

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«ПЕРМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

ЧАСТЬ 1 ФИЗИКА АТОМА

*Допущено методическим советом
Пермского государственного национального
исследовательского университета в качестве
учебного пособия для студентов, обучающихся
по направлениям подготовки бакалавров «Радиофизика»,
«Физика», «Прикладная математика и физика»,
«Нанотехнологии и микросистемная техника»,
а также по специальности «Информационная
безопасность автоматизированных систем»*



Пермь 2020

УДК 539.1(075.8)
ББК 22.3я73
А926

Составители: доц. **И. В. Измestъев**, доц. **А. С. Ажеганов**,
доц. **И. Л. Вольхин**

Атомная и ядерная физика: общий физический практи-
кум. Ч. 1. Физика атома : учебное пособие / составители
И. В. Измestъев, А. С. Ажеганов, И. Л. Вольхин ; Пермский
государственный национальный исследовательский универ-
ситет. – Пермь, 2020. – 100 с.: ил.

ISBN 978-5-7944-3522-1

ISBN 978-5-7944-3523-8 (Ч. 1)

Пособие содержит описания восьми лабораторных работ по разделу «Атомная и ядерная физика» общего физического практикума. В руководствах к лабораторным работам кратко изложена теория физического явления, описаны экспериментальные установки, даны указания по методике проведения эксперимента и способам обработки его результатов, контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы.

Издание предназначено для студентов, обучающихся по направлениям «Радиофизика», «Физика», «Прикладная математика и физика», «Нанотехнологии и микросистемная техника», по специальности «Информационная безопасность автоматизированных систем».

УДК 539.1(075.8)

ББК 22.3я73

*Печатается по решению ученого совета физического факультета
Пермского государственного национального исследовательского университета*

Рецензенты: доцент кафедры математики и физики Пермского ГАТУ, канд.
физ.-мат. наук **Н. К. Шестакова**;

кафедра физики и технологии ПГПУ (зав. кафедрой, д-р
физ.-мат. наук, профессор **В. Г. Козлов**)

Учебное издание

Измestъев Игорь Васильевич, **Ажеганов** Александр Сергеевич,

Вольхин Игорь Львович

Редактор **Н. И. Стрекаловская**

Корректор **А. В. Цветкова**

Компьютерная вёрстка **И. Л. Вольхин**

Подписано в печать 31.08.2020.

Формат 60×84/16, усл. печ. л. 5,81. Тираж 100 экз.

Издательский центр ПГНИУ
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15

Отпечатано на кафедре радиоэлектроники
и защиты информации ПГНИУ
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15

ISBN 978-5-7944-3522-1

ISBN 978-5-7944-3523-8 (Ч. 1)

© Измestъев И. В. Ажеганов А. С.,
Вольхин И. Л., составление, 2020

© ПГНИУ, 2020

ВВЕДЕНИЕ

Раздел «Атомная и ядерная физика» общего физического практикума выполняется параллельно с изучением раздела «Атомная и ядерная физика» теоретического курса общей физики.

Студенты знакомятся с фундаментальными экспериментами, сыгравшими принципиальную роль в становлении квантовых представлений в физике.

Прохождение лабораторного практикума способствует закреплению теоретических знаний, формированию навыков постановки и проведения физического эксперимента, получению навыков измерения оптических и радиационных свойств веществ, работы с современными приборами и аппаратурой и даёт возможность бакалаврам и специалистам в будущем правильно применять законы физики для решения профессиональных задач.

Данное пособие содержит описание восьми лабораторных работ по разделу «Атомная и ядерная физика» общего физического практикума. В руководствах к лабораторным работам кратко изложена теория физического явления, описаны экспериментальные установки, даны указания по методике проведения эксперимента и способам обработки его результатов, контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы.

При подготовке к выполнению лабораторных работ необходимо ознакомиться с целью и методикой проведения эксперимента, рекомендуемой литературой, вопросами для контроля готовности к выполнению заданий и требованиями к оформлению отчёта.

Отчёты должны содержать: название работы, условия проведения эксперимента, первичные данные в виде таблиц, обработанные результаты в виде таблиц или графиков. В обязательном порядке должны быть приведены формулы, используемые при расчётах, с описанием всех входящих в них величин.

При подготовке и защите отчётов развиваются способности представлять собственные и известные научные результаты в форме отчётов, презентаций, докладов.

В постановке лабораторных работ и составлении к ним методических рекомендаций принимали участие в различные годы сотрудники кафедры экспериментальной физики Г.В.Чирков, В.А.Шишкин, В.М.Понизовский, А.Г.Михайловский, Н.Н.Коротаев, Г.П.Спелков, С.И.Гущин, Е.И.Лебедева.

Авторы благодарят Е.Н.Лебедеву за внимательное прочтение рукописи, полезные рекомендации и замечания.

1. ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА

Цель работы: измерение основных характеристик фотоэлемента, определение красной границы фотоэффекта, работы выхода и постоянной Планка.

1.1. Внешний фотоэффект

Внешним фотоэлектрическим эффектом, или фотоэлектронной эмиссией, называется явление испускания электронов с поверхности вещества при освещении его светом.

На явлении фотоэффекта основана работа электронного прибора – фотоэлемента. Фотоэлементы применяют в фотометрии для измерения светового потока, регистрации невидимых (УФ и рентгеновского) излучений. Фотоэлемент BL (рис.1.1) состоит из стеклянной колбы, на внутреннюю поверхность которой напылён слой металла или полупроводника (катод). В центре колбы находится второй электрод (анод). В колбе – вакуум. На анод подано напряжение U_A положительное по отношению к катоду (рис.1.1,*a*).

Пусть на катод фотоэлемента падает монохроматический световой поток Φ с длиной волны λ . (Световой поток в системе СИ измеряется в ваттах.) Число фотоэлектронов, вылетающих с поверхности катода, пропорционально числу N поглощённых фотонов. Электроны ускоряются электрическим полем и попадают на анод. Ток I_Φ , создаваемый потоком электронов, измеряется микроамперметром PA . Если при постоянных освещённости катода $E_\Phi = \Phi/S$ (S – площадь освещаемой

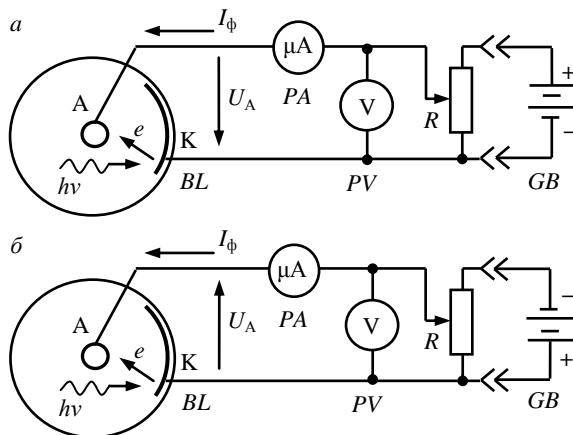


Рис.1.1. Схема включения фотоэлемента с подачей напряжения: *a* – ускоряющего; *б* – задерживающего

мой поверхности катода) и длине волны света λ изменять напряжение между анодом и катодом U_A , то получим зависимость фототока I_ϕ от U_A . Зависимость $I_\phi(U_A)$, показанная на рис.1.2, называется вольт-амперной характеристикой фотоэлемента (ВАХ).

При увеличении анодного напряжения U_A фототок I_ϕ возрастает и достигает значения тока насыщения $I_{\phi,нас}$, при котором все электроны, вылетевшие из катода, собираются на аноде. При увеличении освещённости катода $E_{\phi 2} > E_{\phi 1}$ сила тока насыщения возрастает.

Если напряжение на аноде уменьшить до нуля, фототок тоже уменьшится, но не прекратится. Он создаётся частью электронов, вылетевших с катода в направлении анода. Если сменить полярность напряжения на аноде $U_A < 0$ (рис.1.1,б), то электрическое поле тормозит вылетевшие из катода электроны и возвращает их обратно на катод. Фототок I_ϕ уменьшается и при некотором напряжении $U_A = U_{зап}$ падает до нуля (рис.1.2). Напряжение $U_{зап}$, при котором фототок обращается в ноль, называется запирающим напряжением. Плавный ход кривых показывает, что электроны вылетают из фотокатода с различными по величине скоростями. При напряжении на аноде $|U_A| > |U_{зап}|$ ни одному из электронов, даже обладающему при вылете из катода наибольшим значением скорости $v_{макс}$, не удаётся преодолеть задерживающее поле и достигнуть анода.

Если направить на фотокатод свет с меньшей длиной волны $\lambda_2 < \lambda_1$ ($v_2 > v_1$), то фототок уменьшится до нуля (рис.1.3) при большем по абсолютной величине запирающем напряжении $|U_{зап2}| > |U_{зап1}|$.

Экспериментально установлены следующие законы фотоэффекта:

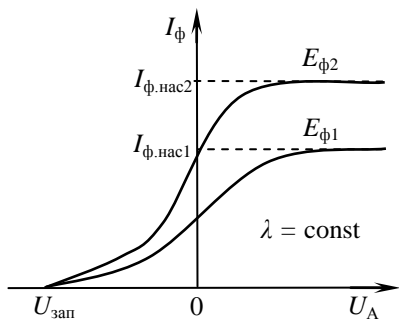


Рис.1.2. Вольт-амперная характеристика фотоэлемента при освещении монохроматическим светом с постоянной длиной волны

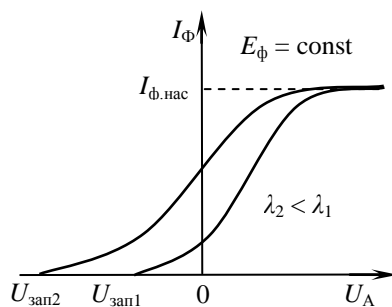


Рис.1.3. Вольт-амперная характеристика фотоэлемента при освещении монохроматическим светом с постоянной интенсивностью

1. Сила фототока насыщения пропорциональна интенсивности падающего на фотокатод света, (закон Столетова).

2. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов, вылетевших с поверхности катода, пропорциональна частоте падающего света и не зависит от его интенсивности.

3. Для каждого вещества существует граничная частота света, ниже которой фотоэффект не наблюдается. Граничную частоту ν_0 и соответствующую длину волны $\lambda_0 = c/\nu_0$ называют красной границей фотоэффекта.

1.2. Теория фотоэлектрического эффекта

Теоретическое объяснение явления фотоэффекта дал Эйнштейн на основе квантовых представлений. Световые волны могут отдавать свою энергию атомам только определёнными порциями или квантами:

$$E_\nu = h\nu, \quad (1.1)$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $\nu = c/\lambda$ – частота световой волны.

Атом в поверхностном слое металла поглощает квант света. Энергия кванта $h\nu$ полностью передаётся одному из валентных электронов в виде кинетической энергии.

Валентные электроны в металлах называют «свободными электронами», поскольку они могут перемещаться в пределах всего кристалла, свободно переходя из электронной оболочки одного атома к другому. «Свободные» электроны не вылетают за пределы металла, их выходу препятствует потенциальный барьер (сильное электрическое поле) на его поверхности.

Электрон, который получил порцию энергии $h\nu$, может вылететь с поверхности металлического катода. При этом он затрачивает часть энергии на преодоление потенциального барьера – совершает работу выхода $A_{\text{вых.к}}$. Оставшаяся часть энергии электрона – это его кинетическая энергия $mv^2/2$, с которой он вылетает из металла.

Закон сохранения энергии для этого процесса носит название уравнения Эйнштейна для фотоэффекта:

$$h\nu = A_{\text{вых.к}} + \left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\text{max}}. \quad (1.2)$$

Электрон, получив порцию энергии $h\nu$, может претерпеть столкновение с другим электроном. При столкновении он замедлится и вылетит из катода с меньшей кинетической энергией. Эти потери энергии не учитываются в уравнении Эйнштейна. В уравнении записано максимальное значение энергии вылетевших электронов.

Из уравнения Эйнштейна следует, что фотоэффект возможен только в том случае, когда

$$h\nu \geq A_{\text{вых.К}} \quad (1.3)$$

Частоту и соответствующую длину волны

$$\nu_0 = \frac{A_{\text{вых.К}}}{h}, \quad (1.4)$$

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{ch}{A_{\text{вых.К}}} \quad (1.5)$$

называют красной границей фотоэффекта. Она зависит от химической природы металла и состояния его поверхности (см. табл. 1.1). Величина λ_0 для щелочных металлов находится в видимой области спектра, для большинства других металлов – в ультрафиолетовой части спектра. Поэтому фотокатоды большинства фотоэлектронных приборов выполняются из полупроводников на основе соединений элементов I группы (Cs) с элементами V группы (Sb) с меньшей работой выхода, чем у чистых металлов.

Таблица 1.1

Работа выхода электронов $A_{\text{вых}}$ для чистых металлов

| Металл | $A_{\text{вых}}$, эВ | Металл | $A_{\text{вых}}$, эВ |
|--------------|-----------------------|---------------|-----------------------|
| Литий (Li) | 2,4 | Алюминий (Al) | 4,2 |
| Натрий (Na) | 2,3 | Железо (Fe) | 4,5 |
| Калий (K) | 2,2 | Медь (Cu) | 4,4 |
| Рубидий (Rb) | 2,1 | Никель (Ni) | 4,8 |
| Цезий (Cs) | 1,9 | Цинк (Zn) | 4,2 |

Для определения максимальной кинетической энергии фотоэлектронов, которой они обладают при выходе из металла катода, нужно найти разность потенциалов между анодом и катодом, при которой электрическое поле полностью задержит поток фотоэлектронов:

$$eU_{\text{АК,зап}} \geq \left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\text{max}}$$

Катод и анод обычно изготавливают из разных металлов. Катод делают из металла с малой работой выхода, анод – из металла с большой работой выхода, чтобы падающий на него свет не вызвал эмиссии фотоэлектронов с его поверхности. Анод и катод соединяются в электрическую цепь. При контакте разнородных металлов электроны из металла с меньшей работой выхода переходят в металл с большей. В металле анода образуется отрицательный заряд избыточного количества электронов, а катод заряжается положительно. Между ними воз-

никает контактная разность потенциалов $U_{\text{конт}} < 0$, препятствующая дальнейшим переходам электронов.

Разность потенциалов между анодом и катодом $U_{\text{АК}}$ в фотоэлементе будет суммой контактной разности потенциалов $U_{\text{конт}}$ и напряжения от внешнего источника $U_{\text{А}}$, величину которого показывает вольтметр PV (рис.1.1):

$$U_{\text{АК}} = U_{\text{конт}} + U_{\text{А}}.$$

Отсюда

$$e(|U_{\text{зап}}| + |U_{\text{конт}}|) \geq \left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\text{max}}. \quad (1.6)$$

1.3. Экспериментальная установка для исследования явления фотоэффекта

На рис.1.4 приведена структурная схема установки ЛКК-1 (вид сверху). Установка ЛКК-1 содержит:

- монохроматор МУМ-1-01;
- измерительную систему ИСК-2;
- блок источников света с ртутной лампой, водородной лампой, неоновой лампой, натриевой лампой, светодиодом и лампой накаливания 4.5 АЛН 12 В 5 Вт;
- два мультиметра;
- фотоэлектронный умножитель ФЭУ-128.

Выбор нужного источника света производится с помощью зеркала 5.1а. Отражённое от зеркала излучение фокусируется линзой-конденсором 5.3 на входной щели 2.5 монохроматора.

Монохроматор МУМ-1 имеет входное окно 2.5, отражательную сферическую дифракционную решётку 2.6, боковое выходное окно 2.1, заднее выходное окно 2.3, механизм 2.8 поворота решётки и связанный с ним механизм 2.7 отсчёта длины волны излучения. На входном и на выходных окнах установлены щели шириной 1 мм и 3 мм соответственно.

Излучение, вошедшее во входную щель 2.5, направляется зеркалом 2.4 на отражательную сферическую дифракционную решётку 2.6. Решётка, полученная путем нанесения штрихов на вогнутое металлическое зеркало, фокусирует спектр в плоскости выходной щели 2.3 монохроматора. Длина волны излучения, которое выходит через щель 2.3, зависит от ориентации решётки. Поворот решётки осуществляется вращением ручки 2.9. Длина волны отсчитывается по шкале 2.7. Шкала состоит из трех барабанов, показывающих значение длины волны в нанометрах. Правый барабан имеет дополнительную шкалу с ценой деления 0,2 нм.

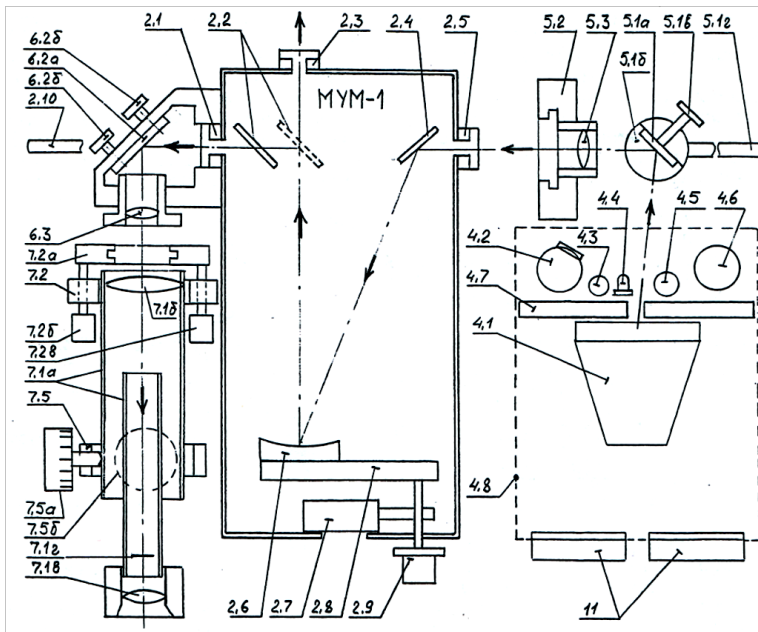


Рис.1.4. Структурная схема установки ЛКК-1

Выбор выходного окна монохроматора осуществляется с помощью подвижного зеркала 2.2, перемещаемого штоком 2.10. Если шток вытянут до упора, излучение с заданной длиной волны поступает в заднее выходное окно 2.3. Заднее окно используется для установки фотоприёмников.

Если шток 2.10 вдвинут до упора (соответствующее положение зеркала показано пунктиром), излучение поступает в боковое выходное окно 2.1. Боковое окно используется для визуального наблюдения участка спектра вблизи длины волны, установленной по шкале 2.7.

Излучение, прошедшее через щель в боковом окне 2.1, отражается от зеркала 6.2а и поступает в объектив 6.3, затем в зрительную трубу 7.1. Зрительная труба 7.1 смонтирована в раздвижном цилиндрическом корпусе 7.1а и содержит объектив 7.1б, окуляр 7.1в, визирный крест 7.1г. Визирный крест находится в фокальной плоскости объектива 7.1б. Перемещением внутреннего цилиндра корпуса трубы (см. рис.1.5) настраивают резкое изображение спектральных линий. Длину волны спектральной линии, находящейся против визирного креста, отсчитывают по шкале 2.7.

В данной работе явление внешнего фотоэффекта изучается на промышленном вакуумном фотоумножителе ФЭУ-128, с полупроводниковым $KCsSb$ катодом. В качестве собирающего электрода используются анод и диноды, соединённые вместе (рис.1.6).

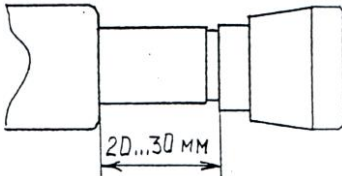


Рис.1.5. Настройка зрительной трубы

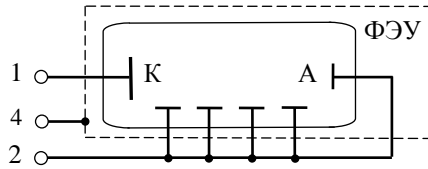


Рис.1.6. Схема фотоумножителя ФЭУ-128

1.4. Порядок выполнения работы

1.4.1. Подготовка установки ЛЛК-1 к проведению экспериментов

Внешний вид установки ЛЛК-1 представлен на рис.1.7.

1. Установите на заднем выходе монохроматора фотоэлемент 22 (ФЭ) (рис.1.7,б) и подключите его к измерительной системе ИСК-2 (вход 13 «ФП» на рис.1.7,а);

2. Подключите мультиметры к выходам измерительной системы (рис.1.7,а):

- переведите мультиметр 6 в режим вольтметра, для этого переключатель диапазонов поставьте в положение «DCV 20» (измерение постоянного напряжения, предел 20 В);

- подключите к гнездам 11 « $U_{ФП}$ » – вольтметр 6 (клеммы «СОМ» и «V») для измерения напряжения на фотоприемнике;

- переведите мультиметр 7 в режим вольтметра, для этого переключатель диапазонов поставьте в положение «DCV 200 m» (измерение постоянного напряжения, предел 200 мВ);

- подключите к гнездам « $I_{ФП}$ » – вольтметр 7 для измерения напряжения на выходе усилителя фототока;

4. Переключатель 14 « $мкА/В$ » поставьте в положение 0,1 $мкА/В$. Ток фотоэлемента находят по формуле

$$I_{\Phi} = K \cdot (U_{\text{свет}} - U_{\text{темн}}), \quad (1.7)$$

где K – коэффициент преобразования усилителя, $мкА/В$;

$U_{\text{свет}}$ – напряжение на выходе усилителя (на гнездах « $I_{ФП}$ »);

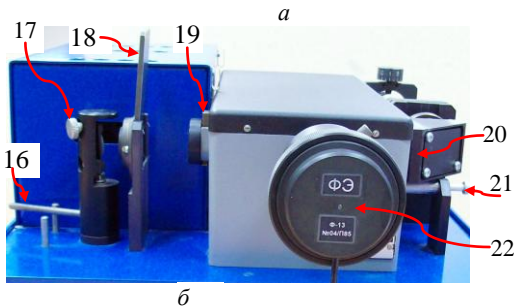
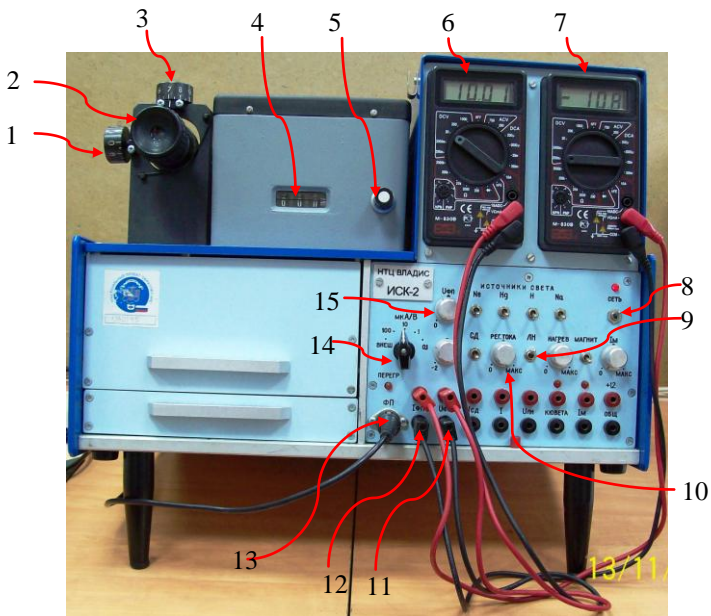


Рис.1.7. Внешний вид установки ЛЛК-1: *а* – спереди; *б* – сзади; *в* – изображение участка спектра в окуляре зрительной трубы

$U_{\text{темн}}$ – напряжение на выходе усилителя (на гнездах « $\Phi_{\text{оп}}$ ») при перекрытом световом потоке (используется экран-заглушка).

5. Включите тумблер 8 «СЕТЬ».

6. Тумблером 9 «ЛН» включите источник света – лампу накаливания. Установите ручку 10 «РЕГ.ТОКА» в положение «МАКС».

8. Поворотом ручки настройки монохроматора 5 установите длину волны излучения 550 нм (индицируется на шкале 4).

