

Кафедра физики
Ф-407

53(07)
П - 691

№1340а



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Технологический институт
Федерального государственного образовательного
учреждения высшего профессионального
образования
"Южный федеральный университет"

ПРИОРИТЕТНЫЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ "ОБРАЗОВАНИЕ"

КАФЕДРА ФИЗИКИ

ПРАКТИКУМ
по дисциплине **ФИЗИКА**
раздел **КВАНТОВАЯ ФИЗИКА**
(по направлениям подготовки: естественные науки
и математика; информационная безопасность;
техника и технологии)

ЕГФ

Таганрог 2007

УДК 53(076.5)+530.145(076.5)

Составители: Арзуманян Г.В. (№ 611), Гатько Л.Е. (№ 606), Доценко И.Б. (№ 604), Колпачев А.Б. (№ 612), Крисюк И.И. (№ 601), Набоков Г.М. (№ 603), Нестюрина Е.Е. (№ 603), Сапогин В.Г. (№ 602, № 610), Филищенко И.А. (№ 604), Филищева Н.Н. (№ 601, № 602).

Практикум по дисциплине "Физика" раздел "Квантовая физика". – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2007. – 95 с.

Практикум содержит необходимый теоретический материал для выполнения лабораторных работ по квантовой физике, схемы установок и последовательность выполнения заданий.

Табл. 7. Ил. 27. Библиогр.: 4 назв.

Рецензенты:

Х.Б. Хоконов, д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой физики конденсированного состояния КБГУ, г. Нальчик;

А.И. Жорник, д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры теоретической физики ТПИ.

ВВЕДЕНИЕ

Квантовая физика возникла и в основном сформировалась в первой трети XX столетия. Возникновение и развитие квантовой физики связано с именами М. Планка, А. Эйнштейна, Л. де Бройля, Н. Бора, В. Гейзенберга, Э. Шредингера, В. Паули. Значительный вклад внесли советские физики Л.Д. Ландау, В.А. Фок, А.Ф. Иоффе и др.

В квантовой физике существуют несколько основных принципов.

1. Дискретность состояний. Физическая система (например, электрон в кулоновском поле атомного ядра) может находиться лишь в отдельных дискретных состояниях. Переход между этими состояниями может быть самопроизвольным (спонтанным) или вызванным внешними воздействиями (индуцированные переходы). В частности, состояние системы может изменяться и непрерывно (свободный электрон).

2. Корпускулярно-волновой дуализм. Один и тот же физический объект в некоторых физических явлениях может вести себя как волна, а в других – как поток частиц.

3. Принципы неопределенности. Существуют пары физических величин (импульс и координата, время и энергия), которые одновременно в одном и том же состоянии системы не могут иметь точных значений, и чем меньше интервал возможных значений одной из них, тем больше такой интервал для другой.

Существует и ряд других характерных черт квантовой физики, коренным образом отличающих ее от классической физики – физики привычных для человека пространственных масштабов, промежутков времени, значений масс, импульсов и т.д. Законы квантовой физики кажутся нам на первый взгляд парадоксальными и непонятными именно потому, что в повседневной практике мы не сталкиваемся с их проявлениями. В этом – трудность изучения квантовой физики. Помочь студентам преодолеть эту трудность – цель предлагаемого цикла лабораторных работ.

Квантовая физика возникла не на пустом месте. К ее созданию привело развитие наших знаний об окружающем нас материальном мире. Можно выделить два основных направления развития квантовой физики.

1. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. Попытка с точки зрения классической физики вычислить и объяснить распределение по частотам энергии электромагнитного излучения, находящегося в тепловом равновесии с веществом полости, внутри которой заперто излучение, привела к противоречию не только с экспериментальными данными, но и со здравым смыслом (так называемая ультрафиолетовая катастрофа). Предложенная М.Планком гипотеза о том, что излучение испускается и поглощается отдельными порциями – квантами – привела к разумной формуле, блестяще подтвержденной экспериментом. Изучению теплового излучения и его законов посвящены в нашем цикле работы № 601 и 602.

Кроме того, к концу XIX в. стали известны такие явления, как фотоэффект, эффект Комптона (упругое рассеяние электромагнитного излучения на свободных электронах), которые можно объяснить, лишь предположив, что излучение представляет собой поток частиц – фотонов. В нашем практикуме законы фотоэффекта изучаются в работе № 603.

2. Атомная физика, в частности исследование спектра испускания водорода. В предлагаемом цикле лабораторная работа № 604 посвящена этой теме.

Одним из наиболее важных разделов квантовой физики является квантовая механика. Для будущих инженеров важно познакомиться с современной физикой твердого тела, основанной на квантовой физике. Этой области физики посвящена работа № 606. В работе № 611 исследуются волновые свойства микрочастиц, в работах № 610 и 612 – некоторые вопросы атомной физики.

Следует отметить, что квантовая физика является основой многих важных разделов современной физики и техники: физики твердого тела, твердотельной электроники, лазерной физики

и др. Без глубокого изучения этого раздела невозможно понять новые перспективные направления в радиотехнике и нанoeлектронике. Поэтому глубокое знание квантовой физики необходимо современному инженеру.

Авторы надеются, что практикум по квантовой физике поможет студентам глубоко овладеть этой трудной, но важной и интересной областью современной науки.

601. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА ИЗ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

601.1. Цель работы

Опытное определение постоянной Планка.

601.2. Разделы теории

Тепловое излучение. Законы Кирхгофа, Стефана – Больцмана; закон смещения Вина. Формула Планка. Излучательная и поглощательная способность, спектральная плотность, интегральная светимость. [1. Гл.1, §1 – 7]; [2. Гл. 26, §197 – 200]

601.3. Приборы и принадлежности

Лабораторная установка, вольтметр, амперметр, омметр, набор светофильтров.

601.4. Теоретическое введение

Принцип измерения постоянной Планка в данной работе основан на использовании законов теплового излучения.

Тепловое излучение характеризуется мощностью, излучаемой единицей поверхности тела при постоянной температуре T . Оказывается, что при данной температуре максимально возможную теоретически мощность с единицы поверхности может излучить тело, которое называется абсолютно черным. Мощность, излучаемая единицей поверхности тела при данной температуре во всем диапазоне частот, называется энергетической светимостью R . Мощность, излучаемая с единицы поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ при постоянной температуре, пропорциональна интервалу частот

$$dR_{\nu,T} = r_{\nu,T} d\nu, \quad (601.1)$$

где $r_{\nu,T}$ – излучательная способность тела (спектральная плотность энергетической светимости), являющаяся функцией частоты излучения ν и температуры излучающей поверхности T .

Из (601.1) следует связь энергетической светимости с излучательной способностью:

$$R(T) = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu. \quad (601.2)$$

Согласно закону Стефана – Больцмана, энергетическая светимость абсолютно черного тела R^* пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры T излучающей поверхности

$$R^* = \sigma T^4, \quad (601.3)$$

где σ – постоянная Стефана – Больцмана.

Для реальных тел (в данной работе нить накаливания лампы) при равных температурах энергетическая светимость R меньше энергетической светимости абсолютно черного тела R^* :

$$R = \alpha R^*, \quad (601.4)$$

где $\alpha < 1$ – коэффициент нечерности излучающего тела.

Полная мощность P , излучаемая со всей поверхности S однородного тела, с учетом (601.3) и (601.4) может быть вычислена по формуле

$$P = \alpha \sigma T^4 S. \quad (601.5)$$

В 1900 г. М. Планком была получена явная зависимость излучательной способности абсолютно черного тела $r_{\nu,T}^*$ от частоты ν и температуры T :

$$r_{\nu,T}^* = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (601.6)$$

где h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме; k – постоянная Больцмана.

Из (601.2) с учетом (601.6) может быть получена формула для энергетической светимости абсолютно черного тела

$$R^* = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4. \quad (601.7)$$

Сравнивая выражения (601.3) и (601.7), получим постоянную Стефана – Больцмана в явном виде:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}. \quad (601.8)$$

Постоянная Планка входит в выражения для постоянной Стефана – Больцмана (601.8) и излучательной способности абсолютно черного тела (601.6), что позволяет определить ее численное значение из эксперимента.

601.5. Описание установки и методика измерений

Экспериментальная установка состоит из обычной лампочки накаливания с вольфрамовой нитью, светофильтра и приемника излучения (фоторезистора) (рис. 601.1).

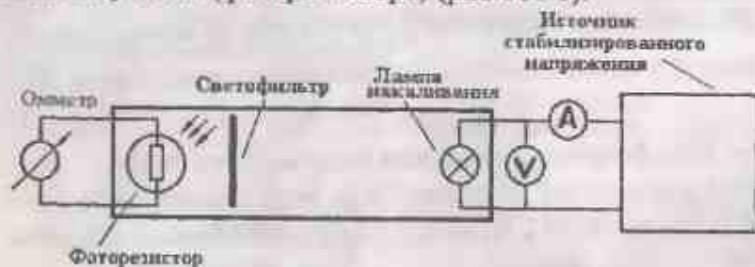


Рис. 606.1

При прохождении электрического тока, нить накаливания лампочки нагревается и излучает свет в широком диапазоне частот в видимой и инфракрасной областях спектра. Подводимая к лампочке электрическая мощность N может изменяться переключателем и измеряться с помощью амперметра и вольтметра, включенных в цепь питания лампочки. Поскольку не вся подводимая электрическая мощность N преобразуется в световое излучение, то можно записать

$$P = \eta N, \quad (601.9)$$

где P – излучаемая лампочкой мощность (601.5); η – коэффициент полезного действия лампочки.

С учетом (601.5) выражение (601.9) примет вид

$$N = \frac{\alpha}{\eta} \sigma T^4 S. \quad (601.10)$$

Для лампы накаливания коэффициент полезного действия η и коэффициент нечерности α , а следовательно, и их отношение зависят от электрической мощности N , подводимой к лампе:

$$A = \frac{\alpha}{\eta} = A(N). \quad (601.11)$$

Тогда с учетом (601.11) выражение (601.10) примет вид

$$N = A(N) \sigma T^4 S. \quad (601.12)$$

Свет от нити накаливания проходит через светофильтр и попадает на фоторезистор, с помощью которого измеряется интенсивность света I_v , прошедшего через светофильтр. Измеряемая интенсивность света I_v , очевидно, пропорциональна интенсивности света I'_v , излучаемой лампочкой в диапазоне частот пропускаемых светофильтром $I_v \sim I'_v$, а значит, пропорциональна излучательной способности абсолютно черного тела. При условии $\Delta\nu \ll \nu$ запишем

$$I_v \sim I'_v \sim r_{v,T} \Delta\nu = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \Delta\nu. \quad (601.13)$$

Здесь учтено соотношение (601.6). Поскольку интенсивность света I_v регистрируют с помощью фоторезистора путем измерения его сопротивления, то необходимо установить зависимость сопротивления R от интенсивности света, падающего на фоторезистор I_v . Из закономерностей внутреннего фотоэффекта следует, что, с одной стороны, концентрация свободных носителей заряда n пропорциональна количеству фотонов, падающих на фоторезистор, т.е. интенсивности света I_v ($n \sim I_v$). С другой стороны, сопротивление фоторезистора R пропорцио-

нально его удельному сопротивлению ρ при неизменных геометрических размерах ($R \sim \rho$); удельное сопротивление ρ , в свою очередь, обратно пропорционально концентрации свободных носителей заряда n ($\rho \sim 1/n$). Суммируя сказанное выше, можно заключить, что сопротивление фоторезистора R обратно пропорционально интенсивности света, падающего на фоторезистор, т.е.

$$R \sim \frac{1}{I_v}. \quad (601.14)$$

Из (601.13) и (601.14) следует, что

$$\frac{1}{R} \sim \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \Delta\nu. \quad (601.15)$$

Измерение постоянной Планка основано на использовании соотношений (601.8), (601.12) и (601.15).

Для двух значений N_1 и N_2 электрической мощности, подаваемой на лампочку, измеряются соответствующие величины сопротивлений R_1 и R_2 фоторезистора.

Кратко опишем последовательность математических преобразований, приводящих к расчетной формуле для постоянной Планка.

Из (601.15) имеем для двух значений мощности N_1 , N_2 и одного и того же диапазона частот следующее соотношение:

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{e^{h\nu/kT_2} - 1}{e^{h\nu/kT_1} - 1}.$$

Так как для частот ν диапазона видимого света и температур нити накаливания лампочки T имеем $h\nu \gg kT$, то в числителе и знаменателе рассматриваемого равенства можно пренебречь единицей по сравнению с экспонентой, поэтому

$$\frac{R_2}{R_1} = \exp \left[\frac{h\nu (T_1 - T_2)}{k T_1 T_2} \right].$$

Логарифмируя последнее соотношение и подставляя в него значения температур, полученные из (601.12), запишем

$$T_1 = \left[\frac{N_1}{A(N_1) \alpha S} \right]^{1/4} \quad \text{и} \quad T_2 = \left[\frac{N_2}{A(N_2) \alpha S} \right]^{1/4}.$$

Возведя обе части равенства в четвертую степень, получим

$$\left(\ln \frac{R_2}{R_1} \right)^4 = \left(\frac{h\nu}{k} \right)^4 \alpha S \frac{\{ [N_1 A(N_2)]^{1/4} - [N_2 A(N_1)]^{1/4} \}^4}{N_1 N_2}.$$

Подставим в это соотношение выражение (601.8), после чего для постоянной Планка h получим

$$h = \frac{15c^2}{2\pi^5 \nu^4 S} \frac{N_1 N_2}{\{ [N_1 A(N_2)]^{1/4} - [N_2 A(N_1)]^{1/4} \}^4} \left(\ln \frac{R_2}{R_1} \right)^4. \quad (601.16)$$

Из последнего соотношения видно, что для определения постоянной Планка необходимо знать зависимость коэффициента $A(N) = \alpha/\eta$ (601.11) от величины подводимой к лампочке электрической мощности. Для лампочки, используемой в данной работе, в диапазоне рабочих мощностей N коэффициент $A(N)$ очень слабо зависит от N , поэтому для практических расчетов используется среднее значение $\langle A(N) \rangle = A_0$. Поскольку используемые в работе светофильтры имеют достаточно большие полосы пропускания по частоте $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$, то последовательный учет этого факта приводит к необходимости проводить интегрирование выражения (601.13)

$$I'_\nu \sim \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu^2 d\nu.$$

Кроме того, в этом случае необходимо учитывать характеристики фоторезистора. Оба последних факта можно учесть, введя поправочный коэффициент B_ν в формулу (601.16). Тогда (601.16) примет вид

$$h = \frac{15c^2}{2\pi^5 \nu^4 S} \frac{1}{S A_0} \frac{N_1 N_2}{\nu^4 (N_1^{1/4} - N_2^{1/4})^4} \left(\ln \frac{R_2}{R_1} \right)^4.$$

Постоянная величина $15c^2/2\pi^5 = 2,20 \cdot 10^{15} \text{ м}^2/\text{с}^2$, поэтому окончательно расчетная формула для постоянной Планка примет вид

$$h = 2,20 \cdot 10^{15} \frac{1}{SA_0} \frac{B_r}{\nu^4} \frac{N_1 N_2}{(N_1^{1/4} - N_2^{1/4})^4} \left(\ln \frac{R_2}{R_1} \right)^4 \quad (601.17)$$

601.6. Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с внешним видом установки и приборов, используемых в работе; определить, на каких пределах шкал приборов будут производиться измерения мощности и сопротивления фоторезистора. Определить цену деления шкал приборов и точность приборов. Данные занести в протокол.

2. Записать в протокол характеристики установки и используемых светофильтров: S – площадь нити накаливания лампочки; A_0 – среднее значение отношения коэффициента нечерноты нити накаливания к коэффициенту полезного действия лампочки в рабочем диапазоне мощностей; ν_1 – средние частоты пропускания используемых в работе светофильтров; B_{ν_1} – поправочные коэффициенты, учитывающие конечность полосы пропускания светофильтров и частотную характеристику фоторезистора. Эти данные указаны в таблице на лабораторном столе.

3. Вставить в кассету перед фоторезистором один из светофильтров.

4. Включить омметр кнопкой «Сеть». Прогреть 5-7 минут.

5. Включить блок питания установки тумблером «Сеть».

6. Выставить выбранное из рабочего диапазона значение мощности, подводимой к лампе накаливания.

Указание. Рабочий диапазон мощности, подводимой к лампочке, устанавливается в данной работе в пределах 6–12 Вт.

7. Через 2 - 3 минуты измерить сопротивление R_1 фоторе-

зистора, соответствующее мощности N_1 . Записать в таблицу протокола значения N_1 и R_1 .

8. Повторить измерения, указанные в пп.6-7, для другого уровня мощности N_2 и соответствующее R_2 фоторезистора. Данные записать в таблицу.

9. Повторить измерения согласно пп.6-8 для других светофильтров. Данные записать в таблицу.

10. Произвести расчет постоянной Планка по формуле (601.17) для частот пропускания светофильтров, используемых в работе.

11. Оценить погрешность измерения постоянной Планка, используя данные по классу точности ваттметра и полагая, что основной вклад в погрешность вносит множитель $N_1 \cdot N_2$.

12. Представить результаты расчетов в стандартном виде. Сравнить полученные значения постоянной Планка с табличным значением $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с и сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. На чем основан принцип измерения постоянной Планка в данной работе?

2. Каковы особенности теплового излучения по сравнению с другими видами излучения?

3. Можно ли в данной методике измерения постоянной Планка использовать излучение нетепловых источников света, например, излучение лазера?

4. Перечислите и сформулируйте основные закономерности теплового излучения.

5. Приведите соображения, подтверждающие, что между проводимостью фоторезистора и интенсивностью света, падающего на фоторезистор, существует пропорциональная зависимость.

6. Продумайте, как в данной работе оценить влияние на результат измерения постоянной Планка того факта, что свето-

фильтр обладает конечным диапазоном частот пропускания.

7. Как изменится расчетная формула для постоянной Планка:

а) если нить накаливания лампочки считать абсолютно черным телом?

б) если считать, что вся подводимая к лампочке электрическая мощность идет на излучение света?

8. Какой вид принимает формула Планка для низких ($h\nu \ll kT$) и высоких ($h\nu \gg kT$) частот?

602. ДИСТАНЦИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НАГРЕТЫХ СВЕЯЩИХСЯ ТЕЛ ЯРКОСТНЫМ ПИРОМЕТРОМ

602.1. Цель работы

Ознакомиться с основными понятиями, количественными характеристиками и законами равновесного теплового излучения. Изучить методику измерения температуры вольфрама яркостным пирометром.

