дуги является углубление, образующееся на положительном электроде и называемое кратером дуги.

Дуговой разряд возможен между тугоплавкими металлическими электродами, с этим связаны многочисленные практические применения плазмы дугового разряда в электродуговых печах для плавки высококачественных сталей, при электросварке металлов, а также в генераторах непрерывной плазменной струи – так называемых плазмотронах.

Установлено, что хорошая электропроводность дуги поддерживается за счет высокой температуры отрицательного электрода из-за интенсивной термоэлектронной эмиссии. Дуговой разряд возникает во всех случаях, когда

вследствие разогревания катода основной причиной ионизации газа становится термоэлектронная эмиссия.

**Тлеющий разряд.** Различные формы холодного или тлеющего разряда создаются в вакуумной камере при низких давлениях и напряжениях около 1 кВ. В этом случае катод испускает электроны по механизму так называемой автоэлектронной эмиссии, когда электрическое поле у поверхности катода просто вытягивает электроны из металла.

Сам процесс ионизации в плазме газового разряда неразрывно связан с прохождением тока и носит характер ионизационной лавины. Это означает, что появившиеся в газовом промежутке электроны за время свободного пробега ускоряются электрическим полем и перед столкновением с очередным атомом набирают энергию, достаточную для того, чтобы ионизовать атом, т. е. выбить еще один электрон. Таким способом происходит размножение электронов в разряде и установление стационарного тока.

Если к электродам, находящимся в вакуумной камере, приложить постоянное напряжение в несколько сот вольт и затем постепенно откачивать воздух из камеры, то наблюдаются следующие явления. При атмосферном давлении приложенное напряжение недостаточно для пробоя газа и камера остается темной. При уменьшении давления газа (около 5,3–6,7 кПа) в некоторый момент в камере возникнет разряд, имеющий вид светящегося шнура, соединяющего анод и катод. При дальнейшем уменьшении давления (около 1,3 Па) этот шнур расширяется, а свечение вблизи катода ослабевает.

При давлениях газа порядка 1–100 Па разряд имеет вид, как показано на рис. 4.2.

Непосредственно к катоду прилегает тонкий светящийся слой (первое катодное свечение, или катодная пленка), за которым следует темный слой, получивший название катодного темного пространства. Это темное пространство затем переходит в светящийся слой (тлеющее или отрицательное свечение), который имеет резкую границу со стороны катода и постепенно исчезает со стороны анода. Темное пространство возникает из-за рекомбинации электронов с положительными ионами. За тлеющим свечением наблюдается опять темный промежуток, называемый вторым или фарадеевым темным пространством. Указанные части называются катодными частями разряда. За вторым темным пространством лежит светящаяся область, простирающаяся до анода, или положительный столб. В некоторых случаях этот столб распадается на ряд слоев, или страт.

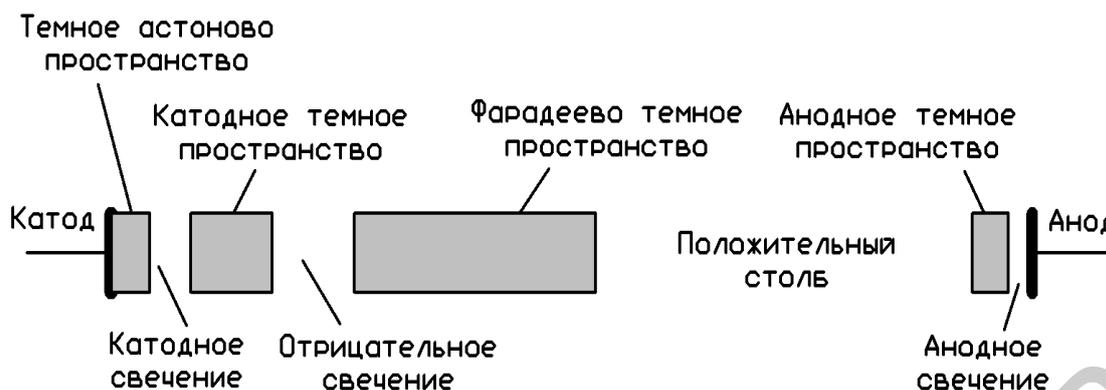


Рис. 4.2. Структура тлеющего разряда

Положительные ионы, образующиеся в результате ионизации электронными ударами (в тлеющем свечении и в положительном столбе), движутся к катоду и, проходя через область катодного падения потенциала, приобретают значительную энергию. Под действием интенсивной бомбардировки быстрыми положительными ионами (а также вследствие фотоэффекта, вызванного излучением разряда) с катодом вылетают электроны, которые движутся к аноду. Эти электроны в области катодного падения потенциала сильно ускоряются и при последующих соударениях с атомами газа их ионизируют. В результате опять появляются положительные ионы, которые, снова устремляясь на катод, производят новые электроны и т. д. Таким образом, основными процессами, поддерживающими разряд, являются ионизация электронными ударами в объеме и вторичная электронная эмиссия на катоде.

