

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Физический факультет
Кафедра общей физики

Лабораторный практикум
«ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ»

ВЫПУСК 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ

Учебно-методическое пособие

Новосибирск
2008

Данный выпуск является вторым из шести выпусков сборников описаний лабораторных работ практикума «Электричество и магнетизм», выполняемого в рамках учебного курса по общей физике

В методическом пособии рассматриваются процессы, происходящие в вакуумном диоде с накаливаемым катодом. Качественно изложена природа термоэмиссии и физические процессы, происходящие в диоде на различных участках вольт-амперной характеристики, описываемые формулами Ричардсона, Богуславского – Ленгмюра и Шоттки. Рассмотрены эффекты, связанные с дискретностью заряда электронов и проявляющиеся в виде дробового шума в диоде.

Пособие предназначено для студентов, выполняющих лабораторные и курсовые работы в лаборатории электричества и магнетизма НГУ. Оно включает в себя описания 4-х лабораторных работ и теоретическое введение, которое может использоваться как для углубленного освоения лабораторных работ, так и в качестве основы для курсовых работ по данной тематике.

Составители:

В. Т. Астрелин, П. П. Дейчули, А. А. Краснов,
В. В. Кубарев, Л. Н. Смирных, Ю. В. Шестаков

Отв. за выпуск:

В. Т. Астрелин

Отв. редактор: д-р физ.-мат. наук, проф. Б. А. Князев

Рецензент: канд. физ.-мат. наук, доц. В. Л. Курочкин

Издание подготовлено в рамках выполнения инновационно-образовательной программы *«Инновационные образовательные программы и технологии, реализуемые на принципах партнерства классического университета, науки, бизнеса и государства»* национального проекта «Образование».

© Новосибирский государственный университет, 2008

© В. Т. Астрелин, П. П. Дейчули,
А. А. Краснов, В. В. Кубарев,
Л. Н. Смирных, Ю. В. Шестаков, 2008

СОДЕРЖАНИЕ

I. Законы эмиссии заряженных частиц и ток в вакууме	5
1. Ток в вакууме. Вакуумный диод.....	5
2. Термоэлектронная эмиссия. Работа выхода электронов.....	6
3. Модель потенциальной ямы (модель Шоттки).....	10
4. Контактная разность потенциалов.....	11
5. Режимы работы диода.....	13
6. Вольт-амперная характеристика диода (ВАХ).....	18
7. Общие практические рекомендации по обработке ВАХ.....	19
8. Вывод расчетных теоретических соотношений для диода с коаксиальной системой электродов.....	20
II. Лабораторные работы	22
Работа 2.1. Законы термоэмиссии	22
1. Описание метода.....	22
2. Описание установки.....	23
3. Задание 1: определение работы выхода по прямым Ричардсона	26
4. Задание 2: измерение заряда электрона по эффекту Шоттки.....	27
5. Контрольные вопросы.....	28
Работа 2.2. Закон трех вторых.....	29
Работа 2.3. Определение температуры электронного газа и контактной разности потенциалов в вакуумном диоде.....	30
1. Описание установки.....	30
2. Порядок выполнения работы.....	32
3. Задания.....	35
4. Контрольные вопросы.....	37

Работа 2.4. Определение заряда электрона по дробовому шуму	38
1. Теория явления и описание метода.....	38
2. Описание установки.....	41
3. Задания.....	43
III. Приложения	45
1. Параметры диода 2ДЗБ	45
2. График зависимости $I / I_0 = F(-eU_a / kT)$ для диода с цилиндрической системой электродов.....	45
3. График для определения температуры вольфрамового катода по величине тока накала и диаметру катода.....	46
4. Схемы измерения малых токов для работы 2.3.....	46
Литература.....	48

I. Законы эмиссии заряженных частиц и ток в вакууме

1. Ток в вакууме. Вакуумный диод

Ток в вакууме

Когда говорят о токе в вакууме, обычно имеют в виду электронный ток, возникающий в вакуумированных объемах с введенными внутрь металлическими электродами. Промежуток между электродами включен в электрическую цепь. Электроны образуются в промежутке в результате *электронной эмиссии*, обусловленной различными физическими процессами. Различают следующие виды эмиссии:

- **термоэлектронную** (под действием повышенной температуры катода);
- **фотоэлектронную** (под действием облучения катода светом);
- **автоэлектронную** (под действием высокой напряженности электрического поля вблизи катода);
- **вторичную** (под действием бомбардировки электродов быстрыми частицами).

Однако ток в вакууме может быть и ионным. В этом случае в вакуумный промежуток вводят электроды, на которые нанесены специальные вещества (сподумены), способные эмитировать ионы одного или обоих знаков заряда под действием нагревания. Иногда ионы вводят в вакуумный промежуток с помощью специальных капилляров.

Вакуумный диод

Простейший вакуумный прибор – диод – имеет два электрода, расположенных в вакуумированной колбе: катод и анод (рис. 1). Катод предназначен для создания электронного потока за счет термоэмиссии.

По принципу действия термokatоды бывают *прямого* и *косвенного* накала (*подогревные* катоды). У прямонакальных приборов катодом служит сама нить накала (*Н*). Для подогревных катодов нить накала служит лишь подогревателем, а сам катод (*К*) – это проводящий электрод, на который нанесен оксидный слой, служащий для уменьшения работы выхода электронов. В этом случае катод электрически может быть либо соединен с одним из концов ни-

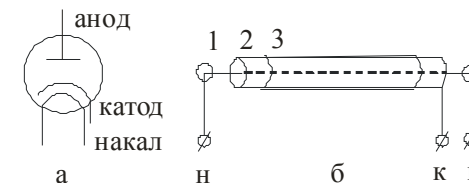


Рис. 1. Вакуумный диод:

a – обозначение; *b* – подогреватель:

1 – нить накала, 2 – катод, 3 – оксидный слой

ти накала внутри лампы, либо изолирован от подогревателя и выведен отдельно (рис. 1, *a*).

Конструкция системы электродов может быть плоской, цилиндрической или сферической. В частности, используемый в наших работах диод 2ДЗБ имеет **прямонакальный катод с нитью накала из торированного карбидированного вольфрама и цилиндрическую систему электродов**. Параметры диода приведены в прил. 1.

2. Термоэлектронная эмиссия. Работа выхода электронов

Высокая проводимость металлов обусловлена наличием в них *электронов проводимости*, образующих электронный газ. Для оценки можно считать, что каждый из атомов металлов, образующих кристаллическую решетку, «отдает» в электронный газ несколько электронов (обычно от одного до трех в зависимости от типа металла). Эти электроны уже не принадлежат ионам решетки, а являются «общими» для всего объема металла. При включении металлического проводника в электрическую цепь электроны проводимости перемещаются, обеспечивая соответствующий ток проводимости. Поскольку плотность металлов составляет примерно 10^{28-29} атомов/м³, то концентрация (плотность) электронного газа очень высока. Это и объясняет высокую электропроводность металлов.

Хотя электроны проводимости ведут себя в металле во многих отношениях подобно газу (могут свободно перемещаться по всему объему металла, их плотность испытывает тепловые флуктуации; что обуславливает так называемый *тепловой шум*, и т. п.), но, чтобы выйти за пределы объема металла, они должны совершить опре-

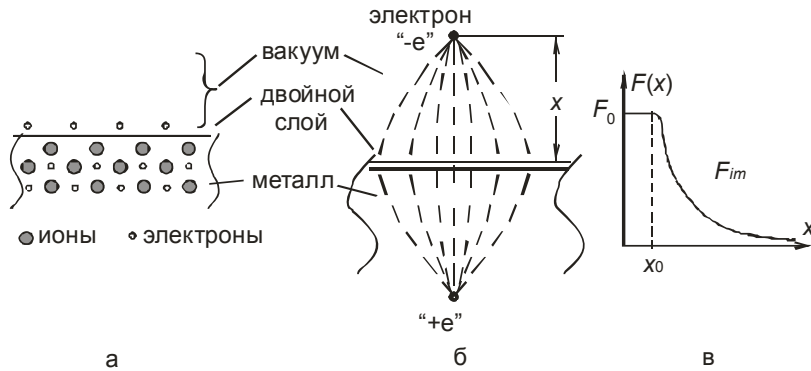


Рис. 2. Силы, формирующие работу выхода электрона:
 а – модель двойного слоя; б – модель сил изображения;
 в – суммарная сила, действующая на электрон вне металла

деленную работу, называемую *работой выхода*. Если эта работа совершается за счет нагрева металла, то процесс выхода электронов из металлов называется *термоэлектронной эмиссией*.

Силы, по преодолению которых эмитированные электроны должны совершить работу выхода, в простейшей модели (**классическая** модель Шоттки) описываются двумя компонентами: двойным электрическим слоем на границе металла с вакуумом и силами «изображения» (рис. 2).

В отсутствие внешних полей электронный газ «распространяется» за поверхность металла на расстояния x_0 порядка межатомных, и в этом поверхностном слое (его называют *двойной слой*) на электрон действует некоторая сила F_0 . Можно считать, что двойной слой образует «плоский конденсатор», внешняя обкладка которого заряжена отрицательно. Поэтому силу F_0 можно принять постоянной $F_0 = eE$ (рис. 2, в), где величина E (напряженность поля двойного слоя) зависит от плотности электронного газа и различна для разных металлов.

Когда электрон уходит на расстояния больше x_0 , металл в целом оказывается положительно заряженным, и действующую на электрон силу можно определить как силу Кулона между электроном ($-e$) и его «зеркальным изображением» ($+e$) (см. рис. 2, б):

$$F_{\text{im}} = -e^2 / (4x^2), \text{ дин (СГС) или}$$

$$F_{\text{im}} = -e^2 / (16\pi\epsilon_0 x^2), \text{ Н (СИ)}$$

В точке x_0 эти силы должны «сшиваться» по величине, что помогает определить величину силы F_0 :

$$F_0 = F_{\text{im}}|_{x_0} = -e^2 / (4x_0^2) \quad (\text{СГС}), \quad F_0 = F_{\text{im}}|_{x_0} = -e^2 / (16\pi\epsilon_0 x_0^2) \quad (\text{СИ})$$

Общая работа сил, затрачиваемая на выход электрона из металла, определится интегрированием по всему пространству вдоль направления x от 0 до ∞ :

$$W_p = -\int_0^\infty F(x)dx = \frac{e^2}{4x_0} + \int_{x_0}^\infty \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{e^2}{2x_0}, \text{ эрг (СГС)}$$

$$\text{или } W_p = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 x_0}, \text{ Дж (СИ),} \quad (1)$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная (диэлектрическая проницаемость вакуума)

Величина работы выхода W_p , соответствующая формуле (1), рассчитана исходя из *классических* соображений. Она называется **полной** работой выхода. Реальные работы выхода W_a , измеряемые в экспериментах по термоэмиссии, оказались заметно меньше по величине. Это различие было объяснено на базе квантовой физики.