602.2. Разделы теории и эксперимента

Равновесное тепловое излучение. Излучательная и поглощательная способности нагретых тел. Законы Кирхгофа, Стефана – Больцмана, смещения Вина, формула Планка. Оптическая пирометрия. Энергетические характеристики осветительных приборов. [1. Гл. 1, §1 – 7]; [2. Гл. 26, §197 – 201]

602.3. Приборы и принадлежности

Пирометр с исчезающей нитью, проекционная лампа накаливания, лабораторный блок питания.

602.4. Теоретическое введение

Наиболее распространенным в природе является свечение тел, обусловленное их нагреванием. Этот вид свечения называют тепловым (или температурным) излучением. Если окружить излучающее тело оболочкой с идеально отражающей поверхностью, то при длительном обмене энергией между телом и излучением, заполняющим оболочку, может возникнуть момент, после которого состояние системы тело – излучение будет равновесным.

Возникшее динамическое равновесие характеризуется тем, что количество излучаемой в единицу времени телом энергии будет равно количеству поглощаемой энергии за то же время.

Как показали эксперименты, излучательная $r(\lambda, T)$ (возможно второе название этой функции – спектральная плотность энергетической светимости) и поглощательная $A(\lambda, T)$ способности нагретых тел зависят от длины волны λ и абсолютной температуры T и оказываются различными для различных тел.

Количественная связь между этими функциями была установлена Кирхгофом и выражена законом: для произвольной частоты и температуры отношение излучательной способности тела к его поглощательной способности одинаково для любых тел и равно излучательной способности абсолютно чёрного тела (под абсолютно черным телом Кирхгоф понимает тела, поглощательная способность которых постоянна $A(\lambda, T) = a^*(\lambda, T) = 1$):

$$\frac{r(\lambda, T)}{A(\lambda, T)} = \frac{r^*(\lambda, T)}{a^*(\lambda, T)} = r^*(\lambda, T), \quad (602.1)$$

где $r^*(\lambda, T)$ – универсальная функция Кирхгофа. Её аналитический вид удалось найти М. Планку после предположения, что излучение электромагнитной энергии происходит квантами (порциями)

$$r^*(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1 \right]}, \quad (602.2)$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана. Далее символ (*) будет относиться к абсолютно чёрному телу.

График зависимости излучательной (испускающей) способности абсолютно чёрного тела $r^*(\lambda, T)$ от длины волны в относительных единицах представлен на рис. 602.1 для температуры 2450 К (верхняя сплошная кривая). Здесь же для сравнения представлена кривая излучательной способности вольфрама $r(\lambda, T)$ для той же температуры, полученная экспериментально (нижняя сплошная кривая).

Пунктирная кривая, дающая отношение $a = r/r^*$, показывает, что относительное излучение вольфрама растёт по мере уменьшения длины волны. Это излучательное свойство вольфрама называют селективностью его излучения.

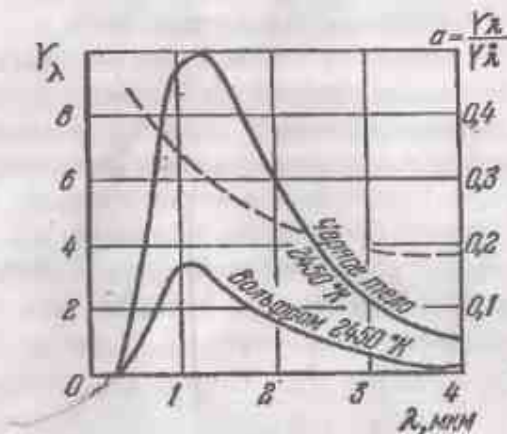


Рис. 602.1

Как видно из рис. 602.1, излучательная способность абсолютно чёрного тела имеет максимум, приходящийся на длину волны λ_m , определяемую из закона смещения Вина (закон получается из приравнивания нулю производной от выражения (602.2) по λ и последующего решения получающегося транс-

цендентного уравнения):

$$T \lambda_m = b = 2,89 \cdot 10^{-3} \text{ мК}. \quad (602.3)$$

Значение максимума определяется из второго закона Вина, подставляя λ_m в (602.2):

$$r^*(\lambda_m, T) = a \cdot T^5. \quad (602.4)$$

где $a = 1,3 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м³·К⁵).

Если проинтегрировать функцию Планка (602.2) по всем длинам волн, то получим закон Стефана – Больцмана, показывающий, как зависит энергетическая светимость абсолютно чёрного тела от температуры:

$$R^*(T) = \int_0^{\infty} r^*(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4, \quad (602.5)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – постоянная Стефана – Больцмана.

Поток лучистой энергии P_T (мощность теплового излучения), испускаемый нагретым телом, рассчитывается из соотношения

$$P_T = R S_0 = W / t, \quad (602.6)$$

где S_0 – площадь излучающей поверхности; R – энергетическая светимость нагретого тела; W – тепловая энергия, излучаемая за время t .

При излучении точечных (или сферически симметричных) тел в окружающее пространство остается неизменным полный испускаемый поток $\Phi = P_T$. Это приводит к тому, что на двух concentрических сферических поверхностях

$$\Phi = R_0 S_0 = R_1 S_1 = \text{const}. \quad (602.7)$$

Откуда

$$R_1 = R_0 \frac{S_0}{S_1} = R_0 \frac{r_0^2}{r_1^2},$$

где r_0 и r_1 – радиусы сферических поверхностей, на которых зафиксированы значения энергетической светимости R_0 и R_1 . Полученное соотношение указывает на то, что с удалением от

точечного нагретого источника энергетическая светимость убывает обратно пропорционально квадрату расстояния, отсчитываемого от центра источника. То же соотношение имеет место и для излучательной способности абсолютно чёрного тела, записанного для спектральной составляющей λ_0 :

$$r^*(\lambda_0, T_1) = r^*(\lambda_0, T_0) \frac{r_0^2}{r_1^2}. \quad (602.8)$$

Закон Стефана – Больцмана может быть обобщен и на нечёрные тела. Для этого энергетическую светимость $R(T)$ нечёрного тела определяют в виде

$$R(T) = \chi R^*(T) = \chi \sigma T^4, \quad (602.9)$$

где χ – коэффициент нечёрности тела, показывающий во сколько раз при заданной температуре нечёрное тело излучает энергии меньше по сравнению с черным телом. Его значения заключены в пределах $0 \leq \chi \leq 1$.

602.5. Методика измерения температуры яркостным пирометром

Метод дистанционного определения температуры нагретого тела основывается на сравнении его яркости излучения с яркостью излучения абсолютно чёрного тела на одном и том же фиксированном узком участке спектра длин волн $\Delta\lambda$. Обычно используется участок, лежащий в окрестности $\lambda_0 = 0,65$ мкм (красная часть спектра). Участок обусловлен красным светофильтром, находящимся в пирометре.

Схема яркостного пирометра, называемого пирометром с исчезающей нитью, показана на рис. 602.2.

Пирометр состоит из оптической трубы 1 с объективом 2 и окуляром 3. Основной частью пирометра является фотометрическая лампочка 4, расположенная в фокусе объектива оптической трубы. Нить накала лампочки подключена к источнику питания 5 через реостат 6 и измерительный прибор амперметр 7. Между

объективом 2 и лампочкой 4 помещен дымчатый светофильтр 8 для ослабления светового потока, проходящего через объектив при большой яркости источника S. Между окуляром 3 и лампочкой 4 помещен красный светофильтр 9, пропускающий длину волны $\lambda = 0,65$ мкм и позволяющий проводить измерения в монохроматическом свете.

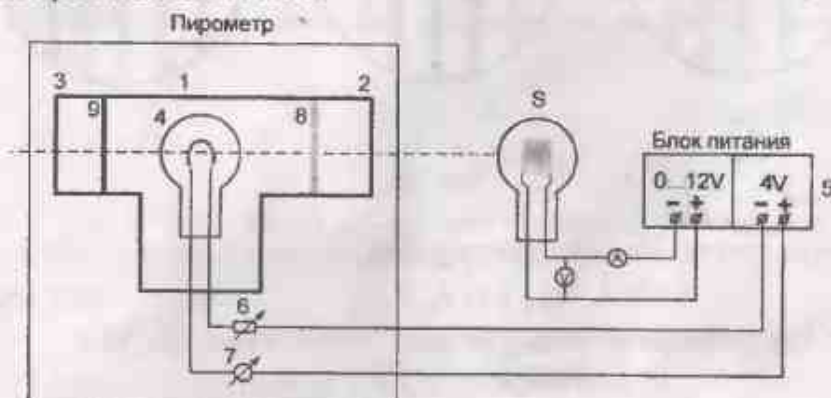


Рис. 602.2

Луч света от нагретой вольфрамовой нити источника S проходит через объектив 2, фотометрическую лампочку 4, окуляр 3 и попадает в глаз наблюдателя. Если оптическая труба настроена, то наблюдатель увидит в окуляре изображение источника S, на фоне которого будет видно изображение нити накала лампочки 4. Реостатом 6 изменяют ток накала нити лампочки 4 до тех пор, пока её яркость не совпадет с яркостью изображения источника S (в этом случае часть нити “исчезает”, т.е. становится неразличимой на фоне изображения источника S (рис. 602.3).

Предварительно прибор градуируют по температуре нагрева абсолютно черного тела, нанося против делений шкалы амперметра 7 соответствующие значения температуры. Для нечёрного тела пирометр даёт значение температуры T_λ (яркостной температуры), при которой излучательная способность абсолютного чёрного тела для $\lambda_0 = 0,65$ мкм равна излучательной способ-

ности исследуемого тела, при температуре, до которой оно наг-



$T_n = T_Я$

$T_n < T_Я$

$T_n > T_Я$

Рис. 602.3

рето (в этот момент их яркости равны):

$$r^*(\lambda_0, T_Я) = r(\lambda_0, T), \quad (602.10)$$

где T — истинная температура тела. Из (602.1) следует, что

$$r(\lambda_0, T) = A(\lambda_0, T) \cdot r^*(\lambda_0, T). \quad (602.11)$$

Сравнивая (602.10) с (602.11) с учетом (602.2), получим

$$A(\lambda_0, T) = \frac{r^*(\lambda_0, T_Я)}{r^*(\lambda_0, T)} = \frac{e^{T_0/T} - 1}{e^{T_0/T_Я} - 1} = K_Я, \quad (602.12)$$

где $K_Я = A(\lambda_0, T)$ имеет два названия: коэффициент яркости или поглощающая способность излучающего нечёрного тела на длине волны λ_0 ($0 < K_Я < 1$).

В соотношении (602.12) введена характеристическая температура T_0 , связанная с длиной волны λ_0 светофильтра, на которой проводятся измерения

$$T_0 = \frac{hc}{k\lambda_0}. \quad (602.13)$$

Для светофильтра, применяемого в пирометре, $\lambda_0 = 0,65 \text{ мкм}$, поэтому $T_0 = 2,2 \cdot 10^4 \text{ К}$. Максимальное значение температуры, измеряемое пирометром, не превышает $2,2 \cdot 10^3 \text{ К}$.

Это позволяет упростить (602.12), поскольку для этого диапазона температур $\exp(T_0/T) \gg 1$ и $\exp(T_0/T_Я) \gg 1$:

$$K_Я \approx \exp\left\{T_0\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_Я}\right)\right\}. \quad (602.14)$$

Из (602.14) легко получить связь истинной температуры нагретого тела с яркостной температурой абсолютно чёрного тела:

$$T = \frac{T_Я}{1 + \frac{T_Я}{T_0} \cdot \ln(K_Я)}. \quad (602.15)$$

Из (602.15) видно, что истинная температура нечёрного тела всегда больше яркостной ($\ln K_Я < 0$).

602.6. Методика измерения температуры вольфрама яркостным пирометром

Эксперименты с излучением нечёрных тел (вольфрам и другие металлы, применяемые в качестве нитей накаливания в осветительных приборах) показывают на то, что излучение нечёрных тел может иметь селективный характер. Пунктирная кривая на рис. 602.1 указывает на то, что вольфрам обладает заметным селективным излучением в видимой части спектра (0,4 мкм — 0,6 мкм). Это обстоятельство делает вольфрам выгодным материалом для осветительных ламп накаливания.

Электрическая мощность

$$P = IU, \quad (602.16)$$

подводимая к лампе, только частично содержит мощность N , затрачиваемую на свечение лампы в видимом диапазоне длин волн, и в этом смысле ее коэффициент полезного действия (КПД) равен

$$0 < \eta = \frac{N}{P} < 1. \quad (602.17)$$

Осветительные лампы характеризуются световой отдачей. За меру световой отдачи нечерного тела принимают отношение полного светового потока (в люменах), посылаемого лампой перпендикулярно светящейся площадке, к мощности (в ваттах), затрачиваемой на ее свечение:

$$\beta = \frac{\Phi_{\text{св}}}{N} \quad (602.18)$$

Как показывают опыты, световая отдача лампы обычно больше 1 и сильно зависит от температуры нагрева вольфрама и условий излучения (в вакууме или в газе). Световой поток нечерного тела связан с температурой формулой (602.9). Из равенства упомянутых потоков следует, что

$$\Phi_{\text{св}} = \chi \sigma T^4 S = \eta \beta IU, \quad (602.19)$$

где S – полная площадь светящейся поверхности нити накаливания лампы.

Все безразмерные величины, входящие в (602.19), зависят от температуры нагретого тела по-разному. Выделим в (602.19) безразмерный коэффициент (отношение подводимой электрической энергии к световому излучению абсолютно черного тела)

$$\mu(T) = \frac{\chi}{\beta \eta} = \frac{IU}{2S_0 \sigma T^4}, \quad (602.20)$$

где S_0 – площадь поверхности нити накала проекционной лампы, видимой в пирометре. Отношение (602.20) характеризует энергетические возможности преобразования электрической энергии в световую энергию абсолютно черного тела при использовании в качестве источника света накаливаемого вольфрама, который не является черным телом.

602.7. Описание установки

Исследуемая в лабораторной работе проекционная лампа имеет нить накаливания из вольфрама, выполненную в виде прямоугольной площадки. Подводимая к нити накала электриче-

ская мощность измеряется вольтметром и амперметром. Схема подключения проекционной лампы показана на рис. 602.2.

В работе для измерений применяется оптический пирометр ОППИР-09 со встроенным показывающим прибором. Он принадлежит к числу яркостных пирометров монохроматического излучения с исчезающей нитью переменного накала и измеряет температуру тел, нагретых выше температуры начала видимого свечения. ОППИР-09 имеет шкалу с двумя пределами измерения температуры: 800 – 1400 °С и 1200 – 2000 °С. При работе на последней шкале необходимо ввести дымчатый светофильтр 8 (см. рис. 602.2). Цена деления шкалы 20 °С. Основная погрешность прибора при измерении яркостной температуры для пределов измерения от 800 до 1400 °С не превышает ± 21 °С, а на шкале от 1200 до 2000 °С не превышает ± 30 °С.

В табл. 602.1 приведено соответствие T и T_0 в рабочем диапазоне температур пирометра первой шкалы, вычисленное по соотношению (602.15) для нагретого вольфрама, в предположении, что его коэффициент яркости 0,43 остается неизменным в этом диапазоне температур.

Таблица 602.1

$T_0, ^\circ\text{C}$	800	850	900	950	1 000	1 050	1 100	1 150	1 200
T_0, K	1 073	1 123	1 173	1 223	1 273	1 323	1 373	1 423	1 473
T, K	1 116	1 171	1 225	1 280	1 335	1 390	1 445	1 501	1 556
$T_0, ^\circ\text{C}$	1 250	1 300	1 350	1 400					
T_0, K	1 523	1 573	1 623	1 673					
T, K	1 611	1 666	1 721	1 776					

В работе по формуле (602.20) рассчитывается зависимость параметра μ от температуры. Для вольфрама он изменяется в диапазоне $0,1 < \mu < 0,7$ и с ростом температуры уменьшается.

602.8. Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с приборами экспериментальной установки, шкалами измерительных приборов. Занести в протокол клас-

сы точности, рабочие диапазоны измерительных приборов, рассчитать цену деления шкал приборов.

2. Произвести настройку пирометра. При снятом красном светофильтре в окуляре должны быть четко видны нить накала проекционной лампы и на ее фоне дугообразная нить фотометрической лампы пирометра. На окуляре и объективе пирометра имеются кольца с накаткой для наведения резкости.

3. Выставить регулятор выходного напряжения блока питания и регулятор накала нити пирометра в крайнее левое положение.

4. Включить тумблер «Сеть» блока питания.

5. Выставить минимальную яркостную температуру на пирометре регулятором тока накала нити пирометра.

6. Регулятором выходного напряжения блока питания включить проекционную лампу, установив на лампе слабое «красное свечение».

7. Наблюдая в окуляр пирометра и поворачивая регулятор выходного напряжения блока питания, добиться совпадения яркостей накала нити пирометра и нити проекционной лампы (см. рис. 602.3).

Внимание: при проведении измерений вначале на пирометре устанавливается температура, указанная в табл. 602.1, а затем изменением тока и напряжения, подаваемого на проекционную лампу, добиваются совпадения яркостей нитей накала нагретой проекционной лампы и электрометрической лампы пирометра.

При измерении температур больше 1200°C используйте дымчатый светофильтр.

8. При достижении совпадения яркостей накала нитей пирометра и лампы источника S снять показания яркостной температуры со шкалы пирометра и занести в таблицу.

9. Снять показания с вольтметра и амперметра для расчета мощности, подводимой к лампе S , и занести в таблицу.

10. Дважды снять 13 точек зависимости температуры нагрева вольфрамовой нити от подводимой к ней электрической

мощности P . Первый раз увеличиваем температуру накала проекционной лампы. Второй раз уменьшаем температуру накала проекционной лампы. Средние значения результатов эксперимента заносим в табл. 602.2, в колонки со второй по шестую.

11. Измерения температуры проводить с шагом 50°C по шкале пирометра от 800°C до 1400°C .

12. Определить по табл. 602.1 истинную температуру проекционной лампы S (либо рассчитать самостоятельно по (602.15)).

13. Рассчитать, используя законы теплового излучения, величины λ_m (602.3), r_m^* (602.4), $R^*(T)$ (602.5), μ (602.20), $P^* = R^* S$ для вольфрама, в предположении, что это абсолютно черное тело.

14. Площадь излучающей поверхности нити накала проекционной лампы, видимой в пирометре $S_0 = (44 \pm 5) \text{мм}^2$, считать известной из прямых измерений.

15. На миллиметровой бумаге построить графики зависимости:

а) температуры накала вольфрама $T = T(P)$ от подводимой электрической мощности P ;

б) зависимость $\mu = \mu(T)$.

602.9. Расчет погрешности измерения параметра μ

Погрешность измерения параметра преобразования μ определяем по формуле косвенных измерений, получаемой из (602.20). Оценку погрешности выполняем для строки 9 в табл. 602.2. Формулу для расчета погрешности μ получить самостоятельно и привести в лабораторной работе. Сделать необходимые выводы.

