
**ЭЛЕМЕНТЫ
КВАНТОВОЙ ОПТИКИ И
ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА**

◆ИЗДАТЕЛЬСТВО ТГТУ◆

Учебное издание

**ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ И
ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА**

Лабораторные работы

Составители:
ГОЛОВИН Юрий Михайлович,
ЛЯШЕНКО Юрий Петрович,
ОСИПОВА Ирина Анатольевна,
ХОЛОДИЛИН Валерий Николаевич

Редактор З.Г. Чернова
Инженеры по компьютерному макетированию:
Н.И. Колмакова,
М.А. Евсейчева

Подписано в печать 20.11.2008.
Формат 60 × 84 / 16. 2,56 усл. печ. л.
Тираж 250. Заказ № 511

Издательско-полиграфический центр
Тамбовского государственного технического университета
392000, Тамбов, Советская, 106, к. 14
Министерство образования и науки Российской Федерации
ГОУ ВПО "Тамбовский государственный технический университет"

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ И ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА

Лабораторные работы
для студентов 2 курса дневного и заочного отделений
инженерно-технических специальностей



Тамбов
Издательство ТГТУ
2008

УДК 530.145:539.21(075)
ББК В31я73-5
Э456

Рецензент:
Доктор физико-математических наук, профессор
Ю.И. Тялин

Составители:
Ю.М. Головин, Ю.П. Ляшенко,
И.А. Осипова, В.Н. Холодилин

Э456 Элементы квантовой оптики и физики твёрдого тела : лабора-
торные работы / сост. : Ю.М. Головин, Ю.П. Ляшенко, И.А. Оси-
пова, В.Н. Холодилин. – Тамбов : Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та,
2008. – 44 с. – 250 экз.

Представлены лабораторные работы, выполнение которых преду-
смотрено учебной программой. Даны методические указания по их вы-
полнению, описание установок и контрольные вопросы.

Предназначены для студентов 2 курса дневного и заочного отделе-
ний инженерно-технических специальностей.

УДК 530.145:539.21(075)
ББК В31я73-5

© ГОУ ВПО "Тамбовский государственный
технический университет" (ТГТУ), 2008

Учебное издание

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ И ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА

Лабораторные работы

Составители:

ГОЛОВИН Юрий Михайлович,
ЛЯШЕНКО Юрий Петрович,
ОСИПОВА Ирина Анатольевна,
ХОЛОДИЛИН Валерий Николаевич

Редактор З.Г. Чернова

Инженеры по компьютерному макетированию: Н.И. Колмакова,
М.А. Евсейчева

Подписано в печать 20.11.2008.

Формат 60 × 84 / 16. 2,56 усл. печ. л.

Тираж 250. Заказ № 511

Издательско-полиграфический центр
Тамбовского государственного технического университета
392000, Тамбов, Советская, 106, к. 14

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ В ЗАКОНЕ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА ПРИ ПОМОЩИ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА

Цель работы: изучение метода оптической пирометрии, проверка закона Стефана-Больцмана и определение постоянной Стефана-Больцмана.

Приборы и принадлежности: оптический пирометр типа ОППИР-0,9, кинолампа, автотрансформатор, источник питания пирометра, ваттметр.

Описание установки

Общий вид установки приведён на рис. 1.1, где 1 – лампа накаливания и защитный кожух; 2 – ваттметр; 3 – ЛАТР; 4 – пирометр с исчезающей нитью; 5 – блок питания фотометрической лампочки пирометра.

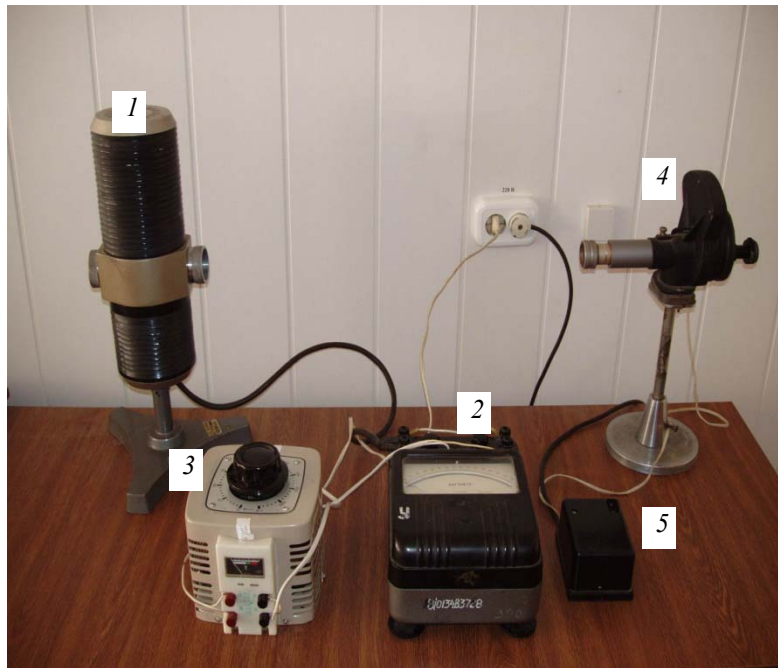


Рис. 1.1

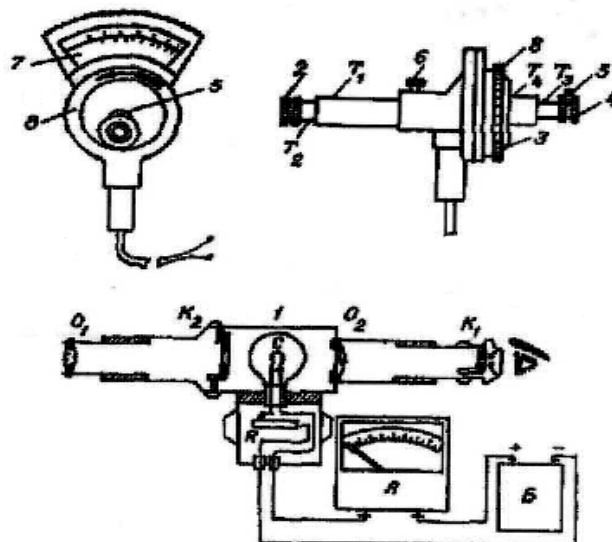


Рис. 1.2

Оптическая система пирометра (рис. 1.2) включает в себя: 1) объектив O_1 ; 2) окуляр O_2 ; 3) монохроматический (красный светофильтр K_1), ослабляющий светофильтр K_2 . Объектив O_1 закреплён в подвижном тубусе T_2 , который может скользить внутри объективной трубы T_1 . Конец тубуса T_2 снабжён кольцом 2 с накаткой, позволяющим легко перемещать

объектив O_1 для получения резкости изображения раскалённого тела. Окуляр O_2 помещён в конце тубуса T_3 , который легко перемещается в направляющей трубке T_4 , составляющей одно целое с крышкой 3 кольцевого реостата. Наружный конец тубуса T_3 (головка тубуса) выполнен в виде кольца 4 с накаткой, с помощью которого можно перемещать всю окулярную систему вдоль оптической оси прибора. В головке окулярного тубуса помещён монохроматический (красный) светофильтр, укреплённый в оборотной обойме 5. Поворотом обоймы красный светофильтр можно вводить и выводить из поля зрения. Фотометрическая лампочка расположена между объективом и окуляром пирометра и служит эталоном яркости. Лампочка имеет дугообразную нить накала, расположенную в плоскости, перпендикулярной оптической оси пирометра. Лампочка питается от аккумуляторной батареи B и предназначена для работы при температурах, не превышающих 1400° . Нагрев нити выше $1400\dots 1500^\circ$ влечёт за собой распыление нити; она становится тоньше и на стенках баллончика лампочки осаждается тонкий налет, что приводит к искажению показаний пирометра и к быстрому разрушению нити.

Для расширения предела измерения температуры раскалённого тела, а именно для измерения температур, превышающих 1400° , между объективом и лампочкой вводят ослабляющий (дымчатый) светофильтр K_2 , который поглощает часть световой энергии, идущей от исследуемого тела. Введение этого фильтра позволяет измерять температуру раскалённого тела в интервале $1200\dots 2000^\circ\text{C}$. Для установки дымчатого светофильтра служит поворотная головка b , на которой нанесена белая указательная точка: для включения дымчатого светофильтра следует повернуть головку b по часовой стрелке. Выключение светофильтра осуществляется поворотом головки против часовой стрелки на 90° . Измерительный прибор 7, проградуированный в градусах Цельсия, вмонтирован в общую оправу пирометра и находится над окуляром. Измерительный прибор снабжён двумя шкалами: $800\dots 1400^\circ$ (верхняя шкала) и $1200\dots 2000^\circ$ (нижняя шкала). Последовательно с измерительным прибором включён реостат, служащий для регулировки тока накала фотометрической лампочки, которая производится поворотом кольца 8. Градуировка пирометра по абсолютно чёрному телу производится при красном светофильтре, поэтому измерять температуры тел следует при включённом красном светофильтре. Лишь температуры, заключённые в интервале $800\dots 900^\circ$ измеряются без красного светофильтра. Яркости изображений объекта и нити фотометрической лампочки при этих температурах настолько малы, что введение светофильтра сильно затрудняет производство измерений.

Общие сведения

Исходя из законов классической физики, термодинамики и электродинамики, энергетическая светимость абсолютно чёрного тела, т.е. энергия, излучаемая в одну секунду единицей поверхности абсолютно чёрного тела, определяется законом Стефана-Больцмана

$$R = \sigma T_{\text{ист}}^4,$$

где $T_{\text{ист}}$ – истинная температура излучающей поверхности, K ; σ – постоянная Стефана-Больцмана.

Если излучающее тело не является абсолютно чёрным и излучение происходит в среде, имеющей температуру T_0 , то

$$R = A\sigma(T_{\text{ист}}^4 - T_0^4), \quad (1.2)$$

где A – коэффициент нечерноты ($A < 1$), зависящий от материала излучающей поверхности.