При нанесении тонких пленок используют два метода генерации потока частиц в вакууме: термическое испарение и ионное распыление.

Тлеющий разряд используют для ионного распыления металлов (получение проводящих слоев изделий микроэлектроники), т. к. вещество катода в тлеющем разряде постепенно переходит в парообразное состояние и оседает в виде металлической пленки на подложках. Важным фактором, определяющим эксплуатационные особенности и конструкции установок ионного распыления, является способ генерации ионов, бомбардирующей мишень. В соответствии с этим установки ионного распыления оснащаются простой двухэлектродной (диодной) и магнетронной системами.

*Диодная система.* Между катодом и анодом поддерживается тлеющий разряд. Ионы генерируются ударной ионизацией атомов инертного газа ускоренными электронами. Ионы ускоряются электрическим полем и бомбардируют катод (мишень) (рис. 4.3).

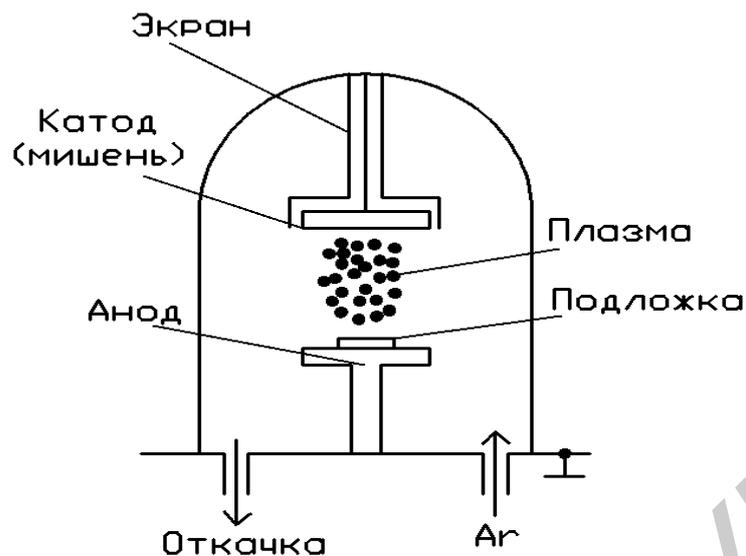


Рис. 4.3. Диодная система ионного распыления

*Магнетронная система.* Между катодом и анодом зажигается тлеющий разряд. В скрещенном электрическом и магнитном полях электроны прижимаются к поверхности мишени, многократно ионизируя атомы аргона (рис. 4.4).

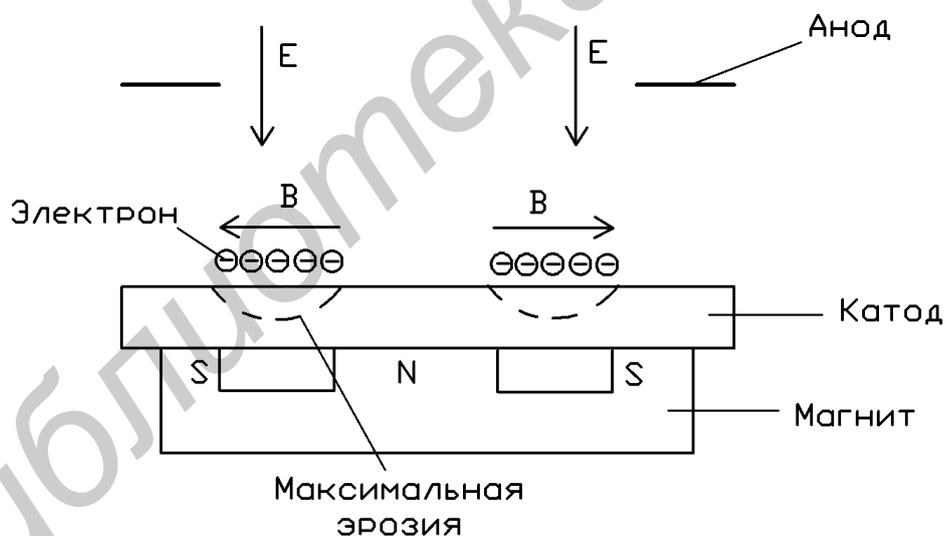


Рис. 4.4. Магнетронная система ионного распыления

Тлеющий разряд может использоваться для модификации (например упрочнения) поверхности стальных деталей. Она заключается в том, что в плазме тлеющего разряда происходит образование ионов (азота, углерода), которые под действием высокого напряжения, приложенного между плазмой и деталью, получают энергию, достаточную для внедрения в поверхностный слой металла и образования соединений (нитридов, карбидов), способствующих

упрочнению поверхности детали. В этом случае вольт-амперная характеристика имеет вид, представленный на рис. 4.5.