Контрольные вопросы

1. Что такое тепловое (температурное) свечение тел и какими особенностями оно обладает?

Таблица 602.2

№ п/п	I , А	U , В	P , Вт	$T_{\text{ж}}$, °С	T , К	μ	$\lambda_{\text{м}}$, мкм	$R_{\text{ж}}^*$, ГВт/м ²	$R^*(T)$, кВт/м ²	$R_{\text{ж}}^*$, Вт
1										
2										
3										
4										
5										
6										
7										
8										
9										
10										
11										
12										
13										

2. Что означает динамическое равновесие тела со своим тепловым излучением?

3. Какие количественные характеристики характеризуют излучательную и поглощательную способности нагретых тел? От чего они зависят?

4. Сформулируйте и запишите закон Кирхгофа.

5. Что такое универсальная функция Кирхгофа и какой аналитический вид она имеет?

6. Приведите график зависимости излучательной способности абсолютно черного тела от длины волны и сравните его с излучательной способностью вольфрама. Какие выводы можно из этого сделать?

7. Какие тела Кирхгоф называл абсолютно черными?

8. Сформулируйте и запишите закон Вина. Как связана

мощность теплового излучения с поверхностью, на которой происходит излучение?

9. Сформулируйте и запишите закон сохранения потока при излучении точечных тел.

10. Как можно трансформировать закон Стефана – Больцмана для излучения нечерных тел?

11. Расскажите о методике измерения температуры абсолютно черных тел пирометром.

12. Для чего в пирометре предназначена фотометрическая лампочка? Дымчатый фильтр? Красный светофильтр?

13. Дайте определение коэффициента яркости.

14. Что такое характеристическая температура пирометра?

15. Запишите выражение, связывающее яркостную температуру пирометра с истинной температурой тела.

16. Сформулируйте энергетические характеристики осветительных приборов, нагреваемых электрическим током.

17. Как зависит энергетическая светимость абсолютно черного тела от температуры?

18. Прямые измерения каких параметров вносят наибольшую погрешность в конечный результат при измерении параметра μ ? Что нужно сделать для того, чтобы ее уменьшить?

603. ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

603.1. Цель работы

Изучение законов внешнего фотоэффекта; исследование вольт-амперных характеристик вакуумного фотоэлемента; определение постоянной Планка.

603.2. Разделы теории

Законы внешнего фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна для

внешнего фотоэффекта. Работа выхода. Применение фотоэффекта. [1. Гл.2, §9]; [2. Гл.IV, §201 – 204]

603.3. Приборы и принадлежности

Экспериментальная установка. Вакуумный фотоэлемент. Источник света. Светофильтры. Источник питания. Регистрирующие приборы.

603.4. Теоретическое введение

Внешний фотоэффект – это испускание электронов (фотоэлектронов) с поверхности тела под воздействием света. Фотоэлектроны при движении во внешнем электрическом поле создают фототок. Зависимость этого фототока от напряжения на фотоэлементе нелинейна. Для исследования внешнего фотоэффекта используют вакуумные фотоэлементы. Фотоэлемент состоит из стеклянной трубки – колбы, в которой создан высокий вакуум. Часть внутренней поверхности колбы покрыта тонким слоем металла, который служит фотокатодом. В центре колбы расположен анод. Электроны, вырываемые светом из катода, устремляются под действием электрического поля к аноду. Электрический ток, обусловленный этими электронами, называется фототоком. Фототок увеличивается при увеличении напряжения лишь до определенного предельного значения – фототока насыщения I_n . Особенностью вольт – амперной характеристики (ВАХ) фотоэлемента (рис.603.1) является наличие тока, темнового тока при нулевой разности потенциалов (часть электронов достигает анода).

По закону Столетова, при неизменном спектральном составе света, падающего на фотокатод, фототок насыщения пропорционален энергетической освещенности E_s катода:

$$I_n \sim E_s.$$

При подаче на анод фотоэлемента отрицательного напряжения фототок постепенно убывает, обращаясь в нуль при неко-

тором напряжении, называемом запирающим. Существование фототока при отрицательных напряжениях на аноде означает, что фотоэлектроны вылетают из катода с некоторой, вообще говоря, различной скоростью (кинетической энергией) и это распределение скорости зависит от частоты падающего, но не от его интенсивности. Максимальная начальная скорость фотоэлектронов U_{\max} связана с задерживающей разностью потенциалов U_s соотношением

$$\frac{1}{2} m U_{\max}^2 = e U_s \quad (603.1)$$

где e и m – заряд и масса электрона соответственно.

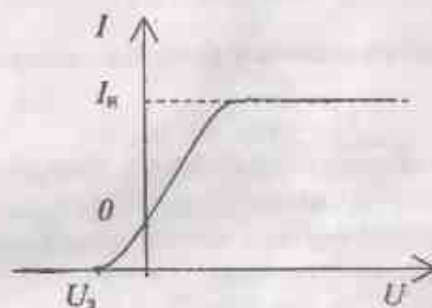


Рис. 603.1

Для каждого фотокатода существует красная граница внешнего фотоэффекта – максимальная длина световой волны λ_0 , при которой еще возможен фотоэффект. Длина волны λ_0 зависит от материала фотокатода и состояния его поверхности. Красная граница фотоэффекта связана с работой выхода электронов $A_{\text{вых}}$ соотношением

$$hc/\lambda_0 = A_{\text{вых}} \quad (603.2)$$

где h и c – соответственно постоянная Планка и скорость света в вакууме.

Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта, отображающее закон сохранения энергии, имеет вид

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{1}{2} m U_{\max}^2.$$

или с учетом (603.1)

$$h\nu = A_{\text{вых}} + eU_s \quad (603.3)$$

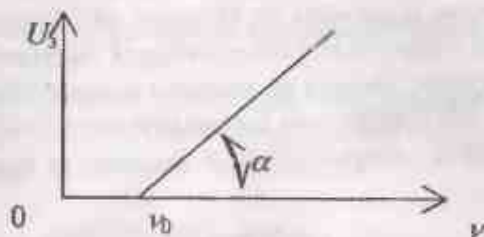


Рис.603.2

Зависимость задерживающей разности потенциалов U_s от частоты ν света

$$U_s = (h/e) \nu - A_{\text{вых}}/e$$

есть уравнение прямой линии (рис. 603.2). Экстраполяция прямой на рис. 603.2 до пересечения с осью абсцисс дает граничную частоту $\nu_0 = A_{\text{вых}}/h$ фотоэффекта, а тангенс угла наклона прямой к оси частот

$$\operatorname{tg} \alpha = dU_s/d\nu = h/e$$

определяется только постоянной Планка и зарядом электрона. Запишем уравнение Эйнштейна для частот ν_1 и ν_2 :

$$h\nu_1 = A_{\text{вых}} + eU_{s1} \quad (603.4)$$

$$h\nu_2 = A_{\text{вых}} + eU_{s2} \quad (603.5)$$

Вычитая из уравнения (603.4) уравнение (603.5), получим формулу для расчета постоянной Планка:

$$h = \frac{e(U_{s1} - U_{s2})}{\nu_1 - \nu_2} \quad (603.6)$$

603.5. Описание лабораторного стенда

Для измерения основных свойств фотоэффекта используется лабораторный стенд, упрощенная функциональная схема

которого приведена на рис. 603.3.

Стенд состоит из фотоэлемента ФЭ, источника света на лампе L, стабилизированных источников питания ИП1 и ИП2 на +200 В и -2 В соответственно, переключателя напряжения S3 «ПРЯМОЕ 0... 200 В» - «ОБРАТНОЕ 0... 2 В», потенциометров R1 - «ГРУБО» и R2 - «ТОЧНО», с помощью которых производится установка напряжения на аноде фотоэлемента $U_{\text{фэ}}$, цифрового вольтметра PV1, измеряющего это напряжение, измерителя тока через ФЭ $I_{\text{фэ}}$, состоящего из цифрового вольтметра PV2, резистивных шунтов R3, R4, R5 и переключателя S4 - «ТОК ФЭ», имеющего три положения «2 μA », «20 μA » и «200 μA », источника питания ИП3, необходимого для питания

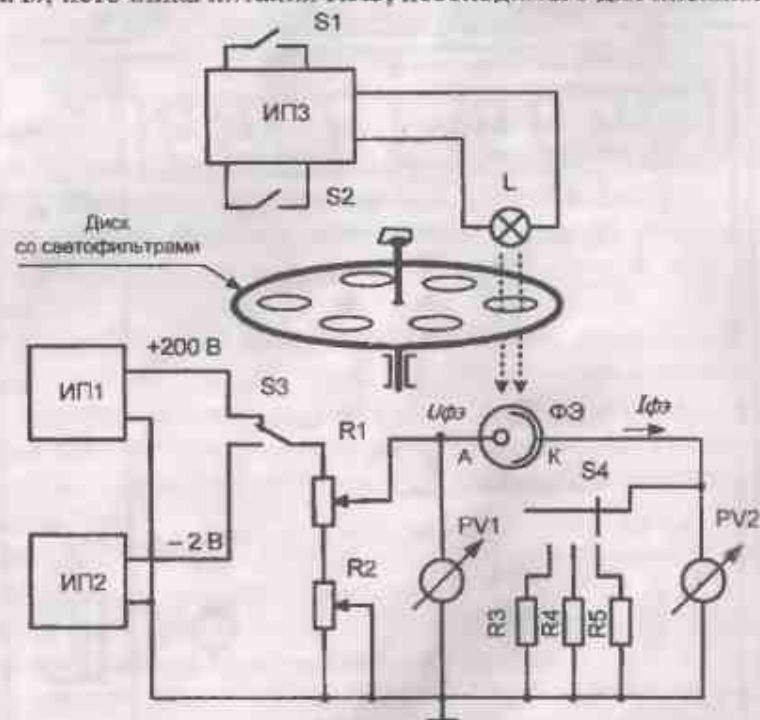


Рис. 603.3

лампы L с установленными в нём переключателями S1, S2

«СВЕТОВОЙ ПОТОК», с помощью которых можно изменять напряжение питания лампы, а следовательно, и световой поток, проходящий через соответствующий светофильтр и попадающий на фотоэлемент. Светофильтры установлены на диске, который можно вращать с помощью переключателя «СВЕТОФИЛЬТР», выведенного на переднюю панель. Устанавливая диск в соответствующее положение, т.е. устанавливая на пути светового потока различные светофильтры, можно исследовать зависимость фототока от длины волны или частоты света.

Стенд также содержит сетевой трансформатор, батареи для питания цифровых вольтметров, вентилятор для охлаждения лампы и другие узлы, не показанные на схеме.

Передняя панель стенда показана на рис. 603.4.

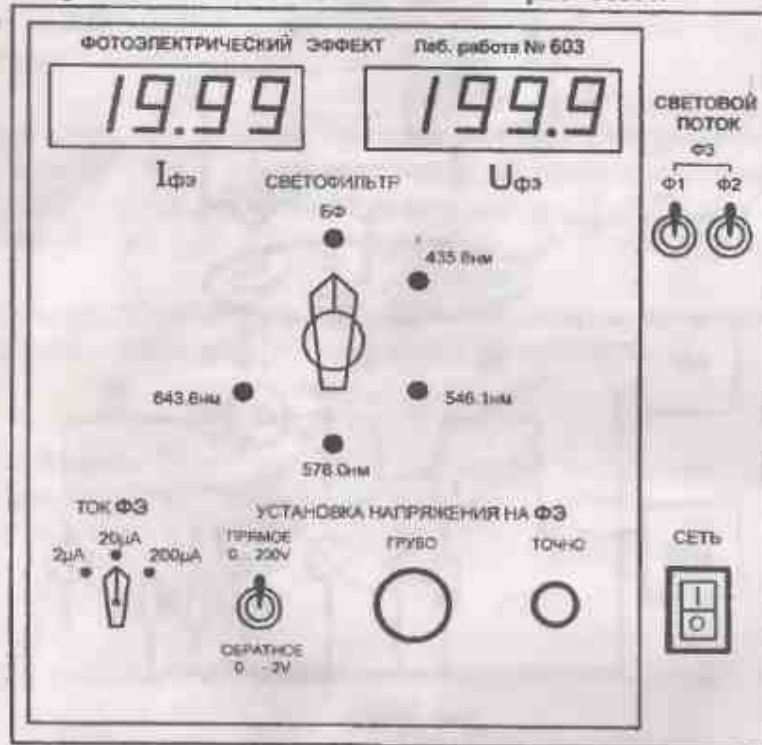


Рис. 603.4

В верхней части панели находятся отсчетные индикаторы цифровых вольтметров PV1 – измерителя напряжения $U_{ФЭ}$ и PV2 – измерителя тока $I_{ФЭ}$.

В центре панели находится переключатель светофильтров, с помощью которого можно вращать диск со светофильтрами. Длины волн фильтров указаны для соответствующих положений переключателя. В положении «БФ» фильтр отсутствует.

В нижней части панели находится переключатель пределов измерителя тока ФЭ «ТОК ФЭ», имеющий три положения «2 μ А», «20 μ А» и «200 μ А», причём при переключении диапазонов изменяется и положение запятой на индикаторе цифрового измерителя тока.

В нижней части панели также находятся элементы необходимые для установки напряжения на ФЭ: переключатель «ПРЯМОЕ 0... 200 V», «ОБРАТНОЕ 0...2 V», потенциометры, которыми устанавливают напряжение «ГРУБО» и «ТОЧНО», при этом отсчет величины напряжения производится по индикатору цифрового измерителя напряжения. При переключении с прямого напряжения на обратное изменяются пределы цифрового вольтметра, положение запятой на его индикаторе и знак полярности.

В верхней правой части панели находятся переключатели величины светового потока. Если левый переключатель находится в верхнем положении, то будет включён световой поток Φ_1 , а при включённом правом переключателе световой поток – Φ_2 . Если включить оба переключателя, то световой поток будет Φ_3 , причём

$\Phi_3 > \Phi_2 > \Phi_1$. Если оба переключателя находятся в нижнем положении, то лампа выключается.

В нижней правой части панели находится выключатель «СЕТЬ» с подсветкой во включённом состоянии.

На задней панели стенда находится сетевой предохранитель и ввод сетевого шнура. Питание стенда производится от сети переменного тока 220 В с частотой 50 Гц. Цифровые приборы, установленные в стенде питаются от батарей 9 В.

Внимание! Диск со светофильтрами имеет относительно большой диаметр и обладает большой инерционностью, поэтому для предотвращения повреждения стекла и для надежной фиксации диска в соответствующих положениях необходимо плавно вращать ручку переключателя «СВЕТОФИЛЬТР».

603.6. Методика снятия ВАХ фотоэлемента

Для снятия вольт-амперных характеристик ФЭ при различных величинах светового потока на ФЭ подают напряжение постоянного тока и измеряют протекающий через него ток. При приложении положительного напряжения («прямого напряжения») на анод ФЭ снимается прямая ветвь ВАХ, а при подаче отрицательного напряжения («обратного напряжения») снимается обратная ветвь.

На рис. 603.5 представлены ВАХ, снятые при различных значениях световых потоков. Видно, что при увеличении светового потока ток, проходящий через ФЭ, увеличивается.

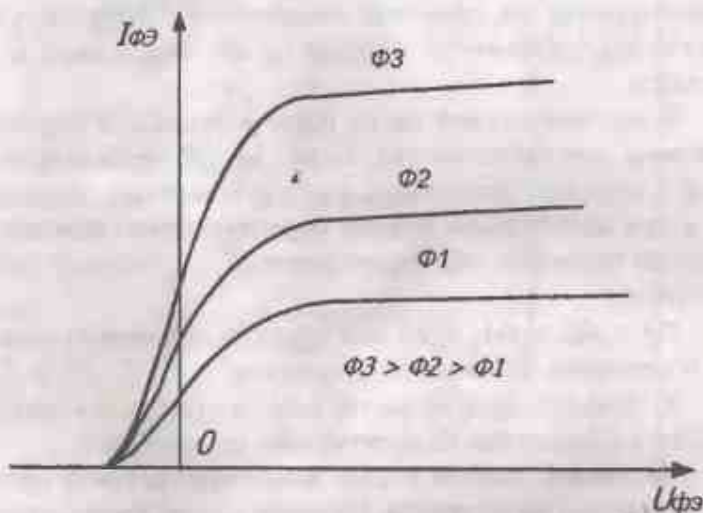


Рис. 603.5

В лабораторном стенде измерение ВАХ производится подачей напряжения с потенциометров R1 и R2 на анод ФЭ и измерением тока, протекающего через ФЭ $I_{\text{ФЭ}}$. Этот ток совпадает падением напряжения на одном из резисторов R3, R4 или R5. Это падение напряжения измеряется цифровым вольтметром PV2 и будет прямо пропорционально протекающему току. Пределы измерителя тока задаются переключателем S4.

Ток, протекающий через ФЭ, зависит от величины светового потока, падающего на ФЭ от лампы. В данном стенде величина светового потока задается изменением яркости свечения лампы с помощью переключателей S1 и S2 «СВЕТОВОЙ ПОТОК», изменяющих напряжения питания лампы.

603.7. Порядок выполнения работы по измерению ВАХ

1. Установить потенциометры «УСТАНОВКА НАПРЯЖЕНИЯ на ФЭ» в крайнее левое положение, переключатель напряжения в положение «ПРЯМОЕ 0... 200 В», переключатель диапазонов измерителя тока в положение «200 μA », переключатель светофильтров в положение «БФ». Переключатели светового потока — оба в нижнее положение.

Выключатель «Сеть» установить в выключенное состояние, нажав на нижнюю часть его клавиши.

2. Включить вилку сетевого шнура в розетку сети ~220 В.

3. Включить выключатель «Сеть», нажав на верхнюю часть его клавиши, при этом включится лампочка подсветки внутри сетевого выключателя, появятся цифры на индикаторах и будет слышен шум вентилятора охлаждения лампы.

4. Включить левым переключателем световой поток Φ_1 . При этом измеритель тока покажет начальный ток ФЭ (ток при $U_{\text{ФЭ}} = 0$).

5. Переключая диапазоны измерителя тока и устанавливая с помощью потенциометров «ГРУБО» и «ТОЧНО» различные напряжения на ФЭ, произвести измерения прямой ветви ВАХ ФЭ. При этом надо учитывать инерционность измерительных

приборов и производить плавную установку напряжения, а при регистрации тока ФЭ также необходимо учитывать время установления соответствующего прибора (как правило, 2...3 с).

6. Данные занести в таблицу. Устанавливать напряжение можно в пределах до 190 В, причём в начале ВАХ (0...10 В) напряжение устанавливают через 1 В, а на участке до 50 В через 5 В, а далее через 10 В. Преподаватель может задать и другие режимы измерений.