В данной работе в качестве излучающей поверхности используют раскалённую вольфрамовую спираль N киноламп (здесь и далее см. описание), для нагревания которой ее включают в цепь переменного напряжения. Полагая, что электрическая мощность $P_{\text{эл}}$, которую потребляет спираль киноламп, расходуется не только на лучеиспускание, но часть её отводится в виде тепла, вследствие теплопроводности в местах контакта нитей накаливания с держателями, мощность, расходуемую на излучение можно вычислить как $P = k P_{\text{эл}}$, (где $k < 1$ коэффициент, учитывающий потери мощности и определяется опытным путем). Приравнявая эту мощность мощности, теряемой вольфрамовой спиралью, вследствие излучения с площади поверхности S , получим

$$kP_{\text{эл}} = A\sigma S(T_{\text{ист}}^4 - T_0^4). \quad (1.3)$$

Отсюда постоянная Стефана-Больцмана:

$$\sigma = \frac{kP_{\text{эл}}}{AS(T_{\text{ист}}^4 - T_0^4)}. \quad (1.4)$$

Определение температуры раскалённой вольфрамовой спирали N киноламп производится с помощью оптического пирометра, путем сравнения яркости раскалённой спирали в некотором спектральном интервале длин волн $\Delta\lambda$ (красный светофильтр $\lambda = 650$ нм) с яркостью спирали фотометрической лампы пирометра. Регулируя реостатом величину тока фотометрической лампы пирометра I , можно добиться исчезновения видимости её нити на фоне вольфрамовой спирали, т.е. совпадения их яркостей. Шкала прибора предварительно проградуирована по температуре искусственного абсолютно чёрного тела. Если бы излучающая поверхность была поверхностью абсолютно чёрного тела, а не серого, то отсчитываемая по шкале пирометра температура T_λ была бы истинной. Так как наблюдаемый объект не абсолютно чёрный, то T_λ представляет собой температуру такого абсолютно чёрного тела, при которой его испускательная способность равна испускательной способности исследуемого тела в наблюдаемом спектральном участке $\Delta\lambda$, температура которого $T_{\text{ист}}$ истинная ($r_\lambda^*(T_\lambda) = r_\lambda(T)$). T_λ носит название яркостной температуры. Связь между яркостной T_λ и истинной $T_{\text{ист}}$ температурами даётся соотношением

Произведите отсчёт температуры t °C три раза. Значения мощности и температуры занесите в табл. 1.1.

11. Произведите ещё три измерения, увеличивая мощность каждый раз на 15 Вт. Результаты зафиксируйте в табл. 1.1.
12. Выразите яркостную температуру по формуле

$$T_{\lambda} = t \text{ °C} + 273 \text{ К.}$$

Результаты занесите в табл. 1.1.

13. Рассчитайте истинную температуру $T_{\text{ист}}$ спирали по формуле (1.6).

Задание 2. Проверка закона Стефана-Больцмана

Обобщённая формула, выражающая закон Стефана-Больцмана, имеет вид

$$R = A\sigma T^n, \quad (1.7)$$

Согласно (1.3), электрическая мощность $P_{\text{эл}}$, которую потребляет спираль кинолампы, равна

$$P_{\text{эл}} = \frac{A\sigma S}{k} T^n. \quad (1.8)$$

Обозначим постоянную величину, равную $\frac{A\sigma S}{k}$, за B :

$$B = \frac{A\sigma S}{k}. \quad (1.9)$$

Тогда выражение (1.8) можно записать в виде

$$P_{\text{эл}} = BT^n. \quad (1.10)$$

Прологарифмируем это выражение:

$$\ln P_{\text{эл}} = \ln B + n \ln T. \quad (1.11)$$

Получили уравнение прямой, для которого n – угловой коэффициент, равный тангенсу угла наклона.

Таким образом, для проверки закона Стефана-Больцмана проделайте следующие действия:

1. Рассчитайте $\ln P_{\text{эл}}$ и $\ln T$, результаты занесите в табл. 1.1.
2. Постройте график зависимости $\ln P_{\text{эл}}$ от $\ln T$.
3. Найдите тангенс угла наклона полученной прямой, который равен степени n . Сделайте соответствующий вывод.

Задание 3. Определение постоянной Стефана-Больцмана

Выражение (1.10) представляет собой уравнение прямой, для которой B – угловой коэффициент. Построив график зависимости $P_{\text{эл}}$ от T^4 , можно определить значение коэффициента, а затем, используя выражение (1.9), рассчитать постоянную Стефана-Больцмана:

$$B = \text{tg}\alpha = \frac{A\sigma S}{k}. \quad (1.12)$$

Отсюда

$$\sigma = \frac{k \text{tg}\alpha}{AS}, \quad k = 0,3, \quad (1.13)$$

где $S = 3,4 \text{ см}^2$.

Таким образом, для определения постоянной Стефана-Больцмана необходимо сделать следующие действия:

1. Возведите истинную температуру T в четвёртую степень. Результат занесите в табл. 1.1.
2. Постройте график зависимости $P_{\text{эл}}$ от T^4 .
3. Определите угловой коэффициент как тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс.
4. Рассчитайте величину постоянной Стефана-Больцмана по формуле (1.13). Сравните получившееся значение с табличным.

Контрольные вопросы

1. Назовите основные характеристики теплового излучения различных тел и соотношения между ними.
2. Какое тело называется абсолютно черным?
3. Сформулируйте закон Кирхгофа для теплового излучения.
4. Как распределяется энергия в спектре абсолютно черного тела.
5. Дайте формулировку закона Стефана-Больцмана.
6. Сформулируйте закон Вина.
7. Что называют "ультрафиолетовой катастрофой"? Формула Релея-Джинса.
8. Напишите формулу Планка для лучеиспускательной способности абсолютно чёрного тела.
9. Какие законы теплового излучения вытекают из формулы Планка?
10. Принцип действия и устройство оптического пирометра.

ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: получение вольтамперных и световых характеристик вакуумного фотоэлемента.

Приборы и принадлежности: установка, позволяющая перемещать источник света относительно фотоэлемента; источник тока; микроамперметр; вольтметр.

Общие сведения

Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием света. Это явление впервые было обнаружено Г. Герцем в 1887 году и детально исследовано в 1888 году А.Г. Столетовым, который установил основные законы фотоэффекта:

- 1) максимальная скорость фотоэлектронов определяется частотой света и не зависит от его интенсивности;
- 2) фототок насыщения пропорционален световому потоку;
- 3) для каждого металла существует минимальная частота ν_0 – красная граница фотоэффекта, при которой еще возможен внешний фотоэффект; при $\nu < \nu_0$ фотоэффект отсутствует.

В 1905 году Эйнштейном было показано, что все закономерности фотоэффекта легко объясняются на основе гипотезы о световых квантах, в соответствии с которой монохроматическое излучение рассматривается как поток особых частиц – фотонов. Энергия фотона $\epsilon_{\text{ф}}$ связана с частотой излучения ν соотношением $\epsilon_{\text{ф}} = h\nu$, где h – постоянная Планка. При поглощении фотона металлом его энергия передается целиком одному из свободных электронов. Часть энергии $h\nu$, которую получает электрон от фотона, затрачивается на то, чтобы он мог покинуть вещество. Эта величина, называемая работой выхода электрона A , является индивидуальной характеристикой для каждого металла. Остальная часть энергии фотона идет на сообщение электрону кинетической энергии.

Если пренебречь потерями энергии в результате неупругих столкновений электрона с атомами вещества, то должно выполняться соотношение, называемое формулой Эйнштейна (закон сохранения энергии)

$$h\nu = A + \frac{mV^2}{2}, \quad (2.1)$$

где V – максимальная скорость фотоэлектрона, вырванного с поверхности металла.

Из формулы (2.1) следует, что минимальная частота ν_0 (красная граница фотоэффекта), при которой для данного металла еще возможен фотоэффект, определяется из условия: $\nu_0 = A/h$.

Приборы, действие которых основано на явлении фотоэффекта, называются фотоэлементами. Различают вакуумные и газонаполненные фотоэлементы. Схема, поясняющая действие вакуумного фотоэлемента, приведена на рис. 2.1.

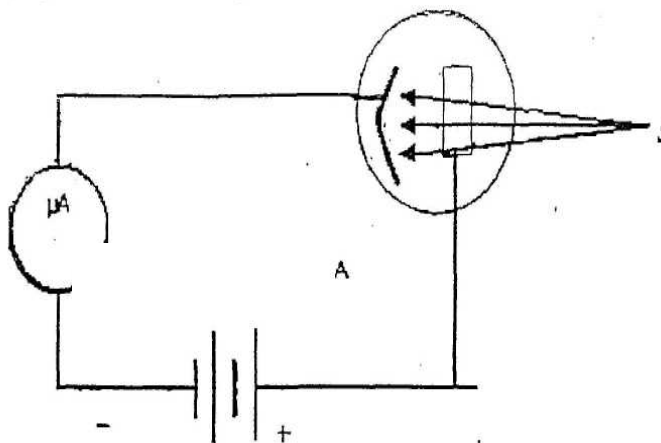


Рис. 2.1

Свет от источника S попадает на поверхность катода фотоэлемента. Испущенные фотоэлектроны ускоряются электрическим полем и достигают анода. В результате в цепи возникает постоянный фототок, который может быть измерен микроамперметром.

Зависимость фототока I от напряжения U между катодом и анодом (вольт-амперная характеристика) представлена на рис. 2.2.

При некотором напряжении фототок достигает насыщения (горизонтальный участок характеристики). Это означает, что все электроны, испущенные катодом, попадают на анод. При $U = 0$ фототок не исчезает, так как электроны покидают катод со скоростью, отличной от нуля. Для того чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить напряже-

ние U_3 обратной полярности (задерживающая разность потенциалов), которая определяется из условия равенства работы сил электрического поля максимальной кинетической энергии фотоэлектрона.

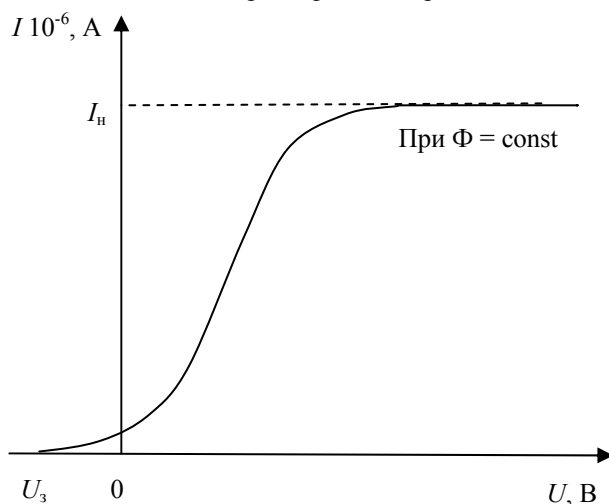


Рис. 2.2

Так как световой поток Φ определяется количеством квантов света, падающих на поверхность в единицу времени, то при неизменном спектральном составе сила тока насыщения I_n (т.е. количество испускаемых электронов в секунду) прямо пропорционально световому потоку:

$$I_n = \gamma\Phi, \quad (2.2)$$

где γ – интегральная световая чувствительность материала фотокатода, мкА/люмен; Φ – световой поток, люмен.