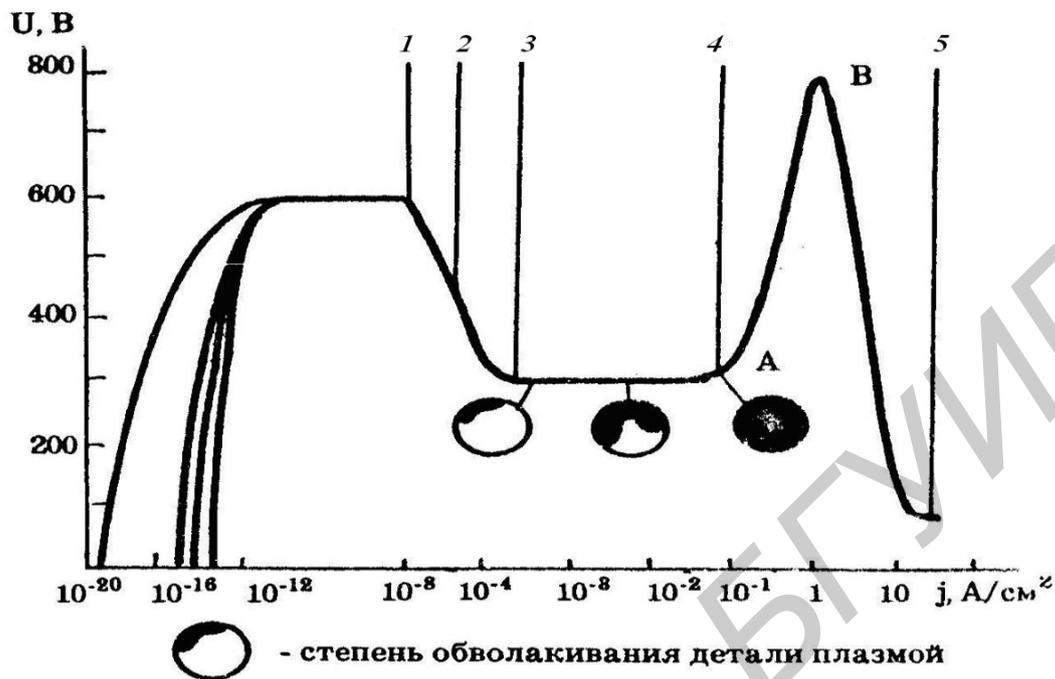


Рис. 4.5. Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда постоянного тока:  
 1 – темная катодная область; 2 – коронный разряд; 3 – область нормального тлеющего разряда; 4 – область аномального горения разряда; 5 – дуговой разряд

*Вольт-амперная характеристика (ВАХ) газового разряда.* При несамостоятельном разряде ионы в газовом промежутке создаются исключительно внешним ионизатором.

ВАХ – кривая, отображающая связь между током через газовый промежуток и напряжением на нем (для несамостоятельного разряда показана на рис. 4.6). С повышением напряжения на газовом промежутке ток сначала возрастает (ОА), а потом достигает насыщения и остается практически постоянным (АБ), что соответствует полному вытягиванию на электроды зарядов, создаваемых внешним ионизатором.

При дальнейшем повышении напряжения ток снова начинает возрастать (БВ). Это значит, что имеющиеся ионы и прежде всего электроны за период между двумя последовательными столкновениями набирают такую энергию, что возникают вторичные ионы. При этом возникают и развиваются электронные лавины (газовое усиление). В результате газового усиления концентрация ионов возрастает до величины, которая линейно или сильнее зависит от первичной ионизации. При этом разряд остается несамостоятельным.

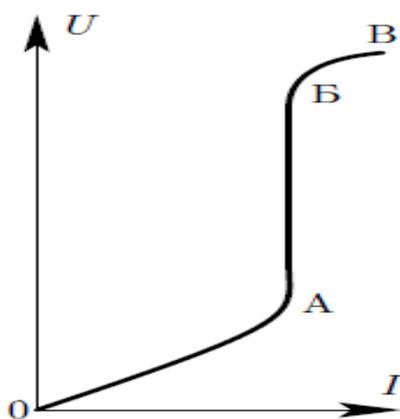


Рис. 4.6. ВАХ несамостоятельного газового разряда

В достаточно сильном электрическом поле проводимость газа может возрасти скачком – напряжение пробоя. Если после возникновения пробоя убрать внешний ионизатор, то разряд не прекращается. Разряд перейдет в режим самостоятельного разряда: теперь ионизация поддерживается процессами в самом разряде.

Напряжение пробоя (или потенциал зажигания  $U_3$ ) зависит только от произведения давления на длину разрядного промежутка, причем эта зависимость имеет минимум (рис. 4.7). Таким образом, для заданного давления имеется такая длина разрядного промежутка, при которой потенциал зажигания и соответствующее ему поле минимальны.