7. Для измерения обратной ветви ВАХ ФЭ необходимо установить потенциометрами нулевое напряжение на ФЭ, а затем установить переключатель из положения «ПРЯМОЕ 0...200 В» в положение «ОБРАТНОЕ 0...2 В».

8. Изменяя с помощью потенциометров напряжение на ФЭ, регистрируют обратную ветвь ВАХ ФЭ. При этом надо учитывать, что измеритель напряжения показывает значение напряжения в единицах милливольт ($2 \text{ В} = 2000 \text{ мВ}$), а измеритель тока – в единицах наноампер ($2 \text{ нА} = 2000 \text{ пА}$).

9. Для снятия ВАХ при других величинах светового потока устанавливают соответствующие переключатели в положение Ф2 или Ф3 и повторяют измерения в соответствии с пп.5 – 8.

10. На миллиметровой бумаге построить графики ВАХ ФЭ для различных величин световых потоков.

603.8. Методика определения постоянной Планка

Одной из особенностей ФЭ является наличие тока при нулевом напряжении на ФЭ, обусловленного тем, что часть электронов, выбитая потоком света из катода, достигает анода. Для того чтобы этот ток прекратился, необходимо к ФЭ приложить обратное напряжение – задерживающий потенциал U_z . На рис. 603.6 представлены начальные участки – обратные ветви ВАХ ФЭ, снятые при различных длинах волн падающего света.

Видно, что задерживающий потенциал тем больше, чем меньше длина волны. Кроме того, сравнивая ВАХ, снятые для одной длины волны λ_3 , но для разных световых потоков Φ_1 и

Φ_2 , видим, что величина потока не влияет на величину задерживающего потенциала.

Для измерения задерживающего потенциала и определения постоянной Планка в лабораторном стенде используется освещение ФЭ световым потоком от лампы, прошедшим через светофильтр. Величина обратного напряжения, подаваемого на ФЭ, измеряется при токе, равном нулю. Измерения проводятся при разных светофильтрах. Вычисления постоянной Планка производятся по формулам (603.4) – (603.6).

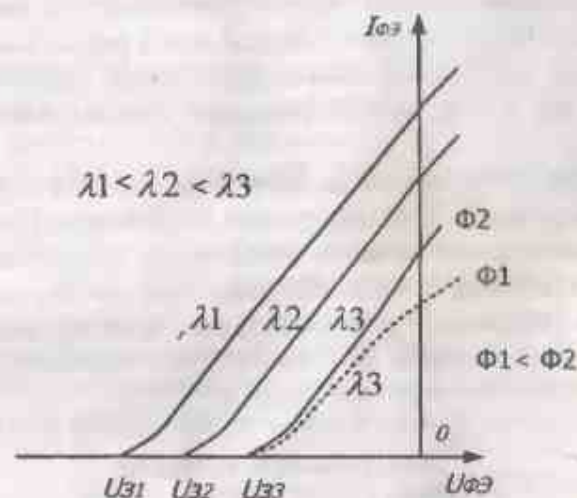


Рис. 603.6

603.9. Порядок проведения измерений задерживающего потенциала

1. Подготовить и включить стенд, выполнив пп. 1 – 3 из порядка выполнения работы по измерению ВАХ.

2. Если стенд уже включен, то, установив переключатель «СВЕТОФИЛЬТР» в одно из положений, переключатель «СВЕТОВОЙ ПОТОК» в положение «Ф3», переключатель установки напряжения на ФЭ в положение «ОБРАТНОЕ 0...2 В», а пере-

ключатель «ТОК ФЭ» в положение максимальной чувствительности – «2 μ А», необходимо медленно изменять напряжение на ФЭ до тех пор, пока ток, протекающий через ФЭ, не станет равным нулю. Это напряжение и есть величина задерживающего потенциала $U_{з1}$, соответствующего длине волны выбранного светофильтра λ_1 . Повторить измерения 3 – 4 раза и вычислить среднюю величину $U_{з1}$.

3. Выбрав новый светофильтр с длиной волны λ_2 , аналогично определить величину задерживающего потенциала $U_{з2}$.

4. Для увеличения точности рекомендуется выбирать значения длин волн фильтров с максимальной разностью $(\lambda_1 - \lambda_2)$.

5. При измерениях необходимо очень плавно менять напряжение на ФЭ и учитывать время установления цифровых приборов.

6. Пересчитав величины длин волн в соответствующие частоты, по формуле (603.6) определить постоянную Планка.

7. Оценить погрешность определения постоянной Планка.

Внимание! Для питания цифровых приборов стенда используется батарейное электропитание, поэтому для предотвращения разряда батарей необходимо по окончании измерений стенд немедленно отключить от сети!

Контрольные вопросы

1. В чем суть явления внешнего фотоэффекта?
2. Что такое задерживающий потенциал? От чего и как он зависит?
3. От чего зависит энергия фотоэлектронов?
4. Что такое красная граница фотоэффекта?
5. Запишите и объясните формулу Эйнштейна.
6. Какие законы Столетова не подтверждаются волновой теорией?

604. ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ ИСПУСКАНИЯ ВОДОРОДА С ПОМОЩЬЮ МОНОХРОМАТОРА

604.1. Цель работы

Наблюдение спектров испускания и измерение длин волн в спектрах ртути и водорода, ознакомление с устройством и работой спектрометра-монохроматора.

604.2. Разделы теории

Закономерности в спектре водорода. Правило квантования круговых орбит. Теория Бора. Уравнение Шредингера. Волновая функция, ее свойства. Атом водорода. [1. Гл.3, §12, 16, 17, Гл.4, §21, 22, 28, 29]; [2. Гл.27, §209, 210, 212, Гл.28, §216, §217, Гл.28, §223]

604.3. Приборы и принадлежности

Спектрометр-монохроматор; спектральные трубки, заполненные водородом; источник питания для трубок; ртутная лампа для градуировки спектрометра-монохроматора; нуль питания.

604.4. Теоретическое введение

В разреженных газах атомы практически не взаимодействуют. Излучение невзаимодействующих друг с другом атомов состоит из отдельных спектральных линий. В соответствии с этим спектры излучения атомов называются линейчатыми. Было замечено, что линии в атомных спектрах располагаются не беспорядочно, а во многих случаях составляют определенные группы или, как принято говорить, серии. Наиболее четкая закономерность в положении линий наблюдается в спектре водорода и водородоподобных ионов.

Швейцарский физик Бальмер в 1885 г. установил, что частоты всех линий спектра атома водорода могут быть представлены следующим эмпирическим соотношением:

$$\omega = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (604.1)$$

где ω — циклическая частота спектральной линии; m и n — целые числа.

При заданном n число m принимает все целочисленные значения, большие чем n : $n+1, n+2, \dots$; $R=2,07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ — постоянная Ридберга.

Из формулы (604.1) следует, что спектры атомов имеют сериальную структуру. Группа линий с одинаковым значением n называется серией.

При $n=1, m=2,3,4, \dots$ линии образуют серию Лаймана в ультрафиолетовой области спектра;

при $n=2, m=3,4,5, \dots$ — серию Бальмера, причем первые четыре линии находятся в видимой области спектра, а остальные — в ультрафиолетовой;

при $n=3, m=4,5,6, \dots$ — серию Пашена;

при $n=4, m=5,6,7, \dots$ — серию Брекета;

при $n=5, m=6,7,8, \dots$ — серию Пфунда.

Начиная с серии Пашена, все линии лежат в инфракрасной области спектра.

Найденные экспериментально и вычисленные по формуле (604.1) значения частот линий спектра водорода практически совпадают. Это говорит о том, что формула Бальмера принадлежит к числу наиболее точных законов физики.

Если из атома с порядковым номером Z удалено в результате ионизации $Z-1$ электронов, в поле положительного заряда ядра Ze останется всего лишь один электрон (e — элементарный заряд). Ион, состоящий из ядра с зарядом Ze ($Z \geq 2$) и одного электрона, называют водородоподобным. Для частот линий спектра такого иона справедлива формула, аналогичная формуле Бальмера:

$$\omega = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (604.2)$$

Примером водородоподобного иона служит атом гелия с $Z=2$, если из него удалить один электрон, атом лития с $Z=3$, если из него удалить два электрона, и т.д.

В общем случае, когда из атома с порядковым номером Z все электроны удалены, кроме последнего, для удаления этого электрона с так называемой нормальной орбиты ($n=1$) на бесконечность ($m = \infty$) необходимо затратить энергию E_i , называемую энергией ионизации. Эта энергия может быть выражена через ионизационный потенциал V_i с помощью соотношения $E_i = eV_i$. Ионизационный потенциал является индивидуальной характеристикой каждого элемента периодической таблицы, измеряется в вольтах. Ионизация возможна, если электрон поглощает фотон энергии $\epsilon = h\omega$ ($h = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ — одна из форм записи постоянной Планка), частота которого в соответствии с формулой Бальмера (604.2) рассчитывается при $n=1$ и $m = \infty$

$$\omega = RZ^2.$$

В этом случае энергия ионизации определится выражением

$$E_i = \epsilon = hRZ^2,$$

из которого, в свою очередь, может быть найден потенциал ионизации:

$$V_i = \frac{hRZ^2}{e}. \quad (604.3)$$

Анализируя формулы Бальмера (604.1), (604.2), нетрудно заметить, что частоты линий могут быть представлены в виде разности двух функций от целых чисел m и n

$$\omega = T(n) - T(m). \quad (604.4)$$

Для каждой данной серии $T(n)$ есть постоянное значение, $T(m)$ — переменное. Значения функций $T(m)$ и $T(n)$ носят название спектральных термов.

Сравнение с (604.1) показывает, что для бальмеровской серии водорода

$$T(n) = \frac{R}{2^2}, \quad T(m) = \frac{R}{m^2},$$

тогда частота первой линии этой серии вычисляется по формуле

$$\omega_1 = T(2) - T(3),$$

частота второй линии – по формуле

$$\omega_2 = T(2) - T(4) \text{ и т.д.}$$

Бору удалось выяснить природу сериальных термов, применяя квантовые понятия к классической модели атома. Согласно выдвинутым им постулатам, каждый электрон в атоме может находиться в устойчивых состояниях, характеризующихся вполне определенными значениями энергии. В стационарном состоянии атом не излучает и не поглощает энергию.

Излучение и поглощение происходит при переходе электрона в атоме из одного стационарного состояния в другое. При этом величина излученного или поглощенного кванта $\hbar\omega$ определяется разностью энергий электрона в соответствующих состояниях:

$$\hbar\omega = E_m - E_n$$

или

$$\omega = \frac{E_m}{\hbar} - \frac{E_n}{\hbar}. \quad (604.5)$$

Из сравнения (604.5) с соотношением (604.4) следует, что сериальные термы $T(n)$ пропорциональны значениям энергии электрона в атоме E_n :

$$T(n) = -\frac{E_n}{\hbar}.$$

Знак «минус» отражает тот факт, что полная энергия электрона в атоме отрицательна ($E_n < 0$). Энергия электрона считается равной нулю при ионизации атома, т.е. при потере связи электрона с атомом.

Рассмотрим Боровскую теорию более подробно. Бор предположил, что из всех орбит электрона стационарными являются только те, для которых момент импульса орбитального движения электрона кратен постоянной Планка \hbar , т.е.

$$m_e v r = n\hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (604.6)$$

где m_e – масса электрона; v – его скорость; r – радиус орбиты; n – главное квантовое число.

К этому правилу квантования орбит Бор добавил 2-й закон Ньютона для электрона, движущегося по круговой орбите под действием кулоновской силы со стороны положительно заряженного ядра:

$$m_e a = F_k;$$

так как

$$a = \frac{v^2}{r}, \text{ а } F_k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2}, \text{ то}$$

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2}. \quad (604.7)$$

Уравнения (604.6) и (604.7) представляют систему алгебраических уравнений относительно v и r . Ее решение имеет вид

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e Ze^2} \cdot n^2;$$

$$v_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{\hbar} \cdot \frac{1}{n}.$$

Радиус первой стационарной орбиты атома водорода называют Боровским радиусом r_0 . Его значение равно

$$r_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 \text{ \AA}.$$

Энергия электрона в атоме E_n складывается из кинетической энергии электрона E_{kin} (ядро неподвижно) и потенциальной

энергии электростатического взаимодействия электрона с ядром U_n

$$E_0 = E_{нк} + U_n, \quad (604.8)$$

причем

$$E_{нк} = \frac{m_e v_n^2}{2} = \frac{m_e Z^2 e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (604.9)$$

$$U_n = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r_n} = -\frac{m_e}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{Z^2 e^4}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (604.10)$$

Знак «минус» появляется из-за того, что заряды электрона и ядра имеют разные знаки.

Отметим, что за «0» потенциальной энергии принята потенциальная энергия электрона, удаленного от ядра на бесконечность, т.е. такой электрон не взаимодействует с ядром атома.

Подставляя (604.9) и (604.10) в (604.8), получим выражение для полной энергии электрона в атоме

$$E_n = -\frac{m_e Z^2 e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (604.11)$$

Теперь с учетом (604.5) легко можно получить выражение для частоты излученного или поглощенного кванта

$$\omega = \frac{m_e Z^2 e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^3} \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

совпадающее с эмпирическим обобщенным законом Бальмера (604.2).

На рис. 604.1 представлена схема энергетических уровней и схема спектральных серий водорода в результате переходов между различными стационарными состояниями.

Совпадение полученного теоретически числового значения комбинации констант

$$\frac{m_e e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^3}$$

с экспериментально измеренной постоянной Ридберга R явилось блестящим подтверждением теории Бора. Последующие развитие физики показало, однако, что теория Бора дает верные результаты лишь для водорода и водородоподобных ионов. Современной теоретической основой атомной физики является квантовая механика. В 1926 г. Э. Шредингер предложил дифференциальное волновое уравнение в частных производных, с помощью которого оказалось возможным описать движение заряженных частиц, сопоставив ему комплексную функцию координат и времени Ψ – пси-функцию.

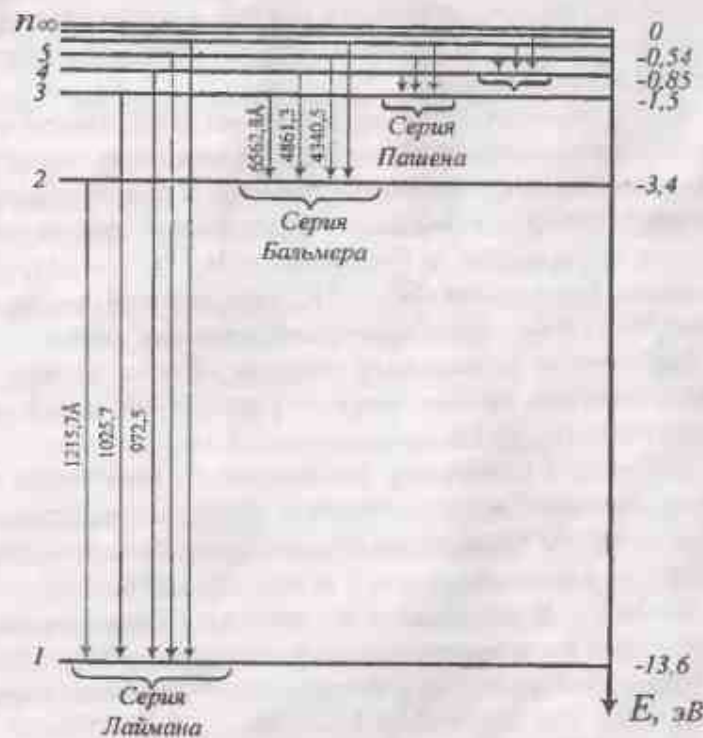


Рис. 604.1

Применительно к движению одного электрона, потенциальная энергия которого в кулоновском поле ядра равна

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (604.12)$$

волновое уравнение имеет вид

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \cdot (E - U) \Psi = 0, \quad (604.13)$$

где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа.

Уравнение (604.13) для потенциальной энергии (604.12) имеет решения, удовлетворяющие необходимым физическим условиям не при всех значениях полной энергии электрона E . В частности, для $E < 0$ возможные значения энергии (собственные значения) совпадают с (604.11).

Таким образом, решения уравнения Шредингера приводят к условиям квантования Бора. Однако квантовая механика дает схему атомных энергетических уровней с такой общностью и точностью, которые совершенно недостижимы для теории Бора. Собственные функции ψ уравнения (604.13), соответствующие собственным значениям энергии E , содержат три целочисленных параметра n , l и m — так называемые квантовые числа.

Параметр n , называемый главным квантовым числом, совпадает с номером уровня энергии и принимает целые положительные значения $n=1, 2, 3, \dots$.

Параметр l называется азимутальным квантовым числом, характеризующим модуль момента импульса электрона. При данном значении главного квантового числа l может принимать n различных значений ($l=0, 1, 2, \dots, n-1$).

Параметр m называется магнитным квантовым числом и характеризует пространственную ориентацию орбиты электрона. Этот параметр при данном l принимает $(2l+1)$ разных значений:

$$m = -l, -(l-1), \dots, 0, \dots, (l-1), l$$

Атом водорода может иметь одно и то же значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях с одинаковым квантовым числом n , отличающихся значениями квантовых чисел l и m . Состояния электрона с различными значениями l

имеют условные обозначения (символы), показанные в табл. 604.1, в которой также приведены возможные значения квантовых чисел l и m при заданном n .

Из квантовой теории атома следует так называемое правило отбора: возможны только такие переходы электрона между состояниями в атоме, при которых азимутальное квантовое число меняется на единицу ($\Delta l = \pm 1$).

В настоящей работе изучается серия Бальмера спектра водорода, линии которой лежат в видимой области. Для серии Бальмера $n=2$. Величина m для первых четырех линий этой серии принимает значения 3, 4, 5, 6. Эти линии обозначаются символами H_α (интенсивно красная), H_β (зелено-голубая), H_γ (фиолетово-синяя), H_δ (фиолетовая) соответственно.

Таблица 604.1

n	1		2		3			4		
	l	m	l	m	l	m	l	m	l	m
1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2	0	0	1	0, ±1	0	0, ±1	1	0, ±1	0	0, ±1
3	0	0	1	0, ±1	2	0, ±1, ±2	0	0, ±1	1	0, ±1, ±2
Символ	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f

604.5. Описание установки

В качестве спектрометра для исследования спектров в работе используется монохроматор-спектрометр УМ-2, устройство которого показано на рис. 604.2, а внешний вид на рис. 604.3.