Вакуумные фотоэлементы изготавливаются в виде стеклянного баллона, внутренняя поверхность которого покрыта слоем чувствительного к свету вещества, являющегося эмиттером фотоэлектронов. Для работы в видимой части спектра особенно широко применяются сурьмяно-цезиевые фотокатоды. Вакуумные фотоэлементы практически безинерционны.

Ток в фотоэлементе может быть усилен, если наполнить баллон газом (неон, аргон) и создать между электродами такое напряжение, чтобы фотоэлектроны могли, ускоряясь, производить ионизацию газа. Вновь образовавшиеся электроны и положительные ионы устремляются к аноду и катоду, соответственно, усиливая общий ток. Значительное увеличение тока в газонаполненных фотоэлементах обуславливает повышение инерционности фотоэлемента и искажение строгой пропорциональности между током и освещённостью.

Фотоэлементы находят широкое применение в науке и технике: счёт и сортировка деталей на конвейере, различные автоматические устройства, использование в военной технике, звуковом кино, фотометрии, спектроскопии и т.д.

Описание установки

Установка, показанная в разрезе на рис. 2.3, позволяет перемещать источник света (лампочку накаливания) относительно фотоэлемента. Отсчёт расстояния в сантиметрах от лампочки до фотоэлемента производится относительно корпуса установки. Светонепроницаемые камера и корпус защищают внутреннюю часть установки от попадания туда постороннего света.

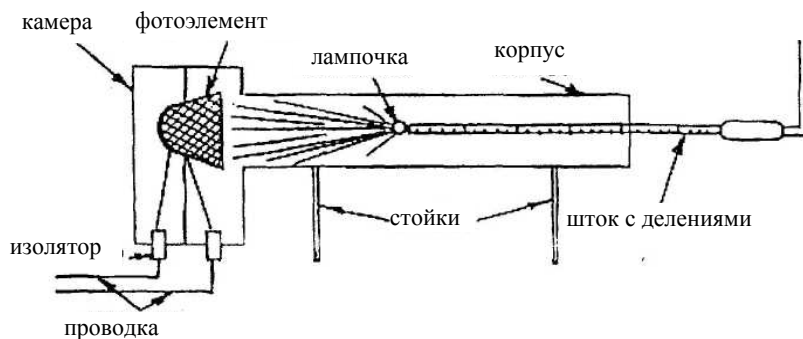


Рис. 2.3

Световой поток, падающий от лампочки на поверхность фотоэлемента, определяется формулой

$$\Phi = I_{\text{св}} \Omega, \quad (2.3)$$

где $I_{\text{св}} = (1,0 \pm 0,1)$, кд – сила света лампочки; Ω – телесный угол, образованный конусом лучей, падающих на фото-

элемент.

Так как

$$\Omega = \frac{S}{l^2}, \quad (2.4)$$

где $S = (23 \pm 0,5) \text{ см}^2$ – площадь катода, то

$$\Phi = \frac{I_{\text{св}} S}{l^2}. \quad (2.5)$$

Электрическая схема установки приведена на рис. 2.4

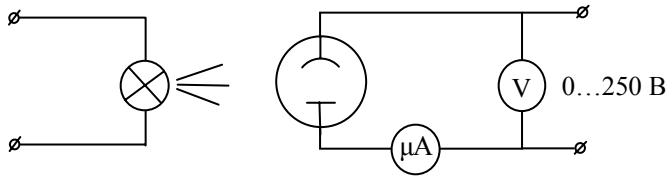


Рис. 2.4

Порядок выполнения работы

Задание 1. Снятие вольтамперной характеристики фотоэлемента

1. Включите питание установки. Как микроамперметр, так и вольтметр могут иметь несколько пределов измерений. Предел измерений тока устанавливается преподавателем, исходя из типа и состояния фотоэлемента. Предел измерений напряжения выбирается студентом так, чтобы ток насыщения достигался при напряжении, составляющем 50...80 % от выбранного предела.

2. Определите цену деления микроамперметра и вольтметра. Рассчитайте шаг ΔU изменения напряжения при условии, что для качественного построения графика необходимо иметь в данном случае не менее 15 – 20 точек.

3. Расстояние l_1 от источника света до фотоэлемента выбирается так, чтобы ток насыщения составлял 90...95 % от I_{max} (максимального значения шкалы). Изменяя напряжение U с шагом ΔU , измерить соответствующие значения тока I . Результаты измерений занести в табл. 2.1.

Таблица 2.1

$l, \text{ см}$	$U, \text{ В}$							
l_1	$I \cdot 10^{-6}, \text{ А}$							
l_2								
l_3								
l_4								
l_5								

4. Повторите измерения при четырёх других значениях расстояния l_2, l_3, l_4, l_5 .

5. Постройте семейство вольтамперных характеристик $I = f(U)$ на одном листе с учётом требований, предъявляемых к построению графиков.

Задание 2. Снятие световой характеристики и определение интегральной чувствительности фотоэлемента

Световой характеристикой фотоэлемента называется зависимость фототока от величины светового потока, падающего на элемент при постоянном напряжении на аноде. Знание световой характеристики необходимо для выбора типа и правильного использования фотоэлемента на практике.

Отношение величины фототока к величине светового потока, падающего на катод, называется чувствительностью фотоэлемента.

Интегральная чувствительность обозначается символом γ и определяется по формуле

$$\gamma = \frac{I}{\Phi}. \quad (2.6)$$

1. По формуле (2.5) рассчитайте значения светового потока Φ для каждого из расстояний l . Результаты занесите в табл. 2.2.

2. Постройте график зависимости $I_{\text{н}}(\Phi)$ (световая характеристика).

3. По графику определите значение интегральной чувствительности γ как тангенс угла наклона получившейся прямой.

	l_1 , см	l_2 , см	l_3 , см	l_4 , см	l_5 , см
$I_{\text{нас}} \cdot 10^{-6}$, А					
Φ , лм					

Контрольные вопросы

1. Объясните явление насыщения фототока.
2. Законы внешнего фотоэффекта.
3. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
4. Что такое задерживающий потенциал?
5. Что такое красная граница фотоэффекта?
6. Типы фотоэлементов. Типы фотоэффектов.
7. Практическое использование фотоэффекта.
8. Принцип работы фотоумножителя.
9. Интегральная и дифференциальная чувствительности фотоэлемента.
10. Почему не наблюдается прямолинейная зависимость фототока от светового потока в газонаполненных фотоэлементах?
11. Объясните поведение построенных графиков.

Лабораторная работа 3

НАБЛЮДЕНИЕ СПЕКТРА АТОМАРНОГО ВОДОРОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА

Цель работы: наблюдение спектров ртути и водорода с помощью спектрального аппарата; определение постоянной Ридберга.

Приборы и принадлежности: монохроматор УМ-2, ртутная лампа ДРШ с блоком питания, водородная трубка с блоком питания, оптическая скамья.

Общие сведения

В соответствии с теорией Бора энергия электрона на стационарных орбитах может принимать дискретные значения:

$$E_n = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (3.1)$$

где знак минус означает, что система электрон-ядро является связанной, а $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число, определяющее энергию электрона на орбите.

При переходе из состояния с большим значением n_i с энергией E_i в состояние с меньшим значением n_j с энергией E_j испускается фотон (квант света) с частотой, рассчитанной по формуле Бора:

$$\nu_{ij} = \frac{E_i - E_j}{h}, \quad (3.2)$$

Однако в спектроскопии принято характеризовать спектральные линии не частотой, а величиной, обратной длине волны, называемой волновым числом:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}. \quad (3.3)$$

Тогда, воспользовавшись уравнением для энергии (3.1), формула (3.2) примет вид

$$\frac{1}{\lambda_{ij}} = R \left[\frac{1}{n_j^2} - \frac{1}{n_i^2} \right], \quad (3.4)$$

где $R = \frac{me^4}{8h^3 \epsilon_0^2 c}$ – постоянная Ридберга, справочное значение которой равно $R = 109\,737,309 \pm 0,012 \text{ см}^{-1}$.

Все линии спектра водорода могут быть объединены в серии (совокупности линий, отвечающих переходу на орбиту с данным значением n_j) для видимой области спектра $n_j = 2$. В видимой области расположены четыре линии серии Бальмера: $H_\alpha(n_i = 3)$, $H_\beta(n_i = 4)$, $H_\gamma(n_i = 5)$, $H_\delta(n_i = 6)$. Остальные линии этой серии лежат в ультрафиолетовой области спектра.

Используя формулу Бальмера (3.4), постоянную Ридберга можно определить как

$$R = \frac{1}{\lambda_{i2} \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_i^2} \right]} \quad (3.5)$$

Таким образом, зная длину волны хотя бы одной линии и соответствующее ей значение n_i , можно рассчитать постоянную Ридберга.

Описание установки

Установка представляет собой призмный монохроматор УМ-2, который выделяет монохроматические участки спектра в видимой и ближней инфракрасной областях (рис. 3.1).

Свет от источника излучения освещает входную щель монохроматора 3. Ширина щели регулируется микрометрическим винтом 5, а ее высота – фигурной диафрагмой 4. Через коллиматор 2 параллельный пучок света подается на диспергирующую призму 1, которая вращается с помощью барабана 7, выводя в центр фокальной плоскости окуляра 9 излучение разных длин волн. Связь между длиной волны излучения и делениями барабана определяется по градуировочному графику.

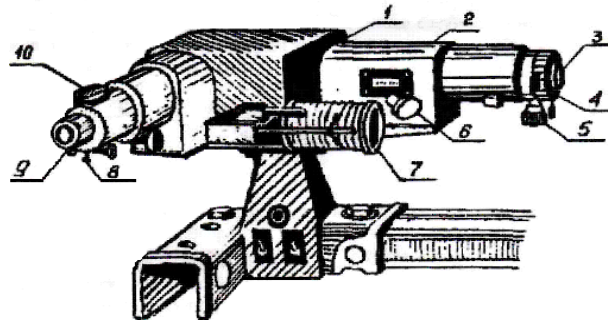


Рис. 3.1

В фокальной плоскости окуляра имеется указатель с головкой 8, освещаемый лампочкой через сменные светофильтры в револьверной оправе 10; таким образом, при работе в любой области спектра указатель может быть освещён светом той же длины волны. Окуляр поворотом головки устанавливается так, чтобы резко был виден указатель. Затем маховичком объектива коллиматора 6 фокусируется изображение спектра в плоскости указателя. Ртутная лампа включается с помощью специального блока питания. На рейтере укреплен держатель водородной трубки, которая питается от своего источника.

