

Министерство образования и науки
Российской Федерации
Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского



В.Н. Мануилов

ВВЕДЕНИЕ В ЭЛЕКТРОННУЮ ЭМИССИЮ

Учебное пособие

Рекомендовано Ученым советом радиофизического факультета
для студентов ННГУ, специализирующихся по направлениям подготовки
03.04.03 – «Радиофизика»,
02.03.02 – «Фундаментальная информатика и информационные технологии»,
10.05.02 – «Информационная безопасность телекоммуникационных систем»
и 11.05.02 – «Специальные радиотехнические системы»

Нижний Новгород
2017



УДК 621.38(075)
ББК 32.85Я73
М24

Мануилов В.Н.

М24 Введение в электронную эмиссию. *Учебное пособие.* – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2017. – 48 с.

Рецензенты:

д.ф.-м.н. **Э.Б. Абубакиров,**
к.ф.-м.н. **Ю.К. Калынов**

В учебном пособии изложены основные физические механизмы эмиссии электронов из твердого тела, используемые для последующего формирования пучка электронов в мощных электронных приборах СВЧ, где движение частиц происходит в вакууме, а типичные выходные мощности находятся в диапазоне 10 кВт – 1 ГВт. Кратко описана физика процессов при термоэлектронной, полевой, фотоэлектронной и вторичной электронной эмиссии. Изложение материала ведется при минимуме формул, упор сделан, главным образом, на качественную трактовку явлений, происходящих в электронных приборах.

Пособие предназначено для студентов радиофизического факультета ННГУ, изучающих курсы «Физическая электроника», «Взаимодействие электронных потоков с электромагнитным полем», «Электроника и схемотехника».

Ответственные за выпуск:

председатель методической комиссии
радиофизического факультета ННГУ
к.ф.-м.н., доцент **Н.Д. Миловский,**
д.ф.-м.н., профессор **Е.З. Грибова.**

*Печатается по решению Ученого совета
радиофизического факультета ННГУ.*

УДК 621.38(075)
ББК 32.85Я73

© Мануилов В.Н., 2017
© Национальный исследовательский
Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского, 2017

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1. Общие вопросы теории эмиссии	5
1.1. Процессы переноса тока и общая формула для плотности тока электронной эмиссии	5
1.2. Поверхностный потенциальный барьер на границе металл-вакуум	7
2. Термоэлектронная эмиссия.	11
2.1. Термоэлектронная эмиссия из металлов	11
2.2. Пленочный катод	16
2.3. Оксидный катод.	21
2.4. Эффект Шоттки.	23
3. Автоэлектронная и взрывная эмиссия	27
3.1. Автоэлектронная эмиссия	27
3.2. Взрывная эмиссия	31
4. Вторичная электронная эмиссия	33
4.1. Вторичная электронная эмиссия из металлов	33
4.2. Особенности вторичной электронной эмиссии из диэлектриков и полупроводников	38
5. Фотоэлектронная эмиссия	41
5.1. Фотоэлектронная эмиссия из металлов	41
5.2. Спектральные фотоэлектрические характеристики металлов	43
5.3. Теория фотоэмиссии	44
5.4. Свойства металлических фотокатодов	45
5.5. Особенности фотоэмиссии из полупроводников и диэлектриков	45
Литература	47

ВВЕДЕНИЕ

Электронные приборы СВЧ диапазона, имеющие выходную мощность от 10^3 до 10^9 Вт и более, используются в качестве источника энергии излучения электронный пучок, движущийся в вакууме и отдающий при взаимодействии с электромагнитным полем свою кинетическую (клистроны, ЛБВ О-типа, гиротроны, ЛСЭ) или потенциальную (магнетроны, ЛБВ М-типа) энергию. Для получения пучка в указанных приборах используют явление **электронной эмиссии – процесс выхода электронов из твердого (или жидкого) тела под влиянием некоторого внешнего возмущающего фактора**. Таким внешним возмущающим фактором в электронике, как правило, является один из следующих четырех [1-8]: нагрев твердого тела, влияние сильного электрического поля, приложенного к его поверхности, облучение светом или бомбардировка поверхности электронным пучком. Соответственно, каждому из перечисленных факторов соответствует свой **вид эмиссии**: термоэлектронная, автоэлектронная (полевая), фотоэлектронная или вторичная электронная эмиссия. Следует отметить, что помимо перечисленных видов эмиссии, существует и ряд других [3-4], однако в силу ряда причин они не используются в электронных приборах и поэтому ниже рассматриваться не будут.

Изложению теории электронной эмиссии посвящен целый ряд монографий и учебников (см., например, [1-8]), однако детальность изложения материала в перечисленных работах и наличие большого количества формул и сложных математических выкладок, равно как и стремление авторов подробно описать все особенности происходящих при каждом виде эмиссии процессов, затрудняют восприятие материала. Поэтому перечисленные книги могут быть наиболее эффективно использованы специалистами или студентами старших курсов, уже имеющими знания по теории эмиссии. В то же время компактная по объему, но дающая первоначальное качественное представление об основных процессах, происходящих при выходе электронов из твердого тела литература, насколько известно автору, на данный момент отсутствует. Поэтому основной целью предлагаемого учебного пособия является изложение основных понятий теории эмиссии при минимуме формул и деталей, базируясь в основном на качественных соображениях, что позволит читателю получить базовые знания о механизмах и особенностях различных видов электронной эмиссии, используемых в электронике СВЧ. Пособие снабжено большим количеством наглядных иллюстраций, что также должно способствовать быстрому усвоению предлагаемого материала.

Естественно, пособие не охватывает весь круг вопросов, читаемых в соответствующих курсах и спецкурсах по электронике, однако дает необходимый минимум знаний в этой области и может быть использовано как программа–минимум при подготовке к экзамену по соответствующему разделу курса лекций «Физическая электроника».

1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЭМИССИИ

1.1. ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ТОКА И ОБЩАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Пусть у нас имеется твердое тело (рис. 1) и на некоторый элемент этого тела действует возмущение, приводящее к появлению внутри этого тела электронов, способных, в принципе, выйти из твердого тела в вакуум. Какие задачи необходимо решить для того, чтобы рассчитать плотность тока эмиссии j ?

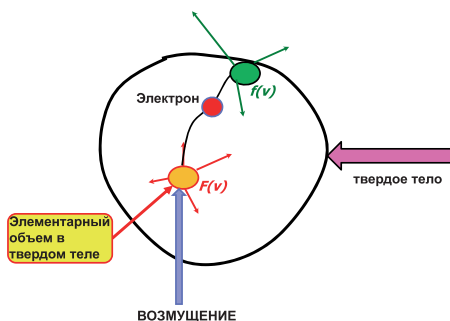


Рис. 1. Воздействие возмущения на элемент твердого тела и движение электрона к его поверхности. Красные и зеленые стрелки показывают схематично, соответственно, направления скоростей, приобретаемых электроном вследствие возмущения и остающиеся при подходе к поверхности тела

Во-первых, это задача о взаимодействии возмущения с веществом. В результате решения этой задачи мы будем знать, сколько электронов и в каких направлениях вылетят из элементарного объема, где действует возмущение, т.е. мы будем знать функцию распределения электронов по скоростям $F(v)$. Следующая задача – задача о транспорте электронов внутри твердого тела к его поверхности. Решением этой задачи является функция распределения электронов по скоростям уже у поверхности твердого тела $f(v)$. Т.е. мы знаем, сколько электронов и в каких направлениях движется к поверхности. Наконец, третья задача – это задача о выходе электронов из твердого тела в процессе преодоления потенциального барьера (см. ниже раздел 2). Пусть мы все три задачи каким-то образом решили и знаем функцию распределения электронов прямо под поверхностью твердого тела. Тогда элемент концентрации электронов со скоростями в диапазоне

$$v_x, v_x + dv_x, \quad v_y, v_y + dv_y, \quad v_z, v_z + dv_z$$

равен

$$dn = f(v_x, v_y, v_z)dv_x dv_y dv_z.$$

Возьмем теперь на поверхности твердого тела элементарную площадку площадью dS и построим на ней цилиндр объемом V с длиной образующей, равной скорости электронов v этой скоростной группы (рис. 2).

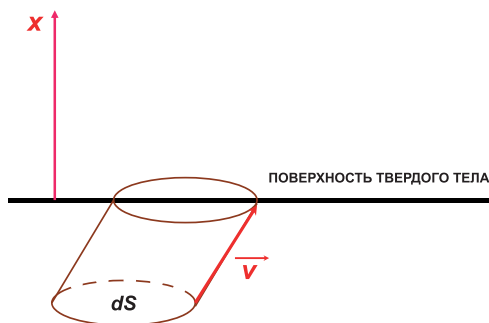


Рис. 2. К расчету элемента плотности тока

Тогда, очевидно, за 1 сек все электроны из цилиндра выйдут за пределы твердого тела. Число таких электронов

$$dN = Vdn = v_x dS f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z,$$

а их заряд

$$dQ = ev_x dS f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z.$$

Следовательно, заряд, прошедший через единичную площадку за 1 сек, т.е. элемент плотности тока, образованный рассматриваемой фракцией электронов, равен

$$dj = \frac{dQ}{dS} = ev_x f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z.$$

В этой формуле еще не учтено, что далеко не все электроны, подошедшие к поверхности твердого тела, могут из него выйти. Есть некая вероятность выхода $P(v)$. Поэтому окончательная формула для dj будет выглядеть следующим образом

$$dj = ev_x P(v) f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z.$$

Чтобы получить полную плотность тока, необходимо проинтегрировать по всем скоростным фракциям, способным преодолеть потенциальный барьер. В результате плотность тока при любом виде эмиссии находится по формуле

$$j = \int ev_x P(v) f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z. \quad (1)$$

1.2. ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ-ВАКУУМ

Согласно теории твердого тела, в металле электроны проводимости двигаются свободно внутри кристаллической решетки. Такие электроны имеют тепловую энергию порядка kT (или нескольких kT) и за счет этого могут участвовать в процессе выхода из твердого тела. Здесь k – постоянная Больцмана, T – температура. Однако этому процессу препятствует **потенциальный барьер**, существующий на границе металл-вакуум. Рассмотрим основные **силы** (рис. 3), действующие на электрон в процессе выхода. Внутри твердого тела плотность электронов проводимости постоянна.

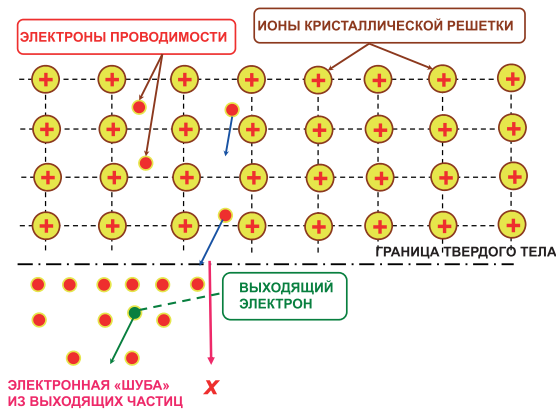


Рис. 3. Кристаллическая решетка металла и движение электронов проводимости внутри твердого тела и у его поверхности. Синими стрелками указано направление движения электронов внутри твердого тела, зеленой – выходящего из твердого тела электрона. Координата x отсчитывается наружу от поверхности твердого тела

Электроны, выходящие из твердого тела, имеют концентрацию $n(x)$, спадающую по мере удаления от поверхности и образуют у поверхности так называемую «электронную шубу». Кроме того, электроны, вы-

шедшие из приповерхностного слоя «оголяют» находящиеся у поверхности положительные ионы кристаллической решетки. В результате у самой поверхности твердого тела образуется положительный не скомпенсированный заряд ионов.

Рассмотрим, какие силы действуют на выходящий электрон по мере увеличения координаты x . На субатомных расстояниях, пока x не превышает нескольких ангстрем, на электрон, очевидно, действует сила притяжения со стороны слоя внешних положительных ионов и сила отталкивания со стороны вышедших ранее электронов. Обе силы препятствуют выходу электрона. Если электрону удастся продвинуться дальше, на еще большие расстояния, то он уже «перестает» видеть детали кристаллической решетки, а концентрация электронов в электронной шубе становится пренебрежимо малой. Поэтому ситуация становится такой же, как при движении единичной заряженной частицы над поверхностью идеальной проводящей плоскости (рис. 4). В этом случае возникает электрическое поле, которое можно найти по методу зеркального отображения, т.е. как суперпозицию полей самого электрона и положительного заряда той же величины, расположенного внутри твердого тела на таком же расстоянии x от его поверхности.