В состав прибора входят следующие основные части:

1. Входная щель 1, снабженная микрометрическим винтом 2, который позволяет открывать щель на нужную ширину.
2. Коллиматорный объектив 3, снабженный фокусирующим маховиком 4. Винт позволяет сместить объектив относительно щели при фокусировке спектральных линий различных цветов.
3. Сложная спектральная призма 5, установленная на пово-

ротном столике 6. Призма 5 состоит из трех склеенных призм P_1 , P_2 и P_3 . Первые две призмы P_1 и P_2 с преломляющими углами 30° изготовлены из тяжелого флинта, обладающего большой дисперсией. Промежуточная призма P_3 сделана из крона. Лучи отражаются от ее гипотенузной грани и поворачиваются на 90° .

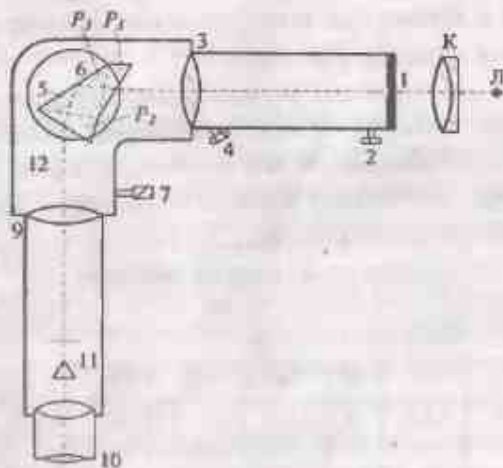


Рис. 604.2

Благодаря такому устройству дисперсии призм P_1 и P_2 складываются.

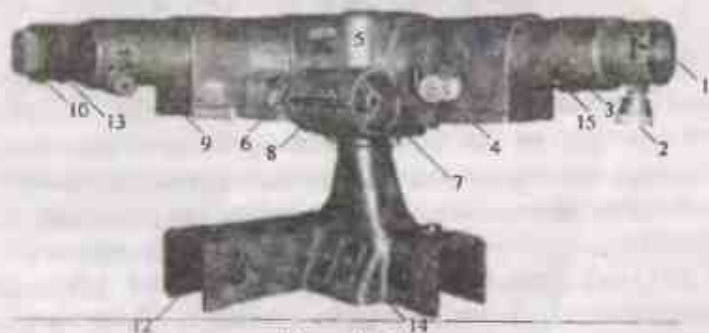


Рис. 604.3

4. Поворотный столик 6 вращается вокруг вертикальной

оси при помощи микрометрического винта с отчетным барабаном 7. На барабан нанесена винтовая дорожка с градусными делениями. Вдоль дорожки скользит указатель поворота барабана 8. При вращении барабана призма поворачивается, в центре поля зрения появляются различные участки спектра.

5. Зрительная труба, состоящая из объектива 9 и окуляра 10. Объектив 9 дает изображение входной щели 1 в своей фокальной плоскости. В поле зрения окуляра имеется указатель 11, освещаемый лампочкой 13, которая включается тумблером 14. Вращением барабана 7 к указателю можно подвести любую линию исследуемого спектра и против бегунка 8 снять отчет по шкале барабана положения этой линии.

В случае надобности окуляр может быть заменен выходной щелью, пропускающей одну из линий спектра. В этом случае прибор служит монохроматором.

6. Массивный корпус 12, предохраняющий прибор от повреждений и загрязнений.

7. Оптическая скамья, на которой могут перемещаться рейтеры с источником света Л и конденсором К, служащим для концентрации света на входной щели. Источник света рекомендуется располагать на расстоянии 45 см от щели, а конденсор в 13 см от источника.

В данной работе предлагается проградуировать монохроматор. Градуировка заключается в определении зависимости длины волны спектральной линии от делений шкалы барабана 7. Для градуировки используется ртутная лампа ДРШ, установленная в кожухе с защитным стеклом. Ртутная лампа питается от отдельного блока, на передней панели которого имеется выключатель сети, пусковая кнопка и выключатель самой лампы.

604.6. Техника безопасности

Напряжение питания газоразрядных трубок с водородом составляет 2000 – 3000 В, поэтому перед выполнением работы необходимо самым внимательным образом ознакомиться с уста-

новкой при выключенном питании источника тока. О неисправностях немедленно сообщить лаборанту или преподавателю.

При работе с ртутной лампой следите за тем, чтобы ее излучение обязательно проходило через защитное стекло с целью фильтрации ультрафиолетовых лучей.

604.7. Порядок выполнения работы

1. Поставить ртутную лампу на оптическую скамью перед щелью монохроматора. Вставить вилку в гнездо «Лампа ДРШ» на боковой панели блока питания, а вилку монохроматора – в гнездо «Подсветка». Подключить блок питания к сети, включить тумблер «Сеть», а затем тумблер «Лампа ДРШ». Нажатием кнопки зажечь лампу.

2. Переменяя лампу по скамье, добиться заполнения светом щели монохроматора.

3. Рукоятка затвора 15 должна стоять в положении «Открыто». Ширина щели должна быть примерно 0,15 мм. Микрометрический винт 9 необходимо вращать очень осторожно. Цена деления на нем равна 0,01 мм.

4. Включить тумблер 14 подсветки указателя. Вращением окуляра 10 добиться четкого изображения спектра. При этом должно быть четкое раздельное изображение двойной желтой линии спектра.

Ввиду того, что фокусное расстояние объектива для каждой длины волны изменяется, ПРИ НЕОБХОДИМОСТИ предусмотрена возможность фокусировки окуляра. Вращением фокусировочного маховика 4 добиться четкого изображения исследуемой линии. Следует помнить, что только при такой фокусировке в каждом участке спектра можно обнаружить большое число слабых линий в исследуемом спектре.

5. Вращением барабана 7 подвести поочередно все линии спектра, указанные на рис. 604.4, под указатель и по шкале барабана снять соответствующий отсчет числа делений N . Данные N и λ занести в табл. 604.2. Выполнить п.5 не менее трех раз.

Таблица 604.2

$\lambda, \text{Å}$	λ_1	λ_2	...	λ_n
N				
$\langle N \rangle$				

6. Выключить ртутную лампу тумблером «Лампа ДРШ», оставив блок питания включенным, чтобы обеспечить подсветку указателя.

7. Поставить держатель с трубкой, заполненный водородом, на скамью в непосредственной близости к щели монохроматора.

8. Небольшими поворотами трубки с водородом добиться попадания света в щель монохроматора. При этом в поле зрения окуляра должны быть видны четкие линии спектра водорода.

9. Подводя каждую линию под указатель, снять по барабану 7 отсчет числа делений N . Повторить измерения для каждой линии не менее трех раз.

При исследовании спектра необходимо учесть, что особенностью данного источника света является присутствие в спектре кроме водородных также линий, соответствующих другим элементам, а именно: между интенсивными красной и голубой водородными линиями при хорошей фокусировке видно большое количество широких примесных желто-зеленых линий, которые отличаются от водородных меньшей интенсивностью.

Следует отметить, что источник водородного спектра значительно слабее ртутного, и его линии, особенно в синей и фиолетовой областях, можно обнаружить при очень тщательной фокусировке окуляра 10 и фокусировочного маховика 4.

Внимание! Если газовый разряд в трубке не зажигается, нужно немедленно выключить тумблер «Сеть» источника низкого напряжения и сообщить преподавателю о неисправности.

604.8. Обработка результатов наблюдения

1. Построить градуировочный график зависимости λ от N

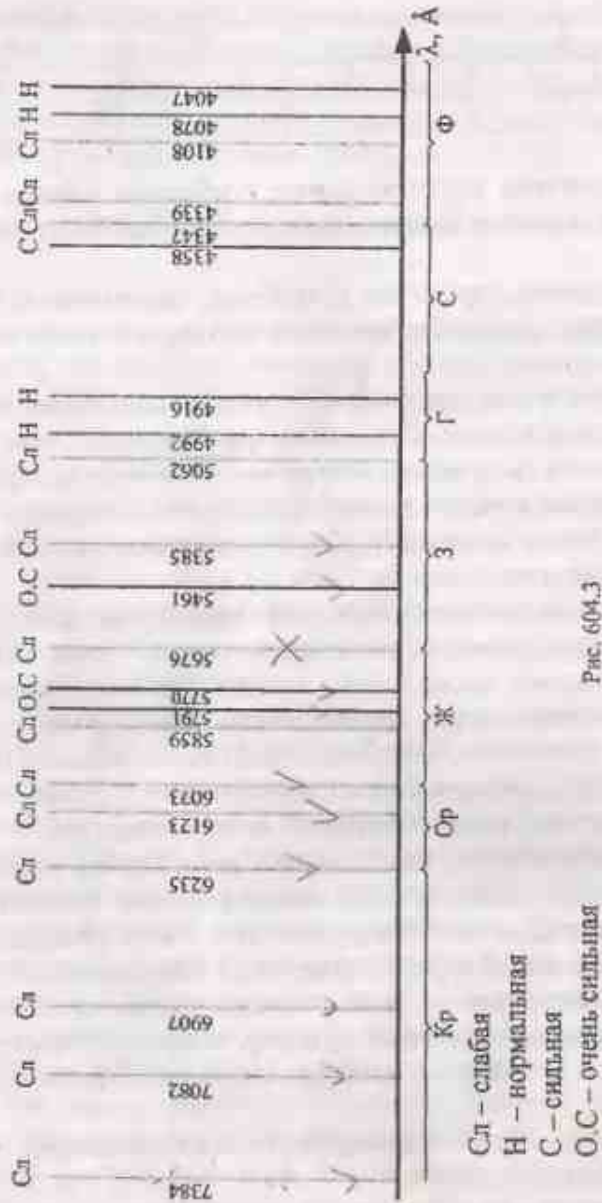


Рис. 604.3

по спектру ртути, используя табл. 604.2. В качестве N брать среднее $\langle N \rangle$ по трем измерениям для каждой линии.

2. Пользуясь измеренными средними значениями $\langle N \rangle$ для красной, голубой и фиолетовой линий в спектре водорода, по градуировочному графику определить длины волн этих линий и записать в табл. 604.3.

3. Пользуясь соотношением между длиной волны λ и циклической частотой электромагнитной волны

$$\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda},$$

найти частоты красной, голубой и фиолетовой линий в спектре водорода.

Таблица 604.3

	H_α		H_β		H_γ	
N						
$\langle N \rangle$						
$\lambda, \text{Å}$						
$\omega, \text{рад/с}$						
$R, \text{рад/с}$						
$\varepsilon, \text{эВ}$						
$T(n), T(m), \text{рад/с}$						
	$\langle R \rangle =$					

4. Пользуясь формулой Бальмера (604.1), вычислить для каждой из рассмотренных линий постоянную Ридберга R и по вычисленным значениям определить среднее значение.

5. Вычислить по формуле (604.3) потенциал ионизации атома водорода V_i .

6. По формуле $\varepsilon = \hbar\omega$ вычислить в электрон-вольтах энергию фотона, соответствующую каждой линии видимой части спектра серии Бальмера.

7. Для каждой видимой линии в серии Бальмера определить термы, разность которых соответствует данной линии.

8. Оценить значения погрешностей измерений λ, R и ε .

9. Полученные в ходе выполнения расчетов результаты занести в табл. 604.3.

Контрольные вопросы

1. Сформулировать постулаты Бора.
2. Объяснить понятие «водородоподобный» ион.
3. В чем состоит физический смысл термина?
4. Как, пользуясь теорией Бора, вывести формулу для энергии электрона в атоме?
5. Объяснить тот факт, что энергия электрона в атоме отрицательная.
6. Записать уравнение Шредингера применительно к атому водорода.
7. Каков смысл квантовых чисел n , l , m ?
8. Каков механизм свечения газов?
9. Как можно оценить разность длин волн спектральных линий, которые могут быть разрешены используемым в работе монохроматором?
10. Чем можно объяснить наличие посторонних линий в спектре водородной трубки?

606. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

606.1. Цель работы

Изучение зависимости сопротивления металлов и полупроводников от температуры; определение длины свободного пробега электронов в металле и ширины запрещенной зоны полупроводника.

606.2. Разделы теории

Квантовая теория свободных электронов в металле. Распределение Ферми – Дирака. Энергетические зоны в кристаллах. Зонная теория твердых тел. Электропроводность металлов. Собственная проводимость полупроводников. [1. Гл.7, 8]; [2. Гл. 30, §235 – §238, Гл. 31, §240 – §243]

606.3. Приборы и принадлежности

Лабораторный стенд: термостат с исследуемыми образцами, измерительный блок (ИБ).

606.4. Теоретическое введение

Твердые тела по электрическим свойствам могут быть разделены на металлы, полупроводники и диэлектрики. Полупроводники занимают промежуточное место по способности проводить электрический ток между металлами и диэлектриками. Но не это отличие выделяет полупроводники в особый класс веществ и обеспечивает им различные специфические области технических применений. Характерным свойством полупроводников является то, что величина их электрического сопротивления может сильно меняться под действием различных факторов: температуры, освещения и т.д. Сопротивление полупроводников резко падает с ростом температуры.

Для металлов картина иная. Все электроны в твердом теле можно разбить на внутренние и внешние (валентные). В металлах валентные электроны являются свободными и могут перемещаться по всему объему проводника. Их концентрация велика уже при самых низких температурах ($\sim 10^{29} \text{ м}^{-3}$) и практически не зависит от температуры. Опыт показывает, что электросопротивление металлов линейно возрастает с увеличением температуры в достаточно большом интервале температур. Эту зависимость не смогла объяснить классическая теория электропровод-

ности металлов, согласно которой электрическое сопротивление является результатом соударения свободных электронов с ионами в узлах кристаллической решетки.

Линейная зависимость $R(T)$ получила объяснение только в квантовой теории электропроводности металлов. В этой теории рассматривается движение электронов проводимости внутри трехмерной потенциальной ямы, в роли которой выступает объем образца металла: влияние электрического поля кристаллической решетки не учитывается. Оказалось, что энергетический спектр электронов проводимости в металле дискретен и состоит из множества близкорасположенных уровней. В силу принципа Паули, на одном энергетическом уровне может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами. Распределение электронов проводимости по энергетическим состояниям в металле описывается функцией Ферми – Дирака

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}, \quad (606.1)$$

где $f(E)$ – вероятность того, что состояние с энергией E занято электроном, E_F – энергия Ферми.

На рис. 606.1 изображена зависимость $f(E)$ при различных температурах. При $T = 0$ все энергетические состояния с $E < E_F$ заняты, а состояния с $E > E_F$ свободны. Таким образом, энергия Ферми – максимальная энергия, которую имеют электроны в металле при $T = 0$; величина E_F порядка 5 эВ. При $T > 0$ функция распределения плавно меняется от 1 до 0 в узкой области (порядка kT) в окрестности E_F , так как небольшое число электронов с энергией, близкой к E_F , возбуждается за счет теплового движения и их энергия становится больше E_F . Поскольку E_F практически не зависит от T , то средняя скорость теплового движения $\langle v_x \rangle$ таких электронов тоже будет мало зависеть от температуры.

В квантовой теории электропроводности полагается, что при наложении внешнего электрического поля направленному

движению носителей тока не препятствует идеальная кристаллическая решетка. Под идеальной кристаллической решеткой

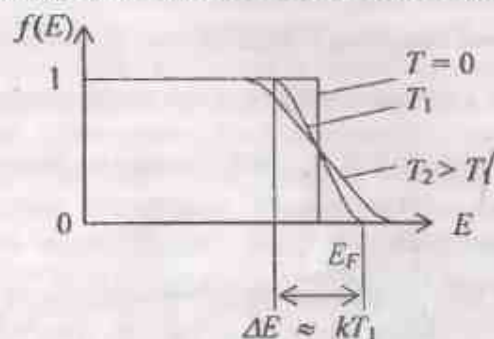


Рис. 606.1

понимается решетка, в которой отсутствуют нарушения периодичности, а в узлах находятся неподвижные частицы. Рассеяние при направленном движении электронов возникает лишь на неоднородностях решетки, прежде всего на ангармонических тепловых колебаниях ионов в узлах решетки, которые можно рассматривать как флуктуации плотности решетки. Таким образом, рассеяние электронов на тепловых колебаниях ионов решетки приводит к существованию у чистых (идеальных) металлов электрического сопротивления. При этом удельное сопротивление описывается выражением

$$\rho = \frac{m \langle v_x \rangle \sigma_x}{e^2}, \quad (606.2)$$

где σ_x – сечение рассеяния электронов на тепловых колебаниях ионов решетки. Средняя длина свободного пробега электрона

$$\lambda = \frac{1}{n \sigma_x}, \quad (606.3)$$

где n – концентрация электронов проводимости в металле. Сечение рассеяния электронов на тепловых колебаниях ионов $\sigma_x = \pi \bar{x}^2$, где \bar{x}^2 – среднее значение квадрата отклонения иона от положения равновесия. Согласно закону распределения энергии

по степеням свободы, на каждую колебательную степень свободы приходится энергия, равная kT , причем $\frac{kT}{2}$ приходится на кинетическую энергию и столько же на потенциальную. Тогда $\frac{1}{2}\alpha\bar{x}^2 = \frac{1}{2}kT$, где α — упругая постоянная, откуда $\bar{x}^2 \sim T$ и $\sigma_s \sim T$. Так как в металлах n и v_p практически не зависят от температуры, то $\rho \sim T$, $\lambda \sim \frac{1}{T}$.

Объяснить механизм электропроводности металлов и различие электрических свойств металлов, полупроводников и диэлектриков позволила *зонная теория твердых тел*.

Ранее было отмечено, что при свободном движении валентных электронов в веществе они имеют квазинепрерывный спектр энергии. В действительности это движение не совсем свободно — оно происходит в периодическом электрическом поле решетки. Учет этого обстоятельства приводит к тому, что спектр возможных значений энергии валентных электронов распадается на ряд чередующихся разрешенных и запрещенных зон энергии (рис. 606.2). В пределах разрешенных зон энергия меняется квазинепрерывно, в запрещенных зонах значения энергии

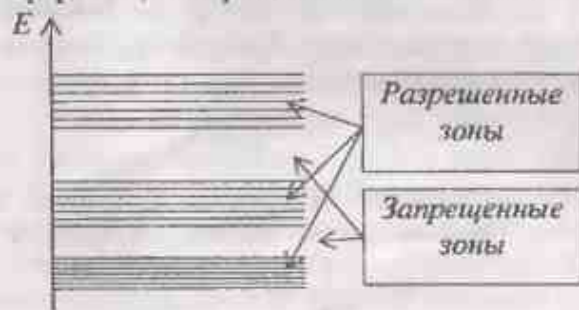


Рис. 606.2

реализоваться не могут. Чтобы понять происхождение зон, рассмотрим воображаемый процесс объединения атомов в кри-

сталл. Пусть первоначально имеется N изолированных атомов какого-либо вещества. В таких атомах электроны находятся в дискретных энергетических состояниях. По мере сближения атомов их взаимодействие приводит к возникновению вместо одного (одинакового для всех N атомов) уровня N близкорасположенных уровней, образующих зону разрешенных энергий. Величина расщепления уровней не одинакова. Сильнее расщепляются уровни внешних электронов. Уровни внутренних электронов расщепляются мало. На рис. 606.3 показано расщепление уровней в зависимости от расстояния r между атомами.

