

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

А.В. Батраков

ЭМИССИОННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

*Рекомендовано в качестве учебного пособия
Редакционно-издательским советом
Томского политехнического университета*

Издательство
Томского политехнического университета
2008

УДК 621.38(075.8)

ББК 32.85я73

Б28

Батраков А.В.

Б28 Эмиссионная электроника: учебное пособие /
А.В. Батраков. – Томск: Изд-во Томского политехнического
университета, 2008. – 143 с.

ISBN 5-98298-316-0

Учебное пособие посвящено физическим основам эмиссионной электроники и основным направлениям практического использования эмиссии заряженных частиц из твердого тела в вакууме. Рассматриваются фундаментальные вопросы границы раздела металл–вакуум и основные типы эмиссии. По мере изложения типов эмиссии рассматриваются примеры их практического использования.

Пособие разработано в рамках реализации Инновационной образовательной программы ТПУ по направлению «Энергосберегающие, базовые, специальные и промышленные электроразрядные, радиационные и плазменно-пучковые технологии» и предназначено для магистрантов, обучающихся по программе «Физическая электроника»; рекомендовано студентам и аспирантам электрофизического профиля, а также может быть полезно инженерно-техническим работникам, занимающимся проектированием электровакуумных установок высокого напряжения.

УДК 621.38(075.8)

ББК 32.85я73

Рецензенты

Кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник ИСЭ СО РАН

Е.В. Нефедцев

Кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник ИСЭ СО РАН

А.Н. Панченко

ISBN 5-98298-316-0

© Батраков А.В., 2008

© Томский политехнический университет, 2008

© Оформление. Издательство Томского
политехнического университета, 2008

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эмиссионная электроника как область физики зародилась в 19-м веке и получила свое развитие в 20-м. В значительной степени именно эмиссионная электроника позволила науке и технике расширить экспериментальную базу за пределы среды обитания человека, а именно в вакуум. Современная электроника во многих направлениях пришла из вакуумной электроники. Появление электровакуумных приборов произвело в свое время техническую революцию, сопоставимую с последующим появлением и развитием твердотельной полупроводниковой электроники. Несмотря на развитие твердотельной электроники, вакуумная эмиссионная электроника остается на передовом рубеже науки и техники благодаря незаменимости эмиссии в вакууме для многих практических применений. Передовой край науки – наноэлектроника – в своем становлении и развитии обязан, прежде всего, исследованиям автоэлектронной (туннельной) эмиссии в вакууме благодаря появлению сканирующего туннельного микроскопа. Можно с уверенностью прогнозировать, что эмиссионная электроника как область науки и техники в будущем будет продолжать свое развитие, в том числе в связи с развитием космических технологий, где вакуум является естественной окружающей средой.

Эмиссия заряженных частиц с поверхности твердого тела и из плазмы охватывает большую область фундаментальных физических процессов, детальное изложение которых недоступно в рамках краткого курса. В данном пособии излагаются лишь основы фундаментальных типов эмиссии и случаев сложных комплексов эмиссионных явлений. Практическая значимость различных типов эмиссии иллюстрируется примерами их практического использования.

В заключение автор выражает благодарность профессору Д.И. Проскуровскому и старшему научному сотруднику Е.В. Нефедцеву за внимательное отношение и помощь при подготовке и научном редактировании материала, излагаемого в пособии.

Глава 1

ПОВЕРХНОСТЬ ТВЕРДОГО ТЕЛА. РАБОТА ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ТВЕРДОГО ТЕЛА. ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

В основе современного представления о строении и свойствах конденсированного вещества лежит квантовая модель атома. Электроны атома находятся в потенциальной яме ядра. При этом они занимают дискретные энергетические уровни, определяемые параметрами ядра и обусловленные волновыми свойствами электрона. В пространстве электрон занимает определенную оболочку, соответствующую энергетическому уровню. При сближении двух атомов их внешние оболочки взаимодействуют не только с собственным ядром, но и с соседним, в результате чего может произойти образование молекулярной связи. Существуют условия, при которых происходит слияние многих атомов с образованием конденсированного вещества – жидкого или кристаллического (рис. 1.1). В курсе эмиссионной электроники будет рассмотрено только твердое кристаллическое состояние, поскольку эмиссия с поверхности жидкого металла имеет ограниченный интерес с практической точки зрения.

В конденсированном веществе электронные оболочки могут как соприкасаться (в молекулярных и ионных кристаллах), так и пересекаться (в ковалентных кристаллах) и даже полностью сливаться (в металлах), образуя электронный газ и обеспечивая проводимость таких кристаллов (рис. 1.2).

Энергетические уровни атомов при образовании молекул расщепляются на подуровни. В конденсированном веществе уровни расщепляются в зоны. Внутри зоны электрон имеет потенциальную возможность изменять свою энергию непрерывно, что связано с большим числом атомов, образующих реальный кристалл. В зависимости от конфигурации состояний верхних энергетических зон электрические свойства твердого тела могут сильно меняться. При этом различают диэлектрики, полупроводники и металлы (рис. 1.3). В диэлектриках и полупроводниках существует энергетическая щель между полностью заполненной зоной и верхней свободной. В металлах энергетической щели нет, и при приложении внешнего поля электроны получают возможность перемещения с использованием верхних незанятых уровней, что и обеспечивает проводимость.

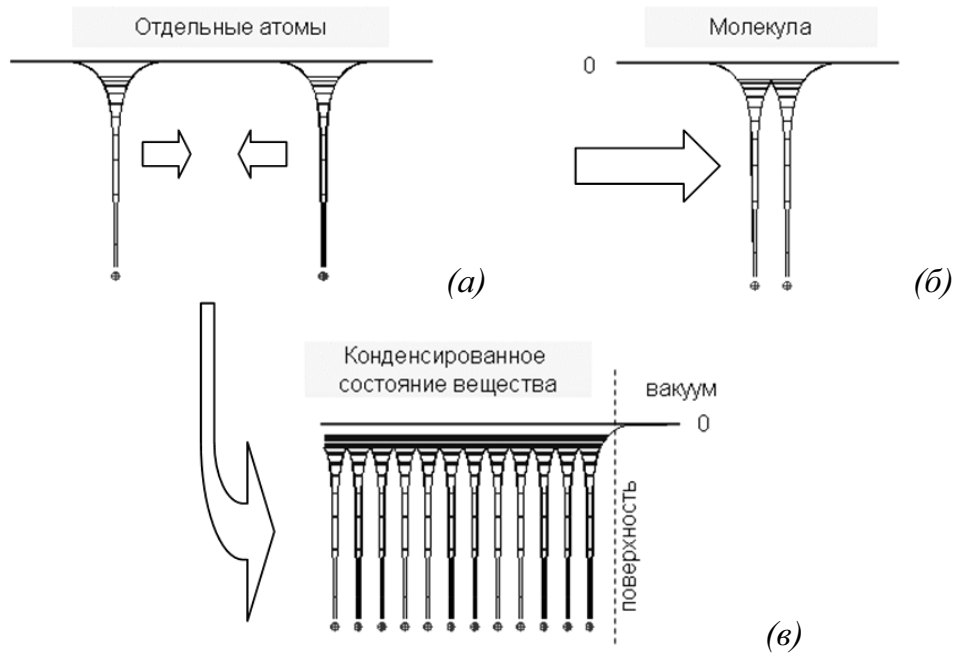


Рис. 1.1. Схематическое представление потенциальной энергии электронов в отдельных атомах (а), молекулах (б) и в конденсированном веществе (в)

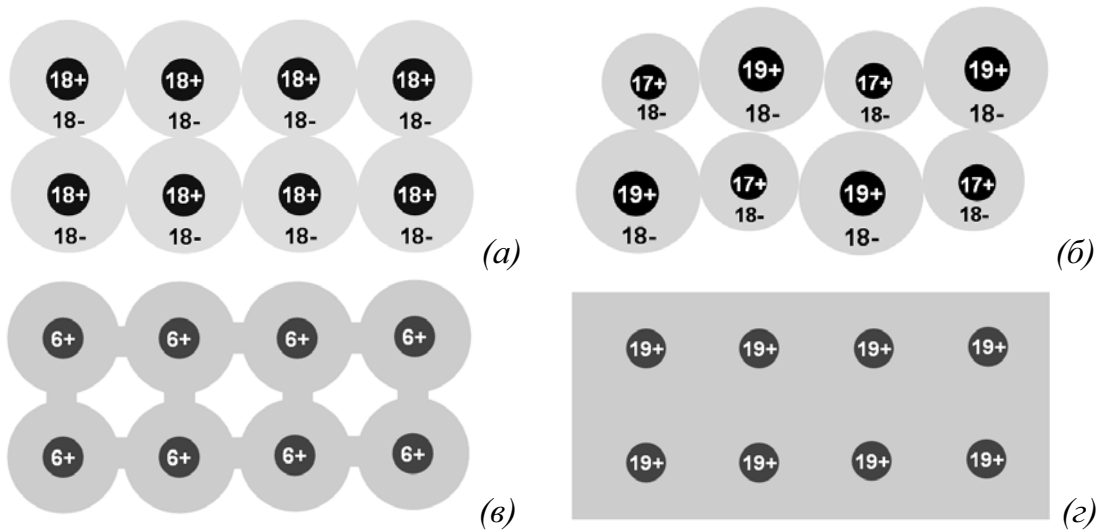


Рис. 1.2. Электронные оболочки кристаллов с молекулярной (а), ионной (б), ковалентной (в) и металлической (г) связями

В твердых телах с металлической проводимостью электроны проводимости оказываются запертыми в потенциальной яме, размеры которой соответствуют размерам тела L , и образуют электронный газ (рис. 1.4). На диаграмме представлена верхняя из занятых зон – зона проводимости. Ее глубина – W_a . Верхний из занятых уровней – уровень Ферми, ε_F . Уровень Ферми определяется точно только при абсолютном нуле температуры. При температуре $T \neq 0$ происходит размытие уровня Ферми, и ширина этого размытия порядка kT , где k – постоянная Больцмана.

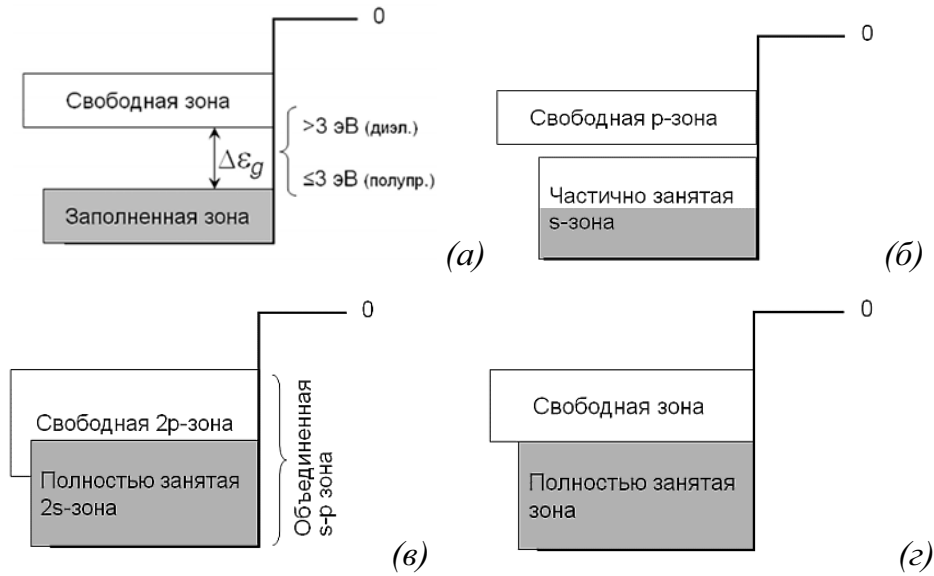


Рис. 1.3. Схематическое представление энергетических зон диэлектриков и полупроводников (а), одновалентные металлы (б), двухвалентные металлы (в), полуметаллы и бесщелевые полупроводники (г). $\Delta\varepsilon_g$ – ширина энергетической щели в полупроводниках

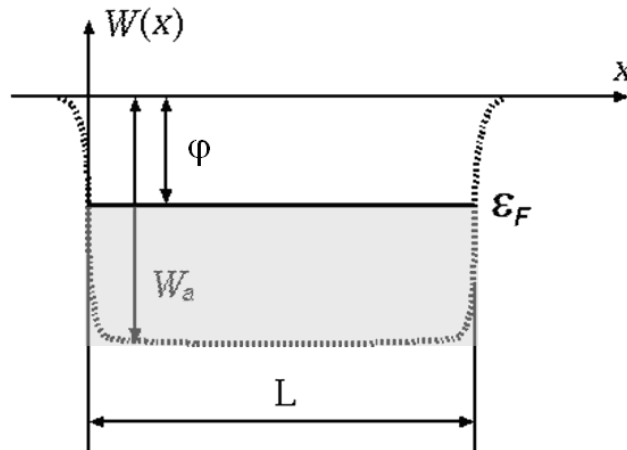


Рис. 1.4. Схематическое одномерное представление зоны проводимости металлов в модели свободного электронного газа. ϕ – работа выхода, ε_F – энергия Ферми, W_a – дно зоны проводимости, $W(x)$ – энергия электронов
Электронный газ имеет плотность

$$n = 0,6022 \times 10^{24} \frac{Z \rho}{A}, \quad (1.1)$$

где ρ – массовая плотность [г/см³]; A – относительная атомная масса; Z – число валентных электронов атома металла. В качестве меры плотности в физике твердого тела используется величина r_s – радиус сферы, объем которой равен объему, приходящемуся на один электрон проводимости металла:

$$r_s = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3}. \quad (1.2)$$

Существуют различные теоретические модели, описывающие электронную структуру металла; их изложение является предметом курса физики твердого тела. Любая из теорий является упрощением в той или в иной степени. Для описания эмиссионных процессов наиболее подходящим упрощением является теория металлов Зоммерфельда – квантово-механическая теория свободного электронного газа.

Численное значение энергии Ферми, отсчитываемое от дна зоны проводимости, вычисляется по формуле

$$e_F = \frac{50,1 \text{ эВ}}{(r_s / a_0)^2}, \quad (1.3)$$

где $a_0 = \hbar^2/me$ – Боровский радиус (\hbar – постоянная планка; m – масса электрона; e – элементарный заряд).

Очевидно, что при прочих равных условиях внешнего воздействия, способного привести к эмиссии, в первую очередь будут эмитироваться электроны с верхних энергетических уровней, близких к уровню Ферми, так как для этого требуется меньшая энергия. Минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону для того, чтобы он смог покинуть твердое тело, то есть быть эмитированным, равна значению энергии Ферми, отсчитанному от уровня вакуума. В случае полупроводника работа выхода отсчитывается от вакуума до середины энергетической щели между зоной проводимости и валентной зоной. В легированных полупроводниках работа выхода отсчитывается от середины щели между легирующим уровнем и ближайшей зоной (рис. 1.5).

Помимо термодинамической работы выхода в полупроводниках различают электронное сродство или внешнюю работу выхода χ . Она равна минимальной энергии, которую следует сообщить электрону дна зоны проводимости для его удаления из кристалла.

Работа выхода зависит от того, какая кристаллографическая грань выходит на поверхность твердого тела (рис. 1.6). Различие в работе выхода разных граней может достигать 1 эВ. Причем работа выхода тем больше, чем больше плотность атомов на поверхности данной грани монокристалла. Среди металлов только марганец обладает простой кубической решеткой, поэтому реальное соотношение работы выхода для разных граней обычно иное, чем показано на рисунке 1.6. Так, для вольфрама самое большое значение работы выхода соответствует грани $\langle 110 \rangle$, поскольку вольфрам обладает объемно-центрированной решеткой.

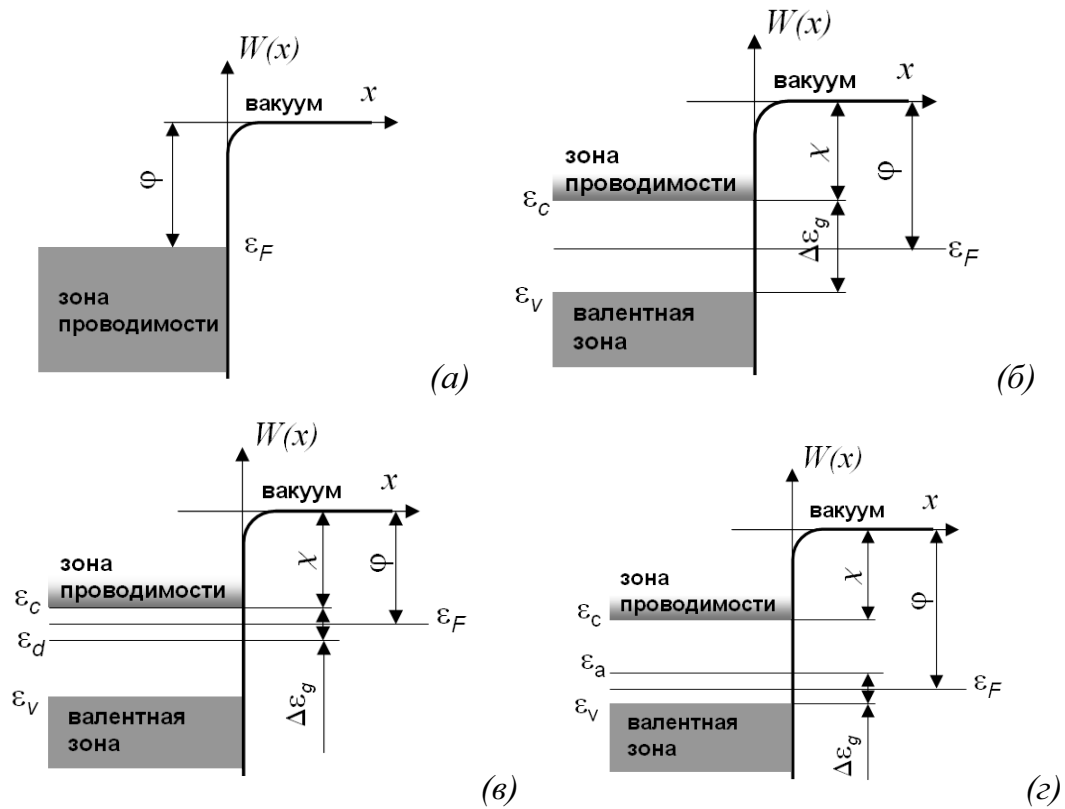


Рис. 1.5. Формальные определения работы выхода электронов из металлов и бесщелевых полупроводников (а), собственных полупроводников (б), полупроводников n-типа (в) и полупроводников р-типа (г). ε_c – дно зоны проводимости; ε_v – верхний уровень валентной зоны; ε_d – донорный уровень; ε_a – акцепторный уровень, χ – энергия сродства электрона

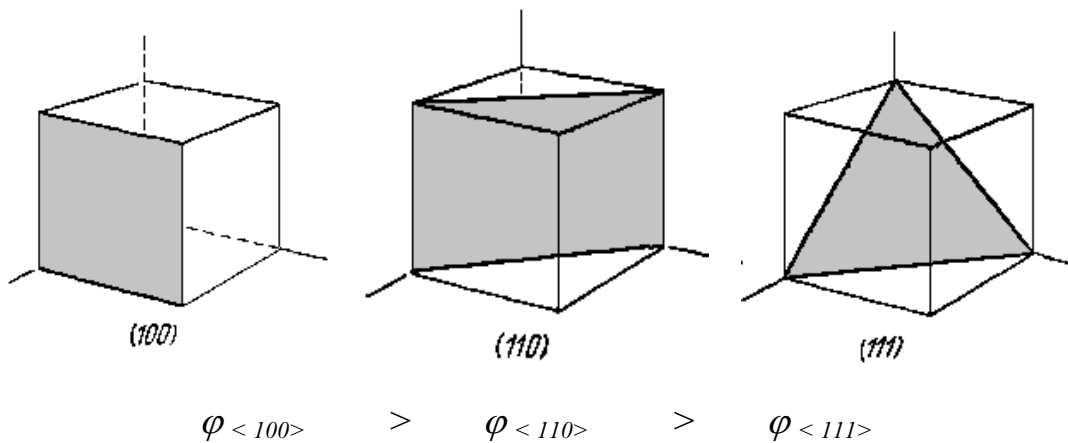


Рис. 1.6. Соотношения работ выхода различных граней простой кубической решетки

Самой низкой работой выхода среди металлов обладают щелочные металлы. Наиболее высокой работой выхода из изученных металлов обладает платина ($\varphi = 5,35$ эВ). Для большинства металлов $\varphi = 4 \div 5$ эВ (табл. 1.1).

Таблица 1.1

Средние значения работы выхода различных элементов и соединений

Металл	ϕ , эВ	Металл	ϕ , эВ	Полупроводники (собственные)	ϕ , эВ	χ , эВ
Cs	1,81	Ni	4,5	Si	4,2 ÷ 4,9	4,05
Rb	2,18	W	4,54	Ge	3,9 ÷ 4,7	4,0
Na	2,35	Pt	5,35	GaAs	4,7	4,07
Ba	2,49	Au	4,3			
Nb	4,0	Ag	4,3			
Ta	4,12					
Cu	4,4					

По сути работа выхода является энергией связи электрона с металлом. Естественно предположить, что величина работы выхода должна быть пропорциональна плотности поверхностной энергии (поверхностному натяжению σ). Такая зависимость действительно существует и выражается соотношением

$$\phi = \text{Const } R^2 \frac{\sigma}{Z}, \quad (1.4)$$

где R – радиус атома.

Работа выхода в значительной степени зависит от чистоты поверхности и от наличия пленочных покрытий на поверхности. Очевидно, что если поверхность металла покрыта сплошной пленкой другого металла, то работа выхода такой поверхности будет определяться работой выхода пленки, а если пленка не сплошная, то меньшей из работ выхода (пленки или подложки). Электроотрицательные атомы (в частности, кислород), адсорбированные на поверхности либо образующие химические соединения (например, окислы), повышают работу выхода.

Работа выхода зависит от температуры:

$$\phi(T) = \phi(T_0) + \left(\frac{d\phi}{dT} \right)_{T_0} (T - T_0). \quad (1.5)$$

В теории металлов Зоммерфельда с ростом температуры электронная плотность падает, что приводит к росту r_s и понижению уровня Ферми, т.е. к росту работы выхода. В действительности же в экспериментах наблюдают как рост, так и понижение работы выхода, причем изменение может быть немонотонным и менять знак производной. Причина этого не только в ограниченности теории, но и в зависимости состояния поверхности от температуры, в фазовых переходах, в изменении химического состава за счет испарения примесей с ростом температуры. Однако в любом случае

изменение работы выхода металлов с изменением температуры в интервале порядка 1000 К составляет единицы процентов величины. Для полупроводников зависимость более сильная, и ее всегда необходимо учитывать.

Работа выхода измеряется эмиссионными методами с использованием выражений для эмиссионного тока, которые будут рассмотрены далее, а также методом измерения контактной разности потенциалов с использованием эталонов с известной работой выхода.

Для эмиссии электрона из твердого тела ему нужно сообщить энергию, превышающую работу выхода хотя бы на бесконечно малую величину. Такой способ эмиссии принято называть эмиссией с предварительным возбуждением электронов эмиттера. Существуют разные виды эмиссии с предварительным возбуждением. Они различаются по природе источника энергии возбуждения электрона.

1. Термоэлектронная эмиссия

Термоэлектронной эмиссией называется испускание электронов нагретыми до высокой температуры телами. Источником энергии возбуждения электронов является тепловая энергия решетки. При $T > 0\text{К}$ часть электронов в результате взаимодействия с тепловыми колебаниями решетки переходит на более высокие энергетические уровни, в том числе и на такие, где энергия возбужденного состояния электрона выше уровня вакуума. Электроны с таких уровней энергии могут быть эмитированы телом.

2. Фотоэлектронная эмиссия

Фотоэлектронной эмиссией называется испускание телом электронов при облучении его поверхности светом. Источником энергии возбуждения электронов тела является энергия фотонов. Условие испускания фотоэлектронов:

$$h\nu \geq \varphi, \quad (1.6)$$

где ν – частота света; h – постоянная Планка.

3. Вторичная электрон-электронная эмиссия

Вторичной электрон-электронной эмиссией называется испускание телом электронов при облучении его поверхности первичными электронами. Источником энергии возбуждения вторичных электронов тела в данном случае является кинетическая энергия движущихся в теле первичных электронов. Возбуждение электронов тела происходит в результате кулоновского взаимодействия первичного электрона и электронов твердого тела.

4. Кинетическая ионно-электронная эмиссия

Кинетической ионно-электронной эмиссией называется испускание телом электронов при бомбардировке его поверхности ионами в том слу-

чае, когда источником энергии возбуждения электронов тела является кинетическая энергия падающих на его поверхность ионов.

5. Эмиссия «горячих» электронов

Эмиссией «горячих» электронов называется испускание электронов полупроводником при наличии в нем сильного электрического поля. Наличие электрического поля в полупроводнике вызывает ускорение находящихся в зоне проводимости электронов. Если ускоряющее электроны поле создано в поверхностном слое, становится возможной эмиссия электронов.

6. Экзоэлектронная эмиссия

Экзоэлектронной эмиссией называется испускание электронов поверхностью тела после воздействия на нее различных факторов, таких как вызывающее пластическую деформацию механическое воздействие, окисление, адсорбция, фазовые переходы (плавление и кристаллизация) и т.д., приводящих к изменению состояния поверхности. Токи экзоэлектронной эмиссии очень малы, и их можно обнаружить только с помощью специальных чувствительных регистраторов тока или счетчиков электронов, причем со временем эмиссия уменьшается. Этот вид эмиссии получил название экзоэлектронной, так как считают, что ее механизм связан с энергией экзотермических превращений (т.е. превращений с выделением тепла). Хотя до сих пор этот механизм до конца не ясен, полагают, что испускание экзоэлектронов можно связать с релаксационными процессами на реальной поверхности твердого тела. Избыток энергии при переходе в равновесное состояние (релаксационный процесс) передается электронам тела, которые затем и испускаются. Таким образом, источником энергии возбуждения электронов является энергия, запасенная поверхностью тела при предшествующем воздействии на нее различных факторов.

Перечисленные выше типы эмиссии предполагают предварительное возбуждение электрона. Возможна также эмиссия без предварительного возбуждения. Если вне твердого тела вблизи его поверхности имеется электрическое поле, ускоряющее электроны, то потенциальная энергия электрона в этом поле будет убывать с расстоянием от поверхности (а кинетическая – расти). Например, если к поверхности приложено внешнее однородное электрическое поле напряженностью E , то потенциальная энергия электрона в нем на расстоянии x от границы тела (рис. 1.7) равна:

$$W(x) = -eEx. \quad (1.7)$$

Аналогичная ситуация имеет место, если вблизи поверхности тела находится положительный ион. Этот ион создает кулоновскую потенциальную яму. В нее электроны тела могут переходить путем туннель-

ного перехода. Эмиссии данного типа принято называть эмиссиями без предварительного возбуждения.

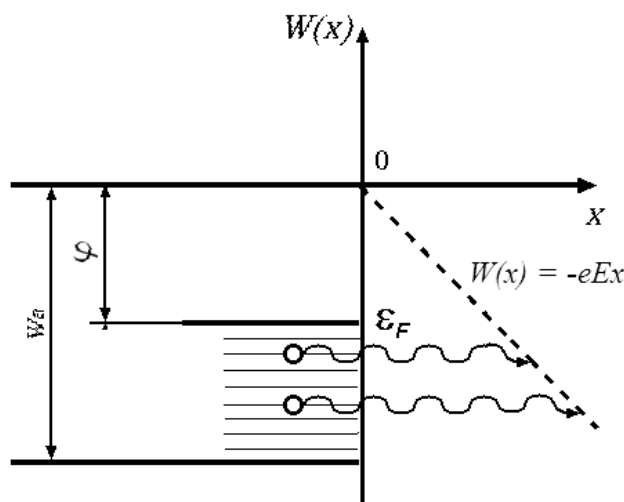


Рис. 1.7. Схематическое одномерное представление потенциального барьера на поверхности металла при существовании электрического поля, ускоряющего электроны

1. Автоэлектронная эмиссия

Автоэлектронная (полевая) эмиссия состоит в испускании электронов поверхностью тела (металла или полупроводника) при создании у границы тела сильного внешнего электрического поля, ускоряющего электроны от поверхности ($E = 10^6 \div 10^8$ В/см). При наложении внешнего поля потенциальный порог превращается в треугольный потенциальный барьер. Чем сильнее поле, тем уже барьер. При этом за счет туннельного эффекта из тела могут выходить и невозбужденные электроны.

2. Потенциальная ионно-электронная эмиссия

При помещении положительного иона вблизи поверхности создается потенциальная яма (рис. 1.8). Возможные значения энергии электронов в этой кулоновской потенциальной яме могут лежать ниже уровня вакуума. В отличие от случая с внешним полем, возможные значения энергии за пределом твердого тела $W_{i1}, W_{i2}, W_{i3}, \dots$ дискретны. Можно подобрать, в частности, такое тело и такой ион, чтобы самый низший свободный уровень энергии W_{i1} в ионе лежал ниже ϵ_F . Тогда электрон тела с энергией W_1 путем туннелирования сможет из него перейти в потенциальную яму на уровень энергии $W_{i1} < W_1$ и нейтрализовать ион (переход 1). Но такой переход должен сопровождаться выделением избытка энергии, равного разности уровней энергии электрона в теле и в ионе $W_1 - W_{i1}$. Эта энергия может быть либо передана другому электрону тела, имеющего начальную энергию W_2 , либо выделена в виде кванта света. Теория и эксперимент по-

казывают, что второй процесс (т.е. испускание кванта света) обладает существенно меньшей вероятностью. Первый процесс (переход 2) называется Оже-процессом (по фамилии физика Оже, открывшего это явление в 1925 г.). Если в результате Оже-процесса энергия возбужденного электрона окажется больше нуля: $W_B = W_2 + (W_1 - W_{i1}) > 0$, то этот электрон сможет выйти из эмиттера. Таким образом, в акте эмиссии участвуют два электрона тела: один освобождает энергию путем туннельного перехода из тела к иону с нейтрализацией последнего, а другой получает энергию возбуждения и выходит из тела. В данном механизме эмиссии присутствуют процессы туннельного перехода и возбуждения.

Комбинированные типы эмиссии

Кроме перечисленных однофакторных типов эмиссии, обусловленных либо только предварительным возбуждением электронов, либо только туннелированием электронов без предварительного возбуждения, существует ряд комбинированных типов эмиссии. В этих типах эмиссия электронов определяется влиянием двух и более факторов. Некоторые из них кратко рассмотрены ниже.

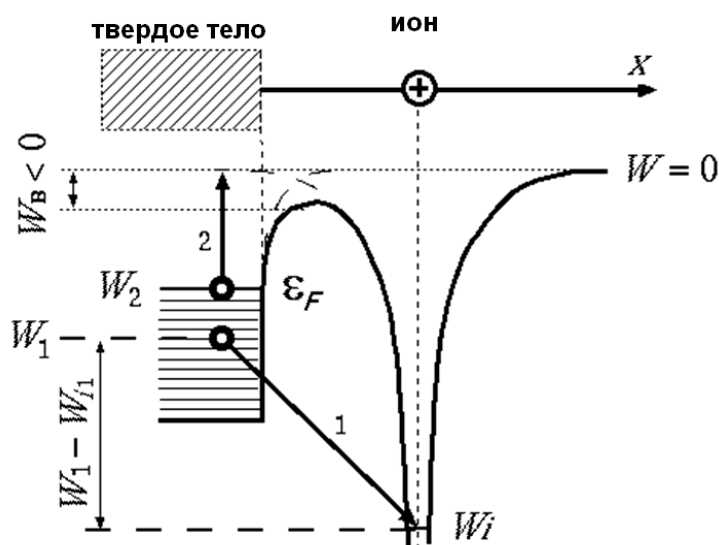


Рис. 1.8. Схематическое одномерное представление потенциального барьера на поверхности металла при нахождении положительного иона вблизи поверхности

1. Термоавтоэлектронная эмиссия

Эмиссия исключительно невозбужденных электронов путем туннельного эффекта, строго говоря, может происходить только при $T = 0$. При $T > 0$ небольшая часть электронов тела возбуждена за счет тепловой энергии решетки и находится на энергетических уровнях $W > \epsilon_F$. Для них потен-

циальный барьер оказывается уже и меньше, поэтому вероятность их прохождения через барьер больше, чем у невозбужденных электронов.

Это приводит при том же значении напряженности внешнего поля E к большему значению тока автоэмиссии по сравнению со значением тока при температуре абсолютного нуля ($T = 0$). Таким образом, при $T > 0$ эмиссия автоэлектронов определяется как процессами прохождения электронов сквозь потенциальный барьер, так и процессами их теплового возбуждения. Особенно велика роль процессов теплового возбуждения в случае полупроводников, так как вероятность туннелирования электронов, находящихся в зоне проводимости, существенно выше, чем в валентной зоне.

2) Фотоавтоэмиссия

В случае некоторых полупроводников предварительное возбуждение электронов валентной зоны в зону проводимости можно осуществить, облучая их поверхности квантами света соответствующих энергий ($h\nu > \Delta W_0$, где ΔW_0 – ширина запрещенной зоны). Возникающая в таких условиях эмиссия электронов при нахождении электрического поля у поверхности полупроводника является комбинированной фотоавтоэмиссией (без света ток автоэмиссии был бы на много порядков меньше).

3) Взрывная электронная эмиссия

Взрывной электронной эмиссией называют эмиссию электронов с катода, обусловленную взрывообразным переходом материала катода в плотную плазму в процессе протекания собственного эмиссионного тока. Взрывная электронная эмиссия обычно инициируется автоэлектронной эмиссией с большой плотностью тока. При плотности тока автоэлектронной эмиссии $j_e = 10^7 \div 10^8$ А/см² в автоэмиссионном катоде развивается тепловая неустойчивость, и его локальный поверхностный участок взрывообразно превращается в плотную плазму. В результате эмиссионный ток (ток взрывной эмиссии) резко увеличивается, поскольку появляется плазма, покрывающая поверхность катода в зоне взрыва. Этот процесс значительно увеличивает эмиссионную поверхность. В дальнейшем процесс увеличения эмиссионной способности катода может нарастать лавинообразно.

Существует еще несколько других комбинированных типов эмиссии (например термостимулированная вторичная электронная эмиссия), присущих конкретным электровакуумным устройствам.

Глава 2 ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

2.1. Термоэлектронная эмиссия в вакуум из металлов.

Формула Ричардсона–Дэшмана. Ток насыщения. Вольт-амперные характеристики вакуумного термоэмиссионного диода. Влияние электрического поля на термоэлектронную эмиссию. Эффект Шоттки

Впервые явление термоэлектронной эмиссии наблюдал Эдисон в 1883 году, когда ввел в лампочку накаливания дополнительный электрод, на который подавал напряжение от батареи. Однако еще в 18-м веке исследователи регистрировали потерю заряда в воздухе накаливаемыми телами. Количественный закон термоэлектронной эмиссии впервые был предложен Ричардсоном в 1901–1903 гг.

Основной характеристикой любого вида эмиссии является эмиссионная способность катода и ее зависимость от возможных параметров. Получим выражение для плотности тока электронов, покидающих поверхность металла, нагретого до температуры T .

Обозначим через Φ_3 поток электронов, покидающих поверхность металла, а $\Phi_{\text{п}}$ – поток электронов, падающих на поверхность металла изнутри и имеющих энергию больше нуля. Несмотря на то что энергия электронов выше высоты потенциального барьера, часть электронов будет отражаться от него, и эмиссионный поток будет составлять

$$\Phi_3 = \bar{D}\Phi_{\text{п}}, \quad (2.1)$$

где \bar{D} – прозрачность барьера.

Электроны в металле представляют собой вырожденный газ, подчиняющийся статистике Ферми–Дирака. Температура вырождения

$$T_c = \frac{\varepsilon_F}{k}. \quad (2.2)$$

В металлах $T_c > 10^4$ К, т.е. при всех температурах, при которых вещество находится в конденсированном состоянии, распределение электронов по энергиям будет иметь вид

$$dN_w = L^3 \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} W^{1/2} \frac{1}{e^{\frac{W-\varepsilon_F}{kT}} + 1} dW, \quad (2.3)$$

где энергия W отсчитывается от дна зоны проводимости. Для уровней, лежащих выше уровня Ферми на величину, бóльшую нескольких kT , экспонента в знаменателе становится много больше единицы. В этом случае электронный газ можно считать идеальным, а распределение электронов по энергиям – максвелловским:

$$dN_w = L^3 \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} W^{1/2} e^{\frac{\varepsilon_F}{kT}} e^{-\frac{W}{kT}} dW. \quad (2.4)$$

Поток частиц в одном направлении в этом случае будет равен

$$\Phi_n = \frac{1}{4} n \bar{\mathbf{v}} = \frac{n}{4} \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2}, \quad (2.5)$$

где n – концентрация электронов с энергиями выше нуля; $\bar{\mathbf{v}}$ – тепловая скорость. С другой стороны,

$$\Phi_s = \frac{j}{e} = \bar{D} \frac{n}{4} \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2}. \quad (2.6)$$

Отсюда получаем выражение для плотности тока эмиссии

$$j = \bar{D} n e \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2}. \quad (2.7)$$

В этом выражении два неизвестных – прозрачность барьера и концентрация электронов с энергиями выше нуля. Концентрация электронов $n = N/L^3$. Для подсчета числа эмитированных электронов можно проинтегрировать выражение (2.4) по энергии от уровня вакуума, положив его равным нулю, до бесконечности. В такой системе отсчета $\varepsilon_F = -\varphi$, и

$$N = \int_0^{\infty} L^3 \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} e^{\frac{-\varphi}{kT}} W^{1/2} e^{-\frac{W}{kT}} dW. \quad (2.8)$$

В правой части уравнения (2.8) расположен интеграл, подобный табличному интегралу вида

$$\int_0^{\infty} \sqrt{x} e^{Ax} dx = \frac{\sqrt{\pi} A^{3/2}}{2}.$$

Отсюда получаем выражение для концентрации

$$n = \frac{2}{h^3} (2\pi mkT)^{3/2} e^{-\frac{\phi}{kT}}. \quad (2.9)$$

и для плотности тока термоэмиссии (формула Ричардсона–Дэшмана)

$$j = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{\phi}{kT}}, \quad (2.10)$$

где $A_0 = \frac{4\pi me k^2}{h^3} = 120 \frac{A}{\text{см}^2 \text{K}^2}$ – постоянная Зоммерфельда.

Рассмотрим прозрачность барьера. Электрон движется вдоль оси x в пространстве, в котором силовое поле меняется скачком (рис. 2.1). U – потенциальная энергия поля, W – энергия частицы. При рассмотрении термоэлектронной эмиссии представляет интерес поведение частицы в зависимости от W/U для $W > U$. Движение частицы описывается уравнением Шредингера. Для области I:

$$\frac{d^2\Psi_1}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W\Psi_1 = 0, \text{ или } \frac{d^2\Psi_1}{dx^2} + k_1^2\Psi_1 = 0, \quad (2.11)$$

где Ψ_1 – волновая функция частицы в области I, а волновое число:

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mW}. \quad (2.12)$$

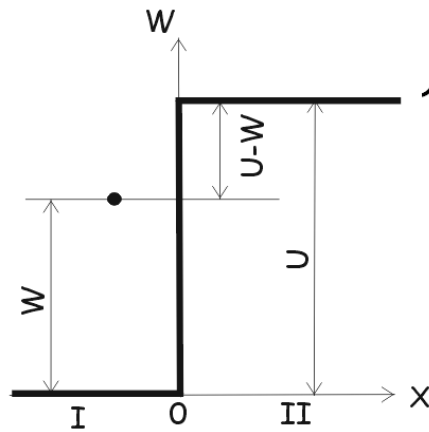


Рис. 2.1. Модельное представление потенциального барьера в виде порога.

Для области II:

$$\frac{d^2\Psi_2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U)\Psi_2 = 0, \text{ или } \frac{d^2\Psi_2}{dx^2} + k_2^2\Psi_2 = 0, \quad (2.13)$$

где Ψ_2 – волновая функция микрочастицы в области II, а волновое число:

$$k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(W - U)}. \quad (2.14)$$

Общие решения уравнений (2.11) и (2.13) имеют следующий вид:

$$\Psi_1(x) = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \quad (x \leq 0); \quad (2.15)$$

$$\Psi_2(x) = A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x} \quad (x \geq 0). \quad (2.16)$$

$A_1 e^{ik_1 x}$ соответствует бегущей волне, распространяющейся в области I в направлении оси x , A_1 – амплитуда этой волны. $B_1 e^{-ik_1 x}$ соответствует волне, идущей в области I в обратном направлении, т.е. соответствует отраженной волне, а B_1 – амплитуда отраженной волны. Вероятность нахождения микрочастицы в том или ином месте пространства пропорциональна квадрату амплитуды волны, тогда коэффициент отражения микрочастицы от барьера

$$|B_1|^2 |A_1|^{-2} = R. \quad (2.17)$$

Слагаемое $A_2 e^{ik_2 x}$ соответствует волне, распространяющейся в области II в направлении оси x ; квадрат амплитуды этой волны выражает вероятность проникновения микрочастицы в область II. Коэффициент прозрачности барьера

$$|A_2|^2 |A_1|^{-2} = D. \quad (2.18)$$

Очевидно, что сумма

$$R + D = 1. \quad (2.19)$$

Это условие позволяет получить выражение для коэффициента отражения

$$R = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2. \quad (2.20)$$

Данное выражение позволяет вычислить прозрачность барьера для отдельных частиц. Чтобы вычислить прозрачность барьера для потока, нужно проинтегрировать распределение падающих частиц по энергиям, умноженное на зависимость коэффициента прохождения от энергии. Для потенциального барьера, изображенного на рис. 2.1, $\bar{D} \sim 0,2 \div 0,25$ для типичных условий термоэмиссии. Однако вычисляемая прозрачность барьера становится близкой к 1, если учесть скругления формы потенциального барьера.

Влияние электрического поля на термоэлектронную эмиссию

Потенциальный барьер на границе металл-вакуум $\Phi_{\text{ЭК}}$ в приближении свободных электронов определяется силами зеркального изображения, являющимися результатом кулоновского взаимодействия электрона с наведенным на поверхности положительным электрическим зарядом. Сила такого взаимодействия равна $e^2 / 4x^2$, где x – расстояние между электроном и поверхностью. При приложении электрического поля сила взаимодействия электрона с полем равна $-eE$. Суммарный потенциал Φ будет иметь максимум в точке, где достигается равновесие сил, $x_m = (e / 4E)^{1/2}$ (рис. 2.2).

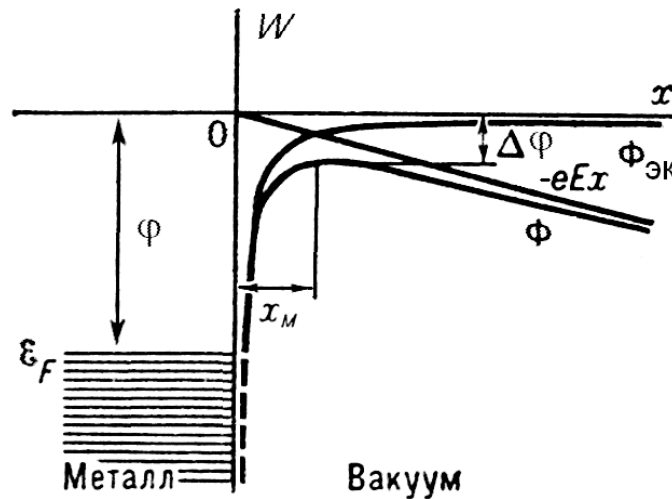


Рис. 2.2. Модельное представление потенциального барьера на границе металл-вакуум при наличии внешнего электрического поля

Для решения задачи о влиянии электрического поля на плотность тока термоэмиссии требуется определить уменьшение работы выхода. Во-первых, на участке от поверхности катода до вершины холма внешнее поле совершает положительную работу, вследствие чего работа выхода уменьшится на величину

$$\Delta\varphi_1 = eEx_m = \frac{e^2}{4x_m^2} x_m = \frac{e^2}{4x_m}. \quad (2.21)$$

Во-вторых, отпадает необходимость совершать работу против силы зеркального отображения начиная от x_m и до ∞ , так как после прохождения через максимум электроны будут уже находиться в ускоряющем поле. Это дает уменьшение работы выхода:

$$\Delta\varphi_2 = \int_{x_m}^{\infty} \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{e^2}{4x_m}. \quad (2.22)$$

В итоге работа выхода при наличии ускоряющего поля будет равна

$$\varphi_E = (\varphi - \Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2) = \varphi - \frac{e^2}{2x_m} = \varphi - e^{3/2} E^{1/2}. \quad (2.23)$$

Выражение для плотности термоэмиссионного тока, с учетом (2.23), примет вид

$$j_E = \overline{D}AT^2 e^{-\frac{\varphi_E}{kT}} = \overline{D}AT^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}} \cdot e^{\frac{e^{3/2} E^{1/2}}{kT}}. \quad (2.24)$$

Но так как плотность тока в отсутствие поля равна $j_e = \overline{D}AT^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}}$, то

$$j_E = j_e \exp\left[\frac{e^{3/2} E^{1/2}}{kT}\right]. \quad (2.25)$$

Наличие термоэмиссии создает над поверхностью катода электронное облако, которое приводит к провисанию потенциала в промежутке между нагретым катодом и удаленным от него коллектором, находящимся под потенциалом катода. Провисание потенциала приведет к отражению части электронов, а часть уйдет на коллектор. Чтобы запретить ток эмиссии к коллектору, необходимо приложить напряжение, значительно превышающее $-kT/e$. По мере роста напряжения ток в вакуумном промежутке растет, но распределение потенциала остается немонотонным до тех пор, пока не установится монотонное распределение потенциала. Дальнейший рост напряжения приведет к некоторому насыщению тока эмиссии (рис. 2.3).