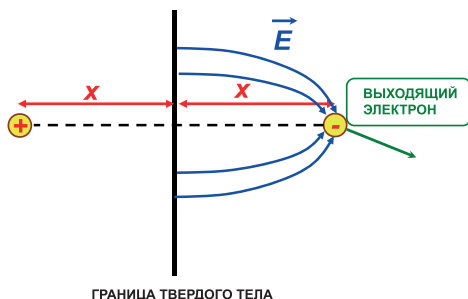


Рис. 4. К расчету поля сил зеркального отображения. Синими стрелками качественно показана картина силовых линий электрического поля

Тогда поле, действующее на электрон, рассчитывается как

$$E(x) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} = \frac{e}{16\pi\epsilon_0x^2}. \quad (2)$$

Здесь e – заряд электрона, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Легко видеть, что это поле также препятствует выходу электронов из твердого тела. Таким образом, в результате действия **трех** перечисленных сил на границе твердого тела образуется **потенциальный барьер, препятствующий выходу электронов в вакуум.**

Текущая высота потенциального барьера

$$W(x) = e \int_0^x E(x) dx .$$

Полная высота

$$W_a = e \int_0^\infty E(x) dx . \quad (3)$$

Для вычисления высоты барьера необходимо знание $E(x)$ при малых x , когда движение электрона определяется силой притяжения ионов и силой отталкивания электронной шубы (рис. 3). В общем случае это требует решения сложной полевой задачи с учетом реальной спадающей зависимости $n(x)$ и возможно только численными методами. Поэтому для упрощения, будем далее полагать, что все электроны из электронной шубы находятся в среднем на некотором расстоянии x_0 от поверхности (рис. 5).

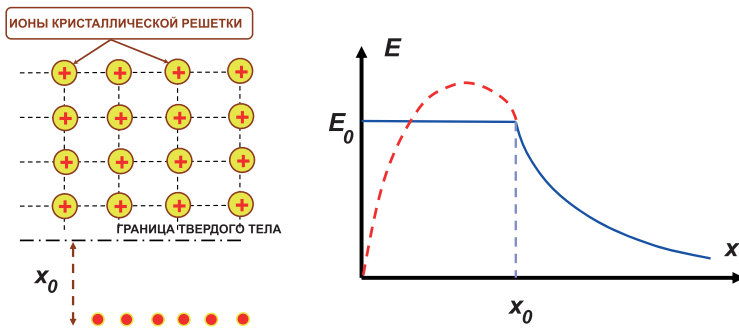


Рис. 5. Идеализированное распределение зарядов в ближней зоне (слева) и соответствующее распределение электрического поля (справа). Пунктиром показано распределение поля в ближней зоне при его аппроксимации параболой

Тогда легко видеть, что в силу электронейтральности твердого тела как целого, заряд этих электронов равен заряду ионов в приповерхностном слое. Этот двойной слой электронов и ионов называют дипольным слоем. Очевидно, **поле внутри дипольного слоя однородно** и равно некоторой величине E_0 . Величину E_0 найдем, полагая, что сразу за дипольным слоем начинает действовать поле сил зеркального отображения. Тогда, сшивая эти поля в точке $x=x_0$, получаем, что

$$E_0 = \frac{e}{16 \pi \epsilon_0 x_0^2} . \quad (4)$$

Подставляя теперь (2) и (4) в (3) и разбивая наш интеграл на два (от 0 до x_0 и от x_0 до ∞) находим, что

$$W_a = \frac{e^2}{16\pi \varepsilon_0 x_0} + \frac{e^2}{16\pi \varepsilon_0 x_0} = \frac{e^2}{8\pi \varepsilon_0 x_0}.$$

Из последнего выражения следует, в частности, что на толщине дипольного слоя x_0 высота $W(x)$ достигает половины высоты барьера (см. рис. 6).

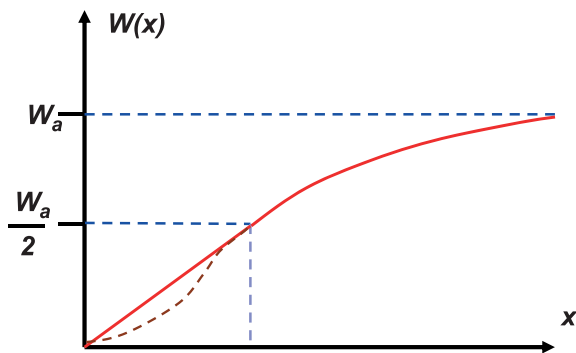


Рис. 6. Профиль потенциального барьера для рассмотренной модели электрического поля. Пунктиром указан реальный профиль барьера

Отметим, что в рассмотренной модели тормозящая сила, действующая на электрон, скачком возрастает от 0 до eE_0 (см. рис. 5), т.е., на первый взгляд, модель достаточно грубо описывает действующие на электрон силы. Очевидно, в реальности сила возрастает плавно от 0 до некоторого максимального значения (см. пунктирные линии на рис. 5, 6).

Если на участке $x \in [0, x_0]$ аппроксимировать $E(x)$ параболой

$$E(x) = ax^2 + bx + c,$$

учесть, что

$$E(0) = 0, \quad E(x_0) = \frac{e}{16\pi\varepsilon_0 x_0^2}$$

и зная значения производных в точке $x=x_0$, то все три коэффициента параболы определяются однозначно и можно более точно рассчитать как профиль барьера, так и его высоту. Такая модель более точна. Но вычисления показывают, что высота барьера при этом остается прежней. Т.е. рассмотренная простая модель достаточна для описания процесса выхода электрона из металла.

2. ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

2.1. ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ МЕТАЛЛОВ

Как уже указывалось выше, для расчета плотности тока любого вида эмиссии, в том числе термоэлектронной, необходимо решить 3 указанные в п. 1 задачи и далее вычислить интеграл (1) для нахождения плотности тока. Процессы нагрева твердого тела весьма инерционны, так что характерные времена изменения температуры на несколько порядков превосходят время релаксационных процессов в твердом теле. Поэтому в любой момент времени твердое тело при нагреве находится в термодинамическом равновесии и **функция распределения электронов по энергиям в любой точке** (в том числе у самой поверхности) известна – это распределение Ферми-Дирака

$$dn \sim \frac{W^{1/2} dW}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1} . \quad (5)$$

Следующий вопрос теории – нахождение вероятности преодоления электронами потенциального барьера. Очевидно, для преодоления потенциального барьера электрон должен обладать кинетической энергией $W_x = (mv_x^2)/2$, соответствующей движению по нормали к поверхности, большей, чем высота барьера

$$W_x = \frac{mv_x^2}{2} \geq W_a . \quad (6)$$

В рамках классической механики при выполнении условия (6) вероятность $P(v)=1$. Однако электрон – это волна-частица, а барьер – это неоднородность, от которой волна может частично отражаться. Поэтому для расчета вероятности необходимо задать форму барьера, решить уравнение Шредингера и найти волновую функцию Ψ , квадрат модуля которой и даст искомую вероятность нахождения частицы в заданной точке ($x=\infty$). Простейшей аппроксимацией барьера является барьер прямоугольной формы (рис. 7). Соответствующая задача в рамках курса квантовой механики давно и хорошо изучена [3], поэтому мы сразу качественно опишем результат. Если W_x существенно превышает W_a ($W_x \sim (1.5-2)W_a$), то $P(v) \approx 1$. Если же W_x близко к W_a ($W_x \sim (1.01-1.05)W_a$), то $P(v)$ является сложной функцией от W_x и не превышает $P_{max}=0.5$. А именно этот случай и реализуется при анализе термоэлектронной эмиссии. В первую очередь, в эмиссии принимают участие электроны, проходящие на «бреющем полете» над потенциальным

барьером, т.е. с минимальным запасом энергии. Поэтому, на первый взгляд, задача становится чрезвычайно сложной и не решаемой аналитически. Однако более внимательный анализ показывает, что модель прямоугольного барьера является слишком грубой. Если мы скруглим барьер сверху, то, как показывают расчеты, P_{max} уже возрастает до 0.94. Однако реальный барьер (см. рис. 6, 7) скруглен и снизу. В этом случае $P_{max} = 0.97-0.98$. Это позволяет при вычислении интеграла (1) заменить $P(v)$ на некоторое среднее значение \bar{p} и вынести его в дальнейшем из-под знака интеграла. Оставшаяся под интегралом функция, тем не менее, все равно остается достаточно сложной и интеграл (1) аналитически не берется.

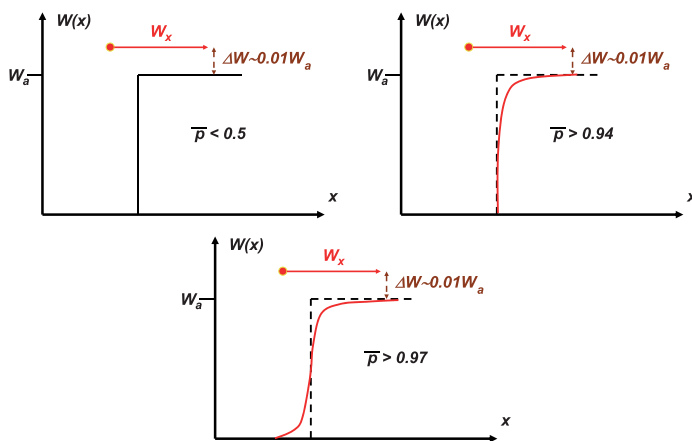


Рис. 7. Различные аппроксимации профиля потенциального барьера и соответствующие вероятности прохождения частиц над барьером.
 ΔW – превышение энергии электрона над высотой барьера

Для дальнейших расчетов удобно преобразовать (5) к виду, когда распределение рассматривается в пространстве скоростей. Тогда можно показать (подробный вывод формулы для j дан, например, в монографиях [2,3]), что

$$dn \sim \frac{v_x dv_x dv_y dv_z}{e^{2kT} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) - \frac{W_F}{kT} + 1}. \quad (7)$$

Оценим величину экспоненты в знаменателе. Очевидно, чтобы преодолеть потенциальный барьер электрон должен иметь энергию, удовлетворяющую условию (6). Тогда

$$e^{\frac{(\frac{mv_x^2}{2} + \frac{mv_y^2}{2} + \frac{mv_z^2}{2} - W_F)}{kT}} > e^{\frac{(\frac{mv_x^2}{2} - W_F)}{kT}} > e^{\frac{(W_a - W_F)}{kT}} = e^{\frac{\varphi}{kT}}. \quad (8)$$

Величина $\varphi = W_a - W_F$ называется **эффективной работой выхода** и обычно находится в диапазоне $\varphi \approx 1.5 - 5$ эВ. Оценим получившуюся экспоненту, например, для вольфрама, имеющего $\varphi = 4.52$ эВ. Пусть рабочая температура катода $T = 2500^\circ\text{C}$. Соответствующая величина $kT = 0.2$ эВ. Подставляя теперь все указанные величины в (8), получаем, что

$$e^{\frac{\varphi}{kT}} \approx 2 \times 10^5$$

и следовательно,

$$e^{\frac{(\frac{mv_x^2}{2} + \frac{mv_y^2}{2} + \frac{mv_z^2}{2} - W_F)}{kT}} \gg 1,$$

поэтому единицей в распределении (7) можно пренебречь. В этом случае тройной интеграл в пространстве скоростей для частиц, способных преодолеть потенциальный барьер, сводится к произведению трех интегралов, два из которых берутся в бесконечных пределах $[-\infty, \infty]$ от функций

$$e^{-\frac{mv_z^2}{2}} \text{ и } e^{-\frac{mv_y^2}{2}}$$

и сводятся после замены переменных к интегралу Пуассона $\int_0^\infty e^{-\frac{u^2}{2}} du$,

а интеграл в направлении x берется в пределах от $\sqrt{\frac{2W_a}{m}}$ до ∞ от подинтегрального выражения

$$v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2}} dv_x$$

и, как легко видеть, сводится к интегралу $\int e^{-y} dy$, который легко берется аналитически. В результате, окончательное выражение для плотности тока термоэмиссии приобретает вид

$$j = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad (9)$$

где эмиссионная константа A является комбинацией заряда электрона, его массы, постоянной Планка и постоянной Больцмана [3, 4] и после подстановки всех физических величин оказывается равной $A = 120p$ ($\text{A}/\text{см}^2\text{град}^2$). Здесь p – средняя вероятность преодоления потенциального барьера. Величина плотности тока в формуле (9) тогда получается в $\text{A}/\text{см}^2$.

Если проследить процесс вывода формулы для j , то легко убедиться, что мы фактически вместо распределения Ферми **использовали распределение Больцмана**. Почему это возможно? Конечно, в целом электроны подчиняются распределению Ферми. Однако участвовать в термоэлектронной эмиссии могут только наиболее энергичные электроны, с энергией, превышающей уровень Ферми на величину порядка нескольких kT (электроны из хвоста распределения – см. рис. 8). Число таких электронов, по сравнению с общим числом электронов проводимости, экспоненциально мало (по крайней мере, на несколько порядков меньше, чем в твердом теле). Поэтому они имеют Больцмановское распределение.