Период кристаллической решетки определяется свойствами составляющих ее атомов и может соответствовать расстоянию типа r_1 или r_2 . Если период соответствует расстоянию типа r_1 , то между разрешенными зонами, возникшими из соседних уровней атома, есть запрещенная зона. Если период типа r_2 , то соседние разрешенные зоны перекрываются. Число уровней в такой слившейся зоне равно сумме количеств уровней, на которые расщепляются оба уровня атома.

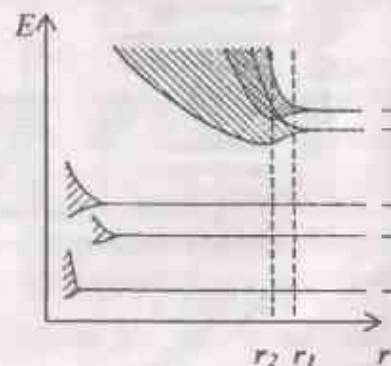


Рис. 606.3

Ширина разрешенных зон $\Delta E \sim 1$ эВ. Следовательно, расстояние между соседними уровнями зоны для кристалла, содержащего 10^{23} атомов, порядка 10^{-23} эВ. На любом разрешенном уровне может находиться не более двух электронов.

Разрешенную зону, возникшую из того уровня, на котором находится валентный электрон в изолированном атоме, называют валентной зоной. При $T = 0\text{ К}$ валентные электроны заполняют попарно нижние уровни валентной зоны. Более высокие разрешенные зоны будут от электронов свободны. В зависимости от степени заполнения электронами валентной зоны и ширины запрещенной зоны возможны три вида зонных диаграмм, которые изображены на рис. 606.4. Заполнение электронами энергетических уровней соответствует температуре 0 К . Случай рис. 606.4,а соответствует расстоянию r_2 на рис. 606.3. При этом в валентной зоне существуют незаполненные уровни. Достаточно сообщить электронам, находящимся на верхних уровнях, энергию $\sim 10^{-23}\text{ эВ}$, чтобы перевести их на более высокие уровни. Для этого достаточно энергии, полученной ими во внешнем электрическом поле. Кристалл с подобной схемой энергетических уровней является металлом.



Рис. 606.4

В случаях рис. 606.4,б и рис. 606.4,в уровни валентной зоны полностью заняты электронами. Для увеличения энергии электрона надо сообщить ему энергию не меньшую, чем ширина запрещенной зоны. У полупроводников она невелика и может составлять несколько десятых электрон-вольт, у диэлектриков — более 3 эВ. Чтобы в полупроводнике мог возникнуть электриче-

ский ток, часть электронов нужно перевести в свободную зону, что иллюстрируется рис. 606.5. Энергия теплового движения (при комнатной температуре $kT \sim 0,02\text{ эВ}$) оказывается достаточной для этого. При этом электроны, оказавшиеся в свободной зоне и оставшиеся на верхних заполненных уровнях валентной зоны, ведут себя подобно валентным электронам в металле. Проводимость, возникающая в результате перехода электронов с верхних уровней валентной зоны в свободную зону, называется собственной (беспримесной) проводимостью полупроводников.



Рис. 606.5

Распределение электронов по уровням валентной зоны и зоны проводимости полупроводников описывается функцией Ферми — Дирака. На рис. 606.6 изображены для некоторой $T \neq 0$ график функции распределения $f(E)$ совместно со схемой энергетических зон собственного (беспримесного) полупроводника. У собственных полупроводников отсчитанное от потолка валентной зоны значение уровня Ферми равно $E_F \approx \frac{\Delta E}{2}$, где ΔE — ширина запрещенной зоны полупроводника. Для электронов, перешедших в зону проводимости и находящихся на ее нижних уровнях, разность собственной энергии E и энергии Ферми равна $E - E_F \approx \frac{\Delta E}{2}$.

Так как $E - E_F \gg kT$, единицей в знаменателе выражения

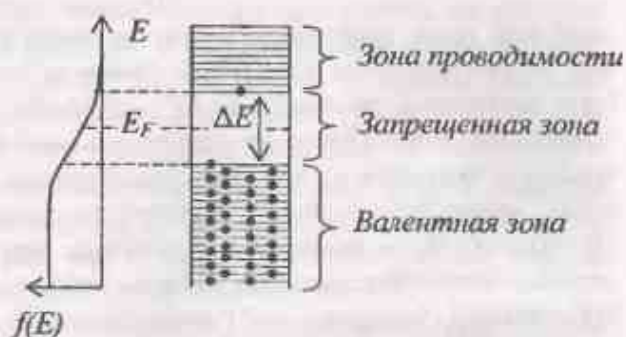


Рис. 606.6

(606.1) можно пренебречь. Тогда $f(E) \approx \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right)$. Концентрация носителей тока n будет пропорциональна этой вероятности:

$$n = n_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}},$$

где n_0 – величина, слабо зависящая от температуры.

Зависимость $n(T)$ вносит основной вклад в температурную зависимость удельного сопротивления ρ собственных полупроводников. Связь n и ρ можно найти, записав выражение для плотности тока

$$j = ne \langle v_E \rangle = \frac{1}{\rho} E,$$

где $\langle v_E \rangle$ – не зависящая от температуры средняя скорость упорядоченного движения носителей тока под действием внешнего поля с напряженностью E .

Из последнего выражения следует равенство

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right),$$

где ρ_0 – приближенно можно считать постоянной величиной, не зависящей от температуры.

Переходя с помощью соотношения

$$R = \rho \frac{l}{s} \quad (606.4)$$

от удельного сопротивления к сопротивлению образца, получим

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right). \quad (606.5)$$

В настоящей работе изучаются температурные зависимости сопротивлений металла и собственного полупроводника. Так как наиболее просто строятся графики линейных зависимостей, для металла удобно строить график функции $R(T)$, а для полупроводника – $\ln R(1/T)$. В последнем случае получится зависимость, изображенная на рис. 606.7. По ее наклону можно определить ширину запрещенной зоны собственного полупроводника

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\ln R_2 - \ln R_1}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} = \frac{\Delta E}{2k}, \quad (606.6)$$

где $\left(\ln R_1, \frac{1}{T_1}\right), \left(\ln R_2, \frac{1}{T_2}\right)$ – координаты любых двух точек этой зависимости.

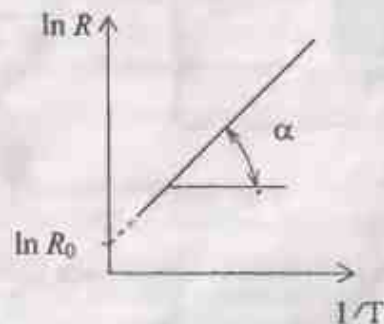


Рис. 606.7

606.5. Описание лабораторного стенда

Лабораторный стенд (рис. 606.8) состоит из термостата и

измерительного блока (ИБ). В термостат помещены исследуемые образцы: медный проволочный резистор $R1$, полупроводниковый терморезистор $R2$ и термопарный датчик температуры. В ИБ размещены: цифровой измеритель температуры; цифровой омметр; переключатель: "металл" – "полупроводник", предназначенный для выбора измеряемого образца.

Внимание! Измерение $R2(T)$ необходимо начинать с 45°C , так как при более низких температурах зависимость (606.5) не выполняется из-за существенного вклада примесной проводимости. Работать надо при средней скорости нагрева, иначе возможен неравномерный нагрев внутреннего объема печи.

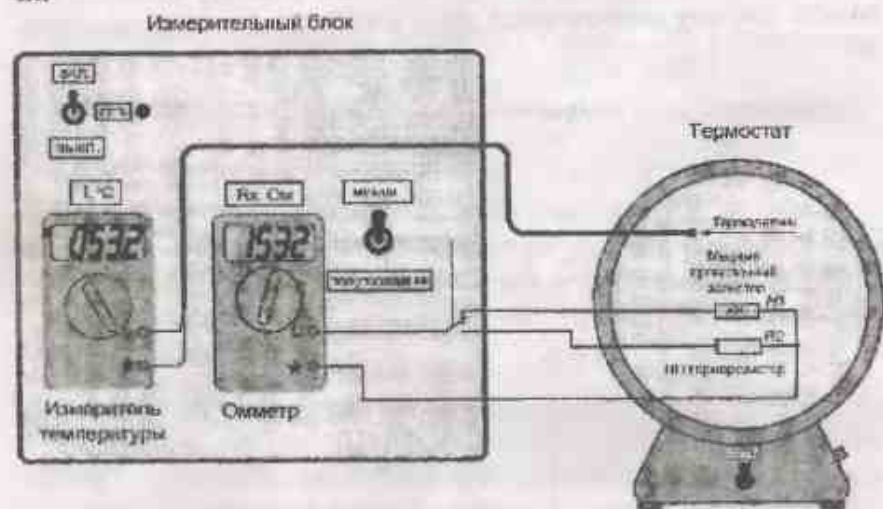


Рис. 606.8

606.6. Порядок выполнения работы

1. Включить сетевой тумблер ИБ. Загорается индикаторная лампа "Сеть" на панели ИБ.
2. Прогреть приборы ИБ в течение 5 минут. Индикаторы панели ИБ показывают начальную измеряемую температуру и сопротивление выбранного образца.

3. Записать начальную температуру и сопротивление образцов $R1$ и $R2$ в таблицу измерений.

4. Закрыть дверку термостата. Включить нагрев термостата тумблером "Сеть", расположенным на его передней панели.

5. Через каждые 5°C , начиная с комнатной температуры, измерять сопротивление образца $R1$. По достижении 45°C с шагом 5°C измерять сопротивление образцов $R1$ и $R2$. Для перехода при измерениях от одного образца к другому использовать тумблер "металл" – "полупроводник". Показания снимать до температуры 75°C .

ВНИМАНИЕ! По достижении 75°C выключить нагрев и открыть дверку термостата. Нагрев до высоких температур может вывести из строя полупроводниковый терморезистор.

6. Выразить температуру в Кельвинах. Результаты измерений занести в таблицу.

606.7. Обработка результатов измерений

1. Построить график зависимости $R(T)$ для металла.
2. Для трех значений температуры (25 , 60 и 75°C) рассчитать ρ , σ , и λ для меди, пользуясь формулами (606. 2), (606.3), (606.4) и учитывая, что $S = 2,8 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$, $l = 130 \text{ м}$, $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, $n = 8,5 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$, $v_f = 10^6 \text{ мс}^{-1}$. Полученные значения занести в таблицу. Оценить погрешность измеренных величин.

3. Построить график зависимости $\ln R(1/T)$ для полупроводника, и по формуле (606.6) определить ширину запрещенной зоны полупроводника в электрон-вольтах, разделив для этого полученное значение ΔE на заряд электрона. Постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ ДжК}^{-1}$. Оценить погрешность измеренного значения ΔE .

Контрольные вопросы

1. Что описывает функция Ферми – Дирака? Что такое

энергия Ферми?

2. Сформулируйте принцип Паули.
3. Объясните температурную зависимость сопротивления металлов с точки зрения квантовой теории.
4. Каковы особенности энергетического спектра электронов у металлов, полупроводников и диэлектриков?
5. Как осуществляется распределение электронов по энергетическим уровням валентной зоны при $T = 0 \text{ K}$ в металлах и в полупроводниках?
6. Каков механизм проводимости собственных полупроводников?
7. Как изменяются сопротивление металлов, средняя длина свободного пробега и сечение рассеяния электронов на тепловых колебаниях ионов решетки с ростом температуры?
8. Объясните температурную зависимость сопротивления собственных полупроводников.

610. ИССЛЕДОВАНИЕ ВТОРИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

610.1. Цель работы

Измерить фон вторичного космического излучения, ознакомиться с методами регистрации ионизирующего излучения.

610.2. Разделы теории

Методы регистрации частиц высоких энергий; космические лучи. [1. Гл.11, §75, §76]; [3. §251]; [4]

610.3. Приборы и принадлежности

Счётчик Гейгера – Мюллера, формирователь импульсов, усилитель, пересчетное устройство, блок питания.

610.4. Методы регистрации космических лучей

На верхние слои атмосферы Земли из мирового пространства непрерывно и изотропно (равномерно со всех направлений) падает поток так называемых космических лучей. Эти лучи состоят из частиц высоких энергий, главным образом протонов. В космических лучах различают две компоненты: сравнительно малых энергий (до 10^{10} эВ) – солнечного происхождения и высокоэнергетичную, (вплоть до 10^{21} эВ), которую называют галактической компонентой. Энергия частиц космических лучей поразительно велика: энергии 10^{21} эВ достаточно для подъема груза массой в 10 кг на высоту около 1 метра. На лучших современных ускорителях, имеющих многокилометровые кольцевые каналы, достигнуты энергии протонов не более 10^{14} эВ. Проблема происхождения космических лучей считается одним из важнейших разделов современной астрофизики.

Попадая в верхние слои атмосферы Земли, частицы космических лучей взаимодействуют с ядрами атомов воздуха (главным образом, с азотом и кислородом). При этом, как правило, происходит множественное рождение вторичных частиц, в основном π -мезонов, масса которых в несколько сотен раз превышает массу покоя электрона. Энергия протона космических лучей столь велика, что прежде чем он достигнет уровня Земли, произойдет несколько столкновений, сопровождающихся множественными процессами рождения новых частиц. Энергии вторичных частиц также хватает для возникновения ядерных реакций. Поэтому на уровне Земли всегда существует ионизирующее излучение, состоящее из вторичных продуктов ядерных взаимодействий первичного космического излучения с атмосферой.

Наиболее распространенный детектор ионизирующего излучения – счётчик Гейгера – Мюллера. Он был изобретен еще в 1908 г. Гейгером совместно с Резерфордом, а впоследствии усовершенствован Гейгером и Мюллером.

Счётчик Гейгера – Мюллера есть ионизационное устройство, основанное на своего рода «внутреннем усилении» первич-

ных слабых ионизационных процессов. Схема счётчика изображена на рис. 610.1. Он представляет собой цилиндрический конденсатор, в котором центральным электродом, обычно служащим анодом, является тонкая нить радиусом в сотые доли миллиметра, а катодом — металлический цилиндр радиусом примерно в 1 см. Счётчик помещается в откачанной оболочке, которая может наполняться теми или иными газами, обычно при пониженном давлении. Если радиус нити обозначить через a , а радиус цилиндра через b и если разность потенциалов между нитью и цилиндром равна V , то градиент потенциала, т. е. напряжённость поля E , на расстоянии r от оси счётчика ($a < r < b$) будет

$$E = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (610.1)$$



Рис. 610.1

Пусть, например, $V = 1000$ В, $a = 4 \cdot 10^{-3}$ см, $b = 1$ см. Тогда напряжённость поля около цилиндра ($r = 1$ см) будет 181 Всм $^{-1}$, а около нити ($r = 4 \cdot 10^{-3}$ см) $E = 4,52 \cdot 10^4$ Всм $^{-1}$. Из этого простого подсчёта видно, что если нить достаточно тонка, то при сравнительно небольшой разности потенциалов между нею и цилиндром напряжённость поля у нити может достигать столь больших значений, что становится возможным появление вблизи нити новых электронов и ионов вследствие ударной ионизации.

Характер работы счётчика существенно зависит от разности потенциалов V между нитью и цилиндром: в зависимости от величины V счётчик работает либо как ионизационная камера,

либо как так называемый «пропорциональный счётчик», либо собственно как счётчик Гейгера — Мюллера.

Представим себе, что под действием того или иного ионизирующего агента (заряженные быстрые частицы или коротковолновое излучение) внутри счётчика возникло определённое число пар ионов. Если увеличивать постепенно напряжение, то ионизационный ток сначала будет линейно возрастать, но при дальнейшем увеличении напряжения возрастание тока сначала замедляется, а затем ток становится независимым от напряжения (ток насыщения, рис. 610.2, область $0 - V_p$). Сила этого тока насыщения является мерой числа возникших пар ионов.

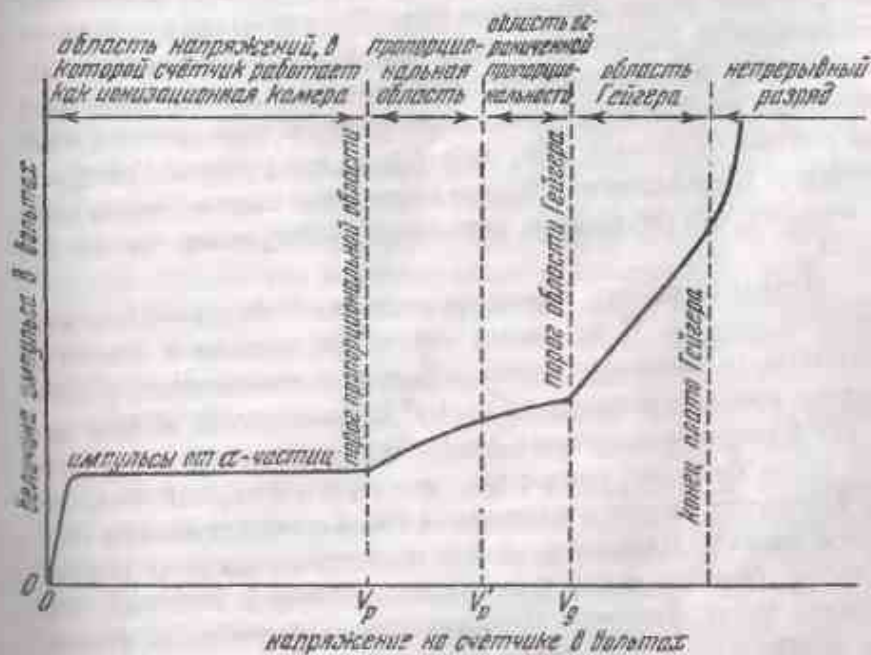


Рис. 610.2

При напряжении, большем V_p , начинается ударная ионизация, в результате которой число ионов увеличивается. Если каж-

дый электрон на пути к нити создаёт за счёт ионизации соударениями A новых электронов, то A называется коэффициентом газового усиления; он может достигать величины 10^7 . В определённой области напряжений от V_p до V'_p коэффициент газового усиления A не зависит от числа первично возникающих ионов. Поэтому, если первичная ионизация даёт n пар ионов, то в результате газового усиления ток будет пропорционален n и, следовательно, будет пропорционален числу первичных пар ионов. Счётчик, работающий в таком режиме, называется *пропорциональным*. Он позволяет, например, различать импульсы от α - и β -частиц. При дальнейшем увеличении напряжения обнаруживается зависимость величины A от мощности ионизации: чем большее число пар ионов создаёт первичная частица, тем меньше A . Наконец, начиная с некоторого критического напряжения V_p импульсы от частиц с различной ионизирующей способностью становятся одинаковыми. Прибор, работающий в таком режиме, действует уже, собственно, как счётчик Гейгера — Мюллера. Коэффициент усиления при этом сильно возрастает, но возможность различения первичных ионизирующих частиц теряется.