9. Направьте на штوك 21 до упора (рис.1.7,б). Поток излучения будет направлен в боковое выходное окно 20 монохроматора. Световой поток к фотозаэлементу 22 (рис.1.7,б) перекрыт.

10. Направьте луч света на входную щель 19 монохроматора (рис.1.7,б) винтом 17 и рычагом 16. Отрегулируйте положение зеркала до получения наибольшей яркости изображения в зрительной трубе 2.

11. Установите центр визирного креста на середину наблюдаемого спектра винтами 1 и 3.

12. Вращая ручку настройки монохроматора 5 определите минимальную ($\lambda_{\text{мин}}$) и максимальную ($\lambda_{\text{макс}}$) длину волны излучения, воспринимаемого визуально. Результаты запишите в тетрадь.

1.4.2. Построение вольт-амперной характеристики фотоэлемента

Вольт-амперной характеристикой фотоэлемента называется зависимость фототока от напряжения на аноде $I_{\text{ф}}(U_{\text{А}})$ при постоянных освещённости катода E_{λ} и длине волны $\lambda < \lambda_0$.

Для построения ВАХ фотоэлемента:

1. Тумблером 9 «ЛН» включите источник света – лампу накаливания. Поверните ручку 10 «РЕГ.ТОКА» в положение «МАКС».

2. Переключите поток излучения на боковое выходное окно монохроматора (шток 21 на рис.1.7б нажмите до упора).

Установите длину волны излучения $\lambda = 550$ нм (зелёный свет). Убедитесь, что визирный крест находится в зелёной части спектра.

3. Вытяните шток 21 на рис.1.7,б до упора. Поток излучения будет направлен в заднее выходное окно монохроматора и далее на фотоэлемент 22.

4. Снимите зависимость тока $I_{\text{ф}}$ фотоэлемента от напряжения на его аноде $U_{\text{А}}$ в диапазоне от -1 до $+20$ В. Напряжение регулируется ручками 15 «УФП»: верхняя – грубо «0 ... 20 В» и нижняя – плавно «-2 ... 0 В». Фототок находится по формуле (1.7). Результаты занесите в табл.1.2.

Таблица 1.2

Вольт-амперная характеристика фотоэлемента

$\lambda =$ _____ нм; $K =$ _____ мкА/В

| $U_{\text{А}}, \text{В}$ | $U_{\text{свет}}, \text{мВ}$ | $U_{\text{темн}}, \text{мВ}$ | $I_{\text{ф}}, 10^{-9} \text{А}$ |
|--------------------------|------------------------------|------------------------------|----------------------------------|
| | | | |
| | | | |
| | | | |

5. Постройте график вольт-амперной характеристики фотоэлемента (см. рис.1.2). На графике отметьте запирающее напряжение $U_{\text{зап}}$ и напряжение $U_{\text{нас}}$, при котором устанавливается ток насыщения $I_{\text{ф.нас}}$.

1.4.3. Определение красной границы фотоэффекта и работы выхода материала фотокатода

1. Ручкой 15 « $U_{\text{ФП}}$ » (рис.1.7,*a*) установите напряжение на аноде фотоэлемента $U_A \geq U_{\text{нас}}$, при котором в фотоэлементе 22 протекает ток насыщения $I_{\text{ф.нас}}$.

2. Снимите зависимость тока насыщения $I_{\text{ф.нас}}$ от длины волны света λ . Для этого увеличивайте длину волны λ света, падающего на выходную щель от 400 нм до 760 нм с шагом 20 нм. Результаты занесите в табл.1.3.

Таблица 1.3

Определение красной границы фотоэффекта

$U_A =$ _____ В; $K =$ _____ мкА/В

| λ , нм | $U_{\text{свет}}$, мВ | $U_{\text{темн}}$, мВ | $I_{\text{ф.нас}}$, 10^{-9} А |
|----------------|------------------------|------------------------|----------------------------------|
| | | | |
| | | | |
| | | | |

3. Постройте график зависимости фототока от длины волны света $I_{\text{ф.нас}}(\lambda)$. Определите длину волны λ_0 красной границы фотоэффекта.

4. По формуле (1.5) рассчитайте величину работы выхода материала фотокатода.

1.4.4. Определение постоянной Планка

1. Выберите 4 или 5 значений длин волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5$, в диапазоне от 400 нм до длины волны красной границы фотоэффекта (значение λ_0 получено при выполнении задания 1.4.3).

2. Установите на шкале монохроматора 4 одно из выбранных значений λ (лучше среднее). Переключите поток излучения на боковое выходное окно монохроматора (штوك 21 на рис.1.7,*б* нажмите до упора). Убедитесь визуально, что цвет излучения за визирным крестом соответствует выбранной длине волны. Переключите поток излучения на заднее выходное окно монохроматора (штук 21 на рис.1.7,*б* вытяните до упора).

3. Ручкой 15 « $U_{\text{ФП}}$ » установите положительное напряжение на аноде U_A фотоэлемента и убедитесь в наличии фототока.

4. Снимите зависимость фототока $I_{\text{ф}}$ от напряжения на аноде U_A (« $U_{\text{ФП}}$ »). Для этого изменяйте U_A от 0 до -1 В с шагом 50 мВ или 100 мВ. Фототок находится по формуле (1.7). Результаты занесите в табл.1.4.

Таблица 1.4

Снятие ВАХ фотоэлемента для нахождения постоянной Планка

$$\lambda = \text{_____ нм}; K = \text{_____ мкА/В}$$

| U_A , мВ | $U_{\text{вых}}$, мВ | $U_{\text{темн}}$, мВ | I_{Φ} , 10^{-9} А | $\sqrt{I_{\Phi}/I_{\Phi 0}}$ |
|------------|-----------------------|------------------------|--------------------------|------------------------------|
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |

Очень плавный выход зависимости $I_{\Phi}(U)$ на нулевое значение затрудняет определение напряжения, при котором фототок обращается в ноль. В то же время зависимость величины $\sqrt{I_{\Phi}}$ от задерживающего напряжения близка к линейной и удобна для анализа.

Постройте график зависимости $\sqrt{I_{\Phi}/I_{\Phi 0}}$ от напряжения U_A , где $I_{\Phi 0}$ – значение фототока при $U_A = 0$. Определите величину запирающего напряжения $U_{\text{зап}}$. Результат занесите в табл. 1.5.

Проведите измерения и постройте графики зависимости $\sqrt{I_{\Phi}/I_{\Phi 0}}$ от напряжения U_A при других длинах волн света. Определите величины запирающих напряжений $U_{\text{зап}}$.

Таблица 1.5

Значения запирающего напряжения $U_{\text{зап}}$ фотоэлемента при различных длинах световой волны

| № опыта | λ , нм | $U_{\text{зап}}$, мВ | Примечание |
|---------|----------------|-----------------------|------------|
| | | | |
| | | | |
| | | | |

Измерив $U_{\text{зап}}$, можно определить максимальное значение кинетической энергии фотоэлектронов (1.6):

$$e(|U_{\text{зап}}| + |U_{\text{конт}}|) \geq \left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\text{max}}. \quad (1.8)$$

Подставив (1.8) в уравнение Эйнштейна и записав его для волн длиной λ_1 и λ_2 , получим

$$\frac{hc}{\lambda_1} = A_{\text{вых}} + |eU_{\text{конт}}| + |eU_{\text{зап.1}}|, \quad (1.9)$$

$$\frac{hc}{\lambda_2} = A_{\text{вых}} + |eU_{\text{конт}}| + |eU_{\text{зап.2}}|. \quad (1.10)$$

Вычитая из первого уравнения второе, получим

$$h = \frac{e\lambda_1\lambda_2}{c(\lambda_2 - \lambda_1)} (|eU_{\text{зап.1}}| - |eU_{\text{зап.2}}|). \quad (1.11)$$

Комбинируя попарно найденные запирающие напряжения и соответствующие длины волн, вычислите постоянную Планка по формуле (1.11). Определите среднее значение, абсолютную и относительную погрешность среднего. Сравните полученный результат с табличным значением постоянной Планка.

1.5. Контрольные вопросы

1. Дайте определение явления внешнего фотоэффекта.
2. Сформулируйте законы фотоэффекта.
3. Какие закономерности фотоэффекта нельзя объяснить с точки зрения волновой теории света?
4. Запишите формулу Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.
5. Что называют красной границей фотоэффекта и как её найти?
6. Как экспериментально найти величину работы выхода электрона из металла?
6. Дайте определение запирающего напряжения.
7. Можно ли, измерив запирающее напряжение, найти величину кинетической энергии фотоэлектронов?
8. Как изменится ВАХ фотоэлемента, если увеличить освещённость фотокатода?
9. Как изменится ВАХ фотоэлемента, если уменьшить длину волны света, падающего на фотокатод?

Список литературы

1. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики: учеб. пособие для вузов. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. С. 14-26.
2. *Затрудина Р.Ш.* Атомная и ядерная физика: физический практикум по курсу «Физические основы квантовой электроники»: в 2 ч. Ч. 1. Волгоград: Изд-во ВолГУ, 2001. С. 3-8.
3. Лабораторный комплекс ЛКК-1. Техническое описание. М.: НТЦ «ВЛАДИС», 2002. 48 с.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СУРЬМЯНО-ЦЕЗИЕВОГО ФОТОКАТОДА

Цель работы: измерение спектральной характеристики фотокатода фотоэлектронного умножителя ФЭУ-1. Определение его красной границы, спектральной чувствительности и квантового выхода.

2.1. Явление внешнего фотоэффекта

Среди явлений природы, в которых проявляется воздействие света на вещество, важное место занимает внешний фотоэлектрический эффект, т.е. испускание электронов с поверхности твёрдых тел под действием света. Анализ этого явления позволил дать представление о световых квантах и сыграл важную роль в развитии современной физики. На практике фотоэлектрический эффект используется в фотоэлементах, фотоумножителях и других устройствах, которые применяются в разнообразных областях науки и техники.

Первый закон фотоэффекта формулируется следующим образом:

Число фотоэлектронов n_e пропорционально числу N_ν поглощённых веществом фотонов в единицу времени

$$n_e = YN_\nu, \quad (2.1)$$

где Y – квантовый выход – безразмерная величина, число эмитированных электронов на каждый фотон, поглощённый поверхностью вещества.

Число поглощённых фотонов N_ν пропорционально световому потоку Φ , падающему на поверхность. Для монохроматического излучения

$$N_\nu = \alpha \frac{\Phi}{h\nu} = \frac{\alpha\Phi}{(hc/\lambda)}, \quad (2.2)$$

где Φ – поток излучения с длиной волны λ , в системе СИ измеряемый в ваттах, h – постоянная Планка, ν и λ – частота и длина волны падающего излучения в Гц и м, α – коэффициент поглощения света поверхностью вещества.

Из (2.1) и (2.2) следует другая формулировка первого закона фотоэффекта:

Величина фототока насыщения пропорциональна световому потоку, падающему на поверхность тела:

$$I_{\text{ф.нас}} = en_e = \frac{\alpha e Y \Phi}{(hc/\lambda)}. \quad (2.3)$$

Второй закон состоит в том, что для каждого вещества при определённом состоянии его поверхности существует граничная частота света, ниже которой фотоэффект не наблюдается. Граничную частоту

ν_0 и соответствующую длину волны $\lambda_0=c/\nu_0$ называют *красной границей фотоэффекта*.

Согласно *третьему закону* максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой падающего света и не зависит от его интенсивности:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = h(\nu - \nu_0). \quad (2.4)$$

Формула Эйнштейна, представляющая закон сохранения энергии в явлении фотоэффекта, даёт объяснение законов этого явления:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max}. \quad (2.5)$$

Световые волны могут отдавать свою энергию атомам только определёнными порциями или квантами:

$$E_\nu = h\nu,$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $\nu = c/\lambda$ – частота световой волны.

Атом в поверхностном слое вещества поглощает квант света. Энергия кванта $h\nu$ полностью передаётся одному из валентных электронов атома в виде кинетической энергии.

Электрон, который получил порцию энергии $h\nu$, может вылететь с поверхности вещества. При этом он затрачивает часть энергии на преодоление потенциального барьера на границе с вакуумом – совершает работу выхода $A_{\text{вых}}$. Оставшаяся часть энергии электрона – это его кинетическая энергия $mv^2/2$, с которой он вылетает из вещества.

В настоящей работе рассматривается внешний фотоэффект с поверхности полупроводника. Энергетическая диаграмма валентных электронов в кристалле полупроводника показана на рис.2.1.

Уровни энергии валентных электронов, осуществляющих химическую связь атомов, образуют *валентную зону*. Выше расположена *зона проводимости* – зона уровней энергии, которые могут быть заняты электронами. Зоны разделены энергетическим интервалом ΔE_g , в котором нет уровней энергии, на которых могли бы находиться электроны. Элек-

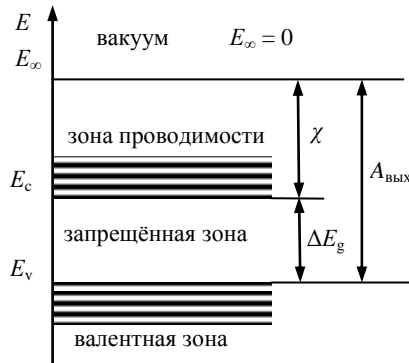


Рис.2.1. Энергетическая диаграмма кристалла полупроводника

трон, перешедший из валентной зоны на уровни зоны проводимости, может перемещаться по кристаллу, обеспечивая его электропроводность (n -полупроводник). Полупроводник может обладать электропроводностью и при наличии свободных уровней энергии «дырок» в валентной зоне (p -полупроводник).

В полупроводниках наблюдается явление внутреннего фотоэффекта. Внутренний фотоэффект – возникновение электропроводности при переходе электронов из валентной зоны в зону проводимости при поглощении квантов света

$$h\nu \geq \Delta E_g.$$

В полупроводниках, как и в металлах, возможно явление внешнего фотоэффекта. Атом полупроводника, поглотив квант света

$$h\nu > \Delta E_g + \chi,$$

передаёт его энергию одному из валентных электронов. Этот электрон может выйти из кристалла, затратив часть своей энергии на совершение работы выхода (рис.2.1)

$$A_{\text{вых}} = \Delta E_g + \chi. \quad (2.6)$$

Оставшаяся часть энергии – это кинетическая энергия, с которой электрон вылетает с поверхности кристалла.

Сродством к электрону χ называют высоту потенциального барьера на границе с вакуумом для электронов зоны проводимости.

«Красная граница» фотоэффекта определяется шириной запрещённой зоны полупроводника ΔE_g и величиной χ :

$$h\nu_0 = \Delta E_g + \chi. \quad (2.7)$$

Квантовый выход Y фотоэлектронной эмиссии из полупроводников вблизи красной границы (см. формулу (2.1)) пропорционален разности энергий световых квантов – кванта энергии световой волны $h\nu$, падающей на фотокатод, и кванта энергии световой волны с длиной $\lambda_0 = c/\nu_0$, соответствующей красной границе фотоэффекта

$$Y \sim (h\nu - h\nu_0)^\mu. \quad (2.8)$$

Формулу (2.8) можно переписать в виде

$$Y = B \left(\frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda_0} \right)^\mu,$$

здесь $\mu=1 \div 3$ в зависимости от типа оптических переходов и механизма рассеяния фотоэлектронов.

При логарифмировании этой формулы получим

$$\ln Y = \ln B + \mu \ln \left(\frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda_0} \right).$$

Возьмём значения $\ln Y$ при двух длинах волн λ_1 и λ_2 :

$$\ln Y_1 - \ln Y_2 = \mu \left[\ln \left(\frac{hc}{\lambda_1} - \frac{hc}{\lambda_0} \right) - \ln \left(\frac{hc}{\lambda_2} - \frac{hc}{\lambda_0} \right) \right] = \mu \ln \left[\frac{\left(\frac{hc}{\lambda_1} - \frac{hc}{\lambda_0} \right)}{\left(\frac{hc}{\lambda_2} - \frac{hc}{\lambda_0} \right)} \right],$$

$$\ln Y_1 - \ln Y_2 = \mu \ln \left[\frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_2} \right],$$

отсюда

$$\mu = \frac{\ln Y_1 - \ln Y_2}{\ln \left[\frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_2} \right]}. \quad (2.9)$$

Формулу (2.9) используем для нахождения величины показателя μ из данных эксперимента.

2.2. Основные характеристики фотокатодов

В соответствии с приведёнными выше законами фотоэлектронной эмиссии вводятся следующие основные характеристики фотокатодов.

Длина волны красной границы фотоэффекта (из формулы (2.7))

$$\lambda_0 = \frac{hc}{\Delta E_g + \chi}. \quad (2.10)$$

Квантовый выход, рассчитанный по формуле (2.3)

$$Y = \frac{I_{\text{ф.нас}}}{\alpha e \Phi} \left(\frac{hc}{\lambda} \right). \quad (2.11)$$

Зависимость квантового выхода от длины волны излучения называют спектральной характеристикой фотокатода. Для анализа процессов в полупроводнике представляет интерес определение величины показателя степени μ в формулах (2.8) и (2.9).

Спектральная чувствительность фотокатода определяется формулой

$$S_\lambda = I_{\text{ф.нас}} / \Phi_\lambda. \quad (2.12)$$

2.3. Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис.2.2. Установка состоит из источника света – лампы накаливания 2, источника питания ВС-Е 1, призмного монохроматора 6, фотоэлектронного умножителя ФЭУ-1 в диодном включении 10, регистратора фототока 12 с источником питания фотоумножителя и усилителем фототока, микроамперметра 13.

Свет от лампы накаливания 2, электропитание которой обеспечивается стабилизированным выпрямителем 1, с помощью конденсатора 3 фокусируется на входную щель призмного монохроматора 6.

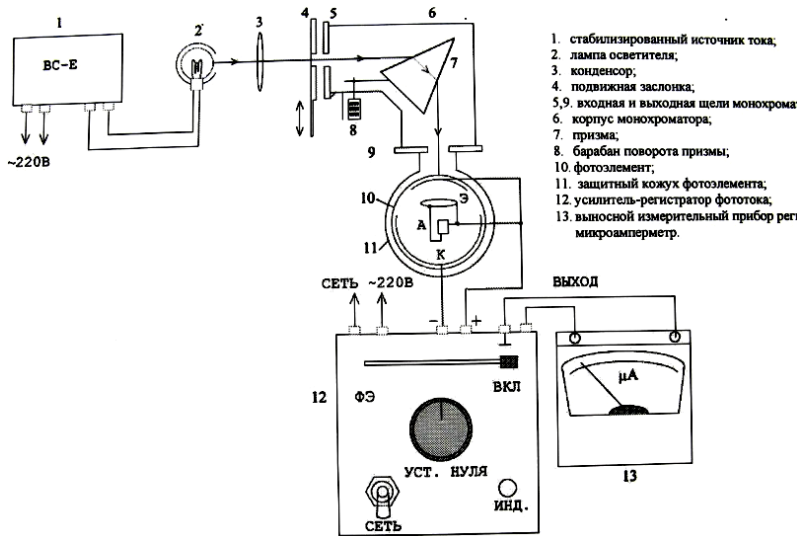


Рис.2.2. Схема экспериментальной установки

Световой поток можно грубо изменять с помощью подвижной заслонки 4 или путем плавного изменения ширины входной щели 5.

Выходная щель монохроматора 9 даёт возможность выделить узкий спектральный интервал света, который попадает на фотокатод фотоумножителя 10. Барабан 8 жёстко связан с механизмом поворота призмы 7. Вращая снабженный шкалой барабан, можно выделить на щели 9 различные участки диапазона световых волн.

Градуировка шкалы барабана монохроматора приведена в табл.2.1.

В качестве источника света используется лампа накаливания 2 с температурой вольфрамовой нити 2860 К. Излучение лампы близко к излучению абсолютно чёрного тела, которое имеет желтоватый оттенок, поскольку его мощность в красной области спектра преобладает над мощностью в синей.

С помощью полостного приёмника ПП-1 была получена зависимость потока излучения Φ_λ от длины волны на выходе монохроматора. В результате сглаживания данных полиномом второй степени при [2] получено

$$\Phi_\lambda = 0,0068\lambda^2 - 5,4832\lambda + 1108,5 \text{ (мкВт)}, \quad (2.13)$$

где λ измерена в нанометрах.

Соответствующий формуле (2.13) график приведён на рис.2.3.

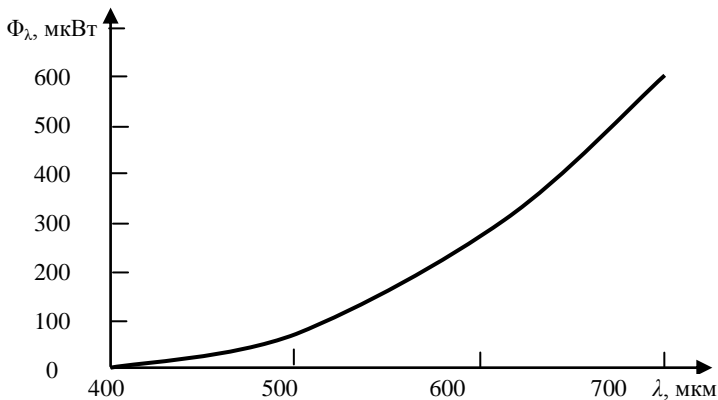


Рис.2.3. График зависимости потока излучения Φ_λ от длины волны на выходе монохроматора

Для исследования явления фотоэлектронной эмиссии в данной работе использован сурьмяно-цезиевый фотокатод однокаскадного фотоэлектронного умножителя ФЭУ-1 в диодном включении, когда его диод соединен с анодом, в результате чего получился фотоэлемент с двумя выводами. При таком включении имеется возможность изучить внешний фотоэффект с полупроводникового катода.

Сурьмяно-цезиевый фотокатод состоит из нанесенной на внутреннюю поверхность стеклянного баллона никелевой подкладки, на которую осажден слой металлической сурьмы. В результате термообработки этого слоя в парах цезия образуется сурьмяно-цезиевый слой (Cs_3Sb – антимонид цезия) полупроводника p -типа.

Снимаемое с нагрузки фотоумножителя напряжение усиливается операционным усилителем, на выходе которого включен микроамперметр М252.

2.4. Подготовка экспериментальной установки к проведению измерений

1. Ознакомьтесь со схемой лабораторной установки, приведенной на рис.2.2.
2. Закройте входную щель монохроматора с помощью подвижной заслонки 4, не перемещая другие элементы на оптической скамье.
3. Тумблером «сеть - вкл» включите регистратор фототока 12.
4. Переключатель «ФЭ - вкл» поставьте в положение «вкл».
5. Регулятором «установка нуля» установите стрелку микроамперметра 13 на «0» шкалы.
6. Дайте регистратору фототока прогреться $10 \div 15$ мин.

7. При уходе стрелки микроамперметра с «0» (из-за «дрейфа нуля» и «темнового» тока фотоэлемента) необходимо вновь установить её на «0» регулятором «установка нуля».

8. Включите источник питания 1 осветителя 2.

9. Полностью откройте подвижную заслонку монохроматора.

10. Установите ширину входной и выходной щелей монохроматора по 0,7 мм.

11. Вращением барабана монохроматора установите длину волны примерно $\lambda = 550$ нм (зелёный свет). Направьте луч от источника света на входную щель монохроматора так, чтобы наблюдалось максимальное отклонение стрелки микроамперметра 13 (не менее 60 мкА).

После осуществления описанных в п.1–п.11 операций установка готова для проведения измерений. **Во время измерений следует избегать перемещений приборов и деталей на оптической скамье!**

2.5. Измерение основных параметров сурмяно-цезиевого фотокатода

1. Проведите измерения зависимости величины фототока $I_{\text{ф.нас}}$ от длины волны падающего света λ в диапазоне 400÷700 нм. Результаты занесите в табл.2.1. Коэффициент усиления блока регистрации равен 100, поэтому при переходе к истинному фототоку показания микроамперметра следует делить на 100. Например стрелка прибора показывает 5 мкА, что соответствует фототоку 0,05 мкА = 50 нА.