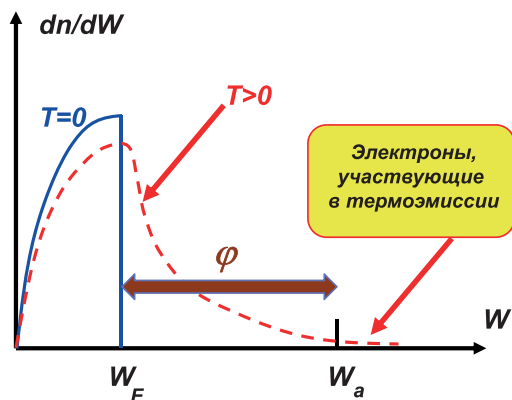


Рис. 8. Распределение по энергиям для электронов, участвующих в термоэмиссии

Полученная теоретическая формула легко проверяется экспериментально. Для этого берут обычный вакуумный диод и подбирают параметры электрической схемы таким образом, чтобы диод работал в режиме температурного ограничения эмиссии, т.е. все выходящие с катода электроны долетали до анода (рис. 9). После этого, оставаясь в этом режиме, меняют температуру катода T , измеряют анодный ток и далее строят зависимость $\ln(j/T^2)$ от обратной температуры ($1/T$, см. рис. 10). Если теоретическая формула справедлива, то согласно соотношению (9) должна получиться прямая линия. Многочисленные измерения показывают, что в эксперименте действительно получается прямая. Эта прямая получила название **прямой Ричардсона**. По тангенсу угла наклона этой прямой легко определить эффективную работу выхода ϕ , а по точке пересечения ее продолжения с осью ординат найти эмиссионную константу A .

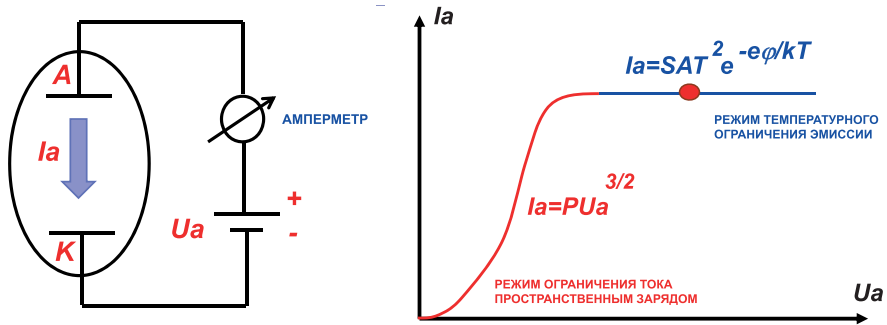


Рис. 9. Схема измерения прямой Ричардсона и вольт-амперная характеристика диода. Красным овалом указана рабочая точка вольт-амперной характеристики, в которой производятся измерения

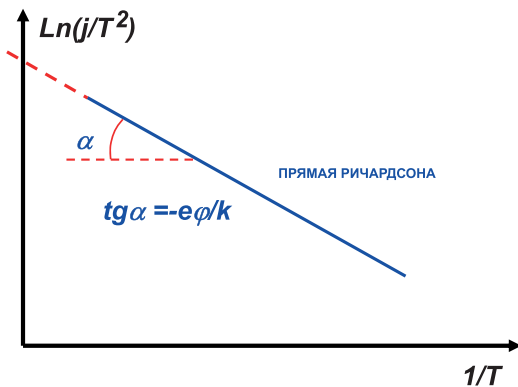


Рис. 10. Прямая Ричардсона

Для металлов, как правило, $\phi \approx 3-5$ электрон-вольт. В частности для одного из наиболее часто используемых в вакуумной электронике материалов – вольфрама (W) $\phi = 4.52$ электрон-вольт.

Насколько важно иметь маленькую работу выхода? Для иллюстрации сравним отношение плотностей тока термоэмиссии из цезия (Cs) и платины (Pt), для которых ϕ равна соответственно 1.9 и 5.2 электрон-вольт при рабочей температуре 2500°C . В этом случае средняя тепловая энергия $kT/e \approx 0.2$ В, поэтому

$$\frac{j_{Pt}}{j_{Cs}} = \frac{e^{-\frac{5.2}{0.2}}}{e^{-\frac{1.9}{0.2}}} \approx 2 \times 10^{-6}.$$

Следовательно, **выигрыш в работе выхода хотя бы на один вольт** уже позволяет поднять плотность тока на два порядка (или соответствующим образом снизить температуру катода).

Измерения константы A по прямой Ричардсона показывают, что она оказывается существенно меньше теоретического значения и составляет обычно от 30 до 70 вместо теоретически предсказанных 120. При выводе (9) полагалось, что уровень Ферми не зависит от температуры. На самом деле для металлов эта величина, в первом приближении, является линейной функцией T :

$$W_F = W_{F0} - \alpha T.$$

Подставляя тогда W_F в (9) легко получить, что

$$j = e^{-\frac{\alpha}{k}AT^2} e^{-\frac{e\phi}{kT}} = A^* T^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}}.$$

В эксперименте на самом деле измеряется эффективная эмиссионная константа A^* .

2.2. ПЛЕНОЧНЫЙ КАТОД

Чистые металлы, как указывалось выше, имеют большие значения ϕ (чаще всего 3–4 эВ) и поэтому редко используются в качестве материалов катодов. Один из способов снижения эффективной работы выхода заключается в **нанесении на поверхность металла одноатомной пленки другого металла**. Такой катод получил название **пленочного катода**.

Рассмотрим **принцип работы пленочного катода**. Обратимся для этого к таблице Менделеева и выпишем одну строчку этой таблицы:

Li литий	Be бериллий	B бор	C углерод	N азот	O кислород	F фтор	Ne неон
Электроположительные					Электроотрицательные		

Первые два элемента в строчке имеют мало электронов на внешней оболочке и связь этих электронов с ядром слабая. Поэтому эти элементы легко отдают эти электроны и превращаются, таким образом, в положительные ионы. Такие элементы называются **электроположительными** или элементами с **малым электронным сродством**. Наоборот, элементы в конце строки имеют почти заполненные внешние электронные оболочки, связь электронов с ядром сильная, и такие элементы стремятся присоединить электроны, чтобы дополнить внешнюю оболочку до полной. При таком присоединении, очевидно, атом пре-

вращается в отрицательно заряженный ион. Поэтому такие элементы называют **электроотрицательными** или элементами с **большим электронным сродством**. Оказывается, если покрыть металл одноатомной пленкой электроположительного элемента, то работа выхода уменьшится, а если электроотрицательного – то увеличится. Например, если покрыть вольфрам барием (**W+Ba**) то уменьшится, а если кислородом (**W+O**) – увеличится. Разберем это подробнее на примере одноатомного покрытия вольфрама барием (**W+Ba**) – см. рис. 11.

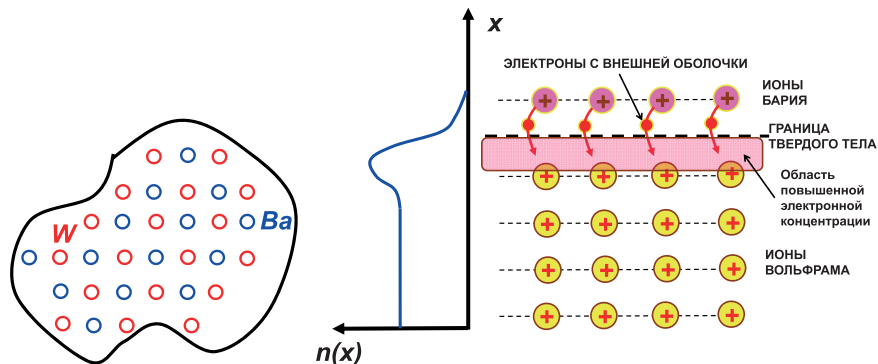


Рис. 11. Механизм образования дипольного слоя. Расположение атомов вольфрама и бария на поверхности (слева) и концентрация электронов внутри и вне твердого тела (справа)

Поскольку **Ba** является электроположительным элементом, то он легко отдает свои валентные электроны и эти электроны притягиваются к ионам вольфрама (рис. 11). В результате концентрация электронов $n(x)$ в приповерхностном слое увеличивается. Таким образом, на границе твердого тела создается дипольный слой (рис. 12), у которого положительные заряды расположены наверху, а отрицательные – внизу. Очевидно, при такой полярности диполя, он будет создавать отрицательную добавку $W_1(x)$ к существовавшему ранее потенциальному барьеру (см. рис. 6, 7) и результирующий барьер, который является суперпозицией $W_1(x)$ и $W(x)$, станет ниже.

В принципе, возможны два варианта формы барьера. Если функция $W_1(x)$ плавная, то происходит просто уменьшение высоты барьера (рис. 13 а). Если же функция резкая, то барьер приобретает более сложную форму (рис. 13 б), и он имеет участок резкой неоднородности.

Поскольку электрон обладает волновыми свойствами, то при барьере первой формы коэффициент отражения от барьера будет таким же, как в случае простейшего металлического катода, т.е. маленьким, и измеренная по прямой Ричардсона эмиссионная константа $A=120r$ должна

оставаться порядка нескольких десятков. Если же реализуется случай б), коэффициент отражения от барьера с сильной неоднородностью будет большим и следует ожидать малых значений A , на уровне нескольких единиц. Эксперименты показывают, что во всех пленочных катодах измеренная величина $A < 10$, т.е. реализуется случай **резкого барьера**.

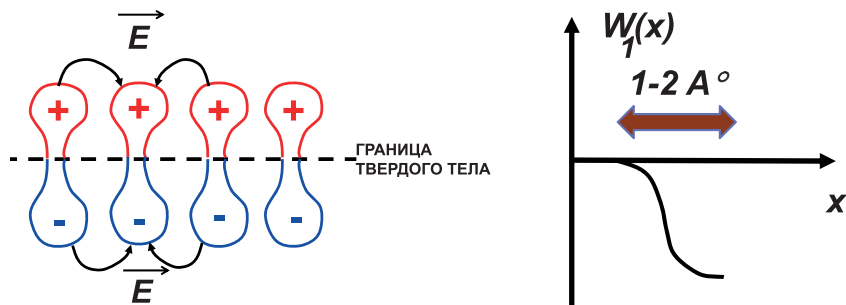


Рис. 12. Дипольный слой на границе твердого тела (слева) и соответствующая добавка к высоте потенциального барьера (справа). Показаны силовые линии электрического поля соседних диполей

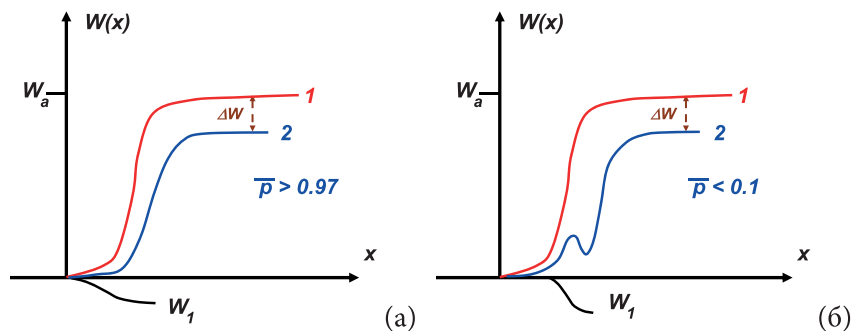


Рис. 13. Возможные формы потенциального барьера (синяя кривая) в пленочном катоде

Величина понижения высоты барьера оказывается весьма значительной. Так, для комбинации $(W+Ba)$ величина ϕ снижается с 4.52 до 1.6 В. Возможно покрытие барьера и другими электроположительными элементами. Наиболее эффективными с точки зрения получения максимальной величины ΔW оказались $(W+Ba)$ и $(W+Cs)$. В последнем случае ϕ падает до 1.5 В. Но на практике используют только комбинацию $(W+Ba)$, поскольку у цезия слишком низкая температура плавления (всего 300 К) и одноатомная пленка слишком быстро испаряется с поверхности металла.

Понижение высоты барьера, очевидно, зависит от концентрации нанесенных атомов покрытия. Обозначим через N_0 концентрацию, соответствующую в точности одноатомному покрытию, как это показано на рис. 11, а через N – реальную концентрацию напыленной пленки. Тогда, в предельных случаях $N \ll N_0$ и $N \gg N_0$ легко понять, что эффективная работа выхода φ равна соответственно $\varphi_{мет}$ (работе выхода металла) или $\varphi_{покр}$ (работе выхода покрытия) и следует ожидать, что минимальная работа выхода как раз будет достигаться при $N=N_0$ (рис. 14). Но измерения показывают, что минимум φ реализуется при $N \approx 0.7N_0$ (рис. 14).