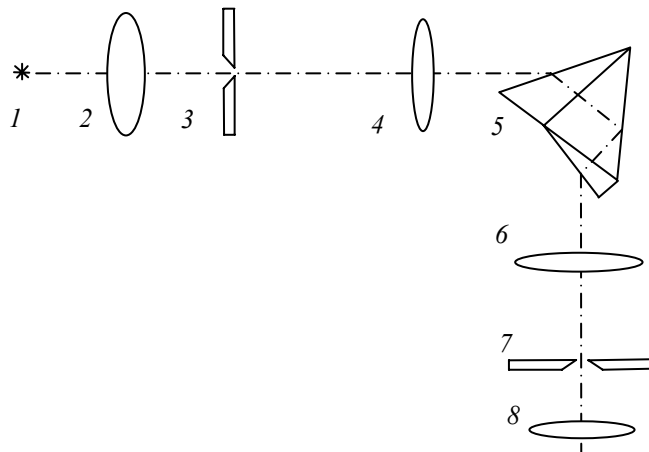


Рис. 3.2

Оптическая схема монохроматора, изображённая на рис. 3.2, состоит из трёх основных частей: коллиматора 2 – 4, служащего для получения параллельного пучка лучей, системы диспергирующих призм 5, разлагающей некогерентный свет в спектр, и зрительной трубы 6 – 8 для наблюдения спектра. Свет от источника 1 проходит через конденсор 2 и освещает щель 3, которая расположена в фокальной плоскости объектива 4 коллиматора. Из объектива параллельный пучок лучей направляется на призму 5.

Если источник испускает некогерентный свет, то поскольку лучи различных длин волн по-разному преломляются в призме (явление дисперсии), произойдёт разложение света на монохроматические составляющие, соответствующие излучению определённой длины. Они соберутся в фокальной плоскости объектива 6 зрительной трубы в виде спектрального изображения щели 3, т.е. в виде отдельных линий разного цвета. Спектр может наблюдаться через окуляр 8, при этом спектральные линии выводятся (путём поворота призмы) на выходную щель 7 зрительной трубы.

Ширина входной щели регулируется микрометрическим винтом так, чтобы были видны даже слабые линии спектра и, в то же время, наиболее яркие линии не резали глаз. В процессе измерений величину входной щели не рекомендуется трогать.

Отчётным устройством прибора является барабан, проградуированный в относительных единицах, который механически соединён с системой диспергирующих призм.

Ртутно-кварцевая лампа сверхвысокого давления типа ДРШ является мощным источником излучения в видимой и ультрафиолетовой частях спектра. В данной работе она предназначена для градуировки монохроматора (длины волн основных линий спектра паров ртути считаются известными).

Водородная трубка содержит водород в молекулярном виде, а также микропримеси других газов. При электрическом разряде в трубке, вследствие диссоциации, появляются атомы водорода. Поэтому кроме характерных для атомарного водорода спектральных линий могут быть видны более слабые по интенсивности и близко расположенные друг от друга линии излучения молекулярного водорода и атомов примесей. Вместо водородной трубки может быть использована дейтериевая лампа, обладающая аналогичным спектром.

Порядок выполнения работы

Внимание! Перед началом работы следует ознакомиться с описанием экспериментальной установки (рис. 3.1).

Задание 1. Построение градуировочного графика

1. Установите ртутную лампу на оптической скамье на расстоянии 20...30 см от входной щели коллиматора и включите ее.

2. Отрегулируйте с помощью микрометрического винта ширину входной щели. При этом жёлтый дублет линий спектра ртути должен быть чётко виден.

3. Вращая рифлёное регулировочное кольцо окуляра, получите резкое изображение вертикального отсчётного индекса. При этом в поле зрения окуляра, наряду со спектральными линиями, виден вертикально расположенный индекс в виде стрелки чёрного цвета, который совмещается при выполнении работы со спектральной линией.

4. После этого с помощью винта, расположенного на корпусе монохроматора, добейтесь резкого изображения линий спектра и ещё раз проверьте ширину входной щели.

5. Вращая барабан и поочередно совмещая измеряемые линии с индексом окуляра, сделайте отсчёт делений шкалы барабана d_i для каждой линии. Рекомендуется подводить линии спектра к индексу всегда с одной стороны. Используя спектр характерных линий ртути, прилагаемый к установке, идентифицируйте значения длины волны λ_i для наблюдаемой линии. Полученные данные d_i и λ_i внесите в табл. 3.1.

Таблица 3.1

№ линии спектра	Цвет	λ_i , нм	d_i , дел.
1			
...			
16			

В приложении к данной лабораторной работе, имеющемся в лаборатории, указаны длины волн и приблизительные значения (в %) относительных интенсивностей наиболее ярких линий спектра ртути. Интенсивность зеленой линии (5461 Å) принята за 100 %. Чтобы не ошибиться в идентификации наблюдаемых линий, обратите внимание на взаимное расположение, цвет и интенсивность линий.

6. По данным табл. 3.1 постройте график зависимости d_i от λ_i , соблюдая правила построения графиков.

Задание 2. Наблюдение спектра атомарного водорода и определение длин волн в видимой его части

1. Замените ртутную лампу на водородную трубку (дейтериевую лампу), которую рекомендуется приблизить вплотную к входной щели, и включите её. В процессе замены оба источника, естественно, должны быть выключены. Сделайте отсчёт делений шкалы барабана d_i для наиболее интенсивных линий в красной и зелёно-синей областях видимого спектра.

2. По градуировочному графику определите значения длин волн этих линий и, используя прилагаемую к лабораторной установке таблицу спектральных линий для атома водорода в видимом диапазоне, идентифицируйте линии, соответствующие атому водорода: H_α и H_β .

3. Зная длины волн H_α и H_β по формуле (3.5) рассчитайте значения постоянной Ридберга R для каждой линии, а также среднее значение R_{cp} . Попытайтесь оценить абсолютную погрешность R_{cp} , исходя из того, что в данной работе точность отсчета делений шкалы барабана d_i для каждой линии реально составляет около пяти делений. Расчёт проведите не менее чем с тремя значащими цифрами.

Контрольные вопросы

1. Почему движущийся электрон в атоме, согласно электродинамике, должен упасть на ядро?
2. Сформулируйте постулаты Бора.
3. Что означает слово "спектр"?
4. Объясните природу спектральных линий водорода с точки зрения электронных энергетических уровней.

5. По какому принципу спектральные линии объединяются в серии? Нарисуйте диаграмму электронных энергетических уровней в атоме водорода и покажите стрелками переходы электронов, при которых происходит излучение спектральных линий серий Лаймана, Бальмера, Пашена.

6. Почему из бесконечного числа спектральных линий наблюдаются только 4 (или 3)?

7. В чём состояла революционность теории Бора и каковы её недостатки?

8. Используя элементарную боровскую теорию атома водорода, получите формулы для радиуса n -ой стационарной орбиты, а также для скорости, частоты вращения и полной энергии электрона на n -й орбите.

Лабораторная работа 4

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРОВОДНИКА И ПОЛУПРОВОДНИКА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКА

Цель работы: исследование зависимости удельной проводимости проводника и полупроводника от температуры и определение ширины его запрещённой зоны (энергии активации).

Приборы и материалы: нагревательный элемент, источник питания, полупроводник, проводник, термопара, цифровой вольтметр В7-32.

Общие сведения

При объединении атомов в кристаллическое тело структура энергетических уровней электронов претерпевает важные изменения. Эти изменения почти не затрагивают наиболее глубоких уровней, образующих внутренние заполненные оболочки. Зато наружные уровни коренным образом перестраиваются. Указанное различие связано с разным пространственным распределением электронов, находящихся на глубоко лежащих и на верхних энергетических уровнях. Атомы в кристалле тесно прижаты друг к другу. Волновые функции наружных электронов в существенной мере перекрываются, что приводит к обобществлению этих электронов; они принадлежат уже не отдельным атомам, а всему кристаллу. В то же время волновые функции внутренних электронов друг с другом практически не перекрываются. Положение этих уровней в кристалле мало отличается от их положения у изолированных атомов. У одиночных атомов одного и того же элемента энергии соответствующих уровней в точности одинаковы. При сближении атомов эти энергии начинают расходиться. Вместо одного, одинакового для всех N атомов уровня, возникает N очень близких, но не совпадающих уровней энергии. Таким образом, каждый уровень изолированного атома расщепляется в кристалле на N часто расположенных уровней. Системы расщеплённых уровней образуют в кристалле разрешённые энергетические зоны, разделённые запрещёнными зонами (рис. 4.1).

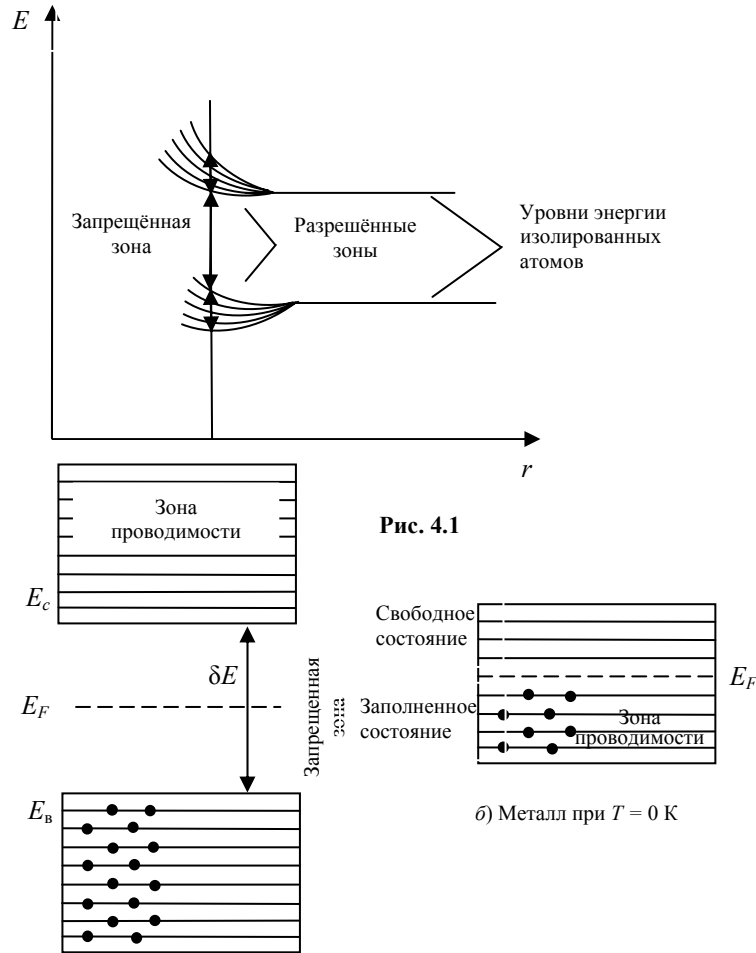


Рис. 4.1

а) Диэлектрик или полупроводник при $T = 0$ К

б) Металл при $T = 0$ К

Рис. 4.2

Проводимость кристаллов определяется распределением электронов по уровням. В диэлектриках электроны полностью заполняют последнюю из занятых зон (так называемую валентную зону). Следующая разрешённая зона (зона проводимости) не содержит электронов (рис. 4.2, а), где E_c – уровень энергии, соответствующий дну зоны проводимости; E_B – верхний уровень валентной зоны. Ширина запрещённой зоны, разделяющей валентную зону и зону проводимости, велика (свыше 3 эВ), и электроны в обычных условиях не могут её "перепрыгнуть". Недостаточной оказывается и энергия электрического поля вплоть до пробоя диэлектрика. В металлах электроны лишь частично заполняют последнюю из занимаемых зон, и в ней имеются свободные состояния (рис. 4.2).