2. Постройте график зависимости $I_{\text{ф.нас}}$ от λ .

3. Определите красную границу λ_0 фотоэффекта катода ФЭУ-1.

4. По формуле (2.10) определите сродство к электрону χ полупроводника Cs_3Sb , если по данным справочника [1] ширина его запрещённой зоны ΔE_g равна 1,6 эВ.

5. Рассчитайте по формуле (2.13) величину потока излучения Φ_λ на выходе монохроматора в диапазоне 400÷700 нм. Результаты занесите в табл.2.1.

6. Рассчитайте по формуле (2.12) величину спектральной чувствительности фотокатода S_λ в диапазоне 400÷700 нм. Постройте график зависимости S_λ от λ .

7. Рассчитайте по формуле (2.11) квантовый выход Y сурмяно-цезиевого фотокатода ФЭУ-1 (пренебrecь отражением света от поверхности фотокатода, т.е. полагая $\alpha=1$). Постройте график зависимости Y от λ (спектральную характеристику фотокатода).

8. Постройте график зависимости логарифма квантового выхода $\ln Y$ от λ в диапазоне $\lambda = (0,8\div 1)\lambda_0$. Сгладьте полученную зависимость прямой линией.

В области длин волн $\lambda = (0,8 \div 1)\lambda_0$ с помощью соотношения (2.9) определите показатель степени μ в формулах (2.8) и (2.9).

Таблица 2.1

Исследование фотокатода ФЭУ-1

| Деление шкалы барабана монохроматора | λ , нм | $I_{\text{ф.нас}}$, нА | Φ_{λ} , мкВт | S , А/Вт | $h\nu$, эВ | Y | $\ln Y$ |
|--------------------------------------|----------------|-------------------------|-------------------------|------------|-------------|-----|---------|
| 14,5 | 400 | | | | | | |
| 30,2 | 420 | | | | | | |
| 46,0 | 440 | | | | | | |
| 57,2 | 460 | | | | | | |
| 67,1 | 480 | | | | | | |
| 75,7 | 500 | | | | | | |
| 82,5 | 520 | | | | | | |
| 89,1 | 540 | | | | | | |
| 94,8 | 560 | | | | | | |
| 99,5 | 580 | | | | | | |
| 103,7 | 600 | | | | | | |
| 107,5 | 620 | | | | | | |
| 110,4 | 640 | | | | | | |
| 112,5 | 660 | | | | | | |
| 113,6 | 680 | | | | | | |
| 114,6 | 700 | | | | | | |

2.6. Контрольные вопросы

1. Поясните физический смысл уравнения Эйнштейна для фотоэффекта.
2. Что такое работа выхода и сродство к электрону?
3. Сформулируйте законы фотоэффекта.
4. Что такое «квантовый выход»?
5. Что такое запирающее напряжение фотоэлемента?
6. От чего зависит скорость фотоэлектронов?

Список литературы

1. Таблицы физических величин: справочник под ред. акад. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
2. Использование Microsoft Excel в лаборатории ядерной физики общего физического практикума: метод. указ./ сост. И.В. Измestьев, А.С. Пихтовников; Перм. гос. ун-т. Пермь, 2007. 16 с.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики: учеб. пособие для вузов. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. 784 с.

3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОРЕЗИСТОРА, ФОТОДИОДА И СВЕТОДИОДА

Цель работы: измерение основных характеристик фоторезистора, фотодиода и светодиода. Определение ширины запрещённой зоны полупроводника и постоянной Планка.

3.1. Полупроводники

Полупроводники – это кристаллические вещества, по электропроводности занимающие промежуточное место между проводниками и диэлектриками. Основным свойством полупроводников является *увеличение проводимости* с увеличением концентрации примесей, с ростом температуры и при воздействии различных видов излучения. К

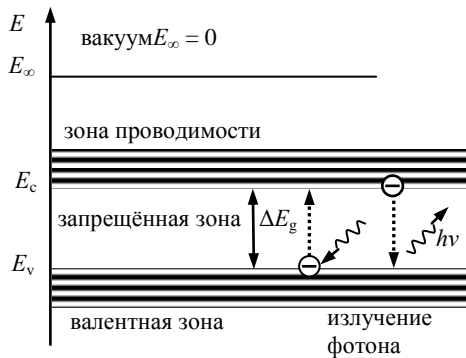


Рис.3.1. Энергетическая диаграмма кристалла полупроводника

числу полупроводников относятся кристаллы многих химических элементов (кремния, германия, селена и других), большое количество сплавов и химических соединений (например, арсенид галлия). Энергетическая диаграмма валентных электронов в кристалле полупроводника показана на рис.3.1. Уровни энергии валентных электронов, осуществляющих химическую связь атомов в кристалле, образуют *валентную зону*. Выше расположена *зона проводимости* – зона уровней энергии, которые не заняты электронами. Зоны разделены энергетическим интервалом ΔE_g , в котором нет уровней энергии, на которых могли бы находиться электроны.

При низких температурах ($T \rightarrow 0$ К) все валентные электроны атомов локализованы в ковалентных связях. При комнатной температуре имеется небольшое число атомов, у которых энергия тепловых колебаний превышает ширину запрещённой зоны ΔE_g . Такой атом может передать порцию энергии большую или равную ΔE_g одному из валентных электронов, который перейдет на свободный энергетический уровень в зоне проводимости. Электрон, ушедший из валентной зоны, оставляет в ней незаполненное состояние, называемое «дыркой». С дыркой связан положительный элементарный заряд.

Одновременно с генерацией происходит рекомбинация носителей заряда, при этом электрон из зоны проводимости возвращается в

валентную зону на свободный уровень энергии, и пара электрон-дырка исчезает (рекомбинирует). В состоянии термодинамического равновесия процессы генерации и рекомбинации уравновешены, при этом в *собственном полупроводнике* устанавливается равновесная концентрация электронов и дырок $n_i = p_i$.

Свободные электроны и дырки могут перемещаться по кристаллу, обеспечивая его проводимость. Удельная проводимость σ определяется формулой

$$\sigma = en_i\mu_n + ep_i\mu_p, \quad (3.1)$$

где $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд, n_i – концентрация свободных электронов, p_i – концентрация дырок, μ_n – подвижность электронов, μ_p – подвижность дырок. Подвижность носителей заряда численно равна средней скорости их перемещения в направлении электрического поля в полупроводнике при напряжённости $E = 1$ В/м.

3.2. Внутренний фотоэффект в полупроводниках

Внутренний фотоэффект в полупроводниках – это увеличение их электропроводности при поглощении квантов света

$$E_v = h\nu,$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $\nu = c/\lambda$ – частота световой волны.

Атом полупроводника может поглотить квант света. При этом энергия кванта $h\nu$ полностью передаётся одному из его валентных электронов. Электрон, который получил порцию энергии

$$h\nu \geq \Delta E_g,$$

переходит на свободный энергетический уровень в зоне проводимости (рис.3.1).

Свободные электроны и дырки, концентрация которых соответствует тепловому равновесию, называются *равновесными* носителями заряда. Когда на полупроводник падает свет, тепловое равновесие нарушается, возникают дополнительные *неравновесные* носители заряда.

Полная концентрация носителей (n и p) равна сумме концентраций равновесных (n_i , p_i) и неравновесных носителей (Δn , Δp):

$$n = n_i + \Delta n, \quad p = p_i + \Delta p. \quad (3.2)$$

Наличие неравновесных носителей приводит к увеличению электропроводности полупроводника:

$$\sigma = \sigma_i + \Delta\sigma.$$

Добавочную проводимость, обусловленную внутренним фотоэффектом, называют *фотопроводимостью*:

$$\Delta\sigma = e(\mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p), \quad (3.3)$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок, Δn и Δp – концентрации неравновесных электронов и дырок.

Через некоторое время после прекращения действия света (от 1 до 10^{-8} с в зависимости от структуры материала) между носителями заряда и кристаллической решёткой снова установится тепловое равновесие. Неравновесные электроны и дырки рекомбинируют друг с другом.

Первый закон фотоэффекта формулируется следующим образом:

Число неравновесных носителей заряда Δn и Δp пропорционально числу N_ν поглощённых веществом фотонов

$$\Delta n = \Delta p = Y N_\nu, \quad (3.4)$$

где Y – квантовый выход – безразмерная величина, число пар электрон – дырка, образуемых одним поглощённым фотоном. Обычно $Y \leq 1$.

Число поглощённых фотонов N_ν пропорционально световому потоку Φ , падающему на поверхность. Для монохроматического излучения

$$N_\nu = \alpha \frac{\Phi}{h\nu} = \frac{\alpha\Phi}{(hc/\lambda)}, \quad (3.5)$$

где Φ – поток излучения с длиной волны λ , h – постоянная Планка, ν и λ – частота и длина волны падающего излучения, α – коэффициент поглощения света полупроводником.

Из (3.4) и (3.5) следует другая формулировка первого закона фотоэффекта:

Величина фототока пропорциональна световому потоку, падающему на поверхность полупроводника:

$$I_\Phi = e\Delta n = \frac{\alpha e Y \Phi}{(hc/\lambda)}. \quad (3.6)$$

Зависимость фототока от длины волны излучения при постоянном световом потоке называют *спектральной характеристикой* фоторезистора.

Второй закон состоит в том, что для каждого полупроводника существует граничная частота света, ниже которой фотоэффект не наблюдается. Граничную частоту ν_0 и соответствующую длину волны $\lambda_0 = c/\nu_0$ называют *красной границей фотоэффекта*:

$$\nu_0 = \frac{\Delta E_g}{h}; \quad \lambda_0 = \frac{hc}{\Delta E_g}. \quad (3.7)$$

3.3. Воздействие света на p - n -переход

В чистом полупроводниковом материале концентрации свободных электронов и дырок равны ($n_i = p_i$). Путем введения в кристалл по-

лупроводника небольшого количества примеси можно во много раз повысить концентрации электронов или дырок.

Например, в кристалле кремния, в котором часть атомов четырёхвалентного кремния Si замещена на атомы пятивалентного фосфора P, концентрация электронов в зоне проводимости n_n на несколько порядков больше концентрации дырок p_n в валентной зоне. Полупроводники, в которых *основными носителями* являются электроны, называются *электронными полупроводниками* или *полупроводниками n -типа* (от латинского negative – отрицательный). Дырки в электронном полупроводнике называют *неосновными носителями*.

При введении в кристаллическую решётку кремния Si атомов трёхвалентного элемента, например, бора B, получается полупроводник p -типа с дырочной проводимостью.

Для изготовления p – n -перехода (диода) в одном кристалле создаются контактирующие между собой области с разным типом проводимости. На внешние края p - и n -областей кристалла напыляют металлические контакты, к которым припаивают металлические выводы.

Если на контакты подать напряжение: «плюсом» к p -слою, «минусом» к n -слою, то электрическое поле вызовет движение носителей заряда: дырок из p - в n -область, электронов из n - в p -область. Поскольку в n - и p -областях высокие концентрации основных носителей заряда n_n и p_p , то и сила тока $I_{пр}$ будет большой. Говорят, что p – n -переход (диод) смещён в «прямом» направлении (рис.3.2).

Если к p – n -переходу приложить «обратное» напряжение – «плюс» к n -слою, «минус» к p -слою, то электрическое поле вызовет движение неосновных носителей заряда. Через переход будет проте-

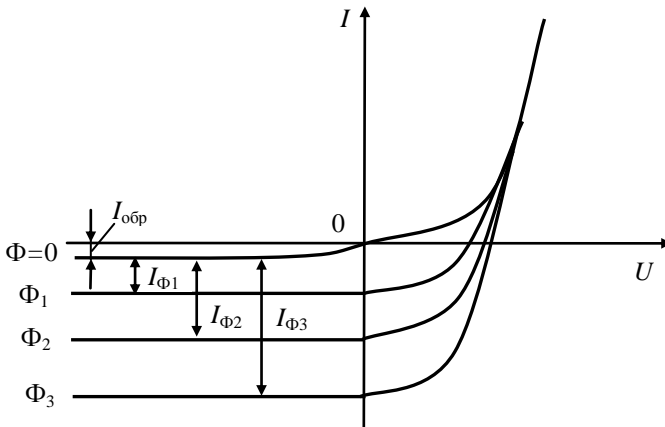


Рис.3.2. Вольт-амперная характеристика p – n -перехода фотодиода: $\Phi=0$ – без освещения, при освещении $\Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3$

кать слабый обратный ток $I_{обр} \ll I_{пр}$, поскольку концентрации неосновных носителей много меньше концентраций основных $n_p \ll n_n$ и $p_n \ll p_p$. Говорят, что диод или p - n -переход имеет одностороннюю проводимость (рис.3.2).

Когда на полупроводник падает свет, концентрации неосновных носителей заряда увеличиваются:

$$n_{p,\phi} = n_p + \Delta n, \quad p_{n,\phi} = p_n + \Delta p. \quad (3.8)$$

соответственно увеличивается и обратный ток через переход

$$I_{обр,\phi} = I_{обр} + I_{\phi}, \quad (3.9)$$

где I_{ϕ} (см. формулу (3.6):

$$I_{\phi} = \frac{\alpha e Y \Phi}{(hc/\lambda)}.$$

3.4. Фоторезисторы и фотодиоды

Фоторезисторы (фотосопротивления) – полупроводниковые приборы, работа которых основана на использовании внутреннего фотоэффекта. Конструкция фоторезистора и его включение в электрическую цепь схематично показаны на рис.3.3. Фоторезистор представляет собой тонкий слой поликристаллического полупроводникового материала, нанесённого на диэлектрическую подложку. В качестве фоточувствительного материала обычно используются сульфид кадмия CdS, селенид кадмия CdSe, сульфид свинца PbS или селенид свинца PbSe.

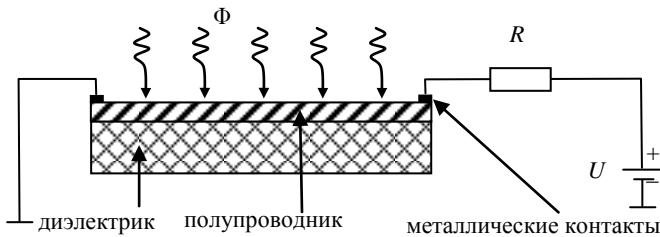


Рис.3.3. Конструкция фоторезистора и включение его во внешнюю цепь

Если фоторезистор включен в электрическую цепь последовательно с источником напряжения U , то в отсутствие освещения через него течёт *темновой ток*:

$$I_T = \sigma_T U.$$

При освещении его поверхности в цепи течёт *световой ток*:

$$I_c = \sigma_c U = \sigma_T U + \sigma_{\phi} U.$$

Разность между световым током и темновым током называется *фототоком*:

$$I_{\phi} = I_c - I_r = \sigma_{\phi} U. \quad (3.10)$$

Чувствительностью $K_{\text{фр}}$ фоторезистора называют отношение фотопроводимости σ_{ϕ} к величине освещённости E его поверхности:

$$K_{\text{фр}} = \frac{\sigma_{\phi}}{E} = \frac{I_{\phi}}{U} \cdot \frac{1}{E}, \quad \frac{\text{мА}}{\text{В} \cdot \text{лк}}. \quad (3.11)$$

Фотоэлектрический полупроводниковый прибор с одним p - n -переходом называется *фотодиодом*. Структура фотодиода и его изображение на принципиальных схемах приведены на рис.3.4.

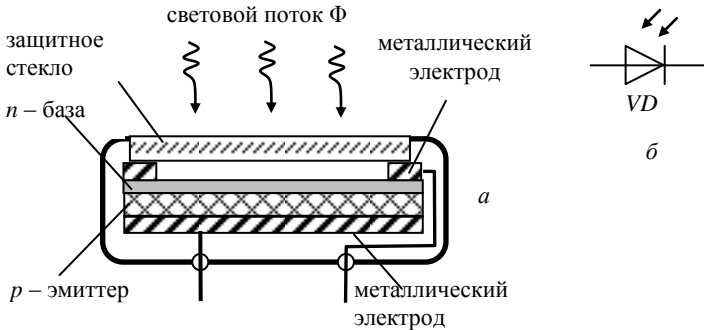


Рис.3.4. Фотодиод: *a* – структура, *б* – изображение на принципиальных схемах

Материалом большинства фотодиодов является кристалл кремния. Ширина его запрещённой зоны $\Delta E_g = 1,1$ эВ, и красная граница фотоэффекта находится в ИК области спектра.

Чувствительностью $K_{\text{фд}}$ фотодиода называют отношение фототока I_{ϕ} к величине освещённости E его поверхности:

$$K_{\text{фд}} = I_{\phi}/E. \quad (3.12)$$

Красная граница фотоэффекта находится в инфракрасной области $\lambda_0 = hc/\Delta E_g$. В коротковолновой области также наблюдается спад фототока, так как свет поглощается в приповерхностном слое полупроводника и уменьшается генерация носителей в его объёме. Максимум спектральной характеристики $I_{\phi}(\lambda)$ находится в видимой или инфракрасной частях спектра.

3.5. Светоизлучающие диоды

Светоизлучающими диодами (светодиодами) называют полупроводниковые приборы с p - n -переходом, предназначенные для преобразования электрической энергии в энергию некогерентного оптического излучения. В основе их действия лежит излучение квантов света (фотонов) при рекомбинации пар электрон – дырка. Интенсивная ре-

комбинация происходит при смещении p - n -перехода диода в прямом направлении и протекании прямого тока через диод.

При переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону (рис.3.1) выделяется энергия, равная ширине запрещённой зоны $\Delta E_g = E_c - E_v$. Энергия может выделяться в виде кванта электромагнитного излучения – фотона $hc/\lambda = \Delta E_g$ (*излучательная рекомбинация*) либо передаваться решётке в виде квантов энергии тепловых колебаний – фононов (*безызлучательная рекомбинация*). Чтобы кванты света – фотоны соответствовали диапазону видимого света ($0,40 < \lambda < 0,76$ мкм), ширина запрещённой зоны должна быть относительно большой ($\Delta E_g > 1,8$ эВ).

Ширина спектра излучения светодиодов на уровне половины максимальной интенсивности составляет примерно 20÷50 нм.

Для изготовления светодиодов используются кристаллы соединений типа $A_{III}B_V$ (элементов III и V групп таблицы Менделеева). В данной работе используется светодиод типа АЛ-307Г красного свечения на основе арсенида галлия.

Светодиоды в основном применяются как элементы индикации и как осветительные приборы. Инфракрасные излучающие диоды (ИК-диоды) используются в оптических каналах передачи информации, датчиках систем автоматики, охранной сигнализации и т.д.

Ввиду резкого возрастания прямого тока при напряжении $U_{пр}$ выше 2÷3 В светодиоды всегда подключают к источнику питания U через балластный резистор (рис.3.5), величина которого может быть найдена из соотношения

$$R_b = (U - U_{пр}) / I_{пр}.$$

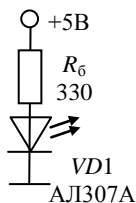


Рис.3.5. Схема включения светодиодов

Прямое напряжение, при котором светодиод начинает излучать, примерно соответствует ширине запрещенной зоны ΔE_g полупроводника

$$eU_{пр} \approx \Delta E_g \approx hc/\lambda. \quad (3.13)$$

Измерив напряжение и длину волны излучения, можно приблизительно определить ширину запрещённой зоны и постоянную Планка.

3.6. Экспериментальная установка для исследования явления фотоэффекта

На рис.3.6 приведена структурная схема установки ЛКК-1 (вид сверху). Установка ЛКК-1 содержит:

- монохроматор МУМ-1-01;
- измерительную систему ИСК-2;

– блок источников света с ртутной лампой, водородной лампой, неоновой лампой, натриевой лампой, светодиодом и лампой накаливания АЛН 12 В 5 Вт;

- два мультиметра;
- фотосопротивление и фотодиод.

Выбор нужного источника света производится с помощью зеркала 5.1а. Отражённое от зеркала излучение фокусируется линзой-конденсором 5.3 на входной щели 2.5 монохроматора.

Монохроматор МУМ-1 имеет входное окно 2.5, сферическую дифракционную решётку 2.6, боковое выходное окно 2.1, заднее выходное окно 2.3, механизм 2.8 поворота решётки и связанный с ним механизм 2.7 отсчёта длины волны излучения. На входном и на выходном окнах установлены щели шириной 1 мм и 3 мм соответственно.

Излучение, вошедшее во входную щель 2.5, направляется неподвижным зеркалом 2.4 на отражательную сферическую дифракционную решётку 2.6. Решётка, полученная путем нанесения штрихов на вогнутое металлическое зеркало, фокусирует спектр в плоскости вы-

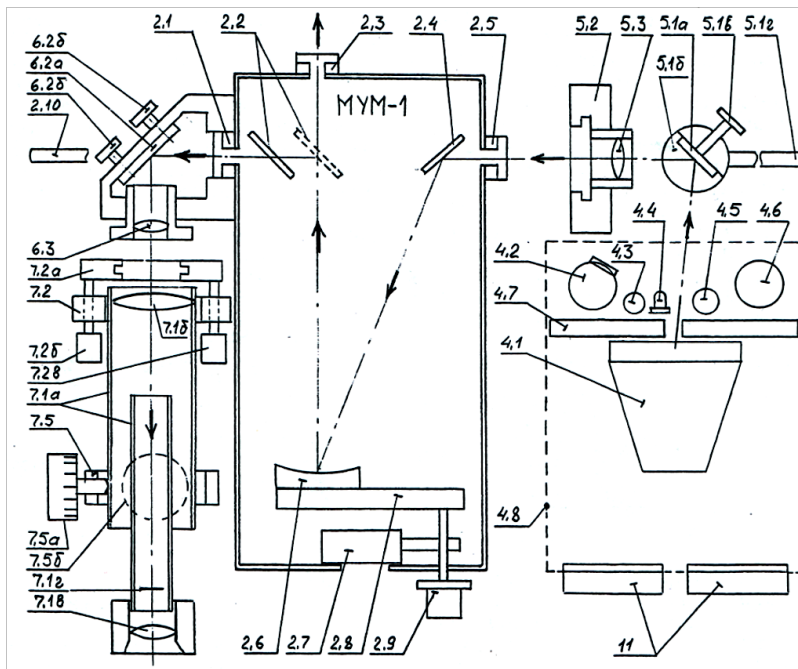


Рис.3.6. Структурная схема установки ЛКК-1

ходной щели 2.3 монохроматора. Длина волны излучения, которое выходит через щель 2.3, зависит от ориентации решётки. Поворот решётки осуществляется вращением ручки 2.9. Длина волны отсчитывается по шкале 2.7, находящейся на передней стенке монохроматора. Шкала состоит из трех барабанов, показывающих значение длины волны в нанометрах.

Выбор выходного окна осуществляется с помощью подвижного зеркала 2.2, перемещаемого штоком 2.10. Если шток вытянут до упора, излучение с заданной длиной волны поступает в заднее выходное окно 2.3. Заднее окно монохроматора используется для установки фотоприёмников.

Если шток 2.10 вдвинут в монохроматор до упора (соответствующее положение зеркала показано пунктиром), излучение поступает в боковое выходное окно 2.1. Боковое выходное окно используется для визуального наблюдения участка спектра вблизи длины волны, установленной по шкале 2.7.

Излучение, прошедшее через щель в боковом окне 2.1, отражается от зеркала 6.2а и поступает в объектив 6.3, затем в зрительную трубу 7.1. Зрительная труба 7.1 смонтирована в раздвижном цилиндрическом корпусе 7.1а и содержит объектив 7.1б, окуляр 7.1в, визирный крест 7.1г. Визирный крест находится в фокальной плоскости

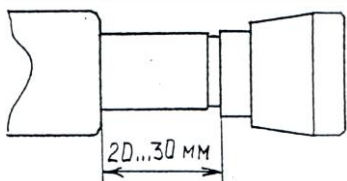


Рис.3.7. Настройка зрительной трубы

объектива. Настройка на резкое изображение спектральных линий производится перемещением внутреннего цилиндра корпуса трубы (см. рис.3.7). Длина волны спектральной линии, находящейся против визирного креста, отсчитывается по шкале 2.7.