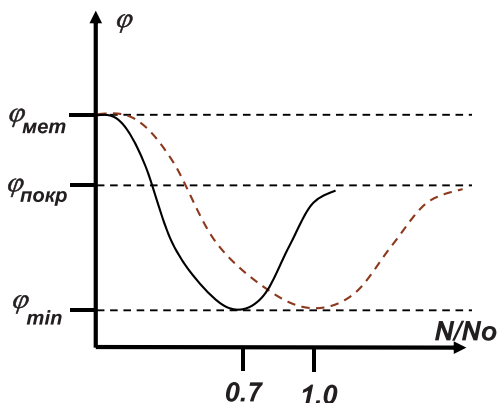


Рис. 14. Зависимость работы выхода от концентрации атомов покрытия. Пунктир – ожидаемая, сплошная линия – измеренная

Снижение работы выхода пропорционально суммарному дипольному моменту пленки. При малых N , когда диполи расположены редко и не влияют друг на друга, эта величина возрастает. Однако, когда N по порядку величины приближается к N_0 , расстояния между диполями становятся порядка размера диполя и, как видно из рис. 12, поля двух соседних диполей стремятся уменьшить дипольный момент центрального диполя (электрические поля соседей стремятся сблизить заряды центрального диполя). Поэтому дипольный момент достигает максимума, а затем начинает падать, соответственно работа выхода начинает расти и приближается к работе выхода покрытия.

Пленочные катоды работают при достаточно высокой температуре, превышающей 1000°C , поэтому даже пленка более тугоплавкого чем цезий, бария на поверхности вольфрама будет испаряться и в результате, если просто напылить на поверхность вольфрама одноатомную пленку бария, то такой катод оказывается недолговечным. Поэтому необходимо постоянное возобновление слоя бария на поверхности воль-

фрама. Эту задачу впервые решил Лемменс в 1950 году. Поэтому соответствующий катод получил название **L-катод**. Рис. 15 иллюстрирует его устройство.

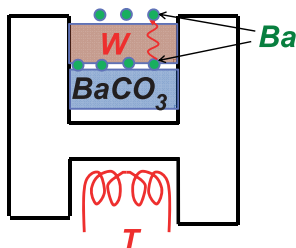
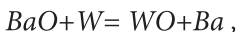


Рис. 15. Устройство L-катода

Он представляет собой двойной металлический стакан, с одной стороны которого находится спираль подогревателя, обеспечивающего нужную температуру катода, а с другой вставлены две таблетки. Нижняя представляет из себя соль карбоната бария $BaCO_3$, а выше находится пористый вольфрам **W**. Работа катода происходит следующим образом. Сначала происходит так называемый **процесс активировки катода** (в исходном состоянии катод ток не дает, его нужно активировать; эта закономерность справедлива для любых типов катодов, основанных на термоэлектронной эмиссии). Он производится в два этапа и заключается в следующем. Сначала катод нагревают до температуры $300^\circ C$. При этом карбонат бария разлагается на окись бария и углекислый газ, который откачивают с помощью вакуумного насоса



Далее температуру увеличивают до $1275^\circ C$. При этом происходит реакция восстановления



в результате которой на границе вольфрам – окись бария образуются атомы бария. Атомы бария при такой высокой температуре ($1275^\circ C$) способны диффундировать по порам к поверхности, где и образуют одноатомную пленку бария. Пористость вольфрама подбирают таким образом, чтобы скорость подкачки бария по порам равнялась скорости его испарения с поверхности. Изготовленные таким образом катоды способны обеспечить плотность тока эмиссии порядка $3-10 \text{ A/cm}^2$, что является вполне приемлемой величиной для большинства электронных приборов СВЧ.

2.3. ОКСИДНЫЙ КАТОД

Пленочные катоды позволяют снизить эффективную работу выхода до 1.6 эВ, но еще большее снижение ϕ достигается в так называемых оксидных катодах. **Оксидный катод** представляет из себя толстую (30–200 микрон, т.е. много атомных слоев) пленку смеси окислов щелочно-земельных металлов на поверхности подложки, в качестве которой обычно выступает никель (см. рис. 16). Окислы таких металлов на атмосфере очень гигроскопичны, т.е. поглощают влагу и становятся рыхлыми. Если их нанести на поверхность подложки прямо при атмосферном давлении, они плохо держатся на поверхности и пленка оказывается очень непрочной. Поэтому используется прием, аналогичный уже описанному ранее в разделе про L-катод. Вместо окислов наносится соль щелочно-земельного металла, затем катод помещается в вакуум, нагревается до 300 градусов, соль разлагается на окисел и углекислый газ и далее этот газ откачивается. Образовавшийся окисел уже прочно соединен с подложкой.

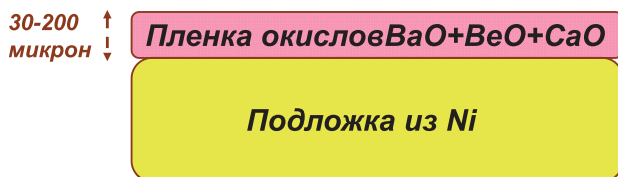
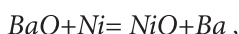


Рис. 16. Устройство оксидного катода

Рассмотрим процесс **активировки** оксидного катода на простейшем примере, когда никелевую подложку покрывают окислом только одного элемента – бария (Ba). Как уже говорилось выше, сначала подложку покрывают солью $BaCO_3$ и нагревают до 300°C, в результате соль разлагается на окисел и углекислый газ, который откачивается.



Получившийся окисел имеет строгую периодическую кристаллическую решетку, где на один атом **Ba** приходится один атом кислорода **O** (так называемый стехиометрический состав равен 1:1). Получившийся катод оказывается полупроводником p-типа и обладает очень высокой работой выхода, поэтому эмиссионный ток ничтожно мал. Далее катод нагревают до 1200°C. При этом на границе окисел-подложка происходит **реакция восстановления**



и образуются свободные атомы бария. При такой высокой температуре (1200°C) барий обладает подвижностью и в результате может внедряться в кристаллическую решетку окисла, образуя дефект кристаллической решетки (рис. 17).

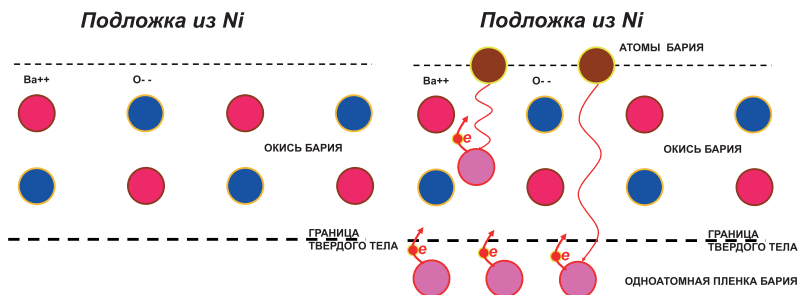


Рис. 17. Вид кристаллической решетки при разной температуре катода. Коричневым показаны атомы бария на границе подложки и бария

Как уже отмечалось ранее, **Ba** является **электроположительным элементом**, поэтому он легко отдает свои валентные электроны (см. рис. 17), т.е. при внедрении в кристаллическую решетку окисла он ведет себя как **донорная примесь**. В результате тип проводимости окисла меняется с **p-типа** на **n-тип** и уровень Ферми перемещается к потолку запрещенной зоны (рис. 18). Помимо этого, барий диффундирует непосредственно к поверхности катода и образует на нем одноатомную пленку бария, т.е. начинает действовать механизм снижения высоты потенциального барьера, подробно рассмотренный ранее для пленочных катодов (высота барьера становится равной W_a' – см. рис. 18). В результате этих двух процессов эффективная работа выхода резко уменьшается и в рассматриваемом случае снижается с 4.9 эВ до 1.0 эВ.

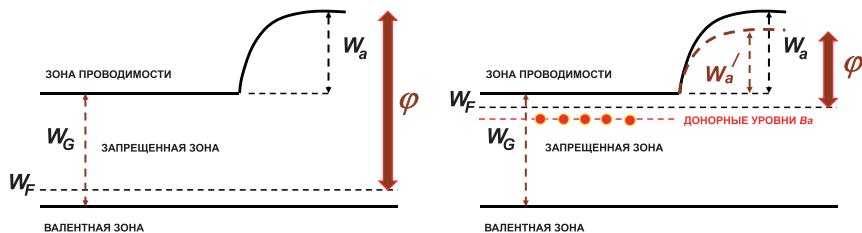


Рис. 18. Энергетическая диаграмма катода до и после активировки

2.4. ЭФФЕКТ ШОТТКИ

Обычно вольт-амперная характеристика вакуумного диода (рис. 9) состоит из двух участков: при малых U_a диод находится в режиме ограничения тока пространственным зарядом, далее диод переходит в режим температурного ограничения эмиссии, который еще называют режимом насыщения, поскольку ток в этом режиме перестает зависеть от напряжения. Величина тока в режиме насыщения определяется формулой (9) закона Ричардсона-Дешмана. Однако если продолжать дальше увеличивать анодное напряжение, то оказывается, что когда анодное напряжение станет настолько большим, что электрическое поле на катоде превысит некоторое пороговое значение $E_{max} \approx 10^5$ В/м то ток снова начинает заметно расти (рис. 19). Это явление получило название **эффекта Шоттки**.

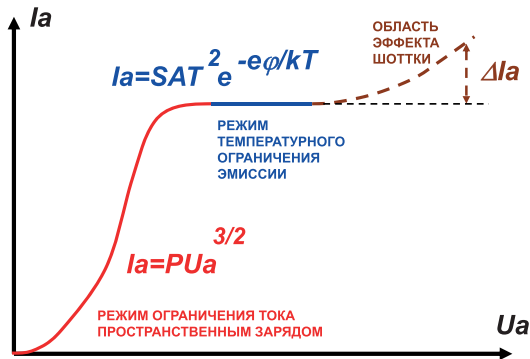


Рис. 19. Вольт-амперная характеристика диода при больших анодных напряжениях

Рассмотрим теорию этого явления на примере простейшей модели плоского диода. При выводе формулы для плотности тока термоэлектронной эмиссии мы полагали, что форма барьера имеет вид рис. 6 (см. также рис. 7 в). Т.е. на выходящий электрон действуют 3 силы: сила притяжения ионов, сила отталкивания от электронной шубы и сила зеркального отображения. На самом деле в процессе выхода электрона участвует еще одна сила – сила со стороны внешнего электрического поля, создаваемого катодом и анодом. Поэтому модель, рассмотренная в п.3 справедлива, если сила со стороны **внешнего электрического поля** мала по сравнению с тремя перечисленными выше. Учтем теперь эту силу, полагая, что диод – плоский, а силами пространственного заряда в промежутке катод-анод можно пренебречь. Тогда внешнее поле считается по элементарной формуле $E = U_a/d$, где U_a – анодное напряже-

ние, d – расстояние катод-анод. Легко видеть, что внешнее поле направлено в противоположную сторону, чем перечисленные выше, т.е. оно способствует выходу электронов из твердого тела и, таким образом, понижает высоту потенциального барьера. Суммарное поле является суперпозицией всех указанных полей. Поэтому, чтобы нарисовать суммарное поле, действующее на электрон, надо просто кривую рис. 5 опустить вниз на величину E (рис. 20). Соответственно, потенциальный барьер примет вид, показанный на рис. 20 пунктиром, а максимальная высота барьера W'_a станет ниже.