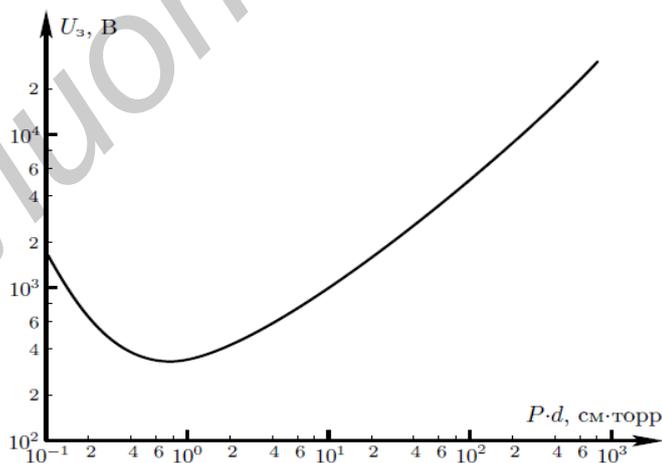


Рис. 4.7. Зависимость потенциала зажигания  $U_3$  от произведения давления  $P$  на длину  $d$ -разрядного промежутка (кривая Пашена) для воздуха

Экспериментально ВАХ газового проводника (например, промежутка между двумя электродами, помещенными в вакуумную камеру, заполненную газом) снимают с помощью схемы, представленной на рис. 4.8. Цепь содержит

источник постоянного напряжения  $U$ , величину которого можно изменять в пределах примерно от ста вольт до нескольких киловольт, и переменное сопротивление  $R$ , называемое балластным, или нагрузочным. Это сопротивление необходимо для ограничения тока в цепи и стабилизации разряда. Цепь содержит также токоизмерительный прибор  $A$  и вольтметр  $V$ , измеряющий напряжение  $U$  между электродами.

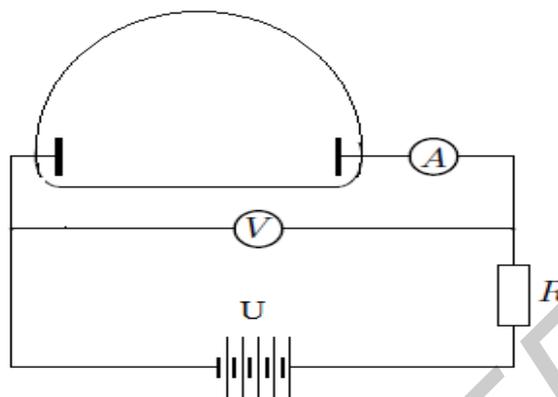


Рис. 4.8. Схема для снятия ВАХ газового промежутка

ВАХ для конкретного газового проводника зависит прежде всего от давления газа.

Все работы по исследованию характеристик газового разряда проводятся на модернизированной вакуумной установке ВУП-1 (рис. 4.9).



Рис. 4.9. Лабораторная установка ВУП-1

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Напустить воздух в вакуумную камеру и поднять ее.
2. Установить расстояние между электродами: 10, 12, 16 мм.
3. Закрыть камеру и провести откачку воздуха.
4. Установить с помощью натекаателя давление, заданное преподавателем.
5. Включить блок высокого напряжения. Изменение величины напряжения осуществляется поворотом рукоятки ЛАТРа по часовой стрелке.
6. Снять зависимости тока тлеющего разряда от напряжения (построить ВАХ), давления и расстояния между электродами. Значение тока контролируется по шкале амперметра.
7. Выключить блок высокого напряжения. Выключить вакуумный насос.
8. Напустить воздух в вакуумную камеру.
9. Выключить высокое напряжение. Прекратить откачку из камеры и включить натекание. Выключить механический насос и вакуумную установку.

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Цель работы.
2. Краткие теоретические сведения.
3. Графические зависимости: ВАХ разряда, зависимость тока от давления и от расстояния между электродами.
4. Анализ результатов и выводы по работе.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое плазма?
2. Каковы основные характеристики плазмы?
3. Какие существуют виды самостоятельных разрядов?
4. Что такое лавинная ионизация?
5. Какие операции можно выполнять с помощью плазмы тлеющего разряда при производстве изделий микроэлектроники?
6. Как влияет давление газа и расстояние между электродами на вольт-амперную характеристику тлеющего разряда?
7. В чем суть закона Пашена?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Плазменная металлизация в вакууме / А. П. Достанко [и др.]. – Минск : – Наука и техника, 1983. – 279 с.
2. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Электричество / Д. В. Сивухин. – Минск : Навука і тэхніка, 1993. – 532 с.
3. Калашников, С. Г. Электричество / С. Г. Калашников. – 6-е изд., стер. – М. : Физматлит, 2003. – 624 с.