В присутствии электрического поля электронам сообщается дополнительная энергия, достаточная для их перевода на эти свободные состояния. Такой кристалл будет проводить ток. К полупроводникам относятся вещества, имеющие, в отличие от диэлектриков, небольшую ширину запрещённой зоны δE (до 2 эВ).

В собственных полупроводниках (без примесей) для переброса электронов из занятой валентной зоны в зону проводимости необходима энергия активации, равная ширине запрещённой зоны. Она может быть получена за счёт увеличения энергии теплового движения электронов, либо при наложении внешнего электрического поля. Величина проводимости в собственных полупроводниках определяется равным числом электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Число электронов в зоне проводимости равно произведению числа имеющихся уровней энергии на вероятность их заполнения. Вероятность заполнения уровней подчиняется распределению Ферми-Дирака

$$f(E) = \frac{1}{\left(e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1 \right)}, \quad (4.1)$$

где E – энергия уровня; k – постоянная Больцмана; T – термодинамическая температура; E_F – энергия Ферми.

При $T = 0$ К уровень Ферми определяет уровень энергии, вероятность заполнения которого $f(E) = 0,5$. Для металлов это уровень энергии, отделяющий заполненную электронами зону от зоны свободных состояний. В собственных полупроводниках он расположен вблизи середины запрещённой зоны (рис. 4.2). При обычных температурах величина $kT \ll (E - E_F)$, тогда

$$f(E) = e^{\frac{-(E-E_F)}{kT}}. \quad (4.2)$$

При этом электронами занимают главным образом уровни, находящиеся у дна зоны проводимости, так что в качестве энергии E в формулу (4.2) можно подставить энергию E_c , соответствующую дну зоны проводимости. Вместо полного числа уровней в зоне следует принимать некоторое эффективное их число $N_{\text{эф}}$ вблизи дна зоны. Таким образом, концентрация электронов в зоне проводимости будет равна

$$n_{\text{Э}} = N_{\text{эфЭ}} e^{\frac{-(E_c-E_F)}{kT}}. \quad (4.3)$$

Аналогично можно получить, что концентрация дырок в валентной зоне равна

$$n_{\text{Д}} = N_{\text{эфД}} e^{\frac{-(E_F-E_B)}{kT}}. \quad (4.4)$$

Перемножая формулы (4.3) и (4.4) и принимая во внимание, что $n_{\text{Э}} = n_{\text{Д}} = n$, получим

$$n_{\text{Д}} n_{\text{Э}} = N_{\text{эфД}} N_{\text{эфЭ}} e^{\frac{-(E_c-E_B)}{kT}}. \quad (4.5)$$

Разность $E_c - E_B = \delta E$ – ширина запрещённой зоны. Обозначим $N_{\text{эфД}} N_{\text{эфЭ}} = A^2$; тогда, извлекая квадратный корень, получим

$$n_{\text{Э}} = n_{\text{Д}} = n = A e^{\frac{-\delta E}{2kT}}. \quad (4.6)$$

Определим проводимость σ полупроводника. Плотность тока равна

$$j = |e| (n_{\text{Э}} V_{\text{срЭ}} + n_{\text{Д}} V_{\text{срД}}), \quad (4.7)$$

где e – элементарный заряд; $V_{\text{срЭ}}$ и $V_{\text{срД}}$ – средние скорости упорядоченного движения электронов и дырок, соответственно.

С другой стороны:

$$j = \sigma E, \quad (4.8)$$

где E – напряженность электрического поля; σ – удельная электропроводность. Подставляя (4.8) в (4.7), находим

$$\sigma = \frac{j}{E} = |e| (n_{\text{Э}} \mu_{\text{Э}} + n_{\text{Д}} \mu_{\text{Д}}), \quad (4.9)$$

где $\mu_{\text{Э}} = \frac{V_{\text{срЭ}}}{E}$ и $\mu_{\text{Д}} = \frac{V_{\text{срД}}}{E}$ – подвижности электронов и дырок.

Учитывая, что $n_{\text{Э}} = n_{\text{Д}} = n$ и выражение (4.6), получим

$$\sigma = |e| A (\mu_{\text{Э}} + \mu_{\text{Д}}) e^{\frac{-\delta E}{2kT}} \quad (4.10)$$

или

$$\sigma = B e^{\frac{-\delta E}{2kT}}. \quad (4.11)$$

Так как удельное сопротивление полупроводника $\rho = \frac{1}{\sigma}$, то зависимость его сопротивления от температуры можно представить в виде

$$R = C e^{\frac{\delta E}{2kT}}, \quad (4.12)$$

A, B, C – некоторые константы.

Если в состав химически чистого полупроводника ввести нужные (донорные или акцепторные) примеси, то можно получить полупроводники либо только с электронным типом проводимости (n -полупроводники), либо только с дырочным (p -полупроводники). Это связано с появлением в запрещённой зоне соответственно донорных или акцепторных уровней (рис. 4.3).

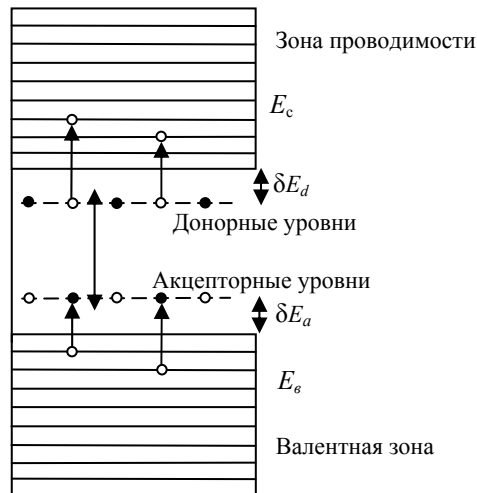


Рис. 4.3

Величины δE_d и δE_a носят название энергии активации доноров и акцепторов. Их значения меньше ширины запрещённой зоны. Логарифмируя выражение (4.12), получим уравнение

$$\ln R = \ln C + \frac{\delta E}{2kT}, \quad (4.13)$$

которое является уравнением прямой линии в координатах $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$, по углу наклона которой можно определить энергию активации δE .

Описание установки

Схема установки приведена на рис. 4.4. Нагрев образца осуществляется спиралью из низкоомной проволоки, расположенной на керамическом каркасе, внутри которого помещён полупроводниковый образец, проводник и термопара для измерения температуры. ЭДС термопары и сопротивление образца измеряются с помощью цифрового вольтметра В7-32. Переключение между исследуемыми образцами осуществляется переключателем, расположенным на передней панели установки. В положении 1 к омметру подключается полупроводник, в положении 2 – проводник.

В работе применена термопара типа ХА (хромель-алюмель), температурный коэффициент которой в интервале от 0...90 °С составляет 0,041 мВ/К.

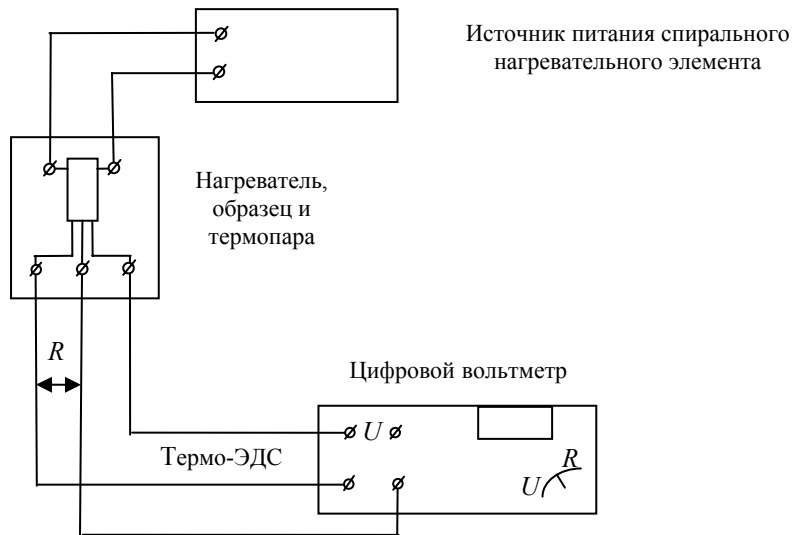


Рис. 4.4

Пример расчёта температуры: комнатная температура $T_0 = 293$ К, показания вольтметра – 0,82 мВ, температура образца:

$$T = 293 + 0,82/0,041 = 313 \text{ К.}$$

$$\text{Абсолютная температура образца } T_i = T_0 + \frac{U_i}{0,041}.$$

Порядок выполнения работы

Задание 1. Определение энергии активации полупроводника

1. Измерьте сопротивление полупроводникового образца при комнатной температуре. Включите электронагреватель и измерьте сопротивление через каждые 0,4 мВ вплоть до значений термо ЭДС 2,2 – 2,3 мВ переключением режима работы вольтметра В7-32 из положения "U" в "R" и обратно при достижении необходимого значения термо ЭДС. Температуру образца рассчитайте согласно приведенному выше примеру. Результаты измерений сопротивления полупроводника и его температуры запишите в табл. 4.1.