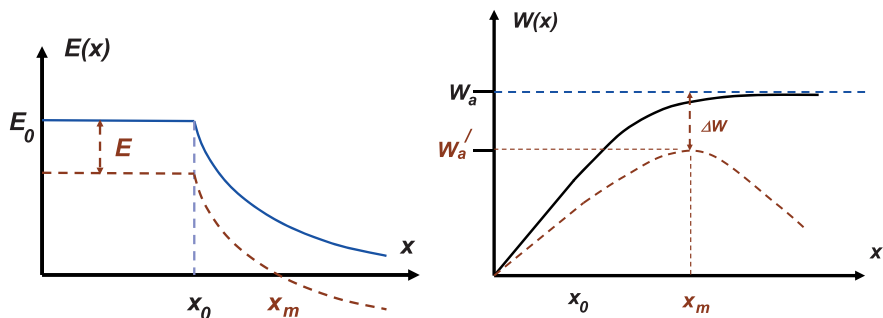


Рис. 20. Электрическое поле и потенциальный барьер на границе твердого тела без учета эффекта Шоттки (сплошная линия – кривая $E_0(x)$) и при его учете (пунктир)

Легко видеть, что при $x < x_m$ электрическое поле будет тормозящим, а при $x > x_m$ – ускоряющим. Поэтому если электрон дошел до точки $x = x_m$, он достигнет анода. Рассчитаем величину понижения потенциального барьера ΔW , полагая, что толщина дипольного слоя $x_0 < x_m$. Разница высот потенциальных барьеров

$$W_a - W'_a = e \int_0^{\infty} E_0(x) dx - e \int_0^{x_m} (E_0(x) - E) dx = eEx_m + e \int_{x_m}^{\infty} E_0(x) dx.$$

Поскольку $x_m > x_0$, то $E_0(x)$ описывается соотношением (2). Подставляя $E_0(x)$ и проводя элементарное интегрирование получаем, что

$$\Delta W = W_a - W'_a = eEx_m + \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x_m}. \quad (10)$$

Величина x_m находится из равенства $E_0(x_m) = E$, т.е.

$$\frac{e}{16\pi\epsilon_0 x_m^2} = E.$$

Отсюда

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E}}.$$

Подставляя теперь полученное x_m в (10), получаем, что уменьшение высоты барьера

$$\Delta W = e \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (11)$$

Тогда плотность тока термоэмиссии можно представить в следующем виде

$$j = AT^2 e^{-\frac{(W_a - W_F - \Delta W)}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} e^{\frac{\Delta W}{kT}} = j_0 e^{\frac{\Delta W}{kT}}, \quad (12)$$

где j_0 – плотность тока без учета эффекта Шоттки.

Рассмотрим пример

Пусть у нас имеется плоский диод, работающий в режиме температурного ограничения эмиссии, и рабочая точка диода находится далеко в области насыщения так, что полем пространственного заряда можно пренебречь, а поле электродов между катодом и анодом $E=2 \times 10^6$ В/м (достаточно типичное значение для электронных приборо́в СВЧ).

Подставляя теперь полученное E в формулу для x_m , получаем, что $x_m = 120 \text{ \AA}$. Даже если взять E на порядок меньше, т.е. примерно соответствующее границе эффекта Шоттки (см. начало текущего раздела), то $x_m = 360 \text{ \AA}$. Таким образом, при **типичных для эффекта Шоттки электрических полях** величина x_m действительно превышает x_0 и в то же время оказывается на несколько порядков меньше, чем радиус кривизны поверхности катода, что позволяет сделать вывод, что наша **формула для увеличения плотности тока при эффекте Шоттки справедлива** не только для плоского диода, а **для диода любой формы**. Поскольку величина x_m не превышает 500 ангстрем, это означает, что все процессы понижения барьера развиваются в узкой прикатодной области и **неоднородностью внешнего поля E , понижающего барьер, можно пренебречь**. Это означает, что при расчете x_m и j в соответствующих формулах **надо подставлять** вместо E **электрическое поле на катоде E_k** . Пусть $E_k = 2 \times 10^6$ В/м, а катод диода сделан из вольфрама. Тогда работа выхода $\varphi = 4.52$ эВ, а из формулы (11), получаем, что понижение высоты барьера $\Delta W = 0.062$ эВ, т.е. от-

носительное изменение высоты барьера $\Delta W/\varphi=1.5\%$. В тоже время, согласно (12)

$$e \frac{\Delta W}{kT} = 1.32.$$

Т.е. даже такое относительно небольшое снижение работы выхода уже приводит к значительному увеличению плотности тока. Отметим, что в ряде электронных приборов величина электрического поля на катоде может превышать $(5-10) \times 10^6$ В/м, и соответствующее увеличение плотности тока может превышать 2 раза и даже более.

3. АВТОЭЛЕКТРОННАЯ И ВЗРЫВНАЯ ЭМИССИЯ

3.1. АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Автоэлектронная (или полевая) эмиссия была обнаружена еще в 1897 году Вудом и заключается в том, что если к поверхности твердого тела приложено очень большое электрическое поле $E > 10^8$ В/м, то даже при температуре, близкой к абсолютному нулю по Кельвину (-273°C) наблюдается заметный ток эмиссии. Очевидно, ни теория термоэмиссии, ни эффект Шоттки это явление объяснить не могут.

Рассмотрим, как происходит изменение формы потенциального барьера по мере увеличения приложенного к поверхности твердого тела электрического поля E . Соответствующая трансформация представлена на рис. 21.

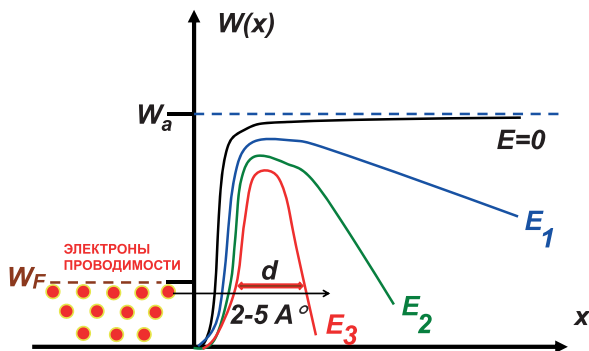


Рис. 21. Трансформация формы барьера по мере увеличения электрического поля на поверхности катода. $E_3 > E_2 > E_1$

Согласно рис. 21, одновременно происходит два процесса: **медленное** уменьшение **высоты** барьера и **быстрое** – его **ширины**. В результате при поле $E \sim 10^8$ В/м ширина барьера d на уровне энергии Ферми становится порядка нескольких ангстрем. При такой малой ширине барьера электроны уже имеют большую вероятность **туннелировать сквозь барьер** без изменения своей энергии. Этим и объясняется явление автоэлектронной эмиссии.

Теория автоэлектронной эмиссии строится сходным образом с теорией термоэлектронной эмиссии. Остановимся коротко на основных ключевых моментах физической и математической моделей, используемых при расчете плотности тока. Поскольку электроны внутри твердого тела находятся в термодинамическом равновесии, то в каче-

стве функции распределения опять берется распределение Ферми (см. рис. 8)

$$dn \sim \frac{W^{1/2} dW}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1}.$$

Однако поскольку в данном виде эмиссии температура тела T мала и не превышает комнатной, то все электроны находятся ниже уровня Ферми и делается допущение $T=0$. Тогда наше распределение упрощается и переходит в

$$dn \sim W^{1/2} dW.$$

Т.е. если в теории термоэмиссии мы пренебрегали 1 в знаменателе распределения, то теперь наоборот – мы оставляем 1 и пренебрегаем экспонентой.

Второй важный вопрос – нахождение вероятности прохождения электронов сквозь потенциальный барьер. Рассмотрим сначала качественно прохождение частицы сквозь барьер простейшей прямоугольной формы (рис. 22). Соответствующая задача многократно описана в различных учебниках по квантовой механике, поэтому мы остановимся только на основных этапах расчета, а за подробностями отсылаем читателя к соответствующим монографиям.

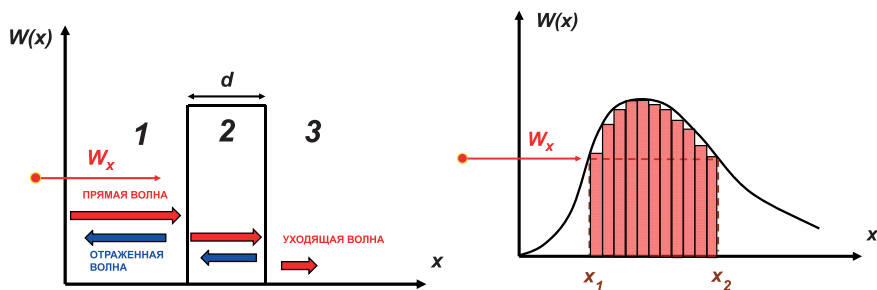


Рис. 22. Прохождение частицы сквозь барьер прямоугольной формы (слева) и аппроксимация реального барьера совокупностью прямоугольных барьеров (справа)

Как известно, для определения вероятности нахождения частицы в заданной точке необходимо знание волновой функции Ψ , которая находится из решения стационарного уравнения Шредингера. В нашем случае, как легко показать, уравнение Шредингера представляет собой линейное однородное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами, поэтому внутри каждой из областей (1, 2 или 3 – см.

рис. 22) Ψ есть суперпозиция прямой и отраженной волн (индекс i указывает номер области):

$$\Psi_i = a_i e^{-k_i x} + b_i e^{k_i x}, \quad i = 1, 2, 3.$$

Очевидно $a_1=1$, а для 3-ей области $b_3=0$, поскольку волна уходит на бесконечность. Тогда, сшивая решения на границах областей, можно найти Ψ_3 , и далее квадрат модуля этой функции даст нам вероятность прохождения электрона с энергией W_x сквозь барьер ширины d . Можно показать, что для уходящего на бесконечность электрона соответствующая вероятность

$$p = e^{-\frac{d}{\hbar} \sqrt{2m(W(x)-W_x)}}.$$

Здесь $W(x)$ – профиль потенциального барьера. Реальный барьер можно представить в виде последовательности прямоугольных (рис. 22) шириной dx_i . Тогда вероятность прохождения сквозь барьер равна произведению соответствующих вероятностей и в результате

$$p = e^{-\frac{dx_1}{\hbar} \sqrt{2m(W(x_1)-W_x)}} e^{-\frac{dx_2}{\hbar} \sqrt{2m(W(x_2)-W_x)}} \dots e^{-\frac{dx_i}{\hbar} \sqrt{2m(W(x_i)-W_x)}} \dots = e^{-\frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(W(x)-W_x)} dx}.$$

Как видно из рис. 21, профиль барьера похож на несимметричный треугольник, поэтому в теории используют следующую аппроксимацию (см. рис. 23)

$$W(0) = W_a, \quad W(x) = W_a - eEx.$$

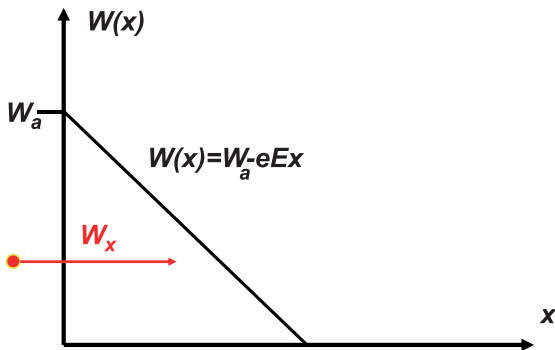


Рис. 23. Аппроксимация формы потенциального барьера в теории автоэлектронной эмиссии

В этом случае интеграл в формуле для вероятности берется аналитически и дальнейшая подстановка p и dn в формулу (1) приводит к следующему результату

$$j = ME^2 e^{-N\frac{\phi^3}{E}}. \quad (13)$$

Константы M и N равны соответственно:

$$M = 6.2 \times 10^{-6} \frac{W_F}{W_a \phi^{1/2}}, \quad N = 6.85 \times 10^7.$$

Электрическое поле подставляется в В/см, W_a , W_F , ϕ – в вольтах. Плотность тока при этом получается в А/см². Интересно отметить, что по структуре формула идентична формуле Ричардсона-Дешмана с заменой температуры T на электрическое поле E .

Автоэлектронные катоды обычно представляют собой тонкую длинную иглу, размещенную на дужке D (рис. 24).

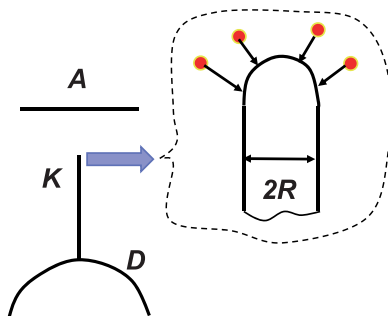


Рис. 24. Устройство автоэмиссионного катода. На выноске показан процесс бомбардировки катодной иглы положительными ионами

Радиус иглы R составляет порядка $500\text{--}1000 \text{ \AA}$, поэтому при подаче на анод потенциала $U \sim 10 \text{ кВ}$ электрическое поле E , которое можно оценить как $E \sim U/R$, достигает $10^8\text{--}10^9 \text{ В/м}$, что вполне достаточно для возникновения автоэлектронной эмиссии. Достоинством таких катодов является очень большая крутизна dI_a/dU вольт-амперной характеристики и возможность получения точечного источника электронов. Подстановка $E \sim 10^8\text{--}10^9 \text{ В/м}$ в (13) дает плотность тока $j \sim 10^8 \text{ А/см}^2$. Однако **площадь** иглы очень мала, поэтому **величина тока** автокатаода составляет всего **несколько десятков микроампер**. Автокатод, к сожалению, обладает еще одним существенным недостатком: он работает при очень высоком вакууме, когда давление не превышает 10^{-9} мм рт. ст. При большем давлении электронный пучок производит достаточно интенсивную ионизацию молекул остаточного газа, которые превращаются в положительные ионы и бомбардируют катод. Поскольку размер иона всего на два порядка меньше размера иглы, такая бомбардировка приводит к быстрому разрушению острия и выходу его из строя.