3.7. Порядок выполнения работы

3.7.1. Подготовка установки ЛКК-1 к проведению экспериментов

Внешний вид установки ЛКК-1 представлен на рис.3.8.

1. Подключите мультиметры к выходам измерительной системы (рис.3.7,а);

– переведите мультиметр 6 в режим вольтметра, для этого переключатель диапазонов поставьте в положение «DCV 20» (измерение постоянного напряжения, предел 20 В);

– подключите к гнездам 7 « $U_{ФП}$ » вольтметр 6 (клеммы «СОМ» и «V») для измерения напряжения на фотоприёмнике;

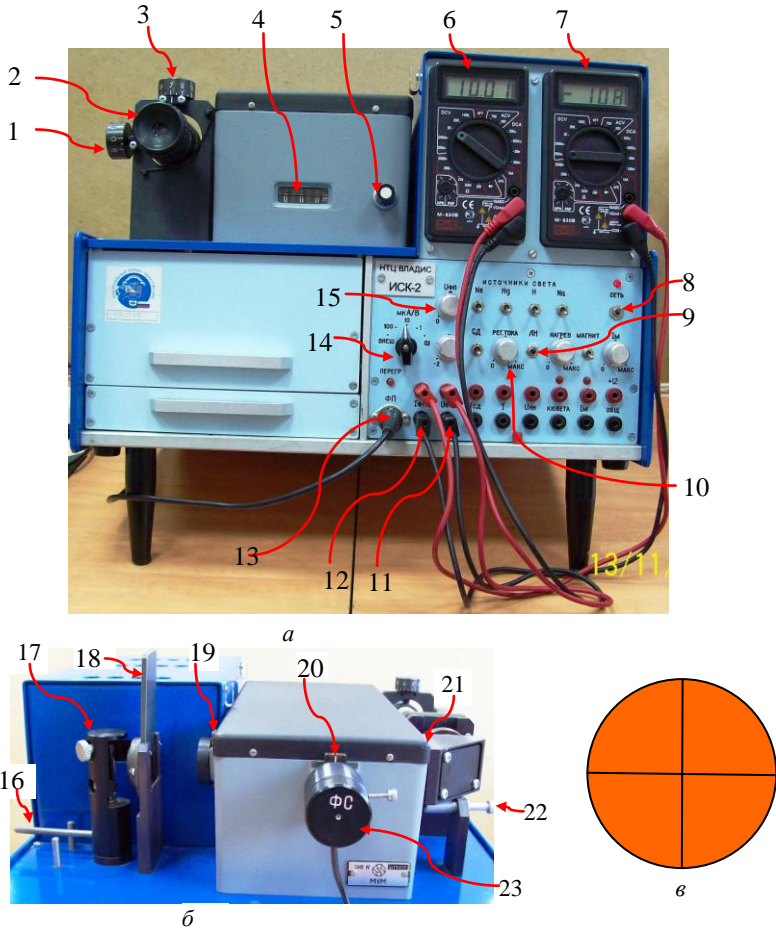


Рис.3.8. Внешний вид установки ЛЛК-1: *а* – спереди; *б* – сзади; *в* – изображение участка спектра в окуляре зрительной трубы

– переведите мультиметр 8 в режим **вольтметра**, для этого переключатель диапазонов поставьте в положение «DCV 200 m» (измерение постоянного напряжения, предел 200 мВ);

– подключите к гнездам 9 «**I_{ФП}**» – вольтметр 8 для измерения напряжения на выходе усилителя фототока.

2. Переключатель 10 «**мкА/В**» поставьте в положение 10 мкА/В.

Ток фотоприёмника находят по формуле

$$I_{\text{ФП}} = K \cdot (U_{\text{свет}} - U_{\text{темн}}), \quad (3.14)$$

где K – коэффициент преобразования усилителя фототока, **мкА/В**;

$U_{\text{свет}}$ – напряжение на выходе усилителя (на гнездах «**ИФП**»);

$U_{\text{темн}}$ – напряжение на выходе усилителя (на гнездах «**ИФП**») при перекрытом световом потоке (используется экран-заглушка).

3. Включите тумблер 11 «**СЕТЬ**».

4. Тумблером 9 «**ЛН**» включите источник света – лампу накаливания. Установите ручку 10 «**РЕГ.ТОКА**» в положение «**МАКС**».

5. Поворотом ручки настройки монохроматора 5 установите длину волны излучения 550 нм.

6. Нажмите на шток 22 до упора (рис.3.8,б). Поток излучения будет направлен в боковое выходное окно монохроматора.

7. Направьте луч света на входную щель 19 монохроматора (рис.3.8,б) с помощью поворотного зеркала. Рычагом 16 зеркало поворачивается вокруг вертикальной оси, а винтом 17 – вокруг горизонтальной оси. Отрегулируйте положение зеркала до получения наибольшей яркости изображения в зрительной трубе.

8. Установите центр визирного креста на середину наблюдаемого спектра винтами 1 и 3.

9. Вращая ручку настройки монохроматора 5 определите минимальную ($\lambda_{\text{мин}}$) и максимальную ($\lambda_{\text{макс}}$) длину волны излучения, воспринимаемого визуально. Результаты запишите в тетрадь.

10. Вытяните шток 22 рис.3.8,б до упора. Поток излучения будет направлен в заднее выходное окно монохроматора 20.

3.7.2. Построение спектральной характеристики фоторезистора

Спектральной характеристикой фоторезистора (фотосопротивления) является зависимость фототока от длины волны излучения $I_{\Phi}(\lambda)$ при постоянном световом потоке Φ .

Величина фототока пропорциональна световому потоку, падающему на поверхность полупроводника (см. формулу (3.6)). В качестве источника света в данном опыте использована лампа накаливания. Зависимость спектральной плотности теплового излучения от длины волны даётся формулой Планка

$$r_{\lambda} = \frac{2\pi hc}{\lambda^3} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}. \quad (3.15)$$

При температуре тела $T \leq 3000$ К энергия кванта излучения в видимом диапазоне $hc/\lambda > kT$, и формулу Планка можно переписать в виде

$$r_{\lambda} \approx \frac{2\pi hc}{\lambda^3} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right).$$

Наибольшую спектральную плотность имеет излучение с длиной волны красного света $\lambda_{\text{кр}} = 700$ нм. Спектральная плотность излучения убывает с уменьшением длины волны. Величину светового потока, падающего на фотоприёмник, с длиной волны $\lambda < 700$ нм можно выразить через величину потока с $\lambda_{\text{кр}} = 700$ нм

$$\frac{\Phi_{\lambda}}{\Phi_{\text{кр}}} = \frac{r_{\lambda}}{r_{\text{кр}}} = \frac{\lambda_{\text{кр}}^3}{\lambda^3} \exp\left(-\frac{hc}{kT} \cdot \frac{(\lambda_{\text{кр}} - \lambda)}{\lambda\lambda_{\text{кр}}}\right). \quad (3.16)$$

Рассчитайте величину отношения спектральной плотности энергии излучения лампы накаливания с длиной волны λ к спектральной плотности с длиной волны $\lambda = 700$ нм по формуле (3.16). Температуру нити лампы примите равной $T = 2850$ К. Проведите расчёт для длин волн в диапазоне от 760 нм до 400 нм с шагом 20 нм. Результаты расчёта $r_{\lambda}/r_{\text{кр}}$ занесите в таблицу 3.1.

Таблица 3.1.

Исследование спектральной характеристики фоторезистора
 $U_{\text{ФП}} = 10$ В; $K = 10$ мкА/В; $U_{\text{темн}} = \underline{\hspace{2cm}}$ мВ

| λ , нм | $U_{\text{свет}}$, мВ | $I_{\text{ФП}}$, мкА | $r_{\lambda}/r_{\text{кр}}$ | $I_{\text{Ф}}$, мкА |
|----------------|------------------------|-----------------------|-----------------------------|----------------------|
| 760 | | | | |
| 740 | | | | |
| | | | | |
| 700 | | | | |
| 680 | | | | |
| | | | | |
| 420 | | | | |
| 400 | | | | |

Для построения спектральной характеристики фоторезистора:

1. Установите на заднем выходе монохроматора фотоприёмник – фотосопротивление ФС23 и подключите его к измерительной системе ИСК-2 (вход 13 «ФП»).

2. Подключите вольтметр 6 с пределом измерения 20 В к гнездам 11 « $U_{\text{ФП}}$ » для измерения напряжения на фоторезисторе.

3. Подключите вольтметр 7 с пределом измерения 200 мВ к гнездам 12 « $I_{\text{ФП}}$ » для измерения тока через фоторезистор.

4. Включите тумблер 8 «СЕТЬ» (рис.3.8,а).

5. Ручкой 15 « $U_{\text{ФП}}$ » установите напряжение на фоторезисторе $U_{\text{ФП}} = 10$ В. Величину напряжения показывает вольтметр 6, подключенный к гнездам 11 « $U_{\text{ФП}}$ ».

6. Измерьте напряжение $U_{\text{темн}}$ на гнездах 12 « $I_{\text{ФП}}$ » при выключенной лампе или при перекрытом световом потоке.

7. Запишите в табл.3.1 начальные условия проведения эксперимента.

8. Тумблером 9 «ЛН» включите источник света – лампу накаливания. Поверните ручку 10 «РЕГ.ТОКА» в положение «МАКС».

9. Последовательно устанавливайте на шкале монохроматора 4 выбранные значения длин волн (табл.3.1) и измеряйте напряжение $U_{\text{свет}}$ на выходе усилителя фототока (на гнездах «I_{ФП}» 12). Результаты измерений запишите в табл. 3.1.

10. По формуле (3.14) рассчитайте величины тока $I_{\text{ФП}}$ фоторезистора. Результаты запишите в табл. 3.1.

11. Рассчитайте величину фототока I_{Φ} при постоянной величине светового потока $\Phi_{\lambda} = \Phi_{\text{кр}}$

$$I_{\Phi} = \frac{I_{\text{ФП}}}{r_{\lambda}/r_{\text{кр}}}.$$

12. Постройте график спектральной характеристики фоторезистора $I_{\Phi}(\lambda)$. Найдите длину волны $\lambda_{\text{макс}}$ соответствующую максимуму фототока.

3.7.3. Построение спектральной характеристики фотодиода

Спектральной характеристикой фотодиода называют зависимость фототока от длины волны излучения $I_{\Phi}(\lambda)$ при постоянном световом потоке Φ .

Для построения спектральной характеристики фотодиода:

1. Установите на заднем проходе монохроматора 20 фотодиод 23 и подключите его к измерительной системе ИСК-2 (вход «ФП» 13).

2. Подключите вольтметр 6 с пределом измерения 2 В к гнездам 11 «U_{ФП}» для измерения напряжения на фотодиоде.

3. Подключите вольтметр 7 с пределом измерения 200 мВ к гнездам 12 «I_{ФП}» для измерения тока через фотодиод.

4. Ручкой 15 «U_{ФП}» установите напряжение на фотодиоде $U_{\text{ФП}} = -10$ мВ.

5. Измерьте напряжение $U_{\text{темн}}$ на гнездах 11 «I_{ФП}» при выключенной лампе.

6. Тумблером 9 включите лампу накаливания «ЛН» и ручкой «РЕГ.ТОКА» 10 установите максимальный ток лампы. Запишите в табл.3.2 начальные условия проведения эксперимента.

7. Последовательно устанавливайте на шкале монохроматора 4 значения длин волн в диапазоне от 760 нм до 400 нм с шагом 20 нм и измеряйте напряжение $U_{\text{свет}}$ на выходе усилителя фототока (на гнездах 12 «I_{ФП}»). Результаты измерений запишите в табл.3.2.

8. По формуле (3.14) рассчитайте величины тока $I_{\text{ФП}}$ фотодиода. Результаты запишите в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Исследование спектральной характеристики фотодиода
 $U_{\text{ФП}} = -0,01$ В; $K=0,1$ мкА/В; $U_{\text{темн}} = \underline{\hspace{2cm}}$ мВ.

| λ , нм | $U_{\text{вых}}$, мВ | $I_{\text{ФП}}$, мкА | $r_{\lambda}/r_{\text{кр}}$ | $I_{\text{Ф}}$, мкА |
|----------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------------|----------------------|
| 760 | | | | |
| 740 | | | | |
| | | | | |
| 700 | | | | |
| | | | | |
| 420 | | | | |
| 400 | | | | |

9. Рассчитайте величину отношения спектральной плотности энергии излучения лампы накаливания r_{λ} с длиной волны λ к спектральной плотности $r_{\text{кр}}$ с длиной волны $\lambda_{\text{кр}} = 700$ нм по формуле (3.16). Результаты расчёта $r_{\lambda}/r_{\text{кр}}$ занесите в табл.3.2.

10. Рассчитайте величину фототока $I_{\text{Ф}}$ при постоянной величине светового потока $\Phi_{\lambda} = \Phi_{\text{кр}}$

$$I_{\text{Ф}} = \frac{I_{\text{ФП}}}{r_{\lambda}/r_{\text{кр}}}.$$

11. Постройте график спектральной характеристики фотодиода $I_{\text{Ф}}(\lambda)$. Найдите длину волны $\lambda_{\text{макс}}$ соответствующую максимуму фототока.

12. Найдите отношение чувствительностей фотодиода и фоторезистора

$$\frac{K_{\text{фд}}(\text{фотодиод})}{K_{\text{фр}}(\text{фоторезистор})} = \frac{I_{\text{фд}}(\text{фотодиод})}{I_{\text{фр}}(\text{фоторезистор})}$$

в начале, в середине и в конце диапазона световых волн, а также в точках максимумов их спектральных характеристик.

3.7.4. Измерение спектральных характеристик светодиода

1. Подключите вольтметр 6 с пределом измерения 20 В к гнездам «У_{СД}» для измерения напряжения на светодиоде.

2. Подключите вольтметр 7 с пределом измерения 2 В к гнездам «I» для измерения тока через светодиод. Гнезда «I» подключены к резистору сопротивлением $R_{\text{вт}} = 100$ Ом, включенному последовательно со светодиодом. Измерив напряжение U_1 на этих гнездах, можно найти величину тока $I = U_1/R_{\text{вт}}$.

3. Включите светодиод тумблером «СД», установите максимальный ток регулятором 10 «РЕГ.ТОКА» и направьте излучение на входную щель монохроматора с помощью поворотного зеркала (рычаг 16 и винт 17 на рис.3.7,б).

4. Нажмите на шток 22 до упора (рис.3.7,б). Поток излучения будет направлен в боковое выходное окно монохроматора 19.

5. Наблюдайте спектр излучения светодиода через окуляр зрительной трубы. Вращая ручку настройки монохроматора 5 (рис.3.7,а) совместите середину наблюдаемого спектра с центром визирного креста. Винтами 1 и 3 (рис.3.7,а) переместите наблюдаемый спектр в середину поля зрения трубы. Отрегулируйте положение поворотного зеркала до получения наибольшей яркости изображения.

6. Вращая ручку настройки монохроматора 5, определите минимальную (λ_{\min}) и максимальную (λ_{\max}) длину волны излучения светодиода, воспринимаемого визуально. Зафиксируйте значение тока I и напряжения $U_{\text{СД}}$ на светодиоде. Результаты запишите в табл.3.3.

Таблица 3.3

Исследование спектральной характеристики светодиода

$$\Delta E_g = \text{_____} \text{ эВ}, \quad h = \lambda e U_{\text{СД}} / c = \text{_____} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$$

| $U_{\text{СД}}$, В | U_I , В | I , мА | λ_{\max} , нм | λ_{\min} , нм | $\langle \lambda \rangle$, нм | $(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})$, нм |
|------------------------|--------------|-------------|--------------------------|--------------------------|-----------------------------------|--|
| | | | | | | |
| ... | | | | | | ... |
| | | | | | | |

7. Установите минимальный ток, при котором возможно визуальное наблюдение, и зафиксируйте λ_{\min} и λ_{\max} длину волны излучения.

8. Проведите те же измерения при промежуточном значении тока. Результаты занесите в табл.3.3.

9. Полагая, что величина напряжения $U_{\text{СД}}$ на p - n -переходе светодиода примерно соответствует ширине запрещенной зоны ΔE_g полупроводника, найдите значение постоянной Планка:

$$\Delta E_g \approx e(U_{\text{СД}}) \approx \text{_____} \text{ эВ}, \quad h \approx \frac{(\lambda) \Delta E_g}{c} \approx \text{_____} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$$

Сравните полученные значения с табличным значением постоянной Планка.

10. Совместите середину наблюдаемого спектра с визирным крестом зрительной трубы. Установите максимальный ток светодиода. Измерьте силу тока $I_{\text{СД}}$ и напряжения $U_{\text{СД}}$ на светодиоде. Полученные значения запишите в табл.3.4.

11. Вытяните шток 22 (рис.3.7,б) до упора. Поток излучения будет направлен в заднее выходное окно монохроматора.

12. Установите на заднем выходе монохроматора фотоприёмник – фотодиод **ФД** и подключите его к измерительной системе ИСК-2. (вход 5 «**ФП**»).

– Подключите вольтметр 6 с пределом измерения 2 В к гнездам 11 «**U_{ФП}**» для измерения напряжения на фотодиоде.

– Подключите вольтметр 7 с пределом измерения 200 мВ к гнездам 12 «**I_{ФП}**» для измерения тока через фотодиод.

– Ручкой 15 «**U_{ФП}**» установите напряжение на фотодиоде $U_{ФП} = -10$ мВ.

– Измерьте напряжение $U_{темн}$ на гнездах 12 «**I_{ФП}**» при выключенном светодиоде (тумблер «**СД**» вниз). Ток фотодиода $I_{ФП}$ рассчитывайте по формуле (3.14).

13. Изменяя настройку монохроматора, снимите зависимость тока фотодиода от длины волны излучения светодиода. Результаты занесите в табл.3.4 и постройте график $I_{ФП}(\lambda)$.

14. По графику $I_{ФП}(\lambda)$ найдите длину волны $\langle \lambda \rangle$ максимальной интенсивности излучения, ширину спектра $(\lambda_{макс} - \lambda_{мин})_{1/2}$ на уровне половины максимальной интенсивности. Сравните полученные значения с результатами предыдущего опыта.

Таблица 3.4

Исследование зависимости тока фотодиода от длины волны излучения светодиода

$I_{СД} = \underline{\hspace{2cm}}$ мА; $U_{СД} = \underline{\hspace{2cm}}$ мВ; $K = 0,1$ мкА/В; $U_{темн} = \underline{\hspace{2cm}}$ мВ.

| λ , нм | $U_{вых}$, мВ | $I_{ФП}$, мкА |
|----------------|----------------|----------------|
| | | |
| | | |
| | | |
| | | |

3.8. Контрольные вопросы

1. Поглощение света в полупроводниках.
2. Фоторезистивный эффект.
3. Конструкция фоторезистора.
4. Основные характеристики фоторезистора.
5. Фотодиоды: конструкция и принцип действия.
6. Основные характеристики фотодиодов.
7. Светодиоды. Конструкция и принцип действия.
8. Основные характеристики светодиода.

Список литературы

1. Лабораторный комплекс ЛКК-1. Паспорт и техническое описание. М.: НТЦ «ВЛАДИС», 2002. 48 с.

2. Использование Microsoft Excel в лаборатории ядерной физики общего физического практикума: метод. указ. / сост. И.В. Измestьев, А.С. Пихтовников; Перм. гос. ун-т. Пермь, 2007. 16 с.

3. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики: учеб. пособие для вузов: Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. 784 с.

4. ЭФФЕКТ КОМПТОНА

Цель работы: провести регистрацию гамма-квантов, отражённых от рассеивателя под различными углами. По экспериментальным данным определить комптоновский сдвиг длины волны гамма-излучения и сравнить его с расчётным значением.

4.1. Эффект Комптона

Эффект Комптона относится к числу классических экспериментов, выявивших корпускулярные свойства электромагнитного излучения. Классическая электродинамика после работ Дж. Максвелла, казалось, однозначно утвердила волновую природу электромагнитного излучения. Огромное число опытов по дифракции и интерференции света неоспоримо подтверждали это. Однако, после открытия рентгеновского и гамма-излучения, возникла принципиально новая ситуация, указавшая на то, что излучение с малой длиной волны обладает явно выраженными свойствами частиц (корпускул).

В 1922–1923 гг. Артур Комптон, исследуя рассеяние рентгеновского излучения на лёгких элементах, установил, что в рассеянном излучении, наряду с излучением первоначальной длины волны λ_0 , содержится излучение с большей длиной волны λ' .

Согласно классической электродинамике падающее, отражённое и рассеянное излучения должны иметь одинаковые длины волн. Комптон объяснил эффект увеличения длины волны рассеянного излучения на основе квантовых представлений. *Рассеяние фотона с изменением длины волны есть результат одиночного акта столкновения фотона со свободным электроном.*

Комптон наблюдал рассеяние жёсткого рентгеновского излучения (K -линия молибдена, $\lambda = 0,071$ нм) на телах, состоящих из лёгких атомов (графит, парафин и т.д.). Схема эксперимента показана на рис.4.1. Монохроматическое излучение рентгеновской трубки через ряд коллимационных отверстий направлялось на графитовый рассеиватель. Рассеянное излучение попадало на рентгеновский спектрограф Брегга, состоящий из кристалла, на котором происходила дифракция, и фотопластинки или ионизационной камеры, фиксирующей дифрагированные лучи.

В рассеянном излучении наблюдалось две линии: линия с ис-

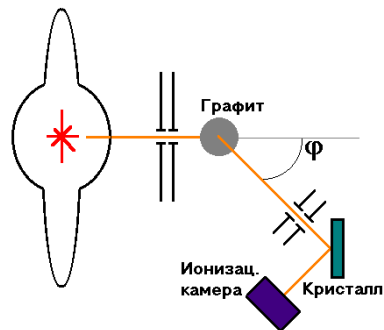


Рис.4.1. Схема опыта Комптона

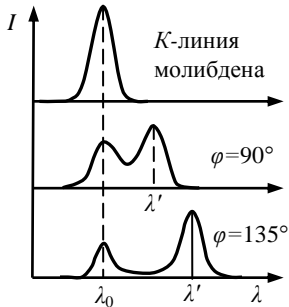


Рис.4.2. Спектры излучения, рассеянного под углами $\varphi = 90^\circ$ и $\varphi = 135^\circ$

ходной длиной волны λ_0 , и смещённая линия с длиной волны, большей исходной $\lambda' > \lambda_0$ (рис.4.2). Оказалось что:

1) комptonовское смещение $(\lambda' - \lambda_0)$ одинаково для всех веществ, состоящих из лёгких атомов;

2) комptonовское смещение $(\lambda' - \lambda_0)$ не зависит от длины падающей волны;

3) $(\lambda' - \lambda_0)$ зависит от угла рассеяния φ как $(1 - \cos\varphi)$.

В лёгких веществах, с которыми проводились опыты, энергия связи внешних (валентных) электронов с атомом ($E_{\text{связи}} \approx 10$ эВ) мала, по сравнению с

энергией кванта рентгеновского излучения:

$$\frac{hc}{\lambda} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{0,071 \cdot 10^{-9} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ эВ} = 20 \text{ кэВ}.$$

Поэтому $E_{\text{связи}}$ можно пренебречь и все валентные электроны считать свободными. Это объясняет независимость $(\lambda' - \lambda_0)$ от вещества.

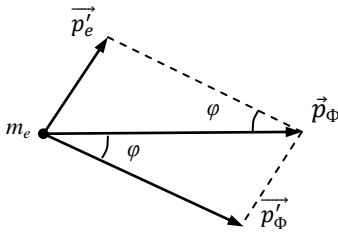


Рис.4.3. Схема рассеяния фотона на свободном электроне

Рассмотрим столкновение фотона с покоящимся электроном. При упругом столкновении двух частиц выполняются законы сохранения энергии и импульса (рис.4.3). После столкновения электрон может получить релятивистскую скорость, поэтому напишем уравнения релятивистской механики:

$$\frac{hc}{\lambda} + m_e c^2 = \frac{hc}{\lambda'} + E'_e, \quad (4.1)$$

$$\vec{p}_\Phi = \vec{p}'_\Phi + \vec{p}'_e, \quad (4.2)$$

$$(E'_e)^2 = (m_e c^2)^2 + (p'_e c)^2 \quad (4.3)$$

$$p_\Phi = h/\lambda, \quad p'_\Phi = h/\lambda'. \quad (4.4)$$

Уравнение (4.1) выражает закон сохранения энергии: в левой части – энергия фотона и энергия покоя электрона до столкновения, в правой части – энергия рассеянного фотона и энергия электрона отдачи.