2. По полученным данным постройте график зависимости

$$\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right).$$

Энергию активации можно оценить менее точными расчётами. Для двух температур нагрева образца T_1 и T_2 , согласно уравнению (4.13), можно записать:

$$\delta E = 2k \frac{\ln \frac{R_1}{R_2}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}},$$

где T_1 и T_2 желательно выбирать отличающимися на 40...50 К друг от друга.

Таблица 4.1

№	R_i , кОм	T_i , К	$Y_i = \ln R$	$X_i = 1/T_i$
1				
...				
n				

3. Рассчитайте δE , сделайте вывод (собственный или примесный проводник).

Задание 2. Определение температурного коэффициента сопротивления металла

1. Повторите пункт 1 предыдущего задания для проводника, при охлаждении установки. Измерения проводить каждые две минуты. Результаты занесите в табл. 4.2.

Таблица 4.2

№	ρ , Ом	T_i , °C	α_i , °C ⁻¹
1			

...			$\alpha_{\text{ср}}$
-----	--	--	----------------------

2. По полученным данным построить график зависимости ρ от t °С.

3. Из графика найдите значение ρ_0 методом экстраполяции и определите температурный коэффициент сопротивления α исследованного металлического проводника по формуле (4.14).

Для многих проводников, к которым относятся металлы, изменение α с температурой не очень велико. Если интервал изменения температуры достаточно мал, то приближённо можно считать α постоянным, равным среднему его значению внутри рассматриваемой области температур.

Если ρ_0 есть удельное сопротивление при 0 °С, а ρ – его значение при t °С, то

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t) \quad \text{или} \quad \rho_0 = \rho / (1 + \alpha t).$$

Температурный коэффициент сопротивления (ТКС) может быть как положительным, так и отрицательным. У всех металлов сопротивление увеличивается с увеличением температуры, а следовательно, для металлов $\alpha > 0$. Для всех чистых металлов температурный коэффициент сопротивления близок к $1/273 = 0,00367$. Некоторые сплавы имеют весьма малое α , который равен относительному изменению сопротивления металла при увеличении его температуры на 1 °С.

$$\alpha_i = \frac{\rho_i - \rho_0}{\rho_0(t_i - t_0)}, \quad (4.14)$$

где t_i – температура нагретого проводника; t_0 – температура окружающей среды.

4. Найдите основные источники погрешности при определении α и оцените точность, с которой получена его величина.

Контрольные вопросы

1. Объяснить механизм электропроводности металлов и полупроводников с точки зрения зонной теории твердого тела.
2. Распределение Ферми-Дирака и его применение к выводу зависимости проводимости полупроводника от температуры.
3. Что такое энергия активации полупроводника? В чём суть метода её определения в данной работе?

Лабораторная работа 5

ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА

Цель работы:

1. Определить первый резонансный потенциал возбуждения атомов ртути и рассчитать длину волны соответствующего перехода.
2. Исследовать процессы взаимодействия электронов с атомами ртути и рассчитать вероятность упругого и неупругого взаимодействий.

Общие сведения

Суть опытов, предложенных и проведённых Франком и Герцем в 1913 году, состояла в нахождении потенциалов ионизации атомов ртути, т.е. определении энергии ускоренного электрона в наполненной парами ртути трёхэлектродной лампе, который, сталкиваясь с атомом ртути, мог отщипить слабосвязанный с ним внешний (валентный) электрон. Заметим, что в том же году Н. Бор сформулировал свои постулаты.

Согласно идеям Бора, энергия электрона в атоме может принимать не произвольные значения, а лишь значения из определенного дискретного набора. Эти значения получили впоследствии название энергетических уровней и показаны на рис. 5.1. Энергетические уровни иногда называют оптическими уровнями, так как при любых переходах между ними поглощаются или излучаются фотоны, длины волн которых лежат в видимой или соседних ей частях спектра. Из рисунка видно, что энергия валентного электрона атома ртути в основном состоянии 1 равна $E_1 = -10,42$ эВ. Другие энергетические уровни соответствуют возбужденным состояниям 2, 3, 4 и т.д. Энергия первого возбужденного состояния 2 равна $E_2 = -5,54$ эВ. Энергия, которая требуется для перехода электрона из основного состояния в возбужденное состояние (линия I на рис. 5.1), равна:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = -5,54 - (-10,42) = 4,88 \text{ эВ}. \quad (5.1)$$

Эту энергию называют первым критическим потенциалом атома ртути. Если по какой то причине атом ртути перейдет в первое возбуждённое состояние, то электрон затем возвратится в исходное состояние (линия II) очень короткое время ($\approx 10^{-8}$ с). Такой переход будет сопровождаться излучением фотона (стрелочка III) с энергией $E_e = 4,88$ эВ и длиной волны 253,6 нм. Из рисунка также видно, что энергия ионизации атома ртути равна 10,42 эВ.

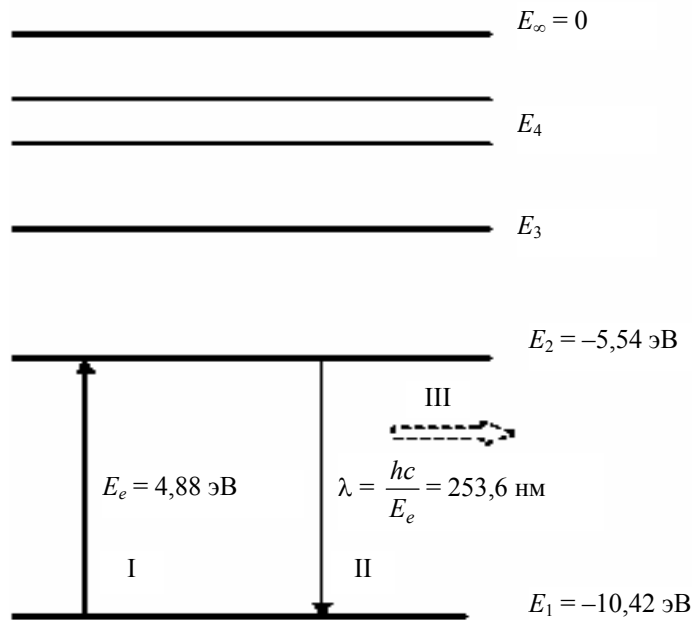


Рис. 5.1

Вернёмся к результату опыта Франка и Герца.

Если мы будем производить бомбардировку атомов свободными электронами, то при определённой энергии электронов, равной (или большей) разности энергий между какими-либо двумя атомными уровнями, может происходить возбуждение атомов с переходом их внутренних электронов на уровень с более высокой энергией. При этом бомбардирующие (свободные) электроны будут терять свою энергию (согласно закону сохранения энергии). Именно это явление и наблюдалось в опытах Франка и Герца.

Схема опыта

Схема опыта Франка и Герца представлена на рис. 5.2.

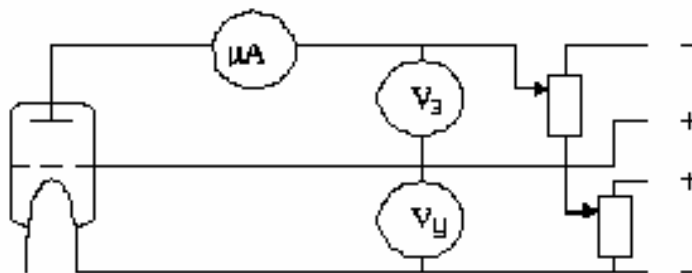


Рис.2 Схема опыта Франка и Герца.

Рис.5.2 Схема опыта Франка и Герца

Основным устройством является здесь наполненный парами ртути триод. Первый электрод (нить накаливания) является источником электронов. Разность потенциалов между нитью и сеткой U_y (ускоряющее напряжение) сообщает электронам заданную энергию eU_y . Задерживающее напряжение U_3 между сеткой и анодом служит для фильтрации электронов с энергией меньшей чем eU_3 , направляя медленные электроны, потерявшие скорость после неупругих столкновений на сетку, делая более контрастную вольтамперную характеристику триода (здесь e – заряд электрона.) Это значит, что если известна энергия электрона до eU_y и после eU_3 столкновения с атомом ртути, то можно установить величину

энергии, переданной атому в процессе столкновения.

Микроамперметр μA измеряет силу тока в цепи. Собственно в опытах Франка и Герца измерялась зависимость силы тока от ускоряющего напряжения U_y при фиксированном (постоянном) задерживающем. Для успеха опыта необходимо тщательно изолировать сосуд от внешней среды, обеспечить отсутствие газовых примесей внутри лампы, а также удалить со стенок лампы и электродов примеси и загрязнения. Зависимость силы тока от ускоряющего напряжения носит название анодной характеристики.

В настоящей работе также изучается зависимость силы тока от задерживающего напряжения при постоянном ускоряющем напряжении. Такая зависимость называется характеристикой задержки. По характеристике задержки можно судить о функции распределения электронов по энергиям и определить вероятность упругих и неупругих взаимодействий.

Анодная и задерживающая характеристика

В работе:

а) анодная характеристика регистрируется при постоянном значении напряжения задержки $U_3 = 0,5 \dots 2$ В путём изменения ускоряющего напряжения U_y в пределах $0 \dots 24$ В при температуре $t = 20$ и 80 °С.

б) характеристика задержки регистрируется при постоянном значении ускоряющего напряжения $U_y = 8 \dots 12$ В путём изменения напряжения задержки U_3 в пределах $0 \dots 24$ В при температуре $t = 80$ °С.

Анодная характеристика в вакууме

В случае вакуумного триода (т.е. не заполненного газом) анодная характеристика имеет вид кривой насыщения (см. рис. 5.3). Ни один электрон не может пройти сквозь задерживающее поле до тех пор, пока его энергия меньше чем eU_3 . Таким образом, при $U_y < U_3$ ток равен нулю. При $U_y > U_3$ ток начинает быстро возрастать и затем достигает насыщения. При дальнейшем увеличении ускоряющего потенциала U_y ток практически не меняется.

Физика такой зависимости может быть объяснена следующим образом. Нагретая нить испускает некоторое количество электронов с различными энергиями, определяемое температурой нити и видом материала, из которого она изготовлена. Распределяясь в пространстве вокруг электрода (нити накаливания), электроны создают заряженное облако, которое искажает электрическое поле между электродами. Кроме того, электроны имеют различные энергии, отвечающие некоторой функции распределения по энергиям.