Суть объяснения заключается в следующем. Плотность электронного газа в металле весьма высока. Поэтому электроны проводимости нельзя считать «свободными» в классическом смысле слова. Они представляют единую квантовую систему. Согласно квантовым законам даже при абсолютном нуле температуры все электроны системы не могут иметь одинаковую – нулевую – энергию, поскольку в соответствии с квантовым *запретом Паули* в одном квантовом состоянии (с данной энергией) может находиться не больше двух электронов, отличающихся проекцией спина. Распределение электронов квантовой системы по энергиям в этом случае описывается статистикой *Ферми – Дирака*.

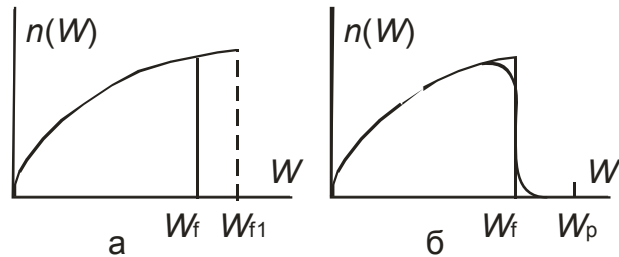


Рис. 3. Распределение электронов по энергиям
а – при $T = 0^\circ\text{K}$; б – при $T > 0^\circ\text{K}$

На рис. 3 изображен вид этого распределения для двух значений температуры: $T = 0^\circ\text{K}$ и $T > 0^\circ\text{K}$. Максимальная энергия W_f при 0°K называется **уровнем Ферми** (энергией Ферми, химическим потенциалом идеального электронного газа).

Поскольку при термоэмиссии металл покидают наиболее энергичные электроны, имеющие энергию, близкую к энергии Ферми, то можно считать, что для выхода им достаточно затратить лишь часть необходимой энергии, равной разнице между W_p и W_f :

$$W_a = W_p - W_f = e\varphi \quad \text{или} \quad \varphi = W_a / e. \quad (2)$$

Здесь $e > 0$ – элементарный заряд, а W и $e\varphi$ – работа выхода в Дж (СИ). Ее также часто выражают в электрон-вольтах (эВ). Последняя – внесистемная – единица (электрон-вольт) широко принята в практике. 1 эВ – это работа (энергия), которую приобретает электрон, пройдя без соударения разность потенциалов в 1 В. Чтобы пересчитать работу выхода из эВ в единицы СИ или СГС, нужно умножить это значение на заряд электрона в соответствующей системе единиц (1 эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж).

Следует отметить, что в разных научных школах для указания работы выхода приняты разные, отчасти противоречивые обозначения. В одних работа выхода обозначается через A , или W и $e\varphi$, как это сделано выше, а в других – через символ φ , который, как и символ U , также обычно используется для обозначения потенциала. Мы не будем изменять сложившиеся традиции и в необходимых местах будем делать соответствующие уточнения.

Величина энергии Ферми в металле W_f зависит только от концентрации электронов проводимости (от плотности электронного газа) и равна

$$W_f = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}, \quad \text{Дж}, \quad (3)$$

где n – концентрация, м^{-3} ; $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона; h – постоянная Планка: $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Для различных металлов плотность электронного газа различна, поэтому различен и уровень Ферми. Пунктиром на рис. 3, а показан уровень Ферми W_{f1} , соответствующий металлу с большей плотностью электронного газа, чем у металла, характеризуемого сплошной линией. По порядку величины уровень (энергия) Ферми для всех металлов примерно одинаков и составляет несколько эВ (табл. 1).

Таблица 1

Концентрация электронов проводимости n , уровни Ферми W_f и работа выхода φ различных металлов

Металл	$n \cdot 10^{-28}$, м^{-3}	$W_f \cdot 10^{19}$, Дж	φ , эВ
Th		5,28	3,3
K	1,33	3,55	2,22
Cu	8,4	7,04	4,4
Ag	5,9		4,3
W	6,3	7,26	4,54
Ni		7,2	4,5

3. Модель потенциальной ямы (модель Шоттки)

Поскольку электроны проводимости, с одной стороны, ведут себя в металле как газ, а с другой – не могут свободно выйти за пределы металла, то для описания этого состояния В. Шоттки в 1939 г. предложил модель *потенциальной ямы*, в которой «заперты» электроны наподобие воды в ванне (рис. 4).

Если полагать, что пространство вне металла имеет нулевой потенциал (уровень А на рис. 4), то минимальный потенциал (минимальная энергия) электронов проводимости в металле соответствующий

ет дну потенциальной ямы. «Глубина» потенциальной ямы определяется полной работой выхода электрона из данного металла φ_p . Максимальная энергия электронов проводимости при $T = 0^\circ\text{K}$ соответствует уровню Ферми φ_f . Выше уровня Ферми располагаются *разрешенные* законами квантовой физики, но при $T = 0^\circ\text{K}$ не заполненные уровни (например, уровень С на рис. 4). Частично они заполняются при повышении температуры, т. е. при $T > 0^\circ\text{K}$. Полная энергия φ_p , которую должен затратить электрон с минимальной энергией для выхода из металла, соответствует глубине потенциальной ямы. Это и есть **полная** работа выхода, определяемая в классической (доквантовой) теории. Разница $\varphi_a = \varphi_p - \varphi_f$ будет равна **эффективной** работе выхода.

Необходимо отметить, что если энергия φ на рис. 4 выражена в электрон-вольтах (эВ), то все уровни на рисунке просто соответствуют шкале потенциала U в вольтах (В). Любому уровню В, расположенному выше А, будет соответствовать отрицательное напря-

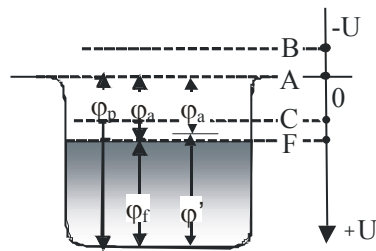


Рис. 4. Модель Шоттки потенциальной ямы для электронов в металле

жение, равное разности потенциалов между уровнями В и А, а соответствующим точкам С, расположенным ниже А, будут соответствовать положительные напряжения между С и А.

4. Контактная разность потенциалов

В предыдущих разделах мы рассмотрели свободную эмиссию электронов из катода, когда внешнего поля между анодом и катодом не было задано. Но если внешнюю цепь анод-катод замкнуть проводником, то в пространстве анод-катод внутри диода создается

некоторая разность потенциалов, природа которой – **контактная разность потенциалов** – непосредственно связана с величиной работы выхода электронов из металлов и током эмиссии.

Суть этого явления заключается в следующем. Рассмотрим проводники из различных металлов, например, вольфрама (катод 1) и никеля (анод 2), с работами выхода 4,55 и 4,5 эВ соответственно (рис. 5).

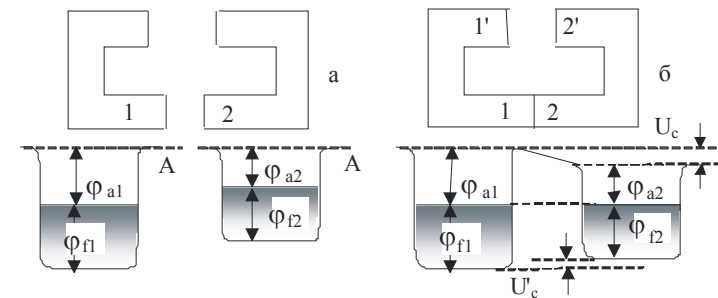


Рис. 5. Контактная разность потенциалов

1, 2 – два металла с различной работой выхода $\varphi_{a1} > \varphi_{a2}$

На рис. 5, а потенциальные ямы металлов изображены относительно нулевого уровня потенциала А. Нас будет интересовать вопрос: что произойдет при соединении проводников, показанном на рис. 5, б? Оказывается, как и в случае обычного *молекулярного* газа, когда при соединении двух сосудов с различной плотностью газа последняя будет выравниваться за счет процессов *диффузии*, в случае электронного газа тоже происходит «выравнивание» плотностей электронов. Выравнивание происходит до тех пор, пока уровни энергии Ферми обоих металлов не станут равными, т. е. пока не установится единый химический потенциал электронного газа в системе из двух металлов. При этом часть электронов из металла с меньшей работой выхода перетечет в другой металл, и первый зарядится положительно относительно другого. Разность уровней Ферми определит так называемую внутреннюю контактную разность потенциалов $U'_C = -(\varphi_{f1} - \varphi_{f2})/e$ (между концами 1–2), а разность работ выхода – внешнюю (между концами 1'–2') $U_C = -(\varphi_{a1} - \varphi_{a2})/e$.

Можно показать, что величина внешней контактной разности потенциалов (или просто контактной разницы потенциалов) U_C не изменяется, если в промежуток между концами 1 и 2 вставить любые другие металлы. Величина U_C определится только разностью работ выхода металлов, "открытых" в промежуток между ними (концов 1'-2'). Поэтому при замыкании внешней электрической цепи анод – катод диода величина внешней контактной разности потенциалов оказывается приложенной к промежутку катод-анод внутри диода и создает в нем напряженность поля, влияющую на движение термоэлектронов.

5. Режимы работы диода

На рис. 6, а изображена простейшая схема включения диода с плоской системой электродов. Изменяя ток накала I_H , мы можем менять температуру катода T и, следовательно, плотность тока эмиссии j_{em} , а изменяя напряжение U_a , можем изменять напряженность электрического поля в пространстве катод-анод. Нас будет интересовать характер физических процессов в промежутке катод-анод в зависимости от соотношения величин I_H и U_a .

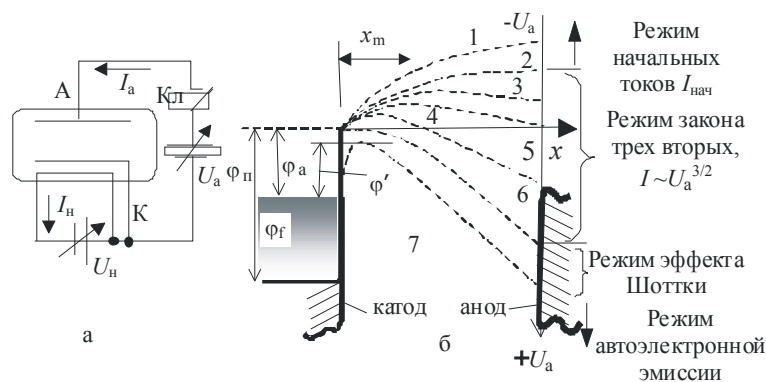


Рис. 6. Физические процессы в вакуумном диоде:

а – схема включения диода; б – распределение потенциала в области катод-анод

Пусть ключ Кл разомкнут, а катод нагрет до нормальной для работы диода температуры (~1900 К). Эмитируемые катодом электроны частично оседают на стеклянной колбе диода, на аноде, а час-

тично будут существовать в вакуумном промежутке диода в виде «облака» электронного газа. Изолированный катод при этом заряжается положительно. В результате в пространстве катод-анод сформируется такой отрицательный объемный заряд, который будет поддерживать ток эмиссии в динамическом равновесии: сколько излучается электронов с катода в единицу времени, столько возвращается обратно. Очевидно, что «облако» и катод будут при этом находиться в *термодинамическом равновесии*, т. е. температура облака будет равна температуре катода.