Уравнение (4.2) выражает закон сохранения импульса: в левой части – импульс фотона до столкновения, в правой части – импульс рассеянного фотона и импульс электрона отдачи.

Соотношение (4.3) связывает релятивистскую энергию электрона отдачи с его импульсом. Заменим векторное уравнение (4.2) скалярным. По правилу треугольников (рис.4.3) запишем:

$$p_e'^2 = p_\Phi^2 + p_\Phi'^2 - 2p_\Phi p_\Phi' \cos\varphi. \quad (4.5)$$

Далее, решая систему уравнений (4.1), (4.3), (4.4), (4.5), получим зависимость комптоновского смещения $(\lambda' - \lambda_0)$ от угла рассеяния

$$\lambda' - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\varphi). \quad (4.6)$$

Постоянная

$$\Lambda = \frac{h}{m_e c} = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 0,00243 \text{ нм}$$

носит название *комптоновской длины волны электрона*.

Кинетическая энергия электрона отдачи равна разности энергий падающего и рассеянного фотона. При угле рассеяния 90° получается величина

$$T_e = \frac{hc}{\lambda_0} - \frac{hc}{\lambda'} = \frac{hc}{\lambda_0} \frac{(\lambda' - \lambda)}{\lambda'} = \frac{hc}{\lambda_0} \frac{\Lambda}{\lambda'} \approx \frac{hc}{\lambda_0} \frac{\Lambda}{\lambda_0}. \quad (4.7)$$

Чем короче длина волны фотона, тем большую долю своей энергии он передаёт электрону при столкновении.

В рассеянном излучении наблюдаются две линии λ' и λ_0 . Рассеяние без изменения λ происходит на *связанных электронах* – электронах внутренних оболочек атома. Если энергия связи больше, чем может получить электрон при рассеянии фотона $E_{\text{связи}} > T_e$, то электрон не теряет связь с атомом. Фотон рассеивается на всём атоме. Комптоновская длина волны атома в 10^4 раз меньше электронной. Возникающее смещение много меньше естественной ширины рентгеновской линии.

Формула (4.6) точно соответствует результатам эксперимента и получила название «комптоновского сдвига» (увеличение длины волны рентгеновского кванта после рассеяния), а само явление – «эффект Комптона»: *увеличение длины волны фотонов при их рассеянии на электронах*.

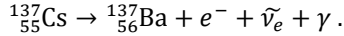
4.2. Описание экспериментальной установки

Учебный лабораторный комплекс (УЛК) – это действующая модель экспериментальной установки «Эффект Комптона», созданная в НИИ ЯФ МГУ. В ней отсутствует радиоактивный источник излучения,

а все результаты эксперимента содержатся в базе данных, полученной на базовой лабораторной установке.

4.2.1. Конструкция установки

На рис.4.4 изображены схема установки «Эффект Комптона» и устройство сцинтилляционного γ -спектрометра. Источником излучения 1 является радиоактивный изотоп ^{137}Cs :



Энергия испускаемых γ -квантов равна 662 кэВ. В качестве рассеивателя взято органическое вещество стильбен 2, который состоит из атомов углерода и водорода.

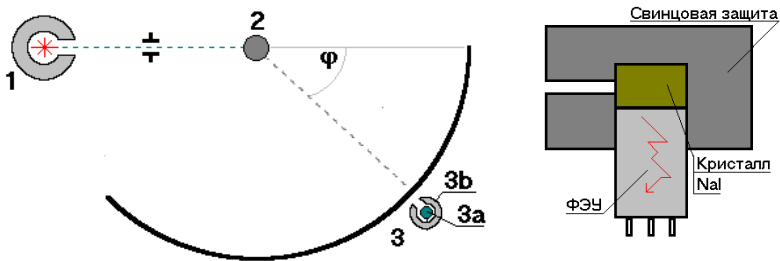


Рис.4.4. Схема установки: 1 – контейнер с радиоактивным источником ^{137}Cs , 2 – рассеиватель – стильбен, 3 – сцинтилляционный γ -спектрометр: 3а – сцинтиллятор NaI, 3б – свинцовая защита от космических лучей

Поскольку энергия связи внешних электронов в этих атомах мала (потенциалы ионизации водорода 13,6 эВ и углерода 11,6 эВ), то при энергии γ -квантов 662 кэВ внешние электроны можно рассматривать как свободные. Эффект рассеяния на всем атоме (когерентное рассеяние) при данных условиях эксперимента будет мал и несмещённая компонента в рассеянных лучах не будет наблюдаться.

Сцинтилляционный спектрометр 3 работает следующим образом. Гамма-квант, попадая в кристалл сцинтиллятора (NaI), поглощается, производя фотоионизацию. Практически вся его энергия переходит в кинетическую энергию электрона, которая, в свою очередь, целиком затрачивается на возбуждение многих атомов и тормозное излучение электрона в веществе сцинтиллятора. Свет люминесцентных вспышек (сцинтилляций) попадает на фотокатод ФЭУ. Амплитуда электрического импульса с фотоумножителя пропорциональна интенсивности световой вспышки и, соответственно, энергии первичного γ -кванта. Таким образом одновременно можно определить и энергию, и

число γ -квантов, попавших в сцинтиллятор, а также найти распределение γ -квантов по энергии, т.е. их спектр.

Усиленные электрические импульсы специальным устройством – амплитудным анализатором – распределяются по каналам счетчика импульсов таким образом, что в данный канал попадают электрические импульсы только определённой амплитуды (энергии). На рис.4.5 представлен спектр таких импульсов $N_{\text{имп}}$. По оси абсцисс отложены каналы, а по оси ординат – число импульсов, попавших в данный канал. Наиболее выделяется в этом спектре пик А. Это – так называемый «пик полного поглощения», или фотопик. Фиксируя этот пик, мы определяем энергию γ -кванта.

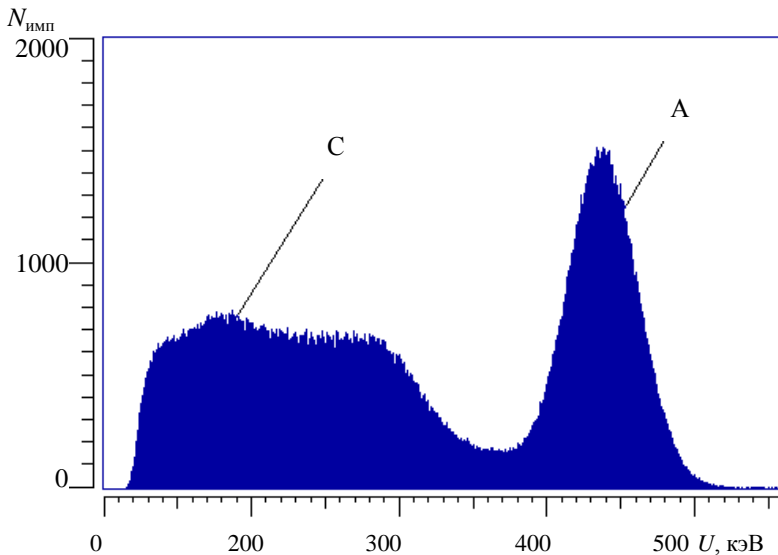


Рис.4.5. Амплитудный спектр, полученный на сцинтиляционном спектрометре

Левее пика А виден минимум, после которого спектр выходит на некоторое плато. Его причиной является комптоновское рассеяние в веществе сцинтиллятора. Попав в вещество сцинтиллятора NaI, одни γ -кванты производят ионизацию и полностью поглощаются веществом; другие, сталкиваясь с электроном атома, испытывают комптоновское рассеяние и передают электрону лишь часть своей энергии, после чего γ -кванты покидают пределы сцинтиллятора. Электроны отдачи, т.е. электроны, получившие импульс от γ -кванта, создают сцинтилляционные вспышки и соответствующие им электрические импульсы. Одна-

ко, в отличие от фотоэффекта, импульсы распределены непрерывно по многим каналам, поскольку комptonовские γ -кванты рассеиваются в сцинтиляторе под разными углами и, следовательно, передают электронам отдачи различную энергию, от нуля (при $\varphi=0^\circ$) до некоторого предельного максимального значения T_e^{\max} (при $\varphi=180^\circ$). Получим эту величину, воспользовавшись формулой (4.7)

$$T_e^{\max} \approx 2 \frac{hc}{\lambda_0} \frac{\Lambda}{\lambda_0}. \quad (4.8)$$

Поскольку в данном опыте $\Lambda \ll \lambda_0$, то и T_e^{\max} меньше энергии падающего γ -кванта. Таким образом, спектр электронов отдачи должен обрываться после T_e^{\max} , что и наблюдается в виде минимума перед пиком полного поглощения.

На рис.4.6 представлена фотография экспериментальной установки, а на рис. 4.7 – фотография её внутренней части.



Рис.4.6. Внешний вид установки «Эффект Комптона»

Под прозрачной крышкой видны основные узлы установки:

1. Модель источника γ -квантов. На боковой поверхности его имеется светодиод, фиксирующий выведение ампулы с радиоактивным веществом на уровень коллимационного отверстия свинцового контейнера. «Включение» модели источника осуществляется кнопкой «источник» на передней панели корпуса прибора.

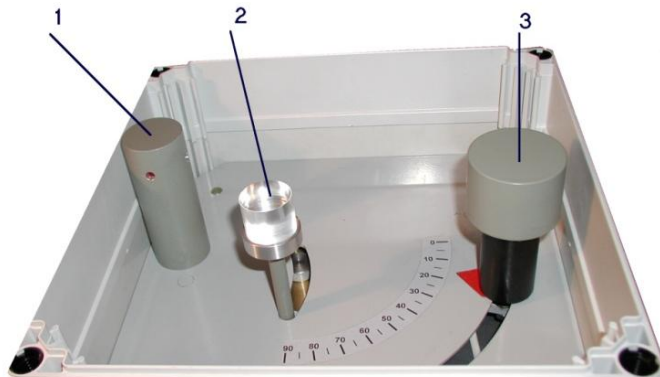


Рис.4.7. Расположение основных узлов внутри установки “Эффект Комптона”: 1 – контейнер с радиоактивным изотопом, 2 – рассеиватель, 3 – детектор – сцинтилляционный спектрометр

2. Рассеиватель установлен на подвижной подставке. Рычажком его можно убрать из-под пучка γ -квантов.

3. Модель детектора γ -квантов имитирует сцинтилляционный γ -спектрометр. Кнопками на передней панели детектора можно передвигать, обеспечивая измерения под углами от 0° до 90° . «Включение» детектора производится кнопкой «ФЭУ» на передней панели корпуса прибора.

4.2.2. Компьютерно-программная часть

Важной частью экспериментальной установки является компьютер с установленной на нем управляющей программой.

Описание экрана.

Путеводитель по программе представлен в табл.4.1.

Таблица 4.1

Путеводитель по программе

| | Методическое руководство распечатать? | Да/ Нет |
|------------------|---------------------------------------|----------------------------------|
| Вход в программу | Эксперимент | Данные пользователя |
| | | Калибровка спектрометра |
| | | Набор спектров для $\varphi > 0$ |
| | | Обработка спектров |
| | Выход | |

На рабочем столе Windows либо в одной из папок имеется значок «Эффект Комптона» – вход в программу.

Нас интересует пункт «Эксперимент», наведем на него курсор и нажмём левую клавишу мыши. Появится оглавление, соответствующее содержанию этого пункта.

Сначала необходимо ввести данные пользователя, который и будет распоряжаться всеми результатами проведённых экспериментов и расчётов.

В верхней инструментальной строке расположены значки различных процедур с всплывающими окнами пояснения (табл.4.2).

Таблица 4.2

Значки в инструментальной строке

| Значок | Пояснения | Значок | Пояснения |
|---|--|---|---|
|  | Переход в список разделов |  | Сохранить спектр на диске |
|  | Открыть сохранённый спектр |  | Записать спектр источника |
|  | Занести результаты в таблицу |  | Калибровка спектрометра |
|  | Записать спектр рассеянных гамма-квантов |  | Построение графика |
|  | Ввести в программу результаты расчётов |  | Вернуться к проведению эксперимента, вводу данных |
|  | Распечатка результатов работы |  | Вызов контекстно-зависимой справки |

В нижней части экрана имеется информационная строка, которая представляет краткую информацию на данный момент времени.

Левая часть экрана содержит окна, информирующие пользователя о состоянии прибора и основного параметра – угла рассеяния.

Над правой частью экрана (рис.4.8) имеются указатели переключения режима работы: «Схема опыта», «Набор спектра», «Таблица». В окне набора спектра по оси абсцисс отложены номера «каналов», после калибровки – величина энергии γ -квантов в кэВ. По оси ординат – число γ -квантов, попавших в детектор. Внизу, под окном спектра, имеются три информационных окна: левое показывает суммарное по всем каналам число гамма-квантов, попавших в детектор; в среднем окне показан либо номер канала, либо энергия γ -квантов в

канале на который наведен курсор. Правое окно – число квантов в этом канале, либо, если протяжкой курсора выделена часть спектра, то будет указано число квантов в этой части спектра.

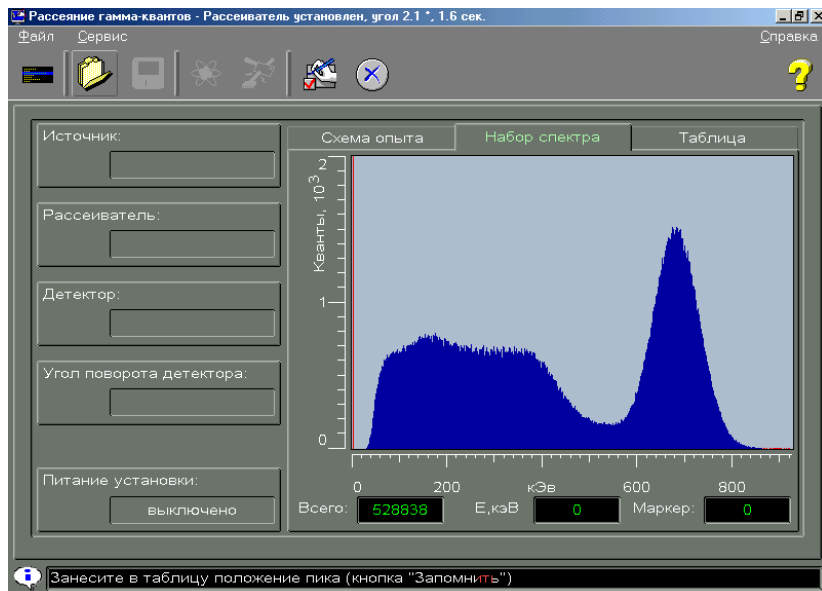


Рис.4.8. Вид экрана с набранным спектром

4.3. Методические указания по работе со спектрометром

4.3.1. Калибровка спектрометра

Калибровку проводят для прямого пучка, т.е. когда рассеиватель выведен из-под пучка, а детектор находится под углом 0° прямо перед коллимационным отверстием источника. Сняв спектр в этом положении, определяют номер канала соответствующего максимуму пика полного поглощения. Пик полного поглощения соответствует энергии фотона 662 кЭВ.

Определив номер канала n_k , находят калибровочный коэффициент

$$K = \frac{662}{n_k}, \text{ кЭВ}. \quad (4.9)$$

Величину калибровочного коэффициента вводят в диалоговое окно и нажимают кнопку «ОК», после чего спектр представлен в единицах кЭВ (по оси абсцисс).

4.3.2. Определение времени экспозиции

Относительная погрешность определения интенсивности излучения $\delta I = \Delta I / I$, связанная со случайным характером радиоактивного распада, равна

$$\delta I = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{I \times t}}, \quad (4.10)$$

где N – число γ -квантов, зарегистрированных за время t . Чем больше будет зарегистрированных γ -квантов, тем лучше будет проработана гистограмма спектра и с большей точностью определено положение пика полного поглощения. Желательное значение относительной статистической погрешности δI обычно задаётся экспериментатором при планировании эксперимента.

Поскольку интерес представляет качество всего спектра, то за N будем принимать, число квантов N_0 , просуммированное по всем каналам, т.е. показание в левом нижнем окне.

Интенсивность $I_0 = N_0 / t_0$ (число фотонов, зарегистрированных детектором в единицу времени) существенно уменьшается при увеличении угла рассеяния. Поэтому для сохранения заданной точности при больших углах рассеяния необходимо увеличивать время экспозиции.

Рассмотрим конкретный пример. Допустим, относительная погрешность не должна превышать 1%, т.е. $\delta I = 0,01$. Установим детектор, к примеру, под углом 20° и произведем набор спектра за 10 сек и определим грубо интенсивность $I_0 = N_0 / t_0$. Получив, предположим, 1000 фотонов в сумме по каналам, определим интенсивность $I_0 = 1000 / 10 \text{ с} = 100 \text{ (1/с)}$. Используя полученную оценку интенсивности, по формуле (4.10) определяем требуемое время экспозиции:

$$t = \frac{1}{(\delta I)^2 I_0} = \frac{1}{0,0001 \cdot 100} = 100 \text{ с}. \quad (4.11)$$

В диалоговое окно пункта «Набор спектра» вносим полученную величину t . При планировании эксперимента следует рассчитать указанным образом время экспозиции для каждого угла рассеяния исходя из заранее заданной величины погрешности.

Суммарное число квантов в выделенной области спектра, например под пиком, определяется следующим образом: установите курсор на левое крыло и протяните мышь (с нажатой левой клавишей) до правого крыла пика. В окне «Маркер» появится число квантов в выделенной области.

4.3.3. Запись спектров рассеянных гамма-квантов

При записи спектров гамма-квантов производятся следующие действия.

При помощи боковой рукоятки с характерным щелчком в конце переключения введите рассеиватель под пучок. После этого кнопками «Поворот детектора» установите детектор под нужным углом. Установка производится при **выключенном** детекторе.

На шкале инструментов нажмите кнопку «Регистрация» и в диалоговое окно введите время экспозиции t или суммарное число квантов N и нажмите кнопку «ОК». Измерьте положение пика полного поглощения, установив курсор на середину пика, сохраните спектр и внесите данные в таблицу.

Вернитесь в закладку «Схема опыта», установите новый угол и повторите всю процедуру.

4.4. Порядок проведения эксперимента

4.4.1. Подготовка прибора к работе

Для подготовки прибора к работе необходимо:

- 1) включить прибор (кнопка в правом нижнем углу). При этом детектор производит автоматическую установку на ноль;
- 2) включить компьютер;
- 3) на рабочем столе найти папку «Эффект Комптона» и открыть её;
- 4) выбрать «Эксперимент» и вписать свои данные в окно запроса;
- 5) войти в «Меню».

4.4.2. Калибровка спектрометра

Для калибровки спектрометра:

- 1) установить детектор под прямой пучок;
- 2) убрать из-под пучка рассеиватель;
- 3) включить детектор;
- 4) включить источник;
- 5) нажать на кнопку «Регистрация»;
- 6) поскольку интенсивность под прямым пучком большая, набор спектра можно провести с временем экспозиции $t = 10$ с;
- 7) ввести в диалоговое окно калибровочный коэффициент, измерив предварительно положение максимума пика полного поглощения, (см. формулу (4.9));
- 8) провести калибровку спектрометра, нажав на кнопку «Калибровать» в панели инструментов;

9) сохранить спектр.

4.4.3. Набор спектров рассеянных γ -квантов

1. Набор спектров рассеянных γ -квантов проводится под углами: $\varphi = 10^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 90^\circ$. **Внимание!** Выходить за пределы 0° и 90° не рекомендуется.

2. Для каждого из углов рассчитайте время экспозиции исходя из требования: $\Delta I \approx 0,4\%$. С этой целью для каждого угла произведите оценку интенсивности I_0 (с временем набора $t_0 = 10$ с). Определите суммарное число N_0 γ -квантов в спектре. Затем по формуле (4.10) рассчитайте время экспозиции t .

3. Произвести набор спектров с полученным временем экспозиции t , вводя значения t в диалоговое окно, и сохраните спектры. Затем наведите курсор на середину пика полного поглощения и определите энергию E'_γ рассеянного гамма-кванта. Нажмите кнопку «В таблицу» в панели инструментов.

4. Для угла $\varphi = 180^\circ$ уберите рассеиватель, установите детектор под прямой пучок, наведите маркер на пик С (обратное рассеяние – см. рис.4.5) и занесите значение энергии в таблицу, нажав на кнопку «Пик обратного рассеяния» в панели инструментов.

5. Войдите в меню и перейдите к пункту «Обработка спектров».

6. Спектры, полученные под углами 10° и 90° , распечатайте.

4.4.4. Обработка спектров

Обработка спектров ведётся вручную на микрокалькуляторе. В диалоговые окна вводятся:

λ_0 – соответствующее значению энергии $E_\gamma = hc/\lambda_0 = 662$ кэВ;


A – комптоновская длина волны электрона.

После этого, выделяя поочерёдно в таблице строки для углов рассеяния φ и используя полученные значения энергии рассеянных гамма-квантов E'_γ , рассчитайте величины:

1) длину волны $\lambda' = hc/E'_\gamma$ рассеянных γ -квантов (в ангстремах);

2) комптоновское смещение $(\lambda' - \lambda_0)$ – экспериментальное значение (в ангстремах);

3) комптоновское смещение $(\lambda' - \lambda_0)$ – теоретическое значение (по формуле (4.6)), (в ангстремах).

Метод расчёта подробно описывается в «Помощи» .

Расчёт проведите только для первых трёх значений углов $\varphi = 10^\circ, 20^\circ, 40^\circ$. Для остальных углов результаты вычисляются автоматически,

поэтому переходить к построению графика $(\lambda' - \lambda_0) = f(\varphi)$ следует после расчёта для трёх указанных значений углов.

4. Построение графика производится при нажатии соответствующей кнопки.

4.5. Контрольные вопросы

1. Докажите, что в опыте Комптона проявляются корпускулярные свойства электромагнитного излучения.

2. Выполняются ли законы сохранения энергии и импульса при рассеянии фотона на электроне?

3. Дайте определение комптоновской длины волны.

4. Когда в спектре рассеяния присутствует как смещённая, так и несмещённая линии?

5. От чего зависит интенсивность комптоновского рассеяния?

6. Можно ли наблюдать эффект Комптона на ядрах атомов?

7. Можно ли наблюдать эффект Комптона при рассеянии фотонов видимого света?

Список литературы

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. 5. Атомная и ядерная физика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. С. 26-34.

2. *Шпольский Э.В.* Атомная физика. Т.1. Введение в атомную физику. М.: Наука, 1984. С. 382-394.

3. Учебный лабораторный комплекс «Эффект Комптона». Описание и методические указания. М.: НИИ ЯФ МГУ, 2007. 16 с.

5. ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА

Цель работы: ознакомление с постулатами Бора и их экспериментальным подтверждением. Определение резонансного потенциала атома ртути.

5.1. Постулаты Бора

Общее представление о структуре атома дала планетарная модель Резерфорда. В этой модели электроны движутся вокруг ядра по орбитам аналогично движению планет в солнечной системе. Центробежные силы, действующие как на электроны, так и на планеты, обратно пропорциональны квадратам радиусов их орбит.

Однако планетарная модель не даёт объяснения ни устойчивости атома, ни структуре атомных спектров. В этой модели электрон движется по круговой орбите с центростремительным ускорением. Согласно классической электродинамике заряд, движущийся с ускорением, должен излучать электромагнитные волны. Процесс излучения должен приводить к непрерывной потере энергии атомом.