Механизм работы в режиме счётчика Гейгера — Мюллера довольно сложен. В основных чертах он состоит в том, что электроны, обладающие очень большой подвижностью, в промежуток времени порядка 10^{-7} — 10^{-8} с оказываются вблизи нити, где благодаря высокому градиенту потенциала они получают столь большое ускорение, что путём ударной ионизации вызывают новые электроны и ионы с последующим развитием лавины. Важную роль при этом играет также фотоэлектрическое освобождение электронов со стенок счётчика под влиянием ультрафиолетового излучения возбуждённых атомов газа, возникающих вследствие ударов быстрых электронов или при рекомбинации положительных ионов и электронов.

Положительные ионы за промежуток времени 10^{-7} — 10^{-8} с, в течение которого развивается лавина, практически остаются на месте. Они создают вблизи нити облако положительного про-

странственного заряда, которое в конце концов настолько понижает градиент потенциала у нити, что дальнейшее развитие лавины становится невозможным. Медленно двигаясь по направлению к цилиндру (катоде), положительные ионы в конечном счёте нейтрализуются на его стенках, и разряд прекращается.

Для хорошей работы счётчика важна быстрота гашения разряда. В так называемых *несамогасящихся* счётчиках гашение осуществляется благодаря включению в цепь последовательно с нитью высокоомного сопротивления R (см. рис. 610.1) порядка 10^8 — 10^9 Ом. Падение потенциала на этом сопротивлении уменьшает разность потенциалов между нитью и цилиндром и препятствует дальнейшему развитию разряда. При наличии этого гасящего сопротивления потенциал пространственного заряда падает по экспоненциальному закону $e^{-t/RC}$, т. е. через RC секунд уменьшается в e раз; (C — распределённая ёмкость всей схемы). При $R \sim 10^8$ Ом и $C \sim 10^{-11}$ Ф, $RC \sim 10^{-3}$ с. Это и есть характерная постоянная времени счётчика. От её величины зависит временная "разрешающая" способность счётчика, т. е. его способность отдельно отмечать быстро следующие друг за другом частицы. В самом деле, до тех пор пока разность потенциалов между нитью и цилиндром не восстановится до своего первоначального значения, новая частица, попавшая в счётчик, не вызовет развития лавины и образования разряда ("мёртвое время").

Применение гасящих сопротивлений, однако, ухудшает работу счётчика в других отношениях. Поэтому в настоящее время для целей гашения пользуются специальными "гасящими" электронными схемами. Применяются также "самогасящиеся" счётчики, которые наполнены газом, состоящим из сложных молекул (например, смесью аргона и паров спирта). Пары спирта и выполняют функцию гашения разряда. Это объясняется тем, что молекулы спирта поглощают ультрафиолетовое излучение, испускаемое возбуждёнными атомами аргона, и благодаря способности многоатомных молекул перераспределять энергию возбуждения по большому числу степеней свободы с большой вероятностью превращают энергию электронного возбуждения в

энергию колебаний ядер. Вследствие этого сильно уменьшается число электронов, освобождаемых фотоэлектрическим путём, и разряд быстро гасится.

В качестве измерительного прибора на выходе счётчика раньше применялись малоинерционные струнные электрометры. В настоящее время пользуются обычно радиотехническими усилительными устройствами, достигшими высокой степени совершенства. На выходе усилителя обычно ставится не измерительный прибор, а счётчик, автоматически регистрирующий число импульсов. Для регистрации очень быстро следующих друг за другом частиц применяются так называемые пересчётные схемы, понижающие скорость счёта в заданное число раз (рис. 610.3).

Вторичное излучение можно также охарактеризовать плотностью потока ионизирующих частиц

$$\vec{W} = \frac{d\Phi}{dS} \cdot \vec{n} = \omega \vec{v}, \quad (610.2)$$

где $d\Phi$ — элементарный поток ионизирующих частиц, проходящих через элементарную площадку dS , ω — число ионизирующих частиц в единице объема вещества (концентрация); \vec{v} — средняя скорость проходящих частиц; \vec{n} — единичный вектор в направлении средней скорости. Если площадка S — плоская и все частицы пролетают ее по нормали, то соотношение (610.2) можно представить в другом виде:

$$W = \frac{N}{S \cdot t}, \quad (610.3)$$

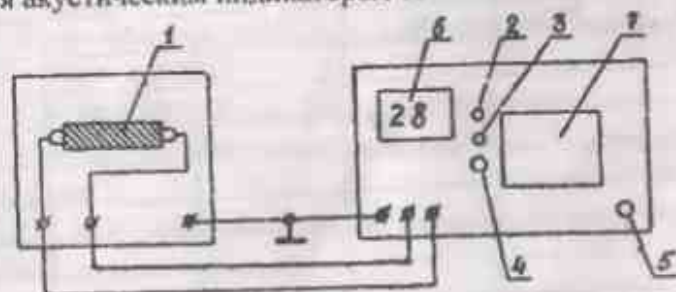
где N — число частиц, пересекающих площадку S за время t .

610.5. Описание установки и методика измерений

Исследование вторичного космического излучения производится на установке, состоящей из счётчика Гейгера — Мюллера, формирователя импульсов, усилителя и счётчика импульсов

(рис. 610.3).

При включении тумблера 5 прибор прогревается в течение 10 мин. Затем кнопкой 4 счётчик переводится в режим счёта. При этом включается лампочка 2. Счет хронометрируется внутренним таймером и время счёта одинаково и составляет $t = (60,0 \pm 0,1)$ с. По прохождении этого времени включается лампочка 3, счётчик блокируется, при этом показания цифрового индикатора 6 изменяются. Прохождение каждой частицы фиксируется акустическим индикатором 7.



1 — детектор Гейгера — Мюллера, 2 — лампочка включения пересчетного устройства, 3 — лампочка выключения пересчетного устройства, 4 — кнопка «Запуск» пересчетного устройства, 5 — выключатель «Сеть», 6 — цифровой индикатор, 7 — акустический индикатор

Рис. 610.3

610.6. Порядок выполнения работы

1. После прогрева прибора провести 50 измерений по 1 мин каждое. Результаты занести в таблицу.
2. На калькуляторе рассчитать $N_{10}, N_{20}, N_{30}, N_{40}, N_{50}$ — средние арифметические числа импульсов за $t = (60,0 \pm 0,1)$ с для 10-и, 20-и, 30-и, 40 и 50-и измерений соответственно. Рассчитать ΔN_0 для соответствующих наборов измерений. При расчёте ΔN_0 пользоваться формулой Стюдента: $\Delta N_0 = S_n \cdot t_\alpha$ (где t_α — коэффициент Стюдента для доверительной вероятности 0,95

зависит от числа измерений $t_{\alpha}(10) = 2,3$; $t_{\alpha}(20) = 2,1$; $t_{\alpha}(30) = 2,0$; $t_{\alpha}(40) = t_{\alpha}(50) = 2,0$, а

$$S_n = \sqrt{\frac{\sum \varepsilon_i^2}{n(n-1)}}$$

где ε_i – случайное отклонение (см. [4]). Полученные результаты занести в таблицу.

N (n/n)	N ₁	N ₂	N ₃	N ₄	N ₅
1					
2					
3					
4					
5					
6					
7					
8					
9					
10					
\bar{N}					
ΔN_0					
N					

3. Окончательный результат представить в виде $N = (\bar{N} \pm \Delta N_0) \text{мин}^{-1}$ и занести в таблицу в соответствующие колонки.

4. Из соотношения (610.3) по результату для $\bar{N} \pm \Delta N_0$, взятому для 50-и измерений, рассчитать среднее значение плотности потока через горизонтальную плоскость счётчика вторичного космического излучения. При этом учесть, что площадь поперечного сечения счётчика имеет значение $S = (740 \pm 10) \text{мм}^2$.

5. Рассчитать косвенную погрешность измерения плотно-

сти потока ΔW_0 . Результат представить в виде $W = (\bar{W} \pm \Delta W_0) \text{мин}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$.

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой вторичное космическое излучение?
2. Какие компоненты космических лучей различают?
3. Как перевести энергию 1 эВ в джоули?
4. Какие частицы появляются при множественном рождении вторичных частиц?
5. Как устроен счётчик Гейгера – Мюллера?
6. Как распределено электрическое поле в счётчике Гейгера – Мюллера?
7. От чего зависит характер работы счётчика Гейгера – Мюллера?
8. Когда счётчик работает как ионизационная камера?
9. Когда счётчик работает как пропорциональный?
10. Когда счётчик работает в режиме Гейгера?
11. Что такое коэффициент газового усиления A?
12. Что называют ударной ионизацией?
13. Что такое временная «разрешающая» способность счётчика?
14. Какие меры принимают для того, чтобы разряд быстро гасился?
15. Что такое гасящее сопротивление и какую роль оно играет?
16. Что такое плотность потока ионизирующих частиц?
17. Объясните причины уменьшения абсолютной погрешности измерений при увеличении числа измерений.

611. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

611.1. Цель работы

Изучение волновых свойств и особенностей движения микрочастиц.

611.2. Разделы теории

Элементы квантовой механики. Гипотеза де Бройля. Корпускулярно-волновой дуализм. Принцип неопределенности Гейзенберга. [1. Гл. 4, §18 – §20]; [2. Гл.27, §213 – §215]

611.3. Приборы и принадлежности

Персональный компьютер. Работа выполняется методом численного моделирования.

611.4. Теоретическое введение

В основе квантовой механики в качестве фундаментального (т.е. отражающего важнейшее универсальное свойство природы) принципа лежит идея корпускулярно-волнового дуализма. Состоит она в том, что всем микрообъектам присущи одновременно и корпускулярные и волновые свойства. Первым такое предположение высказал Луи де Бройль в 1923 г. На чем основывалось это предположение?

Во-первых, было известно, что свет обладает и волновыми свойствами (дифракция, интерференция) и корпускулярными (фотоэффект, световое давление). Существовала квантовая теория излучения абсолютно черного тела, согласно которой свет испускается порциями – квантами.

Во-вторых, Н. Бор построил теорию атома водорода, из которой следовало, что энергия электрона в атоме может принимать только дискретные значения. Это объяснило линейчатые

спектры излучения газов, результаты опыта Франка и Герца. В то же время теория Бора не могла удовлетворительно описать движение электрона в атоме.

Наличие у света корпускулярных свойств, а также дискретность возможных значений энергии электрона в атоме водорода позволили сделать предположение, что любые частицы и, в частности, электроны, могут обладать и корпускулярными и волновыми свойствами. Подобно тому, как электромагнитная волна ассоциируется с фотоном, допустим, что каждой материальной частице сопоставлена волна, круговая частота ω которой связана с энергией частицы соотношением $E = \hbar\omega$, $\hbar = h/2\pi$, где h – постоянная Планка. Если принять эту точку зрения, атом будет обладать свойствами резонирующей полости (резонатора) с дискретным набором собственных частот. Это позволит объяснить эффект квантования энергетических уровней атома.

При этом открывается возможность построить единую теорию, в которой вещество и излучение будут выступать как разновидности объектов одной природы, обладающих свойствами и волны и корпускулы.

План нашего дальнейшего изложения будет следующим: 1) исходя из предположения о том, что с каждой частицей связана волна, получим выражение, связывающее волновые и корпускулярные характеристики частицы; 2) проверим, удовлетворяет ли полученное выражение требованиям специальной теории относительности.

Последуем за де Бройлем и предположим, что с каждой движущейся частицей связана волна. Пусть внешние силы отсутствуют и частица движется равномерно и прямолинейно. Энергия частицы – E , импульс – \vec{p} , масса – m .

По аналогии с движением фотона волна должна распространяться в том же направлении, в котором движется частица. Представим волну в виде

$$\varphi(\vec{r}, t) = A \exp(i\vec{k}\vec{r} - i\omega t), \quad (611.1)$$

где A – амплитуда волны, \vec{k} – волновой вектор, ω – частота.

Как параметры волны \vec{k} и ω могут быть связаны с параметрами движущейся частицы p , m , E ? По-видимому, следует обратить внимание на скорости распространения волны и частицы. Они должны быть равными, так как в конечном счете речь идет о перемещении в пространстве одного физического объекта, обладающего свойствами и волны и частицы. Однако известно, что распространение волны можно охарактеризовать групповой и фазовой скоростями. Какая из них должна быть равна скорости частицы?

Фазовая скорость волны есть скорость перемещения плоскости равной фазы

$$v_f = \frac{\omega}{|\vec{k}|}.$$

Однако, частице должна соответствовать волна конечной протяженности, так как частица не может находиться одновременно во всем пространстве. Плоская волна (611.1) этому условию не удовлетворяет. Чтобы удовлетворить этому условию, следует воспользоваться суперпозицией волн с близкими волновыми векторами. Такая суперпозиция волн называется волновым пакетом. Амплитуда волнового пакета велика в ограниченной области пространства, за пределами которой она быстро спадает. Точка, в которой амплитуда волнового пакета максимальна, движется со скоростью

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}, \quad (611.2)$$

которая называется групповой скоростью волны. Именно эта скорость, а не фазовая должна быть отождествлена со скоростью частицы.

Мы допустили, что для частиц справедлива формула $E = \hbar\omega$, как и для фотонов. Тогда

$$\hbar\omega = E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (611.3)$$

Формулу (611.2) можно переписать так:

$$v_g = \frac{d\omega}{dv} \frac{dv}{dk} \quad (611.4)$$

Пользуясь выражениями (611.3) и (611.4), установим связь между величинами \vec{k} и \vec{p} . Зная это соотношение, легко будет определить и связь между \vec{k} и скоростью \vec{v} :

$$\frac{d\omega}{dv} = \frac{mc^2}{\hbar} \frac{d}{dv} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = \frac{mv}{\hbar \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}},$$

$$v_g = \frac{m}{\hbar} \frac{v}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{dv}{dk}.$$

Откуда

$$dk = \frac{m}{\hbar} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} dv.$$

Проинтегрируем последнее выражение, предполагая, что при $v=0$ волновой вектор k также равен 0:

$$k_0 = \int_0^k dk = \frac{m}{\hbar} \int_0^v \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} dv = \frac{mv_0}{\hbar} \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}},$$

откуда

$$\hbar k = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (611.5)$$

В правой части формулы (611.5) стоит выражение для релятивистского импульса, следовательно, получена искомая связь между импульсом и волновым вектором:

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}. \quad (611.6)$$

Именно это выражение и было получено де Бройлем.

Осталось проверить, удовлетворяют ли полученное выражение (611.6) и предположение (611.3) требованиям специальной теории относительности. Для этого рассмотрим две системы координат — "нестрихованную" K и "стрихованную" K' . Система K является лабораторной, а система K' движется относительно K . В системе K' волна, описываемая в системе K выражением (611.1), будет иметь вид

$$\varphi'(\vec{r}', t') = A' \exp\{i\vec{k}'\vec{r}' - i\omega't'\}.$$

Допустим, что система K' движется вместе с нашей частицей, т.е. является для нее системой покоя. В этом случае $k' = 0$, $p' = 0$ и $E' = mc^2$. Тогда, так как $E' = \hbar\omega'$, $\omega' = mc^2/\hbar$.

Согласно постулату Эйнштейна все физические процессы должны протекать одинаково во всех инерциальных системах отсчета. Плоская волна должна оставаться периодичной во всех инерциальных системах отсчета. Волна периодична, откуда следует, что если разность фаз между двумя пространственно-временными точками P и Q в системе отсчета K равна $2\pi n$, где n — целое число, то в системе отсчета K' разность фаз той же волны между соответствующими точками P и Q должна оставаться равной $2\pi m$ (m — целое число). Иначе нарушится периодичность волны. Отсюда

$$\vec{k}\vec{r} - \omega t = \vec{k}'\vec{r}' - \omega't'.$$

Учитывая, что K' — система покоя, получаем

$$\vec{k}\vec{r} - \omega t = -\omega't' = -\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right)t'. \quad (611.7)$$

Воспользуемся преобразованиями Лоренца для времени

$$t' = \frac{t - \frac{\vec{x}\vec{v}}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

где $\beta = v/c$ (v — скорость движения частицы в системе отсчета K) и преобразуем (611.7):

$$\vec{k}\vec{x} - \omega t = -\frac{mc^2}{\hbar} \left(\frac{t - \frac{\vec{x}\vec{v}}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) = \frac{m\vec{x}\vec{v}}{\hbar\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{mc^2}{\hbar} \frac{t}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Из последней формулы видно, что

$$\vec{k} = \frac{m\vec{v}}{\hbar\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \omega = \frac{mc^2}{\hbar} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E}{\hbar} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (611.8)$$

Энергию и импульс частицы в системе K можно выразить так:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad \vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (611.9)$$

Сравнивая выражения (611.8) и (611.9), получаем

$$E = \hbar\omega, \quad \vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Таким образом, сделанные нами предположения о характере зависимости $E(\omega)$ и $\vec{p}(\vec{k})$ не противоречат специальной теории относительности.

Итак, сформулируем гипотезу де Бройля: с движущейся частицей связана волна, характеризующаяся волновым вектором \vec{k} , который определяется импульсом частицы $p = \hbar k$. Следовательно, длина волны, связанной с частицей, равна

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi}{k}. \quad (611.10)$$

Если E — полная энергия частицы, то

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{\sqrt{E^2 - m^2c^4}} = \frac{\frac{hc}{E}}{\sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2}}. \quad (611.11)$$

Если T — кинетическая энергия частицы, то $E = T + mc^2$, где m — масса покоя электрона.

Подставляя полную энергию частицы в (611.11), получим:

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{T(T+2mc^2)}} = \frac{h}{\sqrt{2mT}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{T}{2mc^2}}}$$

При малых скоростях, т.е. когда $v \ll c$, а $\frac{T}{2mc^2} \ll 1$, можно считать, что

$$\lambda \approx \frac{h}{\sqrt{2mT}} = \frac{h}{mv}$$

что совпадает с формулой (611.10) в нерелятивистском пределе.

Экспериментальная проверка гипотезы де Бройля состоит в прямом наблюдении волновых свойств электронов. Впервые она была осуществлена К. Дэвиссоном и Л. Джермером в 1927 г. (В 1937 г. ученым была присуждена Нобелевская премия по физике.) Они наблюдали дифракцию электронов при их отражении от поверхности кристалла. В 1949 г. советские физики Л.М. Биберман, Н.Г. Сушкин и В.А. Фабрикант осуществили опыт, в котором интенсивность электронного пучка была настолько слабой, что электроны проходили через прибор заведомо по одному. Время пролета электрона через прибор было примерно в 1000 раз меньше среднего времени, проходящего до появления следующего электрона. Была получена дифракционная картина, аналогичная той, которую получили Дэвиссон и Джермер. Таким образом, было доказано, что волновые свойства присущи отдельному электрону.