Этому случаю соответствует распределение потенциала в пространстве катод-анод, изображенное кривой 1 на рис. 6, б. Анод при этом будет заряжен отрицательно за счет «осевших» на него электронов. (Напомним, что анодная цепь разомкнута, т. е. анод «оторван» от электрической цепи и является изолированным металлическим электродом в вакуумном пространстве диода, а за нулевой потенциал мы приняли поверхность катода). Величина отрицательного потенциала анода в этом случае не определена, поскольку сам процесс рассматривается нами для чисто идеальных условий – «бесконечной» величины сопротивления между «оторванным» анодом и катодом. В реальных диодах она отнюдь не бесконечна и определяется сопротивлением утечки по стеклянной колбе диода. Важно отметить, что на всем пространстве катод-анод потенциальная энергия электрона в этом случае *монотонно возрастает*.

Если замкнуть цепь анода (ключом Кл), но при нулевом напряжении источника U_a (что означает «закоротить» анод на катод), то распределение потенциала изобразится кривой 4. При этом потенциал анода и катода будет одинаков, а в промежутке между ними он отрицателен за счет электронного облака эмитированных электронов (мы пока пренебрегаем контактной разностью потенциалов, влияние которой будет рассмотрено ниже). При этом в цепи анода начнет протекать ток, обусловленный теми электронами, энергия которых достаточна для преодоления потенциального барьера, создаваемого электронным облаком. Заметим, что в этом случае кривая распределения потенциальной энергии в пространстве катод-анод имеет максимум $-e\phi_m$ на некотором расстоянии x_m от катода. Это означает, что в промежутке от 0 до x_m электроны движутся в

задерживающем поле, а в промежутке от x_m до анода – в ускоряющем.

Если подавать на анод отрицательные напряжения $-U_a$ относительно катода, то кривые распределения потенциала в пространстве катод-анод будут занимать места от кривой 4 до кривой 1 (и выше при больших отрицательных напряжениях на аноде). При этом семейство кривых от 4 до 2 будет иметь максимумы отрицательного потенциала ϕ_m в некоторой точке пространства катод-анод x_m . Эта точка с увеличением отрицательного напряжения стремится к аноду, пока не совпадет с анодом при некоторой его величине (кривая 2 на рис. 6). При дальнейшем увеличении отрицательного потенциала на аноде кривые уже не будут иметь максимума в пространстве катод-анод, а будут монотонно увеличиваться вдоль координаты x . Это соответствует режиму частичного запираания электронного потока на анод потенциальным барьером, определяемым потенциалом анода $-eU_a$. На анод могут попасть только те электроны, кинетическая энергия которых превышает высоту барьера. Изменяя потенциал анода, по величине тока на анод можно судить о температуре электронов в потоке.

При подаче на анод положительного потенциала относительно катода в некотором диапазоне величин (до кривой 6 на рис. 6, б) распределение потенциала в пространстве катод-анод по-прежнему будет иметь максимум отрицательного потенциала, который постепенно уменьшается по величине и смещается к поверхности катода. А далее (ниже кривой 6) потенциал во всей области катод-анод становится положительным. Поскольку он проникает до поверхности катода, то это способствует эмиссии электронов и при увеличении напряжения на аноде работа выхода уменьшается (величина ϕ' на рис. 6, б). Это уменьшение работы выхода за счет роста анодного напряжения (ниже кривой 6) называется **эффектом Шоттки**.

Когда расстояние до максимума потенциала достигает межатомных величин, ток эмиссии резко возрастает: *термоэлектронная эмиссия переходит в автоэлектронную*. Это происходит при напряженностях внешнего поля $E \approx 10^7$ В/см.

Таким образом, ход физических процессов в диоде качественно изменяется в зависимости от величины и формы потенциального барьера, который формируется отрицательным объемным зарядом

эмитированных электронов. При этом сама форма потенциального барьера в пространстве катод-анод зависит как от **напряжения на аноде**, так и от величины тока эмиссии, т.е. от **температуры катода**.

Можно выделить три характерных режима работы диода.

1. Режим **начальных токов**, при котором кривая распределения потенциала в промежутке катод-анод не имеет максимума, а зависимость тока от напряжения на аноде носит экспоненциальный характер (выше кривой 2 на рис. 6, б);

2. Режим **закона трех вторых**, при котором в пространстве анод-катод существует максимум потенциала, а величина анодного тока пропорциональна напряжению на аноде в степени трех вторых (между кривыми 2 и 5);

3. Режим **токов насыщения (режим эффекта Шоттки)**, при котором потенциал в пространстве анод-катод всюду положителен относительно катода, а величина тока слабо растет с ростом потенциала анода из-за уменьшения работы выхода электронов из катода.

Именно эти режимы положены в основу теории вакуумного диода. Это было сделано в начале XX в. трудами Чайлда, Ричардсона, Шоттки, Ленгмюра, Богуславского и др. Большой вклад в теорию и экспериментальную проверку соответствующих зависимостей был внесен советскими учеными, в частности С. А. Богуславским и Б. М. Царевым, внесшим значительный вклад в изучение влияния контактной разности потенциалов на режимы работы диодов.

Приведем основные теоретические формулы, характеризующие физические процессы в диоде (без учета контактной разности потенциалов).

В режиме **начальных токов** зависимость плотности катодного тока j_k от напряжения описывается экспоненциальным законом (формула Ричардсона-Дэшмана)

$$j_k = j_{em} \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right), \quad j_{em} = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right), \quad (4)$$

$$A = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} = 120 \cdot 10^4 \text{ А/м}^2 \text{град}^2,$$

где j_k – плотность катодного тока $[A/m^2]$, j_{em} – плотность тока термоэмиссии $[A/m^2]$, $U_a < 0$ – анодное напряжение $[B]$, φ – работа выхода электронов $[Дж]$, T – температура катода, A – постоянная.

В режиме "трех вторых" в соответствии с формулой Богуславского-Ленгмюра зависимость плотности тока на катоде от напряжения анода ($U_a > 0$) имеет вид:

для плоских электродов (формула Чайлда-Ленгмюра)

$$j_k = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{d^2}, \quad (СГС)$$

$$\text{или } j_k = \frac{4\sqrt{2} \cdot \varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{d^2} = 2.33 \cdot 10^{-2} \frac{U_a^{3/2}}{d^2}, \frac{A}{m^2} \quad (СИ) \quad (5)$$

и для цилиндрических электродов (формула Богуславского-Ленгмюра)

$$j_k = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{1}{r_a r_k} \frac{U_a^{3/2}}{\beta^2}, \quad (СГС)$$

$$\text{или } j_k = \frac{4\sqrt{2} \cdot \varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{1}{r_a r_k} \frac{U_a^{3/2}}{\beta^2} = k U^{3/2}, \quad (СИ) \quad (6)$$

где e/m – удельный заряд электрона, d – расстояние катод-анод, r_a , r_k – радиусы анода и катода, β^2 – коэффициент, зависящий от отношения радиуса анода к радиусу катода, $\beta \rightarrow 1$ при $r_a/r_k \gg 1$. Ток диода равен $I_a = j_k \cdot 2\pi r_k l$, l – длина катода.

В режиме эффекта Шоттки

$$j_{дн} = j_s \exp \frac{e^{3/2} E_k^{1/2}}{kT} \quad (СГС), \quad j_{дн} = j_s \exp \frac{e^{3/2} E_k^{1/2}}{\sqrt{4\pi\varepsilon_0} kT} \quad (СИ), \quad (7)$$

где $j_{дн}$ – плотность тока насыщения на катоде, E_k – напряженность поля на катоде, создаваемая анодным напряжением в пренебрежении полем объемного заряда.

Для плоских электродов $E_k = U_a / d$, где d – расстояние катод-анод, для цилиндрического диода $E_k = U_a / r_k \ln(r_a / r_k)$.

6. Вольт-амперная характеристика диода (ВАХ)

Для практических целей режимы работы диода должны быть описаны величинами и характеристиками, задаваемыми и измеряемыми с помощью внешних источников и приборов. Такими величинами являются напряжение U_H и ток I_H накала, напряжение U_a и ток I_a анода, а также геометрические параметры электродов.

Основной практической характеристикой работы диода является вольт-амперная характеристика (ВАХ) – зависимость тока анода от напряжения анод-катод $I_a = f(U_a)$. Поскольку конкретный вид ВАХ зависит от величины тока накала, то работа диода описывается семейством ВАХ $I_a = f(U_a)|_{I_H = \text{const}}$.

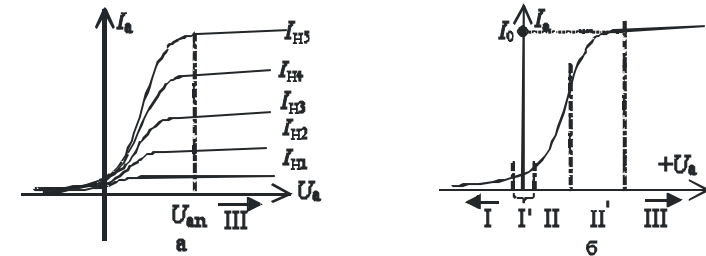


Рис. 7. ВАХ вакуумного диода:

a – семейство характеристик: $I_{H5} > I_{H4} > \dots > I_{H1}$; b – режимы работы диода: I – область задерживающего потенциала; I' – область влияния φ_m и контактной разности потенциалов; II – область закона трех вторых; II' – переходная область; III – область эффекта Шоттки

На рис. 7 изображено семейство и одиночная ВАХ диода. Режим отрицательного анодного напряжения (I) называется **режимом задерживающего потенциала**. В первом приближении можно считать, что в этой области зависимость тока от напряжения носит экспоненциальный характер (4) и определяется максвелловским распределением электронов по скоростям. Этот режим используется в лабораторной работе 2.3.

Режим «закона трех вторых» (область II) используется в работе 2.2. Можно считать, что в этой области зависимость анодного тока от анодного напряжения описывается формулой (6).