Библиотека БГУИР

## ИЗУЧЕНИЕ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

**Цель работы:** изучение процесса токопереноса в тонких, сплошных металлических пленках и определение параметров, характеризующих явление размерного эффекта.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Проводимость сплошных металлических пленок подчиняется закономерностям, которые присущи процессам токопереноса в массивных образцах. Теория электропроводности металлов была создана учеными П. К. Л. Друде, Г. А. Лоренцом, А. И. В. Зоммерфельдом. Выражение для электро-проводности вырожденного электронного газа имеет вид

$$\sigma = \frac{ne^2 l_F}{m\nu}, \quad (5.1)$$

где  $n$  – концентрация свободных носителей заряда в единичном объеме;

$e$  – заряд электрона;

$l_F$  – длина свободного пробега электрона проводимости на уровне (или вблизи уровня) Ферми;

$m$  – масса электрона;

$\nu$  – скорость движения электрона на фермиевской поверхности.

Особенностью процессов токопереноса в тонких пленках в отличие от массивных образцов является проявление так называемого размерного эффекта.

Если толщина металлической пленки сравнима по величине с длиной свободного пробега электрона, то на движение последнего накладываются геометрические ограничения. Физические эффекты, возникающие из-за геометрического ограничения длины свободного пробега, называются «размерными» эффектами.

Впервые теорию размерного эффекта выдвинул Дж. Дж. Томсон для объяснения наблюдаемого им на опыте более высокого удельного сопротивления тонких пленок по сравнению с массивными образцами.

Теория размерного эффекта для модели свободных электронов в предположении сферичности поверхности Ферми была разработана Э. Ю. К. Фуксом [1]. Теоретически размерный эффект рассматривается на основе известного в статистической физике кинетического уравнения

Больцмана. Оно описывает стационарное распределение носителей тока в образце, которое устанавливается при наложении электрического поля в результате соударения носителей и рассеяния их на границах образца.

Для одномерной металлической пленки толщиной  $d$  с осью  $z$ , перпендикулярной пленке, уравнение можно записать в виде

$$f = f_0 + f_1(v, z), \quad (5.2)$$

где  $f_0$  – равновесная функция распределения электронов;

$f_1$  – дополнительная функция, зависящая от скорости движения электрона и координаты.

Таким образом, при наличии размерных эффектов в уравнении (5.2) появляются члены, зависящие от координат, т. к. распределение электронов проводимости в пространстве будет неоднородным.

Указанная теория дает сложную зависимость между удельным сопротивлением и ее толщиной. Однако формула эффекта существенно упрощается для двух крайних случаев:

1) толщина пленки  $d$  значительно меньше длины свободного пробега электронов, т. е.  $d/l \ll 1$ ;

2) толщина пленки  $d$  значительно больше длины свободного пробега электрона, т. е.  $d/l \gg 1$ .

Решение уравнения Больцмана проводится с учетом граничных условий:

1) каждый свободный пробег электрона заканчивается столкновением с поверхностью;

2) функция распределения электронов, покидающих поверхность, не зависит от направления;

3) релаксационный процесс на поверхности протекает так же, как и в объеме.

Первое условие соответствует модели диффузного рассеяния, т. е. протекающего с полной потерей дрейфовой составляющей скорости. Введя обозначение  $\gamma = d/l$  и сделав ряд математических преобразований, получим формулу размерного эффекта для этих двух случаев:

$$\frac{\sigma_\infty}{\sigma} = \frac{\rho}{\rho_\infty} \approx 1 + \frac{3}{8\gamma}, \quad \text{для } \gamma \gg 1, \quad (5.3)$$

и

$$\frac{\sigma_\infty}{\sigma} = \frac{\rho}{\rho_\infty} \approx \frac{4}{3\gamma \ln\left(\frac{1}{\gamma}\right)}, \quad \text{для } \gamma \ll 1, \quad (5.4)$$

где  $\sigma_{\infty}(\rho_{\infty})$  – удельная электропроводность (сопротивление) массивного образца;

$\sigma(\rho)$  – удельная электропроводность (сопротивление) пленки.

Диффузное рассеяние – идеальный случай. На практике часто наблюдается зеркальное рассеяние на поверхности части электронов. Если обозначить через  $m$  часть электронов, которые зеркально рассеиваются на поверхности с обращением знака компоненты скорости в направлении оси  $z$ , то величина  $1-m$  будет представлять часть электронов, рассеиваемых диффузно.

С учетом величины  $m$ , получаем

$$\frac{\sigma_{\infty}}{\sigma} = \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \approx 1 + \frac{3}{8\gamma(\gamma - m)}, \text{ для } \gamma > 1, \quad (5.5)$$

и

$$\frac{\sigma_{\infty}}{\sigma} = \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \approx \frac{4}{3\gamma(1 + 2m)\ln\left(\frac{1}{\gamma}\right)}, \text{ для } \gamma < 1, m < 1. \quad (5.6)$$

Соотношение (5.6) справедливо только для малых значений  $m$  и  $\gamma < 0,1$ .

Как показывают расчеты, уравнение (5.5) с достаточной степенью точности справедливо для значений  $\gamma$  вплоть до 0,1.