Для полного описания вакуумного диода с термокатодом необходимо рассмотреть также область ограничения плотности тока пространственным зарядом эмитированных электронов.

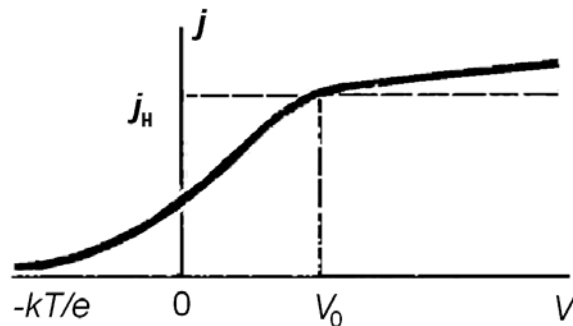


Рис. 2.3. Типичная ВАХ вакуумного диода с термокатодом.

j – плотность эмиссионного тока; j_n – плотность тока насыщения;
 V_0 – контактная разность потенциала между катодом и анодом

Для описания токопрохождения в вакуумном диоде решается уравнение Пуассона для потенциала V :

$$\Delta V(r) = -4\pi\rho(r), \quad (2.26)$$

где $\rho(r)$ – распределение плотности заряда в промежутке по радиус-вектору r , которое можно найти из уравнения для плотности тока

$$j(r) = \mathbf{v}(r)\rho(r), \quad (2.27)$$

откуда следует, что

$$\rho(r) = \frac{j(r)}{\mathbf{v}(r)},$$

где $\mathbf{v}(r)$ – скорости электронов. В свою очередь, скорости электронов находим из закона сохранения энергии

$$\frac{1}{2}m\mathbf{v}^2(r) = eV(r), \quad (2.28)$$

откуда следует, что

$$\rho(r) = \frac{j(r)}{\left(\frac{2e}{m}V(r)\right)^{1/2}}.$$

Полученное выражение для распределения плотности заряда в промежутке подставляем в (2.26) и получаем уравнение в виде

$$\Delta V(r) = -\frac{4\pi j(r)}{\left(\frac{2e}{m}V(r)\right)^{1/2}}. \quad (2.29)$$

В одномерном случае плоского вакуумного диода уравнение Пуассона принимает вид

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{B}{\sqrt{V(x)}}, \quad \text{где } B = -4\pi j \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/2}, \quad (2.30)$$

с граничными условиями

$$\left.\frac{dV(x)}{dx}\right|_{x=0} = 0 \quad \text{и} \quad V|_{x=d} = V_a, \quad (2.31)$$

где V_a – разность потенциалов между катодом и анодом. Решение уравнения (2.30) имеет вид

$$V(x) = \left[\frac{9}{2} \pi j \left(\frac{2m}{e}\right)^{1/2} \right]^{2/3} x^{4/3}. \quad (2.32)$$

Производная потенциала дает распределение поля, а из граничного условия на аноде следует уравнение Чайльда–Ленгмюра для тока вакуумного диода, ограниченного пространственным зарядом электронов:

$$j = \frac{2}{9\pi} \left(\frac{e}{2m}\right)^{1/2} \frac{V_a^{3/2}}{d^2}. \quad (2.33)$$

2.2. Основные типы термоэлектронных катодов и их характеристики.

Эмиссионная способность, эффективность и срок службы термоэлектронных катодов. Эффективные термоэлектронные катоды. Металлопленочные катоды; торий на вольфраме. Оксидные катоды

Измерение работы выхода термоэмиссионным методом

Как и любой вид эмиссии, термоэлектронная эмиссия используется для определения работы выхода электронов из металла. Если рассмотреть небольшой интервал температур ΔT около некоторого значения T_0 , то функцию $\phi(T)$ можно разложить в ряд Тейлора и ограничиться первыми двумя его членами, т.е. использовать линейную аппроксимацию функции $\phi(T)$:

$$\phi(T) = \phi(T_0) + \beta(T - T_0), \text{ или } \phi(T) = \phi(T_0) + \left(\frac{d\phi}{dT} \right)_{T_0} (T - T_0). \quad (2.34)$$

Подставляя (2.34) в (2.10), получим

$$j_e = A_0 \overline{DT}^2 e^{\frac{\beta}{k} \frac{\phi(T_0) - \beta T_0}{kT}}. \quad (2.35)$$

Введем обозначения:

$$A_1 = A_0 \overline{D} e^{\frac{\beta}{k}}; \quad (2.36)$$

$$\phi_0 = \phi(T_0) - \beta T_0. \quad (2.37)$$

После этого выражение (2.35) приобретает вид

$$j_e = A_1 T^2 e^{\frac{\phi_0}{kT}}. \quad (2.38)$$

Выражая ϕ_0 в вольтах, подставляя численные значения e и k и переходя от натурального основания логарифма к десятичному, получим

$$j_e = A_1 T^2 10^{\frac{5040\phi_0}{T}}, \quad (2.39)$$

где A_1 и ϕ_0 (в пределах справедливости линейности зависимости работы выхода от температуры) – величины, независимые от температуры. Величину A_1 принято называть ричардсоновской термоэлектронной постоянной, а ϕ_0 – приведенной или ричардсоновской работой выхода.

Если для некоторого катода измерить величины плотностей токов $j_1, j_2, j_3 \dots$ для ряда значений температур $T_1, T_2, T_3 \dots$ и построить график

$\lg(j/T^2)$ как функцию $5040/T$, то должна получиться прямая линия (рис. 2.4). Эта прямая линия получила название прямой Ричардсона. Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс будет равен φ_0 , а отсечка оси ординат продолжением прямой Ричардсона будет равна $\lg A_1$. В отличие от A_0 величина A_1 не является универсальной для различных материалов эмиттеров. Так как α в (2.36) может быть как положительной, так и отрицательной, то и ричардсоновская термоэлектронная постоянная A_1 для разных материалов может быть как больше, так и меньше зоммерфельдовской постоянной A_0 .

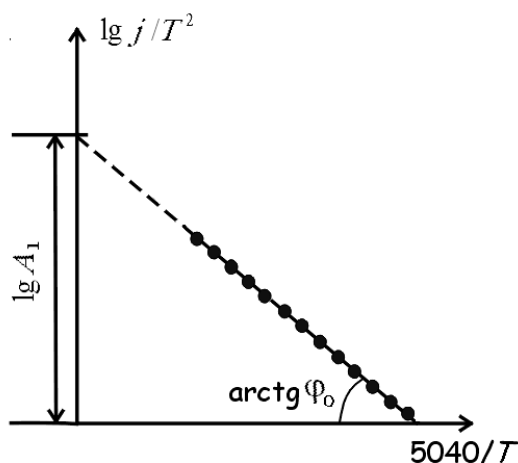


Рис. 2.4. Зависимость плотности тока термоэмиссии от температуры в координатах уравнения Ричардсона–Дэимана. Точки – экспериментальные данные, линия – прямая Ричардсона

Так как линейная зависимость $\lg\left(\frac{i}{T^2}\right) = f\left(\frac{1}{T}\right)$ должна получаться только при условии, что $\varphi(T)$ можно аппроксимировать линейной функцией, то должно быть справедливо и обратное утверждение, то есть если из экспериментальных данных с достаточной точностью вытекает, что зависимость $\lg\left(\frac{i}{T^2}\right) = f\left(\frac{1}{T}\right)$ изображается прямой линией, то это означает, что в исследуемом температурном интервале работа выхода с той же точностью зависит от температуры линейно ($\varphi(T) \sim T$).

Типы термоэлектронных катодов

Типы термоэлектронных катодов по их физическим и электрическим свойствам разделяются на три основные группы:

- 1) катоды из чистых металлов и их сплавов;
- 2) пленочные катоды;
- 3) полупроводниковые катоды (оксидные катоды).

Катоды из чистых металлов. Как правило, это катоды из W, Mo или Ta. Основанием для их использования служит высокая температура плавления ($T_{плW} \approx 3600$ К). Первые термокатоды изготавливались из тугоплавких металлов в виде тонких проволок и лент, нагреваемых до высоких температур пропусканием через них тока. Рабочая температура W-катодов – $2400 \div 2600$ К, срок службы достигает $2 \div 3$ тысяч часов. Рабочая температура Ta-катодов – $2300 \div 2500$ К. Но так как $\phi_{Ta} = 4,07$ эВ $<$ $\phi_W = 4,5$ эВ, то Ta-катоды позволяют получать в 10 раз бóльшую плотность тока, чем W-катоды. Достоинство катодов из тугоплавких металлов состоит в том, что пары материала катода, оседая на стенках вакуумного прибора, химически связывают остаточные газы. Это приводит к улучшению вакуума в лампе по мере ее работы. Другое преимущество: такие катоды не разрушаются при случайных электрических пробоях. Недостаток таких катодов состоит в том, что ввиду высокой рабочей температуры они имеют высокие удельные затраты мощности накала на получение эмиссионного тока ($P_{изл} \sim T^4$). В настоящее время катоды из тугоплавких металлов используются в мощных высоковольтных генераторных лампах (выходные каскады теле- и радиостанций), в различных электрофизических установках (генераторы плазмы) и в физических исследованиях.

Пленочные катоды. Эмиссионные свойства металлического катода существенно меняются при адсорбции на его поверхности атомов постороннего вещества. Изменения могут быть в значительной степени положительными с точки зрения эмиссионной способности поверхности катода. Впервые такое позитивное изменение было обнаружено в 1913 году Ленгмюром и Роджерсом. Вольфрамовые нити накаливания при изготовлении обогащались оксидом тория (~1 % массы) для затруднения рекристаллизации. При достаточно длительном прогреве нити при температуре в интервале $1800 \div 2300^\circ\text{C}$ эмиссионная способность катода (ток насыщения) возростала на пять порядков величины. Это явление было названо активацией катода. При температуре ниже 1800°C активации не происходило, а при $> 2300^\circ\text{C}$ катод может деактивироваться, даже если он был ранее активирован. Механизм активации состоит в диффузии оксида тория к поверхности с последующим восстановлением оксида до металлического тория на поверхности нити. Позднее аналогичную активацию наблюдали при напылении тория на поверхность тугоплавкого металла (W, Mo). При первоначальном методе активация происходит постепенно по мере прогрева. При этом падает работа выхода и константа Ричардсона одновременно, что видно из зависимостей тока насыщения от температуры (рис. 2.5). Причем работа выхода катода может падать ниже работы выхода чистого тория.

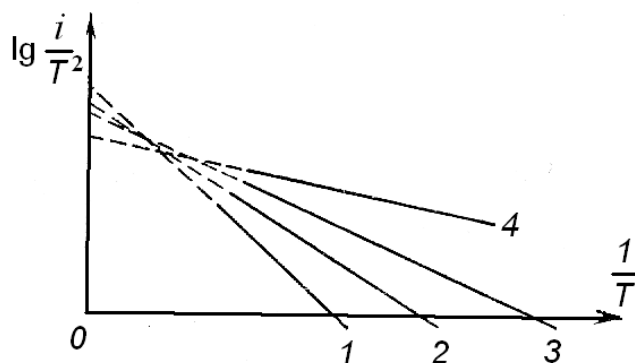


Рис. 2.5. Эволюция эмиссионной способности термокатода в процессе активации (от 1 до 4)

Для вольфрама, покрытого торием (торированного вольфрама), впервые наблюдался аномальный эффект Шоттки. Суть эффекта состоит в том, что вольт-амперная характеристика катода начинает расти значительно сильнее, чем по механизму Шоттки, и это происходит вплоть до напряжения, создающего на катоде напряженность электрического поля порядка одного вольта на микрон. На рис. 2.6 1 – чистый вольфрам, а 2 ÷ 5 – торированный, причем степень активации растет с индексом. Видно, что максимальное отклонение от эффекта Шоттки наблюдается для средних степеней активации.

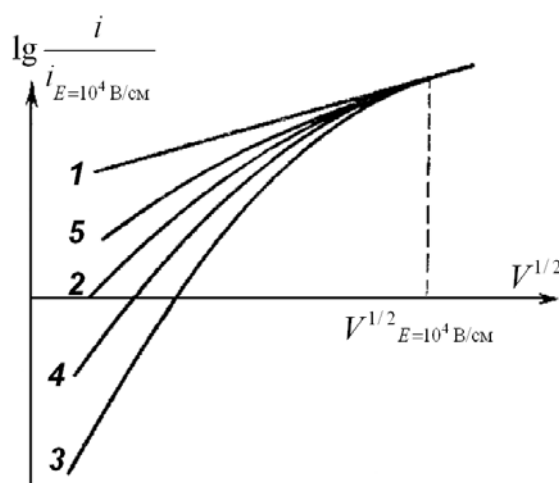


Рис. 2.6. Эволюция проявления аномального эффекта Шоттки в процессе активации термокатода (от 1 до 5)

Объяснение этого феномена впервые было дано Ленгмюром. Атомы тория, покрывая вольфрам, теряют свои валентные электроны, отдавая их вольфраму, поскольку работа выхода тория значительно меньше, чем работа выхода вольфрама. В результате у поверхности катода создается дополнительный слой толщиной порядка межатомного расстояния, обращенный положительным зарядом наружу (рис. 2.7).

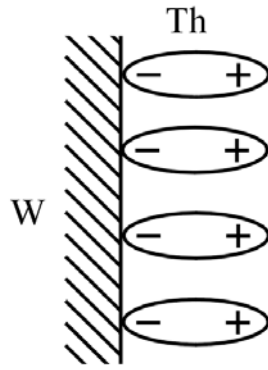


Рис. 2.7. Модельное представление диполей, образованных атомами тория на поверхности вольфрама

Скачок потенциала в этом двойном слое будет:

$$\Delta\Phi = 4\pi nr, \quad (2.40)$$

где n – число диполей на 1 см^2 ; p – момент отдельного диполя. Изменение высоты и формы потенциального барьера при наличии на поверхности металла диполей электроположительного вещества показано на рис. 2.8, где 1 – потенциальный барьер чистого металла; 2 – изменение потенциальной энергии электрона в пределах двойного слоя диполей; 3 – потенциальный барьер у поверхности пленочного катода, представляющий собой разность ординат кривых 1 и 2. Видно, что работа выхода пленочного катода

$$\Phi_{\text{пл}} = \Phi_W - 4\pi npr. \quad (2.41)$$

У пленочных катодов происходит не только снижение работы выхода, но и значительное уменьшение константы A в уравнении Ричардсона. Так, для системы W-Cs и W-Th $A = 3 \text{ А/см}^2\text{град}^2$, а для системы W-Ba $A = 15 \text{ А/см}^2\text{град}^2$. Основную причину этого понять не трудно, если обратиться к рис. 2.8. Из рисунка видно, что у результирующего потенциального барьера существует «потенциальный холм» $\Phi_{\text{холм}}$, возвышающийся над уровнем полной работы выхода пленочного катода $\Phi_{\text{пл}}$. Естественно, что прозрачность такого барьера для электронов твердого тела, энергия которых незначительно превышает $\Phi_{\text{пл}}$, уже не близка к единице. А ведь такие электроны составляют основную массу эмитируемых электронов. Следовательно, и константа $A = A_0 D$ значительно меньше, чем у чистых металлов.

При исследовании торированного вольфрама с использованием электронной микроскопии было обнаружено, что максимальная активация достигается при степени покрытия вольфрама тория меньшей, чем моноатомный слой, и равной примерно 0,7 (рис. 2.9). Уменьшение тока насыщения с увеличением степени покрытия свыше 0,7 было объяснено

взаимным деполяризующим действием соседних диполей (рис. 2.10). В этом случае существует оптимум в районе 0,7.

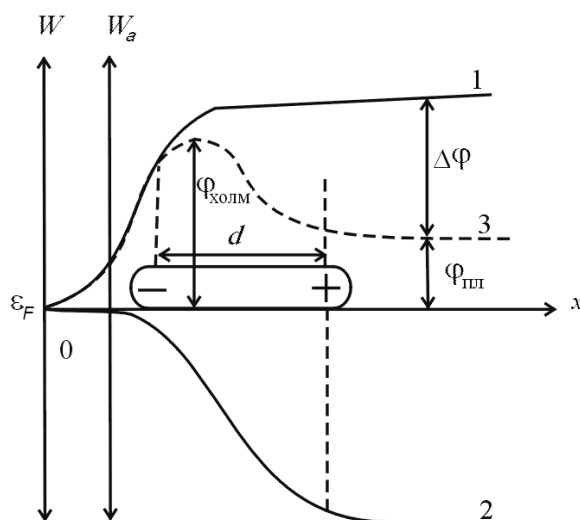


Рис. 2.8. Схематическое представление изменения формы потенциального барьера на границе металл-вакуум при наличии слоя адсорбированных атомов тория на поверхности вольфрама. На диаграмме за нулевой уровень энергии принята энергия Ферми

Модельные представления Ленгмюра позволили объяснить на качественном уровне аномальный эффект Шоттки. При неполном покрытии торий на поверхности вольфрама образует островки тория (теория «пятен» Ленгмюра) на чистой поверхности вольфрама. Между участками поверхности с разной работой выхода возникает электрическое поле, направленное от участков с меньшей работой выхода к участкам с большей работой выхода. Т.е. на участки с низкой работой выхода, где эмиссионная способность выше, действует тормозящее поле (рис. 2.11). Внешнее поле уменьшает тормозящее локальное поле, что и приводит к более сильной зависимости тока насыщения от напряжения, чем при обычном эффекте Шоттки. Тормозящее локальное поле полностью компенсируется при внешнем поле порядка вольта на микрон. При увеличении степени покрытия до 0,7 аномальный эффект Шоттки исчезает вследствие исчезновения пятен. При таком покрытии торий образует на поверхности вольфрама периодическую структуру (рис. 2.12).

При практическом использовании пленочных катодов существует проблема удержания пленки на поверхности керна: пленки испаряются при высоких температурах катода и распыляются ионной бомбардировкой (ионы остаточных газов). Проблема удержания пленки решается двумя путями: либо созданием запаса активирующего вещества в объеме катода, либо поступлением активирующего вещества на поверхность основы катода извне.

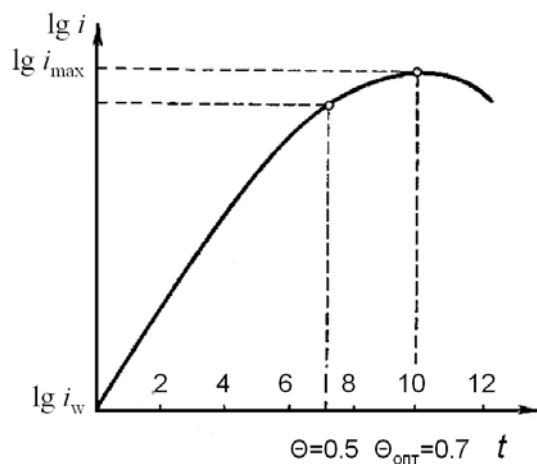


Рис. 2.9. Зависимость тока термоэмиссии от степени покрытия Θ поверхности вольфрама атомами тория. $\Theta = 1$ соответствует монослою. Θ пропорционально времени активации t

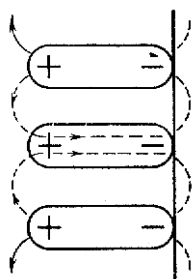


Рис. 2.10. Схематическое представление взаимной экранировки диполей

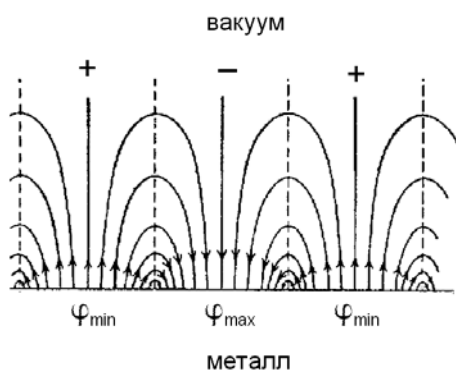


Рис. 2.11. Локальное электрическое поле, вызванное контактной разностью потенциалов островкового покрытия и подложки и тормозящее эмитированные электроны

Примеры пленочных катодов

1. Торированные катоды. Изначально в вольфрам добавляют 1 % окиси тория ThO_2 . При нагреве в вакууме окись тория разлагается, кислород откачивается, а атомы тория диффундируют на поверхность катода. В оптимальном температурном режиме (~ 1800 К) обеспе-

чиваются условия, при которых испарение тория с поверхности компенсируется его диффузией на поверхность из объема керна. В настоящее время торированные катоды используют довольно редко, в специальных электронных лампах.

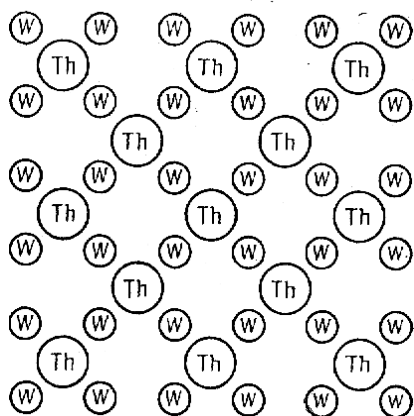


Рис. 2.12. Периодическая структура на поверхности металла, соответствующая максимальной эмиссионной активности торированного вольфрама

2. L-катоды (W-Ва-катоды). В этих пленочных катодах использована специальная конструкция с подогревом (рис. 2.13). Основание катода сделано в виде молибденового стаканчика 1, в нижней части которого помещается электрический подогреватель 4. Верхняя часть представляет собой чашечку, в которой помещена таблетка 3 из смеси карбонатов бария и стронция. Окись бария вступает в реакцию с молибденом и вольфрамом, в результате этой реакции восстанавливается барий, который диффундирует сквозь пористый вольфрам 2 и образует на его внешней поверхности активную пленку. Достоинство таких катодов состоит в относительно низкой рабочей температуре (~1350 К), устойчивости к ионной бомбардировке вследствие непрерывного поступления бария из объема. Основные области применения катодов – мощные СВЧ электронные приборы (магнетроны, клистроны).
3. Катоды для газоразрядных приборов. Моноатомную пленку активирующего вещества на W-катоде легко создать в газоразрядных приборах, добавляя в газ пары щелочного металла, например пары цезия. Обладая большой летучестью, цезий уже при сравнительно низких температурах колбы прибора создает достаточно высокое давление насыщенных паров. Это позволяет компенсировать испарение цезия с катода его обратной конденсацией и поддерживать на катоде активирующую пленку цезия.

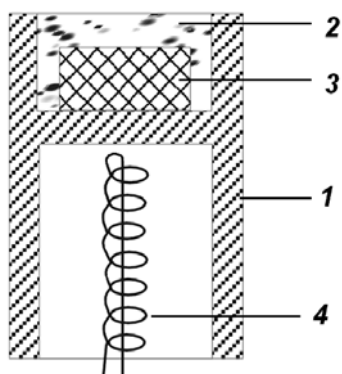


Рис. 2.13. Конструкция L-катода

При адсорбции кислорода происходит переход электрона из металла в покрытие и образование дипольного слоя, обращенного наружу отрицательной стороной. При этом повышается работа выхода катода, снижается плотность эмиссионного тока. Этот процесс называют «отравлением» катода.

Полупроводниковые катоды

Среди полупроводниковых термокатодов наибольшее распространение получили так называемые оксидные катоды. Оксидные катоды имеют ряд преимуществ перед металлическими и пленочными катодами: 1) большая плотность эмиссионного тока (до 10^2 А/см² в импульсном режиме) при очень низкой рабочей температуре (~ 1100 К); 2) высокая энергетическая эффективность, т.е. относительно малые затраты мощности на нагрев для получения единицы силы эмиссионного тока (в ~ 100 раз более высокая по сравнению с W-катадами) и др. Недостатками оксидных катодов являются: 1) невозможность даже кратковременного нахождения катода в атмосфере воздуха (кислорода); 2) разрушение под действием ионной бомбардировки и сильных электрических полей; 3) меньшая стабильность эмиссии. Атомы бария, распределяясь равномерно по толщине оксида и на его поверхности, превращают диэлектрический оксид в полупроводник *n*-типа (т.е. атомы бария являются донорной примесью). На рис. 2.14 представлена конструкция поверхностного слоя оксидного катода, и на рис. 2.15 – его энергетическая диаграмма. Работа выхода такого катода определяется как

$$\varphi = \frac{\Delta W_d}{2} + \chi. \quad (2.42)$$

Величина ΔW_d , определяемая примесными уровнями Ва, имеет значение порядка 1,5 эВ, электронное сродство $\chi \approx 0,7$ эВ, т.е. есть обычно для оксидного катода $\varphi \leq 1,5$ эВ.

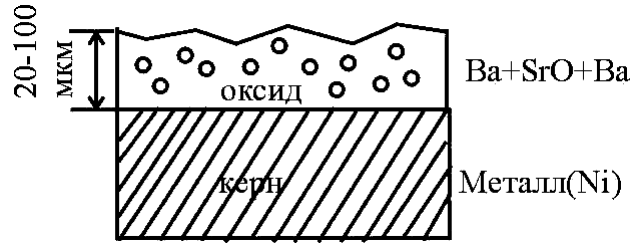


Рис. 2.14. Схематическое представление поверхностного слоя оксидного термокатода

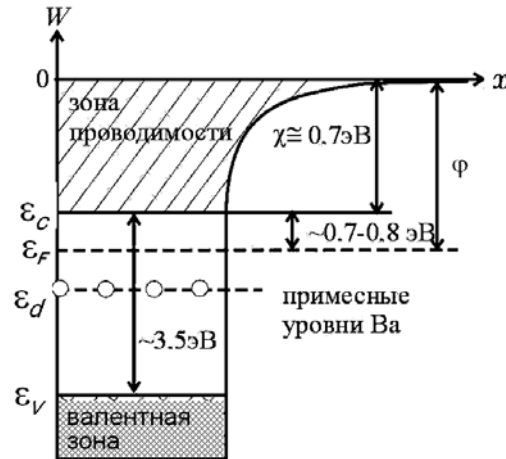


Рис. 2.15. Энергетическая диаграмма поверхности оксидного термокатода

Для эксплуатации оксидного катода требуется хороший вакуум ($< 10^{-7}$ Торр). Срок службы оксидного катода зависит от условий его эксплуатации и может составлять от 500 до 10 000 часов. До сих пор оксидные катоды являются наиболее распространенными термокатадами (приемно-усилительные электронные лампы, электроннолучевые приборы, СВЧ-приборы). В импульсном режиме с оксидных катодов отбирают $j \sim 10^2$ А/см².

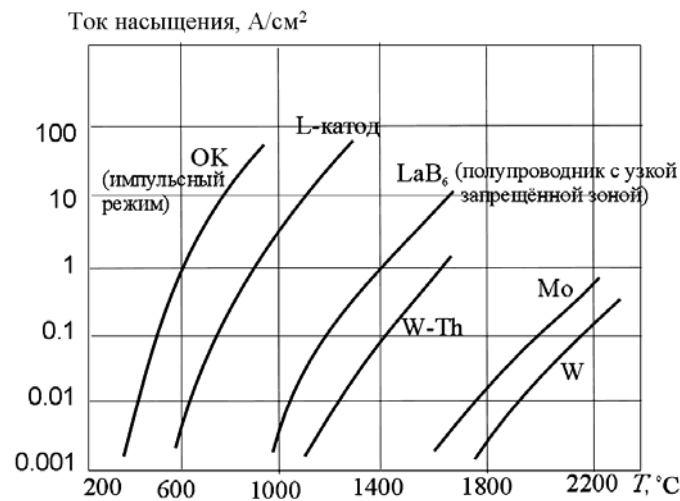


Рис. 2.16. Зависимости тока насыщения от температуры различных термокатодов

Важной для практического использования характеристикой термокатодов является зависимость тока насыщения от температуры (рис. 2.16). Она дает представление о возможностях использования термоэлектронной эмиссии в эмиссионной электронике. Несмотря на ряд существенных недостатков термоэмиссионных катодов, расширение использования других видов электронной эмиссии и замену приемно-усилительных ламп на приборы полупроводниковой твердотельной электроники, термоэлектронные катоды будут оставаться востребованными в электронной промышленности. Происходит совершенствование самих катодов, открываются новые области их использования взамен тех областей, где они уже не отвечают поставленным требованиям к режимам эксплуатации.

Глава 3 ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

- 3.1. Внешний и внутренний фотоэффект. Фотоэлектронная эмиссия. Законы внешнего фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна. Пороговая длина волны (красная граница). Выражение для плотности тока фотоэмиссии вблизи пороговой длины волны. Фотоэлектронная работа выхода, ее опытное определение. Фотоэлектронная работа выхода для полупроводниковых катодов с различными типами проводимости**

Если на поверхность тела падает поток электромагнитного излучения, то он частично отражается, а частично проникает внутрь тела и поглощается в нем. Поглощение излучения может приводить к двум результатам.

Во-первых, оно приводит к появлению новых носителей тока (электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне), т.е. к увеличению электропроводности. Это явление носит название фотопроводимости или внутреннего фотоэффекта. Внутренний фотоэффект совершенно незаметен в металлах, где и до облучения имеется очень много носителей тока. Но в диэлектриках и полупроводниках он может вполне ощутимо изменять электропроводность.

Во-вторых, при поглощении излучения в теле могут появиться электроны настолько большой энергии, что некоторые из них, дойдя до поверхности тела, преодолевают поверхностный барьер и оказываются эмитированными. Это явление называется внешним фотоэффектом или фотоэлектронной эмиссией.

Фотоэлектронная эмиссия была впервые обнаружена Герцем в 1887 году. Затем значительный вклад в ее исследование и объяснение внесли многие ученые, в том числе Столетов, Эйнштейн.

Фотоэлектронная эмиссия металлов

Основные закономерности фотоэмиссии металлов состоят в следующем:

1. При неизменном спектральном составе света фототок i_{ϕ} пропорционален световому потоку Φ (закон Столетова):

$$i_{\phi} = z \Phi. \quad (3.1)$$

Коэффициент пропорциональности η называют чувствительностью фотокатода.

2. При данном световом потоке Φ ток эмиссии i_Φ зависит от спектрального состава света. Чувствительность фотокатода зависит от частоты излучения ν (или длины волны $\lambda = c / \nu$). Чувствительность фотокатода к свету данной частоты (длины волны) называют спектральной чувствительностью и обозначают η_λ . Зависимость спектральной чувствительности от частоты $\eta_\nu(\nu)$ или длины волны $\eta_\lambda(\lambda)$ называют спектральной характеристикой фотокатода $\eta_\nu = \eta(\nu)$; $\eta_\lambda = \eta(\lambda)$.
3. Для каждого металла существует некоторая минимальная пороговая частота света ν_0 или максимальная длина волны λ_0 , за пределами которых эмиссии не наблюдается. Этот порог фотоэлектронной эмиссии называют длинноволновой (красной) границей фотоэффекта.
4. Максимальная кинетическая энергия электронов, покидающих фотокатод, линейно растет с увеличением частоты света и не зависит от интенсивности светового потока.
5. Безынерционность фотокатода. Экспериментально установлено, что фототок появляется и исчезает вместе с освещением.

Качественное физическое объяснение перечисленных закономерностей базируется на следующих положениях.

Проникая в фотокатод, каждый фотон взаимодействует только с одним свободным электроном, отдавая ему полностью свою энергию. Энергия фотона $h\nu$ суммируется с энергией электрона W , которую он имел до встречи с фотоном. Если при этом электрон движется в сторону поверхности металла, и компонента его скорости по нормали к поверхности v_x достаточна для преодоления потенциального барьера на границе металла W_a , то электрон сможет покинуть металл, если выполнено условие $h\nu + 0,5mv_x^2 > W_a$, потеряв при этом энергию W_a . Вероятность этого зависит как от величины энергии фотона $h\nu$, так и от того, какой из электронов проводимости металла (быстрый или медленный) приобретет энергию фотона. Нужно учитывать, что на пути к поверхности металла электрон, получивший энергию фотона, может потерять некоторую ее часть ΔW при рассеянии на дефектах кристаллической решетки и примесных атомах при взаимодействии с фононами и другими электронами. Как результат, отношение числа эмитируемых электронов N_e к числу приходящих на фотокатод фотонов N_Φ является дробной величиной, зависящей от рода металла и частоты падающего света. Это отношение называют квантовым выходом фотокатода $Y = N_e / N_\Phi$.

Представим число приходящих в единицу времени на фотокатод фотонов N_ϕ как отношение светового потока к энергии фотонов:

$$N_\phi = \frac{\Phi t}{h\nu}. \quad (3.2)$$

С учетом (3.1) получим выражение для спектральной чувствительности фотокатода:

$$\eta_\lambda = (\eta_\nu) = \frac{i_\phi}{\Phi} = \frac{eN_e t}{h\nu N_\phi t} = \frac{e}{h\nu} Y. \quad (3.3)$$

Выражение (3.3) показывает, что спектральная чувствительность фотокатода, как и квантовый выход Y , является величиной, зависящей от материала катода и частоты падающего света.

Указанные особенности взаимодействия электронов металла с фотонами позволяют записать уравнение баланса энергии электрона, участвующего в эмиссии:

$$W + h\nu - \Delta W - W_a = \frac{mv^2}{2}, \quad (3.4)$$

где $mv^2 / 2$ – кинетическая энергия электрона, покинувшего металл. Наибольшую кинетическую энергию $(mv^2 / 2)_{\max}$ после выхода из фотокатода будут иметь электроны, которые до взаимодействия с фотоном имели максимальную энергию W и не потеряли даже малой ее доли на пути к поверхности ($\Delta W = 0$) (поскольку находились в приповерхностном слое металла).

При температуре $T = 0$ К наибольшей энергией в металле обладают электроны, находящиеся на уровне Ферми. Следовательно,

$$\boxed{\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = W_F + h\nu - W_a = h\nu - \phi,} \quad (3.5)$$

так как $W_a - W_F = \phi$.

Таким образом, теоретически подтверждается установленная экспериментально Ленардом в 1899 г. зависимость максимальной энергии покидающих фотокатод электронов исключительно от частоты падающего света (в том числе и независимость этой энергии от интенсивности светового потока). Теоретически зависимость (3.5) была впервые получена Эйнштейном.

Уравнение (3.5) позволяет также объяснить существование длинноволнового («красного») порога фотоэлектронной эмиссии. Действитель-

но, при уменьшении частоты света должна уменьшаться максимальная кинетическая энергия вылетающих электронов. При некоторой пороговой частоте ν_0 она станет равной нулю, и уравнение (3.5) примет вид

$$h\nu_0 - \varphi = 0, \quad (3.6)$$

откуда граничная (пороговая) частота

$$\nu_0 = \frac{\varphi}{h} \quad (3.7)$$

или

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{ch}{\varphi}. \quad (3.8)$$

Если φ выразить в электрон-вольтах, то $\lambda_0 = \frac{12300}{\varphi} \left[\overset{\circ}{\text{A}} \right]$.

Физический смысл соотношения (3.6) состоит в том, что энергии фотона $h\nu_0$ едва достаточно для освобождения из металла электронов, находящихся на уровне Ферми. Электроны более низких уровней вообще не могут покинуть металл, получив дополнительную энергию $h\nu_0$. При частотах $\nu < \nu_0$ даже электроны уровня Ферми не могут покинуть металл, т.е. фототок отсутствует.

С учетом соотношения (3.6) уравнение (3.5) может быть переписано в виде

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\max} = h(\nu - \nu_0). \quad (3.9)$$

Распределение фотоэлектронов по энергиям.

Проверка закона Эйнштейна

Из выражения (3.4) следует, что энергия электронов, покинувших металл при фотоэмиссии, зависит от их первоначальной энергии (до поглощения фотона) и от потерь энергии на пути к поверхности металла. Таким образом, экспериментальное изучение распределения фотоэлектронов по энергиям может дать интересную информацию как о характере распределения электронов по энергиям в металле, так и о видах и интенсивности потерь энергии электронами, поглотившими фотон.

Наиболее распространенным методом исследования распределения фотоэлектронов по энергиям является метод тормозящего поля. С помощью этого метода измеряют фототок с катода на коллектор, имеющий отрицательный потенциал относительно катода $U_{\text{кол}}$. При этом необхо-

димому учитывать следующее. Представим себе, что мы исследуем распределение электронов по энергиям в диоде с плоскими электродами. При плоских электродах условием достижения фотоэлектронами коллектора является неравенство $\frac{m\mathbf{v}_x^2}{2} \geq eU_{\text{кол}}$. Т.е. при использовании плоских электродов можно измерять распределение не полной энергии электронов, а только ее части $0,5m\mathbf{v}_x^2$, связанной с составляющей скорости, параллельной электрическому полю. Составляющие энергии $0,5m\mathbf{v}_y^2$ и $0,5m\mathbf{v}_z^2$, не изменяющиеся в процессе движения электронов между плоскими электродами, в данном случае не измеряются. В 20-х годах 20-го века метод был усовершенствован. Было предложено использовать сферическую геометрию электродов, причем фотокатод с малым радиусом находится внутри сферического коллектора с большим радиусом (рис. 3.1). Т.е. при выполнении условия $\frac{r_{\text{кол}}}{r_{\text{к}}} \gg 1$ ошибка в измерении полной кинетической энергии электронов оказывается малой.

При отрицательном потенциале коллектора относительно фотокатода, перпендикулярного поверхности коллектора, его достигнут только те фотоэлектроны, скорость вылета которых из катода удовлетворяет соотношению $0,5m\mathbf{v}^2 \geq |eU_{\text{кол}}|$.

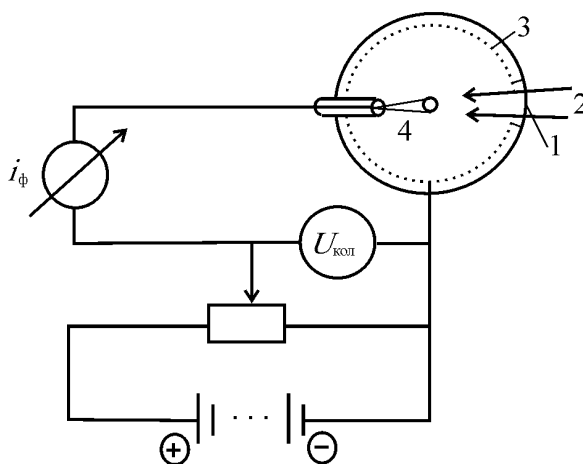


Рис. 3.1. Схема измерения спектра эмитированных фотоэлектронов методом задерживающего потенциала: 1 – стеклянная сферическая колба, в которой поддерживается высокий вакуум; 2 – источник света; 3 – слой серебра (коллектор); 4 – сферический фотокатод

Изменяя разность потенциалов между фотокатодом и коллектором и измеряя фототок, получаем кривые, представленные на рис. 3.2.

Из рисунка видно, что: 1) фототок начинается при некотором отрицательном значении $U_{\text{кол}}$ и затем возрастает, достигая максимального значения при $U_{\text{кол}} > 0$; 2) чем больше частота света ν , тем при бóльших отрицательных потенциалах $U_{\text{кол}}$ возникает фототок. Однако фототок достигает максимума и переходит к насыщению при одном и том же значении напряжения $U_{\text{кол}} > 0$. Это связано с тем, что обычно работа выхода материала фотокатода меньше работы выхода материала коллектора, т.е. имеется так называемая контактная разность потенциалов, равная разности работ выхода электронов из коллектора и катода: $U_{\text{крп}} = (\varphi_{\text{кол}} - \varphi_{\text{к}}) / e$. Т.е. при нулевом показании вольтметра еще действует тормозящее поле, связанное с наличием $U_{\text{крп}}$. Поэтому истинный нуль располагается правее, а истинный задерживающий потенциал определяется соотношением

$$U_{\text{кол.ист}} = U_{\text{кол.изм}} + U_{\text{крп}}. \quad (3.10)$$

Если $\varphi_{\text{кол}} = \varphi_{\text{к}}$, то $U_{\text{крп}} = 0$.

Обозначим через $U_{\text{кол}}^0$ истинное значение потенциала коллектора, при котором фототок уменьшается до нуля, т.е. когда даже наиболее быстрые электроны не попадают на коллектор, так как отталкиваются тормозящим полем. Тогда

$$|eU_{\text{кол}}^0| = \left(\frac{mv_x^2}{2} \right)_{\text{max}} = h(\nu - \nu_0). \quad (3.11)$$

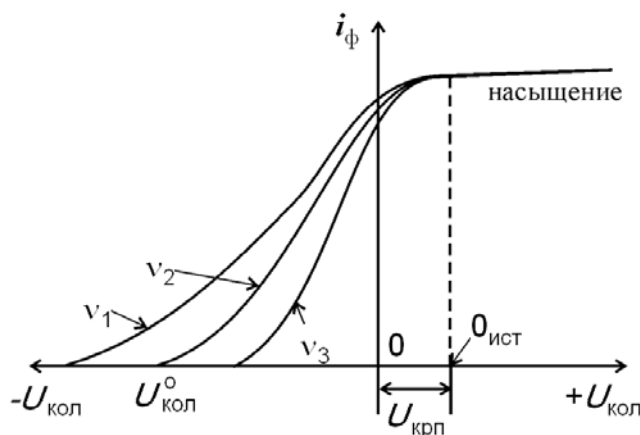


Рис. 3.2. Зависимости фототока от задерживающего потенциала при различной частоте падающего излучения. Здесь $\nu_1 > \nu_2 > \nu_3$

С уменьшением (по абсолютной величине) отрицательного потенциала коллектора все большее число электронов способны попасть на коллектор. Это вызывает рост фототока. При потенциале коллектора, соответствующем истинному нулю, все выходящие из катода электроны попадают на коллектор, и дальнейший рост тока прекращается.

Полученная вольтамперная характеристика на участке тормозящего поля определяется распределением эмитированных электронов по энергии. В самом деле, абсциссы этой кривой отражают энергию электрона, а фототок, отложенный по оси ординат, есть

$$i_{\phi}(U_{\text{кол}}) = e \int_{W=eU_{\text{кол.ист}}}^{W_{\text{max}}=eU_{\text{кол}}^0} dN(W), \quad (3.12)$$

где $dN(W)$ – число электронов с энергиями в интервале от W до $W + dW$. Таким образом, протекающий в приборе фототок i_{ϕ} пропорционален числу электронов, энергии которых превышают величину $W = eU_{\text{кол.ист}}$. Кривая $i_{\phi}(U_{\text{кол}})$, выражающая эту связь, называется интегральной кривой распределения. Чтобы получить функцию распределения фотоэлектронов по энергиям, нужно продифференцировать интегральную кривую распределения, т.е. ВАХ $i_{\phi}(U_{\text{кол}})$.

В качестве примера на рис. 3.3 представлено распределение фотоэлектронов по энергиям, полученное при освещении медного катода монохроматическим светом с длиной волны 240 нм. Как видно из рисунка, максимальная энергия фотоэлектронов даже при освещении светом УФ диапазона лишь незначительно превышает 1 эВ, а наиболее вероятная энергия фотоэлектронов приблизительно вдвое меньше максимальной. Аналогично выглядят кривые распределения и для других металлов. Например, для калия (рис. 3.4) измерения дают несколько другое распределение электронов по энергиям, но в целом вид кривых похож. Кривая 4 имеет 2 максимума. Второй максимум связан с особенностями потерь энергии электронов при выходе из металла при больших ν .

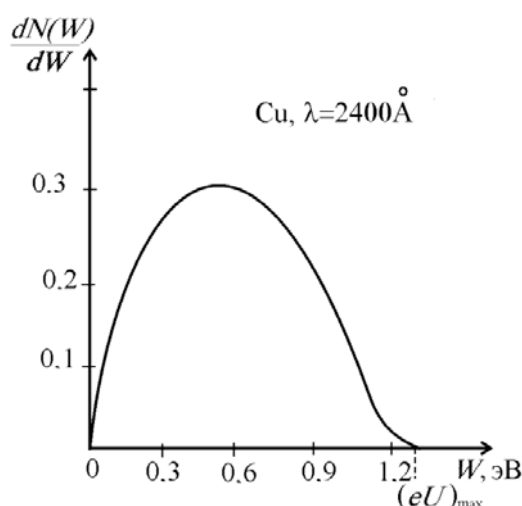


Рис. 3.3. Распределение фотоэлектронов по энергии при облучении медной поверхности монохроматическим светом с длиной волны 240 нм

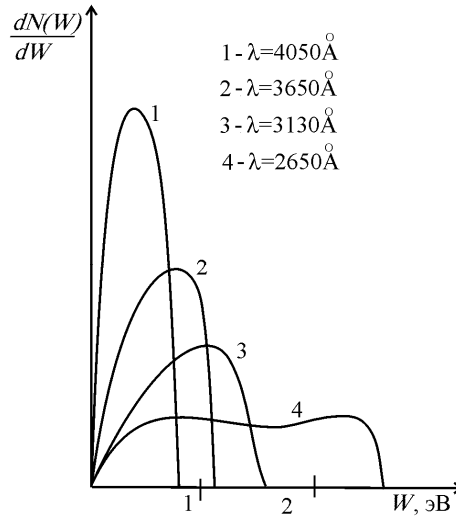


Рис. 3.4. Распределение фотоэлектронов по энергии при облучении поверхности калия монохроматическим светом разных длин волн

При увеличении частоты света возрастает максимальная энергия электронов. Одновременно увеличивается и наиболее вероятная энергия электронов, т.е. кривая распределения электронов по энергиям растягивается в сторону больших энергий. При этом соотношение между наиболее вероятной и максимальной энергиями остается примерно постоянным.

Из (3.11) следует, что измерение задерживающих потенциалов $U_{\text{кол}}^0$ при нескольких значениях частоты света ν и построение зависимости $U_{\text{кол}}^0(\nu)$ должно дать прямую линию. На рис. 3.5 приведены экспериментальные точки для Al и Cu. Эти точки хорошо ложатся на прямые. Эти прямые пересекают ось абсцисс в точках, соответствующих частоте света ν_0 .