Области режимов I и II разделены областью переходного режима I', в которой влияние контактной разности потенциалов и потенциального барьера в диодном зазоре, возникающего за счет начальных тепловых скоростей электронов (при нулевом внешнем напряжении катод-анод), приводят к отклонениям от расчетных формул.

Режим эффекта Шоттки (область III) также отделен от режима трех вторых переходной областью II', в которой проявляется неоднородность температуры и работы выхода по поверхности катода. В области III анодный ток равен току эмиссии $I_a = I_{em}$ и его зависимость от анодного напряжения (от напряженности поля вблизи катода) описывается формулой (7). Этот режим используется в лабораторной работе 2.1.

7. Общие практические рекомендации по обработке ВАХ при выполнении работ

1. Поскольку области I, II и III, в которых выполняются расчетные теоретические соотношения, разделены переходными областями, в которых эти соотношения нарушаются, то возникает практическая задача определения участков ВАХ, соответствующих рабочим областям. Легче всего это сделать при соответствующей линеаризации графиков ВАХ. Например, для выделения области II (режим трех вторых) нужно на оси абсцисс откладывать не анодное напряжение, а напряжение в степени три вторых ($U_a^{3/2}$). Тогда экспериментальные точки области II будут хорошо укладываться на аппроксимирующую прямую, что и позволит выделить нужный участок ВАХ.

2. При изменении тока накала I_H тепловой режим работы диода устанавливается довольно инерционно. Поэтому при снятии ВАХ нужно использовать минимальные скорости пилообразного напряжения (при записи ВАХ на самописцах), а при построении характеристик «по точкам» снимать показания I_a только после установления стабильной величины измерителя тока.

3. Инерционность установки температурного режима при выполнении работ можно проверить следующим образом. Установите

рабочий ток I_H в середине рекомендуемого диапазона и подождите, когда ток анода стабилизируется. Измените величину I_H , не выходя за пределы рекомендуемых значений, и зафиксируйте время установки нового стабильного значения тока анода.

4. Тепловой режим работы диода изменяется не только при изменении тока накала I_H , но и при изменении величины тока анода I_a даже при постоянном I_H . Это происходит из-за того, что электроны уходят с катода при температуре $T \approx 2000\text{K}$, а «возвращаются» на него по внешней цепи анодного тока при комнатной температуре $T \approx 300\text{K}$, что приводит к некоторому «остыванию» катода, величина которого зависит от величины тока анода. Для проверки инерционности данного процесса нужно установить режим токов насыщения (участок III ВАХ) при токе I_H , близком к максимальному, и дождаться установления стабильного значения I_a . Затем увеличить анодное напряжение и подождать установления нового стабильного значения I_a .

8. Вывод расчетных теоретических соотношений для диода с коаксиальной системой электродов

Приведем вывод формул для тока вакуумного диода с коаксиальными электродами, где катод прямого накала расположен по оси цилиндрического анода (режим начальных токов на рис. 6, б, или область I на рис. 7, б.).

Если радиус катода намного меньше радиуса анода, то можно считать, что начальные скорости электронов имеют составляющие по оси цилиндра V_z и по радиусу цилиндра V_r . Силовые линии электрического поля направлены по радиусу цилиндра. Чтобы определить ток диода при отрицательных анодных напряжениях, надо вычислить интеграл $I = S \int_{V_0}^{\infty} e V_r f(\vec{V}) d^3V$, где S – площадь катода;

$e > 0$ – элементарный заряд; V_0 – граничная скорость электронов на катоде, начиная с которой они уже достигают анода.

Для расчётов удобно воспользоваться цилиндрической системой координат. В этой системе распределение Максвелла имеет вид

$$f(V)d^3V = Ae^{-\frac{m(V_z^2 + V_r^2)}{2kT}} \cdot V_r dV_r dV_z d\alpha,$$

здесь α – азимутальный угол, а полный ток диода определяется выражением

$$I = eS \cdot A \int_{-\infty}^{\infty} dV_z \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{V_{r0}}^{\infty} e^{-\frac{m(V_z^2 + V_r^2)}{2kT}} \cdot V_r^2 dV_r,$$

где A – нормировочная константа, а скорость V_{r0} определяется из соотношения $mV_{r0}^2/2 = -eU_a$.

После интегрирования по V_z и углу α получим, что ток диода прямо пропорционален интегралу

$$I \propto \int_{V_{r0}}^{\infty} e^{-mV_r^2/2kT} \cdot V_r^2 dV_r.$$

Произведя замену переменных $y = \sqrt{mV_r^2/2kT}$ и проинтегрировав по частям, получим формулу для **вольт-амперной характеристики диода в режиме задерживающего потенциала** (область I на рис. 7, б)

$$I = I_0 F(-eU_a/kT) \equiv 2C \int_{\eta}^{\infty} y^2 e^{-y^2} dy = C \left[\eta e^{-\eta^2} + \int_{\eta}^{\infty} e^{-y^2} dy \right], \quad (8)$$

где $\eta = \sqrt{-eU_a/kT}$. Константу C можно найти из условия, что при отсутствии запирающего напряжения ($\eta = 0$) должен получиться полный ток эмиссии I_0 :

$$C = 2I_0 / \sqrt{2\pi}. \quad (9)$$

График зависимости $I/I_0 = F(-eU_a/kT)$ приведен в прил. 2. Отметим сразу, что эта формула может применяться и в области I' рис. 7, б, где в качестве запирающего потенциала выступает минимальный потенциал пространства ϕ_m , который в этом случае надо подставить в формулу (8) вместо U_a .

II. Лабораторные работы

Работа 2.1. Законы термоэмиссии

Цель работы: 1 – определение работы выхода по прямым Ричардсона и 2 – определение заряда электрона по эффекту Шоттки.

1. Описание метода

Прямая Ричардсона. Плотность тока эмиссии при заданной температуре катода (при заданном токе накала) описывается формулой (4):

$$j_{em} = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right), \quad A = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} = 120 \cdot 10^4 \text{ А/м}^2 \text{град}^2.$$

В режиме токов насыщения (участок III семейства ВАХ рис. 7, а) анодный ток равен току эмиссии $I_{an} \cong I_{em}$. Это справедливо в пренебрежении эффекта Шоттки, рассмотренного ниже. Следовательно, при постоянном напряжении анода $U_a \gtrsim U_{an}$ для различных токов накала по семейству характеристик можно построить зависимость $I_{em} = f(T)$, определив значения T по току накала и графику прил. 3.

Если построить график этой зависимости в координатах $\{\ln(j_{em}/T^2), (1/kT)\}$, то по углу наклона полученной прямой (прямая Ричардсона) можно определить работу выхода электрона из катода:

$$\phi = -\frac{\Delta[\ln j_{em}/T^2]}{\Delta[1/kT]}. \quad (10)$$

Определение заряда электрона. В области токов насыщения (область III рис. 7, а) величина анодного тока зависит от эффекта Шоттки (формула (7)):

$$j_a = j_{em} \exp \frac{e^{3/2} E_a^{1/2}}{kT}, \quad (СГС)$$

где

$$E = U_a / \left(r_c \ln \frac{r_a}{r_c} \right),$$

и r_a , r_c – радиусы анода и катода соответственно.

Используя эту зависимость для двух измеренных значений анодного напряжения, взятых в области токов насыщения, из формулы (7) можно определить заряд электрона по формуле

$$e = \left[\frac{kT \ln(I_2 / I_1)}{E_2^{1/2} - E_1^{1/2}} \right]^{2/3}. \quad (\text{СГС}). \quad (11)$$

Изменение работы выхода при эффекте Шоттки. В режиме эффекта Шоттки плотность анодного тока насыщения увеличивается по сравнению с плотностью тока эмиссии, определенной по формуле Ричардсона – Дэшмана (формулы (7) и (4) соответственно):

$$j_{an} = j_{em} \exp \frac{e^{3/2} E_a^{1/2}}{kT}, \quad (\text{СГС})$$

из-за уменьшения работы выхода электронов на величину $\Delta\phi$.

$$\Delta\phi = e^{3/2} \cdot \sqrt{E} \quad (\text{СГС}),$$

$$\Delta\phi = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} e^{3/2} \cdot \sqrt{E} = 3.8 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{E} \text{ [эВ]}. \quad (\text{СИ}) \quad (12)$$

2. Описание установки

Измерительная схема приведена на рис. 8. Для получения вольт-амперной характеристики между анодом и катодом прикладывается напряжение, задаваемое генератором (G) и усилителем с выходной амплитудой напряжения до 80–100 В. Источник анодного напряжения позволяет работать в режиме ручной установки величины напряжения и в режиме периодического изменения напряжения, что необходимо при автоматической записи вольт-амперных характеристик. Это же напряжение подается на вход X самописца. Для уменьшения погрешности, связанной с неэквипотенциальностью катода, в схеме используется так называемая «искусственная средняя точка катода» – подключение измерительной цепи к катоду с помощью двух одинаковых по величине сопротивлений, параллельных накалу диода (рис. 8).

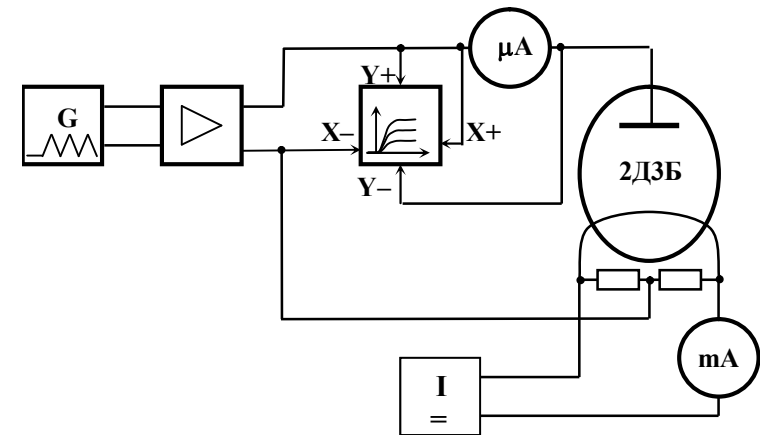


Рис. 8. Схема измерений ВАХ диода

Анодный ток вакуумного диода измеряется стрелочным микроамперметром М1109 (μA). Внутреннее сопротивление этого прибора используется в качестве нагрузки, напряжение с которого подается на вход Y самописца. Величина внутреннего сопротивления R_i прибора М1109 зависит от предела переключателя шкалы и связана с ним соотношением $R_i I_{max} = 75 \text{ мВ}$ (конкретно напряжение для каждого предела по току указано на лицевой стороне прибора). Ток накала измеряется миллиамперметром М252 (mA) и для диода 2ДЗБ **не должен превышать 100 мА (!)**.