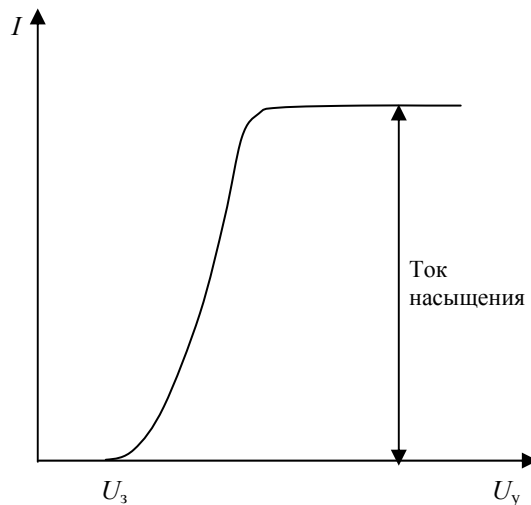


Рис. 5.3

Именно по этим причинам при превышении U_y над U_3 не все электроны одновременно покидают область вблизи испускающей их нити. Лишь часть их формирует электронный ток в системе. Однако с дальнейшим повышением ускоряющего напряжения всё больше электронов покидают область вблизи нити накаливания и, наконец, при некотором значении U_y все электроны, испускаемые нитью в единицу времени, участвуют в формировании электронного тока. Дальнейшее увеличение напряжения U_y не может уже более увеличивать ток, поскольку "резерв" электронов исчерпан.

Анодная характеристика при наличии паров ртути

В данной лабораторной установке пары ртути внутри триода создаются испарением капли жидкой ртути при увеличении температуры специального нагревательного элемента посредством увеличения проходящего через него электрического тока. Возможны режимы работы при температуре паров ртути 20 , 80 и 150 °С.

При 20 °С концентрация паров ртути столь мала, что триод работает практически как вакуумный. Анодная характе-

ристика при 20 °С имеет вид характеристики вакуумного триода (рис. 5.3).

При наличии паров внутри триода (например, паров ртути) вид анодной характеристики существенно меняется. Возникает один или несколько максимумов и минимумов прежде, чем ток выходит на насыщение (см. рис. 5.4). Можно заметить, что расстояние между максимумами по оси напряжений одно и то же и равно для паров ртути 4,9 В. Говоря иначе, первый максимум наблюдается при ускоряющем напряжении 4,9 В, второй максимум – при $U_y = 9,8$ В. Разумеется, данные значения будут наблюдаться при значении задерживающего напряжения $U_3 = 0$. При U_3 , не равном нулю, т.е. значение U_3 будет добавляться к соответствующим значениям U_1 т.е. первый максимум будет наблюдаться при $4,9 \text{ В} + U_3$ и т.д. Причина возникновения максимумов на анодной характеристике состоит в резонансном взаимодействии электронов, ускоренных напряжением U_y , с атомами ртути.

Взаимодействие электронов с атомами ртути бывает преимущественно в условиях данного опыта двух типов. Первый тип – это упругое рассеяние электрона на атоме. Напомним, что удар называется абсолютно упругим, если кинетическая энергия электронов, участвующих в столкновении, не изменяется, а лишь перераспределяется между ними. Напротив, в случае неупругого удара, часть первоначального запаса кинетической энергии электронов переходит в другие формы, частично идет на возбуждение внутренних степеней свободы – колебаний ядер относительно положений равновесия и переходов электронов с одних энергетических уровней на другие.

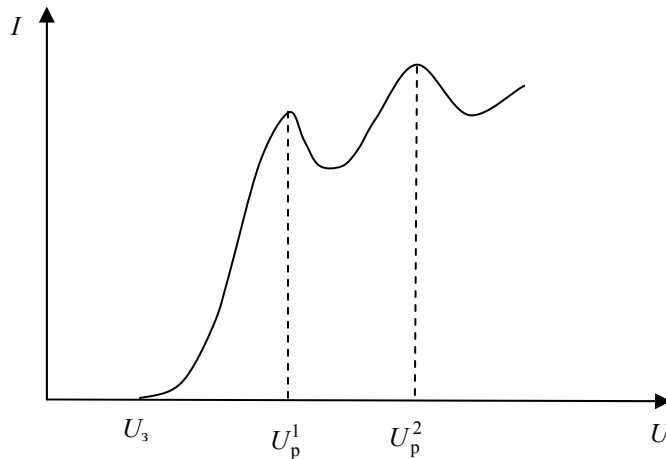


Рис. 5.4

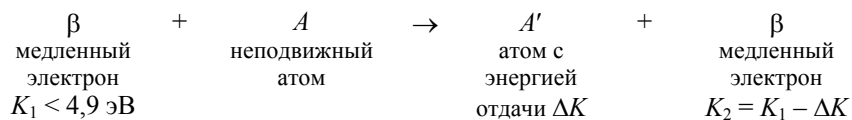
Возвращаясь к нашему случаю, отметим, что электрон, ускоренный напряжением 4,9 В, приобретает энергию в 4,9 эВ, что соответствует энергии электронного перехода $\Delta E = E_2 - E_1$ в атоме ртути. При меньших ускоряющих напряжениях электронных переходов с уровня на уровень в атомах ртути не происходит, и все столкновения электронов с атомами носят упругий характер. При этом, поскольку масса атома много больше массы электрона, скорость электрона меняется только по направлению, но не меняется по величине. Это означает, что электроны практически не теряют свою энергию и зависимость тока от ускоряющего напряжения имеет характер растущей кривой.

Рассмотрим случай, когда пучок медленных электронов проходит через пары ртути, находящиеся под низким давлением. Если кинетическая энергия электронов меньше 4,9 В, то столкновение таких электронов будут упругими, т.е. кинетическая энергия поступательного движения электронов будет оставаться неизменной. Потеря электронами некоторой части кинетической энергии может быть найдено по формуле (вывод можно сделать самостоятельно):

$$\Delta K = \frac{4mM}{(m+M)^2} K = \frac{4m}{M} K, \quad (5.2)$$

где m – масса электрона; M – масса атома ртути; $K = \frac{1}{2}mv^2$ – кинетическая энергия налетающего электрона.

Поскольку $m \ll M$, то потеря кинетической энергии ΔK весьма мала. Энергия ΔK передается атому ртути и проявляется как его энергия отдачи, что схематически может быть представлено следующим образом:



Значение ΔK настолько мало, что электрон до полной остановки испытывает значительное число столкновений, двигаясь при этом по зигзагообразной траектории, достигая анода.

Однако, если кинетическая энергия электрона превышает $E_2 - E_1 = 4,9$ эВ (см. рис. 5.1), то возможны неупругие столкновения, сопровождающиеся передачей части его кинетической энергии атому ртути с переходом электрона в атоме ртути из основного состояния в первое возбужденное с энергией E_2 .

Кинетическая энергия K_2 электрона после неупругого столкновения равна

$$K_2 = K_1 - (E_2 - E_1) = K_1 - 4,9 \text{ эВ},$$

и если она K_2 меньше энергии задержки eU_3 , то электроны не долетят до анода.

Поскольку время жизни атома в возбужденном состоянии очень мало ($\approx 10^{-8}$ с), то практически сразу же после столкновения возбуждённый атом A' вернётся в основное состояние, испустив при этом фотон с энергией $E_2 - E_1 = 4,9$ эВ и длиной волны $\lambda = 253,6$ нм.

При достижении резонансного значения ускоряющего напряжения большое количество электронов отдаёт свою энергию атомам ртути. Они уже не могут достичь анода и не участвуют в формировании тока. Поэтому за максимумом следует минимум (провал) по току.

Дальнейшее увеличение ускоряющего напряжения вновь приводит к росту тока. Тем самым при значении $U_p = 9,8$ В электроны, которые один раз потеряли свою энергию в резонансном неупругом столкновении, снова набирают энергию, достаточную для повторного резонансного взаимодействия. Мы наблюдаем второй максимум.

С увеличением температуры паров ртути вид анодной характеристики изменяется. Положения максимумов по оси напряжений, разумеется, измениться не могут, однако сами величины максимумов и особенно минимумов тока претерпевают изменения. С ростом температуры они уменьшаются. Напомним, что начало характеристики не совпадает с началом координат из-за контактной разности потенциалов между катодом и сеткой, а также задерживающего напряжения U_3 , поэтому измерение резонансного потенциала следует проводить по разности $U_p^2 - U_p^1$.

Характеристика задержки и функция распределения электронов по энергиям

Вид характеристики задержки с параметрами установки $t = 80$ °С, $U_y = 4$ В, $U_3 = 0 \rightarrow 24$ В представлен на рис. 5.5.

Как уже отмечалось выше, тот факт, что ток не падает до нуля непосредственно сразу после превышения напряжения задержки над ускоряющим напряжением, объясняется существованием распределения электронов по энергиям. Не все электроны имеют одну энергию, и чем уже распределение их по энергиям, тем круче будет падение тока на характеристике задержки. При данном фиксированном U_y напряжение задержки $U_3 > U_y$ отсекает электроны с энергией меньшей либо равной

$$E = e(U_3 - U_y). \tag{5.3}$$

Пусть количество таких электронов, пролетающих через триод в единицу времени (и не достигающих анода по причине действия задерживающего потенциала), равно $N(E)$. По определению функция распределения электронов по энергиям равна

$$f(E) = -dN(E) / dE. \tag{5.4}$$

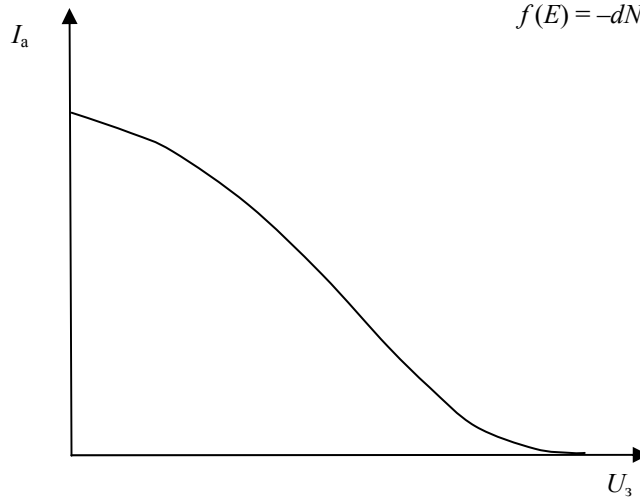


Рис. 5.5

С другой стороны, значение тока при данном значении задерживающего напряжения пропорционально $N_0 - N(E)$, где N_0 — полное количество электронов, формирующих ток при равном нулю напряжении задержки. Кроме того, $dE \sim e dU$, следовательно,

$$f(E) = dN(E) / dE = -dI / dU.$$

Говоря иначе, функция распределения электронов по энергиям равна производной тока по напряжению задержки.