3.2. ВЗРЫВНАЯ ЭМИССИЯ

Как правило, токи электронных пучков, используемых в мощных электронных приборах СВЧ, составляют от нескольких единиц до нескольких десятков ампер. Однако появление новой ветви СВЧ электроники – так называемой релятивистской СВЧ электроники, потребовало разработки приборов с ускоряющими напряжениями $U \sim 1\text{--}10$ мега-вольт и токами $I \sim 1\text{--}10$ килоампер (нетрудно подсчитать, что мощность соответствующего электронного пучка может тогда достигать $10^9\text{--}10^{11}$ Вт). Такие системы востребованы в ускорительной технике, системах наносекундной радиолокации высокого разрешения и ряде других. Реализация таких токов стала возможной после открытия на рубеже 70-х годов прошлого столетия явления взрывной эмиссии, послужившего основой для разработки так называемых коаксиальных диодов с магнитной изоляцией (КДМИ). КДМИ представляет из себя силовоточный ускоритель электронов, схема которого изображена на рис. 25.

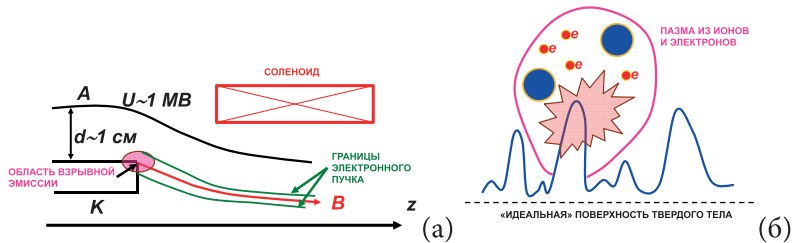


Рис. 25. Схема КДМИ (слева) и процесс взрыва элементарного острия на поверхности твердого тела (справа). Красным показано положение ведущей силовой линии магнитного поля B

Рассмотрим сначала подробнее, что происходит в зоне эмиссии (рис. 25 б). Катод (К) в КДМИ имеет форму полого цилиндра, сделанного из меди. Как видно из рис. 25, кромка катода имеет угловую точку с малым радиусом кривизны. Поэтому при подаче ускоряющего напряжения на анод (А) электронной пушки в области кромки катода формируется очень сильное электрическое поле. Легко оценить, что величина среднего поля E_{avr} (рассчитанного для «идеальной», т.е. гладкой поверхности) при указанных на рис. 25 размерах и напряжениях превышает 10^8 В/м, что больше чем технический порог, при котором возникает заметная автоэлектронная эмиссия. Реальная поверхность катода состоит из микроострий малого радиуса кривизны (рис. 25 б), поэтому поле на поверхности острия оказывается еще, по крайней мере, на порядок больше, чем E_{avr} . В результате, при подаче ускоряющего напряжения U с

острый начинается автоэлектронная эмиссия. По закону Джоуля-Ленца протекание тока вызывает нагрев острия. Поэтому помимо чисто автоэлектронной эмиссии возникает так называемая *термоавтоэлектронная эмиссия* (вследствие нагрева появляются электроны, имеющие энергию, выше уровня Ферми; им легче туннелировать сквозь барьер, поскольку чем больше энергия, тем он тоньше). Острие, в первом приближении, имеет форму цилиндра с малым поперечным сечением. Поэтому «стекание» тепла затруднено и происходит медленно. В результате происходит очень быстрый разогрев острия и через время порядка 1 нс температура достигает точки плавления. Кроме того, быстрый нагрев вызывает большие термомеханические напряжения в твердом теле. В результате после достижения температуры плавления происходит взрыв острия и образуется плотная плазма, содержащая электроны и ионы с концентрацией порядка 10^{19} см^{-3} . Отметим, что в твердом теле концентрация электронов порядка числа Авогадро (10^{23} см^{-3}), т.е. всего на 4 порядка больше. Поэтому происходит выброс с поверхности твердого тела огромного числа электронов. Вблизи кромки острия имеется продольная (вдоль оси z) компонента электрического поля, которая сносит электроны вправо, в переходную область. Здесь они попадают в область сильного магнитного поля, создаваемого соленоидом, поэтому двигаются вдоль магнитных силовых линий. В результате формируется прямолинейный электронный пучок с токами порядка 10 кА и энергиями частиц несколько МэВ.

Помимо электронов плазма содержит также ионы. Ионы – частицы тяжелые, поэтому магнитное поле на них практически не действует. В тоже время на границе плазмы, как и в обычном газе, существует сила давления плазмы, направленная в сторону анода. Вследствие этого ионы плазмы начинают подниматься к аноду и через время порядка 20–100 нс полностью заполняют промежуток катод-анод, т.е. переключают этот промежуток, что вызывает короткое замыкание. Последствия короткого замыкания во внешней цепи можно устранить поставив соответствующие сопротивления, однако короткое замыкание приводит к окончанию импульса тока. Поэтому приборы с взрывной эмиссией имеют малые длительности импульса, не превышающие нескольких сотен наносекунд.

4. ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

4.1. ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ МЕТАЛЛОВ

Вторичной электронной эмиссией называется процесс выхода электронов из твердого тела (рис. 26) под воздействием бомбардирующей поверхность первичного электронного пучка с током $I_{перв}$. В результате такого воздействия образуется вторичный поток электронов с током $I_{втор}$. Важнейшей характеристикой вторичной эмиссии является коэффициент вторичной эмиссии

$$\sigma = I_{перв}/I_{втор}.$$

Коэффициент вторичной эмиссии зависит как от энергии первичных электронов (потенциала U), так и от угла падения φ . Соответствующие зависимости представлены на рис. 27. Для металлов значение σ_{max} как правило лишь немного превышает 1, а соответствующее U_{max} – несколько сотен вольт.

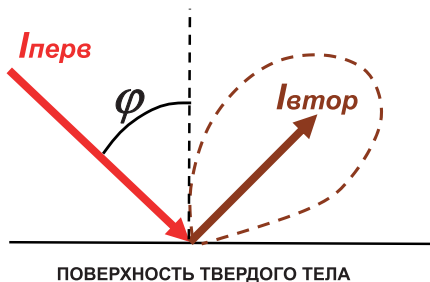


Рис. 26. К определению коэффициента σ . Пунктиром показана диаграмма направленности для вторичных электронов

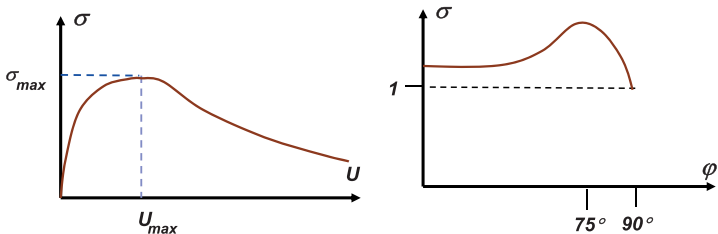


Рис. 27. Зависимости коэффициента вторичной эмиссии от энергии падающих частиц и угла падения

Экспериментально указанные зависимости изучаются на установке рис. 28. Эта же установка позволяет исследовать энергетический спектр вторичных электронов. Электронная пушка формирует поток первичных электронов с энергией U . Далее указанный поток входит через отверстие в сферический коллектор и попадает на мишень малого размера $d \ll R$, где R – радиус коллектора. Если потенциал коллектора $U_{\text{колл}} > U$, то все электроны доходят до коллектора и тогда, меняя U , мы можем снять зависимость $\sigma(U)$. Если же мы будем менять угол наклона мишени при постоянных U и $U_{\text{колл}}$, то получим зависимость $\sigma(\varphi)$.

Если же $U_{\text{колл}} < U$ то между мишенью и коллектором возникает радиальное тормозящее поле и до коллектора дойдут только те электроны, которые имеют энергию $W > |U - U_{\text{колл}}| = U_T$ – тормозящего потенциала между мишенью и коллектором. Ток этих электронов может быть выражен через функцию распределения электронов по энергиям как

$$I_{\text{колл}} = \int_{U_T}^{\infty} \frac{dI}{dW} dW. \quad (14)$$

Зависимость $I(U_T)$ называется кривой отсечки коллекторного тока. Тогда, дифференцируя выражение (14) по U_T , получаем, что функция

$$\frac{dI_{\text{колл}}}{dU_T} = \frac{dI}{dW},$$

т.е. равна производной от кривой отсечки коллекторного тока.

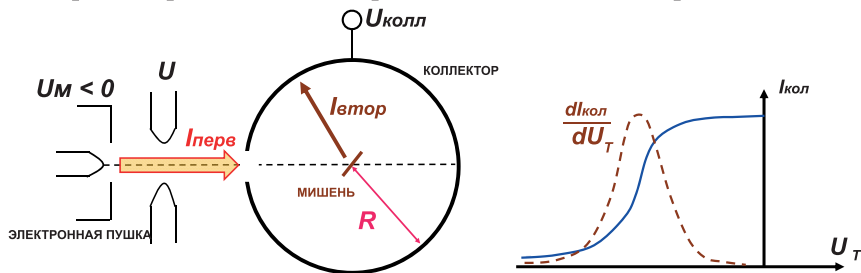


Рис. 28. Схема для изучения вторичной эмиссии и энергетического спектра вторичных электронов. Справа показан пример расчета функции распределения по известной кривой отсечки (синяя кривая)

Измерения, выполненные для вторичной эмиссии, показывают, что соответствующее распределение dI/dW имеет вид, изображенный на рис. 29. Распределение имеет три характерных максимума: А, В и С. Причем, расстояние между максимумами А и В для одного и того же материала не зависит от энергии первичного пучка, а при изменении энер-

гии первичного пучка максимумы А и В синхронно сдвигаются вправо, причем максимум А очень узкий и всегда соответствует энергии первичного пучка. Это позволяет сделать вывод, что электроны из максимума А – это просто упруго отраженные от поверхности электроны.

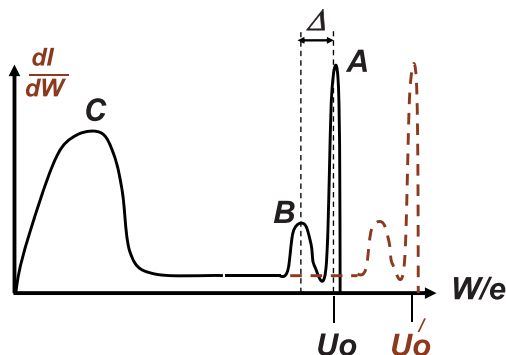


Рис. 29. Распределение вторичных электронов по энергиям при разных ускоряющих напряжениях первичного пучка

С точки зрения классической механики таких электронов быть не должно, т.к. процесс проникновения электрона в твердое тело – это падение частицы в потенциальную яму. Однако электрон – это волна-частица, а потенциальный барьер для волны – это неоднородность. Поэтому имеется некоторая вероятность отражения частицы назад (рис. 30 а). При больших энергиях падающих электронов (сотни вольт) такая вероятность порядка 1%. Теперь остановимся на максимуме В. Электроны из этого максимума называются упруго отраженными с характеристическими потерями. Он возникает по двум причинам. Во первых, такие электроны участвуют в процессе ионизации атомов вещества (рис. 30 б) и выбивают электроны прежде всего с потолка валентной зоны (рис. 31). Поскольку все энергетические уровни вплоть до уровня Ферми уже заняты электронами проводимости, то энергия ионизации должна несколько превышать сумму уровня Ферми и ширины запрещенной зоны – $W_F + W_G$ (рис. 31). Вторая причина квантованности характеристических потерь заключается в том, что электроны могут возбуждать колебания целой группы электронов проводимости (так называемые плазменные колебания). Энергия таких колебаний оказывается тоже квантованной.

Левее максимума В находится большая группа не упруго отраженных электронов, совершивших много ионизаций перед тем как покинуть твердое тело и выйти обратно в вакуум (рис. 30 с). Наконец, электроны из максимума С – это истинно вторичные электроны, в этом

случае соответствующие первичные электроны совершают так много ионизаций и проникают так глубоко в твердое тело, что не могут выйти обратно и остаются в твердом теле (рис. 30 d). Точка экстремума С соответствует энергии порядка 2–4 В, а за границу истинно вторичных электронов принимают величину порядка 50 В.