Работы 2.1 и 2.2 могут проводиться с использованием персонального компьютера с многофункциональной платой сбора данных NI-6010 фирмы National Instruments. В этом случае измерения вольт-амперной характеристики осуществляются с помощью программы виртуального осциллографа на основе программного комплекса LabView. Ниже приведены указания по проведению измерений с использованием платы NI-6010 и программы LabView.


1. Необходимо завести собственную директорию и скопировать в неё исходные файлы виртуальных осциллографов SingleXY.vi (эта программа работает в однократном режиме, позволяет сохранять массив данных в файл) или ContXY.vi (работает в

циклическом режиме, удобном при настройке схемы) из соответствующей папки используемого компьютера. Запустить программу виртуального осциллографа можно, дважды кликнув мышкой на соответствующем файле. **Не редактируйте исходные файлы, они предназначены только для копирования!**

2. На соответствующие разъемы измерительного блока с вакуумным диодом подать накал диода и анод-катодное напряжение от генератора. Выход измерительного блока с сигналами тока и напряжения диода связан с компьютером специальным кабелем через 37-штырьковый разъем DB-37. Поскольку максимальные напряжения АЦП платы NI-6010 ± 5 В, то в X-канале (напряжение диода) встроен делитель 1:100. Поэтому для правильного отображения напряжения должен быть введен множитель 100 в окне Scale X на панели виртуального осциллографа. Для правильного отображения тока диода необходимо ввести в аналогичное окно шкалы канала Y коэффициент в соответствии с сопротивлением используемого шунта.

3. Используются физические каналы многоканального АЦП ai0 для X входа (ножки 1;20 разъема DB37) канала и ai1 для Y входа (ножки 2;21 разъема DB37) в дифференциальном режиме. При отсутствии сигнала на данном компьютере рекомендуется уточнять на контрольной панели осциллографа номера реально используемых каналов и при необходимости задавать правильные каналы: на панели виртуального осциллографа в окне Physics Channel необходимо ввести Dev1/ai0 для канала X и Dev1/ai1 для канала Y. Задайте на панели число точек считывания (samples) и скорость считывания (samples rate) достаточные для подробного заполнения периода изменения напряжения на диоде. Максимально возможная скорость считывания для используемой платы сбора данных – $16\,600\text{ с}^{-1}$. Например, если период пилообразного напряжения 1 с, а скорость считывания 1000 с^{-1} , то при числе точек 1000 полное время измерения осциллографа составит 1 с. и ВАХ будет прорисована дважды – «туда и обратно». Если теперь увеличивать только число точек, то время измерения будет больше периода генератора «пилы» и на экране получим наложение нескольких ВАХ, что позволит проконтролировать стабильность параметров схемы измерений и отсутствие «гистерезиса». Чтобы установленные значения сохранялись при закрытии файла виртуального прибора, **щелкните на поле данных**

правой клавишей для вызова контекстного меню с последовательными вызовами \Rightarrow date operations \Rightarrow make current value default.

4. Для запуска построения ВАХ виртуальным осциллографом необходимо нажать **левую клавишу мыши** на кнопке **Run**  на **инструментальной панели**. Для остановки осциллографа, работающего в циклическом режиме, предназначена кнопка **Stop** на лицевой панели. Для определения координат точек на экране необходимо использовать курсор. Для включения курсора необходимо поставить галочку в контекстном меню экрана (**Visible Items \Rightarrow Cursor Legend**) и в появившемся окне создать курсор (**Create cursor**). Сохранить изображение экрана в файл в формате .bmp можно, используя контекстное меню экрана осциллографа: **Data Operations \Rightarrow Export Simplified Image**. Чтобы сохранить массив данных измерений нажмите кнопку **XYfile** на панели виртуального прибора SingleXY.vi перед запуском измерений. Данные будут записаны в файл, имя которого вы зададите в диалоговом окне. При сохранении в текстовом формате данные можно использовать далее в Excel или Origin.

5. Доступ к свойствам любого объекта происходит при нажатии правой клавишей на выбранный объект (контекстное меню). При редактировании свойств экрана осциллографа можно выбрать масштабы шкал по X, Y (**Scale**) или включить режим автомасштабирования (**AutoScale**). Подробнее о создании и редактировании виртуального прибора в среде LabView можно прочитать в книге Дж. Тревиса и на сайте <http://picad.com.ua/lesson.htm>.

3. Задание 1: определение работы выхода по прямым Ричардсона

Соберите схему рис. 8.

После проверки ее преподавателем проведите измерения вольт-амперной характеристики диода для нескольких (5–7) токов накала (не забывайте про тепловую инерционность катода!).

Используя график для определения температуры катода (прил. 3), оформите результаты эксперимента в виде табл. 2.

В 4-й колонке таблицы приводится величина, обратная температуре катода, выраженной в электрон-вольтах. В нее следует внести

формулу для вычисления отношения $11\,600 \text{ [град/эВ]} / T$, где T – значение температуры в градусах из ячеек третьей колонки. Напомним, что температура $11\,600 \text{ К}$ соответствует энергии электрона в 1 эВ .

Таблица 2

Результаты измерений и обработки ВАХ диода

	I_H , мА	$I_H / d^{3/2}$, А/см ^{3/2}	T , К	$11600/T$	I_a , мкА	$\ln(I_a / T^2)$
1						
2						
3						
...						
7						

Постройте прямую Ричардсона, отложив по оси абсцисс X расчетные величины из 4-й колонки, а по оси ординат Y значения логарифма из 6-й колонки. Наклон прямой $\Delta X / \Delta Y$ равен работе выхода в электрон-вольтах. Сравните полученный результат со справочными данными.

Рассчитайте величину погрешности измерений при определении работы выхода, учитывая, в частности, влияние эффекта Шоттки – см. описание метода.

4. Задание 2: измерение заряда электрона по эффекту Шоттки

На участках насыщения вольт-амперных характеристик выберите 2–3 пары точек для определения заряда электрона e по эффекту Шоттки (11). Рассчитайте напряженность поля на катоде и найдите величину e . Сравните с табличным значением.

Определите погрешность измерения заряда e .

Рассчитайте поправку к работе выхода по формуле (12) (см. пункт в конце предыдущего задания).

5. Контрольные вопросы

1. Из каких соображений следует выбирать значение величины U_{an} (рис. 7, а) для построения прямой Ричардсона?
2. Объясните действие "искусственной средней точки" катода (рис. 8). Для какого режима участка ВАХ (I, II или III) наиболее важно такое включение цепи анодного тока?
3. Оцените ошибку в определении величины работы выхода ϕ по формуле (12), обусловленную эффектом Шоттки.
4. Из каких соображений следует выбирать пары точек U_1, U_2 на ВАХ при измерении заряда электрона по эффекту Шоттки?
5. Зависит ли точность определения e по эффекту Шоттки от того, при каком токе накала снят участок насыщения (какая кривая из семейства ВАХ выбрана)?
6. Покажите, что температура катода определяется отношением $I_H / d^{3/2}$ (пропорциональна отношению тока накала к диаметру катода в степени $3/2$).

Работа 2.2. Закон трех вторых. Измерение e/m по закону трех вторых участка ВАХ диода

Цель работы: проверка выполнения закона трех вторых. Измерение отношения e/m для электрона.

Описание метода. Измерение ВАХ диода в режиме закона трех вторых (область II на рис. 7) и ее построение в координатах $(U^{3/2}, I)$ позволяет проверить факт выполнения такой зависимости (6) между потенциалом и током анода и область ее существования. По наклону ВАХ из формулы (6) можно найти отношение e/m для электрона.

Описание установки. Для измерения ВАХ используется та же схема (рис. 8) и оборудование, что и в лабораторной работе 2.1.

Порядок выполнения работы:

- перевести генератор в режим пилообразного напряжения с амплитудой не более 30 В;
- измерить 2–3 вольт-амперные характеристики диода при максимальном и меньших значениях тока накала;
- используя кривую при максимальном токе накала, получить зависимость тока анода I от $U^{3/2}$, заполнив табл. 3 и построив с ее помощью график $I(U^{3/2})$ для всех измеренных ВАХ;
- выделить на графиках области, максимально соответствующие прямым линиям и провести их на графиках. Объяснить причины расхождения на краях области;
- по графику определить отношение e/m , сравнить с табличным значением. Определить погрешность.

Таблица 3

ВАХ диода в режиме закона трех вторых.

$U, \text{В}$	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	5	6	7
$U^{3/2}$											
$I, \text{мА}$											

Работа 2.3. Определение температуры электронного газа и контактной разности потенциалов

1. Описание установки

Для определения температуры электронного газа в диоде применяется метод задерживающего потенциала. Для этого на анод подается отрицательное напряжение, создающее потенциальный барьер и пропускающее на анод только ту часть электронов, полная энергия которых больше высоты потенциального барьера (режим начальных токов на рис. 5 теоретического введения). Обработка вольт-амперной характеристики позволяет найти температуру электронного газа несколькими методами, величину контактной разности потенциалов и высоту потенциального барьера, ограничивающего анодный ток.

Экспериментальная схема для измерения ВАХ (рис. 9) содержит: генератор переменного тока Г3-109 или генератор прямоугольных импульсов Г5-54 (1), стабилизированный источник питания Б5-44 или Б5-49 (2), миллиамперметр переменного тока Э-59 (3), цифровой микроамперметр ВТ-21А с фильтром низких частот или вольтметр Aligent 34401 с дополнительным шунтом (4) (см. прил. 4), макет с вакуумным диодом 2ДЗБ (5), резистором $R \sim 240 \text{ Ом}$ (6) и по-

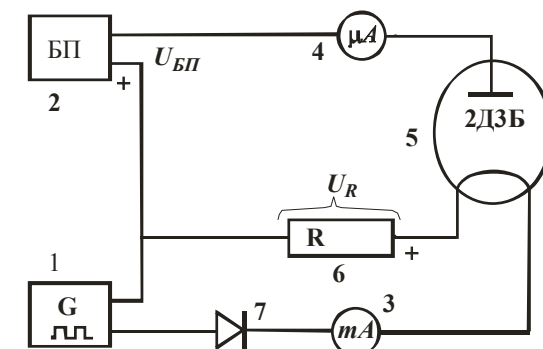


Рис. 9. Схема для получения вольт-амперной характеристики вакуумного диода в режиме задерживающего потенциала

лупроводниковым диодом (7), осциллограф.

Принцип работы схемы. Если катод диода нагревать постоянным током, то вдоль него происходит падение напряжения и поверхность катода оказывается неэквипотенциальной по отношению к аноду. При малых анодных напряжениях, используемых для работы в области задерживающего потенциала, неэквипотенциальность катода вносит значительную ошибку в измерения.