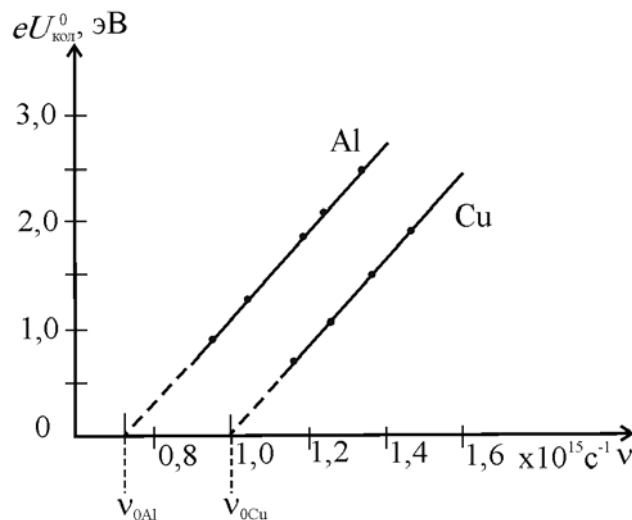


Рис. 3.5. Зависимости потенциала запирания фототока от частоты падающего света, позволяющие точно определять красную границу фотоэффекта

Таким образом, эти данные хорошо подтверждают закон Эйнштейна, согласно которому задерживающий потенциал $eU_{\text{кол}}^0$, при котором фототок прекращается, должен расти линейно с увеличением частоты света ν . Более того, угол наклона прямой позволяет экспериментально определить численное значение постоянной Планка. Действительно,

$$h = \frac{eU_{\text{кол}}^0}{\nu - \nu_0}. \quad (3.13)$$

Эксперименты дают $h = 6,61 \cdot 10^{-27}$ эрг · сек, что также подтверждает закон Эйнштейна. Следует заметить, что этот способ определения постоянной Планка является не самым точным.

Построение прямых, подобных изображенным на рис. 3.5, и нахождение ν_0 позволяют фотоэлектронным методом определять работу выхода. Действительно, из уравнения (3.7) следует:

$$\phi = h\nu_0. \quad (3.14)$$

Хорошее совпадение значений постоянной Планка и работы выхода металлов, полученных фотоэлектрическим методом, со значениями, получаемыми при использовании других методов, подтверждает правильность квантовой теории фотоэлектронной эмиссии.

Спектральные фотоэлектрические характеристики металлов

Граничной частотой ν_0 определяется начало участка спектра, на протяжении которого наблюдается фотоэлектронная эмиссия. Важно знать, как распределена фотоэлектрическая чувствительность η_λ или η_ν на этом участке спектра. Фотоэлектрическая чувствительность измеряется в единицах $\frac{\text{Кулон}}{\text{Джоуль}}$. Квантовый выход Y , который называют кван-

товой чувствительностью, измеряют в электронах на квант. Если длину волны λ выразить в см, то пересчет $\frac{\text{Кулон}}{\text{Джоуль}}$ в $\frac{\text{электрон}}{\text{квант}}$ можно сделать по

$$\text{формуле } 1 \frac{\text{Кулон}}{\text{Джоуль}} \rightarrow \frac{1,24 \cdot 10^{-4} \text{ электронов}}{\lambda(\text{см}) \text{ квант}}.$$

Кривая, изображающая распределение фотоэлектрической чувствительности или квантовой чувствительности в зависимости от длины волны света, называется спектральной характеристикой. На практике для определения спектральной характеристики при помощи монохроматора или набора светофильтров выделяют узкую часть спектра с длинами волн в интервале от λ до $\lambda + \Delta\lambda$, причем $\Delta\lambda/\lambda \ll 1$. Если при падении такого излучения на фотокатод протекает фототок Δi_ϕ ,

то фотоэлектрическая чувствительность для выделенной длины волны (или спектральная чувствительность) равна

$$\zeta_{\lambda} = \frac{\Delta i_{\phi}}{\Delta \Phi} \left[\frac{\text{А}}{\text{Вт}} \right], \quad (3.15)$$

где $\Delta \Phi$ – мощность выделенного потока излучения.

Рассмотрим, какой формы спектральной характеристики следует ожидать для металлов. Если $T = 0 \text{ К}$, то фотоэлектрическая чувствительность отлична от нуля только при $\nu > \nu_0$ (рис. 3.6), когда энергия фотона достаточна для того, чтобы вырвать электрон, по крайней мере, с уровня ϵ_F . При увеличении частоты ν для вырывания электронов будут доступны все больше уровней, лежащих ниже ϵ_F , и фотоэмиссия будет расти.

Однако вскоре этот рост начнет замедляться, так как по мере приближения ко дну потенциальной ямы будет уменьшаться плотность электронных состояний. При $h\nu = W_a = (h\nu)_{W_a}$ для эмиссии доступны уже все электроны зоны проводимости металла и, казалось бы, квантовая чувствительность должна перестать зависеть от частоты (горизонтальная пунктирная кривая на рис. 3.6). В действительности это не так, поскольку следует принять во внимание то, что существует зависимость вероятности элементарного акта поглощения фотона электроном от частоты. Из квантовой механики известно, что эта вероятность уменьшается с ростом частоты, т.е. коэффициент поглощения света падает с частотой. Реально оказывается, что кривая квантовой чувствительности начинает понижаться уже при частоте $\nu = \nu_{\max} < \nu_{W_a}$ (см. рис. 3.6), т.е. спектральные характеристики имеют максимум. В этом случае говорят, что катод обладает селективной (т.е. избирательной) фотоэлектронной эмиссией, а сами максимумы характеристик называют селективными максимумами.

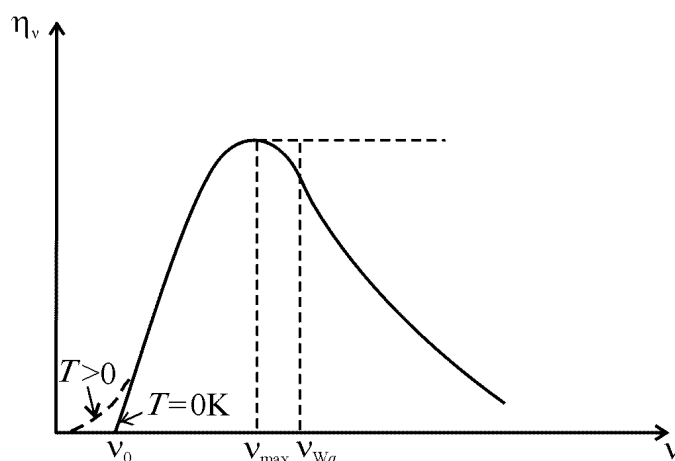


Рис. 3.6. Зависимость чувствительности фотокаатода от частоты падающего света

Существуют еще две характерные особенности спектральной характеристики фотокатода вблизи $\nu = \nu_0$.

1. *Влияние температуры.* При $T = 0$ К уровень ε_F представляет собой четкую границу между заселенными и незаселенными уровнями. При $T > 0$ эта граница размывается в силу того, что часть электронов, возбужденная тепловыми колебаниями, переходит с уровней $\varepsilon < \varepsilon_F$ на уровни $\varepsilon > \varepsilon_F$. Поэтому очевидно, что при $T > 0$ излом характеристики при $\nu = \nu_0$ должен трансформироваться в плавный подъем, начинающийся при $\nu < \nu_0$ в пределах нескольких значений kT/h .
2. *Влияние внешнего электрического поля.* Поскольку работа выхода ϕ зависит от напряженности электрического поля на катоде E , то и частота ν_0 должна изменяться с изменением напряженности поля E . Согласно Шоттки $\phi_E = \phi - e^{3/2} E^{1/2}$.

Следовательно, граничная частота при наличии поля будет равна

$$\nu_{0E} = \frac{\phi_E}{h} = \nu_0 - \frac{e^{3/2} E^{1/2}}{h}. \quad (3.16)$$

Формула (3.16) подтверждается в эксперименте для чистых металлов.

Спектральные характеристики были изучены вначале для щелочных металлов, так как их селективные максимумы находятся в области видимого света (рис. 3.7). Для других металлов максимумы спектральных характеристик лежат в области вакуумного ультрафиолета. Например, для Ni $\lambda_{\max} \approx 640 \text{ \AA}$.

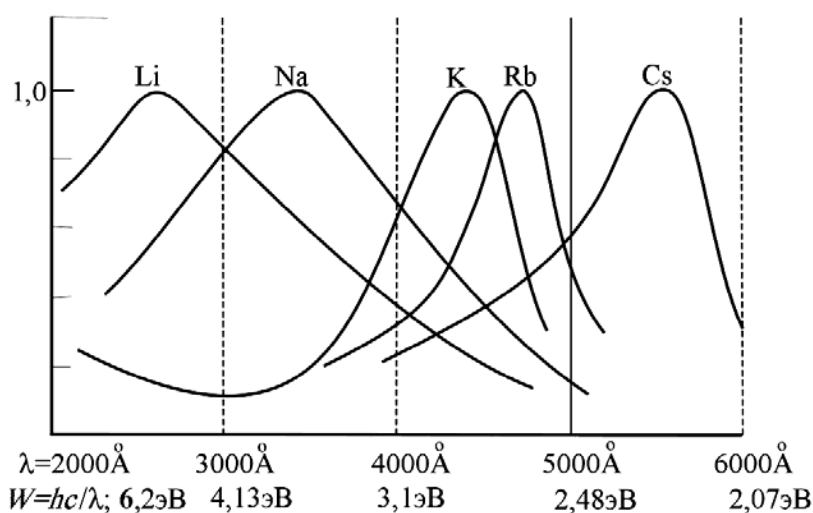


Рис. 3.7. Спектральные характеристики фотокатодов из щелочных металлов

Соображения по поводу теории фотоэлектронной эмиссии металлов

Строгая теория фотоэлектронной эмиссии должна основываться на квантовомеханическом рассмотрении возбуждения светом электронов в твердом теле. Для вычисления вероятности тех или иных возбуждений, т.е. переходов электронов из некоторых начальных стационарных состояний k в конечные состояния j , используется аппарат теории возмущений. Из теории возмущений следует, что вероятность переходов отлична от нуля лишь при одновременном выполнении двух законов:

1) закона сохранения энергии

$$W_j - W_k = h\nu_{jk}; \quad (3.17)$$

2) закона сохранения импульса

$$p_j - p_k = h \frac{\nu_{jk}}{c}, \quad (3.18)$$

где $c^{-1}h\nu_{jk}$ – абсолютная величина импульса фотона.

Следует обратить внимание на то, что для оптических частот импульс фотона $h\nu/c$ значительно меньше импульсов электронов в твердом теле $p_k = m\mathbf{v}_k$ и $p_j = m\mathbf{v}_j$, а энергия фотона $h\nu_{jk}$ соизмерима с энергиями электронов. Поэтому для абсолютно свободных электронов нельзя одновременно удовлетворить обоим законам сохранения при скоростях электронов, меньших скорости света. Чтобы убедиться в этом, перепишем эти два закона в следующем виде:

$$\frac{m}{2}(\mathbf{v}_j^2 - \mathbf{v}_k^2) = h\nu_{jk}; \quad (3.19)$$

$$m(\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_k) = \frac{h\nu_{jk}}{c}. \quad (3.20)$$

Поделив полученные выражения друг на друга, получим

$$\mathbf{v}_j + \mathbf{v}_k = 2c. \quad (3.21)$$

Выражение (3.21) физически некорректно. Это означает, что теория Зоммерфельда свободных электронов в металле не допускает возможность поглощения или испускания электроном фотона. Реально же эти процессы наблюдаются. Следовательно, часть импульса должны отдавать или принимать на себя ионы решетки кристалла. С энергетической точки зрения электроны кристалла не являются абсолютно свободными, а находятся в периодическом силовом поле кристалла. Кристалл, в свою очередь, не является абсолютно жестким каркасом и способен увеличи-

вать или уменьшать свою колебательную энергию под действием различных факторов. Таким образом, в процессе поглощения света участвуют на самом деле не два, а три компонента: фотон, электрон и кристаллическая решетка. Однако характер взаимодействия с кристаллом в этом акте существенно зависит от того, насколько далеко от поверхности произошло взаимодействие. В соответствии с этим разделяют поверхностную (ограниченную толщиной порядка 10^{-7} см) и объемную эмиссию.

Расчет на основе квантовомеханических представлений и теории возмущений, проделанный в начале 30-х годов Таммом, показал, что в фотоэлектронной эмиссии металлов главную роль играет поверхностная компонента. И это несмотря на то, что в поверхностном слое поглощается только небольшая доля энергии падающего света. Что же касается объемной компоненты фотоэмиссии, то она становится заметной лишь при частотах, много больших ν_0 .

Экспериментальное подтверждение результатов теоретического анализа Тамма следует из опытов по определению глубины зарождения фотоэлектронов. Если измерять фототок с металлических пленок различной толщины, напыляемых на кварцевую подложку, то наблюдается следующее. Начиная с толщины $10 \div 15$ атомных слоев и фототок, и распределение фотоэлектронов по скоростям перестают зависеть от толщины пленки, оставаясь такими же, как и для массивного металла. В то же время свет проникает в металл гораздо глубже, так как пленки толщиной даже в 100 атомных слоев еще проницаемы для света. Это доказывает, что подавляющее большинство фотоэлектронов зарождается в поверхностном слое металла.

Полная теория фотоэлектронной эмиссии должна охватывать поверхностную и объемную составляющие фотоэмиссии и учитывать все последовательные стадии: 1) процесс фотовозбуждения; 2) процесс движения возбужденного электрона с некоторой глубины к поверхности; 3) процесс прохождения электрона через потенциальный барьер в вакуум. До сих пор строгой теории фотоэлектронной эмиссии не создано, хотя попытки описать этот многостадийный процесс предпринимались многократно.

Многофотонная фотоэмиссия металлов

С появлением мощных импульсных лазеров, когда интенсивность света удалось повысить на много порядков величины, в экспериментах были зафиксированы многофотонные процессы, когда один электрон поглощает энергию нескольких квантов света.

Например, при двухфотонном поглощении (рис. 3.8) частица приобретает энергию $W_3 - W_1$, равную сумме энергий двух поглощенных фотонов:

$$W_3 - W_1 = h\nu_1 + h\nu_2, \quad (3.22)$$

причем при использовании лазерного излучения $\nu_1 = \nu_2$.

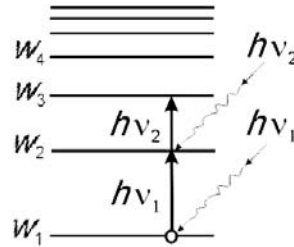


Рис. 3.8. Энергетическая диаграмма двухфотонного перехода

При многофотонном поглощении электрон может приобрести энергию, достаточную для эмиссии из металла даже при энергии квантов света ниже красной границы фотоэффекта. Вероятность одновременной передачи электрону энергии нескольких фотонов резко увеличивается с ростом интенсивности падающего излучения. С появлением мощных лазеров было экспериментально показано, что фототок пропорционален n -ой степени интенсивности света:

$$i_{\phi} \sim \eta_n \Phi^n, \quad (3.23)$$

где η_n – вероятность n -квантового фотоэффекта. При $n = 1$ выражение (3.23) переходит в известный закон Столетова. На рис. 3.9 приведен пример зависимости $i_{\phi}(\Phi)$ (люкс-амперная характеристика) для случая, когда на вольфрамовый катод воздействовали излучением пикосекундного лазера с $\lambda = 1,06$ мкм. Из наклона люкс-амперной характеристики, построенной в логарифмическом масштабе, следует, что $n = 4$.

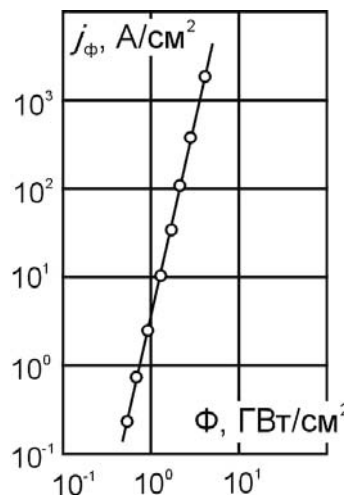


Рис. 3.9. Люкс-амперная характеристика фотокатода при многофотонном фотоэффекте

Получить такие люкс-амперные характеристики можно только при использовании очень коротких лазерных импульсов. Это связано с тем, что при потоках энергии излучения порядка 10^7 Вт/см² нагрев катода до температуры испарения может произойти за несколько десятков наносекунд. Переход от наносекундных (~ 10 нс) к пикосекундным импульсам ($10 \div 100$ пс) позволяет наблюдать нелинейную фотоэлектронную эмиссию от второго до пятого порядка ($n = 2 \div 5$) при $\Phi \approx 1$ ГВт/см².

Фотоэлектронная эмиссия в однофотонном режиме является практически безынерционной. Поэтому при традиционных низких интенсивностях света временной ход фототока $i_{\phi}(t)$ точно повторяет временную зависимость светового потока $\Phi(t)$. При многоквантовой фотоэлектронной эмиссии импульс фототока τ_{ϕ} оказывается короче импульса света $\tau_{\text{св}}$ (рис. 3.10). Это обусловлено нелинейностью люкс-амперной характеристики.

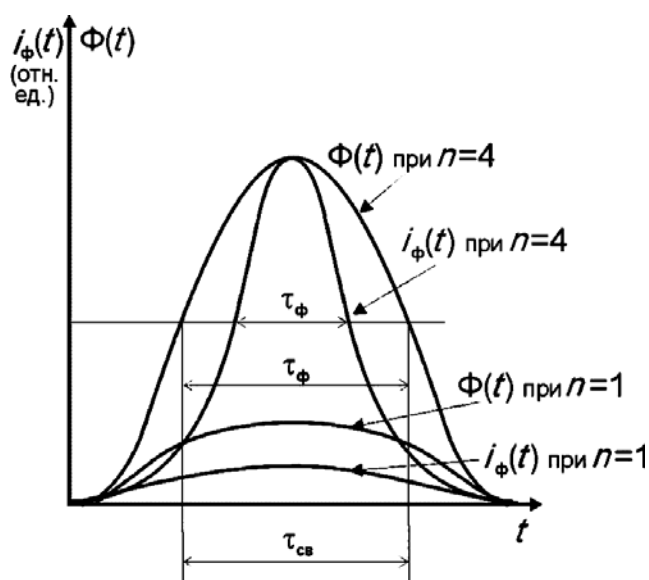


Рис. 3.10. Зависимости интенсивности излучения и фототока от времени при однофотонном и четырехфотонном фотоэффекте

Особенностью пикосекундного диапазона длительностей импульсов является возможность эмиссии «горячих» электронов. При облучении в течение 10^{-11} с электронный газ уже не успевает обмениваться энергией с решеткой (время электрон-фононной релаксации тоже порядка 10^{-11} с). С другой стороны, теплоемкость электронного газа очень мала по сравнению с теплоемкостью решетки. Это приводит к тому, что даже при пикосекундных импульсах электронный газ успевает нагреться до температуры, намного превышающей температуру решетки. В результате появляется интенсивная эмиссия «горячих» электронов, которую бывает трудно выделить на фоне нелинейной фотоэлектронной эмиссии (т.е. оба вида эмиссии вносят сопоставимый вклад).

Если напряженность поля световой волны достигнет значения $E \approx 10^7$ В/см, то эмиссия электронов из металла будет происходить также вследствие их туннелирования сквозь потенциальный барьер. При этом необходимо также выполнить условие: полупериод электромагнитной (световой) волны должен быть больше времени туннелирования электрона сквозь барьер.

Таким образом, при высоких интенсивностях света можно наблюдать переход от нелинейной фотоэлектронной эмиссии к эмиссии «горячих» электронов (или термоэлектронной эмиссии), а также к автоэлектронной эмиссии.

Что касается однофотонной эмиссии, абсолютные значения квантового выхода $\eta = i_{\text{ф}}/\Phi$ для чистых поверхностей металлов в видимой и ближней ультрафиолетовой области частот, прилегающей к ν_0 ($h\nu_0 = 2 \div 6$ эВ), составляют $10^{-5} \div 10^{-3}$ эл/квант. Значение η сильно зависит от чистоты поверхности. В области вакуумного ультрафиолета ($h\nu = 10 \div 30$ эВ) квантовый выход для металлов $\eta = 0,01 \div 0,1$ эл/квант, причем в этой области чистота поверхности влияет на η несколько слабее.

На квантовый выход вблизи ν_0 влияет электрическое поле у поверхности фотоэмиттера. Уменьшение работы выхода из-за наличия внешнего электрического поля вызывает рост η , так как электрическое поле сдвигает красную границу в область больших длин волн.

Фотоэлектронная эмиссия полупроводников

подавляющее большинство фотокатодов, используемых для практических целей, являются полупроводниками. Для полупроводников характерна низкая концентрация носителей, что приводит к искажению потенциального барьера на границе полупроводник–вакуум. Такое искажение происходит на длине, соизмеримой с радиусом Дебая, выражение для вычисления которого имеет вид (СГС)

$$L_D = \left(\frac{e k T_F}{4\pi e^2 n_0} \right)^{1/2}, \quad (3.24)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость ($\varepsilon = 1$ для металлов и ε порядка 10 для полупроводников); n_0 – концентрация заряженных частиц. Для металлов $n_0 \approx 10^{22}$ см⁻³ и величина $L_D \approx 10^{-8}$ см, т.е. порядка толщины одноатомного слоя. Таким образом, для металлов пренебрежение проникновением поля внутрь проводника и использование положения формальной электростатики об эквипотенциальности его поверхности оправдано. В случае же полупроводников глубина проникновения внешнего поля составляет $10^2 \div 10^4$ атомных слоев ($n_0 = 10^{14} \div 10^{15}$ см⁻³ и $L_D = 10^{-4} \div 10^{-6}$ см).

Рассмотрим фотоэлектронную эмиссию собственного (беспримесного) полупроводника (или диэлектрика). Положим, что температура кристалла $T = 0$ К. В этих условиях зона проводимости пуста. Значит, фотоэмиссия электронов из кристалла будет возможна, если выполняется условие

$$h\nu \geq e_v - e_c + \chi = \Delta e_g + \chi. \quad (3.25)$$

Наименьшая энергия, которую нужно сообщить электрону, находящемуся на верхнем уровне заполненной (валентной) зоны, для выхода его из кристалла, называется фотоэлектронной работой выхода $e\phi$. При этом красная граница фотоэлектронной эмиссии для рассматриваемого случая определяется из выражения

$$h\nu_0 = \Delta e_g + \chi = \phi. \quad (3.26)$$

Таким образом, для собственных полупроводников фотоэлектронная работа выхода ϕ всегда больше термоэлектронной ϕ .

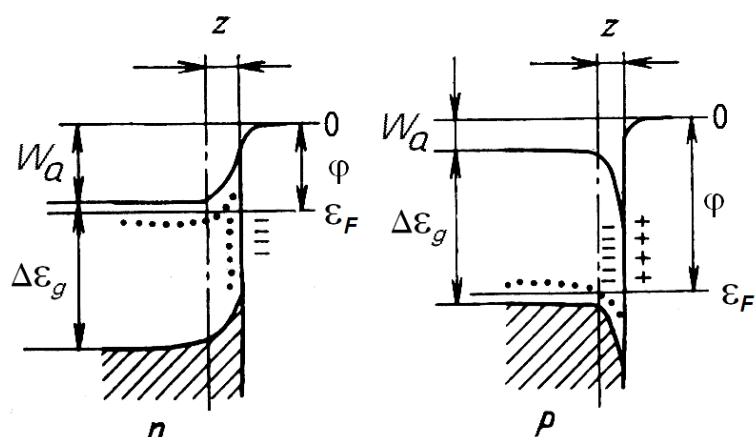


Рис. 3.11. Энергетическая диаграмма поверхности полупроводника *n*-типа (слева) и *p*-типа (справа)

В полупроводнике происходит искажение вида функции потенциальной энергии вблизи поверхности. Причина искажения состоит в следующем. Низкая подвижность зарядов в полупроводнике приводит к тому, что механизм переноса тока является диффузионным. При таком механизме проводимости любой дефект приводит к приостановке носителей, наталкивающихся на дефект, т.е. происходит захват носителей дефектом и рост локальной концентрации носителей вблизи дефекта. Самый крупномасштабный «дефект», который может существовать в кристалле, – это поверхность. На поверхности также происходит увеличение концентрации носителей. Повышенная концентрация носителей приводит к появлению электрического поля в объеме полупроводника вблизи поверхности на масштабе длины z , соизмеримой с радиусом Дебая. Направление поля за-

висит от типа проводимости. В полупроводниках *n*-типа поверхность приобретает отрицательный потенциал, поле является тормозящим для электронов, и потенциал имеет горб. В полупроводниках *p*-типа электрическое поле в приповерхностном слое будет ускоряющим для электронов. Схематически поведение потенциальной энергии электронов вблизи поверхности изображено на рис. 3.11.

3.2. Эффективные фотокатоды. Представление о фотокатодах с отрицательным электронным сродством. Фотоэлектронные преобразователи

Среди фотокатодов одним из первых был сурьмяно-цезиевый фотокатод, изобретенный Герлихом в 1936 г. Катод представлял собой полупроводник *p*-типа с $\chi = 0,4 \div 0,45$ эВ. Ширина запрещенной зоны равна 1,4 эВ, и интегральная чувствительность – до 100 мкА/лм. Катод представлял собой соединение $SbCs_3$, на поверхности которого адсорбирована пленка атомарного цезия, понижающего работу выхода.

Данный подход к построению фотокатодов получил свое развитие в многощелочных фотокатодах, представляющих собой семейство фотокатодов на основе щелочных металлов (натрий, калий и цезий) и сурьмы. Сурьма составляет основу пленки, а щелочные металлы используются для ее активации. Интегральная чувствительность таких катодов достигает 500 мкА/лм. Диапазон – от ближнего УФ до ближнего ИК. Цель активации сурьмы несколькими щелочными металлами состоит в расширении спектрального диапазона и повышении чувствительности.

Спектральная характеристика щелочных фотокатодов заканчивается на длине волны порядка 1 микрона. Расширить диапазон до 2 микрон удалось с использованием серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода. Но этот фотокатод обладает существенным недостатком – низкой чувствительностью. Интегральная чувствительность катода имеет значение порядка 50 мкА/лм.

До 60-х годов создание фотокатодов шло интуитивно-эмпирическим путем. Эта тенденция изменилась с развитием физики полупроводников. Прежде всего, были открыты полупроводники с отрицательным электронным сродством (рис. 3.12). Катоды с отрицательным электронным сродством представляют собой полупроводники *p*-типа, в которых дно зоны проводимости оказывается выше уровня вакуума (0).

Интегральная чувствительность фотокатодов с отрицательным электронным сродством достигает 2000 мкА/лм, а квантовый выход – десятки процентов. В области ближнего ИК достигнут квантовый выход на уровне единиц процентов. Очень низок уровень термоэмиссии: при комнатной температуре ток термоэмиссии порядка 10^{-16} А/см², что на

порядок ниже, чем у лучших фотокатодов с положительным электронным средством.

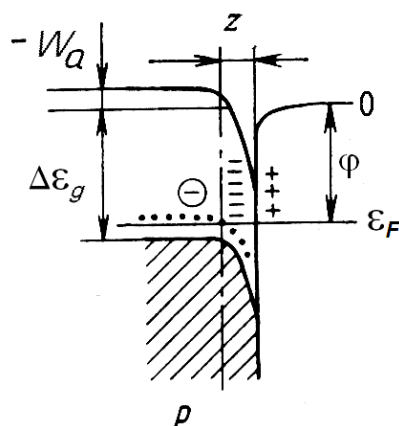


Рис. 3.12. Энергетическая диаграмма поверхности полупроводника *p*-типа с отрицательным электронным средством

Применение фотокатодов

Фотокатоды нашли очень ограниченное применение для генерации электронных пучков в электронно-лучевых технологиях, так как они очень требовательны к вакуумным условиям («боятся» кислорода). Кроме того, они слаботочны. Единственное оправдание их использования для генерации электронных пучков – это безынерционность фотоэффекта. В сочетании с короткоимпульсными лазерами это дает возможность для генерации субнаносекундных пучков в применениях, не требующих большого тока.

Основное применение фотокатодов связано с преобразованием световых сигналов в электрические либо с преобразованием изображений.

Наиболее простым электронно-оптическим прибором является вакуумный фотоэлемент. Цель использования фотоэлементов состоит в преобразовании светового потока в электрический ток. Размер и форма электродов в фотоэлементах зависит от параметров световых импульсов.

На рисунке 3.13 приведены конструкции фотокатодов. Для высокой чувствительности фотокатод наносят на внутреннюю поверхность колбы. Но в такой конструкции электроны не сразу попадают на анод. Пролетев мимо анода, они могут попасть на стекло, вызвать вторичную эмиссию, зарядить стекло до высокого потенциала. Этот потенциал может ускорять первичные и вторичные электроны. Все эти процессы сильно затягивают отклик фотоэлемента при засветке коротким импульсом света.

Для улучшения частотной характеристики, но в ущерб чувствительности используют фотоэлементы с близким расположением друг к другу фотокатода и сетки, являющейся анодом. На рис. 3.14 приведен пример фотоэлектронного преобразователя ФЭК-09 (**Ф**ото**Э**лектронный

катод). Данные преобразователи широко используются для регистрации излучения мощных наносекундных лазеров.

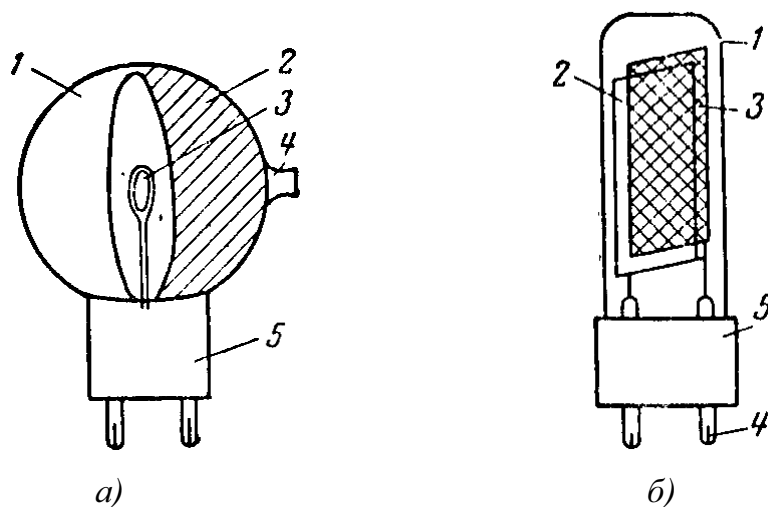


Рис. 3.13. Устройство электровакуумных фотоэлементов с катодом на стекле баллона (а) и в виде пластины (б).
1 – баллон; 2 – катод; 3 – анод; 4 – вывод катода; 5 – цоколь

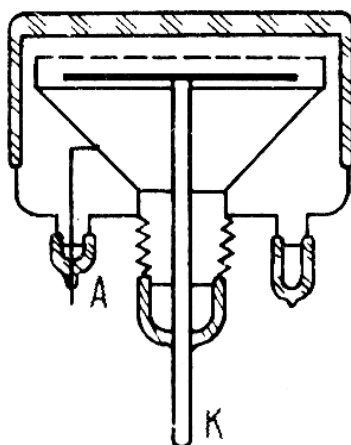


Рис. 3.14. Устройство скоростного фотоэлектронного преобразователя ФЭК-09

Фотоэлемент позволяет регистрировать световые потоки. Но когда световые потоки слабые, требуется их усиление. С этой целью между фотокатодом и анодом устанавливается усилитель электронного потока – вторичный электронный умножитель (ВЭУ) (рис. 3.15). Принцип действия ВЭУ состоит в размножении электронов на электродах (динодах), находящихся под распределенным от динода к диноду потенциалом и имеющих коэффициент вторичной электронной эмиссии больше 1. Фотоэлемент с усилением электронного потока называется фотоэлектронным умножителем (ФЭУ).

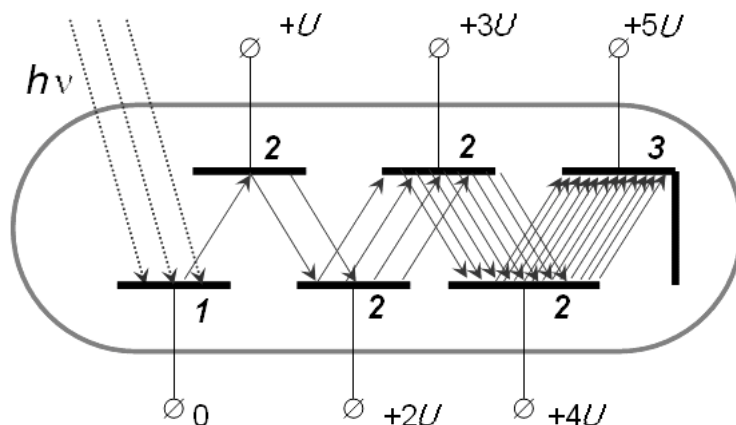


Рис. 3.15. Принцип действия ФЭУ:
1 – фотокатод; 2 – диноды; 3 – коллектор

Другой пример использования фотокатодов – электронно-оптические преобразователи (ЭОП). Данные устройства предназначены для преобразования оптического изображения в оптическое изображение через электронный поток с целью усиления изображения и/или его преобразования в видимый диапазон. На рис. 3.16 приведена схема ЭОПа. Объектив создает изображение на фотокатоде. В результате фотоэмиссии формируется электронный поток, пространственно модулированный оптическим изображением. Электронный поток ускоряется и при необходимости изменяется в размерах электронной оптикой. Посредством электронного потока изображение переносится на люминесцентный экран. За счет ускоряющего напряжения электроны набирают энергию и при падении на люминесцентный экран приводят к генерации светового потока, превосходящего входной поток. Коэффициент преобразования по интенсивности изображения:

$$K = 3 \cdot U_a \Gamma . \quad (3.27)$$

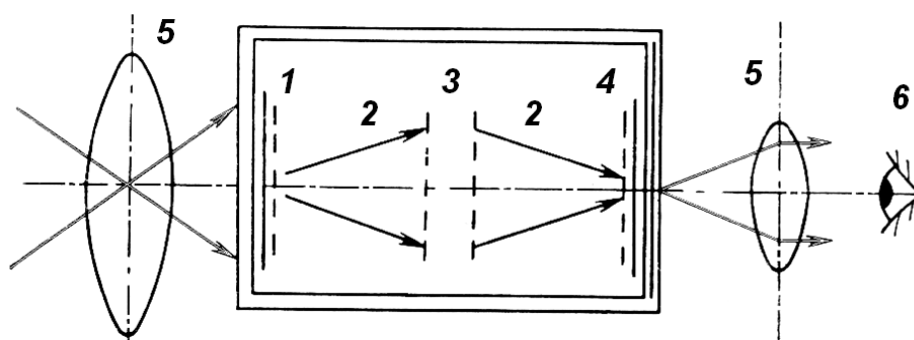


Рис. 3.16. Принцип действия ЭОПа:
1 – фотокатод; 2 – траектории электронов; 3 – электронная оптика;
4 – люминесцентный экран; 5 – оптика; 6 – наблюдатель

Например, при интегральной чувствительности фотокатода $\eta_{\phi} = 200$ мкА/лм, анодном напряжении $U_a = 10$ кВ и светоотдаче экрана $\gamma = 30$ лм/Вт обеспечивается усиление в 60 раз.

Если фотокатод имеет максимум чувствительности за пределами видимого диапазона спектра, то реализуется возможность преобразования изображения в видимый диапазон. Использование фотокатодов с отрицательным электронным сродством дает возможность наблюдения в ИК-диапазоне. Наоборот, использование металлических катодов делает доступным для наблюдения УФ и мягкий рентген.

На рис. 3.17 изображена простейшая конструкция ЭОПа – плоская. Изображение переносится без геометрических преобразований. Плоские ЭОПы очень удобны в схемах с последовательным соединением (рис. 3.18). С экрана первого ЭОП на катод второго изображения переносится с использованием волоконно-оптической пластины (ВОП). Такое соединение позволяет получать значительное усиление яркости изображений.

Часто требуется геометрическое преобразование изображения. В этом случае используют электронную оптику. Для уменьшения искажений фотокатод наносят на внутреннюю поверхность мениска. Поскольку оптический объектив создает изображение на плоскости, а перенести его требуется на мениск, используют оптоволоконное входное окно. По той же причине аналогичная конструкция используется для люминесцентного экрана (рис. 3.19).

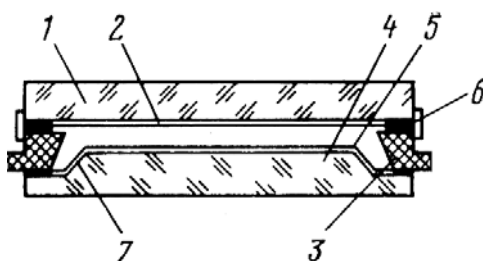


Рис. 3.17. Конструкция плоского ЭОПа:

1 – входное окно; 2 – фотокатод; 3 – керамический корпус;
4 – выходное окно; 5 – экран; 6 – индиевое уплотнение; 7 – металлизация

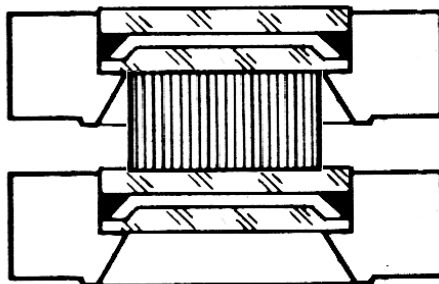


Рис. 3.18. Последовательное соединение плоских ЭОПов через ВОП

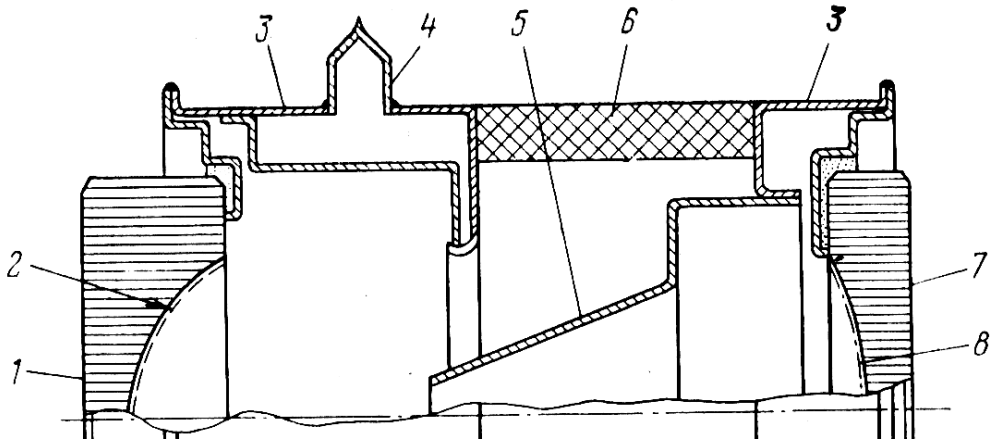


Рис. 3.19. Конструкция ЭОПа, позволяющая преобразование изображения:
 1 – входная ВОП; 2 – фотокатод; 3 – корпус; 4 – патрубок откачки;
 5 – анод; 6 – изолятор; 7 – выходная ВОП; 8 – экран

Традиционные люминесцентные экраны имеют один существенный недостаток. Диаметр светящегося пятна от узкого электронного луча значительно превосходит диаметр луча из-за множественного переизлучения света в люминофоре. Для устранения этого дефекта используют усовершенствованные экраны, в которых люминофор заполняет лишь полости на входе волокон волоконно-оптической шайбы (рис. 3.20).

Возможность изменять геометрические размеры выходного изображения используется в медицине в рентгеноскопическом обследовании (рис. 3.21).

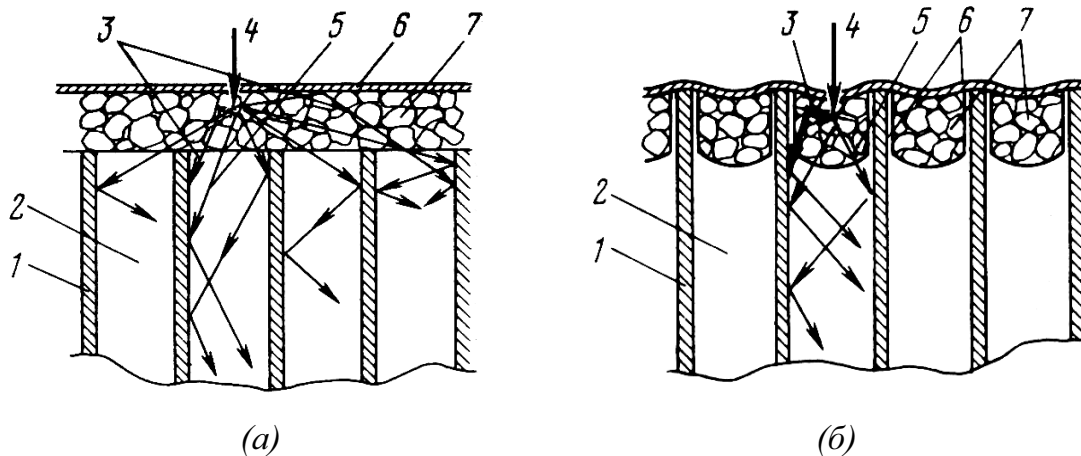


Рис. 3.20. Формирование пиксела на экране ВОП с гладкой (а) и гравированной (б) поверхностью. 1 – оболочка волокна, 2 – сердцевина волокна, 3 – отраженные лучи, 4 – возбуждающий электрон, 5 – прямые лучи, 6 – металлизация, 7 – зерна люминофора

Электронно-оптические преобразователи используются для регистрации быстропротекающих процессов, что возможно благодаря безы-

нерционности фотоэмиссии. ЭОП такого типа называется хронографом (streak-camera в англоязычной литературе) (рис. 3.22). Изображение щели проецируется на фотокатод, формирующий ленточный пучок. Между катодом и экраном расположены отклоняющие пластины, ориентированные параллельно щели. При подаче на пластины пилообразного импульса напряжения можно развернуть изображение щели во времени. В результате получается изображение, одна из координат которого является временем, а вторая – интенсивностью излучения от изучаемого объекта, попавшего на щель.

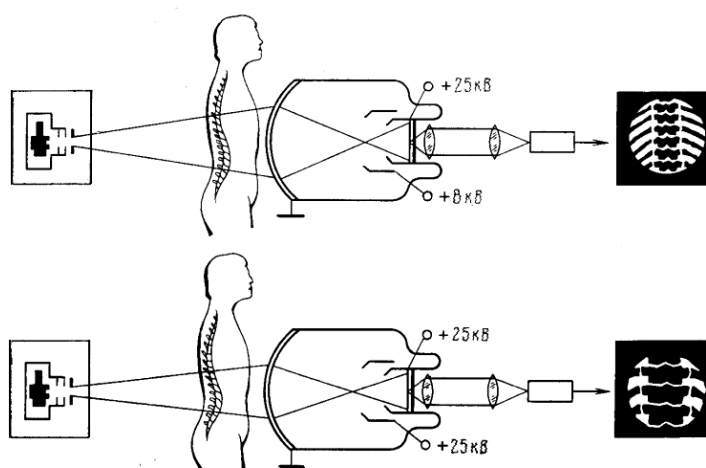


Рис. 3.21. Регулирование увеличения рентгеновского ЭОПа путем изменения потенциала фокусирующего электрода

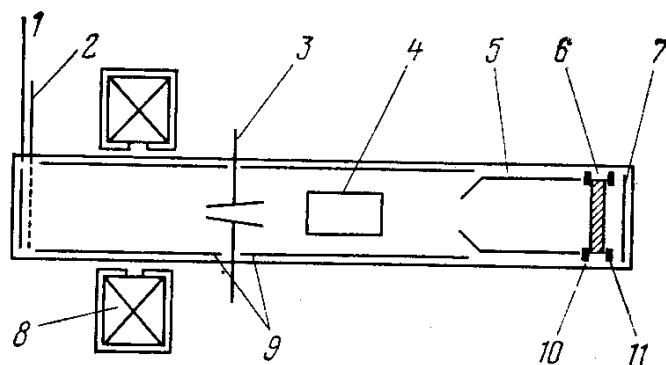


Рис. 3.22. Сверхскоростной времяпреобразующий ЭОП (хронограф).
 1 – фотокатод (-10 кВ); 2 – сетка; 3 – отклоняющие пластины;
 4 – пластины смещения; 5 – конический электрод (0 В); 6 – микроканальный
 ВЭУ; 7 – экран ($+4$ кВ); 8 – фокусирующий электромагнит; 9 – анод (0 В);
 10 – вход ВЭУ (0 В); 11 – выход ВЭУ ($+0,9$ кВ)

Внешний фотоэффект использовался на заре телевидения для преобразования изображения в телевизионный сигнал. В начале 30-х С.И. Катаев в СССР и В.К. Зворыкин в США независимо друг от друга

изобрели устройство, получившее название иконоскоп (рис. 3.23). В устройстве использовался мозаичный фотокатод (мишень). Фотоэмитирующие площадки наносились на диэлектрическую пластину, обратная сторона которой была состыкована с плоским электродом (сигнальной пластиной). По сути это матрица из параллельно соединенных конденсаторов. Электронный луч пробегает по мишени и заряжает пластинки мозаики до определенного потенциала. За время кадра конденсатор разряжаться за счет утечек не успевает, т.е. при повторном сканировании луча ток в цепи сигнальной пластины не протекает. При засветке мишени происходит фотоэмиссия, и площадки разряжаются тем сильнее, чем интенсивнее падающий свет. При повторном сканировании электронный луч подзаряжает площадки, и ток зарядки тем выше, чем сильнее они разрядились за паузу в электронном потоке. Если на мишень проецируется изображение, то появляется возможность преобразования тока зарядки мишени в видеосигнал.