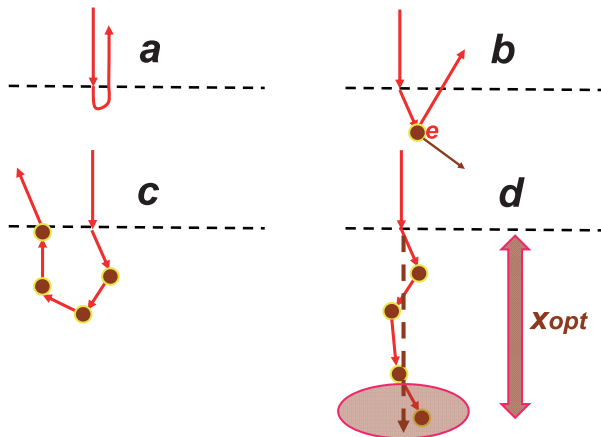


Рис. 30. Возможные траектории первичных электронов после проникновения в твердое тело (красные кривые). Коричневыми точками обозначены электроны, появляющиеся при ионизации атомов кристаллической решетки. Пунктиром обозначена граница твердого тела

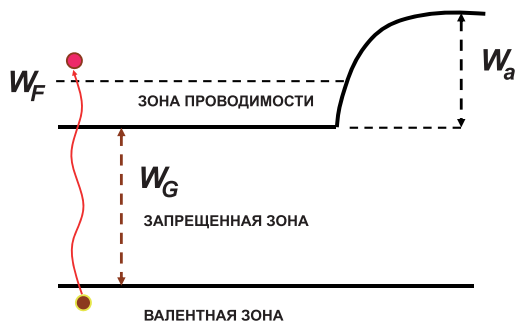


Рис. 31. Энергетический переход при ионизации атома кристаллической решетки

Для того, чтобы объяснить вид зависимостей коэффициента вторичной эмиссии от энергии падающих частиц и угла падения (рис. 27) обратимся к динамике изменения энергии проникающего в твердое тело первичного электрона (см. рис. 30 d и рис. 32).

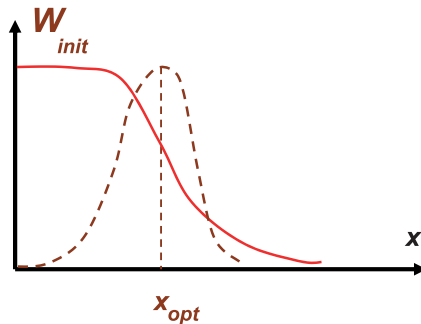


Рис. 32. Зависимость энергии проникающего в твердое тело электрона от координаты x , отсчитываемой вдоль траектории первичного электрона. Пунктиром качественно показано число возникающих при ионизации электронов

В начале, когда электрон только вошел в твердое тело, его энергия и скорость велики, поэтому он почти не взаимодействует с ионами кристаллической решетки (мало время пролета мимо иона), вероятность ионизации мала и энергия частицы почти не меняется. Далее, по мере проникновения в твердое тело его скорость падет (а время взаимодействия растет), электрон начинает интенсивно ионизовать ионы решетки. Наконец, его энергия становится меньше потенциала ионизации атома, и ионизации прекращаются. Если мы будем **отсчитывать координату x вдоль ломаной, по которой движется первичный электрон**, то из нашего качественного описания процесса движения внутри твердого тела следует, что энергия электрона должна меняться так, как показано на рис. 32. Очевидно, число dN образующихся в слое толщины dx электронов пропорционально потерям энергии первичного электрона, т.е.

$$dN \sim - \frac{dW}{dx} dx,$$

и основное число электронов образуется на некотором расстоянии x_{opt} от точки входа электрона в твердое тело (см. рис. 30 d и рис. 32). Очевидно, число ионизаций прямо пропорционально энергии падающего электрона (потенциалу U). В то же время, чем больше U , тем больше x_{opt} и основная масса электронов образуется все глубже внутри твердого тела. Поэтому возрастают потери на транспорт к поверхности. Начиная с некоторых энергий второй фактор становится сильнее первого, поэтому на кривой $\sigma(U)$ наблюдается максимум. Аналогично объясняется и зависимость $\sigma(\varphi)$. Как легко видеть из рис. 33, при наклонном

падении расстояние от места образования основной массы вторичных электронов до поверхности уменьшается, потери на транспорт падают, поэтому σ растет. Но если углы φ становятся близки к 90° , то электрон просто упруго отражается от поверхности и $\sigma \rightarrow 1$.

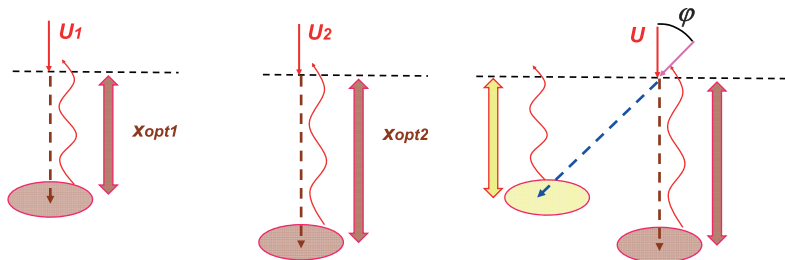


Рис. 33. К объяснению зависимостей от энергии и угла. Пунктир – граница твердого тела. $U_2 > U_1$. Овалом обозначено место образования основного количества вторичных электронов

4.2. ОСОБЕННОСТИ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ ДИЭЛЕКТРИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В диэлектриках и полупроводниках число электронов проводимости на несколько порядков меньше, чем в металлах. Поэтому значительно падают потери на транспорт и величина σ_{max} увеличивается до 10–30, а U_{max} – до 1000–1200 В (см. рис. 34). Для диэлектриков и полупроводников на графике $\sigma(U)$ выделяют также особо две точки, где $\sigma=1$. Эти значения называются соответственно **первым и вторым критическим потенциалами** (рис. 34). Другой особенностью диэлектрика является его плохая проводимость и вследствие этого – возможность заряжаться и долго сохранять заряд. Эта особенность может быть использована для дистанционного управления потенциалом диэлектрика. Простейший вариант такой системы изображен на рис. 35.

Подадим на металлическую подложку полный ускоряющий потенциал U_0 , а электронную пушку пока включать не будем, т.е. $U_a=0$. Тогда, вследствие наличия токов утечки в диэлектрике (существует хоть и низкая, но конечная проводимость) через некоторое время потенциал диэлектрика станет равным потенциалу подложки. Теперь подадим на анод пушки напряжение $U_a \neq 0$. Тогда на мишень пойдет поток электронов с током $I_{перв}$. Рассмотрим несколько возможных случаев, отличающихся величиной U_0 по отношению к первому и второму критическим потенциалам.

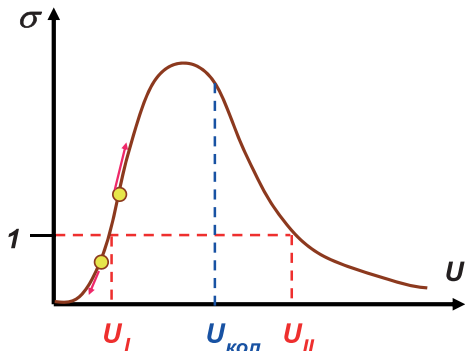


Рис. 34. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии падающих электронов для диэлектрика. Указаны величины первого (U_I) и второго (U_{II}) критических потенциалов. Желтыми точками отмечены возможные рабочие точки

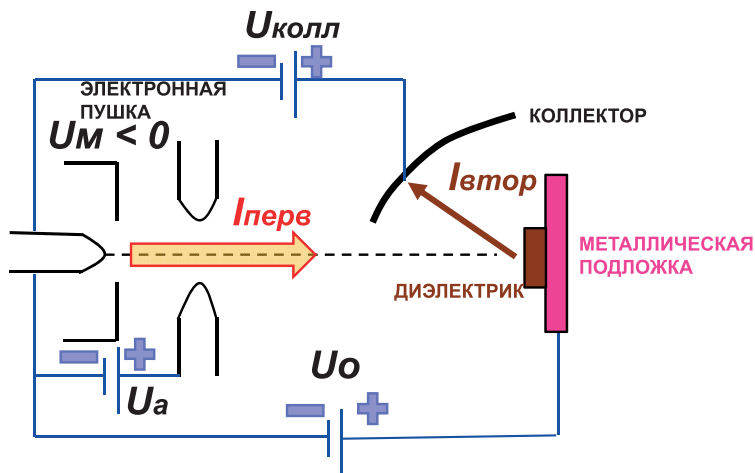


Рис. 35. Схема для управления потенциалом диэлектрика

Если $U_0 < U_p$, то $\sigma < 1$ и на мишень приходит больше электронов, чем уходит. В результате мишень начнет заряжаться отрицательно, следовательно, ее потенциал упадет, тогда σ еще больше уменьшится, еще больше электронов останется на диэлектрике, потенциал еще снизится... и т.д. В результате рабочая точка на рис. 34 будет сдвигаться вдоль кривой $\sigma(U)$ влево и вниз, пока потенциал диэлектрика не станет равным нулю.

Если $U_0 = U_p$, то $\sigma = 1$ и рабочая точка останется на месте. Однако, как легко видеть, эта точка неустойчивая: если в результате флуктуации

напряжения U_0 станет меньше U_p , то реализуется случай, описанный выше, если же будет обратная ситуация (см. далее), то рабочая точка начнет смещаться вправо.

Если $U_0 > U_p$, то $\sigma > 1$, т.е. уходит электронов больше, чем приходит, и потенциал диэлектрика начнет расти, рабочая точка начнет двигаться вправо (рис. 34). **До какой величины увеличится потенциал диэлектрика?** Пусть у нас выполнено условие

$$U_I < U_{кол} < U_{II}.$$

Тогда потенциал будет увеличиваться до тех пор, пока не достигнет величины $U_{кол}$. И далее меняться не будет. Дело в том, что если U станет больше $U_{кол}$, то между мишенью и коллектором возникнет тормозящее поле, которое не даст вторичным электронам попасть на коллектор. Таким образом, меняя электронным образом потенциал коллектора, можно дистанционно менять потенциал диэлектрика.

Легко видеть, что если $U_{кол} > U_p$, то рабочая точка будет двигаться вправо, пока не достигнет значения $U = U_{II}$.

5. ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

5.1. ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ МЕТАЛЛОВ

Фотоэлектронная эмиссия была открыта Генрихом Герцем еще в 1897 г. и заключается в том, что если облучать металл светом, то металлическое тело начинает испускать электроны (рис. 36).

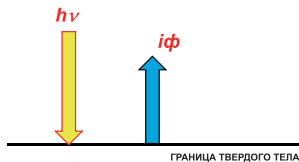


Рис. 36. Возникновение фотоэффекта

Уже вскоре после открытия этого явления стали известны три основных закона фотоэффекта.

1. **Закон Столетова или закон линейности:** фототок i_ϕ пропорционален интенсивности падающего излучения I :

$$i_\phi \sim I.$$

2. **Закон Эйнштейна:** максимальная кинетическая энергия эмитированных электронов является линейной функцией частоты ν :

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{max} = a + b\nu.$$

3. **Закон красной границы.** Фотоэффект наблюдается только если длина волны падающего света меньше некоторого значения λ_0 :

$$\lambda < \lambda_0.$$

Теоретическое объяснение последних двух законов было дано Эйнштейном еще в 1905 году. Он предположил, что квант света с энергией $h\nu$ поглощается одним электроном. Как легко видеть из энергетической диаграммы металла (рис. 37), больше всего электронов находится вблизи уровня Ферми (там наибольшая плотность состояний). Именно эти электроны в первую очередь и участвуют в фотоэмиссии.

Энергию электронов до поглощения кванта света тогда можно представить как

$$W = W_F + \delta W,$$

где $\delta W \approx kT$ – тепловая энергия электронов.