Для устранения этой ошибки в схеме рис. 9 применен следующий прием. Катод прямого накала нагревается импульсным напряжением, получаемым с помощью однополупериодного выпрямления синусоидального сигнала генератора (1). Частота генератора выбирается достаточно большой, чтобы в промежутках между импульсами тока катод не успевал охлаждаться. В моменты протекания тока в цепи катода на резисторе (6) происходит падение напряжения U_R , которое суммируется с напряжением питания анода $U_{БП}$, так что суммарный задерживающий потенциал анода становится достаточным для полного запираания анодного тока диода. Таким образом, анодный ток протекает только в промежутках между импульсами тока накала, когда катод можно считать эквипотенциальным. Такой прием позволяет простыми средствами (добавлением резистора и диода в схему) проводить измерения анодного тока в условиях эквипотенциальности катода.

В этой схеме можно без изменений ее заменять генератор синусоидального тока генератором прямоугольных импульсов. С генератором прямоугольных импульсов она также позволяет с некоторыми ограничениями измерять ВАХ как при отрицательных, так и при *положительных* напряжениях на аноде, когда напряжение $U_{БП}$ *вычитается* из напряжения на резисторе, уменьшая суммарный задерживающий потенциал. В этом случае очевидное ограничение на напряжение питания анода, вытекающее из условия $U_a = U_{БП} - U_R < 0$, необходимое для запираания тока анода, имеет вид

$$U_{БП} < U_{R \max} = I_{н \max} \cdot R, \quad (13)$$

где $U_{R \max}$ – напряжение на резисторе в момент протекания тока накала, которое может быть измерено осциллографом.

Частота сигналов генератора должна быть равна 400–500 Гц.

Среднее значение анодного тока измеряется микроамперметром (4). Форма импульсов тока накала и анодного тока может быть про-

контролирована с помощью осциллографа. **Внимание! Ток накала катода не должен превышать 100 мА !**

2. Порядок выполнения работы

Предварительные замечания

К сожалению, основные параметры, входящие в теоретические расчеты (величины ϕ_m , x_m , $U_{кн}$), непосредственному измерению не поддаются. Кроме того, характеристики реального диода изменяются в зависимости от времени работы и хранения, что не отображается расчетными теориями. Поэтому достижимая точность определения соответствующих величин в условиях лабораторных работ не превышает 10–20%. К тому же контактная разность потенциалов $U_{кн}$ между электродами диода есть величина неопределенная, поскольку она зависит от состояния электродов лампы. В заводских условиях в вольфрамовый катод добавляются примеси, уменьшающие работу выхода электронов с 4,54 эВ до ~ 2,6 эВ. По мере эксплуатации лампы примеси деградируют за счет испарения и миграции по электродам, из-за чего работа выхода возрастает. Как результат, контактная разность потенциалов между катодом и анодом $U_{кн}$ может изменяться в пределах $U_{кн} = 0 - 2$ В. Это приводит к необходимости сдвигать начало отсчета потенциала анода, принимая за его ноль значение $U_{изм}^0 = U_{кн}$, чтобы из задаваемого источником потенциала анода $U_{изм}$ (на рис. 9 он обозначен как $U_{БП}$) получать «чистый» потенциал анода U_a относительно катода, а именно

$$U_a = U_{изм} - U_{изм}^0. \quad (14)$$

Этот сдвиг оказывается существенным для всех измерений в области малых потенциалов анода. Поэтому мы начнем выполнение заданий с определения контактной разности потенциалов следующим образом.

Заметим, что в соответствии с формулой (8) ток диода I зависит только от температуры катода T , т. е. от температуры электронного газа, ричардсоновского тока насыщения диода I_0 и потенциала анода относительно катода U_a , в котором содержится величина контактной разности потенциалов катод-анод $U_{кн}$:

$$I = I_0 F(-eU_a / kT).$$

В процессе измерения ВАХ при фиксированном токе накала температура катода практически постоянна, ток насыщения постоянен и, если величина КРП определена правильно, экспериментально

измеренный ток диода должен соответствовать формуле (8). Если, например, мы будем вычислять из ВАХ по этой формуле температуру катода, она должна получиться одной и той же для всех точек ВАХ в области запирающего тока диода потенциалом анода! Если же КРП определена неверно, вычисленная температура будет разной для разных точек ВАХ в этой области, что и укажет нам на ошибку в величине КРП. Именно это обстоятельство мы и используем для нахождения КРП последовательными приближениями и одновременного определения температуры электронного газа! * Но для этого, кроме подробного измерения ВАХ в области запирающего тока диода (области I и II на рис. 7, б), нам нужно будет экспериментально определить ток насыщения ВАХ (ток I_0 на рис. 7, б). Поскольку этот ток не измеряется напрямую, а определяется приближенно из графика ВАХ, необходимо будет еще проверить влияние погрешности его измерения на точность определения КРП и температуры электронного газа.

Измерения ВАХ

Соберите схему (рис. 9) и убедитесь в правильной полярности подключения п/п диода (7) в цепи накала. После проверки схемы преподавателем установите на генераторе (1) частоту 400–500 Гц и, увеличивая амплитуду выходного сигнала генератора, установите ток накала $I_n = 80$ мА. Будем измерять вольт-амперную характеристику диода $I(U_{изм})$ по точкам, начиная с положительных потенциалов анода:

в интервале $2 \text{ В} < U_{изм} < 30 \text{ В}$ через 3 В – для нахождения I_0
и в области $U_{мин} < U_{изм} < 2 \text{ В}$ через 0,1 В

до предельно возможного запирающего (задерживающего) потенциала анода $U_{мин} \sim -(2-6) \text{ В}$, соответствующего минимально измеряемому значению анодного тока ($\sim 1-10 \text{ нА}$), ограниченному чувствительностью приборов или шумами. При выполнении этой части задания необходимо поменять полярность включения источника напряжения U (2), чтобы провести измерения при отрицательном потенциале анода. Эти измерения следует повторить для токов накала 90 и 100 мА. Во время измерений контролируйте выполнение условия (13), учитывая, что $R = 240 \text{ Ом}$. Это условие может ог-

* Этот метод разработан в 2001 г. студентом И. О. Орловым в курсовой работе «Изучение распределения термоэлектронов по скоростям».

раничить возможность измерения положительной ветки ВАХ при больших токах накала и больших потенциалах насыщения тока анода. Отметим здесь, что КРП можно определять и при малых токах накала.

Результаты измерений зависимости тока диода I от измеряемого потенциала анода $U_{изм}$ внесите в EXCEL в виде таблицы, аналогичной приведенной ниже. Далее в линейном масштабе строится график ВАХ, т. е. график $I(U_{изм})$, и из него в ячейку, расположенную правее левой нижней ячейки (где занесен текст " $I_0, \mu\text{А}$ "), вносится значение тока насыщения диода I_0 , определенное из этого графика. В верхнюю правую ячейку таблицы заносится подбираемое Вами значение контактной разности потенциалов $U_{изм}^0$, в диапазоне 0–2 В, начиная, например, с 2 вольт. Эти значения I_0 и $U_{изм}^0$ используются далее при выполнении заданий (см. ниже).

Таблица 4

Пример оформления результатов измерений для тока накала 90 мА (реальные цифры зависят от конкретного экземпляра диода)

	$I_n = 90 \text{ мА}$				$U_{изм}^0, \text{В} = 2$	
$U_{изм}, \text{В}$	$I, \mu\text{А}$	I/I_0	$x=F^{-1}$	$U_a = U_{изм} - U_{изм}^0$	$T = -U_a/x, \text{eV}$	$\ln(I/\text{sqrt}(-U_a))$
+30	1900					
27	1800					
...	...					
3	290					
2	180					
1,9	170					
...	...					
0	20					
-0,1	16					
-0,2	14					
...	...					
-2,7	0,0018					
$I_0, \mu\text{А}$	1300					

3. Задания

Нахождение КРП и температуры электронов:

1) как указывалось выше, для каждой ВАХ постройте в EXCELL график ВАХ и определите из него ток насыщения I_0 . Внесите его в табл. 4 EXCEL;

2) рассчитайте в таблице отношение I/I_0 ;

3) из графика прил. 2 по вычисленным значениям I/I_0 , находящимся в интервале $[0, 1]$, определите и внесите в таблицу значения аргумента x (т. е. значения $x = F^{-1}(I/I_0)$, где F^{-1} – функция, обратная к функции F);

4) задав в таблице какое-нибудь значение $U_{изм}^0$, например, $U_{изм}^0 = 2 \text{ В}$, рассчитайте в таблице потенциал анода $U_a = U_{изм} - U_{изм}^0$. Затем найдите для каждого потенциала $U_{изм} < U_{изм}^0$ температуру катода в электрон-вольтах по формуле $T = -U_a/x$ и постройте график $T(-U_a)$;

5) подберите такое значение $U_{изм}^0$ из интервала $0-2 \text{ В}$, при котором на участке запирающего тока анода расчетная температура не зависит от потенциала $U_a = U_{изм} - U_{изм}^0$. Это значение и будет контактной разностью потенциалов, а расчетная температура – температурой электронного газа. Оцените погрешность ее определения;

6) для найденного $U_{изм}^0$ рассчитайте в таблице значения функции $B = \ln(I/\sqrt{-U_a})$ для $U_{изм} < U_{изм}^0$, постройте график $B(U_a)$. По наклону графика также можно определить температуру электронного газа. Действительно, как следует из формулы (8), при $\eta \gg 1$ интеграл в (8) мал по сравнению с первым слагаемым (он в 9 раз меньше уже при $\eta = 2$) и, если им пренебречь, то выполняется соотношение:

$$\ln\left(\frac{I/I_0}{\sqrt{-eU_a}}\right)kT = eU_a, \text{ откуда } kT = \frac{\Delta eU_a}{\Delta \ln\left(\frac{I/I_0}{\sqrt{-eU_a}}\right)}. \quad (14)$$

Это значение температуры электронов следует сравнить с найденным в пункте 5) с учетом погрешности ее определения. Сравните полученную температуру электронного газа с температурой катода, получаемой из графика прил. 3. Температуру катода прямого накала (прямой нити) можно рассчитать по величине тока накала I_H

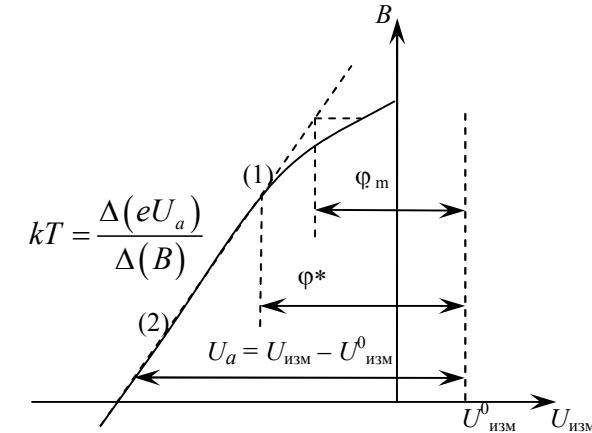


Рис. 10. Характерные точки ВАХ в координатах $(U_{изм}, B = \ln[I/(-U_a)^{1/2}])$

и диаметру катода d : она является однозначной функцией параметра $I_H / d^{3/2}$ (докажите правильность этого утверждения).