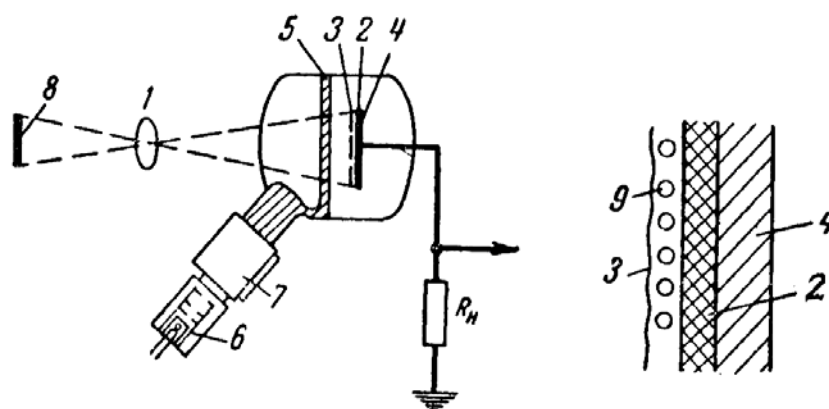


Рис. 3.23. Устройство иконоскопа в целом (слева) и мишени (справа).
 1 – объектив, 2 – слюдяная пластина, 3 – серебряно-цезиевое покрытие,
 4 – сигнальная пластина, 5 – второй анод, 6 – электронный прожектор,
 7 – электромагнит, 8 – объект, 9 – зерна серебра

Иконоскопы имеют существенный недостаток: фотоэффект сопровождается эмиссией электронов, которые могут попадать на мишень и вызывать вторичную эмиссию, что заметно искажает распределение яркости изображения, восстановленного в кинескопе. Эта проблема в более поздних видиконах была решена за счет использования внутреннего фотоэффекта – уменьшения сопротивления полупроводника при засветке мишени. При этом изменение потенциала площадок происходит за счет разрядки емкостей через распределенные резисторы.

Глава 4 ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

4.1. Вторичная электрон-электронная эмиссия (ВЭЭЭ).

Схема экспериментальной установки для исследования ВЭЭЭ.

Функция распределения электронов по энергиям.

Истинно вторичные, упругоотраженные и рассеянные электроны.

Особенности вторичной электронной эмиссии полупроводников и диэлектриков по сравнению с металлами

ВЭЭЭ – сложное явление, определяемое различными взаимосвязанными процессами, протекающими в эмиттере при облучении его поверхности электронами. В потоке вторичных электронов, идущих от поверхности эмиттера, имеется три группы: 1) упругоотраженные первичные электроны (r); 2) неупругоотраженные первичные электроны (η); 3) истинно-вторичные электроны (δ).

Основным источником информации о ВЭЭЭ является регистрация распределения вторичных электронов по энергиям. Наиболее просто добиться этого можно методом задерживающего поля в сферическом конденсаторе (рис. 4.1). Подавая на сферический коллектор потенциал разной величины, задерживающий электроны, и регистрируя ток в цепи коллектора, можно получить энергетический спектр вторичных электронов $N_s(W_s)$ (рис. 4.2).

Спектр вторичных электронов может быть условно разбит на три области. Наибольшая доля в спектре обычно приходится на медленные истинно вторичные электроны (область I). Отношение числа таких электронов к числу первичных электронов, вызвавших эмиссию, называют коэффициентом истинно вторичной эмиссии δ :

$$\delta = \frac{N_{s\delta}}{N_p}, \quad (4.1)$$

где $N_{s\delta}$ – число истинно вторичных электронов; N_p – число первичных электронов, попавших на эмиттер. В качестве условной границы между областями I и II выбрано значение энергии вторичных электронов $W_s = 50$ эВ. Т.е. электроны с энергиями $0 < W_s < 50$ эВ считают истинно вторичными.

ми. Очевидно, что такое разграничение имеет смысл, если энергия первичных электронов $W_s > 50$ эВ.

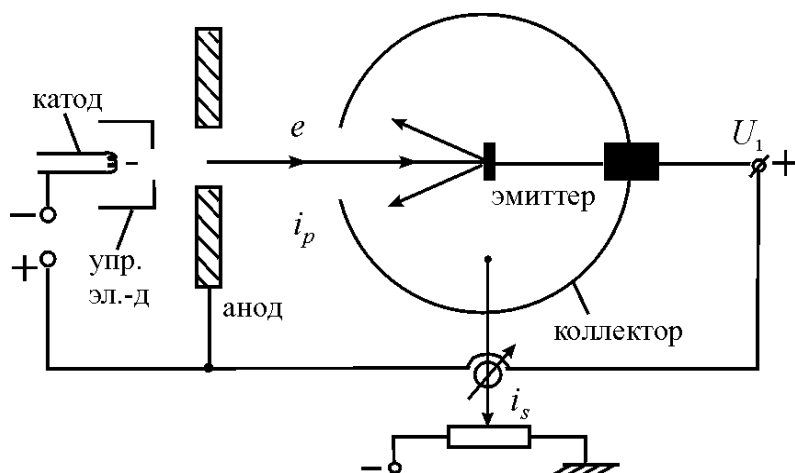


Рис. 4.1. Устройство иконоскопа в целом (слева) и мишени (справа).
 1 – объектив; 2 – слюдяная пластина; 3 – серебряно-цезиевое покрытие;
 4 – сигнальная пластина; 5 – второй анод; 6 – электронный прожектор;
 7 – электромагнит; 8 – объект; 9 – зерна серебра

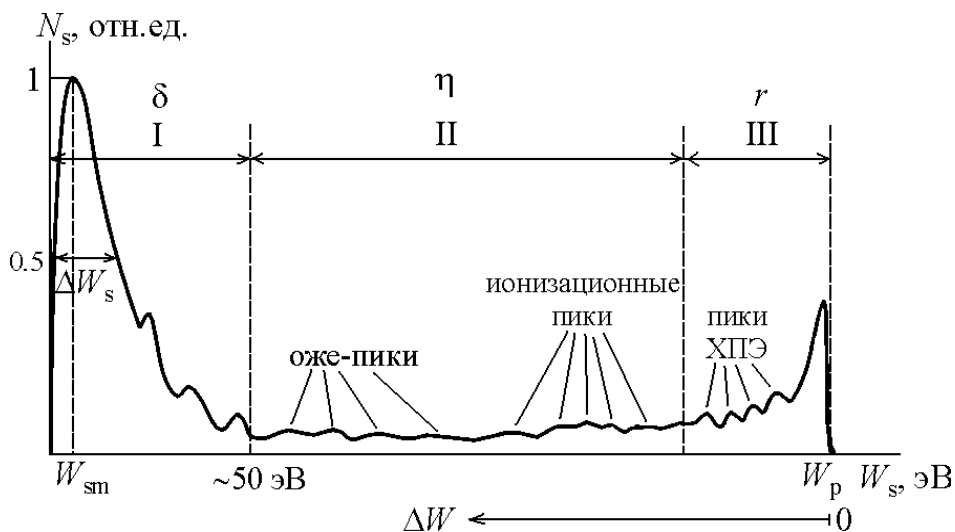


Рис. 4.2. Спектр электронов при вторичной электронно-электронной эмиссии

Спектр истинно вторичных электронов имеет вид кривой с максимумом при некотором значении $W_s = W_{sm}$. Для металлов и полупроводников $W_{sm} = 1,5 \div 3,5$ эВ. Полуширина пика $\Delta W_s = 3 \div 10$ эВ. При энергии первичных электронов $W_p \geq 20$ эВ, форма энергетического спектра истинно вторичных электронов $N_{s\delta}(W_s)$, величины W_{sm} и ΔW_s у металлов практически не зависят от энергии первичных электронов W_p . Если $W_p < 20$ эВ, то положение максимума W_{sm} сдвигается в сторону меньших энергий. Если $W_p \leq \phi$, то максимум истинно вторичных электронов ис-

чезает, т.е. спектр оказывается состоящим из упруго отраженных электронов. Поэтому величину $W_p^* = \varphi$ считают порогом вторичной эмиссии металлов. При снижении энергии падающих электронов ниже 20 эВ высота пика истинно вторичных электронов резко снижается.

Рассмотрим передачу энергии первичного электрона электрону твердого тела. Длина волны электрона с энергией W равна

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mW}}. \quad (4.2)$$

Согласно правилам отбора электрон в твердом теле может изменять энергию так, чтобы его длина волны изменялась кратно постоянной решетки a . Это условие накладывает ограничение на минимальную энергию, передаваемую от первичного электрона электрону твердого тела:

$$\Delta W_1 = \frac{h^2}{2ma^2}. \quad (4.3)$$

Численное значение ΔW_1 равно $15 \div 20$ эВ. При энергии падающих электронов ΔW_1 ниже этой величины выход вторичных электронов резко сокращается. У диэлектриков максимум энергетического спектра сдвинут в сторону меньших энергий (обычно $W_{sm} \approx 1$ эВ) и является более узким, чем у металлов ($\Delta W_s \approx 1,5 \div 3,5$ эВ). Таким образом, из металлов испускаются более «горячие» вторичные электроны, чем из диэлектриков. Порог истинно ВЭЭЭ из диэлектриков соответствует $W_p^* \approx \Delta \epsilon_g + \chi$, т.е. порог связан с возбуждением электронов из валентной зоны и переходом их в зону проводимости с последующей эмиссией.

Область II на рис. 4.2 соответствует неупругоотраженным первичным электронам. Отношение числа неупругоотраженных электронов $N_{s\eta}$ к числу первичных электронов N_s называется коэффициентом неупругого отражения:

$$\beta = \frac{N_{s\eta}}{N_p}. \quad (4.4)$$

Сущность неупругого отражения электронов состоит в том, что первичный электрон испытывает ряд соударений внутри твердого тела прежде, чем покинет его (рис. 4.3). Его энергия будет

$$W_{2n} = W_1 - N \frac{h^2}{2ma^2}; \quad (4.5)$$

где N – число столкновений.

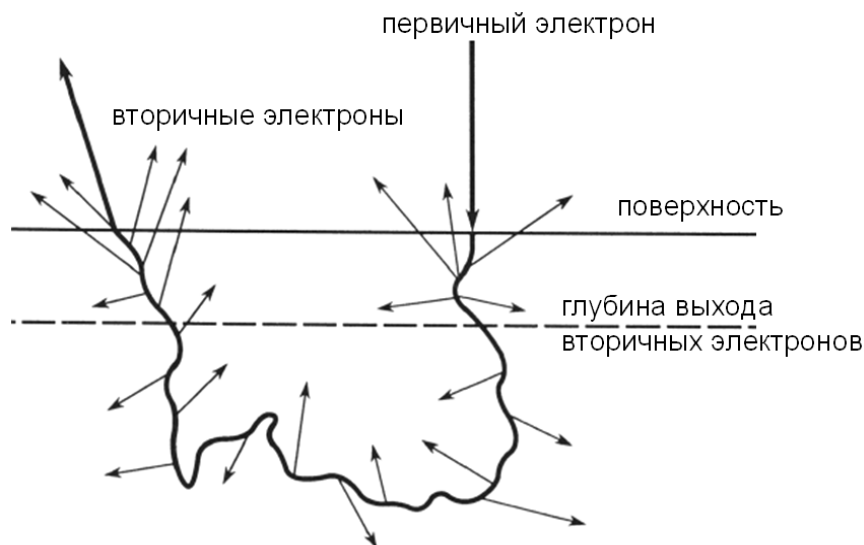


Рис. 4.3. Траектория первичного электрона при его неупругом отражении от поверхности твердого тела

Область III на рисунке 4.2 соответствует упруго отраженным первичным электронам. По аналогии, коэффициент упругого отражения будет

$$r = \frac{N_{sr}}{N_s}, \quad (4.6)$$

где N_{sr} – число упруго отраженных электронов.

Коэффициент ВЭЭЭ на отражение σ есть сумма коэффициентов истинно вторичной эмиссии δ , неупругого отражения η и упругого отражения r :

$$y = \delta + \eta + r. \quad (4.7)$$

Если мишень, облучаемая электронами, достаточно тонкая, то наблюдается вторичная электронная эмиссия «на прострел». Коэффициент ВЭЭЭ на прострел:

$$\Sigma = \Delta + D, \quad (4.8)$$

где Δ – коэффициент истинно вторичной эмиссии на прострел; D – коэффициент прозрачности мишени. Считается, что так же, как и при ВЭЭЭ на отражение, все электроны с энергиями $W_s \geq 50$ эВ являются неупруго рассеянными первичными электронами. Именно они определяют величину коэффициента D .

На кривой распределения вторичных электронов по энергиям $N_s(W_s)$ при использовании высокочувствительной аппаратуры регистрируются также группы небольших пиков. Так, на границе областей III и II слева от пика упругоотраженных электронов r , расположенного при $W_s = W_p$,

имеется группа пиков, соответствующая первичным электронам, испытывавшим при взаимодействии с мишенью дискретные потери энергии, характерные для материала мишени. Это так называемые пики характеристических потерь энергии.

Небольшие пики в области II обусловлены электронами Оже.

Временная дисперсия ВЭЭЭ

Если в мишень в момент времени $t = 0$ влетает электрон, то вторичные электроны появляются с некоторым временем запаздывания τ_s . Временное распределение актов вылета вторичных электронов характеризуют временной дисперсией ВЭЭЭ. Обычно предполагается, что распределение времен вылета представляет собой гауссову кривую с полушириной $\Delta\tau_s \leq 10^{-12}$ с. По порядку величины $\Delta\tau_s$ совпадает со временем термолизации «горячих» носителей заряда. Время термолизации $\Delta\tau_s$ есть время, требуемое для установления равновесной функции распределения внутренних вторичных («горячих») электронов по энергиям, которые определяют истинную вторичную электронную эмиссию.

Характеристические потери энергии отраженных электронов

Ранее упоминалось, что в спектре неупруго рассеянных электронов $N(W_s)$ дискретные потери энергии проявляются в виде пиков слева от пика упругоотраженных электронов. Эти пики носят название характеристических потерь энергии (ХПЭ). В число пиков входят: 1) пики плазменных колебаний электронной подсистемы; 2) пики, связанные с дискретными потерями энергии ΔW_n при межзонных переходах.

Плазменные пики. Энергия плазменных потерь для разных веществ лежит в интервале $\hbar\omega_p = \hbar(4\pi ne^2/m_0e_0)^{1/2} = 3 \div 30$ эВ (ω_p – частота коллективных плазменных колебаний валентных электронов в твердом теле; n – концентрация электронов).

Межзонные переходы. Данные потери энергии возникают при возбуждении (ионизации) глубоких электронных оболочек атома (K, L, M и др.). Потери энергии электрона при этом называют ионизационными потерями энергии (ИПЭ).

Для регистрации ИПЭ в эксперименте используется устройство (энергоанализатор), которое с очень высоким разрешением регистрирует соответствующие небольшие пики на кривой $N(W_s)$. Измеряя таким образом дискретные потери энергии ΔW_n (пики) при отражении электронов от мишени, можно получить сведения об элементном и химическом составе вещества. Для повышения чувствительности метода ана-

лизируют не кривые $N(W_s)$, а их производные $\left(\frac{dN}{dW_s}\right) = f(W_s)$ (рис. 4.4).

Данная техника используется в таких современных методах анализа поверхности, как спектроскопия характеристических потерь энергии (СХПЭ) и ионизационная спектроскопия (ИС).

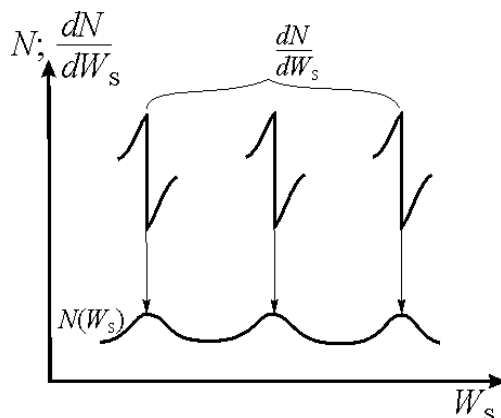


Рис. 4.4. Техника представления данных при анализе поверхности эмиссионными методами

Между СХПЭ и ИС нет принципиального разлития. Эти два метода различаются лишь уровнем потерь энергии ΔW_n , который они регистрируют. В методе СХПЭ изучают потери энергии электрона ΔW_n , лежащие в диапазоне $\Delta W_n = 0,01 \div 100$ эВ, в то время как в методе ИС анализируют спектры потерь энергии с $\Delta W_n = 100 \div 2000$ эВ (то есть как бы при ионизации за счет эмиссии электронов, находящихся на более глубоких оболочках).

Представление СХПЭ и ИС на энергетической диаграмме поверхности имеет специфические отличия от рассмотренных ранее эмиссионных процессов (рис. 4.5). W_K, W_L – энергетические уровни электронов на К- и L-оболочках. Методы СХПЭ и ИС не требуют коррекции результатов на работу выхода ϕ , так как первичный электрон дважды во взаимно противоположных направлениях пересекает поверхностный потенциальный порог. Поэтому за нуль отсчета энергии здесь условно принимается уровень Ферми (ϵ_F).

Предположим, что первичный электрон провзаимодействовал с электроном К-оболочки атома (то есть $W_p \geq W_K$) и возбудил находящийся на ней электрон. Электрон из положения 1 с энергией $W_1 = -W_K$ перешел в положение 2 с энергией W_2 в зоне проводимости. Здесь W_2 – конечное состояние атомного электрона. Электрон К-оболочки приобрел энергию:

$$\Delta W_K = W_K - W_2, \quad (4.9)$$

а неупругоотраженный первичный электрон после взаимодействия с электроном К-оболочки потерял энергию:

$$W_s = W_p - W_K + W_2. \quad (4.10)$$

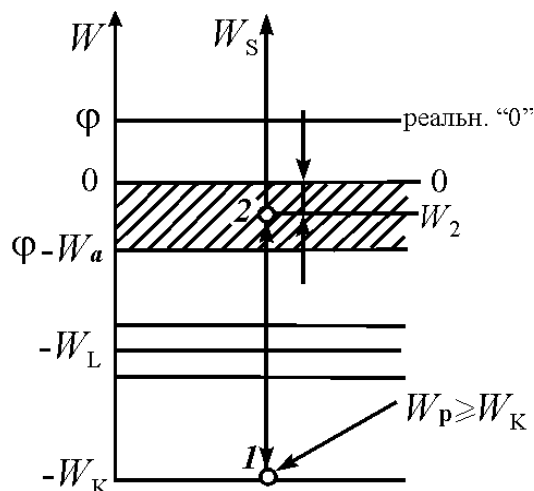


Рис. 4.5. Энергетическая диаграмма при анализе методов СХПЭ и ИС

Таким образом, при использовании рассматриваемых методов анализа поверхности имеется два начальных энергетических состояния электронов (W_p , W_2) и два конечных энергетических состояния электронов (W_s , W_2). Энергии W_p и W_s могут быть определены с точностью лучше 1 эВ, а энергия W_2 , определяющая конечное энергетическое состояние электрона в зоне проводимости, может принимать любые значения от 0 до 10 эВ ($0 \div 10$ эВ – ширина зоны проводимости). Повысить точность элементного анализа поверхностных атомов можно, если $W_2 \rightarrow \varepsilon_F$.

Пики оже-электронов

Метод электронной оже-спектроскопии (ЭОС) характеризуется тем, что в переходах участвуют три электронных (энергетических) состояния твердого тела. Оже-переходы могут возбуждаться как фотонами (фотостимулированная оже-эмиссия), так и электронами (электронно-стимулированная оже-эмиссия). Рассмотрим электронно-стимулированную оже-эмиссию и основанный на ней метод анализа поверхности твердого тела с помощью ЭОС. Суть метода состоит в следующем. На образец направляют электронный пучок с хорошо известной энергией W_p . Первичный электрон выбивает электрон К-оболочки (или L-, M-, N-оболочки) атома, за счет чего образуется вакансия. Положим, что ее занимает электрон с более высокой оболочкой (L_{III}-оболочки на рис. 4.6). При этом переходе ($2 \rightarrow 1$) выделяется энергия:

$$\Delta W = W_K - W_{L_{III}}. \quad (4.11)$$

Далее положим, что эту энергию ΔW воспринимает электрон зоны проводимости с энергией W_v и происходит переход (3 \rightarrow 4) на уровень W_{S0} . Тогда можно записать из баланса энергии:

$$W_{S0} = \Delta W - W_v = W_K - W_{L_{III}} - W_v, \quad (4.12)$$

где W_v – энергия связи электрона в зоне проводимости металла (или в валентной зоне для невырожденного полупроводника или диэлектрика).

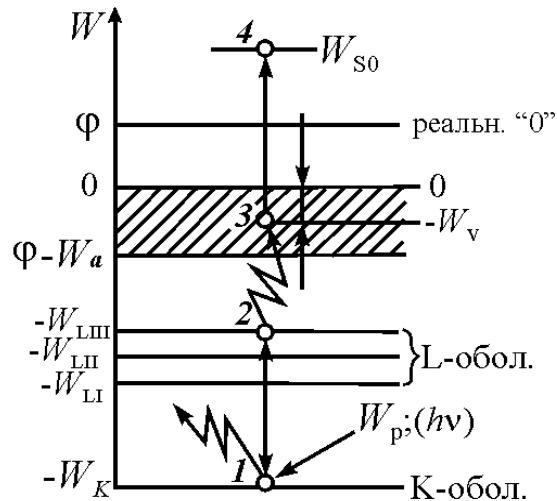


Рис. 4.6. Энергетическая диаграмма при анализе метода ЭОС

В эксперименте при конкретном значении W_p с помощью энергоанализатора регистрируют распределение оже-электронов по энергиям $N(W_{S0})$. Ширина пика оже-электронов $N(W_{S0})$ будет определяться шириной валентной зоны (для металлов она совпадает с зоной проводимости, т.к. $\Delta\varepsilon_g = 0$) и может достигать 10 эВ. Изучая тонкую структуру пиков при переходах типа $K-L-V$ (K -оболочка – L -оболочка – валентная зона), можно получить информацию о распределении плотности электронных состояний ниже уровня Ферми. Это возможно благодаря тому, что вероятность переходов на конкретные уровни валентной зоны определяется плотностью электронных состояний на этих уровнях. Спектры оже-электронов легко отделяются от спектров ИС и СХПЭ. Это связано с тем, что положение пиков на кривой для оже-переходов не зависит от энергии первичных электронов W_p , тогда как в методах ИС и СХПЭ положение пиков зависит от W_p ($W_s = f(W_p)$).

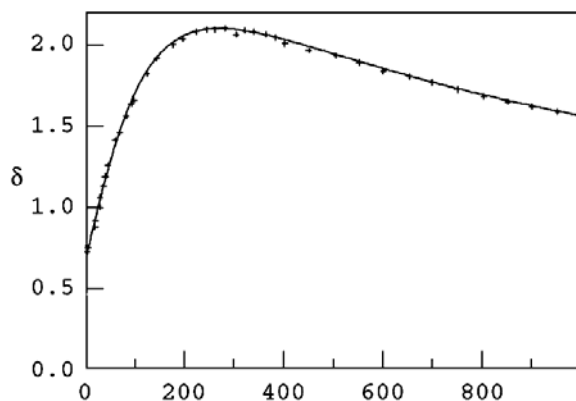
Следует отметить, что рассмотрен лишь один из часто используемых оже-переходов (2 \rightarrow 1), который обозначается $KL_{III}V$. Реально же энергия, освобождаемая на первом этапе оже-перехода (2 \rightarrow 1), может передаваться не только электронам валентной зоны, но и электронам других зон и квазидискретных уровней твердого тела. Существуют, например, переходы типа

KLL, *LMM*, *MNN* и др. Таким образом, этим методом можно определять плотность электронных состояний в этих зонах и уровнях. В настоящее время имеются стандартные каталоги оже-пикув для разных химических элементов и соединений, которые используются при анализе поверхности.

Методы ЭОС, ИС и СХПЭ часто применяют совместно, так как они взаимно дополняют друг друга, помогая расшифровать иногда очень сложные оже-спектры и спектры ионизационных потерь.

Коэффициент вторичной эмиссии зависит от энергии падающего электрона. По мере роста энергии падающего электрона выход вторичных электронов растет, пока не достигнет максимума (рис. 4.7). Затем выход падает, что связано с увеличением глубины проникновения первичного электрона. Затем коэффициент вторичной эмиссии может снова начать расти, что связано с появлением быстрых электронов, рожденных в глубине (рис. 4.8).

Энерговыведение первичного электрона происходит, главным образом, на определенной глубине (рис. 4.9).



Энергия первичных электронов, эВ

Рис. 4.7. Зависимость коэффициента ВЭЭЭ от энергии первичных электронов для медной поверхности

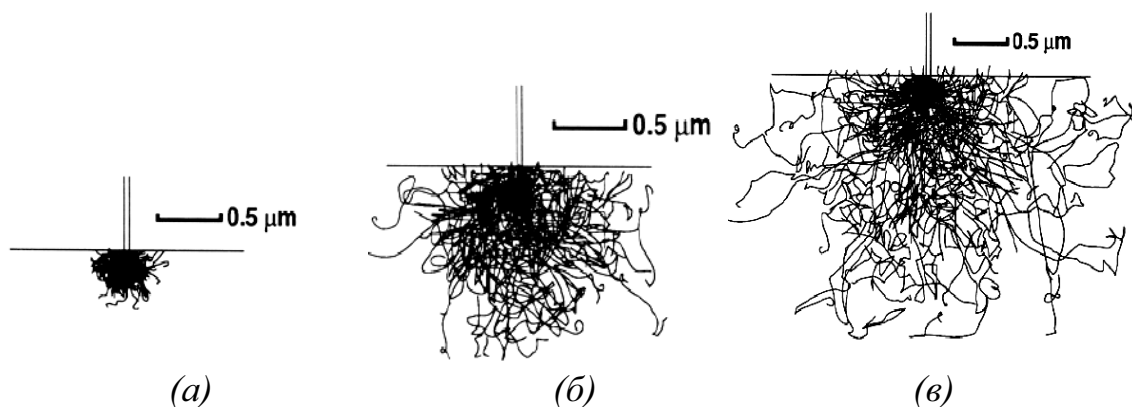


Рис. 4.8. Результат компьютерного моделирования траекторий электронов в железе при энергии первичного электрона 10 кэВ (а), 20 кэВ (б) и 30 кэВ (в)

В результате всех этих процессов зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии падающего электрона может иметь два максимума. На рис. 4.10 представлен пример такой зависимости для сплава CuAlMg.

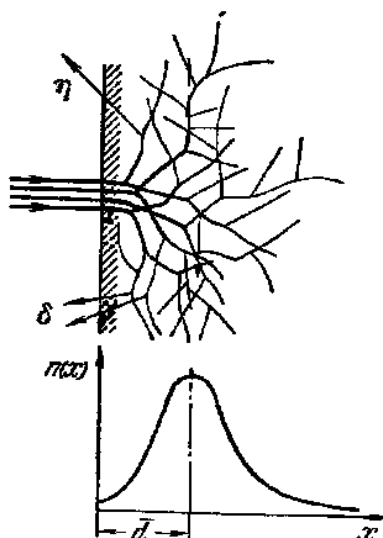


Рис. 4.9. Потери энергии первичного электрона в мишени как функция глубины

Большое значение для практического использования ВЭЭЭ имеет зависимость коэффициента вторичной эмиссии от угла падения первичного электрона. Выход вторичных электронов растет с увеличением длины пробега первичного электрона в твердом теле и одновременно падает с ростом глубины, с которой выходит вторичный электрон. При скользящем падении создаются условия, при которых глубина выхода вторичных электронов резко падает, что приводит к резкому увеличению коэффициента ВЭЭЭ.

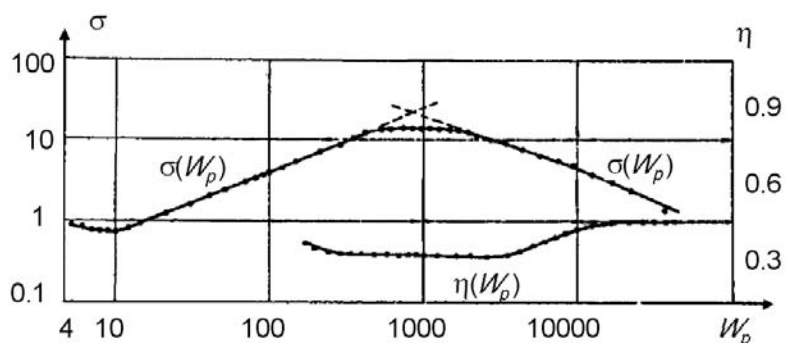


Рис. 4.10. Зависимость коэффициента ВЭЭЭ от энергии первичного электрона для сплава CuAlMg

На рис. 4.11 приведены зависимости $\sigma(E_p)$ для ряда веществ. Видно, что для металлов σ растет с увеличением Z . В легких металлах падающий электрон пробегает довольно глубоко, и вторичные электроны оказываются запертыми в глубине поверхности.

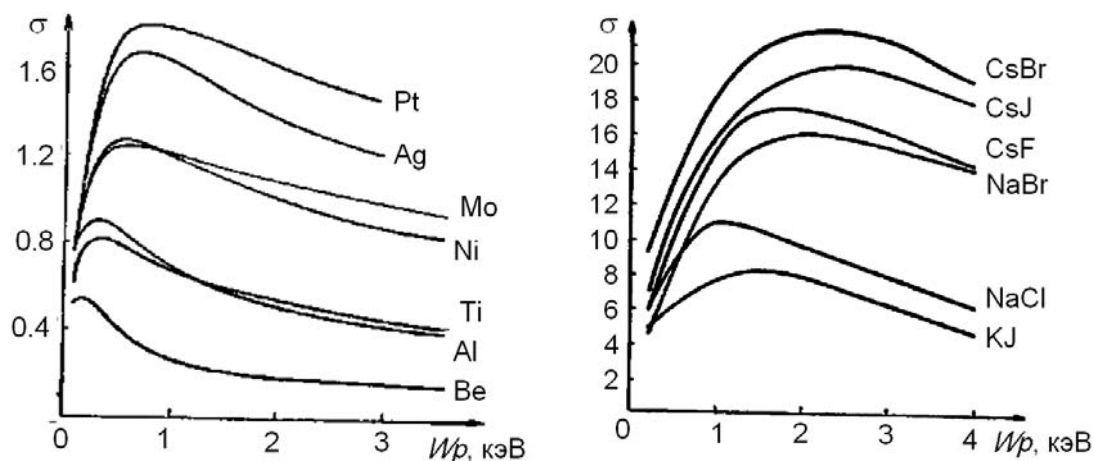


Рис. 4.11. Зависимости коэффициента ВЭЭ от энергии первичного электрона для различных веществ

У диэлектриков σ велико. Это связано с захватом электронов и появлением объемного заряда на некоторой глубине в поверхности. В результате электрическое поле ускоряет электроны к поверхности, и происходит эмиссия «горячих» электронов. Данный эффект может быть значительно усилен, если на поверхность диэлектрика нанести тонкую пленку металла, имеющую $\sigma > 1$ и низкую плотность. Если пленка не связана электрически с внешней цепью, она заряжается положительно. Отрицательный заряд в глубине и положительный заряд на поверхности в значительной степени усиливает вторичную эмиссию, и σ может достигать величины порядка 10^3 . Это явление получило название аномальная вторичная эмиссия. Для нее характерно очень большое время отклика эмиттера на импульс первичного электронного пучка, что связано с релаксацией зарядов на поверхности и в поверхностном слое.

Вторичные электроны распределены по углу вылета по закону косинуса в случае поликристаллов (рис. 4.12). Для монокристаллов на распределении появляются особенности, связанные с кристаллической структурой.

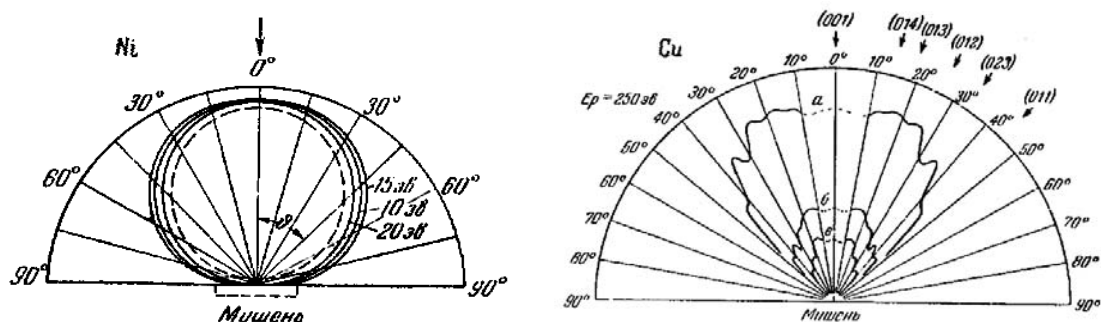


Рис. 4.12. Распределение вторичных электронов по углу для поликристалла никеля (слева) и монокристалла меди (справа)

4.2. Вторичная ионно-электронная эмиссия. Потенциальная энергия на поверхности твердого тела при непосредственной близости иона. Оже-нейтрализация иона. Условие эмиссии электрона при нейтрализации иона. Кинетическая ионно-электронная эмиссия. Ионно-ионная эмиссия. Катодное распыление. Доля ионов в распыленном материале

Эмиссия вторичных электронов может происходить также и при взаимодействии ионов с поверхностью твердого тела. Источником ионов может быть плазма (обычно это ионы с энергиями не более 1 кэВ) либо ионный источник, в котором ионы извлекаются из плазмы электрическим полем и затем ускоряются в разрядном промежутке. Ионы в данном случае могут ускоряться от сотен эВ до сотен и тысяч кэВ.

Ускоренный ион, попадая на поверхность твердого тела, испытывает столкновения с атомами мишени. Столкновения носят упругий и неупругий характер.

При упругих столкновениях кинетическая энергия ускоренного иона передается атому твердого тела как целому. В результате взаимодействий происходит смещение атомов из узлов кристаллической решетки твердого тела с образованием дефектов кристаллической структуры, генерация фононов, катодное распыление и вторичная ионная эмиссия.

В результате неупругих взаимодействий происходит возбуждение электронов атома твердого тела путем внутризонных и межзонных переходов. При этом возникают такие явления, как ионно-электронная эмиссия, радиационная проводимость твердого тела, а также ионoluminescence. Если энергия ионов составляет от сотен кэВ до нескольких МэВ, то в зависимости от типа иона и мишени могут уже возникать ядерные реакции.

Потенциальная ионно-электронная эмиссия

При взаимодействии ионов с поверхностью твердого тела наблюдается эмиссия электронов, характеризуемая коэффициентом ионно-электронной эмиссии: $\gamma_i = n_e / n_i$, n_e , n_i – число эмитированных электронов и упавших на поверхность ионов соответственно. $\gamma_i = n_e / n_i = Zj_e / j_i$. Коэффициент ионно-электронной эмиссии растет с ростом энергии падающих ионов (рис. 4.13). Однако при стремлении энергии к нулю γ стремится к отличной от нуля величине. Это дает основание разделять ионно-электронную эмиссию на потенциальную и кинетическую, при этом $\gamma_i = \gamma_k + \gamma_n$.

Явление потенциальной ионно-электронной эмиссии было открыто в 1928 году Пеннингом. Пеннинг установил, что такая эмиссия имеет место лишь в том случае, если выполняется условие:

$$\boxed{W_i \geq 2\phi}, \quad (4.13)$$

где W_i – потенциал ионизации атома того иона, который падает на мишень; ϕ – работа выхода электрона из мишени.

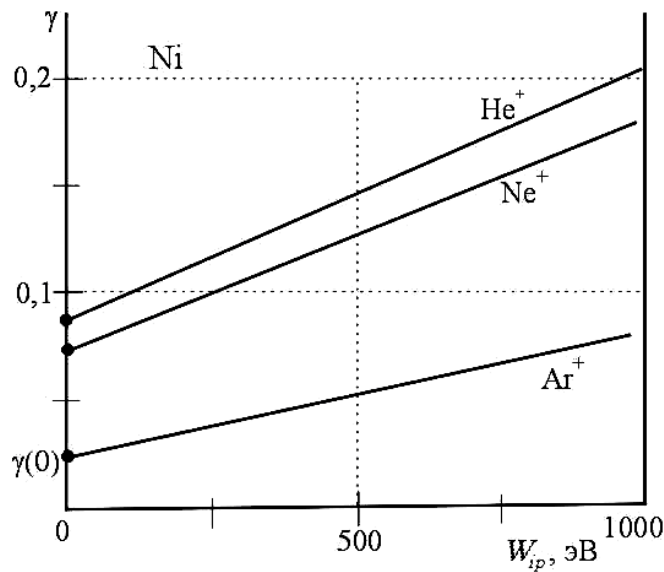


Рис. 4.13. Зависимость коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии от энергии первичных ионов

Чтобы понять справедливость этого выражения, обратимся к энергетической диаграмме металл – налетающий ион (рис. 4.14 и 1.8).

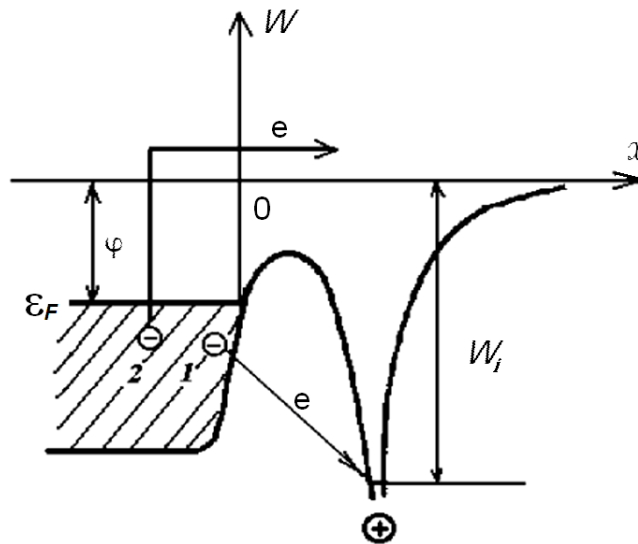


Рис. 4.14. Энергетическая диаграмма поверхности металла при непосредственной близости к ней положительного иона

При переходе положительного иона к металлу может произойти процесс его Оже-нейтрализации, а именно: электрон 1 нейтрализует ион, при этом выделяется энергия $W_i - W_1$. Далее эта энергия передается электрону 2, и после этого он способен выйти в вакуум. Его кинетическая энергия будет

$$W_k = (W_i - W_1) - W_2 \geq 0. \quad (4.14)$$

Так как при эмиссии электрона 2 в вакуум кинетическая энергия $W_k \geq 0$, то:

$$W_i \geq W_1 + W_2. \quad (4.15)$$

Поскольку $W_1 \geq \phi$ и $W_2 \geq \phi$, то:

$$W_i \geq 2\phi, \quad (4.16)$$

что и требовалось доказать.

Далее с очевидностью следует, что наибольшее значение энергии эмитированного электрона при потенциальной ионно-электронной эмиссии будет:

$$W_{\max} = \left(\frac{m_e v_e^2}{2} \right)_{\max} = W_i - 2\phi. \quad (4.17)$$

Действительно, опыт подтверждает, что эмитируемые электроны имеют сплошной спектр энергий, лежащих в диапазоне

$$0 \leq \left(\frac{m_e v_e^2}{2} \right)_{\max} \leq W_i - 2\phi. \quad (4.18)$$

Итак, для наблюдения потенциальной ионно-электронной эмиссии необходимо использовать ионы, атомы которых обладают наибольшим потенциалом ионизации W_i . Действительно, если $\phi \approx 4 \div 5$ эВ, то $2\phi \approx 8 \div 10$ эВ и $W_i > 8 \div 10$ эВ. Наибольшие ионизационные потенциалы имеют атомы инертных газов (He – 24,6 эВ; Ne – 21,5 эВ; Ar – 15,75 эВ; Kr – 14 эВ; Xe – 12,1 эВ), а также некоторые металлы (Zn, Cd), молекулярные ионы H_2^+ , N_2^+ , O_2^+ .

Типичные экспериментальные данные в случае ионов инертных газов и вольфрамовой мишени приведены на рис. 4.15. Видно, что $\gamma_{\text{п}}$ растет с увеличением W_i атомов и практически не зависит от энергии ионов.

Коэффициент $\gamma_{\text{п}}$ практически линейно зависит от разности $W_i - 2\phi$ (рис. 4.16).

В случае полупроводниковых мишеней (Si, Ge, GaAs) потенциальная ионно-электронная эмиссия не отличается от случая металлов. В случае диэлектрических мишеней разделить потенциальную ионно-электронную эмиссию и кинетическую не удастся (из-за очень тесного сближения иона с атомом при оже-нейтрализации).

При $W_i - 2\phi \gg kT$ γ практически не зависит от температуры. При небольшом превышении $W_i - 2\phi$ над kT γ растет с температу-

рой. При достаточно высокой температуре эмиссия наблюдается при $W_i - 2\phi < 0$.

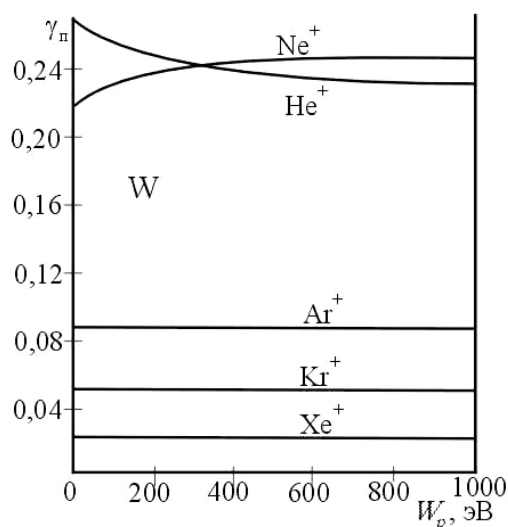


Рис. 4.15. Зависимость коэффициента потенциальной ионно-электронной эмиссии от энергии первичных ионов в случае мишени из вольфрама

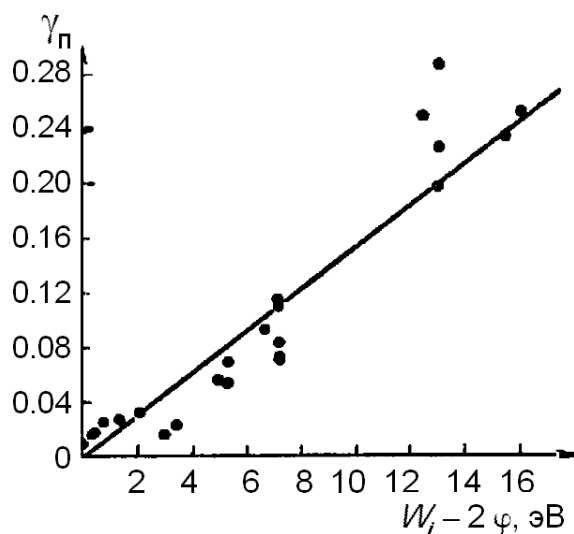


Рис. 4.16. Зависимость коэффициента потенциальной ионно-электронной эмиссии от разности $W_i - 2\phi$

Кинетическая ионно-электронная эмиссия

Как отмечалось выше, с ростом W_p γ увеличивается. Рост начинается не сразу, а с какого-то порогового значения. Это значение зависит не от сорта падающего иона, а от материала мишени. На рис. 4.17 представлен пример для вольфрама. Следует обратить внимание, что для случая ионов калия, падающих на вольфрамовую мишень, потенциальной ионно-электронной эмиссии не наблюдается. Причина этого состо-

ит в относительно малом потенциале ионизации атомов калия в сочетании с относительно большой работой выхода вольфрама.

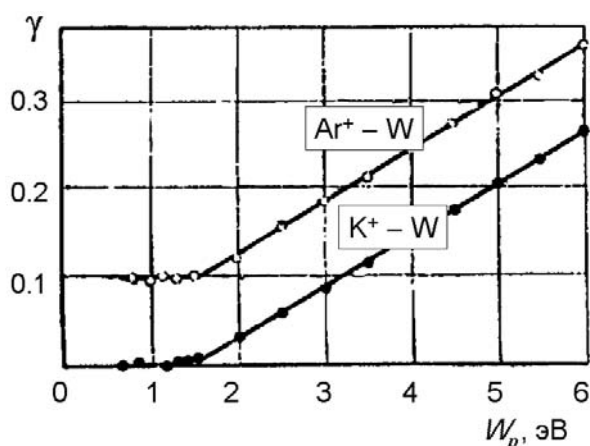


Рис. 4.17. Зависимость коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии от энергии первичных ионов для вольфрамовой мишени

Суть теории кинетической ионно-электронной эмиссии состоит в следующем. При столкновении ускоренного иона с атомом мишени часть кинетической энергии W_p первичного иона превращается в энергию возбуждения электронов твердого тела. При сближении ядер на близкое расстояние образуется своего рода квазимолекулярная система из двух атомных частиц. Хотя время существования такой квазимолекулы сравнительно мало, частицы успевают обмениваться электронами. Причем этот обмен сопровождается передачей энергии и импульса электронам атомов. Это вызывает разогрев электронов рассматриваемой системы. В результате электроны заполненных зон твердого тела могут быть возбуждены на верхние уровни, а на нижних уровнях появляются вакансии (дырки). На втором этапе этого процесса (то есть при рекомбинации электронов с дырками) выделяется энергия, которая передается Оже-процессом одному из электронов зоны проводимости, валентной зоны или других более глубоких зон. Если приобретаемой при этом энергии электрона достаточно для преодоления потенциального барьера, то он эмитирует в вакуум.

Порог по энергии $W_{гр}$ для появления кинетической ионно-электронной эмиссии связан с тем, что существует характерная для каждого вещества мишени минимальная энергия налетающего иона, необходимая для межзонного перехода, разница уровней которого достаточна для эмиссии по механизму Оже-нейтрализации вакансии, образовавшейся на нижнем уровне перехода.