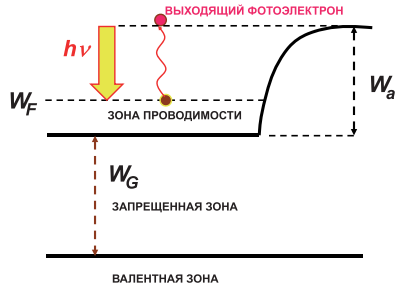


Рис. 37. Энергетическая диаграмма металла при фотоэффекте

После поглощения кванта света энергия электрона увеличивается до

$$W = W_F + \delta W + h\nu.$$

Далее электрон должен дойти до поверхности, потеряв при этом часть энергии ΔW на столкновение с электронами проводимости (потери на транспорт). У поверхности его энергия будет

$$W = W_F + \delta W + h\nu - \Delta W.$$

Наконец, чтобы выйти и дать вклад в фототок, электрон должен преодолеть потенциальный барьер высотой W_a , в результате у вышедшего электрона остается кинетическая энергия

$$\frac{mv^2}{2} = W_F + \delta W + h\nu - \Delta W - W_a = h\nu - (W_a - W_F) + \delta W - \Delta W = h\nu - \varphi + \delta W - \Delta W.$$

Поскольку тепловая энергия $\delta W \approx kT \ll \varphi$, то ею можно пренебречь. Максимальная кинетическая энергия достигается для электронов, поглотивших квант света у самой поверхности, где потери на транспорт равны нулю, поэтому получаем, что

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{max} = h\nu - \varphi.$$

Т.е. мы получили закон Эйнштейна. Полагая теперь, что максимальная кинетическая энергия равна нулю, получаем закон красной границы

$$\nu = \nu_0 = \frac{\varphi}{h}.$$

Отсюда длина волны λ_0 , соответствующая красной границе

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{\varphi} = \frac{12600 \text{ \AA}}{\varphi(\text{eV})}. \quad (15)$$

Здесь работа выхода выражена в электрон-вольтах.

Поскольку работа выхода зависит от внешнего электрического поля, приложенного к катоду (см. эффект Шоттки), то **красная граница также будет зависеть от величины электрического поля, приложенного к фотокатоду, если это поле достаточно сильное.**

5.2. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛОВ

Характеристиками фотокатода, позволяющими судить о его эффективности и рабочем диапазоне длин волн являются **квантовый выход Y и спектральная чувствительность S_λ** . Величина Y по определению равна отношению числа вылетевших при фотоэффекте электронов n_e к числу фотонов n_ϕ , т.е.

$$Y = \frac{n_e}{n_\phi}. \quad (16)$$

Поскольку квант света поглощается одним электроном, а в силу симметрии задачи направления «вверх» и «вниз» равноправны (рис. 38), то максимальное значение квантового выхода $Y_{max} = 0.5$.

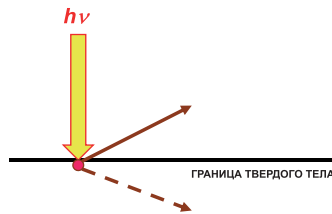


Рис. 38. К определению максимальной величины квантового выхода

Спектральная чувствительность S_λ по определению равна отношению фототока к мощности падающего излучения с длиной волны λ (частотой ν)

$$S_\lambda = \frac{i_\phi}{P}.$$

Между S_λ и Y существует простая связь. Умножим числитель и знаменатель в (16) на $eh\nu$. Тогда

$$Y = \frac{n_e}{n_\phi} = \frac{eh\nu n_e}{eh\nu n_\phi} = \frac{Qh\nu}{eW} = \frac{i_\phi t h\nu}{eW} = \frac{h\nu i_\phi}{eP} = \frac{h\nu}{e} S_\lambda.$$

Здесь Q – заряд электронов, выходящих при фотоэмиссии за время t , W – энергия света.

Величина S_λ зависит как от частоты излучения, так и от поляризации падающего света (см. рис. 39). Разные поляризации имеют различные коэффициенты отражения от поверхности металла, поэтому отличаются и соответствующие спектральные чувствительности.

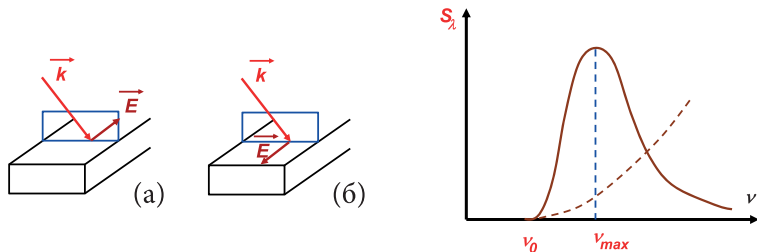


Рис. 39. Возможные поляризации падающего излучения (слева) и соответствующие качественные зависимости спектральной чувствительности от частоты. \vec{K} - волновой вектор, \vec{E} - вектор электрического поля. Сплошной кривой с права нарисована зависимость S_λ для поляризации (а), пунктиром - для поляризации (б)

5.3. ТЕОРИЯ ФОТОЭМИССИИ

Теория фотоэмиссии впервые была построена Фаулером еще в 1931 году. Кратко остановимся на основных предположениях и выводах теории. Фаулер рассмотрел относительно узкий частотный диапазон частот $\nu \in [\nu_0, 1.5\nu_0]$, что позволило использовать предположение о независимости вероятности поглощения α кванта света от частоты падающего излучения. Далее он предположил, что электроны, поглотившие квант света, имеют то же распределение Ферми, только сдвинутое по оси энергий вверх на величину энергии кванта $h\nu$. Наконец, так же как и в теории термоэлектронной эмиссии, можно считать, что если энергия электрона ниже высоты потенциального барьера, то вероятность его преодоления равна нулю, а если выше - то она близка к 1 и может быть заменена на некоторое среднее значение $p \approx 0.97-0.98$. С учетом этих предположений функция распределения электронов по энергиям

$$dn \sim \alpha \frac{W^{1/2} dW}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1},$$

а интегрирование в соотношении для плотности тока (1) нужно вести в пределах $[W_a - h\nu, \infty]$. Окончательно тогда получаем

$$j = AT^2 f(x), \quad f(x) = \int_0^x \ln(1 + e^t) dt, \quad x = \frac{h\nu}{kT}.$$

5.4. СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОТОКАТОДОВ

Металлические фотокатоды обладают низкими эмиссионными характеристиками. В металлах очень много электронов в зоне проводимости, поэтому велики потери на транспорт и как результат, величина квантового выхода находится в пределах 10^{-2} – 10^{-5} . Помимо этого, металлы характеризуются достаточно высокой работой выхода (несколько электрон-вольт), поэтому красная граница фотоэффекта находится уже в ультрафиолетовом диапазоне, а желательно работать в видимом диапазоне длин волн. Наконец, большая проводимость металлов приводит к тому, что они имеют большой коэффициент отражения и лишь малая часть мощности падающего излучения проникает в твердое тело и может инициировать фотоэмиссию.

Для фотокатодов вводят еще такое понятие как **темновой ток** – это ток в отсутствие освещения. Физической причиной для темнового тока является **термоэлектронная эмиссия**, поскольку фотокатод всегда имеет хотя бы комнатную температуру. Конечно, это величина мала – микроамперы. Но поскольку для металлов фотоэлектронная работа выхода равна термоэлектронной, эта величина оказывается уже заметной на фоне тока фотоэмиссии и приводит к существенному зашумлению сигнала. Все перечисленные особенности приводят к тому, что металлические катоды на практике, как правило, не используют. В результате у нас остается два возможных класса твердых тел для использования в фотокатодах – полупроводники и диэлектрики.

5.5. ОСОБЕННОСТИ ФОТОЭМИССИИ ИЗ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

В диэлектриках и полупроводниках электронов в зоне проводимости мало, поэтому фотоэмиссия осуществляется за счет электронов, находящихся вблизи потолка валентной зоны. Тогда легко понять, что **эффективная фотоэлектронная работа** выхода для такого фотокатода равна сумме ширины запрещенной зоны W_G и высоты W_a потенциального барьера:

$$\varphi = W_G + W_a.$$

Диэлектриками, по определению, называются вещества, у которых $W_G > 2$ эВ. Как мы видели из предыдущих разделов, величина $W_a > 1$ эВ, поэтому для диэлектрика $\varphi_{\text{эф}} > 3$ эВ, и соответствующий **фотокатод** опять **будет работать в ультрафиолетовом диапазоне** (см. формулу (15)), что неудобно с практической точки зрения. Поэтому **все фотокатоды делают из полупроводников**. Полупроводниковые фотокатоды обладают следующими преимуществами:

- Могут работать в видимом диапазоне длин волн вследствие относительно малой фотоэлектронной работы выхода.
- У них практически отсутствуют электроны проводимости, поэтому они имеют большой квантовый выход $\Upsilon=0.3-0.4$, близкий к теоретическому пределу (0.5).
- Свет достаточно глубоко проникает внутрь твердого тела (мала проводимость), поэтому велика вероятность поглощения α кванта света.

В результате полупроводниковые фотокатоды обеспечивают достаточно высокую величину тока фотоэмиссии и спектральную чувствительность. Кроме того, при соответствующем выборе типа проводимости, полупроводниковые фотокатоды дают малую величину темнового тока. Покажем это. Темновой ток определяется эффективной работой выхода φ , а фототок – фотоэлектронной работой выхода $\varphi_{\text{фэ}}$. Поэтому сравним эти величины для фотокатодов с различным типом проводимости (рис. 40).

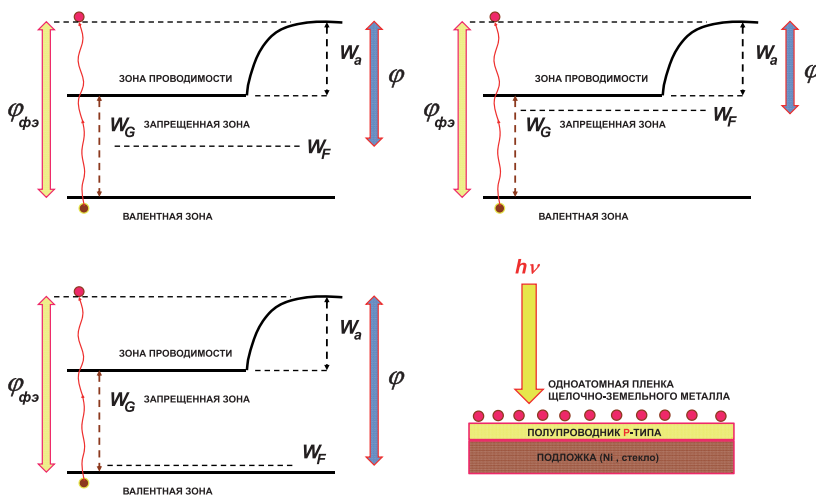


Рис. 40. Энергетические диаграммы полупроводников с различным типом проводимости (собственный, *n*-типа и *p*-типа) и устройство фотокатода

Как видно из рис. 40, для собственного полупроводника $\varphi_{\text{фэ}} \approx \varphi + W_G/2$, для полупроводника *n*-типа соотношение еще хуже: $\varphi_{\text{фэ}} \approx \varphi + W_G$. Наилучшее соотношение достигается для *p*-типа, здесь $\varphi_{\text{фэ}} \approx \varphi$. **Поэтому фотокатоды делают из полупроводников *p*-типа.**

Технически фотокатод выполняется в виде трехслойного «пирога» (рис. 40). Сначала идет подложка, далее – слой полупроводника *p*-типа и наверху – одноатомная пленка (см. раздел, посвященный L-катоду).

Фотокатоды используются, прежде всего, в фотоэлементах для регистрации меняющегося во времени светового потока. Сам по себе фотоэффект практически безинерционен (появление фотоэлектронов происходит за время менее 10^{-12} с). Однако **быстродействие** фотоэлемента определяется, прежде всего, **временем пролета** электрона от катода до анода. Примем для простоты плоскую модель фотодиода. Поскольку токи фотоэмиссии малы, мы можем пренебречь влиянием пространственного заряда на процесс движения электрона. Тогда электрон движется от катода к аноду равноускоренно и поэтому время пролета

$$\tau = \frac{d}{v_{\text{средн}}} = \frac{2d}{\sqrt{2\eta U_a}}.$$

Здесь d – зазор анод-катод, U_a – анодное напряжение, η – удельный заряд электрона. В современных фотоэлементах величина τ обычно составляет 10^{-7} - 10^{-8} с. В сверхбыстродействующих она может достигать до 10^{-11} с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жеребцов И.И. Электроника. Энергоатомиздат. М.: 1990.
2. Электронные приборы. / Под ред. Г.Г. Шишкина. 4-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1989. – 496 с.
3. Гапонов В.И. Электроника, ч.1, 2.М.: 1960.
4. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. Наука. М.: 1966.
5. Жигарев А.А. Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы. ВШ. М.: 1982.
6. Соболева Н.А., Берковский А.Г. и др. Фотоэлектронные приборы. Наука. М.: 1963.
7. Бродский Л.Н., Гуревич Ю.Я. Теория электронной эмиссии из металлов. Наука., М.: 1963.
8. Электроника : Энцикл. словарь/ Гл. ред. В.Г.Колесников. М.: Сов. энцикл., 1991. – 688с.

Владимир Николаевич Мануилов
ВВЕДЕНИЕ В ЭЛЕКТРОННУЮ ЭМИССИЮ
Учебное пособие

Печатается в авторской редакции