Определение величины ϕ_m

Общий вид вольт-амперной «теоретической» характеристики диода, построенной в полулогарифмических координатах, приведен на рис. 10. На участке (2), где запирающий ток диода определяется потенциалом анода U_a , ВАХ диода в полулогарифмическом масштабе является линейной функцией

$$B(U_a) = \ln(I(U_a)/\sqrt{-U_a}) = eU_a/kT + B_0. \quad (15)$$

Точка начала отклонения графика от нее отмечена цифрой (1). Она соответствует началу запирающего тока потенциалом пространственного заряда электронов, когда $U_a = \phi_m = \phi^*$ (см. рис. 6, б). При увеличении потенциала анода $U_a > \phi^*$ запирающий ток происходит не потенциалом анода, а более отрицательным потенциалом пространственного заряда $\phi_m < U_a$, который можно найти через продолжение функции (15), показанное на рис. 10 пунктиром. Участок нарастания тока в области $U_a > 0$, соответствующий «закону 3/2» и дальнейшему выходу тока анода на насыщение, формулой (8) не описывается.

Отклонения от прямой при больших отрицательных потенциалах, если они имеют место, связаны с погрешностями измерительной аппаратуры при измерении малых токов, наводками либо токами утечки по изоляции.

4. Контрольные вопросы

1. Оцените изменение температуры нити катода за счет излучения за время, когда ток накала заперт диодом (7).
2. Как при $U > \phi^*$ из экспериментального графика (в координатах рис. 10) найти максимум потенциальной энергии барьера ϕ_m для каждого потенциала анода?

Работа 2.4. Определение заряда электрона по дробовому шуму

Цель работы: наблюдение дробового шума в вакуумном диоде и определение по его величине заряда электрона.

1. Теория явления и описание метода

Дробовой шум является частным случаем электрических флуктуаций – хаотических изменений потенциалов и токов в электрических цепях, обусловленных дискретностью электрических зарядов.

Электрический ток в вакуумном диоде создается движением электронов от катода к аноду. При этом каждый электрон создает микроимпульс тока, а полный ток является суммой этих импульсов. Число электронов, покидающих катод за одинаковые промежутки времени, флуктуирует. Поэтому возникают флуктуации тока диода – хаотические отклонения ΔI от среднего значения I ; очевидно, что их величина должна зависеть от заряда электрона. Эти флуктуации называются дробовым шумом – по аналогии с акустическим шумом при падении дробинок на какую-нибудь поверхность и характерному проявлению этого шума в электронных акустических системах.

Число электронов, движущихся от катода к аноду, очень велико. Например, току 1 мА соответствует поток примерно $6 \cdot 10^{15}$ электронов в секунду. Поэтому флуктуации тока много меньше его среднего значения, и обнаружить их можно лишь с помощью чувствительных усилителей. С другой стороны, именно флуктуационные явления (дробовой шум, тепловой шум, генерационно-рекомбинационный шум в полупроводниках и др.) ограничивают предел чувствительности усилителей.

Большое число эмитируемых электронов в типичном измеряемом интервале времени приводит к необходимости статистического рассмотрения данной задачи. В общем виде величина флуктуаций в числе частиц $\Delta N \approx N^{1/2}$, где N – само число частиц. Строгое равенство в этом выражении справедливо для случая, когда каждый акт испускания электрона полностью не зависит от других аналогичных актов. В этом случае электроны подчиняются статистике Пуассона, а распределение числа эмитируемых электронов при большом N имеет вид нормального гауссова распределения. Для этого в нашем

случае необходимо выполнить ряд технических условий. Во-первых, диод должен работать в режиме насыщения (в случае, когда ток ограничен пространственным зарядом, электроны очевидно «связаны» друг с другом). Во-вторых, необходимо ограничиться областью не слишком высоких частот, меньших обратного времени пролета электрона между электродами, когда спектральная плотность шума не зависит от частоты, – так называемой областью «белого шума». При выполнении этих условий шум вакуумного диода становится настолько хорошо предсказуемым и рассчитываемым, что используется в технике в качестве эталонного шумового источника.

Теория дробового шума, разработанная Шоттки (W. Schottky, 1918), дает следующее выражение для среднего квадрата флуктуаций тока I диода:

$$\langle \Delta I_{op}^2 \rangle = 2eI\Delta f, \quad (16)$$

где e – заряд электрона; Δf – полоса частот, в которой измеряются флуктуации тока (угловые скобки, как обычно, обозначают усреднение по времени). Если нагрузкой диода служит сопротивление Z (в общем случае – комплексное), то средний квадрат флуктуаций напряжения на нем равен:

$$\langle \Delta U_{op}^2 \rangle = 2eI|Z|^2\Delta f, \quad (17)$$

где $|Z|$ – модуль комплексного сопротивления.

Спектр шума на сопротивлении нагрузки определяется зависимостью величины $|Z|^2$ от частоты. Очевидно, что для увеличения точности измерений надо выбрать $|Z|^2$ таким, чтобы он, во-первых, был как можно больше, во-вторых, был хорошо известной и желательной аналитически интегрируемой функцией частоты. Для этого выбираем в качестве нагрузки параллельный колебательный контур. На нем, как известно, за счет эффекта резонанса напряжение увеличивается в Q раз, где Q – добротность контура. Однако этот момент не является определяющим, так как диод в режиме насыщения фактически работает в режиме генератора тока (отражением этого обстоятельства является формула (17)) и напряжение можно

увеличить, используя любое большое сопротивление. Более существенным является резонансный вид зависимости $|Z|^2$ для колебательного контура и возможность ее аналитического интегрирования. Так, для LCR – контура, изображенного на рис. 11, зависимость комплексного сопротивления от частоты имеет вид

$$Z(\omega) = (R + j\omega L) / (1 - \omega^2 LC + j\omega RC). \quad (18)$$

Если такой контур служит нагрузкой вакуумного диода, напряжение шумов на нем равно:

$$\langle U_{op}^2 \rangle = 2eI \int_0^\infty |Z(f)|^2 df = \frac{2eI}{2\pi} \int_0^\infty |Z(\omega)|^2 d\omega. \quad (19)$$

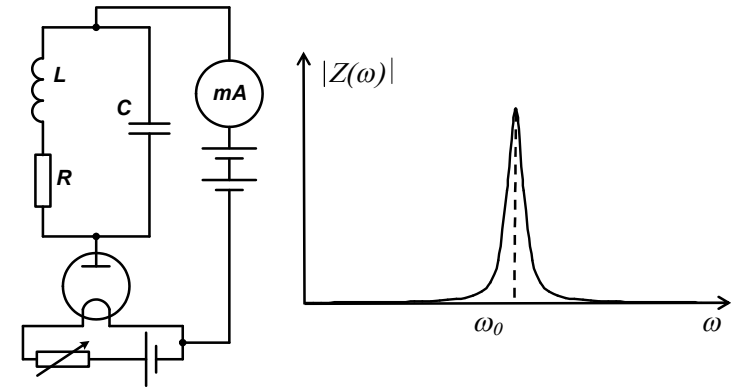


Рис. 11. К расчету дробового шума

Когда добротность контура Q велика

$$Q = \omega_0 L / R = 1 / \omega_0 CR \gg 1,$$

где $\omega_0 \approx (LC)^{-1/2}$ – резонансная частота, из выражения (19) можно получить

$$e = 2\omega_0 C^2 \langle U_{op}^2 \rangle / IQ. \quad (20)$$

Это выражение используется для определения заряда электрона.

2. Описание установки

Ток вакуумного диода, работающего в режиме насыщения, проходит через параллельный колебательный контур (рис. 12). Напряжение на конденсаторе контура поступает на вход усилителя, который имеет высокое входное сопротивление, чтобы не уменьшать добротность контура.

Усиленное напряжение поступает на милливольтметр эффективных значений и осциллограф (либо цифровой осциллоскоп). Показания милливольтметра соответствуют эффективным (среднеквадратичным) значениям напряжения $\sqrt{\langle U^2 \rangle}$. Они не зависят от формы напряжения, что важно для возможности измерения напряжения дробового шума.

Вакуумный диод работает в режиме насыщения, а величина тока диода регулируется изменением тока накала. Ток диода измеряется прибором магнитоэлектрической системы.

Для определения резонансной частоты, добротности контура и коэффициента усиления усилителя используется генератор высокой частоты. Ток от генератора проходит через небольшое сопротивление r , включенное в колебательный контур. Конденсатор контура C можно замыкать накоротко тумблером T .

Вакуумный диод в режиме насыщения имеет хотя и большое, но конечное внутреннее сопротивление. Поэтому его ток насыщения немного зависит от напряжения (эффект Шоттки – прикладываемое внешнее электрическое поле уменьшает работу выхода электрона из металла и соответственно увеличивает эмиссию электронов).

Внутреннее сопротивление диода шунтирует контур (включено параллельно контуру), уменьшая его добротность, а величина этого сопротивления зависит от тока. Поэтому добротность надо измерять при прохождении тока диода через контур. Легко показать, что для последовательного контура (источник э.д.с. включен последовательно с индуктивностью и емкостью) напряжение на емкости или индуктивности при резонансе становится в Q раз больше внешней э.д.с. (этот принцип используется, например, в приборах,

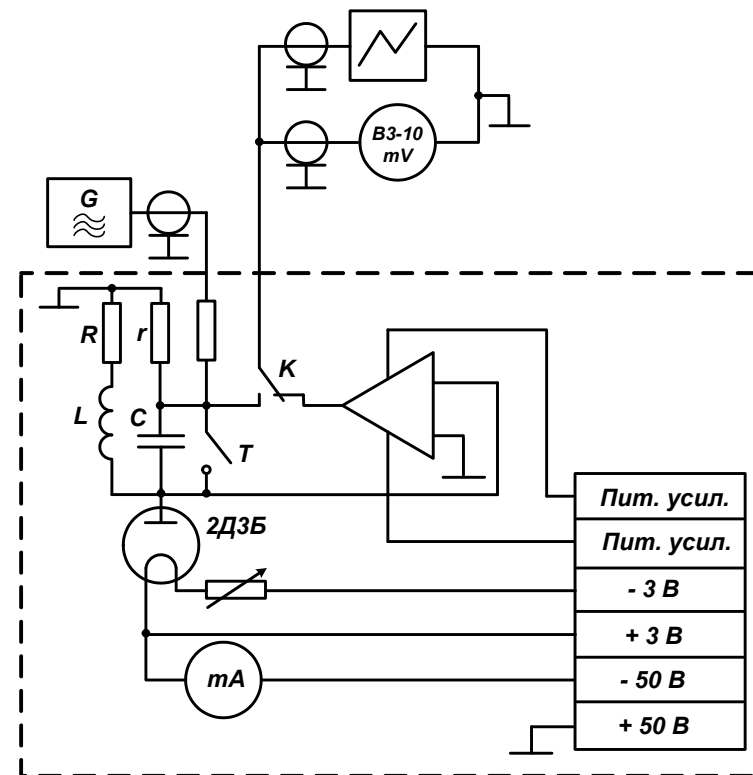


Рис. 12. Схема для определения заряда электрона по дробовому шуму

называемых куметрами). В эксперименте по измерению добротности внешней э.д.с. является падение напряжения на сопротивлении r , создаваемое протекающим по нему током от генератора. Если частота генератора равна резонансной частоте контура, то отношение выходных напряжений усилителя при разомкнутом и при замкнутом конденсаторе контура равно добротности. Такие измерения можно проводить и при прохождении тока диода через конденсатор, если создаваемое в контуре напряжение от генератора значительно больше шумового.