Для феноменологического описания процесса записывают выражение, связывающее коэффициент кинетической ионно-электронной эмиссии γ_k с энергией налетающих ионов W_{ip} :

$$\Gamma_k = C(W_{ip} - W_{ipr}), \quad (4.19)$$

где C – константа ($C \leq 0,2 \text{ кэВ}^{-1}$ для чистых металлов). Выражение оказывается корректным до $W_p \approx 10 \text{ кэВ}$. При $W_p > 10 \text{ кэВ}$ более подходящим оказывается выражение

$$\gamma_k \sim (W_p)^{1/2} \sim \mathbf{v}_p. \quad (4.20)$$

При $W_p \approx 120 \text{ кэВ}$ наблюдается максимум значений γ_k , а затем спад. Спад γ_k связан с тем, что из-за больших энергий ионов они проникают глубоко в мишень, и возбужденные электроны с меньшей вероятностью выходят из мишени, так как по пути к поверхности теряют свою энергию. Для иллюстрации типичной зависимости $\gamma_k(W_p)$ можно привести данные, относящиеся к случаю облучения мишени из вольфрама протонами (рис. 4.18). По шкале абсцисс отложена не энергия, а скорость протонов $\mathbf{v} \sim (W_p)^{1/2}$. Данные приведены в логарифмическом масштабе. Видно, что $\Gamma_{k_{\text{MAX}}} \approx 4 \frac{\text{эл}}{\text{ион}}$ соответствует скорости протонов $\sim 4 \cdot 10^8 \text{ см/с}$. Такую скорость имеют протоны с энергией $\sim 100 \text{ кэВ}$. При энергии протонов $\sim 1,2 \text{ кэВ}$ ($\mathbf{v} \sim 4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$) величина γ_k составляет $\sim 0,2 \frac{\text{эл}}{\text{ион}}$. В справочной литературе можно найти подобные зависимости для различных пар ион–мишень.

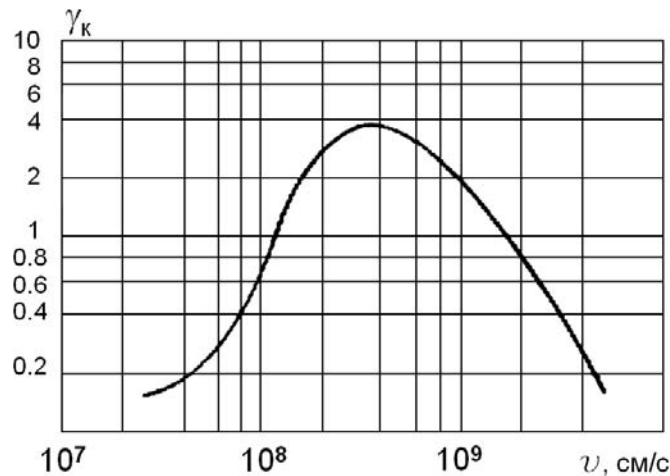


Рис. 4.18. Зависимость коэффициента кинетической ионно-электронной эмиссии от скорости налетающих протонов для вольфрамовой мишени

Поверхностная ионизация, вторичная ионная эмиссия и катодное распыление

Ускоренный ион, ударившись о поверхность твердого тела (мишени), может передать часть своей кинетической энергии атому мишени. Если переданная атому энергия превышает энергию связи атома с решеткой,

а импульс атома направлен от мишени, то такой атом покидает поверхность. Необходимая для испарения энергия может быть сообщена атому и за счет нагрева. Зарядовое состояние ушедшей с поверхности атомной частицы устанавливается на некотором расстоянии $x_{кр}$ от поверхности (рис. 4.19). На этом расстоянии ($x_{кр}$) практически прекращается туннельный обмен электронами между твердым телом и покидающей частицей.

При нахождении атома на поверхности (атом на поверхности принято называть адатомом) валентный электрон имеет оболочку, сопряженную с оболочками атомов поверхности. За счет туннелирования сквозь узкий барьер шириной x_p (равновесное расстояние) «электронные облака» с плотностью $|\Psi_0|^2$ ($|\Psi_0|$ – волновая функция электрона) распределены по объему как поверхностного атома, так и подложки. При $x < x_{кр}$ валентный электрон удаляющегося атома будет еще находиться в состоянии «коллективизации». При $x > x_{кр}$ вероятность туннелирования электрона сквозь широкий потенциальный барьер становится близкой к нулю. Длина $x_{кр}$ называется критическим расстоянием перезарядки. Покидая поверхность, атом может потерять электрон, превращаясь в ион, либо остаться нейтральной частицей. Та или иная ситуация определяется статистически. Если уровень W_i валентного электрона в адатоме лежит в области энергий, соответствующей зоне проводимости металла, то по статистике Ферми–Дирака вероятность заполнения уровня металла электроном адатома, т.е. вероятность ионизации

$$f_{ION} = \left[1 + \exp\left(\frac{W_a - W_F}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (4.21)$$

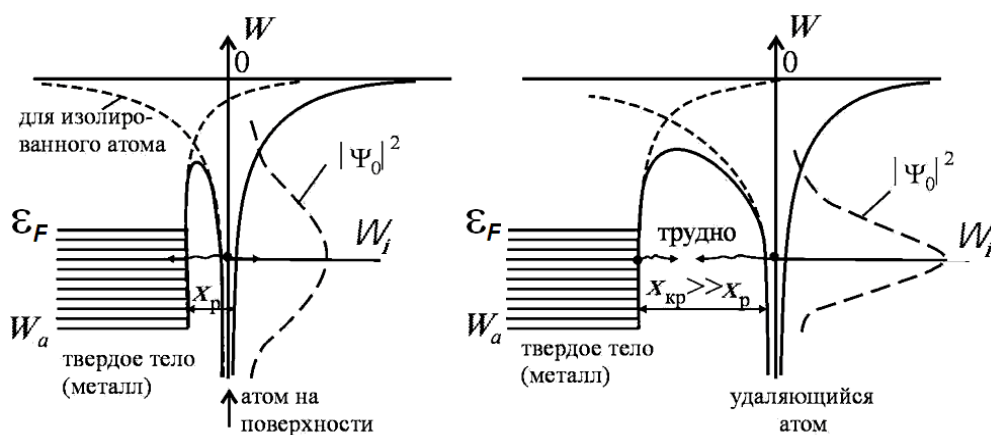


Рис. 4.19. Энергетическая диаграмма удаляющегося от поверхности адсорбированного атома

Тогда вероятность того, что электрон принадлежит адатому, т.е. адатом остается нейтральным:

$$f_{ATOM} = 1 - f_{ION} . \quad (4.22)$$

Отношение вероятностей, умноженных на соответствующие статистические веса, дает степень ионизации:

$$\bar{\sigma} = \frac{n_i}{n_a} = \frac{g_i}{g_a} \exp\left(\frac{e_F - W_i}{kT}\right) = \frac{g_i}{g_a} \exp\left(\frac{\phi - W_i}{kT}\right), \quad (4.23)$$

что по сути представляет собой уравнение Саха для данного процесса.

При вторичной ионной эмиссии могут эмитироваться не только положительные, но и отрицательные ионы. Коэффициент положительной вторичной ионной эмиссии K^+ есть отношение числа положительных вторичных ионов n_{is}^+ , выбитых из мишени, к числу упавших на нее первичных ионов n_{ip} :

$$K^+ = \frac{n_{is}^+}{n_{ip}} . \quad (4.24)$$

Соответственно,

$$K^- = \frac{n_{is}^-}{n_{ip}} . \quad (4.25)$$

Если выбитая частица покидает поверхность в виде нейтрального атома (молекулы), то говорят о катодном распылении. Коэффициент катодного распыления

$$K^0 = \frac{n_a}{n_{ip}} . \quad (4.26)$$

Явление вторичной ионной эмиссии чрезвычайно чувствительно к чистоте исследуемой поверхности. Масс-спектрометрический анализ поверхности показывает, что в случае неочищенной поверхности мишени наблюдаются пики не только ионов материала мишени, но и ионов загрязняющих поверхность веществ.

Катодное распыление

Явление катодного распыления впервые было обнаружено при исследовании газового разряда в стеклянных трубках, содержащих два электрода. Оказалось, что в процессе горения разряда вблизи катода стекло покрывается изнутри налетом металла, а сам катод испытывает травление.

Катодное распыление играет значительную роль при взаимодействии положительных ионов плазмы со стенкой. В настоящее время катодное распыление широко используют в технологии (особенно в технологии

электронной и электротехнической промышленности) для ионной очистки, ионного травления поверхностей и ионного напыления пленок, для очистки деталей сверхвысоковакуумных установок. Катодное распыление должно учитываться в электроразрядных газовых лазерах, в плазменных и термоядерных исследованиях, космической технике и технологиях.

Рассмотренная выше вторичная ионная эмиссия обычно составляет порядка 1 % от полного потока частиц (за исключением случая сублимации или распыления щелочных металлов с поверхности тугоплавкого металла), возникающих при ионной бомбардировке твердых тел. Большую часть потока вторичных частиц составляют нейтральные атомы. Коэффициент катодного распыления выражается числом выбитых атомов на один прилетевший ион:

$$K^0 = \frac{n_a}{n_{ip}} = \frac{\Delta M / m_a}{i_{ip} t / e} \quad (4.27)$$

где ΔM – масса распыленного вещества; m_a – масса атома; i_{ip} – ток первичных ионов; t – время бомбардировки.

Величину K^0 наиболее точно измеряют следующим способом. Ионный пучок фокусируют до достаточно малого диаметра, пропускают через масс-спектрометр (чтобы отобрать ионы одного вещества и одного заряда) и направляют на мишень. Подставляя на пути цилиндр Фарадея, измеряют точно ток ионов i_{ip} . Убирая цилиндр Фарадея или помещая мишень на дне него, воздействуют на мишень. Чтобы узнать величину ΔM , мишень взвешивают до и после облучения.

Измерения показывают, что коэффициент K^0 зависит от природы и состояния поверхности мишени, от природы бомбардирующих ионов и их энергии W_p , а также от угла падения ионов на поверхность мишени.

В области сравнительно малых значений W_p зависимость $K^0(W_p)$ аппроксимируется выражением $K^0 = C(W_{ip} - W_{ip}^*)^2$, где W_{ip}^* – порог, определяемый энергией сублимации материала мишени.

На рис. 4.20 представлена зависимость $K^0(W_p)$ при бомбардировке поверхности вольфрама ионами Hg^+ . Это типичный пример зависимостей такого рода. Видно наличие порога $W_p^* \approx 30$ эВ. Для различных металлов $W_p^* = 20 \div 100$ эВ.

На рис. 4.21 представлены зависимости $K^0(W_p)$ в диапазоне энергий ионов до 25 кэВ. Видно, что в этом диапазоне величины K^0 достигают значений в несколько десятков единиц. Зависимость $K^0(W_p)$ в этом диапазоне аппроксимируется либо как $K^0 \sim (W_p)^{1/2}$ либо как $K^0 \sim \ln(W_p)$.

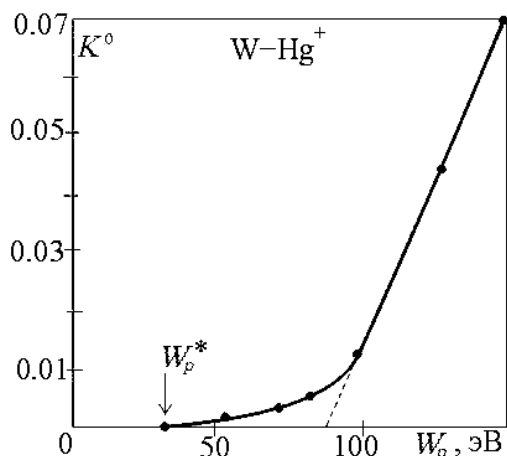


Рис. 4.20. Зависимость коэффициента катодного распыления от энергии первичных ионов для вольфрамовой мишени

Коэффициент K^0 значительно растет с увеличением массы бомбардирующего иона. В качестве примера приведены значения K^0 для случая мишени из Cu, бомбардируемой различными ионами с энергией 30 кэВ.

Ион	H ⁺	D ⁺	He ⁺	N ⁺	Ne ⁺	Ar ⁺	Cu ⁺	Kr ⁺	U ⁺
K^0	0,011	0,03	0,13	5,28	3,61	9,02	9,6	15,1	20,9

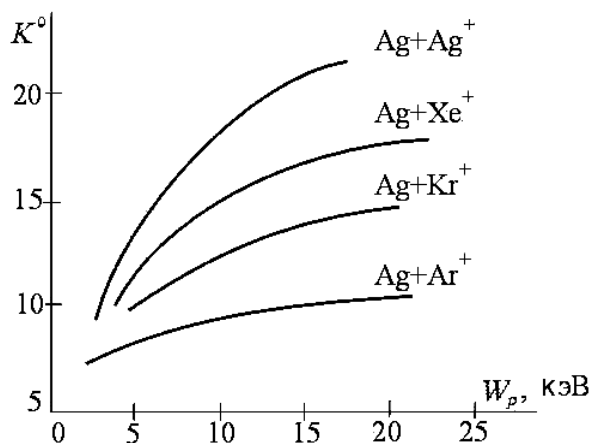


Рис. 4.21. Зависимость коэффициента катодного распыления от энергии первичных ионов для серебряной мишени

В литературе имеются разнообразные сведения, касающиеся направлений разлета распыляемых атомов. В случае монокристаллических мишеней наблюдается сильная анизотропия по углам вылета атомов. Имеется также сильная зависимость коэффициента K^0 от угла падения ионов.

Метод вторичной ионной масс-спектрометрии

Если энергия иона до столкновения W_p намного превышает энергию связи атомов в твердом теле ($3 \div 5$ эВ), то рассеяние ионов на большие углы уже носит характер парных упругих столкновений, подобных упругому

столкновению шаров с массами m_a и m_i . То есть первичные ионы рассеиваются на отдельных, почти свободных атомах твердого тела (рис. 4.22).

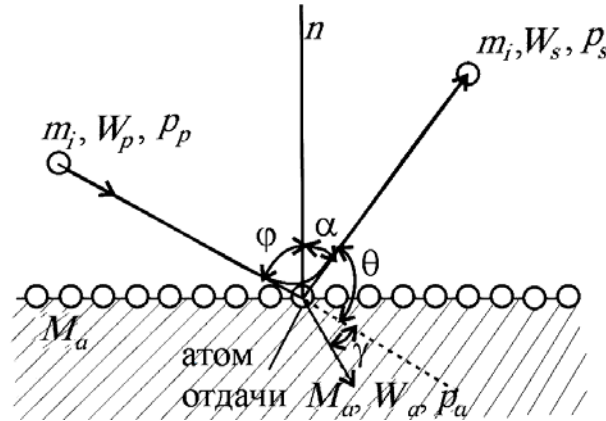


Рис. 4.22. Диаграмма взаимодействия иона с атомом решетки

Законы сохранения энергии и импульса при столкновении иона с атомом на поверхности твердого тела могут быть записаны в виде

$$W_p = W_s + W_a ; \quad (4.28)$$

$$p_p \cos \varphi = p_s \cos \theta + p_a \cos \gamma ; \quad (4.29)$$

$$p_p \sin \varphi = p_s \sin \theta + p_a \sin \gamma , \quad (4.30)$$

где W_p, W_s, p_p, p_s – энергии и импульсы иона до и после столкновения соответственно; W_a и p_a – энергия и импульс атома отдачи; θ – угол рассеяния иона; γ – угол вылета атома отдачи. Обозначим отношение $m_a / m_i = \mu$, и будем рассматривать случай $m_a > m_i$, то есть $\mu > 1$ (что обычно легко реализуется). Тогда, исключив из выражений (4.28), (4.29) и (4.30) неизвестные величины $W_a, \cos \gamma, \sin \gamma$, можно найти энергию рассеянного иона:

$$W_{is} = W_{ip} \left[\frac{\cos \theta + (\mu^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{1 + \mu} \right]^2 . \quad (4.31)$$

Видно, что энергия рассеянного иона полностью определяется углом рассеяния θ и соотношением масс μ .

Измеряя энергии частиц, рассеянных под некоторым углом θ , можно однозначно найти величину μ , а значит и массу атома m_a , с которым произошло столкновение. То есть можно получить сведения об элементном составе поверхности. Этот метод называется методом вторичной ионной масс-спектрометрии. Данный метод является самым «поверхностным» из всех применяемых методов определения элементного состава вещества. Чувствительность метода составляет 0,1 % монослойного покрытия.

Глава 5 АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

5.1. Автоэлектронная эмиссия. Формула Фаулера-Нордгейма

На границе металл–вакуум существует потенциальный порог, запирающий электроны в потенциальной яме конденсированного состояния. Потенциальный порог препятствует эмиссии электронов. При прикладывании к металлу отрицательного потенциала возникает электрическое поле, и потенциальная энергия пространства за пределами металла становится не нулевой, а равной $-eEx$. Это приводит к тому, что потенциальный порог превращается в потенциальный барьер (рис. 5.1) и электроны получают возможность туннелировать сквозь барьер. Кроме потенциальной энергии электрического поля потенциальный барьер определяется потенциальной энергией сил зеркального изображения. При этом высота барьера понижается согласно (2.23) (эффект Шоттки) на величину $\Delta\phi = e^{3/2}E^{1/2}$.

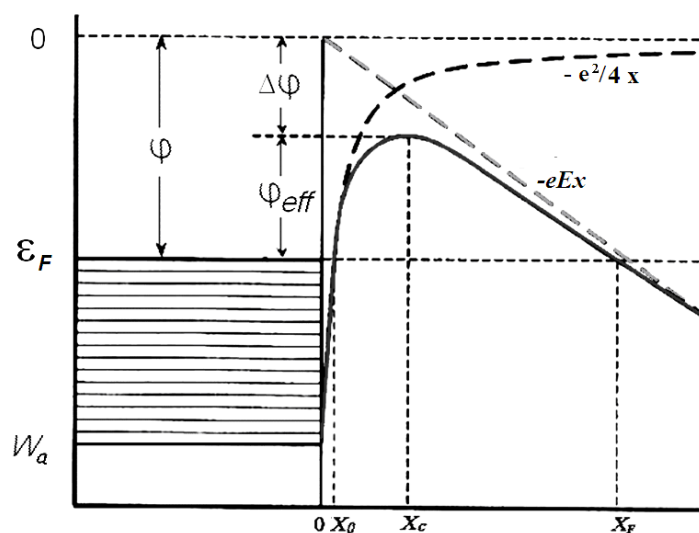


Рис. 5.1. Энергетическая диаграмма поверхности металла при автоэлектронной эмиссии

Такой вид эмиссии получил название автоэлектронной (полевой) эмиссии. Теория автоэлектронной эмиссии была разработана Фаулером и Нордгеймом (1928–1929). Для вычисления плотности тока автоэмиссии требуется найти поток электронов, падающих на поверхность металла

изнутри. Плотность тока электронов, имеющих нормальную компоненту импульса в пределах от p_x до $p_x + dp_x$, равна

$$dj_x = \frac{2e}{h^3} D(W, p_x) f_F \frac{p_x}{m} dp_x dp_y dp_z, \quad (5.1)$$

где $D(W, p_x)$ – прозрачность потенциального барьера для электронов. Полная плотность тока вычисляется путем интегрирования по импульсам в полупространстве, занятом металлом:

$$j = \frac{2e}{h^3} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \frac{p_x}{m} f_F D(W, p_x) dp_x dp_y dp_z. \quad (5.2)$$

Так как $E = p^2/2m$, то

$$\frac{p_x}{m} = \frac{\partial W}{\partial p_x}. \quad (5.3)$$

Подставляя (5.3) в (5.2), получаем

$$j = \frac{2e}{h^3} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty f_F D(W, p_x) \frac{\partial W}{\partial p_x} dp_x dp_y dp_z. \quad (5.4)$$

Все компоненты подынтегрального выражения, кроме прозрачности барьера, известны. Для вычисления $D(W, p_x)$ представим реальный потенциальный барьер как последовательность узких прямоугольных барьеров с изменяющейся по определенному закону высотой (рис. 5.2). Прозрачность серии последовательных барьеров будет равна произведению прозрачностей всех составляющих.

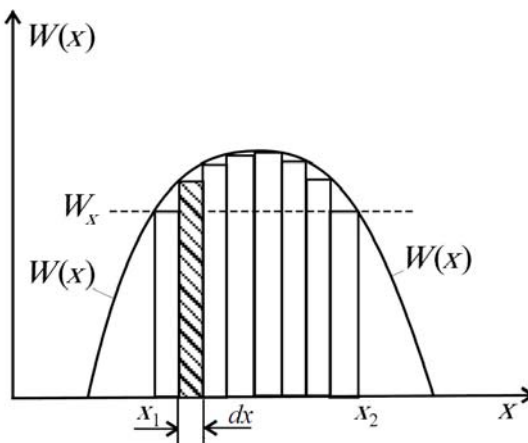


Рис. 5.2. Аппроксимация реального потенциального барьера последовательностью прямоугольных барьеров, для которых известна прозрачность

Таким образом, вычисление прозрачности барьера, изображенного на рис. 5.1, требует решения задачи о туннелировании частицы сквозь прямоугольный потенциальный барьер. Интерес представляет случай, когда энергия частицы меньше высоты барьера, т.е. $W < U_0$. Решение задачи о вероятности прохождения частицы сквозь потенциальный барьер представлено графически на рис. 5.3.

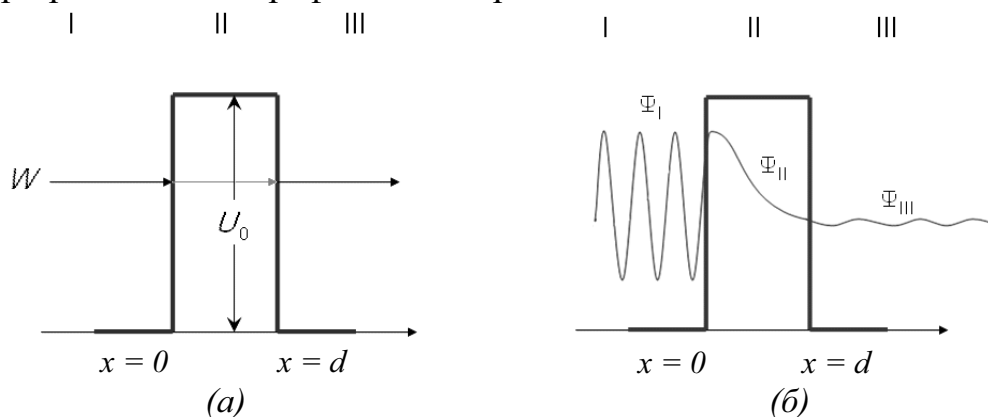


Рис. 5.3. Энергетическая диаграмма прохождения частицы сквозь прямоугольный потенциальный барьер (а) и решение уравнения Шредингера для такого прохождения (б)

Коэффициент прозрачности для волны де Бройля с энергией W , проходящей сквозь потенциальный барьер высотой U_0 и шириной d :

$$D = \exp\left[-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - W)}\right]. \quad (5.5)$$

Анализируя выражение (5.5) и решение для волновой функции, можно сделать выводы о том, что прозрачность барьера падает экспоненциально с ростом ширины и высоты барьера и при туннелировании энергия частицы не изменяется.

Для вычисления прозрачности барьера произвольной формы, изображенной на рис. 5.2, и для энергии электрона W_x прозрачность барьера запишется как

$$D = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(W(x) - W_x)} dx\right]. \quad (5.6)$$

Прозрачность барьера, изображенного на рис. 5.1, не имеет простого аналитического решения. Для точного аналитического описания вводятся специальные функции аргумента y , являющиеся комбинациями эллиптических интегралов первого и второго рода. С использованием точного вида для D и выражения (5.4) после преобразований окончательное выражение для плотности тока автоэмиссии имеет вид

$$j_{FN} = \frac{e^3 E^2}{8ph\phi t^2(y)} \exp \left[\frac{-8p(2m)^{1/2} \phi^{3/2} \mathbf{v}(y)}{3heE} \right], \quad (5.7)$$

где

$$y = \frac{\sqrt{e^3 E / 4pe_0}}{\phi}; \quad (5.8)$$

$$t(y) = Q_E(\kappa) \sqrt{\frac{1+X}{2}}; \quad (5.9)$$

$$\mathbf{v}(y) = [Q_E(\kappa) - (1-X)Q_K(\kappa)] \sqrt{\frac{1+X}{2}}, \quad (5.10)$$

где $X = (1 - y^2)^{1/2}$, $\kappa = (2X/(1+X))^{1/2}$, $Q_K(\kappa)$, $Q_E(\kappa)$ – полные эллиптические интегралы первого и второго рода:

$$Q_K(\kappa) = \int_0^{\pi/2} (1 - \kappa^2 \sin^2 p)^{-1/2} dp, \quad Q_E(\kappa) = \int_0^{\pi/2} (1 - \kappa^2 \sin^2 p)^{1/2} dp.$$

Выражение (5.7) называется формулой Фаулера–Нордгейма для плотности тока автоэмиссии. Видно, что j наиболее сильно растет с увеличением напряженности поля E и в меньшей степени, но, тем не менее, достаточно сильно с уменьшением работы выхода. Аргумент y является отношением понижения работы вследствие эффекта Шоттки к величине работы выхода ϕ . Его значение лишено смысла при $y > 1$, так как в таком случае потенциальный барьер исчезает, и ток автоэмиссии ограничен только плотностью электронов в зоне проводимости.

5.2. Определение параметров автоэлектронных катодов из экспериментальных данных; метод прямых Фаулера–Нордгейма; количественные оценки. Термоавтоэлектронная эмиссия. Эффект Ноттинггама

Точная зависимость тока автоэмиссии от напряженности электрического поля, представленная выражением (5.7), неудобна для использования при обработке экспериментальных данных из-за наличия функций $t(y)$ и $\mathbf{v}(y)$, поэтому имеет смысл проанализировать поведение этих функций в диапазоне значений напряженности электрического поля, при которых параметр y не превосходит 1. Из (5.8) следует, что это условие выполняется, если

$$E \leq \frac{\phi^2 4pe_0}{e^3}. \quad (5.11)$$

На рис. 5.4 представлены эти функции для вольфрама.

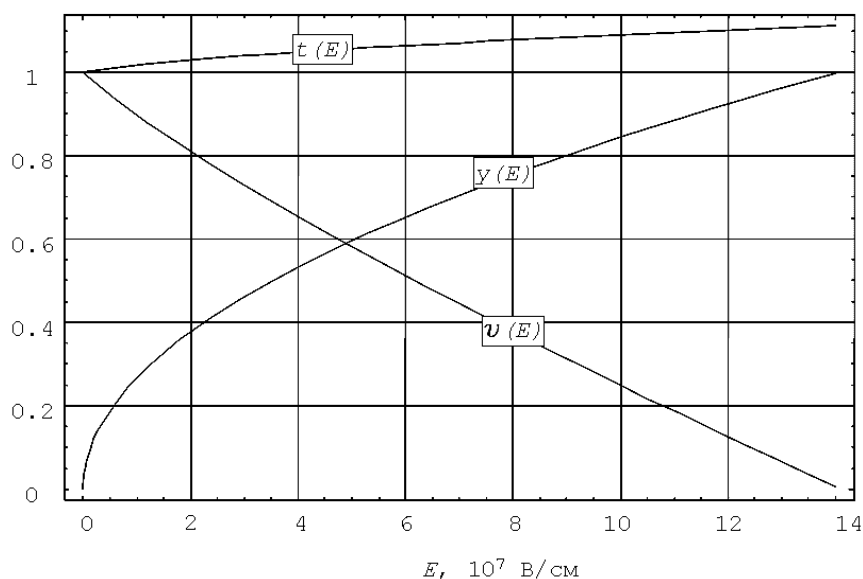


Рис. 5.4. Графическое представление эллиптических функций, используемых в уравнении Фаулера–Нордгейма

На рисунке видно, что зависимость $t(E)$ является слабой, и во всем диапазоне полей ее значения близки к единице. Если учесть, что данная функция находится в предэкспоненциальном множителе формулы Фаулера–Нордгейма (5.7), то ее можно положить равной единице. Функция $\mathbf{v}(E)$ довольно сильно зависит от поля и падает с увеличением E , и, следовательно, данную функцию нельзя игнорировать. Зависимость $\mathbf{v}(E)$ почти линейная, а $y(E)$ – корневая. Следовательно, зависимость $\mathbf{v}(y)$ близка к квадратичной (рис. 5.5). Данную зависимость аппроксимируют выражением

$$\mathbf{v}_s(y) \div 0,955 - 1,03y^2. \quad (5.12)$$

Окончательно формула Фаулера–Нордгейма запишется в упрощенном виде следующим образом:

$$j_{FN} = 1,55 \times 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} \exp \left[-\frac{6,85 \times 10^7 \varphi^{3/2}}{E} \mathbf{v}_s(y) \right]. \quad (5.13)$$

В (5.13) напряженность поля выражена в В/см, работа выхода – в эВ, а плотность тока – в А/см².

Из (5.7) и (5.13) видно, что автоэлектронная эмиссия зависит от электрического поля таким же образом, как термоэлектронная эмиссия от температуры, то есть она чрезвычайно чувствительна к величине электрического поля. При термоэмиссии $\lg \frac{j_{RD}}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ представляет

прямую линию. В данном же случае зависимость $\lg \frac{j_{FN}}{E^2} = f\left(\frac{1}{E}\right)$ тоже представляет собой прямую линию. Обозначим

$$A = \frac{1,55 \cdot 10^{-6}}{\varphi}, \text{ а } B = 6,85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}.$$

Тогда

$$j_{FN} = AE^2 e^{-\frac{Bv_s(y)}{E}}; \quad (5.14)$$

$$\ln \frac{j_{FN}}{E^2} = \ln A - \frac{Bv_s(y)}{E}. \quad (5.15)$$

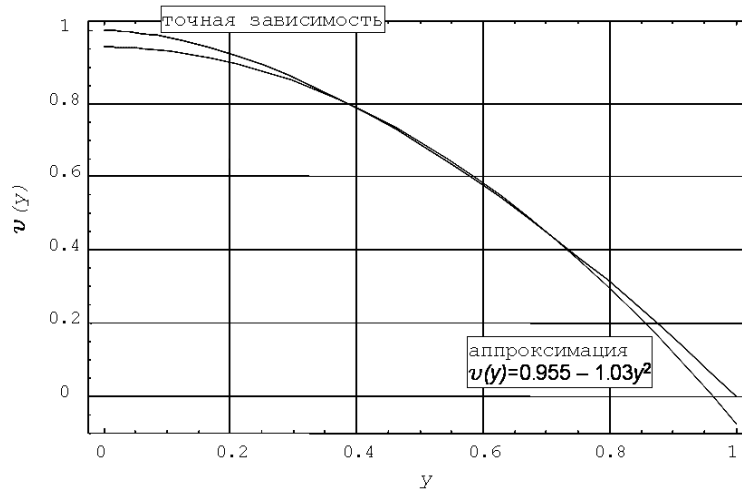


Рис. 5.5. Аппроксимация функции $v(y)$ уравнения Фаулера–Нордгейма

Малые отклонения от прямой вызваны наличием в показателе экспоненты функции $v(y)$. Но обычно в пределах экспериментально исследуемых полей величина $v(y)$ меняется незначительно.

Автоэлектронные плотности тока уже весьма значительны при весьма малых значениях D ($\sim 10^{-10}$). При поле $E = 6 \cdot 10^7$ В/см и $\varphi = 4,5$ эВ величина $j_{FN} \approx 10^7$ А/см². То есть автоэлектронная эмиссия может обеспечивать экстремально высокие плотности тока, что подтверждается многочисленными экспериментами.

В эксперименте непосредственно измеряется не плотность автоэлектронного тока j_{FN} и напряженность электрического поля E , а полный эмиссионный ток i и приложенная разность потенциалов U . Поскольку

$$j_{FN} = i / S,$$

где S – площадь эмитирующей поверхности у вершины острия, а напряженность поля у вершины острия

$$E = gU,$$

где g – форм-фактор острия (1/см), то экспериментально измеряемая зависимость $\lg(i/U^2) = f(1/U)$ должна быть также линейной (рис. 5.6). Действительно, подставляя выражения для j и E в выражение (5.15), имеем

$$\ln \frac{i S}{g^2 U^2} = \ln A - \frac{B \mathbf{v}_s(y)}{g U}, \quad \text{или} \quad (5.16)$$

$$\boxed{\ln \frac{i}{U^2} = -\frac{B \mathbf{v}_s(y)}{g} \frac{1}{U} + \ln \frac{A g^2}{S}}. \quad (5.17)$$

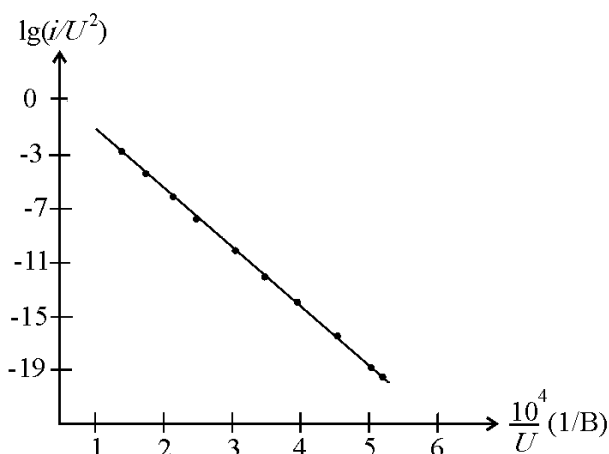


Рис. 5.6. ВАХ диода с автоэммиттером в координатах уравнения Фаулера–Нордгейма

Выражение (5.17) получило широкое использование при анализе экспериментов по автоэлектронной эмиссии. Вольтамперная характеристика вакуумного диода с автоэмиссионным катодом, построенная в координатах (i/U^2) , $(1/U)$ (в координатах Фаулера–Нордгейма), является прямой линией. Тангенс угла наклона определяет форм-фактор катода g . Поскольку g входит в y , то строгие вычисления осуществляются итерационным методом. Однако при анализе экспериментальных данных удовлетворительную точность дает приравнивание функции $\mathbf{v}_s(y)$ к единице. Такое допущение оправдано, поскольку при регистрации токов автоэмиссии, далеких от предельных, $y \ll 1$. Вычислив g , можно вычислить площадь эмиссии S . Данный подход лежит в основе метода вычисления параметров автоэммиттера из характеристик Фаулера–Нордгейма.

В случае плоских электродов электрическое поле в промежутке вычисляется как U/d . В эксперименте было установлено, что в случае чис-

тых поверхностей электродов макроскопических размеров интенсивная автоэмиссия происходит при полях порядка 10^6 В/см, что более чем на порядок величины меньше теоретического значения E . Это говорит о том, что на поверхности плоского катода имеются микронеровности в виде микроострий, на вершинах которых происходит значительное усиление поля. При анализе характеристик Фаулера–Нордгейма в случае плоских электродов используют безразмерный форм-фактор β , описывающий локальное усиление электрического поля на эмиссионном центре по отношению к геометрическому значению поля в промежутке.

В методе анализа характеристик Фаулера–Нордгейма применительно к плоским электродам есть неопределенность, связанная с незнанием точного значения работы выхода в эмиссионном центре. Эту недостающую информацию можно получить из анализа энергетических спектров эмитированных электронов. Кроме того, изучение энергетического спектра автоэлектронов является одним из надежных приемов строгой проверки квантовомеханической природы туннелирования электронов сквозь потенциальный барьер. На рис. 5.7, а представлено распределение электронов по энергиям в металле при $T = 0$ (распределение Ферми) и потенциальный барьер. Можно рассчитать вероятность туннелирования сквозь барьер электронов с разных уровней и сравнить теоретическое распределение числа протуннелировавших электронов по энергиям с экспериментально измеренным энергетическим спектром электронов. На рис. 5.7, б справа показано теоретическое распределение эмитированных автоэлектронов W при $T = 0$ К и экспериментальные измерения энергетического спектра при температуре жидкого гелия (4,2 К). Видно, что большая часть электронов действительно туннелирует с уровней, близких к уровню Ферми. Полуширина кривой распределения при этом составляет 0,14 эВ. Однако увеличение температуры до комнатной ($T = 300$ К) приводит уже, соответственно, к увеличению полуширины кривой распределения до 0,22 эВ. Уширение происходит за счет теплового возбуждения электронов. Таким образом, исследования энергетических спектров автоэлектронов подтверждают квантовомеханическую теорию автоэлектронной эмиссии.

Приведенные выше соотношения теории Фаулера–Нордгейма соответствуют случаю, когда температура катода $T = 0$ К. При $T > 0$ в металле появляются электроны с энергиями, лежащими выше уровня Ферми. Для этих электронов потенциальный барьер уже, и вероятность их туннелирования резко возрастает (см. рис. 5.7). Таким образом, с повышением температуры катода спектр эмитированных электронов уширяется, что приводит к температурной зависимости автоэмиссионного тока. Аналитическое выражение для плотности тока автоэлектронной эмиссии с учетом температуры имеет вид (в СИ)

$$j_{FN}(T) = \frac{GT}{\sin(GT)} j_{FN}(0), \quad (5.18)$$

где

$$G = \frac{4\pi^2 k \sqrt{2m \varphi} t(y)}{h e E}, \quad (5.19)$$

где k , m , h , e – фундаментальные физические константы.

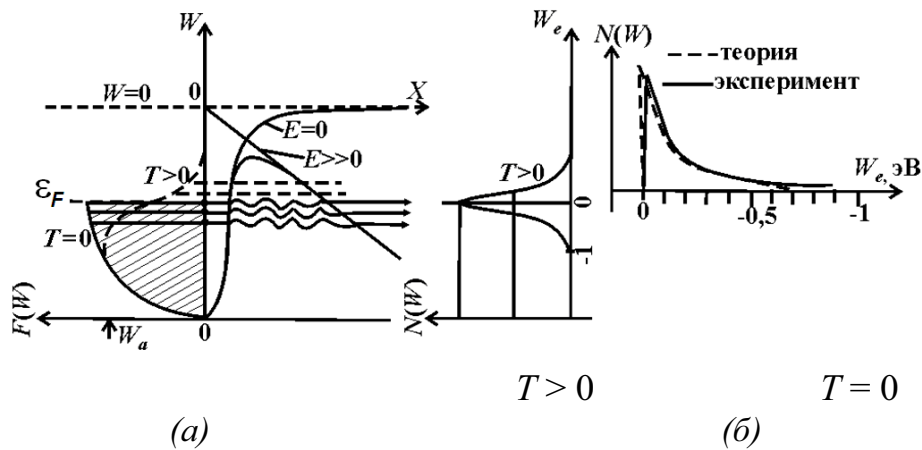


Рис. 5.7. Энергетическая диаграмма поверхности при автоэмиссии из металла с функциями распределения электронов по энергии в твердом теле $F(W)$ при абсолютном нуле и при $T > 0$ (а) и распределение эмитированных электронов по энергиям (б)

Итак, в области сильных электрических полей и высоких температур к собственно автоэмиссионному току, обусловленному туннельным механизмом, добавляется ток термоавтоэлектронной эмиссии, обусловленный туннелированием электронов, энергетические уровни которых лежат выше уровня Ферми. Для наглядности энергетический спектр электронов в металле разделен на рис. 5.8 на 4 области: А, Б, В, Г. Электроны диапазона А могут быть эмитированы как автоэлектроны при любых температурах, включая $T = 0$ К. Электроны диапазона Б участвуют в автоэлектронной эмиссии при $T > 0$ К. Этот диапазон энергий называют диапазоном расширенной автоэлектронной эмиссии (temperature-extended field emission). Выход в вакуум электронов с энергиями в диапазоне В соответствует увеличению термоэлектронного тока за счет эффекта Шоттки. Этот диапазон называют диапазоном расширенной термоэлектронной эмиссии (field-extended thermionic emission). Наконец, электроны диапазона Г выходят в вакуум за счет механизма термоэлектронной эмиссии даже при $E = 0$ (обычная термоэлектронная эмиссия).

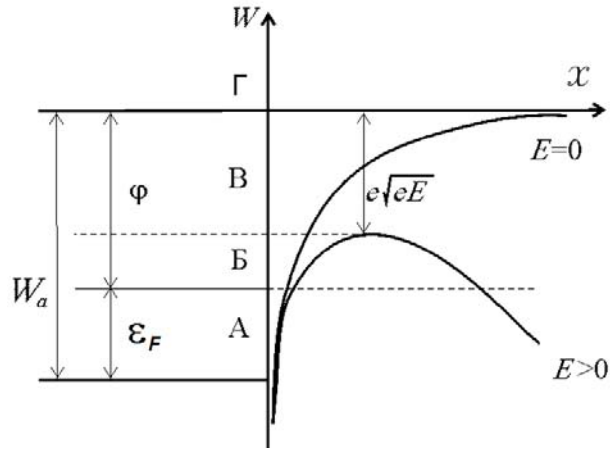


Рис. 5.8. Диапазоны энергии, соответствующие чистой автоэмиссии (А), автотермоэмиссии (Б), термоавтоэмиссии (В) и чистой термоэмиссии (Г)

На рис. 5.9 продемонстрировано, как изменяется энергетический спектр эмитированных электронов при изменении температуры и электрического поля. Можно видеть следующее:

- 1) при $E = \text{const}$ с ростом температуры T максимум распределения сдвигается в сторону повышенных энергий электронов, так как повышается роль термически возбужденных электронов. Кроме того, с ростом T при $E = \text{const}$ расширяется энергетический спектр эмитированных электронов;
- 2) наоборот, при $T = \text{const}$ с ростом электрического поля максимум сдвигается в сторону меньших энергий. Это связано с тем, что с ростом E растет прозрачность потенциального барьера для электронов с более низкими энергетическими уровнями.

Расположение спектра энергий эмиттированных электронов относительно уровня Ферми дает представление о соотношении охлаждения и нагрева эмиттера за счет эмиссионных процессов. Нагрев или охлаждение катода при эмиссии называется калориметрическим эффектом.

Если бы при автоэлектронной эмиссии все электроны туннелировали в вакуум с уровня Ферми, катод ни охлаждался бы, ни нагревался, так как вместо ушедшего электрона на его место приходит новый электрон изнутри металла с энергией Ферми (а работа на выход не затрачивается). Но реально ситуация сложнее. При низких температурах автоэмиттера ($T \approx 0$ К) средняя энергия эмитируемых электронов на $0,1 \div 0,3$ эВ меньше энергии Ферми. А приходит на место ушедшего электрона электрон с энергией ε_F . Следовательно, процесс туннелирования сопровождается выделением энергии на поверхности эмиттера $\sim 0,1 \div 0,3$ эВ на каждый ушедший электрон ($\overline{W}_e < 0 = -0,1 \div -0,3$ эВ). Если плотность отбираемого автоэмиссионного тока высока, то это приводит к заметному нагреву вершины эмиттера.

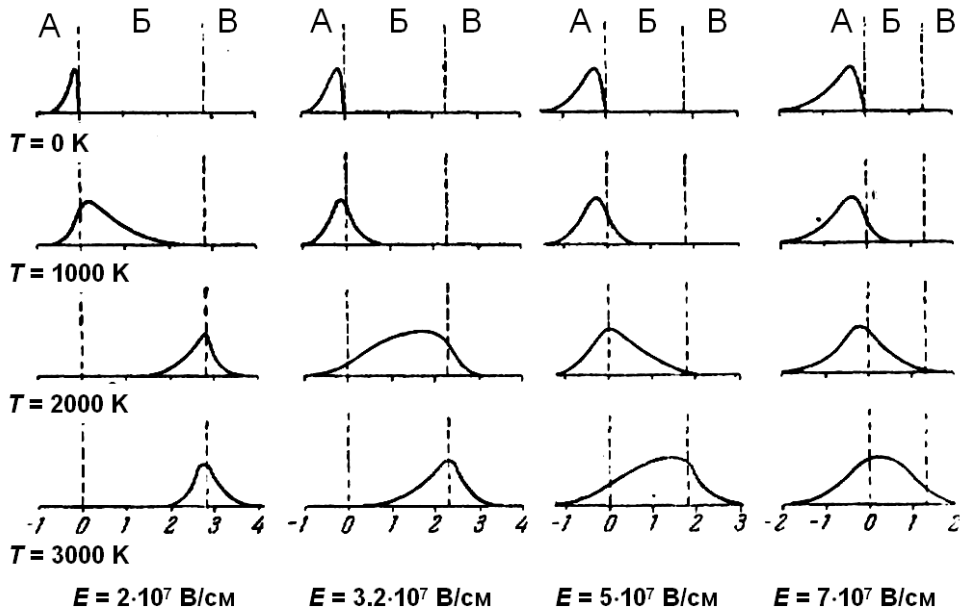


Рис. 5.9. Вариации спектра эмитированных при автоэмиссии электронов в зависимости от условий эксперимента

По мере увеличения температуры эмиттера растет относительное число электронов, имеющих энергию выше уровня Ферми. В результате средняя энергия эмитированных электронов повышается. При температуре эмиттера $T \geq 900 \div 1800 \text{ }^\circ\text{C}$ (в зависимости от материала эмиттера) средняя энергия эмитированных электронов \overline{W}_e становится больше нуля ($\overline{W}_e \geq 0$). В результате вместо нагрева начинается охлаждение вершины эмиттера. Впервые на инверсию калориметрического эффекта обратил внимание американский ученый Ноттингам в 1941 г. Поэтому в литературе этот эффект носит название эффекта Ноттингама.

Таким образом, эффект Ноттингама способствует быстрому нагреву эмиттера при низких температурах и замедляет нагрев при высоких температурах. Это обстоятельство способствует повышению термической стабильности эмитирующего автоэмиссионного катода.