Нильс Бор показал, что для объяснения устойчивости атома и дискретности атомных спектров в модель атома необходимо ввести два условия:

1. Атом может находиться только в некоторых избранных состояниях, характеризующихся определёнными дискретными значениями внутренней энергии E_1, E_2, \dots, E_n . В этих состояниях атом не излучает энергию. Состояния, в которых может находиться атом, не излучая энергию, называют *стационарными состояниями*.

2. Излучение испускается или поглощается в виде кванта энергии при переходе атома из одного стационарного состояния в другое. Величина кванта энергии равна разности энергий этих состояний.

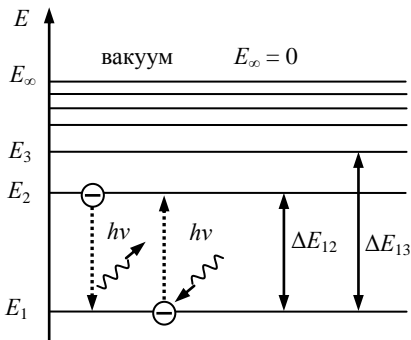


Рис.5.1. Схема излучательных переходов в атоме

Переходы, при которых излучается или поглощается квант энергии электромагнитной волны (света), называют излучательными переходами (рис.5.1).

Если E_2 – начальное состояние атома, E_1 – конечное, то происходит излучение кванта $h\nu = E_2 - E_1$.

Если E_1 – начальное состояние атома, E_2 – конечное, то происходит поглощение кванта $h\nu$.

Возможны и безызлучательные переходы, происходящие при столкновениях атомов или при столкновении атома с электроном. При низкой (комнатной) температуре подавляющее большинство атомов находится в *основном состоянии* – на уровне E_1 . Все остальные состояния – E_2, E_3 и т.д. называются *возбуждёнными*. Уровень E_∞ соответствует значению внутренней энергии, равной нулю, начиная с него электрон теряет связь с ядром и становится свободным.

5.2. Схема опыта Франка и Герца

Существование дискретных энергетических уровней атома было экспериментально подтверждено Джеймсом Франком и Густавом Герцем (1914 г.). Идея эксперимента состояла в том, чтобы, обстреливая атомы паров ртути электронами с различной энергией, следить за энергетическими потерями этих электронов.

В эксперименте используется трёхэлектродная вакуумная лампа – триод (рис.5.2). Катод лампы – нагреваемая электрическим током вольфрамовая проволока. Катод расположен вдоль оси цилиндрического анода. Между катодом и анодом находится сетка – спираль из никелевой проволоки. Вся конструкция помещена в стеклянный баллон, из которого откачан воздух.

К катоду, сетке и аноду подключены источники регулируемых напряжений: ускоряющего U_y и задерживающего U_3 .

Источником электронов служит нагретый катод. Электроны ускоряются электрическим полем между катодом и сеткой и получают кинетическую энергию

$$T_e = eU_y .$$

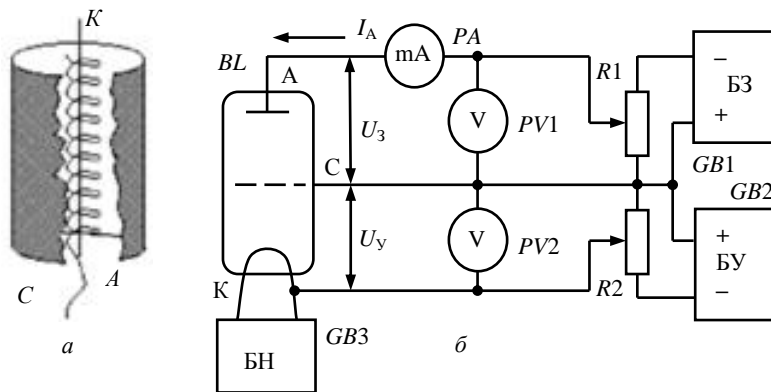


Рис.5.2. Триод: *а* – устройство, *б* – принципиальная схема измерения вольт-амперных характеристик триода, заполненного парами ртути

Часть электронов попадает на сетку, часть пролетает между проволочками сетки, достигает анода и создаёт ток анода I_A .

В опыте Франка и Герца объём лампы заполняется парами ртути с давлением в несколько миллиметров ртутного столба. В пространстве между катодом и сеткой электроны сталкиваются с атомами ртути. При столкновении они могут передавать атомам часть своей энергии и приводить их в возбуждённое состояние.

Если энергетические уровни атома дискретны, как утверждают постулаты Бора, то атомы могут принимать энергию только порциями:

$$\Delta E_{12} = E_2 - E_1,$$

$$\Delta E_{13} = E_3 - E_1,$$

.....

где E_1 – внутренняя энергия атома в основном, невозбуждённом состоянии; E_2, E_3 – внутренние энергии атома в возбуждённых состояниях: $E_3 > E_2 > E_1$.

До тех пор, пока кинетическая энергия электрона меньше ΔE_{12} , соударения между электроном и атомом носят упругий характер (точка a на рис.5.3). При соударении кинетическая энергия электрона практически не изменяется, поскольку масса электрона много меньше (в 10^4 раз) массы атома. Хотя при каждом столкновении электрон изменяет направление движения, в среднем электронный поток направлен вдоль электрического поля.

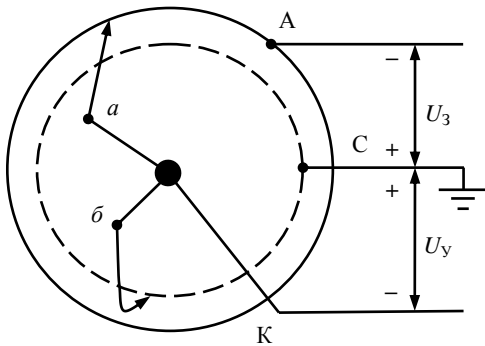


Рис.5.3. Упругое a и неупругое b столкновения электрона с атомом ртути

Между сеткой и анодом создано слабое задерживающее поле с разностью потенциалов U_3 около 1 В. Поскольку $U_y > U_3$, пролетевшие сквозь сетку электроны преодолевают это поле и попадают на анод.

С увеличением напряжения между сеткой и катодом поток электронов с катода возрастает и миллиамперметр PA (рис.5.2) показывает увеличение тока анода I_A (рис.5.4, участок a на вольт-амперной характеристике).

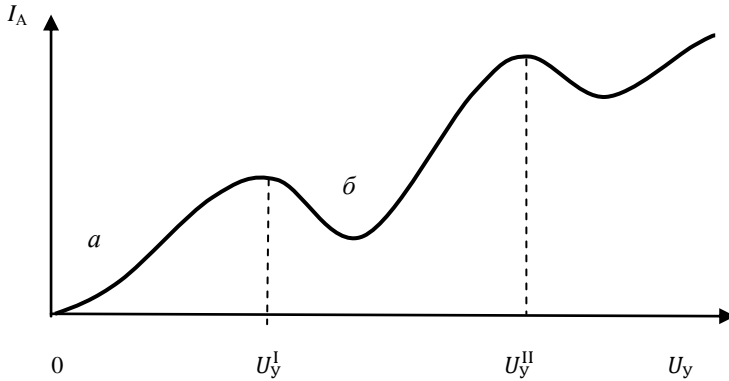


Рис.5.4. Зависимость тока анода от ускоряющего напряжения U_y

Если энергия электронов eU_y достигает значения ΔE_{12} , соударения становятся неупругими – электроны при столкновении передают атомам энергию ΔE_{12} и продолжают двигаться с меньшей энергией

$$T_e = eU_y - \Delta E_{12}.$$

После неупругого столкновения (точка *б* на рис.5.3) энергия электрона может оказаться недостаточной, чтобы преодолеть задерживающее поле $T_e < eU_3$ и попасть на анод. Задерживающее напряжение играет роль селектора электронов, направляя медленные электроны на сетку. Миллиамперметр *PA* (рис.5.2) зафиксирует уменьшение тока анода (рис.5.4, участок *б* на вольт-амперной характеристике).

Напряжение $U_y^I = 4,9$ В, соответствующее максимуму на вольт-амперной характеристике, называется *первым потенциалом возбуждения атомов ртути* или *резонансным потенциалом*. Электроны с энергией $eU \geq 4,9$ эВ при столкновении вызывают переход атома ртути с нижнего E_1 на первый возбужденный уровень E_2 :

$$\Delta E_{12} = E_2 - E_1 = 4,9 \text{ эВ}.$$

При напряжении $U_y \approx 4,9$ В электрон достигает необходимой энергии $eU = \Delta E_{12}$ вблизи поверхности сетки. На рис.5.5,*а* область неупругих столкновений заштрихована.

Если теперь немного увеличить ускоряющее поле, то электроны наберут энергию быстрее и область неупругих столкновений сдвинется ближе к катоду. Электроны, испытавшие неупругое столкновение, почти полностью отдадут свою энергию, но, оставаясь в ускоряющем поле, опять начнут набирать её, упруго сталкиваясь с атомами газа, поскольку для последующего второго неупругого столкновения им ещё не хватает энергии. Наконец, при перемещении области неупругих

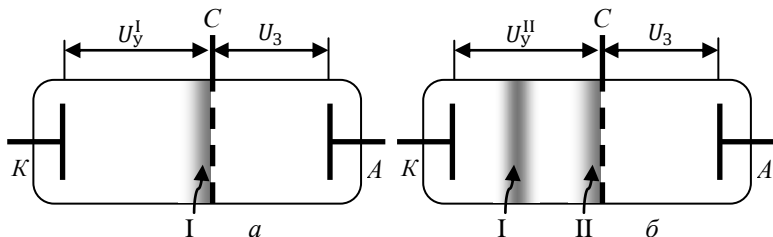


Рис.5.5. Области неупругих столкновений электронов с атомами ртути: a – область I при $eU_y^I = \Delta E_{12}$; b – области I и II при $eU_y^{II} = 2\Delta E_{12}$

столкновений примерно на середину расстояния катод-сетка (область I на рис.5.5, b), оставшегося пути до сетки будет достаточно, чтобы электроны могли набрать энергию для нового неупругого столкновения в области II и, испытав его, попасть на сетку. Появление на графике второго максимума и минимума тока анода соответствуют состоянию, когда напряжение на сетке U_y^{II} вдвое превышает U_y^I . В анодной цепи появится второй максимум и минимум, напряжение на сетке U_y^{II} вдвое превышает U_y^I . Если теперь измерить расстояние между максимумами (рис.5.4), то оно окажется равным $e(U_y^{II} - U_y^I) = \Delta E_{12}$. Это указывает на то, что в обоих случаях происходит передача энергии на возбуждение одного и того же уровня E_2 .

Возбуждение более высоколежащих уровней при данных условиях эксперимента практически не происходит. Это связано с тем, что частота столкновений электрона с атомами газа велика и, как только электрон наберёт равную или немного превышающую энергию перехода атома на первый возбуждённый уровень ΔE_{12} , он, с большой степенью вероятности, отдаст её атому.

Следует отметить, что разность потенциалов $U_{СК}$ в вакуумном промежутке сетка-катод меньше величины напряжения U_y , которое показывает вольтметр $PV2$, подключенный во внешней цепи к выводам сетки и катода (рис.5.2). Дело в том, что катод (вольфрамовая проволока, покрытая слоем окиси бария) и сетка (никелевая проволока) сделаны из разных материалов. При их электрическом контакте, а они обе подсоединены к внешней электрической цепи, между ними возникает *контактная разность потенциалов* $U_{конт}$, равная разности работ выхода электронов из этих веществ:

$$U_{конт} = A_{вых}(Ni) - A_{вых}(BaO),$$

где $A_{вых}(Ni) = 4,5$ эВ, $A_{вых}(BaO) = 1,1$ эВ.

$$U_y = U_{СК} + U_{конт}.$$

Поэтому измерение потенциала возбуждения ртути $U_{рез}$ следует производить по разности $U_{рез} = U_y^{II} - U_y^I$.

Итак, при энергии электрона $T_{\text{кин}} \geq 4,9$ эВ происходит неупругий удар с передачей энергии электрона во внутреннюю энергию атома ртути. Согласно постулатам Бора, обратный переход в основное состояние должен сопровождаться излучением кванта такой же энергии. Действительно, в УФ области спектра наблюдается излучение паров ртути с длиной волны $\lambda = 253,6$ нм. Энергия кванта этого излучения

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \cdot 3,0 \cdot 10^8}{253,6 \cdot 10^{-9} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}} = 4,9 \text{ эВ.}$$

Таким образом, опыт, проведённый Франком и Герцем, подтвердил правильность постулатов Бора.

5.3. Учебный лабораторный комплекс «Опыт Франка и Герца»

Учебный лабораторный комплекс «Опыт Франка и Герца» представляет собой действующую модель, полностью соответствующую своему лабораторному прототипу. Он состоит из приборного блока и персонального компьютера. Компьютер управляет приборным блоком, выводит на экран вольт-амперные характеристики в динамическом режиме, производит запись результатов эксперимента, предлагает пользователю математический инструмент для обработки данных и методический аппарат для выявления физических закономерностей, полученных в результате эксперимента.

5.3.1. Приборная часть

Приборный блок лабораторного комплекса содержит трёхэлектродную лампу и модуль управления (рис.5.6). Модуль управления представляет собой систему связи с компьютером и управления работой трёхэлектродной лампы. Трёхэлектродная лампа находится внутри приборного блока и приближена к передней прозрачной панели, что



Рис.5.6. Приборный блок установки «Опыт Франка и Герца»

позволяет наблюдать за её работой. На этой же панели имеются: кнопка включения питания прибора и кнопки управления температурой колбы лампы. Температурный режим нагрева колбы лампы задаётся тремя значениями $t=20^{\circ}\text{C}$, 80°C и 150°C и индицируется светодиодами на верхней панели корпуса прибора.

На верхней панели корпуса прибора расположены:

1) электрическая схема установки и кнопки включения источников питания:

БН

– источника питания накала лампы;

БУ

– источника ускоряющего напряжения (катод-сетка);

БЗ

– источника напряжения задержки (сетка-анод);

2) кнопки управления V_y и V_z , изменяющие напряжения катод-сетка U_y и сетка-анод U_z ;

3) индикатор: в верхней строке индикатора отображается величина анодного тока, в нижней строке – U_y и U_z соответственно.

5.3.2. Компьютерно-программная часть

Компьютер управляет установкой и содержит базу данных эксперимента. Работа начинается с включения компьютера.

На рабочем столе Windows либо в одной из папок имеется значок «Опыт Франка и Герца» – вход в программу. Войдя в неё, пользователь может выбрать любой пункт меню. Поскольку нас интересует пункт «Эксперимент», наведем на него курсор и нажмем «Enter» или дважды левую клавишу мыши. Откроется программа и появится оглавление, соответствующее содержанию этого пункта.

Сначала необходимо ввести данные пользователя, который и будет распоряжаться всеми результатами проведённых экспериментов и расчётов.

Включить питание прибора. После этого можно перейти в раздел «Настройка вольт-амперной характеристики» или «Запись вольт-амперной характеристики».










Описание экрана

В верхней строке (в панели инструментов) расположены значки различных процедур (табл.5.1), выполняемых на текущем экране.

В нижней части экрана находится информационная строка. Следует постоянно следить за поступающей информацией.

Таблица 5.1

Список инструментов

| Значок | Пояснения |
|---|--|
|  | Вход в оглавление текущего раздела программы |
|  | Установка параметров и начало записи вольт-амперной характеристики |
|  | Сохранение записанной характеристики |
|  | Открыть один файл в окне |
|  | Открыть второй файл в окне |
|  | Печать |
|  | Возврат в предыдущее окно программы |
|  | Контекстно-зависимая справка |
|  | Настройка параметров вывода на экран сохранённых характеристик. |

5.4. Проведение эксперимента

5.4.1. Настройка вольт-амперных характеристик

В левой части экрана выводится информация о состоянии установки: напряжения, ток, температура колбы лампы $t^{\circ}\text{C}$, состояние соединяющих кабелей. Если одно из окон тёмное, это означает отсутствие соединения в соответствующей электрической цепи.

Нажимая кнопки на приборном блоке, можно установить необходимые значения напряжения в вольтах, измеряемые вольтметрами U_1 и U_3 , при этом миллиамперметр покажет ток в анодной цепи.

В правой части экрана расположено осциллографическое окно для наблюдения вольт-амперных характеристик лампы. В окнах «V,B» и «I,MA» показаны значения ускоряющего напряжения и тока в точке пересечения курсора с вольт-амперной характеристикой.

5.4.2. Запись вольт-амперных характеристик

Анодной характеристикой лампы в установке является зависимость анодного тока лампы от ускоряющего напряжения сетка-катод.

Величина ускоряющего напряжения U_y определяется по показаниям вольтметра V_y .

Вид анодной характеристики зависит от длины свободного пробега электронов в лампе. Если длина свободного пробега больше расстояния катод-анод (или катод-сетка), то электроны долетают до анода практически без столкновений с атомами ртути (в лампе – вакуум).

Длину свободного пробега электронов можно рассчитать по формуле

$$l = \frac{1}{n\sigma},$$

где n – концентрация атомов Hg, а σ – поперечное сечение для атомов Hg при столкновении с электронами (величина сечения зависит от энергии налетающих электронов и при $T_{\text{кин}} = 5$ эВ, $\sigma \approx 1,5 \times 10^{-16}$ см²).

Концентрацию паров ртути n , м⁻³ можно найти, пользуясь формулой

$$P = nkT,$$

где P – давление паров ртути, н/м², $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град – постоянная Больцмана, T – температура в градусах Кельвина.

В баллоне лампы имеется капелька ртути. Давление P насыщенных паров ртути в мм рт. ст. в зависимости от температуры t в градусах Цельсия приведено в табл.5.2.

Таблица 5.2

Давление насыщенных паров ртути в мм рт.ст. в зависимости от температуры

| 20°C | 50°C | 80°C | 150°C |
|-------|------|------|-------|
| 0,001 | 0,01 | 0,09 | 2,8 |

Миллиметр ртутного столба, мм рт. ст. – внесистемная единица измерения давления, равная 133,3 Па; иногда ее называют «торр» в честь Торричелли.

Если температура невысокая, например $t=20^\circ\text{C}$, то давление паров мало и средняя длина свободного пробега l может значительно превышать размеры лампы. В этих условиях в лампе столкновений нет, и анодная характеристика соответствует вакуумному триоду. На рис.5.7 изображена эта характеристика.

С ростом температуры лампы на анодной характеристике появляются максимумы и минимумы (см. рис.5.8). При температуре $t=150^\circ\text{C}$ минимумы становятся значительно глубже, указывая на то, что при высокой плотности пара неупругие столкновения играют основную роль.

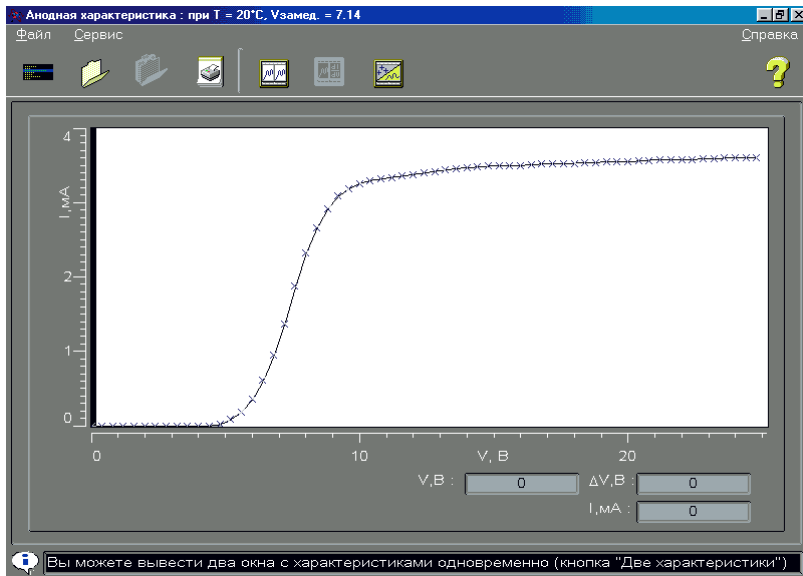


Рис.5.7. Анодная характеристика холодной (20°C) ртутной лампы

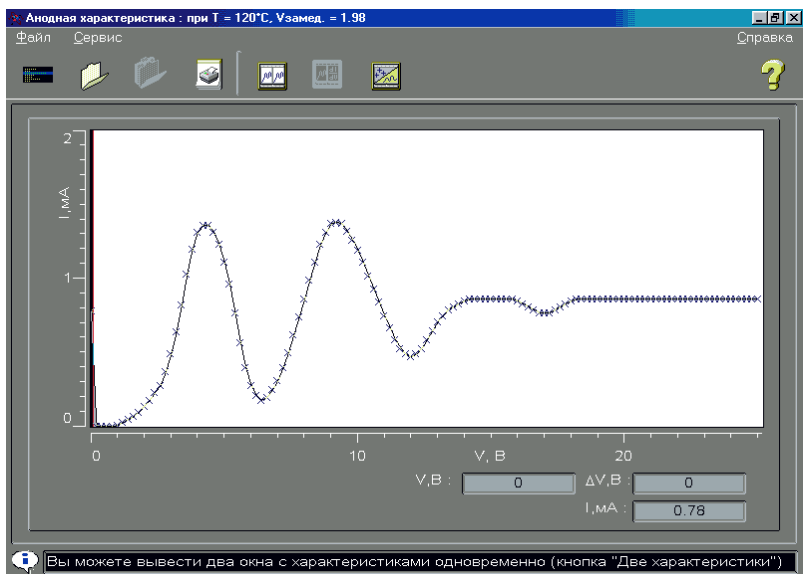


Рис.5.8. Анодная характеристика нагретой ртутной лампы при $t=150^{\circ}\text{C}$

Для получения анодной характеристики (рис.5.8) нужно установить задерживающее напряжение $U_3=V_3=1$ или 2 вольта. Роль задерживающего напряжения состоит в том, чтобы электроны, потерявшие энергию после столкновений, не попадали на анод.

Для снятия анодной характеристики следует:

- 1) установить требуемую температуру;
- 2) установить значение задерживающего напряжения;



3) в панели инструментов нажать кнопку «Запись». В диалоговом окне установить требуемый шаг развёртки и приступить к снятию характеристики. Кнопка «Стоп» останавливает запись и выводит на экран кривую до точки остановки;



4) полученную характеристику следует сохранить на диске. Кнопка «Сохранить» открывает окно для сохранения характеристики в файле. Пользователь должен каждому файлу присвоить определённое имя.

5.4.3. Обработка результатов эксперимента

Инструментальные значки дают возможность:



- 1) загрузить записанную ранее характеристику;



2) настроить параметры вывода на экран записанных характеристик: отобразить одновременно для сравнения две характеристики (в двух разных окнах), указать, как изображать экспериментальные данные;



3) открыть другую характеристику во втором (правом) окне;

4) протяжкой курсора (черной вертикальной полосы) можно выделить интересующую область, получив в окне внизу « $\Delta V, В$ » её ширину в вольтах;



- 5) произвести распечатку результатов.

5.4.4. Бескомпьютерный вариант проведения эксперимента

При отсутствии компьютера предусмотрена возможность снятия информации с индикатора, расположенного на верхней панели

приборного блока. В верхней строке индикатора регистрируется анодный ток I_A , в нижней строке – ускоряющее напряжение U_y и напряжение задержки U_3 .

В отличие от компьютерного варианта анодная характеристика снимается по точкам: сначала устанавливаются значения температуры $t^\circ\text{C}$ и напряжения задержки U_3 , потом снимаются значения анодного тока I_A для ряда значений U_y .

По полученным данным строятся графики и определяется резонансный потенциал $U_{\text{рез}}$.

5.5. Порядок проведения эксперимента

1. Рассчитать среднюю длину свободного пробега электронов при температуре насыщенных паров ртути $t=20^\circ\text{C}$, $t=80^\circ\text{C}$ и $t=150^\circ\text{C}$.

2. Установить температуру ртутной лампы $t\approx 20^\circ\text{C}$.