Чтобы найти коэффициент усиления усилителя, подают на вход (при замкнутом конденсаторе контура) напряжение от генератора и с помощью переключателя K поочередно подключают вход и выход усилителя к милливольтметру.

После определения коэффициента усиления измеряют среднеквадратичное значение дробового шума при различных токах диода. По полученным данным строят расчетно-экспериментальные точки: зависимость величины $\langle U_{op}^2 \rangle$ от произведения IQ . Далее эти точки необходимо аппроксимировать методом наименьших квадратов прямой линией (Excel) и по ее наклону определить заряд электрона.

Емкость колебательного контура указана на каждой рабочей установке. Во избежание нелинейных искажений в усилителе его выходное напряжение не должно превышать 0,3 В.

При работе с цифровым осциллоскопом «Handscope HS3» выполните следующее:

- 1) подайте сигнал с усилителя на канал номер 1 (CH 1), а сигнал с генератора на канал номер 2 (CH 2) устройства с надписью «SCOPE»;
- 2) включите компьютер и запустите программу «Handscope HS3», находящуюся на его рабочем столе;
- 3) прочитайте инструкцию работы с прибором в «Help»;
- 4) загрузите оптимальный режим работы осциллографа, который находится в разделе **Рабочий стол \ Labwork_2-8 \ Labwork_2-82_start.SET**;
- 5) заведите свою папку в **Рабочий стол \ Labwork_2-8 \ Students \ YourName** и записывайте туда свои осциллограммы и свои режимы работы осциллографа (если требуется).

3. Задания

1. Соберите схему для измерений (рис. 14) и по ней определите «замкнутую» электрическую цепь, по которой протекает ток диода I . Определите резонансную частоту LCR -контура. Измерьте зависимость добротности этого контура от тока диода и постройте соответствующий график.

2. Определите коэффициент усиления усилителя.

3. Измерьте напряжение дробового шума при различных токах диода и постройте график зависимости $\langle U_{op}^2 \rangle$ от IQ . По этому графику определите заряд электрона. Оцените погрешность измерений заряда электрона, используя формулу для погрешности косвенных измерений.

III. Приложения

1. Параметры диода 2ДЗБ

$r_a = 7 \cdot 10^{-2}$ см – радиус анода;

$r_c = 10^{-3}$ см – радиус катода;

$l = 1,3$ см – длина катода;

$U_H \sim 2$ В – номинальное напряжение накала;

$I_H \sim 100$ мА – номинальный (не превышать!) ток накала.

2. График зависимости $I/I_0 = F(-eU_a/kT)$ для диода с цилиндрической системой электродов

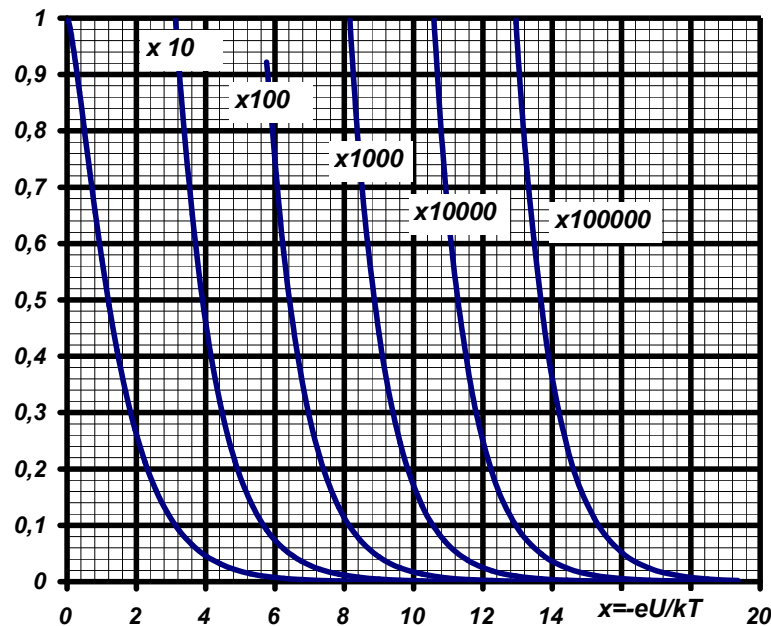


Рис. 1. Зависимость тока цилиндрического диода от запирающего потенциала (одна кривая в разных масштабах)

3. График для определения температуры вольфрамового катода (одиночная нить) по величине тока накала и диаметру катода

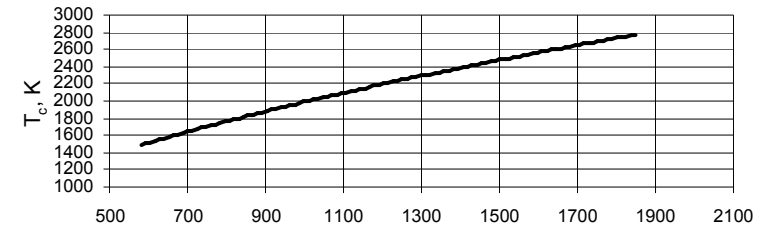
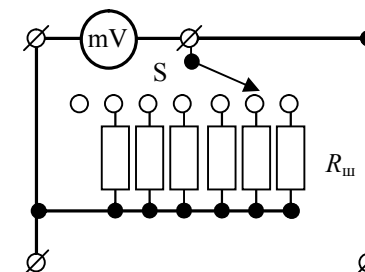


Рис. 2. Зависимость $T(I_H/d^{3/2})$. Ток накала I_H – в амперах, диаметр катода d – в сантиметрах. Данный график получен прямым измерением температуры одиночной вольфрамовой нити

4. Схемы измерения малых токов для лаб. работы 2-3

В настоящее время в лаборатории в качестве измерителя тока диода применен цифровой вольтметр Agilent 34401 с набором шунтов – резисторов (см. схему внизу). В соответствии с законом Ома, напряжение $U_{ш}$, измеряемое вольтметром, пропорционально току диода I_d , протекающему через шунт: $U_{ш} = I_d \cdot R_{ш}$, где $R_{ш}$ – сопротивление шунта (то есть, $I_d = U_{ш} / R_{ш}$).

Значения сопротивлений подобраны так, что вместе с параллельно включенным входным сопротивлением вольтметра равным 10 МОм, они образуют декадный набор: 10 Ом, 100 Ом, 1 кОм, 10 кОм, 100 кОм, 1 МОм и 10 МОм. Выбор шунта осуществляется переключателем «S». Рекомендуемые значения напряжения на шунте находятся в пределах $U_{ш} \sim 1 \div 50$ мВ. При построении вольтамперной характеристики диода необходимо учитывать, что напряжение, приложенное к диоду, меньше напряжения падения напряжения на шунте, т.е., $U_d = U_n - U_{ш}$, где U_d – напряжение на диоде, U_n – напряжение источника питания, $U_{ш}$ – напряжение на шунте.



При $U_{\text{ш}} \ll U_{\text{п}}$ можно полагать, что $U_{\text{д}} \sim U_{\text{п}}$ и пренебречь напряжением на шунте.

При измерении малых токов (меньше 10 нА), необходимо выждать время порядка 5 ÷ 10 секунд до установления стабильных показаний вольтметра.

Литература

Основная

Методы физических измерений: Лабораторный практикум по физике под ред. Р. И. Солоухина. Новосибирск: НГУ, 1975.

Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. Новосибирск: Изд-во НГУ, 2000.

Физические величины. Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.

Кошкин Н. И., Ширкевич М. Г. Справочник по элементарной физике. М.: Наука, 1980.

Описание лабораторных работ. Ч. 3. Электричество и магнетизм. Новосибирск: НГУ, 1988.

А. ван дер Зил. Шумы при измерениях. М.: Мир, 1979.

Бонч-Бруевич А. М. Радиоэлектроника в экспериментальной физике. М.: Наука, 1966.

Мирдель Г. Электрофизика. М.: Мир, 1972.

Зайдель А. Н. Погрешности измерения физических величин. Л.: Наука, 1985.

Князев Б. А., Черкасский В. С. Начала обработки экспериментальных данных. Новосибирск: НГУ, 1996.

Тревис Дж. LabVIEW для всех. М.: ПриборКомплект, 2004.

Дополнительная

Гапонов В. И. Электроника. М.: ГИ ФМИ, 1960. Т. 1, Физические основы; Т. 2. Электровакуумные и полупроводниковые приборы.

Капцов Н. А. Электроника. М.: ГТТИ, 1953.

Царев Б. М. Контактная разность потенциалов и ее влияние на работу электровакуумных приборов. М.; Л.: ГТТИ, 1949.

Мирдель Г. Электрофизика. М.: Мир, 1972.

Физическая энциклопедия. Т.1 – 5. М.: 1988 – 1998.

Астрелин Виталий Тимофеевич,
Дейчули Петр Петрович,
Краснов Александр Анатольевич,
Кубарев Виталий Владимирович,
Смирных Леонид Никандрович,
Шестаков Юрий Владимирович

Лабораторный практикум

«ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ»

Выпуск 2

**ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ**

Учебно-методическое пособие

Редактор *К. В. Шмугурова*

Подписано в печать 11.12.2008 г.
Формат 60 х 84 / 16. Офсетная печать.
Уч.-изд. л. 3,12. Усл. печ. л. 2,9. Тираж 150 экз.

Заказ №

Редакционно-издательский центр НГУ.
630090, Новосибирск-90, ул. Пирогова, 2.