Теория эффекта Ноттингама, основанная на Зоммерфельдовской модели металлов, приводит к следующему выражению для удельной мощности (на единицу поверхности), выделяемой на эмиттере:

$$P_H = 9,2 \times 10^{-11} \frac{E j_{FN}}{\varphi^{1/2}} \left(\frac{H}{\text{tg } H} \right), \quad (5.20)$$

где

$$H = 2,9 \times 10^6 \frac{\varphi^{1/2} T}{E}. \quad (5.21)$$

Чтобы найти температуру инверсии, при которой $P_H = 0$, надо приравнять выражение (5.20) к нулю. Из (5.20) следует, что $P_H = 0$ при $\operatorname{tg}H = \infty$. Для этого величина $H = \pi/2$. Подставляя $H = \pi/2$ в (5.21), находим

$$\boxed{T_{\text{инв}} = 5,35 \times 10^{-5} \frac{E}{\phi^{1/2}}.} \quad (5.22)$$

При $T < T_{\text{инв}}$ эффект Ноттингама приводит к выделению энергии в эмиттере, то есть к его нагреву. При $T > T_{\text{инв}}$ этот эффект приводит к поглощению энергии, то есть к охлаждению эмиттера. Этот эффект неоднократно наблюдался экспериментально. Причем получались значения эффекта от $-0,6$ эВ/электрон до $+0,35$ эВ/электрон для вольфрама.

При больших плотностях тока пространственный заряд эмитированных электронов экранирует поверхность катода, понижая на ней напряженность электрического поля. В отличие от термоэмиссии, поле на катоде не может стать равным нулю (и даже снизиться в значительной степени), так как это означало бы прекращение автоэмиссии. Поскольку эмиссионная способность автокатаода зависит от напряженности поля, то это означает существование отрицательной обратной связи, и автоэмиссионный ток будет устанавливаться на некотором стабильном уровне. Для описания этого самосогласованного режима работы автокатаода используется уравнение Пуассона в виде (2.29), но при этом плотность тока задается согласно (5.7):

$$\Delta V(r) = -\frac{4\pi j_{FN}}{\left(\frac{2e}{m}V(r)\right)^{1/2}}. \quad (5.23)$$

Уравнение (5.23) не имеет точных аналитических решений. Известны два приближенных решения, полученные Дайком для плоской геометрии диода (5.24) и Айзенбергом для сферической геометрии (5.25):

$$E_K = E_g - \frac{4}{3\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{V_a^{3/2}}{d} A \exp\left(\frac{-B}{E_K}\right) + 3 \frac{m}{2\varepsilon_0^2 e} A^2 E_K^2 d \exp\left(\frac{-2B}{E_K}\right); \quad (5.24)$$

$$\boxed{E_K = E_g - \frac{i_{FN}(E_K)}{4\pi\varepsilon_0 r_K} \sqrt{\frac{m}{2eV_a}} \ln \frac{4r_a}{r_K}.} \quad (5.25)$$

В уравнениях (5.24) и (5.25) E_K – реальное поле на поверхности катода; E_g – электростатическое поле на поверхности катода, которое было бы при отсутствии эмиссии; V_a – напряжение на аноде; d – межэлектродное расстояние в случае плоского диода; r_K, r_a – радиусы катода и анода

в случае сферического диода. Уравнения (5.24) и (5.25) являются трансцендентными и экспоненциальными уравнениями и решаются только численно. Решения приведены на рис. 5.10. Там же приведены результаты численного решения уравнения Пуассона методом макрочастиц для геометрии автоэмиссионного диода острие – полусферический анод.

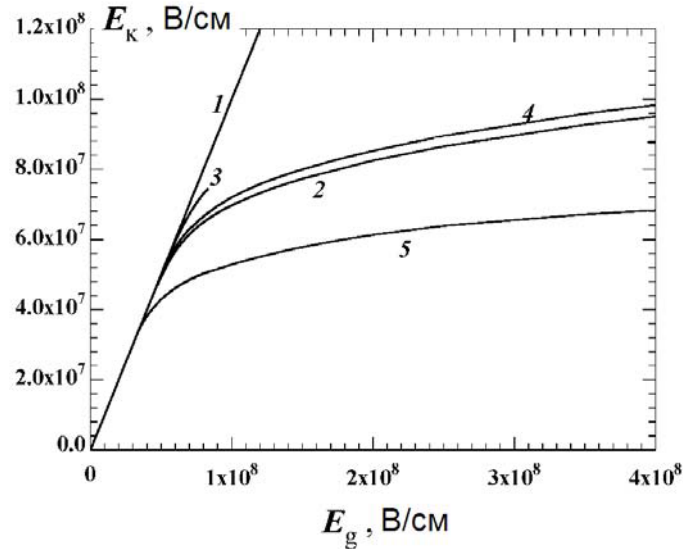


Рис. 5.10. Зависимость напряженности реального электрического поля на катоде от геометрического значения, определяемая экранировкой поверхности катода эмитированными автоэлектронами.
 1 – поле без эмиссии; 2 – согласно (5.25) для $\varphi = 4,5$ эВ; 3 – согласно (5.24) для $\varphi = 4,5$ эВ; 4, 5 – численное решение уравнения Пуассона $\varphi^{\circ} = 4,5$ эВ и $\varphi^{\circ} = 3,5$ эВ соответственно

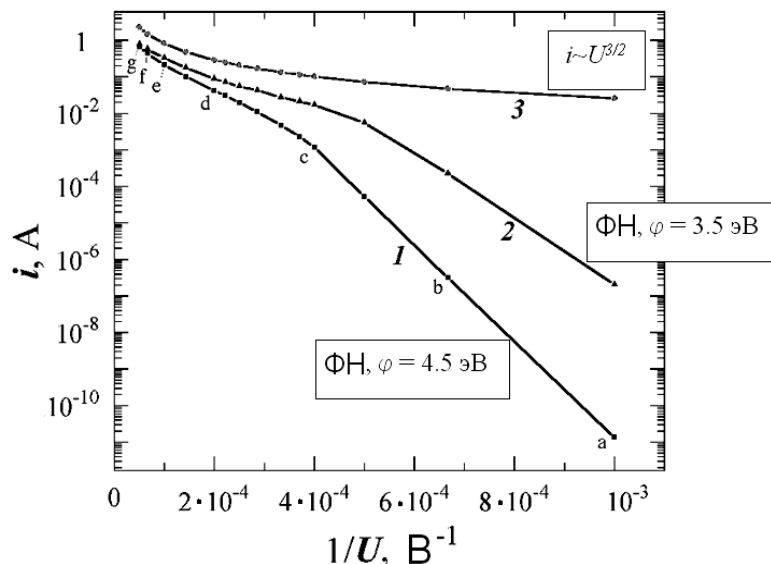


Рис. 5.11. Проявление ограничения тока автоэмиссии пространственным зарядом эмитированных электронов в виде отклонения от прямолинейности на ВАХ вакуумного диода с автокатодом

Видно, что уравнение (5.25) наиболее точно описывает экранировку поверхности катода при автоэмиссии. Уравнение (5.24) дает завышенные значения напряженности поля и имеет очень ограниченную область полей, где оно имеет решение. При более высоких полях в плоском диоде не может существовать стационарного режима автоэмиссии. В данной системе, если бы она была осуществима на практике, возможно, образовывался бы виртуальный катод, но это требует специальной проверки (натурный либо качественный численный эксперимент).

Ограничение плотности тока автоэмиссии пространственным зарядом эмитированных электронов приводит к отклонению характеристик Фаулера–Нордгейма в сторону меньших токов (изгиб характеристики Фаулера–Нордгейма I на рис. 5.11 в точке «с»).

5.3. Экспериментальное наблюдение автоэлектронной эмиссии.

Эмиссионный проектор. Природа нестабильности тока автоэлектронной эмиссии. Эмиссионный сканер

Микроострия, на вершинах которых электрическое поле усиливается достаточно сильно для интенсивной автоэмиссии, распределены по поверхности катода случайным образом. Это делает малодоступным экспериментальное исследование эмиссии с естественных микроострий. Поэтому основным подходом для экспериментирования является использование искусственного микроэмиттера.

Искусственный игольчатый эмиттер из вольфрама изготавливают следующим образом. Проволочную заготовку опускают в раствор NaOH и пропускают электрический ток так, чтобы происходило травление проволоки (рис. 5.12). При этом мениск понижается, и радиус проволоки уменьшается. В конечном итоге проволока стравливается с образованием конуса на вершине (рис. 5.13). При малом токе травления удается получать игольчатые эмиттеры с радиусом кривизны вершины менее 0,1 микрона. Как правило, изготавливают игольчатые автоэмиттеры из вольфрама или молибдена. Это связано с тем, что эти металлы тугоплавкие, и есть возможность прогреть острие до высокой температуры в вакууме и очистить его от примесей.

После изготовления автоэмиттер может быть установлен в вакуумную камеру для исследования. Кроме измерения вольтамперных характеристик с целью исследования автоэмиссии используется эмиссионный проектор, изобретенный Мюллером в 1936 году (рис. 5.14). Проектор представляет собой игольчатый эмиттер 6, расположенный напротив люминесцентного экрана 2, покрытого проводящим слоем и соединенного проводником 3 с источником высокого напряжения. Игольчатый автоэмиттер приварен к проволочной дужке 5, прикрепленной к двум

проводникам 4 для соединения с внешней цепью и, в том числе, для прогрева автоэммитера путем пропускания тока через дужку 5. Автоэмиссионный диод расположен внутри стеклянной колбы 1, откачанной до глубокого вакуума и отпаянной.

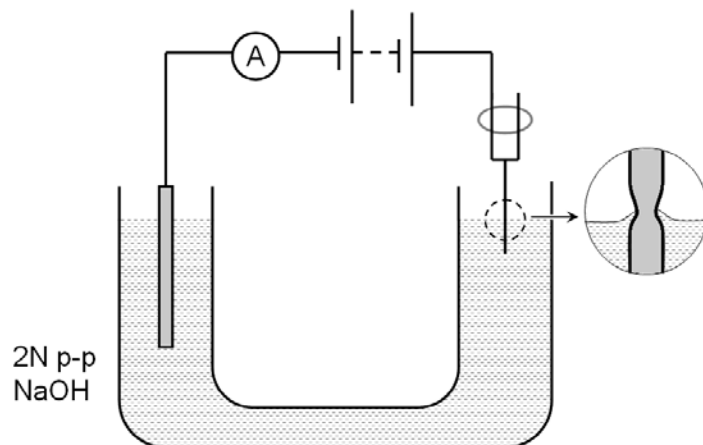


Рис. 5.12. Схема травления проволоочной заготовки для изготовления игольчатого автоэммитера

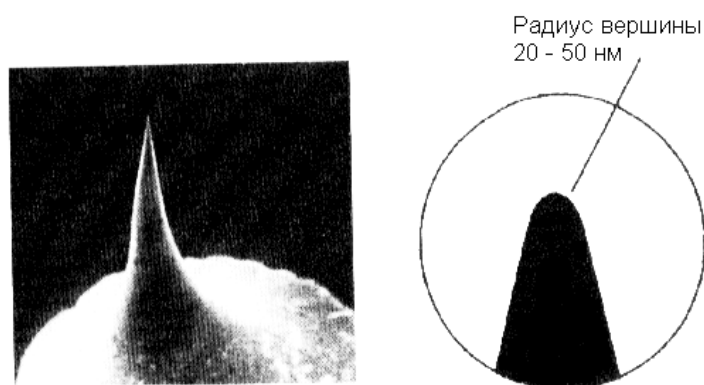


Рис. 5.13. Фотография вершины игольчатого автоэммитера

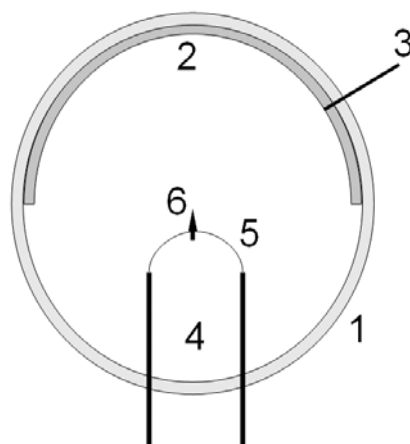


Рис. 5.14. Устройство эмиссионного проектора Мюллера

Если форма анода подобна форме вершины катода, то электронный поток создает на аноде изображение, являющееся проекцией эмиссионной способности катода. Увеличение проектора будет равно отношению радиуса анода R к радиусу катода r . Данное отношение может быть очень большим, однако более важной является разрешающая способность. Разрешающая способность автоэмиссионного проектора ограничена волновыми свойствами электрона. Волна де Бройля имеет длину $\lambda = h/(2m\varepsilon_F)^{1/2} \approx 10\text{Å}$, т.е. эмиссионная точка на катоде бесконечно малого размера сформирует на аноде светлое пятно размером $\lambda R/r$. Такой размер изображения будет при нулевой температуре. При ненулевой температуре разрешающая способность будет еще ниже из-за составляющей тепловой скорости, направленной тангенциально к траектории электрона. Эти ограничения не позволяют зарегистрировать атомы кристаллической решетки остря. Изображение в проекторе отражает распределение эмиссионной способности по поверхности вершины эмиттера. Эмиссионные изображения являются наглядной иллюстрацией зависимости работы выхода от кристаллографической грани (рис. 5.15).

По мере увеличения разности потенциалов в проекторе между катодом и анодом ток эмиссии растет, и начинает сказываться влияние пространственного заряда эмитированных электронов на электронный поток. Это влияние проявляется, в том числе, и в увеличении тангенциальных составляющих скоростей электронов и размытии эмиссионного изображения (рис. 5.16). Вклад в размытие вносит также и нагрев вершины эмиттера.

По мере дальнейшего роста тока эмиссии на периферии эмиссионного изображения появляется яркое кольцо, обрамляющее первоначальное изображение (рис. 5.17). Данное явление было названо автором, обнаружившим его, эффектом кольца.

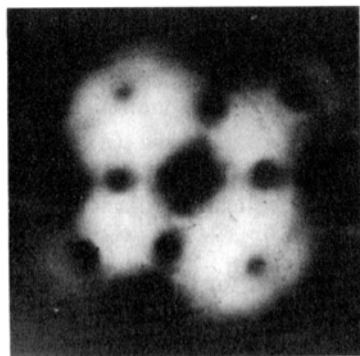


Рис. 5.15. Эмиссионное изображение вольфрамового автоэмиттера, ориентированного в направлении $[110]$ вдоль оси проектора

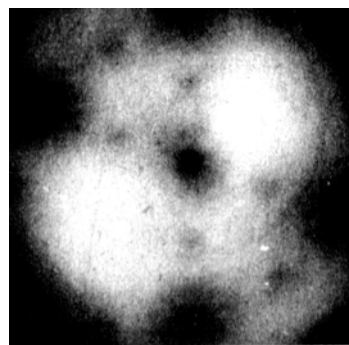


Рис. 5.16. Изображение, подобное изображенному на рисунке 5.15, но полученное при большем напряжении

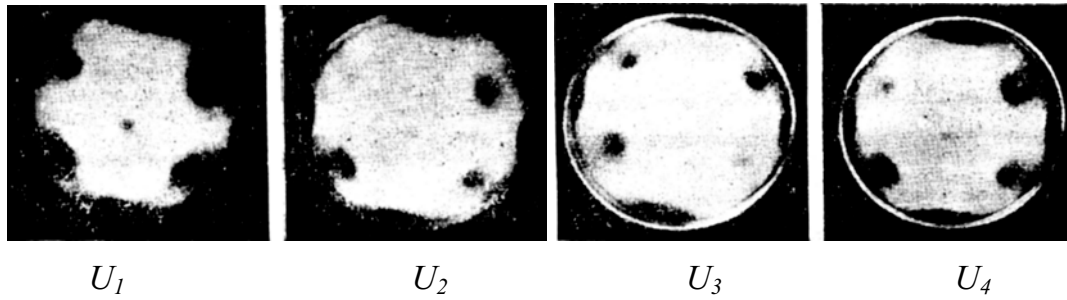
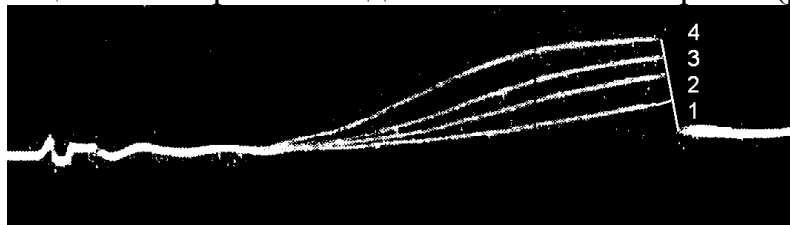
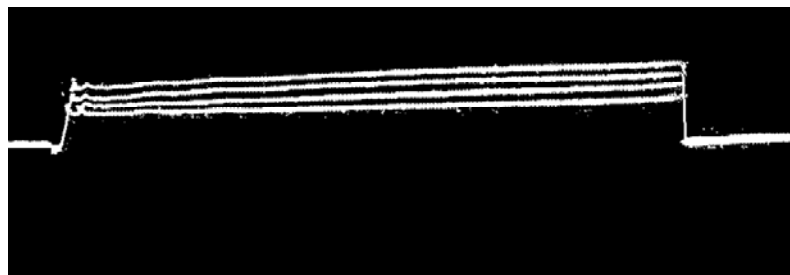


Рис. 5.17. Появление кольца на автоэмиссионном изображении по мере роста напряжения. $U_4 > U_3 > U_2 > U_1$

На аноде эмиссионного проектора можно сделать отверстия, за которыми можно расположить коллекторы. Это позволяет измерять осциллограммы тока эмиссии, соответствующие различным участкам эмиссионного изображения. Оказалось, что общий ток мало изменяется даже при больших плотностях тока, когда наблюдается эффект кольца, в то время как ток в кольце с некоторым запаздыванием начинает расти (рис. 5.18).



(а)



(б)

Рис. 5.18. Осциллограммы плотности тока в кольце (а) и общего тока (б), соответствующие эмиссионным изображениям на рис. 5.17

Для объяснения эффекта кольца выдвигались различные гипотезы, в том числе экзотические, однако наиболее разумным является объяснение таких изображений влиянием пространственного заряда эмитированных электронов. При формировании эмиссионного изображения ключевую роль играет электрическое поле на поверхности эмиттера. Аккуратный численный расчет с учетом расширенной формулы Фаулера–Нордгейма (5.18), экранировки поверхности катода пространственным зарядом эмитированных электронов (5.25) и нагрева острия Джоулевым теплом (произведение квадрата плотности тока на удельное

сопротивление электрическому току) и теплом Ноттингама (5.20), а также решение уравнения Пуассона для описания электронного потока в проекторе позволили рассчитать эмиссионное изображение и осциллограммы тока на разных участках изображения. Оказалось, что по мере роста напряжения происходит расширение эмиссионной поверхности вершины эмиттера. Распределение плотности тока по углу, отсчитанному от оси системы, приведено на рис. 5.19. Видно, что уход части тока на периферию иглы (угол более 90°) соответствует началу отклонения характеристики Фаулера–Нордгейма от прямой линии.

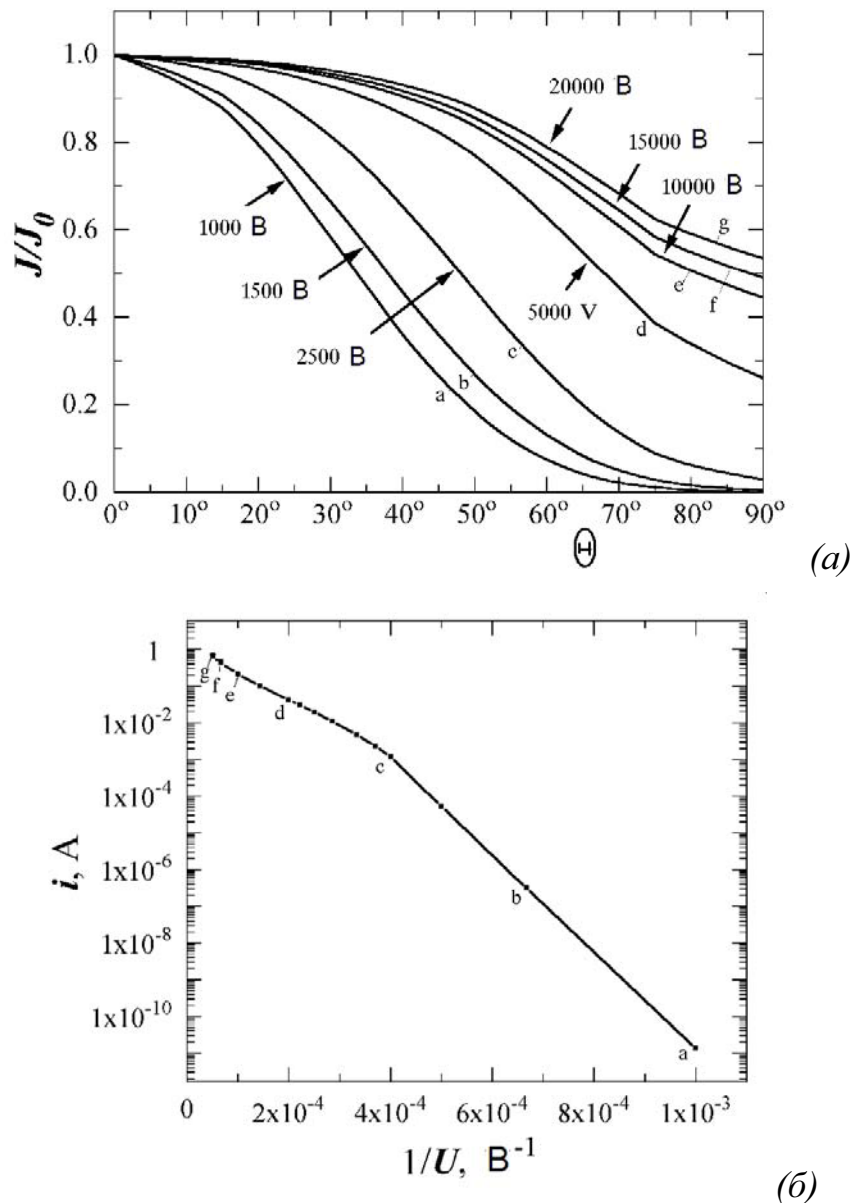


Рис. 5.19. Угловые распределения плотности тока, отбираемой с полусферической вершины игольчатого автоэмиттера (а), и соответствующая ВАХ катода (б)

Причина расширения состоит в том, что ток по оси системы в большей степени ограничен пространственным зарядом эмитированных электронов, чем на периферии. При уходе эмиссии электронов с полусферической вершины на коническую периферию происходит искажение сферически симметричного потока электронов при проецировании эмиссионной способности катода на анод для составляющей тока, приходящейся на периферию (рис. 5.20).

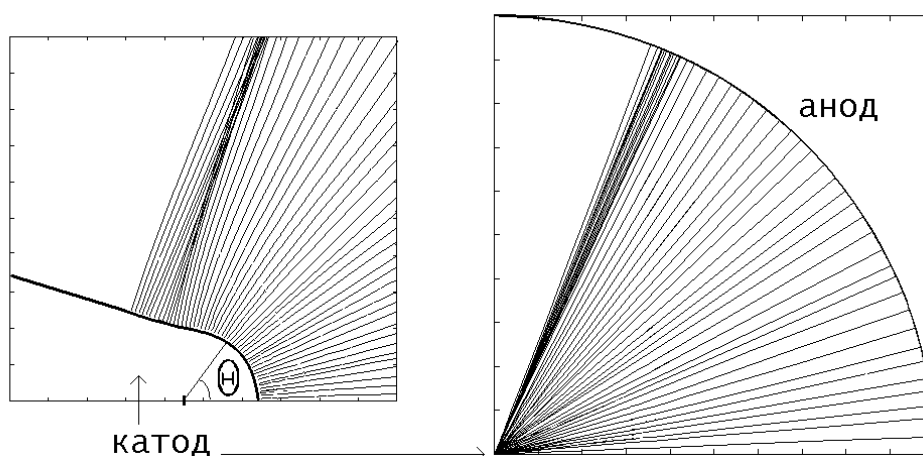


Рис. 5.20. Траекторный анализ потока электронов в проекторе Мюллера для случая эмиссии с конической периферии острия

Уход на периферию происходит не сразу при включении высокого напряжения, а с запаздыванием, связанным с разогревом острия и переходом от чистой автоэмиссии к термоавтоэмиссии (результаты расчета приведены на рис. 5.21).

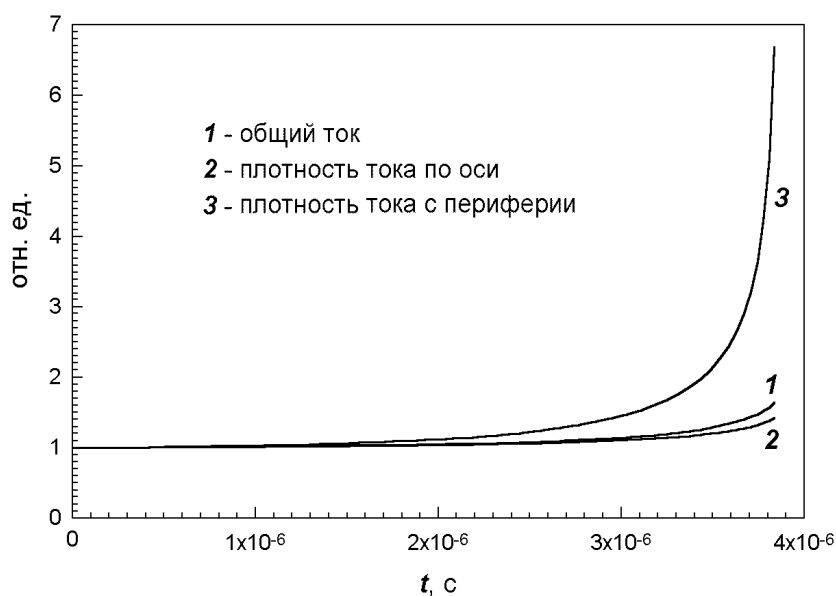


Рис. 5.21. Динамика плотности тока с автоэммитера в режимах, соответствующих появлению кольца на эмиссионных изображениях

Игольчатый автоэмиттер может служить модельным объектом для микроострия на катоде большой площади. На таком микроострии электрическое поле усиливается в β раз, где $\beta \sim H/r$ (H – высота, r – радиус вершины). Из электронно-микроскопического анализа следует, что на поверхности катода могут быть эмиттеры, геометрия которых соответствует значениям β до нескольких десятков. Однако при обработке характеристик Фаулера–Нордгейма вычисленные значения β часто оказываются равными нескольким сотням. Такой микроэмиттер трудно себе представить. Альтернативным объяснением столь большой эмиссионной активности локального места на катоде большой площади является модель полевой эмиссии из системы металл–диэлектрик–вакуум (МД) (рис. 5.22, а).

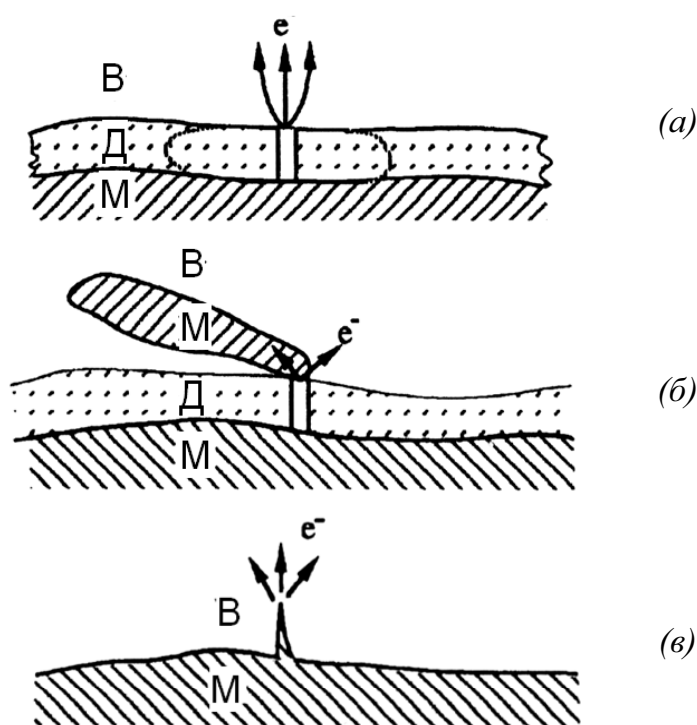


Рис. 5.22. Различные типы эмиссионных центров на реальной поверхности электродов: система металл–диэлектрик (а); металл–диэлектрик–металл (б); чисто металлический микроэмиттер (в)

В МД системе диэлектрик может иметь локальные участки с примесями, превращающими диэлектрик в полупроводник. В МД (МП) системе форма потенциального барьера усложняется (рис. 5.23). Прежде всего электрическое поле проникает в диэлектрик. Несмотря на то что оно ослаблено там в ϵ раз, его оказывается достаточно для ускорения электронов. Такие электроны принято называть горячими. Наличие МД эмиссионного центра проявляется в изменении формы потенциального барьера, что действительно наблюдается в эксперименте. Теоретиче-

ский анализ подобной системы позволил установить, что вольтамперная характеристика диода с подобным катодом является прямой в координатах Фаулера–Нордгейма, но ей соответствуют значения β , на порядок бóльшие, чем для автоэмиссионного микроэммитера (рис. 5.22, в). Более подробно β для МД эмиссионных центров рассматривается в гл. 7.

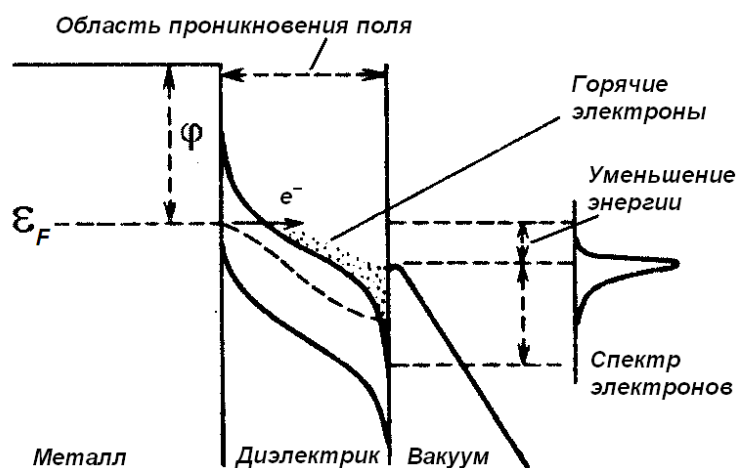


Рис. 5.23. Энергетическая диаграмма МД эмиссионного центра

Еще большее усиление эмиссионной активности наблюдается в системе металл-диэлектрик-металл-вакуум (МДМ) (рис. 5.22,б). В МДМ системе металлическая частица имеет дополнительный положительный потенциал в точке касания с диэлектриком относительно МД системы. Это связано с тем, что размеры металлической частицы позволяют ей иметь потенциал, соответствующий эквипотенциалам с бóльшим удалением от катода. Часть тока эмиссии в такой системе уходит на перезарядку частицы, а часть эмитируется в вакуум. Приобретая отрицательный заряд, частица может оттолкнуться от катода, если она является слабосвязанной. В плоском промежутке она окажется на аноде. Неся избыточный заряд, она отдаст его аноду в результате эмиссии опять же согласно МДМ механизму. Это приведет к зарядке частицы положительно, и процесс повторится. Каждое появление металлической частицы на катоде, покрытом диэлектрической пленкой, будет сопровождаться всплеском тока, а в перерывах между всплесками ток будет отсутствовать. Всплески и промежутки между всплесками довольно короткие, и их регистрация возможна только с применением высокочувствительных скоростных осциллографов. Следует заметить, что поверхность практически всех металлов покрыта тонкой пленкой естественного оксида. С учетом того что реальные поверхности, включая поверхность электродов, покрыты частицами микронных и субмикронных размеров, и часть этих частиц имеют металлическую проводимость, все это создает предпосылки для эмиссии по МДМ механизму.

Эмиссия по МДМ механизму является одной из причин (но не единственной причиной), нестабильности предпробойного эмиссионного тока в плоском высоковольтном промежутке в вакууме. Другой причиной могут служить процессы, связанные с адсорбцией и десорбцией газов остаточной атмосферы. При давлении 10^{-6} Торр идеально чистая поверхность металла покрывается монослоем адсорбированного газа за 1 с. Это время обратно пропорционально давлению остаточной атмосферы в вакуумной камере. При возникновении поля в промежутке происходит десорбция газа, особенно в местах локального усиления поля на микроостриях (см. рис. 5.22, в). Адсорбированные газы изменяют работу выхода, а процессы сорбции/десорбции приводят к флуктуациям тока автоэмиссии. Эти флуктуации происходят на фоне основного тока. Флуктуации тока могут иметь временной масштаб как короткий, доступный для регистрации только осциллографом, так и длительный, настолько, что флуктуация регистрируется при снятии вольтамперных характеристик при постоянном напряжении. Медленные флуктуации проявляются в изломах на характеристиках Фаулера–Нордгейма.

Таким образом, существует два основных механизма полевой эмиссии в диоде с электродами, размеры которых много больше размеров эмиссионных центров, а именно металлические микроострия и МД/МДМ системы. Для того чтобы понять, который из механизмов реализуется при получении вольтамперной характеристики, недостаточно обработать ее по формуле Фаулера–Нордгейма, так как МД/МДМ центры могут иметь значения β , не превышающие 50. Для более детального исследования следует снимать спектр эмитированных электронов и на его основании делать заключение о природе эмиссии. Данный метод информативен при исследовании эмиссии с модельных катодов. В случае реальных промежутков большой площади требуются статистические измерения. Для получения статистической информации используют эмиссионный сканер, один из вариантов которого схематически представлен на рис. 5.24. Игольчатый анод, находящийся под высоким положительным потенциалом, установлен на определенном расстоянии от катода так, чтобы поле в промежутке было достаточно высоким для локальных мест с повышенной эмиссионной активностью. Путем перемещения игольчатого анода строго параллельно поверхности катода можно получить карту его эмиссионной активности. На этой карте, представляющей собой массив осциллограмм с медленной разверткой, эмиссионные центры регистрируются как всплески тока. Кроме статистических измерений, между двумя последовательными сканированиями можно осуществить какое-либо воздействие на поверхность катода и сравнить эмиссионные карты до и после воздействия.

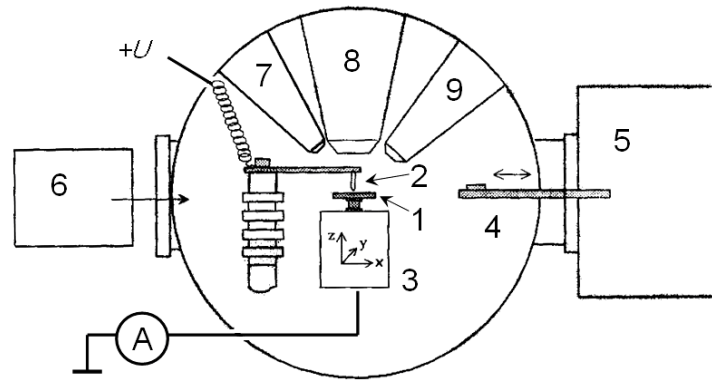


Рис. 5.24. Конструкция экспериментального комплекса для исследования эмиссионной активности поверхности в вакууме. 1 – образец, 2 – игольчатый анод эмиссионного сканера, 3 – привод сканирования образцов, 4 – манипулятор смены образцов, 5 – предварительная камера, 6 – оптический микроскоп, 7 – источник ионной очистки, 8 – Ожэ-спектрометр, 9 – сканирующий электронный микроскоп

Соединив в едином экспериментальном комплексе эмиссионный сканер с Ожэ-спектрометром и сканирующим электронным микроскопом с рентгеновским энергоанализатором, можно получить максимально полную информацию обо всех эмиссионных центрах. Оказалось, что более 90 % эмиссионных центров на поверхности электродов макроскопических размеров соответствуют инородным поверхностным включениям и имеют МД/МДМ механизм эмиссии. При прогреве свыше 1000 °С большинство таких включений испаряется, что отражается на эмиссионной карте (рис. 5.25).

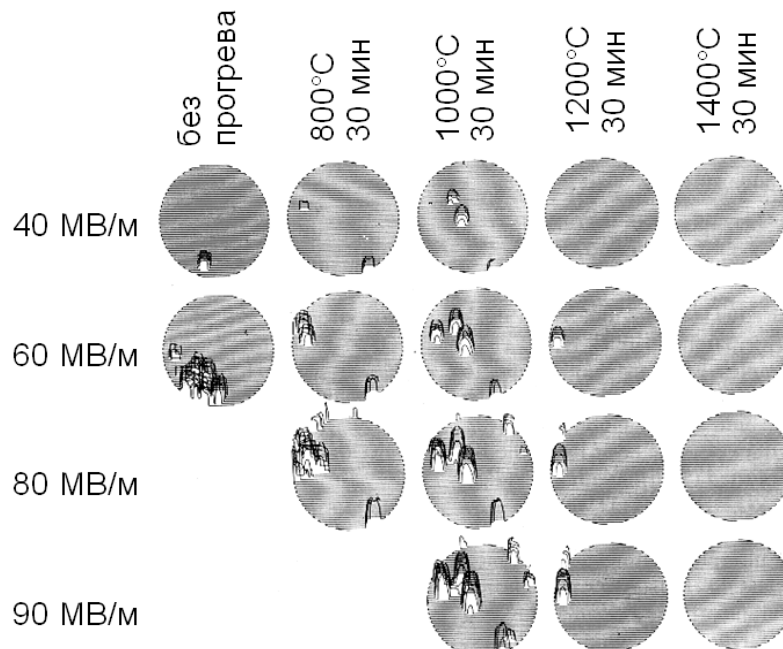


Рис. 5.25. Изменение распределения эмиссионных центров на поверхности образца ниобия в процессе его нагрева

Идея эмиссионного сканера была развита до создания сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) (рис. 5.26). Туннельный ток I_t , возникающий при приложении напряжения V_s , поддерживается постоянным за счет цепи обратной связи, управляющей z -координатой игольчатого анода с помощью пьезоэлемента. Путем сканирования по координатам x , y и одновременной регистрации с последующей компьютерной обработкой восстанавливается реплика поверхности образца. Вершина иглы в пределе совершенства исполнения прибора представляет собой пирамидку, заканчивающуюся тремя атомами. Предел пространственного разрешения лучших микроскопов менее одного ангстрема.

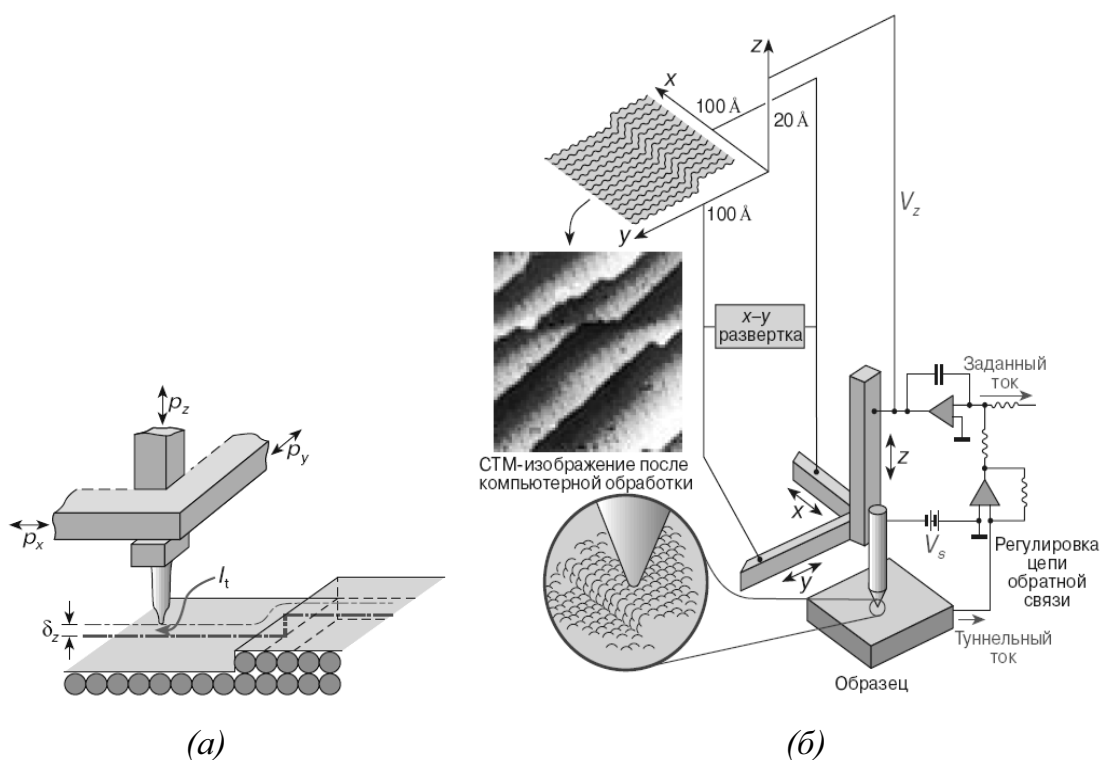


Рис. 5.26. Принцип действия СТМ (а) и схема его работы (б).
 p_x , p_y , p_z – пьезоэлементы, δ_z – туннельный вакуумный промежуток между игольчатым анодом и образцом

Глава 6 ЭМИССИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ПЛАЗМЫ

Эмиссия электронов из плазмы

Интерес к плазменным эмиттерам определяется тем, что они позволяют существенно повысить величину эмиссионного тока (на много порядков величины по сравнению с термокатадами) за счет увеличения как плотности тока, так и площади катода, что представляет интерес для практики. Кроме того, эмиссия из плазмы имеет фундаментальное значение при анализе взрыва автоэммитера и инициирования вакуумного пробоя. В данном разделе рассматриваются особенности плазмы как эмиттера электронов. Плазму можно получать разными способами. Например, плазма образуется при пропускании электрического тока через газ низкого давления. Интенсифицировать образование плазмы можно путем наложения на разряд поперечного магнитного поля (скрещенные E и H поля). Также эффективным является способ получения газоразрядной плазмы за счет переменного высокочастотного электрического поля.

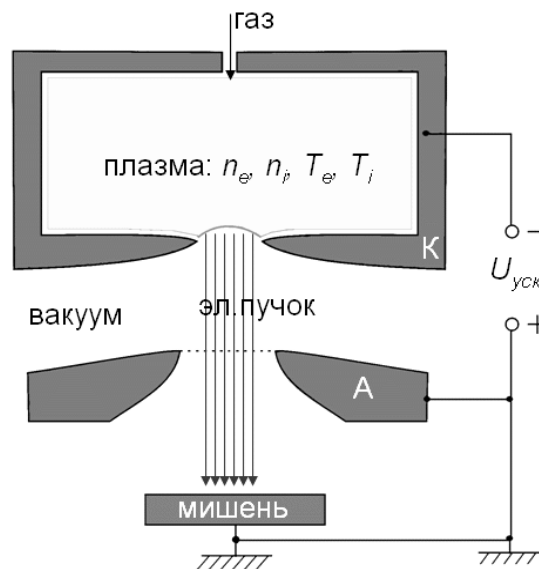


Рис. 6.1. Пример использования плазменного эмиттера для получения электронного пучка

Рассмотрим схематическое устройство плазменного источника электронов (рис. 6.1). Представим себе катод в виде полости, в которую

напускается газ с такой скоростью, что в ней поддерживается давление порядка $10^{-3} \div 10^{-2}$ мбар. За счет $E \times H$ полей (или ВЧ-поля) этот газ ионизуется и превращается в плазму. В результате полость катода заполнена плазмой с параметрами n_e, n_i, T_e, T_i (обычно $T_e > T_i$). Если между катодом и анодом не приложено ускоряющее напряжение, то плазма через отверстие в полости (эмиссионное отверстие) будет вытекать в вакуум. При приложении ускоряющего напряжения ионы плазмы под действием давления приложенного электрического поля (СГС) $E^2/8\pi$ будут выталкиваться из ускоряющего промежутка в область эмиссионного отверстия. При этом формируется граница эмиссии электронов в области отверстия. Положение границы эмиссии определяется из соотношения равенства давления внешнего электрического поля кинетическому давлению плазмы (СГС):

$$p = nkT_e = \frac{E^2}{8\pi}. \quad (6.1)$$

Таким образом, эмиссионная граница представляет собой поверхность плазмы, на которой реализуется равновесие между давлением внешнего электрического поля на ионы плазмы (тяжелые частицы) и кинетическим давлением плазмы.

Отбор электронов производится с границы плазмы в ускоряющий промежуток по закону Чайльда–Ленгмюра. Между границей плазмы в эмиссионном отверстии и извлекающим электродом (анодом) образуется слой отрицательного пространственного заряда, на котором падает ускоряющее напряжение.

Рассмотрим подробнее границу эмиссии электронов. Очевидно, что если приложенное к промежутку катод-анод напряжение является ускоряющим для электронов, то для ионов оно будет тормозящим. То есть, ионы плазмы, подходя из объема плазмы к эмиссионной поверхности, попадают в тормозящее электрическое поле (рис. 6.2). Распределение концентрации ионов в тормозящем поле ускоряющего промежутка запишется в виде (формула Больцмана)

$$n_i(x) = n_{i_0} \exp\left[-\frac{eU(x)}{kT_i}\right]. \quad (6.2)$$

Распределение потенциала в ускоряющем промежутке $U(x)$ определяется из закона Чайльда–Ленгмюра:

$$U(x) = U_{\text{уск}} \left(\frac{x}{d}\right)^{4/3}, \quad (6.3)$$

где d – длина ускоряющего промежутка. Из (6.2) и (6.3) следует, что уменьшение концентрации ионов в e раз происходит на расстоянии:

$$x_0 = d \left(\frac{kT_i}{eU_{\text{уск}}} \right)^{3/4}. \quad (6.4)$$

Подставим в (6.4) характерные значения $T_i \approx 10^3$ К, $U_{\text{уск}} = 10^4$ В, $d = 1$ см и получим $x_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ см.