Электроны проводимости рассеиваются в пленке не только на ее поверхностях и решетке, но также на различных дефектах кристаллической структуры и примесях. В общем случае можно записать

$$\rho = \rho_p + \rho_n + \rho_d. \quad (5.7)$$

В выражении (5.7) слагаемые представляют собой вклады в общее сопротивление соответственно за счет рассеяния на решетке, на поверхностях пленки и на дефектах кристаллической структуры. Величина  $\rho_d$  очень сильно зависит от параметров процесса нанесения пленки и в определенных случаях может значительно превышать  $\rho_p$  и  $\rho_n$ . Это особенно важно учитывать в том случае, если пленка чувствительна к процессам окисления и загрязнения.

Теория Фукса применима только в том случае, если зависимость проводимости пленки от толщины обусловлена ограничением длины свободного пробега геометрическими размерами.

Обработка экспериментальных результатов при изучении размерного эффекта может проводиться различными способами. Обычно заранее полагают  $m = 0$  и определяют  $l$  из уравнения (5.5) экспериментально, снимая зависимость  $\rho d = f(d)$ . Однако значения длины свободного пробега в этом

случае получаются заниженными. Для одновалентных металлов со сферической поверхностью Ферми возможно, одновременно обрабатывая уравнения (5.5) и (5.6), оценить значения длины свободного пробега  $l$ , параметры зеркальности  $m$  и концентрация электронов  $n_e$  [1]. Для таких металлов уравнения (5.5) и (5.6) переписываются в виде

$$\frac{1}{\rho d} = \frac{1,725}{\rho_{\infty} l} \cdot \frac{1+m}{1-m} (\lg 1,5l - \lg d), \quad \gamma \gg 1, \quad (5.8)$$

$$\rho d = \rho_{\infty} \left[ d + \frac{3}{8(1-m)\ell} \right], \quad \gamma \ll 1. \quad (5.9)$$

Уравнение (5.8) при значении  $\gamma < 0,5$  дает отклонение порядка нескольких процентов, а уравнение (5.9) при  $\gamma > 5$  имеет погрешность порядка 0,01 %. Определение параметров размерного эффекта осуществляется путем измерения удельного сопротивления  $\rho$  пленок в широком диапазоне толщин. Измеряя  $\rho$  и  $d$  пленок, строят зависимость

$$1/\rho d = f(\lg d). \quad (5.10)$$

График такой зависимости должен представлять собой кривую с выраженным прямолинейным участком (рис. 5.1). Из точки А, полученной пересечением прямой с осью абсцисс, определяется значение  $l$ , т. к. согласно уравнению (5.8) его левая часть будет равна нулю. Тогда будет выполняться соотношение

$$\lg 1,5l = \lg d \quad (5.11)$$

откуда и находится величина  $l$ .

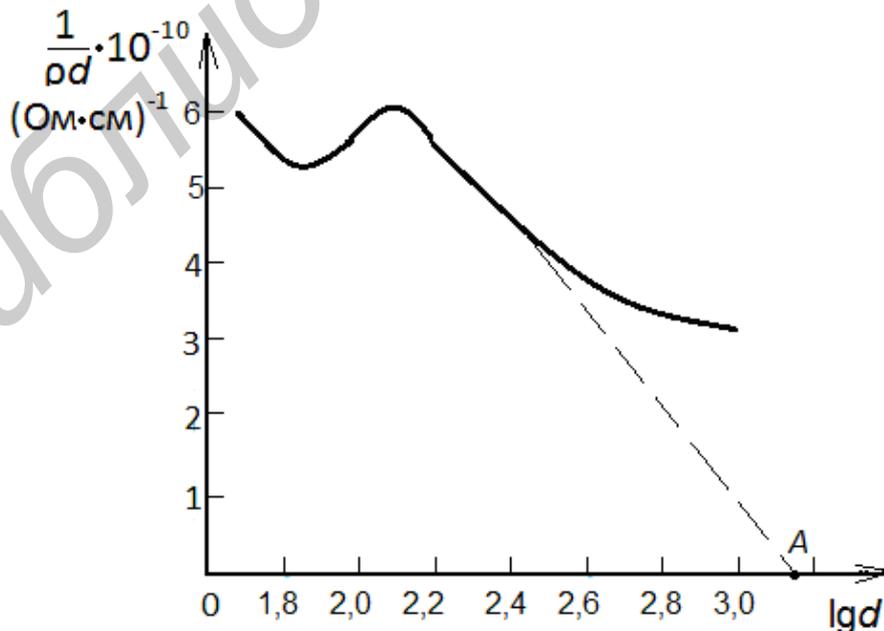


Рис. 5.1. Зависимость  $1/\rho d = f(\lg d)$

Далее строится зависимость  $\rho d = f(d)$  (рис. 5.2). В точке В (пересечение прямой с осью абсцисс) величина  $\rho d = 0$ . Поэтому, приравняв левую часть уравнения (5.9) нулю, получим

$$d = -\frac{3}{8(1-m)l}. \quad (5.12)$$

Подставляя в формулу (5.12) определенную ранее величину  $l$  находим значение величины  $m$ .