3. Снять анодную характеристику $I_A(U_y)$ (см. п.5.4.2) лампы при трёх различных значениях напряжения U_3 задерживающего поля $U_3 = 0$, $U_3 = 1$ В и $U_3 = 2$ В.

4. Установить температуру ртутной лампы $t\approx 80^\circ\text{C}$.

5. Снять анодную характеристику $I_A(U_y)$ лампы при напряжении задержки 1 и 2 вольта. Определить резонансный потенциал $U_{\text{рез}}$ и энергию $\Delta E_{12} = eU_{\text{рез}}$ возбуждения атома Hg.

6. Установить температуру ртутной лампы $t\approx 150^\circ\text{C}$.

7. Снять анодную характеристику $I_A(U_y)$ лампы при напряжении задержки 1 и 2 вольта. Определить резонансный потенциал $U_{\text{рез}}$ и энергию $eU_{\text{рез}} = \Delta E_{12}$ возбуждения атома Hg.

8. Сравнить полученные значения резонансного потенциала атома ртути со значением, известным из литературы.

5.6. Контрольные вопросы

1. Почему постулаты Бора не следуют из законов классической физики?

2. Что такое потенциал возбуждения атома?

3. Каким путём может быть вызвано возбуждение атомов газа?

4. В чем разница упругого и неупругого соударения электронов с атомами?

5. Для чего в опыте Франка и Герца служит сетка?

6. Объясните ход анодной характеристики в опыте Франка и Герца.

7. Покажите, что первый потенциал возбуждения атома ртути 4,9 В соответствует наиболее интенсивной линии в её спектре (253,7 нм).

8. Как влияет на ход анодной характеристики величина задерживающего потенциала?

9. Как влияет на ход анодной характеристики величина давления паров ртути в лампе?

10. Какой энергетический уровень атома соответствует наиболее сильной связи электрона с ядром?

Список литературы

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. С. 64-85.

2. *Шпольский Э.В.* Атомная физика, Т.1: Введение в атомную физику. М.: Наука, 1984. С. 286-294.

3. Опыт Франка и Герца. Лабораторная работа. М.: НИИ ЯФ МГУ, 2007. 21 с.

6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА К ЕГО МАССЕ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ

Цель работы: ознакомиться со способом измерения удельного заряда электрона методом отклонения электронного пучка в магнитном поле Земли. Найти величину e/m_e из экспериментальных данных.

6.1. Движение электрона в электрическом и магнитном полях

Удельный заряд электрона (отношение заряда электрона к его массе e/m_e) относится к числу фундаментальных физических констант, таких, как скорость света c , постоянная Планка h , и др. Знание e/m_e необходимо для нахождения величины магнетона Бора

$$\mu_B = \frac{\hbar}{2} \cdot \frac{e}{m}$$

– константы, используемой в атомной физике, для расчёта траекторий электронов в ускорителях (циклотронах), для расчёта формы электронных пучков в электровакуумных приборах и решения многих других физических и технических задач.

Измерение величины e/m_e возможно различными методами (методом магнитной фокусировки, методом магнетрона и т.п.). В настоящей работе рассматривается метод, основанный на зависимости траектории движения электрона в электрическом и магнитном полях от его удельного заряда.

Если движущийся электрон находится под действием однородных электрического и магнитного полей, то сила, действующая на электрон, равна:

$$\vec{F} = -e\vec{E} - e[\vec{v}, \vec{B}], \quad (6.1)$$

где v – скорость электрона, E – напряжённость электрического поля, B – индукция магнитного поля. Из формулы видно, что она равна векторной сумме сил, действующих со стороны электрического и магнитного полей.

Пройдя ускоряющую разность потенциалов U , электрон приобретает скорость v , величину которой можно найти из равенства работы электрического поля и кинетической энергии электрона:

$$eU = \frac{m_e v^2}{2}, \quad (6.2)$$

$$v^2 = \frac{e}{m_e} \cdot 2U, \quad (6.3)$$

где $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – величина элементарного заряда, $m_e=9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона.

Рассмотрим движение электрона в однородном магнитном поле. На движущийся электрон действует сила

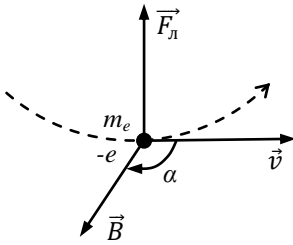


Рис.6.1. Сила Лоренца, действующая на электрон, движущийся в магнитном поле

(центростремительное) ускорение. Модуль скорости при этом не изменяется.

В случае, если вектор скорости электрона направлен перпендикулярно линиям магнитной индукции, то под действием центростремительной силы $F_{\text{Л}}=evB$ электрон будет двигаться по окружности. По второму закону Ньютона

$$m_e \frac{v^2}{r} = evB.$$

Отсюда радиус траектории электрона

$$r = \frac{1}{(e/m_e)} \cdot \frac{v}{B}, \quad (6.6)$$

период обращения

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{1}{(e/m_e)} \cdot \frac{2\pi}{B},$$

круговая частота

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{e}{m_e} \cdot B, \quad (6.7)$$

которую называют Ларморовой или циклотронной частотой. Она используется при расчёте циклотронов – ускорителей заряженных частиц.

Из выражения (6.6) видно, что радиус траектории электрона в однородном магнитном поле обратно пропорционален величине его удельного заряда. Следовательно, зная величину индукции магнитного поля B , скорость электрона v и радиус дуги окружности r , по которой он движется в магнитном поле, легко вычислить его удельный заряд:

$$\frac{e}{m_e} = \frac{v}{rB}. \quad (6.8)$$

$$\vec{F}_{\text{Л}} = -e[\vec{v}, \vec{B}], \quad (6.4)$$

которая называется силой Лоренца. Направление силы Лоренца можно определить по правилу правого винта, с учётом знака заряда электрона (рис. 6.1).

По модулю сила Лоренца равна:

$$F_{\text{Л}}=evB\sin\alpha, \quad (6.5)$$

где α – угол между векторами скорости электрона и индукции магнитного поля.

Как следует из (6.4), сила Лоренца направлена перпендикулярно к скорости электрона и сообщает ему нормальное

Если скорость электрона направлена под углом α к вектору магнитной индукции, то его движение можно представить в виде суперпозиции:

1) равномерного прямолинейного движения вдоль линии магнитной индукции со скоростью $v_{\parallel} = v \cos \alpha$,

2) равномерного движения по окружности со скоростью $v_{\perp} = v \sin \alpha$ в плоскости, перпендикулярной вектору \vec{B} .

Результирующим движением будет движение по спирали, ось которой параллельна линиям магнитной индукции (рис.6.2). Радиус спирали равен:

$$r = \frac{1}{(e/m_e)} \cdot \frac{v_{\perp}}{B} = \frac{1}{(e/m_e)} \cdot \frac{v \sin \alpha}{B}, \quad (6.9)$$

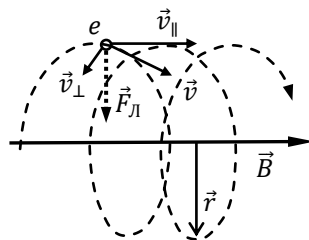


Рис.6.2. Траектория движения электрона в однородном магнитном поле; r – радиус винтовой линии

6.2. Описание экспериментальной установки

6.2.1. Устройство электронно-лучевой трубки

В настоящей работе измерение удельного заряда электрона проводится с помощью электронно-лучевой трубки и использования магнитного поля Земли в качестве отклоняющего магнитного поля.

ЭЛТ представляет собой стеклянный баллон, из которого откачан воздух до высокого вакуума, порядка 10^{-7} мм рт. ст. (рис.6.3). В дальней части трубки находится электронный прожектор, создающий узкий направленный пучок электронов. Передняя стенка трубки выполняет роль экрана Э. Тонкий электронный луч, попадая на люминофор, покрывающий изнутри экран ЭЛТ, создаёт светящуюся точку.

Электронный прожектор ЭЛТ содержит следующие электроды: катод К, модулятор М, изменяющий интенсивность потока электронов, первый анод А1 фокусирующий поток электронов, второй анод А2 ускоряющий поток электронов, В1, В2 – вертикально отклоняющие

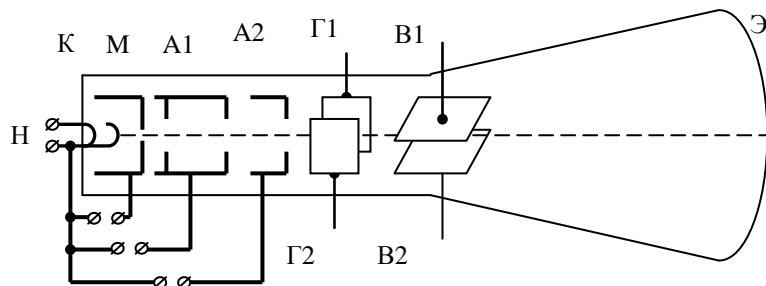


Рис.6.3. Устройство электронно-лучевой трубки

пластины, Г1, Г2 – горизонтально отклоняющие пластины. Модулятор М и аноды А1 и А2 имеют форму полых цилиндров с диафрагмами – отверстиями, ограничивающими ширину потока электронов.

Электрический ток, проходя по нити накала Н, разогревает катод. В результате термоэлектронной эмиссии при температуре около 1000 К катод испускает электроны.

На модулятор подается небольшой отрицательный потенциал относительно катода. Регулируя величину этого потенциала, можно менять интенсивность потока электронов, вылетающих из отверстия модулятора, и следовательно, яркость пятна на экране.

На аноды А1 и А2 подаются положительные потенциалы относительно катода для ускорения электронов и формирования электронного пучка. Начальной скоростью вылета электронов из катода можно пренебречь, и скорость электронов вылетающих из прожектора определяется потенциалом на аноде А2 по отношению к катоду.

После диафрагмы анода А2 пучок электронов проходит между вертикально и горизонтально отклоняющими пластинами и, если между ними нет электрического поля, попадает в центр экрана, образуя на нем светящееся пятно (точку). Фокусировка пятна осуществляется подбором потенциала анода А1.

6.2.2. Конструкция установки

Установка состоит из электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) 8ЛЮ29И с угломером на подставке, универсального источника питания УИП-2, двух вольтметров и компаса.

Электронно-лучевая трубка закреплена на подставке таким образом, что она может вращаться в вертикальной плоскости (рис.6.4). Горизонтальная ось вращения О ЭЛТ располагается перпендикулярно плоскости магнитного меридиана (рис.6.5).

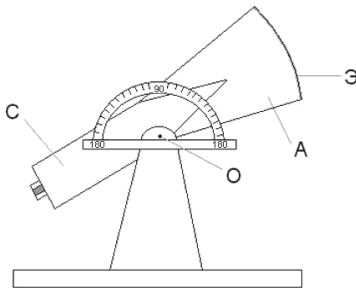


Рис.6.4. Вид экспериментальной установки для измерения величины отношения e/m_e электрона

Плоскостью магнитного меридиана называют плоскость, проходящую через магнитные полюса Земли и выбранную точку на её поверхности (в нашем случае – точку нахождения ЭЛТ).

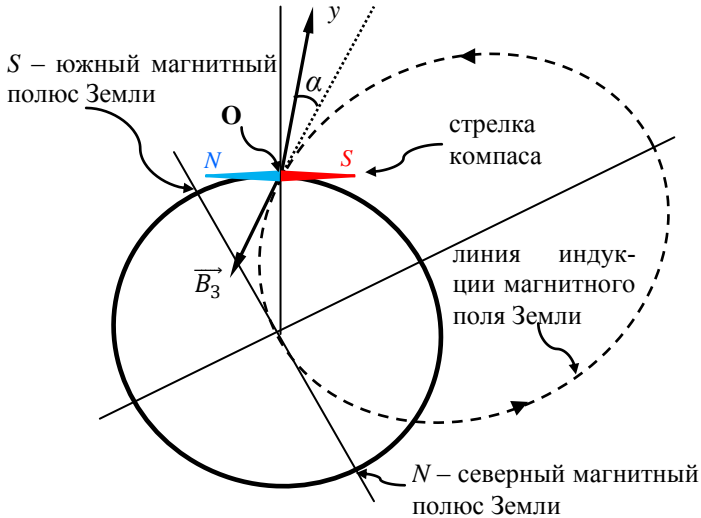


Рис.6.5. Ориентация горизонтальной оси вращения электроно-лучевой трубки. Плоскость чертежа – плоскость магнитного меридиана: α – угол между направлением оси трубки Oy и направлением вектора индукции магнитного поля Земли B_3 . Стрелка компаса ориентирована в плоскости магнитного меридиана

На рис.6.6 показана электрическая схема установки. Напряжения на электроды ЭЛТ подаются от источника питания УИП-2. С помощью вольтметра PV измеряется ускоряющее напряжение между вторым анодом $A2$ и катодом K , а напряжение между первым анодом $A1$ и катодом K – с помощью встроенного в УИП-2 вольтметра. Вертикально и горизонтально отклоняющие пластины соединены вместе и подключены ко второму аноду $A2$. Нить накала H питается от источника переменного напряжения 6,3 В. Электронный пучок на экране \mathcal{E} создает пятно небольших размеров зелёного цвета.

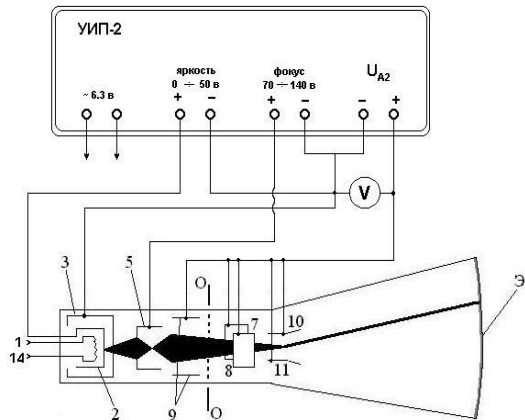


Рис.6.6. Электрическая схема установки

6.2.3. Метод измерения удельного заряда электрона

В настоящей работе отношение заряда электрона к его массе определяется по отклонению пучка электронов в ЭЛТ магнитным полем Земли.

Электроны вылетают из диафрагмы второго анода А2 в сторону экрана Э со скоростью v (6.3), направленной по оси трубки (вдоль оси u на рис.6.7). Если бы не было магнитного поля, пучок электронов создал бы светящуюся точку С в центре экрана Э.

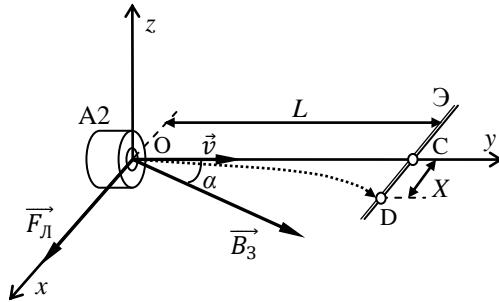


Рис.6.7. Расчёт величины отклонения электронного пучка на экране ЭЛТ

Теперь рассмотрим отклонение пучка электронов в магнитном поле Земли B_3 . Трубка расположена так, что ее ось Oy и вектор индукции магнитного поля B_3 лежат в вертикальной плоскости yz .

Сила Лоренца вызывает искривление траектории электронов, которая пересекает экран в точке D. Наблюдаемое смещение X пучка электронов в магнитном поле Земли много меньше длины трубки, и дуга OD составляет малую часть окружности спиральной траектории электронов. Поэтому изменениями направления силы Лоренца можно пренебречь и считать, что сила Лоренца F_L направлена перпендикулярно к оси трубки на всем промежутке второй анод – экран.

Электроны пролетают расстояние L от второго анода до экрана с постоянной скоростью v :

$$L = vt.$$

За время пролета t пучок электронов смещается в направлении действия силы Лоренца на $X = \frac{at^2}{2}$, где $a = \frac{F_L}{m_e}$. Подставим $t = L/v$ и $F_L = evB_3 \sin \alpha$:

$$X = \frac{1}{2} \cdot \frac{F_L}{m_e} \cdot \frac{L^2}{v^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{evB_3 \sin \alpha}{m_e} \cdot \frac{L^2}{v^2}.$$

Возведя это выражение в квадрат и подставив (6.3)

$$X^2 = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{e}{m_e}\right)^2 \frac{B_3^2 L^4 \sin^2 \alpha}{v^2} = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{e}{m_e}\right)^2 \frac{B_3^2 L^4 \sin^2 \alpha}{2 \left(\frac{e}{m_e}\right) U},$$

получим

$$\frac{e}{m_e} = \frac{8UX^2}{B_3^2 L^4 \sin^2 \alpha}, \quad (6.10)$$

где U – напряжение между вторым анодом и катодом ЭЛТ, L – расстояние от второго анода до экрана, X – величина смещения пятна на экране ЭЛТ, B_3 – индукция магнитного поля Земли; α – угол между электронным пучком (осью ЭЛТ) и направлением вектора индукции магнитного поля Земли.

6.3. Порядок проведения эксперимента

1. Изучите устройство и электрическую схему экспериментальной установки.

2. Включите источник питания УИП-2 и подождите 2÷3 мин, чтобы прогреть катод электронно-лучевой трубки.

3. Отрегулируйте яркость и сфокусируйте луч в точку с помощью регуляторов расположенных на передней панели УИП-2. Запишите установленные значения напряжений на модуляторе U_M и первом аноде U_{A1} относительно катода.

4. Установите ЭЛТ так, чтобы ось её совпадала с направлением вектора индукции магнитного поля Земли.

Для этого с помощью компаса определите направление на северный и южный магнитные полюса Земли. Поверните подставку ЭЛТ так, чтобы ось вращения O ЭЛТ располагалась перпендикулярно вектору индукции \vec{B}_3 магнитного поля Земли и соответственно стрелке компаса. При таком расположении трубки вектор скорости пучка электронов образует угол α с направлением вектора \vec{B}_3 (рис.6.5).

Поверните трубку вокруг оси O (рис. 6.4) так, чтобы зелёное пятно оказалось в центре экрана Э. Это будет наблюдаться, когда электронный пучок будет идти вдоль линии индукции магнитного поля Земли. Запишите деление угломера α_0 против указателя. Это деление будет «нулевым» делением для отсчёта углов поворота трубки.

5. Последовательно отклоните трубку на одинаковые углы от «нулевого» значения угломера α_0 сначала вверх, затем вниз и измерьте по миллиметровой шкале смещения пятна на экране X_1 и X_2 . Определите среднее значение $\langle X \rangle = (|X_1| + |X_2|)/2$. Замеры проведите для углов α равных $\pm 15^\circ$, $\pm 30^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 60^\circ$, $\pm 75^\circ$. Результаты измерений занесите в табл.6.1.

Таблица 6.1

| α , градусы | $\sin\alpha$ | $\sin^2\alpha$ | Отклонение луча | | | | U , В | e/m_e Кл/кг |
|--------------------|--------------|----------------|-----------------|------------|--------------------------|-------------------------|---------|---------------|
| | | | X_1 , мм | X_2 , мм | $\langle X \rangle$, мм | $\langle X \rangle$, м | | |
| | | | 15 | | | | | |
| 30 | | | | | | | | |
| 45 | | | | | | | | |
| 60 | | | | | | | | |
| 75 | | | | | | | | |

6. Рассчитайте для каждого измерения удельный заряд электрона e/m_e по формуле (6.10). Результаты занесите в табл.6.1. При расчётах используйте значения $L = 0,15$ м, $B_3 = 0,72$ Гс = $0,72 \cdot 10^{-4}$ Тл для местоположения города Перми.

7. Вычислите среднее значение $\langle e/m_e \rangle$ удельного заряда электрона.

8. Рассчитайте абсолютную погрешность среднего значения

$$\Delta \left\langle \frac{e}{m_e} \right\rangle = t_n^\alpha \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n [\Delta_i(e/m_e)]^2}{n(n-1)}},$$

где $\Delta_i(e/m_e) = \langle e/m_e \rangle - (e/m_e)_i$ – абсолютная погрешность i -го измерения удельного заряда, t_n – коэффициент Стьюдента, n – число измерений, α – коэффициент надёжности Стьюдента. Можно выбрать α равным 0,8, если преподаватель не укажет его иное значение.

Таблица 6.2

Коэффициенты Стьюдента

| n | t_n^α | | | |
|-----|--------------|--------------|---------------|---------------|
| | $\alpha=0,6$ | $\alpha=0,8$ | $\alpha=0,95$ | $\alpha=0,99$ |
| 2 | 1,4 | 3,1 | 12,7 | 63,7 |
| 3 | 1,1 | 1,9 | 4,3 | 9,9 |
| 4 | 0,98 | 1,6 | 3,2 | 5,8 |
| 5 | 0,94 | 1,5 | 2,8 | 4,6 |
| 6 | 0,92 | 1,5 | 2,61 | 4,0 |
| 7 | 0,91 | 1,4 | 2,4 | 3,7 |
| 8 | 0,90 | 1,4 | 2,4 | 3,5 |
| 9 | 0,89 | 1,4 | 2,3 | 3,4 |
| 10 | 0,88 | 1,4 | 2,3 | 3,3 |

9. Рассчитайте относительную погрешность δ среднего значения

$$\delta = \frac{\Delta\langle e/m_e \rangle}{\langle e/m_e \rangle}.$$

Запишите окончательный результат и сравните его со значением, известным из литературных источников: $e/m_e = 1,759 \cdot 10^{-11}$ Кл/кг.

Попадает ли известное значение e/m_e в доверительный интервал найденного значения e/m_e ? Сравните величину абсолютной погрешности $\Delta\langle e/m_e \rangle$ найденного среднего значения с абсолютной погрешностью известного значения e/m_e . Величину абсолютной погрешности известного значения e/m_e считать равной ± 1 в последней значащей цифре.

6.4. Контрольные вопросы

1. На каком явлении основан используемый метод определения e/m ?
2. По какой траектории будет двигаться электрон в однородном магнитном поле, если его скорость направлена: а) вдоль силовых линий поля? б) перпендикулярно силовым линиям?
3. Как связать измеряемое отклонение электронного пучка с радиусом кривизны траектории электронов?
4. Как определить скорость электронов в магнитном поле?
5. Как устроена электронно-лучевая трубка? Схема включения ЭЛТ в данной работе?
6. Какими должны быть потенциалы отклоняющих пластин трубки в используемом методе?
7. Каким образом можно изменять размер и яркость пятна на экране трубки?
8. Как следует ориентировать электронно-лучевую трубку при измерениях?
9. Как определить направление вектора индукции магнитного поля Земли?
10. В чём заключаются достоинства и недостатки данного метода определения e/m ?

Список литературы

1. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т.3. Электричество. М.: Физматлит, 2006. С. 381-403.

7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА

Цель работы: ознакомиться с методом измерения удельного заряда электрона с помощью магнетрона. Провести измерения удельного заряда и выполнить обработку данных эксперимента.

7.1. Движение электрона в однородных электрическом и магнитном полях

В основе экспериментальных методов определения e/m_e лежат результаты исследования движения электрона в электрических и магнитных полях. Первое определение удельного заряда было произведено в 1897 г. Дж. Томпсоном путём измерения траектории движения электрона в однородных электрическом и магнитном полях. Позднее был разработан ещё ряд методов определения отношения: метод двух конденсаторов, метод фокусировки продольным магнитным полем и ряд других. Настоящая работа посвящена определению удельного заряда электрона с помощью магнетрона.

7.1.1. Движение электрона в однородном электрическом поле

На электрон, находящийся в электрическом поле с напряжённостью E , действует сила Кулона

$$\vec{F}_{\text{Кл}} = -e\vec{E},$$

где $e=1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – величина элементарного заряда. Пролетев расстояние между двумя пластинами конденсатора (рис.7.1), заряженного до разности потенциалов

$$U_0 = \varphi_2 - \varphi_1,$$

электрон приобретает кинетическую энергию

$$W = \frac{mv^2}{2} = (-e\varphi_1) - (-e\varphi_2) = eU_0$$

и скорость

$$v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}. \quad (7.1)$$

Отношение заряда электрона e к его массе m называется удельным зарядом электрона.