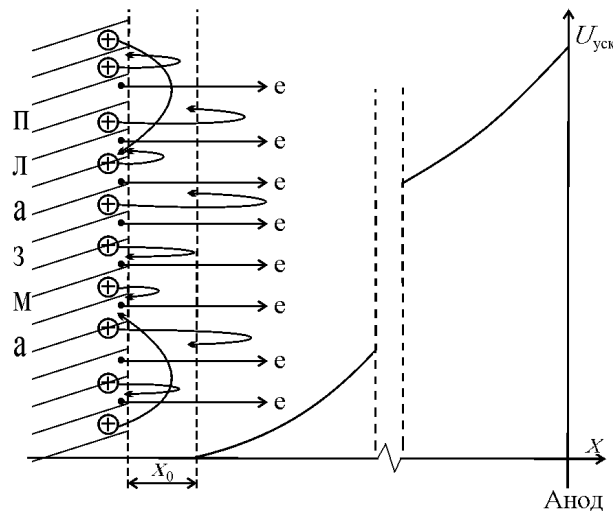


Рис. 6.2. Распределение потенциала на плазменной границе, эмитирующей электроны

Граница эмиссии электронов из плазмы представляет собой переходный слой толщиной порядка x_0 от квазинейтральной плазмы к области объемного заряда электронов. Положение плазменной эмитирующей поверхности и ее устойчивость зависит от ускоряющего напряжения, плотности плазмы и температуры ее компонентов. Эмиссия электронов из плазмы в ускоряющий промежуток через плазменную границу происходит в результате теплового движения электронов в плазме. Этим электронная эмиссия из плазмы в значительной степени подобна термоэлектронной эмиссии из твердых тел. Действительно, в обоих случаях плотность эмиссионного тока определяется из выражения

$$j_e = e n_e \int_{\sqrt{\frac{2W_a}{m}}}^{\infty} v_x f(v_x) dv_x, \quad (6.5)$$

где \mathbf{v}_x – составляющая тепловой скорости электронов в направлении к эмиссионной поверхности; $f(\mathbf{v}_x)$ – функция распределения электронов

по скоростям \mathbf{v}_x в эмиттере; W_a – высота потенциального барьера на границе эмиссии; n_e – концентрация электронов проводимости.

Потенциальная энергия электронов в плазме определяется их кулоновским взаимодействием с ионами:

$$W_{\text{пот}} = \frac{kT_e}{6V_D n_e}, \quad (6.6)$$

где V_D – объем дебаевской сферы ($V_D \sim (L_D)^3$).

Обычные параметры плазмы в плазменных катодах таковы: $n_e \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e \geq 10^4 \text{ К}$. При этом оказывается, что

$$V_D n_e \gg 1. \quad (6.7)$$

Подставив (6.7) в (6.6), получим

$$\frac{W_{\text{пот}}}{W_{\text{кин}}} \ll 1. \quad (6.8)$$

Это означает, что потенциальная энергия электронов в плазме много меньше их кинетической энергии. В этом состоит принципиальное отличие плазменных катодов от твердотельных катодов, где потенциальная энергия свободных электронов намного превышает их кинетическую энергию, и только лишь электроны хвоста максвелловского распределения могут преодолеть потенциальный барьер.

Еще одно отличие плазменного катода от термоэмиссионного связано с тем, что граница плазменного катода способна перемещаться. Это приводит к тому, что на плазменной границе потенциал и поле всегда равны нулю, и провисание потенциала в отрицательную область невозможно.

Из соотношений (6.7) и (6.8) следует, что в термодинамическом отношении плазма ведет себя как идеальный газ и электроны плазмы подчиняются статистике Максвелла–Больцмана. Тогда для плазменных электронов функция распределения по скоростям $f(\mathbf{v}_x)$, входящая в (6.5), будет

$$f(v_x) = \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m v_x^2}{2kT_e} \right). \quad (6.9)$$

Поскольку для плазмы выполняется условие $W_{\text{пот}} \ll 2kT_e = \overline{W_{\text{тепл}}}$ ($\overline{W_{\text{тепл}}} = 2kT_e$ – средняя тепловая энергия электронов, падающих на границу эмиссии), то в выражении (6.5) нижний предел интегрирования $\sqrt{2W_a/m}$ можно заменить на нуль (нет потенциального барьера). Тогда, подставляя (6.9) в (6.5) и интегрируя, получаем

$$\begin{aligned}
j_e &= en_e \int_0^\infty \mathbf{v}_x f(\mathbf{v}_x) d\mathbf{v}_x = en_e \int_0^\infty \mathbf{v}_x \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} e^{-\frac{m\mathbf{v}_x^2}{2kT_e}} d\mathbf{v}_x = \\
&= en_e \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \int_0^\infty \mathbf{v}_x e^{-\frac{m\mathbf{v}_x^2}{2kT_e}} d\mathbf{v}_x
\end{aligned} \tag{6.10}$$

Известно справочное значение интеграла вида $\int_0^\infty x e^{-Ax^2} dx = \frac{1}{2A}$.

Тогда

$$j_e = en_e \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \left(\frac{k T_e}{m} \right) = en_e \left(\frac{k T_e}{2\pi m} \right)^{1/2}; \tag{6.11}$$

$$j_e = 2,5 \cdot 10^{-14} n_e \sqrt{T_e}, \tag{6.12}$$

здесь $[n_e] = \text{см}^{-3}$, $[T_e] = \text{К}$, $[j_e] = \text{А/см}^2$.

Формула (6.11) отражает термоэмиссионные свойства плазменных эмиттеров. Концентрация свободных электронов в плазме значительно меньше, чем в металле. Однако из-за отсутствия потенциального барьера на границе плазмы и более высокой температуры электронов по сравнению с допустимой температурой термокатодов эмиссионные свойства плазмы значительно выше, чем у термокатодов. Например, при $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 5 \cdot 10^4 \text{ К}$ плазма способна эмитировать электронный ток с плотностью $j_e = 5 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$. Термокатоды же в лучшем случае обеспечивают $j_e \approx 10^2 \text{ А/см}^2$.

Остается невыясненным вопрос, на каком расстоянии от анода $d_{\text{эфф}}$ окажется положение плазменной границы в случае эмиссии. Принимая во внимание $j_e = j_{3/2}$, где $j_{3/2}$ – плотность тока, определяемая законом

Чайльда–Ленгмюра, и $en_e \left(\frac{k T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} = \frac{2}{9\pi} \left(\frac{e}{2m_e} \right)^{1/2} \frac{U_{\text{уск}}^{3/2}}{d^2}$, получаем

$$d_{\text{эфф}} = \frac{\sqrt{2}}{3\pi^{1/4}} \sqrt{\frac{U_{\text{уск}}^{3/2}}{n_e (ekT_e)^{1/2}}}. \tag{6.13}$$

Таким образом, положение границы эмиссии является функцией ускоряющего напряжения, концентрации и температуры электронов плазмы. В зависимости от параметров плазмы и приложенного напряжения положение плазменной границы может изменяться (рис. 6.3). В свою очередь, форма эмиссионной границы плазмы будет определять геометрию пучка электронов.

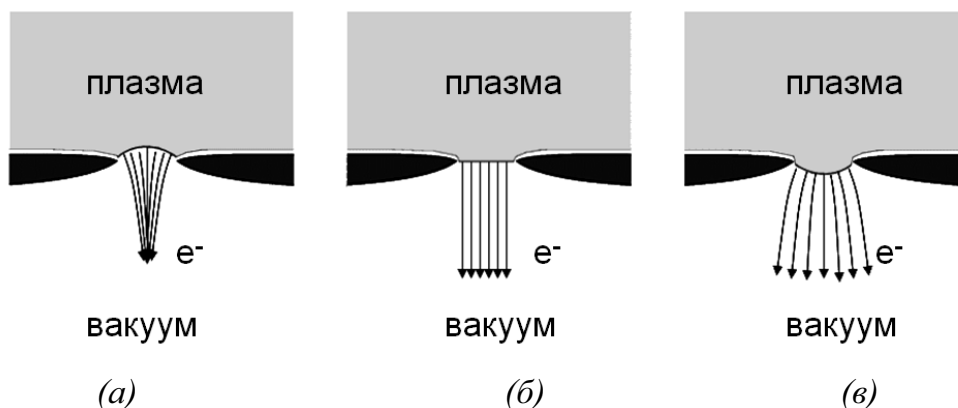


Рис. 6.3. Положение плазменной границы и траектории эмитированных электронов при преобладании давления внешнего электрического поля (а), равенстве давлений (б) и преобладании давления плазмы (в)

Эмиссия ионов из плазмы

Рассмотрим ситуацию, которая реализуется на внутренней стенке катодной полости, изображенной на рис. 6.1. Имеется плазма и электрод, и между ними существует разность потенциалов, играющая роль ускоряющего напряжения (рис. 6.4). Следует учитывать, что в данном случае это не то ускоряющее напряжение, которое используется для извлечения электронов. Для ионов ускоряющее напряжение будет порядка падения напряжения на плазме внутри полости. Поверхность А – это поверхность плазмы, а поверхность В – поверхность стенки. Ионы с зарядом e^+ ускоряются от поверхности А к поверхности В, а электроны отталкиваются от поверхности В. У поверхности А плазма квазинейтральна, т.е. $n_i \approx n_e = n_0$.

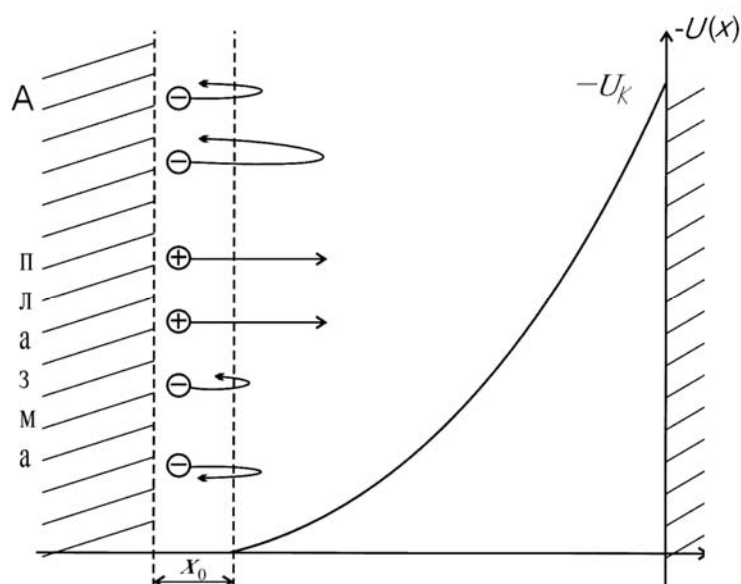


Рис. 6.4. Распределение потенциала на плазменной границе, эмитирующей ионы. U_k – катодное падение потенциала

В рассматриваемой ситуации существует определенное ограничение на скорость ионов, эмитируемых из плазмы. Обычно в разрядной плазме $T_i \ll T_e$, т.е. ускоряемые к электроду В ионы практически не имеют тепловых скоростей. Тогда у плоскости А им необходимо придать какую-то конечную минимальную начальную скорость \mathbf{v}_0 . В противном случае их скорость в плоскости А была бы равна нулю, а плотность n_i стала бы равной бесконечности, поскольку плотность ионного тока всегда бывает конечной ($j_i = en_i \mathbf{v}_0$, если $\mathbf{v}_0 = 0$, то $n_i = \infty$, чтобы j_i была конечной).

Скорость \mathbf{v}_0 можно найти из решения уравнения Пуассона:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = -4\pi e [n_i(x) - n_e(x)]. \quad (6.14)$$

Чтобы решить это уравнение, необходимо найти зависимости $n_i(x)$ и $n_e(x)$. Для этого требуется знать функции распределения электронов и ионов по скоростям. Так как не может быть ионов, идущих от В к А, то функция распределения ионов по скоростям на границе может быть записана как $f_i(0, \mathbf{v}) = n_0 \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)$, тогда в слое

$$f_i(x, \mathbf{v}) = n_0 \delta \left[\left(\mathbf{v}^2 + \frac{2eU(x)}{m_i} \right)^{1/2} - \mathbf{v}_0 \right], \quad (6.15)$$

где m_i – масса иона, n_0 – концентрация частиц в плазме, а $\mathbf{v}_0 > 0$. Полагая, что потенциал электрода В настолько велик, что все электроны отталкиваются. Это практически всегда выполняется, так как падение напряжения на разряде превышает температуру электронов. Будем считать, что распределение электронов по скоростям – максвелловское:

$$f_e(x, \mathbf{v}_e) = n_0 \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m_e(\mathbf{v}_e^2 + 2eU(x)/m_e)}{2kT_e} \right]. \quad (6.16)$$

Введем следующие безразмерные величины:

$$z(x) = \frac{eU(x)}{kT_e}; \quad c = \mathbf{v} \left(\frac{m_i}{2kT_e} \right)^{1/2} = \frac{\mathbf{v}}{\mathbf{v}_s}; \quad o = x \left(\frac{4\pi n_0 e^2}{kT_e} \right)^{1/2} = \frac{x}{L_D} \quad (6.17)$$

Здесь $\mathbf{v}_s = \left(\frac{2kT_e}{m_i} \right)^{1/2}$ – скорость ионного звука в плазме; $L_D = \left(\frac{kT_e}{4\pi n_0 e^2} \right)^{1/2}$ – длина Дебая. Тогда распределение электронов по скоростям в безразмерном виде будет

$$f_e(z, c) = n_D \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{m_e}{m_i} c^2 - z \right]. \quad (6.18)$$

где $n_D = n_0 L_D^3$. Аналогичным образом выражение (6.15) трансформируется в

$$f_i(z, c) = n_D \frac{1}{\mathbf{v}_s} \mathcal{D} \left[(c^2 - z)^{1/2} - c_0 \right], \quad (6.19)$$

где $c_0 = \mathbf{v}_0 \left(\frac{m_i}{2kT_e} \right)^{1/2}$. Нормированные на L_D^3 концентрации частиц n_i и n_e получаются путем умножения функций f_e и f_i (выражения (6.18) и (6.19)) на \mathbf{v}_s и интегрирования по скорости c $n(r) = \int \mathbf{v}_s f(z, c) dc$, т.е.

$$n_e = n_D e^{-z}; \quad (6.20)$$

$$n_i = n_D \left(1 + \eta c_0^{-2} \right)^{-1/2}. \quad (6.21)$$

Теперь можно записать уравнение (6.14) в безразмерном виде:

$$z'' = n_D \left[\left(1 + z c_0^{-2} \right)^{-1/2} - e^{-z} \right]. \quad (6.22)$$

При граничных условиях $\eta_0 = 0$ и $\eta_0' = 0$ (потенциал и производная потенциала на границе равны нулю) решение уравнения (6.22) возможно только при $c_0 > 2^{-1/2}$, то есть

$$\mathbf{v}_0 > \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}. \quad (6.23)$$

Это условие является критерием образования слоя пространственного заряда ионов при отрицательном потенциале извлекающего электрода В. Этот критерий впервые был рассмотрен Ленгмюром в 1929 году, а затем более детально проанализирован Бомом в 1949 году в связи с развитием теории электрических зондов в плазме. Этот критерий показывает, что для существования решения уравнения слоя пространственного заряда ионов при малых значениях $\eta = \frac{eU}{kT_e}$ (т.е. $eU \approx kT_e$) необходимо наложить ограничения на направленную скорость ионов

у поверхности плазмы, а именно: эта скорость \mathbf{v}_0 должна быть больше, чем $(kT_e / m_i)^{1/2}$. Иначе говоря, ионы должны пролетать границу слоя с энергией, превышающей $kT_e / 2$, которая много больше их тепловой энергии. Физически это означает, что экранирование внешнего поля слоем толщиной $\sim x_0$ у границы эмиссии ионов не является полным. Падение потенциала величиной порядка kT_e должно проникать в область нейтральной плазмы, чтобы ускорить ионы до этой энергии к тому моменту, когда они достигнут границы эмиссии, где уже нарушается условие квазинейтральности.

Плотность ионного тока $j_i = en_i \mathbf{v}_i$. Принимая $n_i \approx n_e = n_0$, а $\mathbf{v}_i = \mathbf{v}_0 \geq (kT_e / m_i)^{1/2}$:

$$j_i \geq en_0 \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2}. \quad (6.24)$$

Более точное выражение было получено Бомом после детального учета проникновения внешнего электрического поля в плазму. Пренебрегая тепловым движением ионов ($T_i \ll T_e$), Бом получил следующее соотношение для нижней оценки ионного тока:

$$j_i = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) en_0 \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2}. \quad (6.25)$$

Это уравнение называется уравнением Бомы и используется очень широко как для расчета плотности ионного тока насыщения из плазмы, так и в зондовой диагностике плазмы.

Подводя итог, следует отметить, что ионная плотность тока значительно ниже электронной в эмиссионном отверстии, определяемой выражением (6.11). Именно поэтому площадь эмиссионной границы источника электронов много меньше площади внутренней стенки плазменного эмиттера, через которую замыкается ток внешней цепи.

Глава 7

ПРЕДПРОБОЙНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И ПРОБОЙ ВАКУУМНОГО ПРОМЕЖУТКА. ВЗРЫВНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ. ВАКУУМНАЯ ДУГА

7.1. Изоляционные свойства вакуума. Эмиссионная активность поверхности. Эмиссионные центры. Предпробойные (темновые) токи. Критерий начала пробоя. Время запаздывания пробоя. Катодные и анодные механизмы пробоя, условия их реализации

Изоляционные характеристики вакуума исключительно высоки и превосходят все остальные типы изоляции по напряженности поля, выдерживаемого без пробоя. Кроме того, вакуум означает отсутствие среды в межэлектродном промежутке и, как следствие, возможность восстановления изоляции после случайного пробоя.

Если бы поверхность электродов была идеально гладкой и чистой, а вакуум абсолютным, то электрическая прочность вакуумной изоляции была бы ограничена лишь автоэмиссией. Заметная автоэмиссия возникает при полях $(4 \div 5) \cdot 10^7$ В/см. В реальных же условиях нарушение вакуумной изоляции происходит при полях порядка 10^6 В/см и даже ниже. Причина состоит в существовании локальных мест на поверхности электродов, в которых электрическое поле в промежутке усиливается в β раз, либо имеет место высокая эмиссионная активность при относительно низких полях. Поверхность электродов в местах, потенциально способных стать центрами эмиссии, обладает геометрической микронеоднородностью (острия, металлические частицы, кратеры, трещины) и электрофизической микронеоднородностью (контакт типа металл-диэлектрик, металл-полупроводник, диэлектрические пленки), связанной с наличием инородных включений. Различные типы эмиссионных центров, приводящих к пробоям вакуумных промежутков, приведены на рис. 7.1.

В случае кондиционированных множественными пробоями промежутков наиболее вероятным кандидатом на эмиссионный центр является микроэмиттер. В результате пробоя и горения вакуумной дуги происходит плавление поверхности электродов, что способствует очистке поверхностных слоев от легкоплавких примесей. С другой стороны, в каждом импульсе плавление осуществляется в локальном месте, при-

чем в присутствии плазмы с градиентом концентрации и, соответственно, давления. Это приводит к выплескам металла, которые успевают застыть до того, как они опадут вследствие действия сил поверхностного натяжения. Фотография застывшего автографа места пробоя приведена на рис. 7.2. Поверхность металла в данном месте содержит большое количество микровыступов.

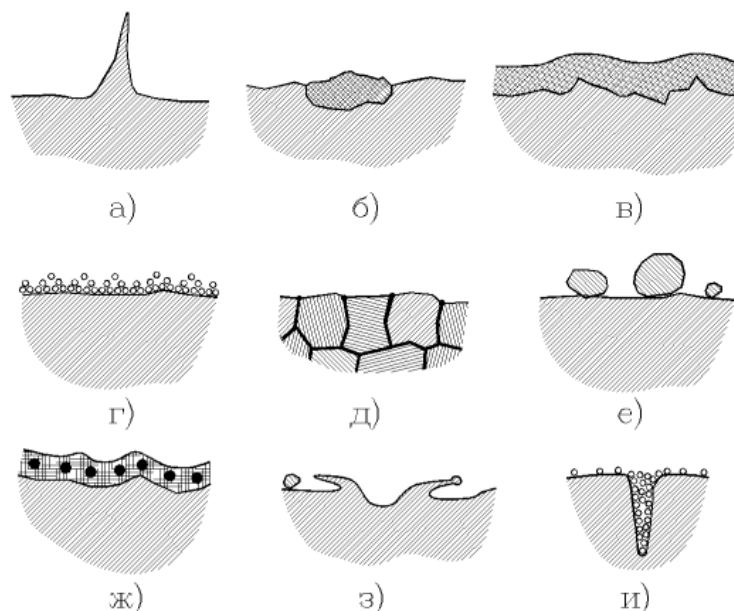


Рис. 7.1. Различные типы эмиссионных центров, приводящих к пробоям вакуумных промежутков: (а) – микровыступы; (б) – диэлектрические включения; (в) – оксидные и другие неорганические диэлектрические пленки; (г) – слои адсорбированного газа; (д) – выход на поверхность межзеренных границ; (е) – микрочастицы; (ж) – продукты разложения паров масла; (з) – края кратеров, образовавшихся в результате пробоев; (и) – поры и трещины

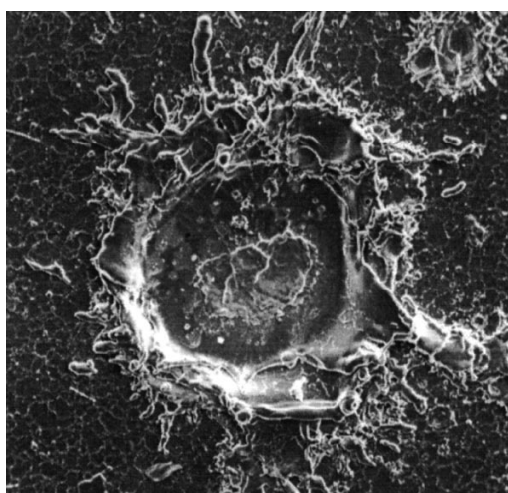


Рис. 7.2. Эрозионный кратер, образовавшийся в результате горения импульсной вакуумной дуги

Если на поверхности катода есть микроострия, то ток эмиссии $i = j_e S_3$, где $S_3 = \pi r_3^2$ – площадь эмитирующей области. Напряженность поля на вершине эмиттера $E_3 = \beta E_{cp}$, где среднее значение напряженности электрического поля в промежутке $E_{cp} = U/d$, а β – коэффициент усиления среднего поля на вершине острия. Для описания предпробойных токов также используется размерный форм-фактор $g = \beta/d$. Выражение для тока автоэмиссии будет иметь вид

$$i = A S_3 \frac{g^2 U^2}{\varphi} e^{-\frac{B \varphi^{3/2}}{K U}}; \quad (7.1)$$

или после логарифмирования

$$\ln \frac{i}{U^2} = \ln \left(A S_3 \frac{g^2}{e \varphi} \right) - \frac{B \varphi^{3/2}}{g U}, \quad (7.2)$$

где A и B – константы в уравнении Фаулера-Нордгейма.

При условии чистой поверхности электродов в сверхвысоком вакууме график зависимости $\ln \frac{i}{U^2}$ от $\frac{1}{U}$ представляет собой прямую линию. Наклон линии по Фаулеру–Нордгейму:

$$H_{F-N} = \frac{\partial (\ln(i/U^2))}{\partial (1/U)} = -2,84 \times 10^7 \frac{d \varphi^{3/2}}{\beta}, \quad (7.3)$$

где d – длина вакуумного промежутка. Отсюда, зная d , φ (материал) и имея чистые электроды, можно найти β (экспериментально в таких условиях $\beta = 20 \div 100$):

$$\beta = -2,84 \times 10^7 \frac{d \varphi^{3/2}}{H_{F-N}}. \quad (7.4)$$

В этом случае можно говорить о том, что эмиссионная активность поверхности катода обусловлена автоэмиссией.

Многочисленные эксперименты доказали локальный характер эмиссии. Также было проведено множество экспериментов на поверхности не очень чистого катода, имеющего инородные включения (диэлектрические или полупроводниковые), но не имеющего микроострий, которые тоже дают прямые линии ВАХ в координатах Фаулера–Нордгейма, но $\beta = 100 \div 1000$.

Для описания результатов этих экспериментов Латамом была предложена следующая модель. Электроны туннелируют из металла в ди-

электрик, находящийся в сильном электрическом поле, и становятся «горячими», затем ускоряются и, сталкиваясь с электронами диэлектрика, передают им энергию, снова ускоряются и т.д. (см. рис. 5.24). Таким образом, происходит термолизация электронов в диэлектрике. Электроны в диэлектрике приобретают тепловую энергию $\frac{3}{2}kT = e\Delta U$, где

$\Delta U = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\Delta d}{d} U$; ε – диэлектрическая проницаемость; Δd и d – толщина диэлектрической пленки на поверхности металла и длина промежутка соответственно; U – напряжение на промежутке. За счет столкновений направленная энергия электронов переходит в тепловую энергию, и

$$T_e = \frac{2e \Delta d U}{3 k \varepsilon d} = \frac{2e \Delta d}{3 k \varepsilon} E. \quad (7.5)$$

Видно, что температура электронов растет линейно с напряженностью поля. Поскольку электроны термолизуются, их распределение становится Максвелловским, и для них применима формула Ричардсона–Дэшмана:

$$j_{e_{p-d}} = A_0 T_e^2 e^{-\frac{\chi}{kT_e}}, \quad (7.6)$$

где χ – электронное сродство, поскольку распределение термолизированных электронов по энергиям начинается от дна зоны проводимости. Подставив (7.5) в (7.6), получим выражение для плотности тока эмиссии диэлектрического включения на поверхности катода

$$j_e = A_0 \left[\frac{2e\Delta d}{3k\varepsilon d} \right]^2 U^2 e^{-\frac{3\varepsilon d \chi}{2\Delta d U}} = A_0 \left[\frac{2e\Delta d}{3k\varepsilon} \right]^2 E^2 e^{-\frac{3\varepsilon \chi}{2\Delta d E}}. \quad (7.7)$$

Выражение (7.7) в координатах Фаулера–Нордгейма также дает прямую линию. Сравнивая (7.7) и (7.1), можно полагать, что экспоненциальные множители при переменной U^{-1} равны. Тогда

$$\beta = \frac{1,89 \times 10^7 \varphi^{3/2} \Delta d}{\chi \varepsilon} = 10^2 \div 10^3 \quad (7.8)$$

при значениях толщины диэлектрической пленки в единицы и доли микрометров. Однако при наличии пленки толщиной в сотые доли микрометра β становятся соизмеримыми с теми, что получаются из уравнения Фаулера–Нордгейма для микроэмиттера. В (7.8) работа выхода и электронное сродство даны в эВ, а толщина диэлектрика – в см.

Независимо от природы эмиссионного центра ток эмиссии растет крайне нелинейно с напряжением, и при некотором значении напряжения плотность тока начинает превышать критическую. В качестве критической плотности тока принято считать значение, выше которого мощность источника тепла, выделяемого в результате протекания тока, превосходит мощность, отводимую от зоны эмиссии в результате теплопроводности. При превышении критического значения температура в эмиссионном центре начинает расти, это увеличивает плотность тока и удельное сопротивление материала. Джоулев нагрев растет, и превалирование нагревания над теплоотводом становится все более выраженным. Данный процесс приводит к лавинообразному росту тока, пока не произойдет появление расплава в зоне эмиссии.

Появление расплава на катоде может считаться критерием инициирования пробоя. Пробой происходит при полях $10^5 \div 10^6$ В/см. При этих полях давление электрического поля $E^2/8\pi$ превосходит давление сил поверхностного натяжения $2\gamma/r$ (отношение коэффициента поверхностного натяжения к радиусу кривизны). Это приводит к образованию конического выступа, поскольку $E \sim 1/r$, и давление электрического поля растет быстрее по мере обострения выступа, чем давление сил поверхностного натяжения. Жидкометаллический выступ будет расти и на аноде, если на его поверхности образовался расплав.

Обострение выступа будет происходить при отсутствии эмиссии до сингулярности, а в реальных условиях – до взрыва вершины конуса в случае отрицательной полярности электрода и до начала полевого испарения при напряженности поля $>10^8$ В/см в случае положительной полярности. Таким образом, за один из критериев вакуумного пробоя можно принять условие появления расплава на одном из электродов.

Соотношение катодного и анодного механизмов инициирования пробоя при использовании критерия появления расплава на одном из электродов может быть проиллюстрировано следующим образом. Будем увеличивать межэлектродное расстояние в плоскопараллельном промежутке, сохраняя при этом неизменной напряженность электрического поля, т.е. вместе с межэлектродным расстоянием пропорционально будем увеличивать напряжение на промежутке. Граница условия появления расплава по току вследствие тепловой неустойчивости катода описывается прямой линией $I_K(d)$, параллельной оси абсцисс (рис. 7.3), так как тепловая неустойчивость катода зависит только от напряженности поля в промежутке, которая однозначно определяет ток эмиссии и мощность, выделяемую в эмиссионном центре катода. Пограничный ток для тепловой неустойчивости анода $I_A(d)$ будет падать с ростом длины промежутка, так как мощность, выделяемая на аноде, растет пропорционально не

только току, но и напряжению. В области I пробой происходить не будет. В области II пробой будет происходить по катодному механизму, в III – по анодному, а в IV – по тому механизму, который сработает быстрее.

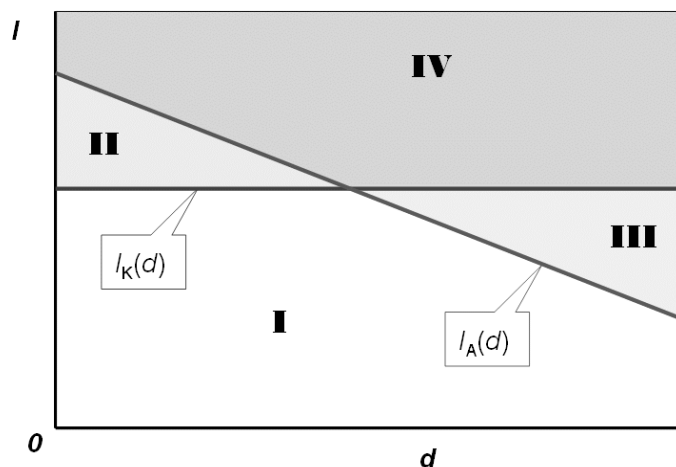


Рис. 7.3. Схематическая зависимость критического тока развития катодной и анодной неустойчивостей от длины вакуумного промежутка

Появление расплава на одном из электродов как критерий пробоя не может рассматриваться в качестве практически значимого критерия, поскольку регистрация расплава в микрообъеме эмиссионного центра практически невозможна. На практике пробой может быть однозначно идентифицирован по величине тока в промежутке. По сути, пробой – это нарушение изоляции. При пробое протекает ток, который на многие порядки величины превосходит ток эмиссии из конденсированного вещества. Ток нарастает лавинообразно за счет разогрева эмиттера, его взрыва и образования плазмы. Поэтому в качестве применимого на практике критерия пробоя вакуумного промежутка можно принимать экспоненциальный рост тока. Однако этот критерий не всегда надежен, поскольку нарушение изоляции может происходить не только в вакуумном промежутке, но и по поверхности диэлектрика.

Принципиальное значение для определения критерия пробоя имеют результаты регистрации свечения среды между катодом и анодом вакуумного промежутка. Свечение в промежутке регистрировалось с использованием фотоэлектронного умножителя через узко коллимированные щели. Результаты измерений приведены на рис. 7.4.

Оказалось, что **свечение среды в промежутке начинается всегда на катоде**, независимо от того, при импульсном или статическом напряжении происходит пробой. С некоторым запаздыванием появляется свет из области пространства, примыкающей к аноду. И лишь потом появляется свет во всем промежутке. Единственной средой, способной

светиться в межэлектродном промежутке в условиях вакуумного пробоя, является плазма. Таким образом, свечение плазмы на катоде можно рассматривать как критерий начала пробоя.

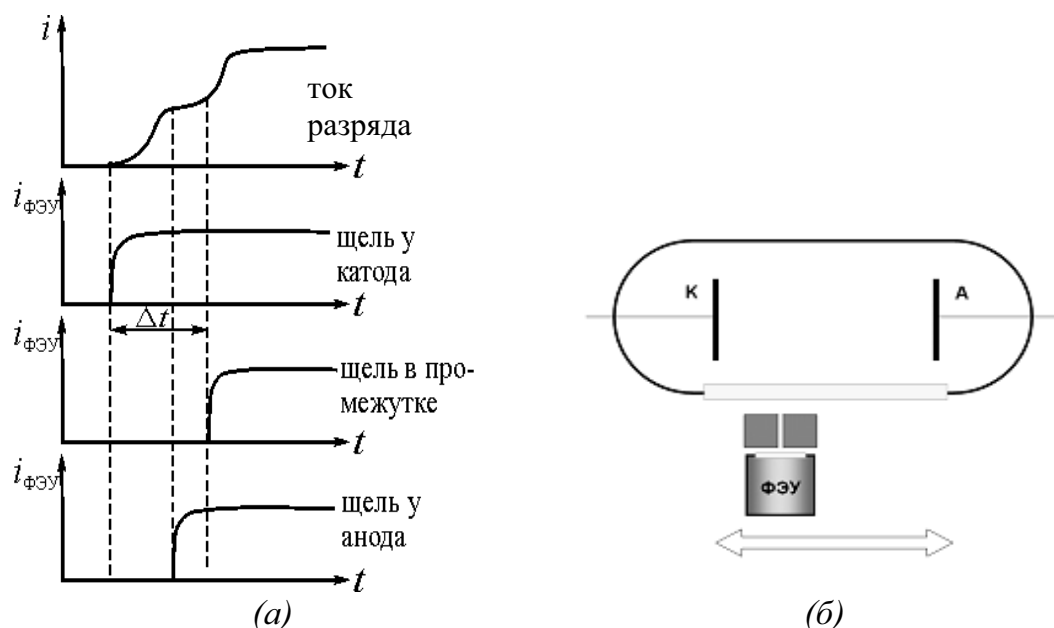


Рис. 7.4. Осциллограммы тока разряда и свечения плазмы в промежутке (а) при различных положениях ФЭУ относительно электродов (б)

На практике принимают во внимание все упомянутые выше критерии начала пробоя, однако наиболее достоверным является одновременное использование двух критериев, второго и третьего, а именно: экспоненциального роста тока и свечения плазмы на катоде (и впоследствии на аноде и во всем промежутке).

Поскольку плазма появляется в первую очередь на катоде, то для понимания механизма вакуумного пробоя прежде всего требуется рассмотреть катодные процессы, ведущие к плазмообразованию. Наиболее доступным для изучения является взрыв микроэммиттера, поскольку этот процесс можно легко воспроизвести в модельном эксперименте путем инициирования пробоя в диоде с игольчатым автоэмиссионным катодом.

Для описания взрыва автоэммиттера решается уравнение теплопроводности (7.9), в котором единственным источником тепла можно положить джоулев нагрев (основанием для этого является тот факт, что данный источник является наиболее мощным):

$$\rho_M c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda \nabla T) + j^2 \rho_C, \quad (7.9)$$

где ρ_M , c , λ , ρ_C – плотность, удельная теплоемкость, удельная теплопроводность и удельное электрическое сопротивление соответственно. Эти пара-

метры в общем случае зависят от температуры, но в качестве нулевого приближения их можно положить константами все, кроме удельного сопротивления, которое с некоторым приближением можно записать в виде

$$\rho_c = \kappa T. \quad (7.10)$$

Уравнение (7.9) решается достаточно просто для случая стационарного нагрева. Решение представляет интерес для оценки плотности тока эмиттера, в частности, микровыступа на поверхности катода. Для стационарного случая ($\partial T / \partial t = 0$) и цилиндрического микровыступа, эмитирующего только с открытого торца,

$$T(x) = T_0 \frac{\cos bx}{\cos bh}, \quad (7.11)$$

где T_0 – температура у основания выступа; x – расстояние, измеренное от вершины выступа; $b = (j^2 \kappa / \lambda)^{1/2}$; h – высота выступа. Из (7.11) следует, что температура вершины выступа устремляется в бесконечность, т.е. происходит взрыв эмиттера, при $bh = \pi / 2$. Это условие дает выражение для предельной плотности тока

$$j = \frac{\pi}{2h} \sqrt{\frac{\lambda}{\kappa}}. \quad (7.12)$$

Подставив в (7.12) реальные значения физических величин, получим оценку для j , которая оказывается равной 10^8 А/см² для коротких микроэмиттеров, эффективно охлаждаемых за счет ухода тепла в массивную подложку. При коротких длительностях импульса плотность тока может превышать стационарную. Это происходит всегда, если длительность импульса τ удовлетворяет условию

$$\tau < \frac{h^2 \rho_M c}{\lambda}. \quad (7.13)$$

Справа в выражении (7.13) – время установления стационарного распределения температуры, t_{lim} . Если $\tau \ll t_{lim}$, то решение уравнения (7.9) при условии постоянства тока во времени представляет собой экспоненту

$$T(t) = T_0 \exp\left(\frac{j^2 \kappa t}{\rho_M c}\right). \quad (7.14)$$

Если условно принять, что взрыв эмиттера происходит по достижении критической температуры T_k , то выполняется условие для времени запаздывания пробоя t_d :

$$j^2 t_d = \frac{c_M c}{\kappa} \ln \frac{T_k}{T_0}. \quad (7.15)$$

Соотношение (7.15) справедливо для любого проводника, по которому протекает ток, в том числе для автоэммитера. Согласно (7.15) любой ток приведет к взрыву, но нужно помнить, что это выражение получено для условия отсутствия теплоотвода. Охлаждающими факторами являются: теплопроводность к основанию эмиттера, эмиссионное охлаждение (эффект Ноттингамма и калориметрический эффект термоэмиссии), радиационное охлаждение и сублимация. Однако при сильном превышении плотности тока над стационарным решением (7.12) уравнение (7.15) адекватно описывает эксперимент с точностью до соотношения $j^2 t_d = \text{const}$. Неопределенность в численном значении константы связана с неточностью определения плотности тока. Как правило, плотность тока оценивают из результатов обработки характеристик Фаулера–Нордгейма и модельных соображений для геометрии типичного микроэммитера. Кроме того, необходимо учитывать, что плотность тока в теле эмиттера может быть больше эмиссионной плотности тока с его поверхности.

Из уравнения (7.15) следует еще один важный вывод, который был подтвержден экспериментами. Поскольку $t_d \sim j^{-2}$, а $j \sim E^{3/2}$, то $t_d \sim E^{-3}$. Обратная кубическая зависимость для времени запаздывания от напряженности электрического поля экспериментально наблюдается для наносекундного диапазона времен запаздывания (рис. 7.5).

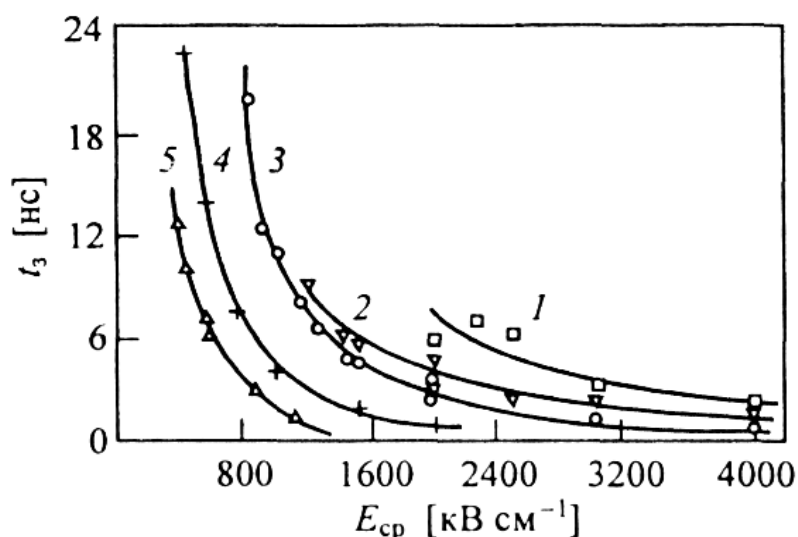


Рис. 7.5. Зависимость времени запаздывания от среднего значения напряженности электрического поля для электродов из молибдена (1), меди (2), алюминия (3), свинца (4) и графита (5)

7.2. Зависимость пробивных электрических полей от площади электродов и межэлектродного расстояния. Эффект полного напряжения. Плазмообразование в вакуумном промежутке. Взрывная электронная эмиссия

Модельные представления о пробое как результате взрыва микроэмиттера адекватно описывают эксперимент для частного случая чистых электродов, подвергнутых длительному кондиционированию пробоями. В результате кондиционирования пробоями формируется микрорельеф, свободный от диэлектрических включений (на них пробой инициируется в первую очередь из-за более высокой эмиссионной активности, что приводит к их испарению) и изобилующий микровыступами. Но на практике не всегда возможна такая обработка. Кроме того, наибольший интерес представляет случай первого пробоя, так как большинство пользователей вакуумной изоляции предпочитают, чтобы пробоев вообще не случилось. Такие исследования проводились, но однозначной модели, описывающей пробой в промежутке со «свежими» электродами, до настоящего момента не существует из-за многофакторности явления. Поэтому прежде всего следует рассмотреть феноменологические факты, определяющие электрическую прочность вакуумной изоляции в общем случае.

Влияние геометрии электродов промежутка

В местах, где радиусы кривизны поверхности электродов соизмеримы или меньше длины промежутка, происходит усиление электрического поля. В этих местах пробой происходит в первую очередь, что сокращает эффективную площадь промежутка (эффективной площадью принято считать площадь промежутка, где напряженность электрического поля не ниже 90 % от максимального значения напряженности поля в промежутке). Большинство используемых на практике изолирующих промежутков образовано параллельными электродами. Для исключения усиления поля на краях используют профиль Роговского. В общем виде профиль края электрода задается параметрической кривой (p – параметр) следующего вида:

$$\begin{cases} x \propto p \\ y \propto 1 + e^p \end{cases} \quad (7.16)$$

Форма электродов с профилем Роговского представлена на рис. 7.6.

Для цилиндрических электродов альтернативой профилю Роговского является профиль Чанга:

$$y = \frac{G}{2} \left(1 + \frac{\cosh\left(\frac{p x}{G}\right)}{\cosh\left(\frac{p R}{G}\right)} \right), \quad (7.17)$$

где R – радиус электрода; G – длина межэлектродного промежутка.

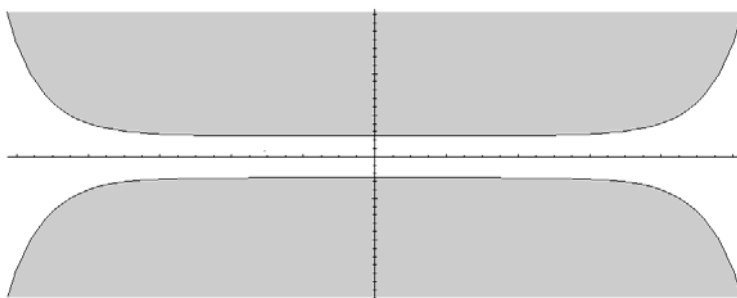


Рис. 7.6. Профиль вакуумного промежутка, исключающего усиление электрического поля на краях

Влияние материала электродов

В целом тугоплавкие металлы более перспективны в качестве материала электродов, чем легкоплавкие, как при постоянном, так и при импульсном (см. рис. 7.5) напряжении. Это связано с тем, что тепловая неустойчивость эмиссионного центра на поверхности катода в случае тугоплавких металлов развивается при более высоких значениях тока. Второе требование перспективности материала электрода – большие значения работы выхода. Для практического использования наилучшие изоляционные свойства вакуумных промежутков обеспечивают электроды из никеля и железоникелевых сплавов, в частности из нержавеющей стали.

Влияние морфологии поверхности

Шероховатость поверхности существенно ухудшает электроизоляционные свойства вакуумных промежутков. То же относится и к диэлектрическим включениям. Поэтому для подготовки поверхности ее следует полировать, не внося при этом в поверхностный слой загрязнений. Данные требования довольно трудно совместить при механической полировке, так как при этом в поверхность внедряются частицы абразива. При электрохимической полировке также происходит загрязнение поверхности. На неоднородностях поверхности при электрохимической обработке происходит образование пор, которые заполняются электролитом. Наиболее успешным методом предварительной подготовки поверхности электродов является полировка электронным пучком в вакууме в режиме плавления тонкого поверхностного слоя. При этом поверхность не только сглаживается, но и эффективно очищается от инородных включений.

Влияние площади электродов

Вопрос о вероятности появления эмиссионного центра в зависимости от его активности специально не исследовался в силу многофакторности морфологии поверхности, но можно утверждать, что чем выше активность

эмиссионного центра, тем ниже вероятность его появления. При увеличении площади катода общее число эмиссионных центров растет, и, следовательно, растет вероятность появления более активного центра. Но для инициирования пробоя не имеет значение, насколько велико число активных центров на поверхности, достаточно одного центра. Следовательно, электрическая прочность с ростом площади неизбежно падает. Эмпирическая зависимость напряженности поля пробоя $E_{\text{пр}}$ от площади S имеет вид

$$E_{\text{пр}} = E_0 S^{-a}, \quad (7.18)$$

где показатель a – экспериментально измеряемый параметр. Значение a в разных экспериментах получается несколько разное. В качестве типичного значения можно принять $a = 0,2$.