611.5. Описание установки

В настоящей лабораторной работе методом компьютерного моделирования воспроизводятся опыты по дифракции электронов на одной щели и на двух щелях.

На дисплее вы увидите стилизованное изображение электронного пучка (ЭП), диафрагмы (Д) и 50 полупроводниковых

электронных детекторов, которые срабатывают при попадании в них электронов (рис. 611.1). Зная размеры каждого детектора,

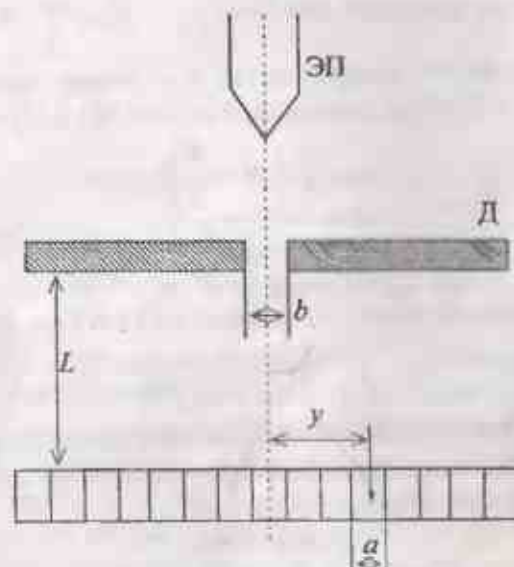


Рис.611.1

можно определить координату точки, в которую попал электрон. Отметим, что размеры детекторов достаточно велики, чтобы, не вводя в противоречие с принципом неопределенности Гейзенберга, говорить о "координате" электрона. Погрешность в определении координаты составляет $a/2$, где a – ширина детектора.

Количество электронов, зафиксированных каждым детектором, подсчитывается. Пользуясь этими данными, можно построить гистограмму распределения электронов по детекторам. Максимумы этой гистограммы соответствуют дифракционным максимумам. Положение максимумов интенсивности дифракционной картины определим по известной формуле

$$b \sin \alpha = (2n-1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{или} \quad b \frac{y}{L} = (2n-1) \frac{\lambda}{2}$$

где b – ширина щели; L – расстояние от диафрагмы до детектора; y – координата центра детектора номера N , отсчитанная от середины дифракционной картины; $y = Na + \frac{a}{2}$, N – число детекторов, считая от центрального; n – номер максимума; λ – длина волны де Бройля электрона. Из (611.13) получим:

$$\lambda = \frac{ba \left(N + \frac{1}{2} \right)}{L \left(n - \frac{1}{2} \right)}$$

Для первого дифракционного максимума ($n = 1$)

$$b \frac{y}{L} = (2n - 1) \frac{\lambda}{2}$$

Схема опыта по дифракции электронов на двух щелях аналогична. Положение максимума при дифракции на двух щелях определяется формулой

$$d \sin \varphi = n \lambda,$$

где d – расстояние между щелями; $\sin \varphi \approx \frac{y}{L}$, $y = a \left(N + \frac{1}{2} \right)$.

Таким образом, $d \frac{y}{L} = n \lambda$, откуда

$$\lambda = \frac{ad \left(N + \frac{1}{2} \right)}{nL}$$

Для $n = 1$

$$\lambda = \frac{da}{L} \left(N + \frac{1}{2} \right). \quad (611.15)$$

Зная длину волны де Бройля, можно из формул (611.10) – (611.12) определить импульс, полную и кинетическую энергию электрона:

$$p = \frac{h}{\lambda}, \quad (611.16)$$

$$E = \sqrt{\frac{h^2 c^2}{\lambda^2} + m^2 c^4}, \quad (611.17)$$

$$T = E - mc^2. \quad (611.18)$$

611.6. Порядок выполнения работы

1. Получите у преподавателя задание к лабораторной работе.
2. Промоделируйте на компьютере опыт по дифракции электронов на одной щели. Повторите опыт трижды для 10, 100 и 500 электронов.
3. Для всех трех случаев запишите в таблицу количество электронов, зафиксированных в каждом из 50 детекторов.
4. После выполнения первого упражнения запишите значения расчетных параметров L , a и b , которые указаны в задании.
5. Промоделируйте на компьютере опыт по дифракции электронов на двух щелях для 10, 100 и 500 и 10 000 электронов.
6. Занесите в таблицу количество электронов, зафиксированных детекторами в каждом из трех случаев.
7. Запишите значения расчетных параметров L , d , b , a для этого опыта.
8. Постройте гистограммы распределения электронов по детекторам для всех опытов. Сделайте вывод о том, в каком из опытов эффект наблюдается наиболее ярко.
9. Рассчитайте длину волны де Бройля, а также импульсы и энергии электронов по формулам (611.14) – (611.18). Расчеты выполнить по данным, полученным для 10 000 электронов. Сделайте вывод о целесообразности учета релятивистских поправок в рассматриваемых случаях. Для расчетов используйте данные опытов для 500 электронов.
10. Получите в соответствии с правилами определения погрешностей косвенных измерений формулы для расчета погрешностей и рассчитайте, погрешности для λ , E , p и N . Проверьте, удовлетворяют ли погрешности в измерении импульса и координаты соотношению неопределенностей Гейзенберга.

Контрольные вопросы

1. Что такое корпускулярно-волновой дуализм частиц света и вещества?
2. Каковы экспериментальные и теоретические предпосылки возникновения гипотезы де Бройля?
3. В чем содержание гипотезы де Бройля?
4. Что такое волновой пакет и в чем необходимость применения волновых пакетов для описания движения частиц?
5. С какой из скоростей волны – фазовой или групповой – следует отождествлять скорость частицы?
6. Исходя из гипотезы де Бройля, вывести выражения, связывающие импульс частицы с волновым вектором и энергию с частотой.
7. Применима ли рассматриваемая теория для релятивистских частиц? нерелятивистских частиц?
8. Будет ли различаться длина волны де Бройля для одного электрона и для большого числа электронов, движущихся в электронном пучке с той же скоростью?
9. Может ли одиночный электрон создать полную дифракционную картину?
10. Каковы особенности применения понятия "траектория" в микромире? Как они связаны с принципом неопределенности?

612. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ЗАРЯДА В АТОМЕ ВОДОРОДА

612.1. Цель работы

Изучение особенностей движения микрочастиц, наблюдение на практике вероятностного характера законов квантовой механики, практическое применение способа описания движения микрочастиц, основанного на понятии волновой функции. Проверка применимости боровской модели атома.

$$h = E \cdot T$$

612.2. Разделы теории

Принцип неопределенности. Уравнение Шредингера. Физический смысл волновой функции. Квантование энергии и момента импульса. Атом водорода. Боровская теория атома водорода. Принципы Паули. Spin электрона. Распределение электронов по энергетическим уровням. [1. Гл. 3, §17, Гл. 4, §20 – §24, §28, §36]; [2. Гл. 28, §213 – §237]

612.3. Приборы и принадлежности

Персональный компьютер. Работа выполняется методом численного моделирования.

612.4. Теоретическое введение

Атом водорода является простейшим из всех атомов. Он состоит из одного протона и одного электрона. Согласно боровской теории атома, электрон может двигаться вблизи ядра (в данном случае – протона) по определенным орбитам, радиусы которых определяются выражением

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} n^2, \quad (612.1)$$

где r_n – радиус орбиты с номером n ; m_e – масса электрона; e – его заряд; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – постоянная Планка; n – главное квантовое число, которое может принимать ряд целых значений.

Энергия электрона в атоме водорода согласно теории Бора определяется по формуле

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (612.2)$$

Боровская теория, однако, не может объяснить всех свойств атомов, так как она содержит в себе внутреннее проти-

воречие между попыткой описать движение электрона на языке классической механики и экспериментально доказанным квантовым характером излучения атомов. Эта теория противоречит также экспериментам по дифракции электронов, которые убедительно подтверждают наличие у электронов волновых свойств.

Решить задачу о движении электрона в атоме водорода удается с помощью уравнения Шредингера. Это уравнение, записанное для атома водорода, имеет вид

$$\nabla^2 \psi + \frac{2me}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0, \quad (612.3)$$

где ψ – волновая функция электрона; r – расстояние до ядра.

Электрическое поле протона, в котором движется электрон, в данном случае сферически симметрично, поэтому состояние электрона можно характеризовать набором из трех квантовых чисел n, l, m , где n – главное квантовое число, l – орбитальное квантовое число (иногда его называют азимутальным квантовым числом), m – магнитное квантовое число. Волновые функции электрона в атоме $\psi(r, \theta, \varphi)$ в сферических координатах можно записать в виде произведения двух сомножителей, один из которых зависит только от расстояния до ядра r , а другой – только от углов θ и φ

$$\psi_{nlm} = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (612.4)$$

Здесь R_{nl} зависит от квантовых чисел n и l , а Y_{lm} – от l и m . В сферической системе координат функции R_{nl} и Y_{lm} могут быть найдены независимо.

Вероятность того, что частица будет обнаружена в пределах объема dV , определяется ее волновой функцией

$$dP = |\psi|^2 dV = \psi^* \psi dV. \quad (612.5)$$

Так как радиальная составляющая волновой функции $R_{nl}(r)$ действительна, а элемент объема в сферических координатах

$$dV = r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi = r^2 dr d\Omega, \quad (612.6)$$

где $d\Omega$ – элемент телесного угла, и так как интегрирование по

угловым переменным функцией $Y_{lm}^* Y_{lm}$ дает единицу, вероятность обнаружить электрон в тонком шаровом слое на расстоянии r от ядра равна

$$dP(r) = R_{nl}^2(r) r^2 dr. \quad (612.7)$$

Функция $P(r)$, которая, как это видно из формулы (612.7), имеет смысл плотности вероятности, и рассчитывается в данной работе. Для этого численно решается уравнение Шредингера и определяется волновая функция $R_{nl}(r)$, а затем вычисляются значения P_{nl} в зависимости от r .

612.5. Описание установки и методики проведения расчетов измерения

Лабораторная работа выполняется методом численного моделирования на персональном компьютере. Но сначала надо получить допуск у преподавателя.

В начале работы на экране монитора вы увидите главное меню (рис. 612.4). В меню «О программе» приводятся справочные данные о программе и ее авторах. Меню «Выход» служит для выхода из программы. При выполнении работы вам необходимо пользоваться разделами меню «Данные» – для ввода исходных данных, и «График» – для просмотра графического и табулированного результатов расчетов. Передвижение по главному меню осуществляется при помощи клавиш «←», «↑», «→» и «↓». Вход в каждое меню осуществляется при помощи клавиши «Enter».

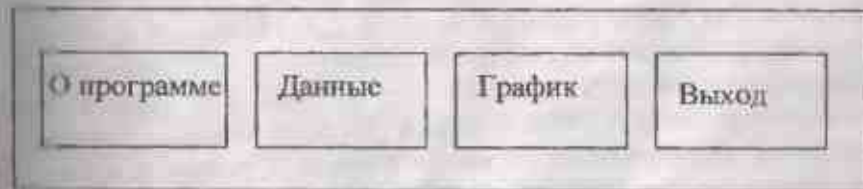


Рис. 612.4

Войдя в меню «Данные», на экране вы увидите сообщение: «Введите значение главного квантового числа». Необходимо ввести это значение с клавиатуры. После ввода главного квантового числа n , необходимо определить энергию исследуемого состояния. Прежде чем вводить значение этой энергии, ее следует выразить через E_0 – модуль энергии основного состояния электрона в атоме водорода (см. (612.2)) ($E = A \cdot E_0$). Значение A надо вводить в ответ на запрос компьютера: "Пусть E_0 – энергия основного состояния электрона в атоме водорода. На какое число A надо умножить E_0 , чтобы получить энергию исследуемого состояния?".

Помните, что для связанных состояний электрона в атоме полная энергия отрицательна. Далее, по запросу компьютера, нужно ввести значение орбитального квантового числа l .

Внимание. Проверка на правильность введенных значений не производится, и программа работает, если это возможно, с любыми введенными с клавиатуры значениями.

Получив значения главного квантового числа n , энергии исследуемого состояния и значение орбитального квантового числа l , программа предлагает вам выбрать формулу, по которой вычисляется потенциал электрического поля ядра атома водорода. Правильной является только одна из пяти предлагаемых формул, но вычисления могут быть выполнены с использованием каждой из них. В формулах под e подразумевается модуль элементарного заряда. Помните, что заряд электрона отрицателен, потенциальная энергия в случае действия сил притяжения также меньше нуля.

После этого компьютер численно решает уравнение Шредингера и определяет радиальную часть $R_{nl}(r)$ волновой функции (612.4) и распределение плотности вероятности $P(r)$ нахождения электрона в тонком сферическом слое толщиной dr , на расстоянии r от ядра (612.7). По окончании решения задачи, на экране появляется главное меню. Переходя в меню «График» и войдя в него, на экране появляется график полученной зависимости $P(r)$. Правильность полученных результатов определяется либо само-

стоятельно, либо преподавателем. Это можно сделать, основываясь лишь на свойствах $P(r)$. Для просмотра таблицы результатов необходимо нажать клавишу «Enter», а затем на вопрос «Выводить таблицу?» (Y/N) ответить «Y». Вычисления $P(r)$ проводятся с достаточно мелким шагом по r , а на экран выводится только 40 значений $P(r)$. Сначала выводятся первые 20 точек. Для просмотра оставшихся 20 точек необходимо еще раз нажать клавишу «Enter». Значения r в таблицах приводятся в боровских радиусах. Для выхода в главное меню нажмите клавишу «Enter».

612.6. Порядок выполнения работы

1. Исследовать распределение плотности вероятности нахождения электрона в тонком сферическом слое толщиной dr , на расстоянии r от ядра для трех состояний в соответствии с номером своей бригады, приведенным в таблице.

Номер бригады	Исследуемые состояния		
	1, 7	1s	3s
2, 8	2s	2p	3d
3, 9	1s	2s	3d
4, 10	2s	3p	1s
5, 11	3s	2p	3p
6, 12	1s	2p	2s

2. Записать значения r и $P(r)$, полученные при моделировании. Можно записать не все значения, выводимые на экран, а столько, сколько необходимо для достаточно точного построения графика. При этом также можно ограничиться записью значений $P(r)$ и r с точностью до двух значащих цифр.

3. Построить по полученным значениям графики $P(r)$ для трех исследуемых состояний. По оси r отложить радиусы боровских орбит, соответствующих исследуемым состояниям.

Контрольные вопросы

1. Основные положения боровской теории атома водорода. Правило квантования круговых орбит и собственные значения энергии электрона в атоме.
2. В чем заключается принцип неопределенности Гейзенберга, и каков его физический смысл?
3. Что такое волновая функция, и каков ее физический смысл?
4. Что такое гамильтониан (оператор Гамильтона), и в чем состоит его физический смысл?
5. Как записывается уравнение Шредингера в случае движения электрона в атоме водорода и в общем случае?
6. В каких случаях энергетический спектр микрочастиц является дискретным, а в каких непрерывным? Каков энергетический спектр атома водорода?
7. Что такое квантование энергии? Квантование момента импульса?
8. Какие квантовые числа характеризуют энергию электрона в атоме, его момент импульса? Какие значения эти числа могут принимать?
9. Что такое вырожденное и невырожденное состояния? Что такое кратность вырождения?
10. Что такое спин электрона?
11. Какие состояния электронов обозначаются буквами s , p , d , f и т.д.?
12. В чем заключается принцип Паули? Сколько электронов могут находиться в атоме в s -, p -, d -состояниях (с учетом спина)?
13. Какие значения может принимать энергия электрона в атоме водорода?
14. Что такое основное состояние атома?
15. Как движется электрон в атоме?
16. Какие значения может принимать главное квантовое число?

17. Какие значения может принимать орбитальное квантовое число электрона в атоме?
18. Сколько электронов может одновременно находиться в $2p$ -состоянии? в $3d$ -состоянии? $3s$ -состоянии?
19. Чему равно главное и орбитальное квантовые числа $3d$ -электронов? $2p$ -электронов? $4s$ -электронов?
20. Какие значения может принимать магнитное квантовое число электрона в атоме, если его орбитальное квантовое число равно l ?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 3-х тт. Т.3. – СПб.: Изд – во "Лань", 2007. – 320 с.
2. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1990. – 487 с.
3. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т.2. – М. – Л. Изд – во ГИИЛ, 1951.
4. Волощенко В.Ю., Сапогин В.Г. Оценка погрешностей при физических измерениях. – Таганрог.: Изд – во ТРТУ, 2004. – 32 с.

Содержание

Введение.....	3
601. Определение постоянной Планка из законов теплового излучения.....	6
602. Дистанционное измерение температуры нагретых светящихся тел яркостным пирометром.....	14
603. Изучение внешнего фотоэлектрического эффекта.....	27
604. Изучение спектров испускания водорода с помощью монохроматора.....	39
606. Исследование зависимости сопротивления металлов и полупроводников от температуры.....	54
610. Исследование вторичного космического излучения.....	66
611. Моделирование процесса дифракции электронов.....	76
612. Моделирование распределения электронного заряда в атоме водорода.....	86
Библиографический список.....	93

Арзуманян Грайер Вагаршакович
 Гатько Людмила Евстафьевна
 Доценко Игорь Борисович
 Колпачев Алексей Борисович
 Красюк Игорь Иванович
 Набоков Геннадий Михайлович
 Нестюрина Елена Евгеньевна
 Саногин Владимир Георгиевич
 Филипенко Наталья Андреевна
 Филипьева Наталья Николаевна

ПРАКТИКУМ

по дисциплине ФИЗИКА

раздел КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

(по направлениям подготовки: естественные науки и математика;
 информационная безопасность; техника и технологии)

Ответственный за выпуск Нестюрина Е.Е.
 Редактор Проценко И.А.
 Корректор Селезнева Н.И.

ДР №020565 от 23.06.1997 г. Подписано к печати 20.12.2007 г.
 Формат 60x84¹/₁₆ Бумага офсетная
 Офсетная печать. Усл. п.л. – 6,0. Уч. – издл. – 5,7.
 Заказ № 480 Тираж 750 экз.

"С"

Издательство Технологического института
 Южного федерального университета
 ГСП 17А, Таганрог, 28, Некрасовский, 44
 Типография Технологического института
 Южного федерального университета
 радиотехнического университета
 ГСП 17А, Таганрог, 28, Энгельса, 1