Напомним, что при записи характеристики задержки ускоряющее напряжение U_y является параметром. В зависимости от его соотношения с резонансным напряжением вид характеристики задержки при наличии паров ртути будет различным.

При $U_y < U_p$ неупругих соударений очевидно нет и характеристика задержки будет такой же, как в случае вакуумного триода, т.е. ток в триоде определяем только электронами, которые испытывают упругие столкновения $i_a = i_y$ (см. рис. 5.6).

Если же $U_y > U_p$, то на графике характеристики задержки появляется дополнительная ступенька (см. рис. 5.6). Запись характеристики произведённая при $t = 80$ °С, $U_y = (8 \dots 10)$ В, $U_3 = (0 \dots 24)$ В даёт наглядную картину.

Это изменение в сравнении с вышерассмотренным случаем также может быть объяснено с привлечением модели полного тока электронов как суммы "упругого" и "неупругого" токов, т.е. если весь ток электронов условно разделить на

две компоненты, то $i_a = i_y + i_n$.

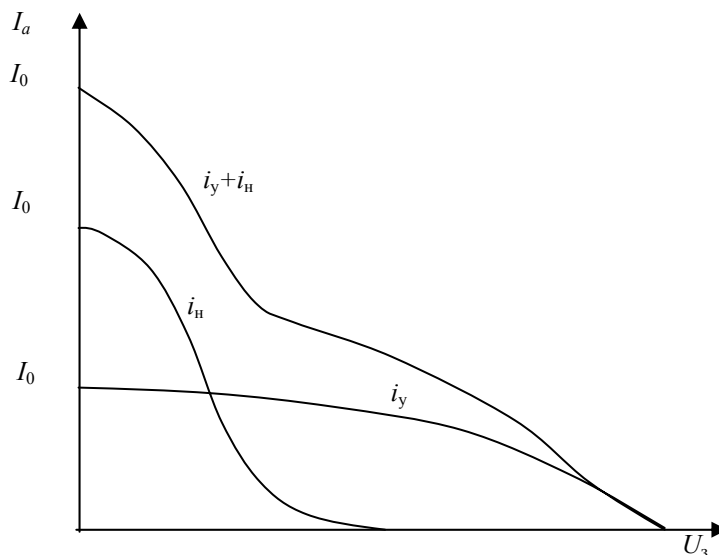


Рис. 5.6

При превышении определенного значения напряжения задержки электроны неупругой компоненты тока i_n , потерявшие свою энергию в результате соударения с атомами ртути, не попадут на сетку. В результате этого их вклад в анодный ток резко уменьшится, и значение анодного тока станет равно значению тока упругой компоненты.

При повышении давления паров ртути с повышением температуры "неупругий" ток будет значительно больше "упругого", вероятность взаимодействия увеличится в результате чего "плато" на графике характеристики задержки будет отсутствовать. Даже малое напряжение задержки в этом случае будет отправлять практически весь ток электронов на сетку, и характеристика задержки будет иметь вид падающей кривой (рис. 5.6).

УЧЕБНЫЙ ЛАБОРАТОРНЫЙ КОМПЛЕКС "ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА"

Учебный лабораторный комплекс "Опыт Франка и Герца" представляет собой действующую модель "Опыта Франка и Герца", полностью соответствующую своему лабораторному прототипу. Комплекс состоит из приборного блока и персонального компьютера (возможен и бескомпьютерный вариант). Компьютер управляет приборным блоком, выводит на экран по команде вольтамперные характеристики в динамическом режиме, производит запись результатов эксперимента, предлагает пользователю математический инструмент для обработки данных и математический аппарат для выявления физических закономерностей, полученных в результате эксперимента.

Приборная часть

Приборный блок состоит из двух модулей: модуля трёхэлектродной лампы и модуля управления.

Модуль трёхэлектродной лампы (рис. 5.7) представляет собой бокс, внутри которого находится трёхэлектродная лампа. На передней панели бокса имеется окно для наблюдения работы лампы, стандартная схема трёхэлектродной лампы с гнездами для кабельных соединений с блоком управления (катод, сетка, анод, земля) и кнопки нагрева баллона лампы ($t = 20, 80, 150 \text{ }^\circ\text{C}$).

Модуль управления (рис. 5.8) представляет собой систему связи с компьютером и управления работы трёхэлектродной лампы.



Рис. 5.7



Рис. 5.8

На передней панели расположены:

1. Ручки потенциометров ("грубо", "точно"), изменяющих разность потенциалов катод-сетка U_y (ускоряющий потенциал) и сетка-анод U_z (задерживающий потенциал).
2. Кнопки включения блоков питания: БН – блока накала; БУ – блока ускорения (катод-сетка); БЗ – блока задержки (сетка-анод); сеть – сеть.
3. Индикатор: в верхней строке индикатора фиксируется анодный ток, а в нижней U_y и U_z , соответственно.
4. Электрическая схема установки и гнезда подключения к модулю лампы.

Компьютерно-программная часть

Проведение эксперимента и обработка результатов в данной лабораторной работе осуществляется с использованием управляющей компьютерной программы. После задания режима работы программа сама осуществляет изменение ускоряющего или задерживающего напряжения и запись анодной характеристики или характеристики задержки соответственно. Значение ускоряющего или задерживающего напряжения может быть установлено на электронном блоке с помощью специальных регуляторов. При необходимости ускоряющее и задерживающее напряжения можно менять вручную и снимать значения тока с электронного индикатора непосредственно без использования компьютера (описание значков на экране с пояснениями представлено в табл. 5.1).

Таблица 5.1

Значок	Пояснения
Гиперссылка	Вход в оглавление текущего раздела программы
Светофор	Установка параметров и начало записи вольтамперной характеристики
Дискета	Сохранение набранной характеристики
Папка	Открыть один файл в окне
Две папки	Открыть второй файл в окне
Принтер	Печать
Стрелка	Возврат в предыдущее окно
Знак вопроса	Контекстно-зависимая справка
Молоток	Настройка параметров вывода на экран сохранённых характеристик

В верхней строке расположены значки различных процедур, выполняемых на текущем экране, так называемая панель инструментов.

Список инструментов: в нижней части экрана расположена подсказка.

Эксперимент

Подготовительный этап

1. Загрузите компьютер.
2. Выберите на рабочем столе ярлык "Опыт Франка и Герца".
3. Включите установку (сеть и три кнопки слева на панельной доске).
4. Введите имя и группу.

Настройка и запись вольтамперных характеристик

1. В содержании выберите настройку вольтамперных характеристик. Вращая ручки потенциометров, установите задерживающий потенциал $U_z = 0$ В, ускоряющий потенциал $U_y = 0$ В и температуру $t = 20$ °С получите на экране анодные характеристики. Убедитесь, что она имеют вид кривой насыщения.

2. Используя гиперссылку, выйдите в основное меню, выберите запись вольтамперной характеристики и сохраните получившуюся анодную характеристику (светофор) не изменяя шаг, выбрав значок установки параметров, запишите анодную характеристику.

3. Выбрав значок сохранения набранной характеристики, сохраните данные.

4. Вернитесь в предыдущее окно (стрелка), а затем в основное меню (гиперссылка).

5. Повторите пункты 1 – 4 для настройки и записи вольтамперной характеристики при задерживающем потенциале $U_z = 2$ В, ускоряющем потенциале $U_y = 0$ В и температуре $t = 80$ °С.

6. Повторите пункты 1 – 4 для настройки и записи вольтамперной характеристики при задерживающем потенциале $U_z = 0$ В, ускоряющем потенциале $U_y = 8$ В и температуре $t = 80$ °С.

Исследование и печать вольтамперных характеристик

1. В основном меню выберите исследование вольтамперных характеристик.
2. Загрузите анодную характеристику при температуре $t = 20\text{ }^\circ\text{C}$.
3. Выбрав значок настройки параметров вывода, выберите два окна с характеристиками.
4. Откройте вторую папку, выберите анодную характеристику при температуре $t = 80\text{ }^\circ\text{C}$.
5. Выбрав соответствующий значок, распечатайте анодные характеристики.
6. В файле выберите команду "вернуться".
7. В настройках выберите окно с характеристикой и производной, загрузите вольтамперную характеристику задержки, выведите на печать.

Определение первого резонансного потенциала возбуждения атомов ртути и расчёт длины волны соответствующего перехода

1. По полученным данным определите резонансный потенциал. Измерения следует проводить по разности $U_p^2 - U_p^1 = U_p$.

2. Рассчитайте длину волны обратного перехода:

$$\lambda = \frac{hc}{eU_p}$$

Сравните с табличным значением, равным $\lambda = 253,6\text{ нм}$.

Расчёт вероятности упругого и неупругого взаимодействий электронов с атомами ртути

1. Рассчитайте площадь под кривыми производной задерживающей характеристики и получите значение тока, определяемого количеством электронов, участвующих в упругом и неупругом взаимодействиях.

2. Полученные значения тока разделите на общее значение тока, определяемого из характеристики задержки по графику рис. 5.6 при $U_3 = 0\text{ В}$.

Заметим, что такая методика имеет право на существование. Функция распределения электронов по энергиям нам не известна, она представлена лишь графиком первой производной $f(E) = \frac{dI}{dU}$. Тогда, если известен график, например производной для неупругих взаимодействий, можно написать

$$I_H = \int_{U_1}^{U_3} \frac{dI_H}{dU} dU,$$

что определяется площадью под графиком $f(E_H)$.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте постулаты Бора.
2. Суть опытов Франка и Герца.
3. Объясните различие анодной характеристики вакуумного триода и при наличии паров ртути.
4. Выведите соотношение для расчёта потери энергии электрона в результате неупругого удара с атомом ртути.
5. Характеристика задержки и функция распределения электронов по энергиям.

Список литературы

1. Савельев, И.В. Курс физики. / И.В. Савельев. – М. : Наука. 1989. – Т. 1.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики / И.В. Савельев. – М. : Наука, 1987. – Т. 3.
3. Детлаф, А.А. Курс физики : учеб. пособие для вузов / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – 4-е изд., испр. – М. : Высшая школа, 2002.
4. Трофимова, Т.И. Курс физики : учеб. пособие для вузов / Т.И. Трофимова. – 7-е изд., стер. – М. : Высшая школа, 2001.
5. Лабораторный практикум по физике / под ред. К.А. Барсукова и Ю.И. Уханова. – М. : Высшая школа, 1988.