Влияние общего напряжения (длины промежутка)

Если бы пробой определялся только катодом, выполнялась бы зависимость $E_{\text{пр}}(d) = \text{const}$. В действительности же $E_{\text{пр}}(d) = \text{const } d^{-1/2}$. Эта зависимость получила название эффекта полного напряжения. Почему не эффект длины промежутка? Во-первых, механизм проявления этого эффекта основан именно на полном напряжении, повышающем энергоемкость элементарных процессов в промежутке. Во-вторых, исторически эффект описывался как зависимость $U_{\text{пр}}(d) = \text{const } d^{1/2}$. Наиболее убедительным объяснением эффекта является модель, впервые высказанная Кренбергом, описывающая инициирование пробоя ударом частицы, оторвавшейся от электрода, ускорившейся в промежутке и приведшей к образованию плазмы на противоположном электроде в результате удара о поверхность. Для реализации данного сценария должно выполняться условие для отрыва частицы. Для частиц микронного размера и полях $10^5 \div 10^6$ В/см это условие связано с появлением поверхностной плотности заряда для проводящих частиц и поляризации для диэлектрических. Частица должна успеть пересечь промежуток за время существования импульса напряжения, что накладывает ограничение на минимальную длительность импульса, составляющую единицы микросекунд для микронных частиц. Но главное условие – частица должна обладать определенной энергией, достаточной для испарения минимального количества материала для последующего развития разряда. С этой целью постулируется условие существования наименьшей плотности энергии на поверхности при столкновении частицы с катодом. Энергия частицы

$$W_k = \frac{1}{2} m v^2 = QU. \quad (7.19)$$

С учетом того, что s – площадь сечения частицы, поверхностная плотность энергии при ударе частицы

$$\frac{W_k}{s} = \frac{QU}{s}, \quad (7.20)$$

где Q/s – поверхностная плотность заряда частицы. Q/s пропорционально E – локальной напряженности поля, которая вычисляется как U/d . С учетом того что W_k – постулированная константа, окончательно получаем

$$W_k \propto E_{\text{пр}} U_{\text{пр}} \Rightarrow E_{\text{пр}} U_{\text{пр}} = \text{const} \Rightarrow E_{\text{пр}} = (\text{в const})^{1/2} d^{-1/2}. \quad (7.21)$$

Ранее полагалось, что эффект полного напряжения в полной мере объясняется ударом частицы. Однако недавно было обнаружено, что эффект полного напряжения проявляется и при 100-нс длительности импульса, при которой только наноразмерные частицы могут успеть пересечь промежуток за время существования импульса напряжения. Такие частицы, ускоряясь в промежутке, не приобретают энергии, достаточной для образования количества плазмы, необходимого для самоподдержания разряда. Это говорит о том, что инициирование пробоя ударом частицы – не единственный механизм, ответственный за эффект полного напряжения. Эта проблема находится в настоящее время в стадии исследования.

Главная причина, накладывающая ограничение на минимальную энергию частицы, состоит в существовании минимального тока, при котором вакуумный разряд является самостоятельным. Этот ток зависит от материала катода и для большинства материалов лежит в пределах $1 \div 2$ А. Для обеспечения такого тока, превышающего пороговый ток, эмиссионная поверхность должна иметь размеры, нижний предел которых определяется ограничением тока пространственным зарядом эмитированных электронов. Рассмотрим типичную геометрию для начального этапа развития пробоя: плоский промежуток, в котором на поверхности катода имеется полусферическое облачко плазмы с практически неограниченной эмиссионной способностью радиусом R (рис. 7.7). При этом $R \ll d$.

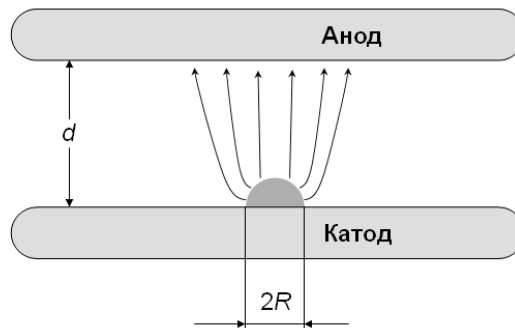


Рис. 7.7. Схематическое представление вакуумного промежутка в начальный момент иницирования пробоя

Ток, отбираемый от плазменного эмиттера, определяется выражением

$$i = 3\sqrt{e/m} (RU/d)^{3/2}, \quad (7.22)$$

где параметр $\eta \approx 0,47$. Выражение (7.22) отличается от (2.33) тем, что ток оказывается зависящим не от напряжения, а от напряженности поля в промежутке. Зависимость $i(R)$ для напряженности поля в промежутке 125 кВ/см приведена на рис. 7.8. Видно, что для обеспечения силы тока не менее 1 А (пороговый ток дугового вакуумного разряда) радиус плазменного эмиттера должен быть не менее 100 микрометров. Именно поэтому для инициирования пробоя нужно обеспечить некоторый минимальный энергозатрат в некоторое локальное место на поверхности катода, способный испарить и ионизовать достаточное количество вещества.

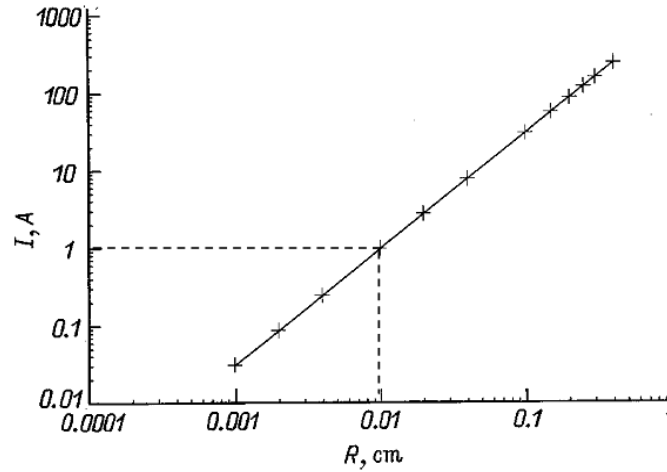


Рис. 7.8. Зависимость тока в плоском промежутке от радиуса эмиттера при $E = U/d = 1,25 \cdot 10^5$ В/см

После того как условие $R \ll d$ перестанет выполняться по мере распространения плазмы, зависимость тока от напряжения для плоского диода становится близкой к (2.33), но не эквивалентной ей.

После инициирования пробоя образовавшаяся плазма будет разлетаться в пространство. Согласно экспериментальным данным разлет плазмы можно полагать равномерным и радиально симметричным относительно точки инициирования. В этом случае радиус эмиттера $R = \mathbf{v} t$, а $d = d_0 - \mathbf{v} t$, где \mathbf{v} – скорость движения эмиссионной границы. Данное значение радиуса можно подставить в формулу (7.22) или (2.33), в зависимости от соотношения радиуса эмиттера и межэлектродного расстояния, и получить выражение для вычисления вольт-амперной характеристики. Поскольку условие $R \ll d$ выполняется только в начальной стадии разряда, можно ограничиться подстановкой R в выражение (2.33). При этом ожидать хорошего согласия с экспериментом не приходится, поскольку

в случае развития пробоя вакуумный диод имеет далеко не плоскую геометрию (полусферический катод и плоский анод). Эту геометрию нельзя описать также и цилиндрическим или сферическим диодом. Достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными было достигнуто при замене реального диода эквивалентным по емкости плоским. При замене полагалось, что емкость катода в виде шара равна емкости плоского конденсатора, т.е. (СГС) $4\pi R = S/d$. Тогда $S(t) = 4\pi \mathbf{v} t(d_0 - \mathbf{v} t)$. После подстановки d и S в (2.33) получаем

$$i(t) = 29,26 \times 10^{-6} U^{3/2} \frac{\mathbf{v} t}{d_0 - \mathbf{v} t}. \quad (7.23)$$

В этом выражении неизвестным параметром является скорость движения плазменной эмиссионной границы. Поэтому эту скорость определяют экспериментально и затем сравнивают с теоретическими моделями. Один из способов измерения состоит в подгонке выражения (7.23) методом наименьших квадратов к реальным осциллограммам тока и напряжения в промежутке при пробое. Измеренные таким методом скорости имеют значения $(1 \div 3) \cdot 10^6$ см/с для различных материалов катодов и условий экспериментов. Эти значения совпадают с результатами времяпролетных измерений задержки ионного тока от момента начала горения разряда.

Скорость разлета плазмы довольно велика. Она примерно в несколько раз превосходит ионную скорость звука разрядной плазмы. В этой связи вопрос о механизме ускорения ионов при развитии пробоя вакуумного промежутка имеет принципиальное значение. Качественно разлет плазмы можно интерпретировать как разлет газа при исчезновении стенок, его ограничивающих (адиабатическое расширение). При этом скорость фронта и скорость распространения максимума концентрации будут равны

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_f &= \sqrt{4\gamma(\varepsilon_{in} - \varepsilon_{vapor}) / (\gamma - 1)}; \\ \mathbf{v}_m &= \sqrt{2(\varepsilon_{in} - \varepsilon_{vapor})}, \end{aligned} \quad (7.24)$$

где γ – показатель адиабаты газа; ε_{in} – удельная вводимая энергия (Дж/кг); ε_{vapor} – энергия сублимации. Если ввести в твердое тело, например две энергии сублимации, то максимальная скорость фронта должна быть в пределах $(0,5 \div 0,8) \cdot 10^6$ см/с, что в несколько раз ниже наблюдаемых при пробое скоростей разлета плазмы. Из этого следует, что в вещество вводится энергия, значительно превышающая энергию сублимации вещества, образовавшего плазму. Требуемая для объяснения реальных скоростей энергия не может быть введена в твердое тело, так как конденсированное вещество разрушается уже при введении энергии, равной энергии сублимации. Следовательно, энерговклад

осуществляется в испарившееся вещество, в данном случае в плазму. Плазма квазинейтральна, так как она электрически связана с внешней цепью, поэтому всё падение напряжения на плазме сосредоточено в прикатодном слое. Именно в прикатодном слое электроны, эмитированные разогретым конденсированным веществом под плазмой, набирают энергию eU_c (U_c – катодное падение потенциала). Ускоренные электроны обеспечивают энерговклад в плазму, который можно оценить как $\varepsilon_{in} = \frac{i_e U_c \Delta t}{\Delta M}$, где i_e – ток эмиссии; Δt –

время, за которое произошел ввод энергии. Для описания эрозии катода вводится параметр удельной ионной эрозии $\gamma_i = \Delta M / \Delta Q$ [кг/Кл]. Тогда выражение для энерговклада принимает вид

$$\varepsilon_{in} = \frac{U_c}{\gamma_i}. \quad (7.25)$$

Аналитическое выражение для величины U_c к настоящему времени однозначно не определено. Кроме того, нет единой точки зрения относительно механизма установления определенного падения потенциала в катодном слое. Известно только, что U_c не зависит от тока и составляет несколько потенциалов ионизации. Столь большое падение относительно потенциала ионизации связано с тем, что сечение ионизации для металлов имеет максимум при энергиях $20 \div 40$ эВ. Обычно $U_c = 15 \div 20$ В.

Остановимся подробнее на удельной ионной эрозии. При простейшем анализе допустимо использование геометрии, изображенной на рисунке 7.9.

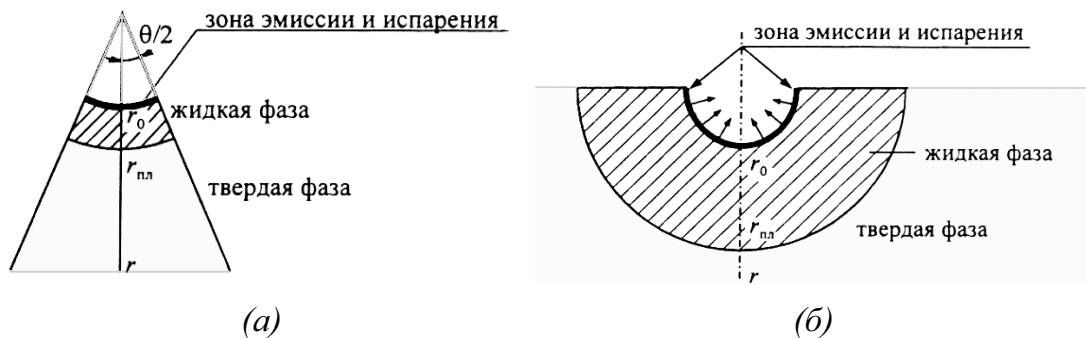


Рис. 7.9. Модельное одномерное представление эмиссионного центра, взорвавшегося на вершине острия (а) и на плоскости (б)

Обе геометрии могут быть использованы в решении одномерной задачи с использованием сферической системы координат. В сферической системе координат уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\rho_M c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{2\partial T}{r\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) + \frac{i^2(t) \kappa T}{\Omega^2 r^4}, \quad (7.26)$$

где $\Omega = 4\pi \sin^2(\theta/4)$ – телесный угол, вырезаемый плоским углом θ . Как и ранее, полагаем, что тепло отводится не успеваает, т.е. имеет место экспоненциальный рост температуры, характерный для взрывного процесса. В случае пренебрежения первым членом в правой части уравнения (7.26) решение имеет вид

$$T(t) = T_0 \exp\left(\int_0^t i^2(t) dt \left(\Omega^2 \frac{c_M c}{\kappa} r^4\right)^{-1}\right). \quad (7.27)$$

Если задаться условием, что температура достигает T_k , то в этом случае вещество будет уноситься, и удаление границы r_k от вершины с течением времени будет описываться выражением

$$r_k(t) = \left(\int_0^t i^2(t) dt \left(\Omega^2 \frac{c_M c}{\kappa} \ln\left(\frac{T_k}{T_0}\right)\right)^{-1}\right)^{1/4}. \quad (7.28)$$

Промежуток времени, в течение которого можно пренебрегать отводом тепла, ограничен условием

$$r_k \leq r_{\text{л}} = 2\sqrt{\frac{\text{Л}t}{c_M c}} = 2\sqrt{at}. \quad (7.29)$$

Это условие нарушается со временем из-за уменьшения скорости перемещения фазовой границы испарения. Последнее является следствием того, что плотность тока падает как r_k^{-2} . Обозначим радиус, на котором r_k догонит r_λ через r_e , а ток будем полагать не зависящим от времени. Тогда из (7.29) и (7.28) находим момент времени t_e , при котором r_k догонит r_λ , и r_e :

$$t_e = i^2 \left(256 p^2 a^2 \bar{h} \sin^4 \frac{\Omega}{4}\right)^{-1}; \quad (7.30)$$

$$r_e = i \left(8 p \sqrt{a \bar{h}} \sin^2 \frac{\Omega}{4}\right)^{-1}, \quad (7.31)$$

где $\bar{h} = \frac{c_M c}{\kappa} \ln \frac{T_k}{T_0}$. Численное значение t_e составляет $5 \div 10$ нс для тока $5 \div 10$ А, а r_e – единицы микрон. Это значение r_e хорошо согласуется с минимальными размерами кратеров, оставляемых после горения вакуумного разряда. Теперь можно вычислить массу металла, уносимую за цикл взрывного разрушения эмиссионного центра m_{ex} :

$$m_{ex} = \frac{\Omega}{3} r_e^3 c_M = c_M i^3 \left(384 p^2 (a\bar{h})^{3/2} \sin^4 \frac{\Pi}{4} \right)^{-1}. \quad (7.32)$$

Окончательно получаем возможность вычислить удельную ионную эрозию:

$$\Gamma_i = \frac{m_{ex}}{i t_e} = \frac{2}{3} c_M \sqrt{a/\bar{h}}. \quad (7.33)$$

Удельная эрозия оказывается зависящей не от тока, а лишь от свойств материала катода. Значения, вычисленные по (7.33), близки к экспериментально измеренным и составляют порядка 10^{-7} кг/Кл. Если это значение вместе с $U_c \approx 20$ В подставить в (7.25), а полученное ε_{in} – в (7.24), то получим $\mathbf{v}_m \approx 2 \cdot 10^6$ см/с.

Итак, минимальное время взрывного процесса составляет 5 нс, а скорость разлета плазмы – $2 \cdot 10^6$ см/с. За время взрыва плазма распространится на расстояние порядка 100 мкм. Если электрический взрыв по описанному выше сценарию произошел, то к концу цикла ток эмиссии, отбираемый от плазменного эмиттера, согласно (7.22) будет порядка порогового тока горения дугового разряда. Это дает возможность разряду продолжить функционирование после завершения взрывной стадии.

В результате взрывного разрушения вещества на поверхности катода происходит эмиссия плазмы в промежуток. Это дало основание называть данное явление взрывной катодной эмиссией, а впоследствии – взрывной электронной эмиссией. Элементарный цикл существования взрывоэмиссионного центра был назван эктоном.

Рассмотрим разлет плазмы в промежуток. Будем полагать, что плазма разлетается сферически в телесный угол Ω . Будем считать, что ток за время наблюдения процесса не изменяется. Поступление вещества в плазму происходит с интенсивностью

$$\frac{dM(t)}{dt} = i \Gamma_i. \quad (7.34)$$

Из условия сохранения массы следует, что

$$n_i(r, t) \Omega r^2 dr = \frac{dM(t)}{m_i} = \frac{i \Gamma_i}{m_i} dt. \quad (7.35)$$

Учитывая, что $dr / dt = \mathbf{v}_m$, получаем

$$n_i(r, t) = \frac{i \Gamma_i}{\Omega m_i \mathbf{v}_m r^2}. \quad (7.36)$$

Обратно квадратичная зависимость концентрации плазмы от расстояния подтверждена экспериментально зондовыми и оптическими методами диагностики плазмы.

Рассмотрим дальнейшую динамику процессов после завершения взрывоэмиссионного цикла горения разряда. Эта задача решалась численно, и результаты решения представлены на рис. 7.10. Из рисунка видно, что температура (а) уменьшается в связи с падением плотности тока (б), и при этом растет катодное падение потенциала, что связано с уменьшением концентрации плазмы, при котором для поддержания ионизационных процессов требуется большее ускоряющее напряжение для термоэлектронов.

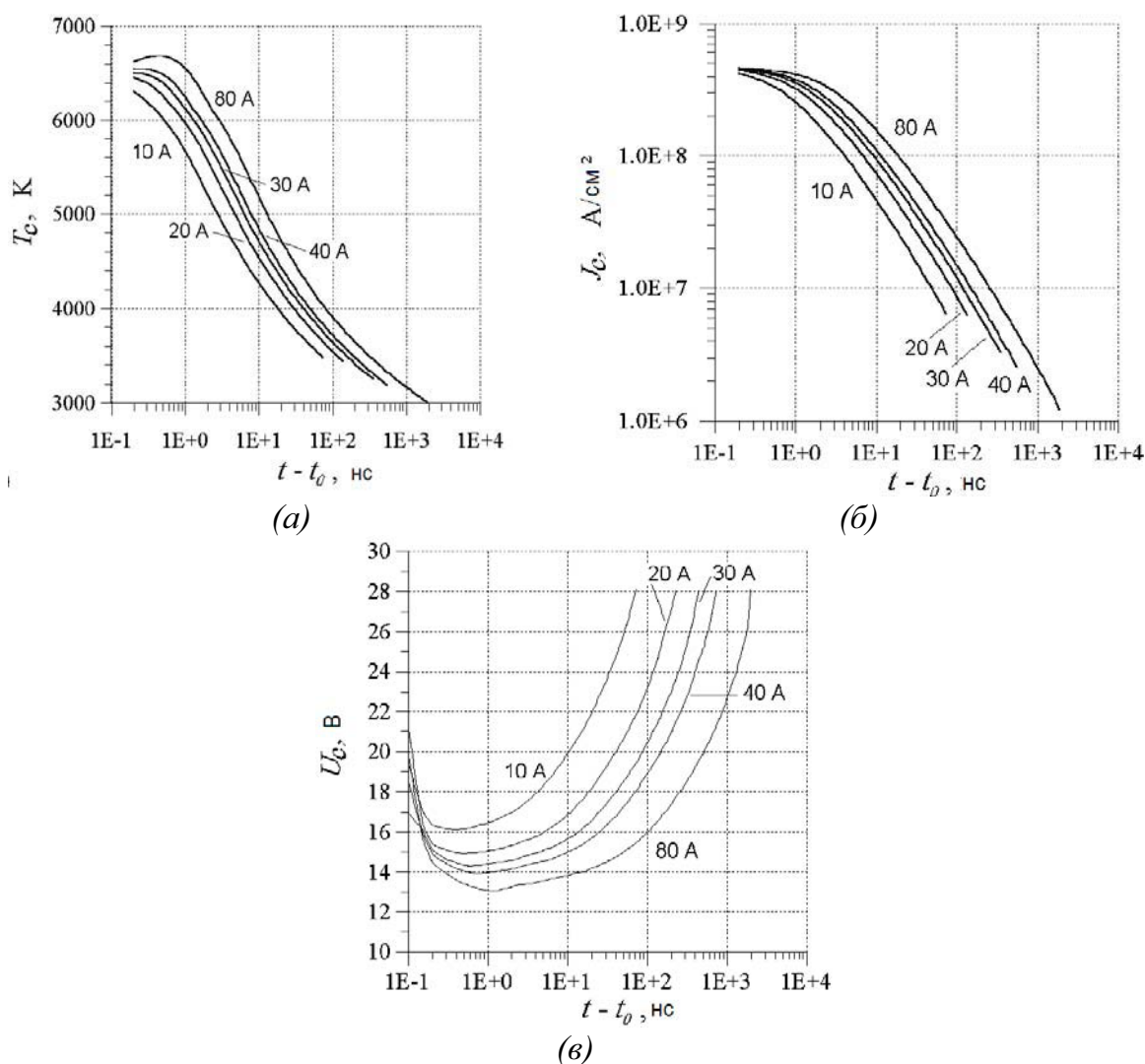


Рис. 7.10. Поведение температуры (а), эмиссионной плотности тока (б) и катодного падения потенциала (в) с течением времени по оси взрывоэмиссионного центра

Эти процессы происходят одновременно с гидродинамическими процессами под плазмой. В результате взрыва возникает плазменное

облако с большими градиентами давления от центра к периферии. Градиенты давления вызывают течение жидкого металла с образованием характерного кратера, на краях которого имеются струи жидкого металла. Эти струи являются эмиссионными центрами для последующих микровзрывов, особенно если микровыступ представляет собой каплю на перетяжке. Эмиссионный ток со всей поверхности капли протекает через перетяжку, и именно там достигается взрывная плотность тока. После повторного взрыва перетяжки цикл повторяется (рис. 7.11).

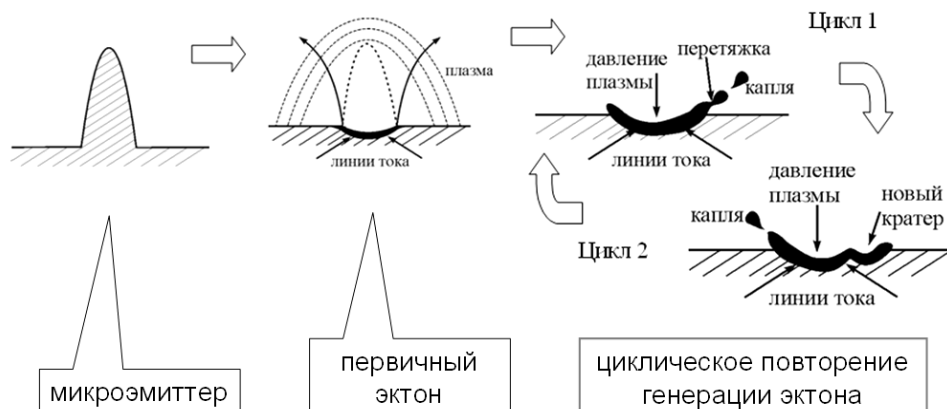


Рис. 7.11. Схематическое представление инициирования первичного взрывоэмиссионного центра (эктона) и его последующего воспроизводства

7.3. Катодное пятно. Эмиссионные процессы в катодном пятне

В результате взрыва микроэмиттера образуется объект, обеспечивающий протекание тока из конденсированного вещества в межэлектродный промежуток за счет генерации плазмы. В свою очередь, сам процесс генерации плазмы осуществляется за счет энерговыделения, обусловленного падением потенциала в катодном слое и протекающим током. Это самоподдерживающийся процесс, локализованный в локальных областях катода, имеющих характерный размер в десятки микрон. Данные области на катоде получили название «катодные пятна» (рис. 7.12).

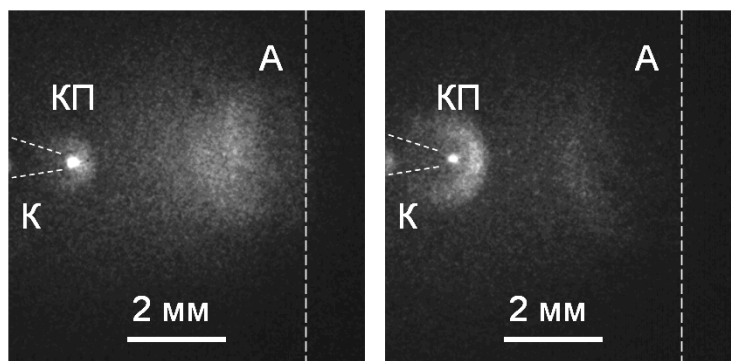


Рис. 7.12. Последовательные электронно-оптические изображения катодного пятна (КП), полученные с интервалом 10 нс

Понятие катодного пятна в физику разрядов ввел Штарк в начале 20-го века. Катодное пятно формируется к концу взрывоэмиссионной стадии разряда. Плотность тока падает с $5 \cdot 10^8$ А/см² до $5 \cdot 10^7$ А/см². Дальнейшее функционирование пятна носит термоэмиссионный характер. Зона расплава, сформировавшаяся во взрывоэмиссионной стадии эволюции пятна, обеспечивает поступление паров металла и термоэмиссию. Термоэлектроны обеспечивают ионизацию испарившихся атомов из-за большой плотности тока. Термоэмиссионная стадия горения пятна может быть как устойчивой (когда теплоотвод недостаточен для поддержания низкой температуры в глубине катода, и тепловое равновесие достигается за счет термоэмиссионного и сублимационного охлаждения поверхности), так и неустойчивой (когда теплоотвод вглубь катода эффективен, и пятно неминуемо гибнет). Во втором случае характерное время остывания катодного пятна τ можно оценить как $\tau = r^2 / a$, где r – радиус зоны расплава; a – температуропроводность материала катода. Для минимального размера кратера катодного пятна $r \approx 2$ мкм характерное время $\tau \approx 100$ нс. Это значение хорошо соотносится с экспериментально наблюдаемым временем цикла горения пятна. В результате погасания пятна в промежутке начинает восстанавливаться высокое электрическое поле за счет распада плазмы. Распадающаяся плазма приобретает положительный потенциал. Это приводит к повторному пробое с генерацией нового эктона (рис. 7.11). Наиболее вероятным местом повторного пробоя является край кратера, где имеются в избытке эмиссионные центры в виде микровыступов. Плазма от предыдущего цикла горения пятна электрически не связана с плазмой нового цикла и может играть роль сетки с плавающим потенциалом, положительным относительно катода, до тех пор, пока не распадется. В результате диод превращается в триод (рис. 7.13). Это приводит к возникновению всплесков тока на осциллограмме горения вакуумного разряда (рис. 7.14).

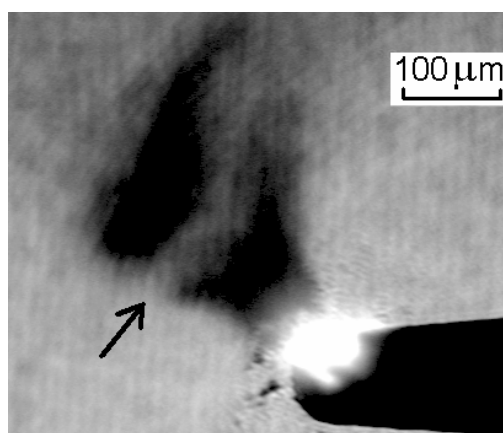


Рис. 7.13. Разрыв между плазмами разных циклов горения пятна (показан стрелкой)

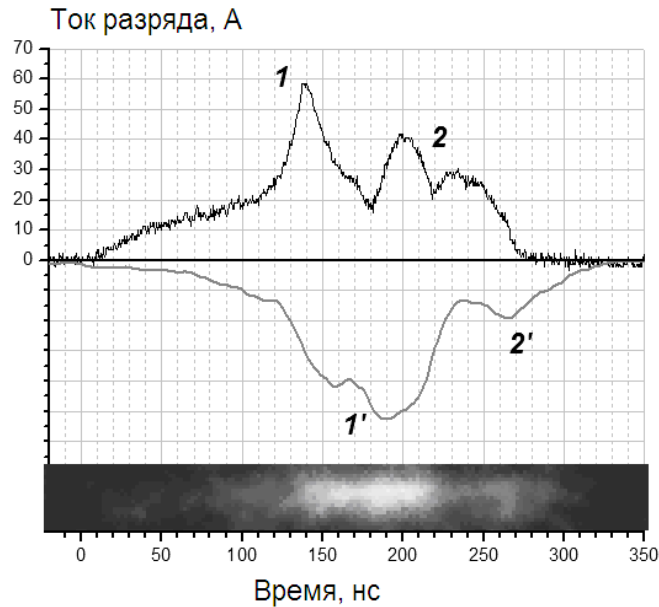


Рис. 7.14. Осциллограмма тока вакуумного (верхний сигнал) и интенсивность свечения катодного пятна (нижний луч и хронограмма)

Катодное пятно присуще всем формам дугового разряда. Катодное пятно, горящее на холодном катоде при малых токах дуги, принято рассматривать как элементарный процесс. При больших токах разряда происходит рождение большого числа катодных пятен, горящих независимо либо являющихся фрагментами большого катодного пятна, но при этом подобие процессов в элементарном пятне сохраняется. Катодное пятно инициируется в результате электрического пробоя вакуумного промежутка либо катодного слоя в плазме газового разряда при возникновении условий, когда газовый разряд не способен обеспечивать ток достаточной силы, требуемый внешней электрической цепью. В случае вакуумной дуги катодное пятно играет особую роль, поскольку оно не только обеспечивает непрерывность тока на границе конденсированного вещества и вакуума, но и является основным поставщиком проводящей среды, плазмы, в разрядный промежуток. В вакууме разряд возможен только при наличии одного или нескольких катодных пятен.

При горении разряда на холодном катоде размеры катодного пятна ограничены высокой теплопроводностью металла. Для обеспечения необходимого тока разряда неземитирующий холодный катод разогревается в локальных участках до высоких температур, приводящих к испарению и ионизации материала катода. Высокая плотность мощности (10^9 Вт/см² и выше), локализованная в размерах области в единицы микрон, приводит к высоким градиентам давления плазмы, формированию кратера катодного пятна (рис. 7.15) и значительной доли капельной фракции в продуктах эрозии катода. Высокая плотность мощности определяется

высокой плотностью тока в области кратера пятна (до 10^8 А/см² и выше) и катодным падением потенциала порядка 20 В. Катодное падение потенциала определяется материалом катода и слабо зависит от тока разряда. Значение катодного падения потенциала определяется балансом потоков энергии в катодном пятне, его эмиссионными характеристиками и зависимостью сечения ионизации атомов от энергии электронов.

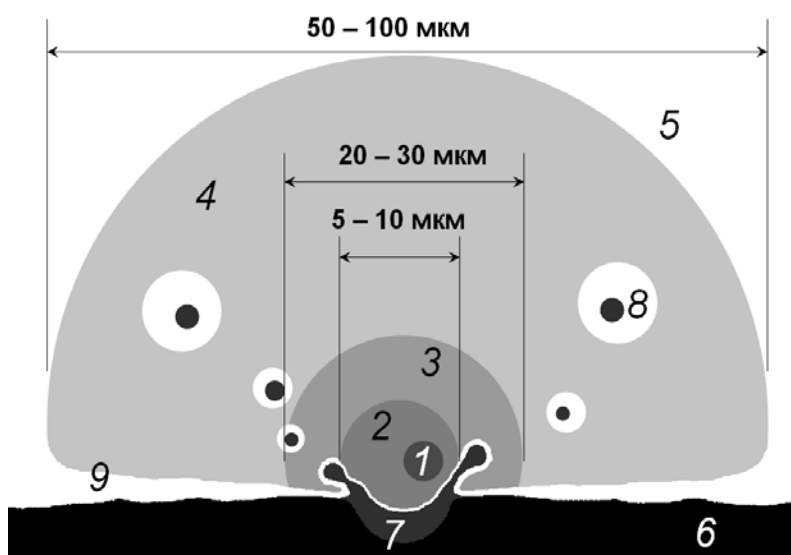


Рис. 7.15. Схематическое представление катодного пятна слаботочной вакуумной дуги. 1 – область(-и) оптически плотной неидеальной плазмы, возникающая(-ие) периодически в КП и излучающая(-ие) преимущественно как абсолютно черное тело, 2 – область неидеальной плазмы, излучающей преимущественно за счет плазменных переходов, 3 – область плазмы, излучающей преимущественно за счет рекомбинационных и ионизационных переходов, 4 – область плазмы, излучающей преимущественно в линиях тяжелой компоненты плазмы, 5 – область бесстолкновительной неравновесной плазмы с замороженными зарядовыми состояниями, практически не излучающей, 6 – холодный катод, 7 – область расплава (кратер КП), 8 – капли расплава, 9 – катодный плазменный слой. Концентрация плазмы изменяется от 10^{19} см⁻³ на границе области 2 до 10^{17} см⁻³ на границе области 4

Существует пороговый ток горения катодного пятна, ниже которого разряд гаснет. Величина порогового тока определяется термодинамическими характеристиками материала катода и лежит в пределах от 0,04 А (Hg) до 6 А (Ni). Тенденция к погасанию является неотъемлемой характеристикой катодного пятна и проявляется в существовании конечного времени его жизни, растущего экспоненциально с ростом тока дуги. Тенденция к погасанию приводит к цикличности катодного пятна даже при стабильном горении дуги постоянного тока. По мере горения катодное

пятно производит значительную эрозию (до 100 мкг/Кл), увеличивая размеры кратера и повышая интенсивность охлаждения зоны расплава. Это приводит к снижению концентрации плазмы и росту катодного падения потенциала. Несмотря на падение плотности тока растущее катодное падение потенциала увеличивает энерговклад в поверхность катода за счет ускорения ионов до больших энергий. В конечном итоге это приводит к инициированию нового взрывоэмиссионного центра (эктона) под плазмой катодного пятна. В зависимости от чистоты электродов, новое катодное пятно может зажечься как на значительном удалении от предыдущего (загрязненная поверхность), так и в непосредственной близости (чистая поверхность), когда диэлектрические включения и оксидные пленки отсутствуют и единственной возможностью для появления нового катодного является бруствер кратера, образованного предыдущим пятном. Циклический характер горения катодного пятна с вероятностным характером его последующего инициирования приводят к его случайному блужданию по поверхности катода. В случае существования магнитного поля, поперечного по отношению к оси разряда, катодное пятно начинает двигаться преимущественно в антиамперовом (соответствующим $-\mathbf{j} \times \mathbf{B}$) направлении (так называемое «обратное движение»). Благодаря обратному движению сильноточная дуга при дроблении не сжимается в один общий канал, а распадается на взаимно убегающие плазменные каналы. Пример разбегающихся катодных пятен дуги током порядка 1 кА представлен на рис. 7.16 (вид сверху, размер кадра 5×5 см).

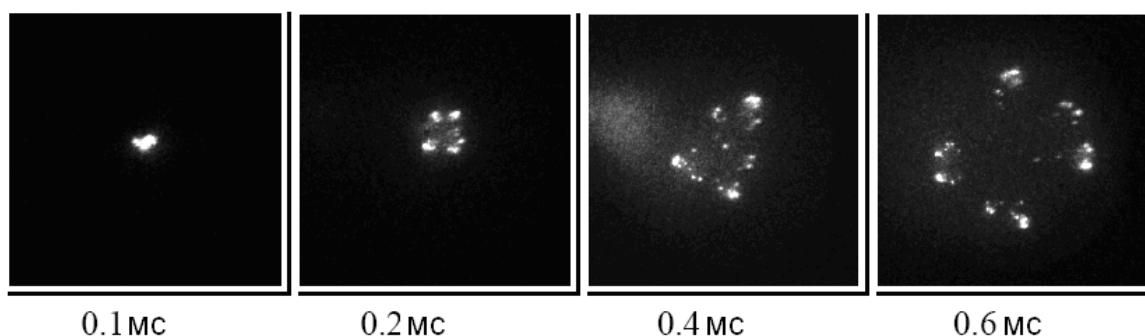


Рис. 7.16. Последовательные фотографии катода сильноточной вакуумной дуги. Время отсчитывается от момента инициирования дуги

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Добрецов А.Н. Эмиссионная электроника / А.Н. Добрецов, М.В. Гомоюнова. – М.: Наука, 1966. – 564 с.
2. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов: справочник / В.С. Фоменко. – Киев: Наукова думка, 1981. – 340 с.
3. Шимони К. Физическая электроника / К. Шимони. – М.: Энергия, 1977. – 607 с.
4. Фридрихов С.А. Физические основы электронной техники / С.А. Фридрихов, С.М. Мовнин. – М.: Высшая школа, 1982. – 608 с.
5. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга / Г.А. Месяц. – М.: Наука, 2000. – 424 с.
6. Латам Р. Вакуумная изоляция установок высокого напряжения / Р. Латам. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 192 с.
7. Эмиссионная сильноточная электроника: справ. / под ред. Г.А. Месяца. – Новосибирск: Наука, 1984. – 112 с.
8. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы / Д.А. Франк-Каменецкий. – Москва: Атомиздат, 1968. – 283 с.
9. Ашкрофт Н. Физика твердого тела / Н. Ашкрофт, Н. Мермин. – М.: Мир, 1979. – Т. 1. – 400 с.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПОДГОТОВКИ

Глава 1.

1. Электрические свойства твердого тела в зависимости от его зонной структуры.
2. Работа выхода металлов и полупроводников трех типов.
3. Различные типы эмиссии с предварительным возбуждением электрона.
4. Два типа туннельной эмиссии.

Глава 2.

5. Вывод формулы Ричардсона–Дешмана методом анализа статистики распределения электронов по энергиям.
6. Взаимодействие электрона с потенциальном барьером при его прохождении над барьером.
7. Метод измерения работы выхода путем анализа прямой Ричардсона.
8. Нормальный и аномальный эффект Шоттки: феноменология и механизмы.
9. Эмиссионные свойства торированного вольфрама. Влияние толщины пленки тория на эмиссионную способность термокатода.
10. Влияние электрического поля на термоэлектронную эмиссию.
11. Зависимость эмиссионной активности пленочного катода от степени покрытия поверхности тугоплавкого металла пленкой. Объяснить причину зависимости.
12. Причина высокой эмиссионной активности торированного вольфрама.
13. Зависимость тока вакуумного диода от напряжения в режиме ограничения тока пространственным зарядом эмитированных электронов.

Глава 3.

14. Основные закономерности фотоэлектронной эмиссии металлов.
15. Механизм передачи энергии первичного электрона эмитированному электрону при эмиссии истинно вторичных электронов и фотоэмиссии.
16. Зависимость максимальной кинетической энергии эмитированного при фотоэмиссии электрона от частоты падающего света и от его интенсивности в широком диапазоне интенсивностей.
17. Механизм селективности спектральных характеристик фотокатодов.

18. Принцип действия электронно-оптического преобразователя.
19. Механизм фото-стимулированной Ожэ-эмиссии электронов.
20. Влияние электрического поля на фотоэлектронную эмиссию.
21. Вольт-амперная характеристика вакуумного диода с фотокатодом при различных частотах падающего излучения и одинаковой и различной величинах работы выхода катода и анода. Объяснить ВАХ.
22. Полупроводниковые фотокатоды с положительным и отрицательным электронным сродством.

Глава 4.

23. Механизм поверхностной ионизации. Соотношение нейтральной и ионной компонент.
24. Метод вторичной ионной масс-спектрометрии.
25. Механизмы потенциальной и кинетической вторичной ионно-электронной эмиссии.
26. Общее и различное в механизмах потенциальной и кинетической ионно-электронной эмиссии.
27. Механизм электронно-стимулированной Ожэ-эмиссии электронов.
28. Зависимость коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии от энергии падающего иона в широком диапазоне энергий и механизмы такой зависимости.
29. Порог энергии потенциальной ионно-электронной эмиссии, зависимость максимальной кинетической энергии эмитированного электрона от потенциала ионизации атома, образовавшего ион.
30. Анализ поверхности методами, основанными на вторичной электронной эмиссии.
31. Механизм передачи энергии первичного электрона эмитированному электрону при эмиссии истинно вторичных электронов.
32. Спектр вторичных электронов при вторичной электронно-электронной эмиссии и метод его регистрации.

Глава 5.

33. Взаимодействие электрона с потенциальным барьером при его прохождении под барьером.
34. Формула Фаулера–Нордгейма для тока автоэлектронной эмиссии.
35. Определение параметров автоэммиттера методом анализа прямой Фаулера–Нордгейма.
36. Определение работы выхода автоэмиссионным методом.
37. Калориметрический эффект при автоэлектронной эмиссии. Температура инверсии.

38. Динамика изменения спектра эмитированных электронов в зависимости от напряженности электрического поля и температуры катода.
39. Влияние пространственного заряда эмитированных электронов на эмиссионную способность автоэмиссионного катода.
40. Эмиссионный сканер. Эмиссионные центры на поверхности катода большой площади.
41. Природа и механизм эмиссии эмиссионных центров с большими значениями параметра β .
42. Сканирующий туннельный микроскоп.

Глава 6.

43. Плотность тока электронов из плазмы.
44. Эмиссионная плазменная граница при эмиссии электронов из плазмы.
45. Слой и предслой на границе металлического катода и плазмы.
46. Плотность тока ионов из плазмы.

Глава 7.

47. Факторы, влияющие на электрическую прочность вакуумной изоляции.
48. Вакуумный пробой. Катодный и анодный механизмы инициирования пробоя.
49. Критерии электрического пробоя в вакууме.
50. Коммутация вакуумного промежутка при пробое. Вольт-амперная характеристика вакуумного промежутка при пробое.
51. Механизм генерации катодной плазмы и ее разлета при пробое.
52. Взрывная электронная эмиссия. Время жизни и размеры единичного взрывоэмиссионного центра.
53. Катодное пятно. Природа взрывоэмиссионных процессов в катодном пятне.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ГЛАВА 1. ПОВЕРХНОСТЬ ТВЕРДОГО ТЕЛА. РАБОТА ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ТВЕРДОГО ТЕЛА. ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ	4
ГЛАВА 2. ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ	15
2.1. Термоэлектронная эмиссия в вакуум из металлов. Формула Ричардсона–Дэшмана. Ток насыщения. Вольт-амперные характеристики вакуумного термоэмиссионного диода. Влияние электрического поля на термоэлектронную эмиссию. Эффект Шоттки	15
2.2. Основные типы термоэлектронных катодов и их характеристики. Эмиссионная способность, эффективность и срок службы термоэлектронных катодов. Эффективные термоэлектронные катоды. Металлопленочные катоды; торий на вольфраме. Оксидные катоды	22
ГЛАВА 3. ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ	33
3.1. Внешний и внутренний фотоэффект. Фотоэлектронная эмиссия. Законы внешнего фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна. Пороговая длина волны (красная граница). Выражение для плотности тока фотоэмиссии вблизи пороговой длины волны. Фотоэлектронная работа выхода, ее опытное определение. Фотоэлектронная работа выхода для полупроводниковых катодов с различными типами проводимости	33
3.2. Эффективные фотокатоды. Представление о фотокатодах с отрицательным электронным средством. Фотоэлектронные преобразователи	50
ГЛАВА 4. ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ	58
4.1. Вторичная электрон-электронная эмиссия (ВЭЭЭ). Схема экспериментальной установки для исследования ВЭЭЭ. Функция распределения электронов по энергиям. Истинно вторичные, упруго отраженные и рассеянные электроны. Особенности вторичной электронной эмиссии полупроводников и диэлектриков по сравнению с металлами	58

4.2. Вторичная ионно-электронная эмиссия. Потенциальная энергия на поверхности твердого тела при непосредственной близости иона. Оже-нейтрализация иона. Условие эмиссии электрона при нейтрализации иона. Кинетическая ионно-электронная эмиссия. Ионно-ионная эмиссия. Катодное распыление. Доля ионов в распыленном материале	69
ГЛАВА 5. АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ	80
5.1. Автоэлектронная эмиссия. Формула Фаулера–Нордгейма	80
5.2. Определение параметров автоэлектронных катодов из экспериментальных данных; метод прямых Фаулера–Нордгейма; количественные оценки. Термоавтоэлектронная эмиссия. Эффект Ноттингама	83
5.3. Экспериментальное наблюдение автоэлектронной эмиссии. Эмиссионный проектор. Природа нестабильности тока автоэлектронной эмиссии. Эмиссионный сканер	93
ГЛАВА 6. ЭМИССИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ПЛАЗМЫ	104
ГЛАВА 7. ПРЕДПРОБОЙНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И ПРОБОЙ ВАКУУМНОГО ПРОМЕЖУТКА. ВЗРЫВНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ. ВАКУУМНАЯ ДУГА	113
7.1. Изоляционные свойства вакуума. Эмиссионная активность поверхности. Эмиссионные центры. Предпробойные (темновые) токи. Критерий начала пробоя. Время запаздывания пробоя. Катодные и анодные механизмы пробоя, условия их реализации	113
7.2. Зависимость пробивных электрических полей от площади электродов и межэлектродного расстояния. Эффект полного напряжения. Плазмообразование в вакуумном промежутке. Взрывная электронная эмиссия	122
7.3. Катодное пятно. Эмиссионные процессы в катодном пятне	132
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	137
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПОДГОТОВКИ	138

Учебное издание

БАТРАКОВ Александр Владимирович

ЭМИССИОННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

Научный редактор
доктор физико-математических наук,
профессор

Д.И. Проскуровский

Редактор

Н.В. Ермакова

Верстка

К.С. Чечельницкая

Дизайн обложки

О.Ю. Аршинова

О.А. Дмитриев

Подписано к печати 25.12.2008. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».


Печать XEROX. Усл. печ. л. 8,32. Уч.-изд. л. 7,52.

Заказ 897. Тираж 200 экз.



Томский политехнический университет
Система менеджмента качества
Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.