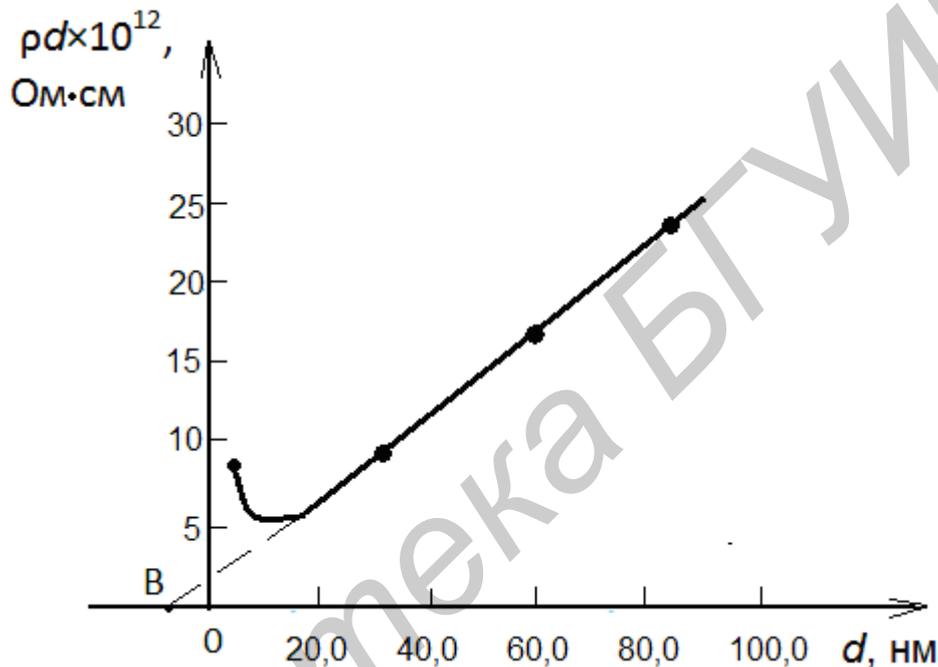


Рис. 5.2. Зависимость  $\rho d = f(d)$

### МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для изучения размерного эффекта тонкие пленки металлов (вольфрама, никеля и др.) напыляются в вакууме порядка  $1,33 \cdot 10^{-3}$  Па на холодные стеклянные или ситалловые подложки. Толщина пленок меняется от образца к образцу в пределах 6–1000 нм. Напыленные пленки, как правило, содержат большое количество структурных дефектов и являются напряженными. С целью снижения влияния структурных несовершенств на проводимость напыленных пленок и снятия внутренних напряжений в пленках проводится отжиг полученных образцов при температуре 573 К в течение 1,5 ч в вакууме. Полученные таким образом образцы подвергаются фотолитографической гравировке – операции получения необходимых конфигураций пленочных элементов. Вид конечной структуры показан на рис. 5.3.

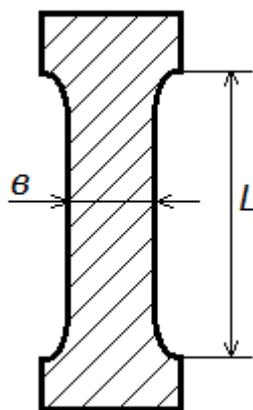


Рис. 5.3. Вид конечной структуры

Измерение удельного сопротивления пленок осуществляется следующим образом:

1) с помощью микроскопа БМИ-1 измеряется длина и ширина трех токоведущих пленочных элементов (см. рис. 5.3). Из отношения  $L/b$  определяется число квадратов со стороной  $b$ , имеющих на длине  $b$  пленочного элемента.

2) с помощью двухзондового устройства измеряется сопротивление каждого элемента. Вычисляя отношение измеренного сопротивления к числу квадратов  $L/b$ , определяется величина удельного поверхностного сопротивления пленок  $\rho_s$ , Ом/□.

3) на интерферометре МИИ-4 измеряется толщина тонкопленочных элементов. Общий вид интерферометра показан на рис. 5.4.



Рис. 5.4. Общий вид микроинтерферометра МИИ-4

Образец кладется исследуемой поверхностью (со стороны пленочных элементов) вниз на столик прибора. С помощью тумблера на блоке питания включается освещение. С помощью микрометрического винта микроинтерферометр фокусируется на исследуемую поверхность. При помощи двух микрометрических винтов предметный столик перемещается до момента появления в поле зрения края пленочного элемента. После дополнительной настройки на резкость поворотом рукоятки включается интерференционная головка (стрелка на рукоятке должна быть в горизонтальном положении), при этом в поле зрения должны быть видны цветные интерференционные полосы. Работа осуществляется в белом свете, для чего пластинка со светофильтрами должна находиться в среднем положении. Интерференционные полосы должны изгибаться на неровностях поверхности образца и, в частности, на границе перехода пленка–подложка. Предметный столик вращается таким образом, чтобы направление интерференционных полос было перпендикулярно краю пленочного элемента. После этого окулярный микрометр поворачивается так, чтобы одна из нитей перекрестия совпадала с направлением интерференционных полос, а другая – с направлением границы пленочного элемента. Вид полученной картины показан на рис. 5.5.

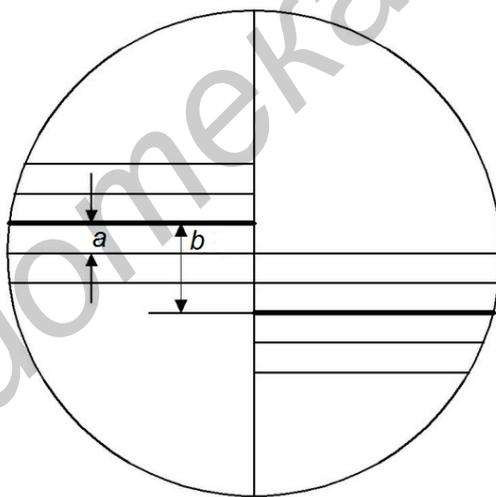


Рис. 5.5. Вид интерференционной картины при измерении толщины пленок

Передвигая окулярный микрометр в направлении, указанном стрелками, произвести отсчеты количества делений барабана микрометра  $N_2 - N_1$  и  $N_1 - N_3$ . Толщина пленочного элемента определяется из следующего соотношения:

$$d = 0,27 \frac{N_2 - N_1}{N_1 - N_3}, \text{ мкм.} \quad (5.13)$$

Умножив величину  $\rho_s$  на толщину пленки  $d$  получают удельное сопротивление пленки  $\rho = \rho_s d$ .

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для получения достоверных данных измерение проводится на трех пленочных элементах заданной толщины. Искомые значения  $\rho$  и  $d$  находятся как среднее по трем измерениям. Результаты измерений заносятся в таблицу.

По данным таблицы строятся графические зависимости:

1)  $\rho_s = f(d)$ ,  $\rho = f(d)$ ;

2)  $\rho d = f(d)$ ;

3)  $1/\rho d = f(\lg d)$ .

После построения кривых вычисляются значения  $l$ ,  $m$ .

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Для выполнения работы получить у преподавателя набор образцов с разной толщиной пленочных элементов и пинцет для обращения с образцами.

2. Ознакомиться с оборудованием и приборами, необходимыми для выполнения работы.

3. Произвести замеры толщины пленочных элементов на интерферометре МИИ-4.

ВНИМАНИЕ! Брать и перемещать образцы с пленочными элементами можно только с помощью пинцета во избежание их загрязнения.

4. Произвести замеры длины и ширины пленочных элементов с помощью микроскопа БМИ-1.

5. Произвести замеры сопротивления пленочных элементов с помощью контактного устройства и цифрового вольтметра.

6. Произвести расчеты и заполнить таблицу экспериментальных данных. Критерием правильности проведенного эксперимента может служить вид функции  $\rho_s = f(d)$ . С увеличением  $d$  значения  $\rho_s$  должны уменьшаться, достигая насыщения при толщинах  $\sim 800-1000$  нм.

7. Построить графические зависимости  $\rho = f(d)$ . Сравнить расчетные и экспериментальные данные между собой. Сделать вывод о причинах расхождения.

8. Построить зависимости и определить значения длины свободного пробега  $l$  и параметра зеркальности  $m$ .

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Цель работы.
2. Краткие теоретические сведения о размерном эффекте в тонких пленках.
3. Схемы измерений.
4. Таблицы экспериментальных данных.
5. Графические зависимости и их обработка.
6. Выводы.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое размерный эффект?
2. Чем обусловлено сопротивление тонких металлических пленок?
3. Какое влияние на проводимость пленок оказывают структурные дефекты?
4. Что такое диффузное и зеркальное рассеяние электронов на поверхностях пленки?
5. Чем объясняется более высокое удельное сопротивление пленок по сравнению с массивными образцами?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Чопра, К. Л. Электрические явления в тонких пленках / К. Л. Чопра. – М. : Мир, 1972. – 455 с.
2. Хасс, Г. Физика тонких пленок / Г. Хасс. – М. : Мир, 1967. – 343 с.
3. Технология тонких пленок : сб. статей. Т. 2. / под ред. Л. Майселла, Р. Глэнга ; пер. с англ. М. И. Елинсона, Г. Г. Смолко. – М. : Сов. радио, 1977. – 768 с.

*Учебное издание*

**Достанко** Анатолий Павлович  
**Телеш** Евгений Владимирович  
**Холенков** Вадим Федорович  
**Вашуров** Александр Юрьевич

**ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ.  
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

ПОСОБИЕ

Редактор *Е. С. Чайковская*  
Корректор *Е. И. Герман*  
Компьютерная правка, оригинал-макет *А. А. Луцикова*

Подписано в печать 10.03.2016. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».  
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. 3,84. Уч.-изд. л. 4,0. Тираж 70 экз. Заказ 462.

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