Пусть электрон влетает со скоростью v_0 в область пространства, в котором имеется однородное электрическое поле, вектор напряжённости которого \vec{E} перпендикулярен направлению скорости (рис.7.1).

Напишем уравнение второго закона Ньютона

$$m\vec{a} = -e\vec{E} \quad (7.2)$$

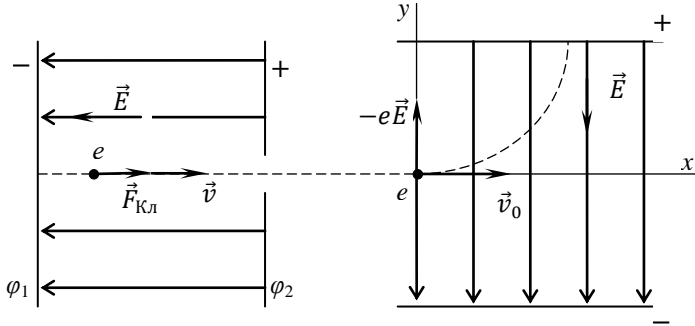


Рис.7.1. Движение электрона в однородных электрических полях

в проекциях на оси координат:

$$\begin{aligned} ma_x &= -eE_x = 0, \\ ma_y &= -eE_y = -eE. \end{aligned} \quad (7.3)$$

В направлении оси x движение электрона равномерное ($a_x=0$):

$$x = v_0 t. \quad (7.4)$$

В направлении оси y – равноускоренное:

$$y = \frac{a_y t^2}{2}. \quad (7.5)$$

Подставляя (7.3) и (7.4) в уравнение (7.5), получим, что траектория движения электрона имеет форму параболы:

$$y = \frac{e}{m} E \frac{1}{2v_0^2} x^2. \quad (7.6)$$

Электрон получил скорость v_0 , пройдя путь между обкладками конденсатора с разностью потенциалов U_0 (рис.7.1).

Подставив (7.1) в (7.6), получим

$$y = \frac{e}{m} E \frac{1}{2 \left(2 \frac{e}{m} U_0 \right)} x^2 = \frac{E}{4U_0} x^2.$$

Траектория движения электрона не зависит от его заряда и массы. Частицы с любыми зарядами и массами будут двигаться по одним и тем же траекториям. Следовательно, воздействуя на частицу только постоянным электрическим полем, величины её заряда и массы определить невозможно.

7.1.2. Движение электрона в однородном магнитном поле

Пусть теперь электрон влетает со скоростью \vec{v}_0 в область пространства, в котором имеется однородное магнитное поле, вектор индукции которого \vec{B} перпендикулярен направлению скорости (рис.7.2).

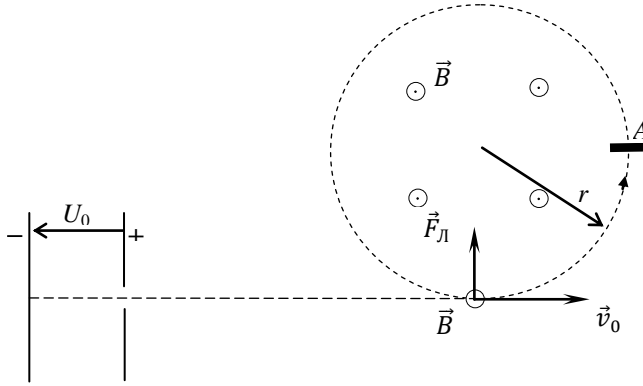


Рис.7.2. Движение электрона в однородном магнитном поле

На электрон, движущийся в магнитном поле, действует сила Лоренца

$$\vec{F}_L = -e[\vec{v}, \vec{B}].$$

Сила Лоренца не совершает работы, ибо она всегда перпендикулярна направлению скорости:

$$dA = \vec{F}_L \vec{v} = 0.$$

Это значит, что энергия электрона и величина его скорости не меняются. Ускорение, создаваемое силой Лоренца

$$a_{ц} = \frac{F_L}{m} = \frac{e}{m} v_0 B,$$

постоянно по величине и перпендикулярно вектору скорости. Следовательно, в магнитном поле электрон движется по окружности в плоскости, перпендикулярной вектору \vec{B} .

Учитывая, что центростремительное ускорение

$$a_{ц} = \frac{v_0^2}{r},$$

найдем величину радиуса окружности

$$r = \frac{v_0}{\frac{e}{m} B}. \quad (7.7)$$

Если электрон получил скорость v_0 , пройдя путь между обкладками конденсатора с разностью потенциалов U_0 , то, подставив (7.1) в (7.7), получим:

$$r = \frac{\sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}}{\frac{e}{m} B} = \sqrt{\frac{2U_0}{\frac{e}{m} B^2}}. \quad (7.8)$$

Если поставить на пути движения электронов (рис.7.2) анод A , то электроны соберутся на аноде только при определённой величине отношения U_0/B^2 . Чтобы на анод попали частицы с другим удельным зарядом, отношение U_0/B^2 должно быть иным. На этом принципе построен масс-спектрометр – прибор, позволяющий измерять массы ионов атомов и молекул.

7.2. Движение электрона во взаимно перпендикулярных электрическом и магнитном полях

Рассмотрим теперь движение электрона в кольцевом пространстве, заключённом между цилиндрическим катодом K и коаксиальным с ним цилиндрическим анодом A двухэлектродной электронной лампы (рис.7.3). Источником электронов служит катод, нагретый до высокой температуры. Между катодом и анодом создаётся радиальное электрическое поле \vec{E} . Лампа помещена внутрь соленоида, создающего однородное магнитное поле \vec{B} , параллельное катоду. Такая конфигурация электрического и магнитного полей подобна конфигурации полей в магнетроне – генераторах мощных электромагнитных колебаний в области сверхвысоких частот ($> 10^9$ Гц).

Первые эффективно работающие многорезонаторные магнетронные генераторы СВЧ были созданы в 1936–1937 гг. Н.Ф. Алексеевым и Д.Е. Маляровым. В настоящее время область их применения чрезвычайно широка – от мощных радиолокаторов до кухонных микроволновых печей.

Для описания траектории движения электронов в лампе воспользуемся цилиндрической системой координат. Положение электрона определяется расстоянием r от оси катода, полярным углом φ и смещением z вдоль оси катода (рис.7.3). Вектор напряжённости электрического поля в цилиндрическом конденсаторе, образованном катодом и анодом лампы,

$$\vec{E} = -\frac{U_A}{\ln \frac{r_A}{r_K}} \cdot \frac{1}{r^2} \vec{r}, \quad (7.9)$$

где U_A – разность потенциалов (напряжение) между анодом и

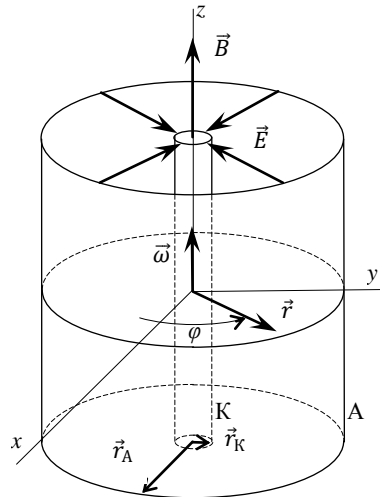


Рис.7.3. Конструкция магнетрона

катодом, r_A – радиус анода, r_K – радиус катода и r – расстояние от оси катода до исследуемой точки на траектории движения электрона.

Вектор кулоновской силы, действующей на электрон, перпендикулярен катоду лампы и направлен по радиусу

$$\vec{F}_{Кл} = -e\vec{E}.$$

Сила Лоренца, действующая на электрон

$$\vec{F}_Л = -e[\vec{v}, \vec{B}],$$

перпендикулярна вектору \vec{B} индукции магнитного поля. Электроны, покидающие поверхность катода, под действием этих сил будут совершать движение по траекториям, лежащим в плоскостях (r, φ) , перпендикулярных оси z катода.

Траектории электронов в цилиндрическом магнетроне имеют сложную форму (рис.7.4). В отсутствие магнитного поля электроны движутся прямолинейно вдоль радиусов. В слабом поле траектории электронов несколько искривляются. При некотором критическом значении индукции магнитного поля $B_{кр}$ траектории искривляются настолько, что только касаются анода. Наконец, при $B > B_{кр}$ электроны не достигают анода и возвращаются на катод.

Как видно на рис.7.4, электрон одновременно участвует в двух видах движения: вдоль радиуса со скоростью

$$v_r = \frac{dr}{dt}$$

и вращательном движении с угловой скоростью

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt}.$$

Вектор $\vec{\omega}$ параллелен вектору индукции магнитного поля \vec{B} и направлен вдоль оси z введённой цилиндрической системы координат.

Для описания движения электрона в плоскости (r, φ) используем основное уравнение динамики: скорость изменения момента импульса электрона равна моменту действующей на него силы:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}. \quad (7.10)$$

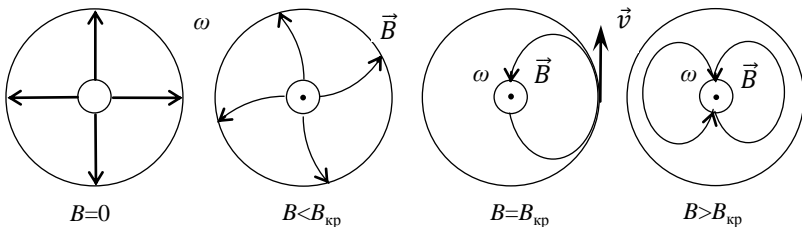


Рис.7.4. Траектории электронов в цилиндрическом магнетроне

Момент импульса электрона

$$\vec{L} = J\vec{\omega}, \quad (7.11)$$

где $J = m_e r^2$ – момент инерции электрона относительно оси z . Момент силы, действующей на электрон

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}]. \quad (7.12)$$

Сила \vec{F} является равнодействующей сил Лоренца и Кулона (рис.7.5):

$$\vec{F} = \vec{F}_L + \vec{F}_{Кл} = -e[\vec{v}, \vec{B}] - e\vec{E}. \quad (7.13)$$

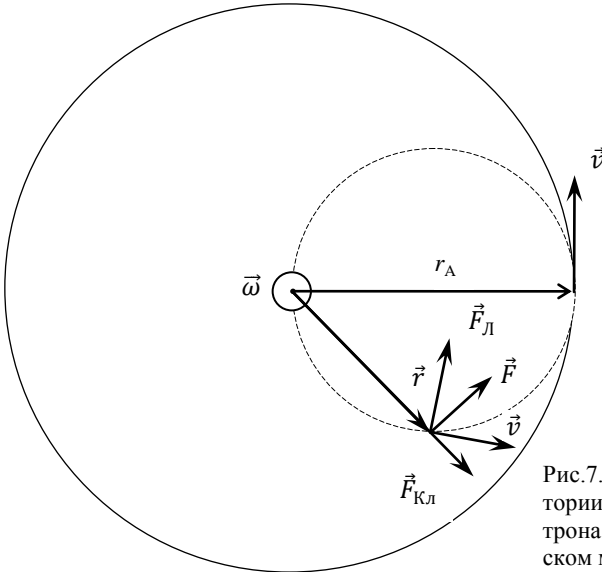


Рис.7.5. Расчёт траектории движения электрона в цилиндрическом магнетроне

Подставим (7.13) в (7.12):

$$\vec{M} = -e [\vec{r}[\vec{v}, \vec{B}]] - e[\vec{r}, \vec{E}].$$

Векторное произведение $[\vec{r}, \vec{E}] = 0$, так как векторы \vec{r} и \vec{E} параллельны.

Двойное векторное произведение преобразуем в соответствии с формулой $[\vec{a}[\vec{b}\vec{c}]] = \vec{b}(\vec{a}\vec{c}) - \vec{c}(\vec{a}\vec{b})$:

$$\vec{M} = -e \left[\vec{r} \left[\frac{d\vec{r}}{dt}, \vec{B} \right] \right] = -e \frac{d\vec{r}}{dt} (\vec{r}\vec{B}) + e\vec{B} \left(\vec{r} \frac{d\vec{r}}{dt} \right). \quad (7.14)$$

Первое скалярное произведение $(\vec{r}, \vec{B}) = 0$, поскольку векторы \vec{r} и \vec{B} взаимно ортогональны. Подставим (7.11) и (7.14) в формулу (7.10)

$$\frac{d(mr^2\vec{\omega})}{dt} = e\vec{B} \left(\vec{r} \frac{d\vec{r}}{dt} \right).$$

Учитывая, что скалярное произведение

$$\left(\vec{r} \frac{d\vec{r}}{dt}\right) = \frac{1}{2} \frac{d\vec{r}^2}{dt} = \frac{1}{2} \frac{dr^2}{dt},$$

получим

$$\frac{d(mr^2\vec{\omega})}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d(e\vec{B}r^2)}{dt}$$

или в проекции на ось z :

$$\frac{d}{dt} \left(mr^2\omega - \frac{eBr^2}{2} \right) = 0.$$

Выражение в скобках является величиной постоянной, не зависящей от t :

$$mr^2\omega - \frac{eBr^2}{2} = C. \quad (7.15)$$

Постоянную интегрирования C найдём из начального условия: в момент вылета электрона с катода $r=r_K$ и $\omega=0$:

$$C = \frac{eBr_K^2}{2}.$$

Из (7.15) следует, что угловая скорость электрона возрастает по мере его удаления от катода

$$\omega = \frac{1}{2} \frac{e}{m} B \frac{r^2 - r_K^2}{r^2}. \quad (7.16)$$

Для нахождения линейной скорости электрона v используем закон сохранения энергии. При перемещении от катода до точки с потенциалом U он приобретает скорость (см. выражение (7.1)):

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U}. \quad (7.17)$$

Начальной скоростью электрона в момент его выхода из катода пренебрегаем, поскольку энергия теплового движения электронов при температуре катода $T \approx 1000$ К составляет

$$kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot 1000 \text{ К} = 1,38 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \approx 0,1 \text{ эВ}.$$

Теперь найдём критическое значение индукции магнитного поля $B_{\text{кр}}$. Скорость электрона в точке касания его траектории с поверхностью анода

$$v_A = r \frac{d\varphi}{dt} = r_A \omega_A. \quad (7.18)$$

Подставляя в это уравнение выражения (7.16) и (7.17) и возведя в квадрат, получим:

$$2 \frac{e}{m} U_A = \left(\frac{1}{2} \frac{e}{m} B_{\text{кр}} \frac{r_A^2 - r_K^2}{r_A^2} r_A \right)^2.$$

Отсюда:

$$B_{\text{кр}}^2 = \frac{8U_A}{\frac{e}{m} \left(1 - \frac{r_K^2}{r_A^2}\right)^2 r_A^2}. \quad (7.19)$$

Формула (7.19) позволяет вычислять величину отношения e/m .

Если при заданном U_A найдено такое значение магнитного поля $B_{\text{кр}}$ (или, наоборот, при заданном B такое значение $U_{A,\text{кр}}$), при котором электроны перестают попадать на анод, то:

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_A}{B_{\text{кр}}^2 \left(1 - \frac{r_K^2}{r_A^2}\right)^2 r_A^2}. \quad (7.20)$$

Тесла-амперная характеристика магнетрона, показывающая зависимость анодного тока от индукции магнитного поля, в идеальном случае имеет вид, показанный на рис.7.6 пунктирной линией. При $B < B_{\text{кр}}$ все электроны без исключения попадают на анод, величина тока I_A постоянна и не зависит от B . При $B > B_{\text{кр}}$ все электроны возвращаются на катод, не достигнув поверхности анода.

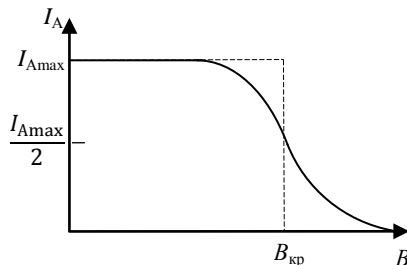


Рис.7.6. Тесла-амперная характеристика магнетрона

В реальной лампе невозможно обеспечить точную коаксиальность анода и катода, а также идеальную однородность электрического поля по длине катода и параллельность вектора индукции магнитного поля с осью катода. Все эти причины приводят к тому, что практически получаемые характеристики $I_A = I_A(B)$ (сплошная линия на рис.7.6) не имеют такой крутой падающей части, как у идеальной характеристики.

7.3. Экспериментальная установка

В установке в качестве магнетрона вместо двухэлектродной электронной лампы использована трёхэлектродная лампа типа СО-118 (промышленность не выпускает вакуумные диоды с цилиндрическим анодом большого диаметра). Радиусы катода и анода лампы СО-118 равны $r_K=0,60$ мм, $r_A=6,1$ мм. Лампа СО-118 имеет ненужную в условиях данной задачи сетку. Для того чтобы сетка не искажала картину поля в промежутке катод-анод, она присоединена через резистор с большим сопротивлением к аноду лампы. Сопротивление выбрано так, чтобы за счёт сеточного тока сетка приняла потенциал, близкий к зна-

чению потенциала в двухэлектродной лампе в месте её расположения. При этом поле в лампе будет близко к полю двухэлектродной лампы, для которого выполнен расчёт. Схема включения лампы приведена на рис.7.7. Накальная цепь лампы BL питается от универсального источника питания УИП-2, выход «3 – 9 В».

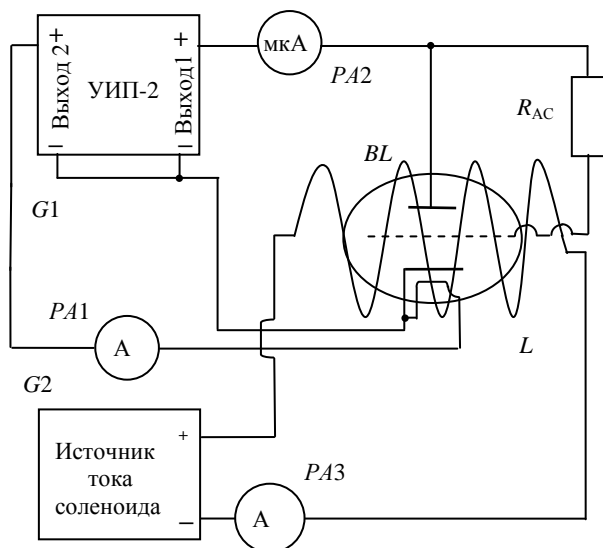


Рис.7.7. Электрическая схема установки для измерения e/m

Напряжение между катодом и анодом лампы создаётся этим же источником и снимается с выхода «25 – 300 В». Оно измеряется с помощью встроенного в УИП-2 вольтметра. Ток анода лампы измеряется мультиметром $PA2$, включённым на предел 75 мкА постоянного тока.

Лампа помещается в центральной части соленоида L . Цепь питания соленоида L содержит источник постоянного тока и амперметр $PA3$. Соленоид длиной $l=48,7$ см и диаметром $d=7,0$ см имеет $N=1970$ витков провода. Видно, что длина соленоида много больше его радиуса, поэтому при вычислении величины индукции магнитного поля в его центре можно пренебречь краевыми эффектами и для расчёта использовать формулу «бесконечно длинного соленоида»

$$B = \mu\mu_0 n I_c, \quad (7.21)$$

где I_c – величина тока в обмотке соленоида, μ – относительная магнитная проницаемость среды (для воздуха $\mu \approx 1$), $\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м –

магнитная постоянная, $n=N/l$ – число витков соленоида на единицу длины.

7.4. Порядок выполнения работы

Ниже жирным шрифтом набраны надписи, нанесённые на лицевую панель УИП-2.

1. Ознакомиться с электрической схемой установки, приведённой на рис.7.7.

2. Проверить правильность расположения магнетрона в соленоиде. Он должен находиться в его середине. При этом цветная метка на кабеле питания магнетрона совпадает с краем соленоида.

3. Установить переключатель **П1** УИП-2 (рис.7.8) в положение «1».

4. Регуляторы **R1** и **R2** – в крайнее левое положение, соответствующее минимальному напряжению. Тумблер **K2** откинут вправо, **K3** – влево, **K4** – вверх.

5. Тумблером **K1** «СЕТЬ» включить УИП-2.

6. Плавно вращая **R2** по часовой стрелке (медленно увеличивая напряжение на клеммах **Выход 2**), с помощью амперметра *PA1* установить ток накала магнетрона равным 0,47 А. Поддерживая ток постоянным, прогреть катод магнетрона в течение 15 минут.

7. Включить источник тока соленоида.

8. Снять семейство характеристик зависимости анодного тока магнетрона от тока соленоида при разных фиксированных анодных напряжениях. Значения анодных напряжений, снимаемых с клемм **Выход 1**, устанавливаемых с помощью переключателя **П1** и регулятора **R1** и измеряемых встроенным в УИП-2 вольтметром **V** в интервале от $U_A = 40$ В до $U_A = 150$ В, задаёт преподаватель. Силу тока соленоида I_c изменяют поворотом ручек соответствующих регуляторов источ-



Рис.7.8. Передняя панель источника питания УИП-2

ника. Пока ток анода магнетрона I_A практически не изменяется при увеличении напряжённости магнитного поля соленоида, ток соленоида I_c можно изменять через 0,5 А. Как только I_A начнет уменьшаться, I_c следует увеличивать медленно через 0,05...0,1 А до тех пор, пока I_A не станет близким к нулю.

9. Анодный ток магнетрона сильно зависит от температуры его катода, поэтому необходимо строго следить за постоянством тока накала при помощи амперметра $PA1$.

10. Результаты измерений занести в табл.7.1.

Таблица 7.1

Результаты измерений анодного тока магнетрона

| $U_A=40$ В | | $U_A=...$ В | | $U_A=...$ В | | $U_A=...$ В | | $U_A=...$ В | |
|------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| I_c , А | I_A , мкА | I_c , А | I_A , мкА | I_c , А | I_A , мкА | I_c , А | I_A , мкА | I_c , А | I_A , мкА |
| | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | |

11. Уменьшить ток соленоида до минимальной величины, а затем выключить источник. Снять анодное напряжение магнетрона, повернув переключатель **П1** и регулятор **R1** против часовой стрелки до упора. При этом вольтметр **V** источника УИП-2 будет показывать напряжение 30÷40 В.

12. Повернуть **R2** против часовой стрелки, уменьшив ток накала до минимального значения. С помощью тумблера **K1 «СЕТЬ»** выключить УИП-2.

13. По данным табл.7.1 построить семейство характеристик $I_A=f(I_c)$ при разных анодных напряжениях U_A и показать результаты преподавателю.

14. Из графиков $I_A=f(I_c)$ найти критические значения токов соленоида $I_{c,кр}$, соответствующие критическим значениям магнитной индукции $B_{кр}$. Критический ток следует определять на половине высоты зависимости $I_A=f(I_c)$ при каждом заданном анодном напряжении U_A магнетрона (см. рис.7.6).

15. По формуле (7.21) рассчитать критическое значение индукции $B_{кр}$ магнитного поля соленоида, принимая во внимание, что длина обмотки соленоида $l=0,487$ м, число витков $N=1970$.

16. По формуле (7.20) рассчитать удельный заряд электрона. Радиусы катода и анода лампы СО-118 равны $r_K=0,60$ мм, $r_A=6,1$ мм.

17. Найти среднее значение e/m , среднеквадратическую погрешность и доверительный интервал результата эксперимента при

уровне надёжности 0,95. Коэффициенты Стьюдента t_n^α приведены в табл.6.2 в описании лабораторной работы № 6.

7.5. Контрольные вопросы

1. Можно ли определить удельный заряд электрона, воздействуя на него постоянным электрическим полем?
2. Объясните принцип работы масс-спектрометра.
3. Как происходит движение электрона в цилиндрическом магнетроне в сильных и слабых магнитных полях?
4. Как с помощью магнетрона определить удельный заряд электрона?
5. Почему изменяются тесла-амперные характеристики магнетрона при изменении анодного напряжения?
6. Почему экспериментальная тесла-амперная характеристика магнетрона отличается от идеальной?
7. Объясните принцип работы установки для определения удельного заряда электрона методом магнетрона.
8. Почему магнитное поле в магнетроне можно считать однородным?

Список литературы

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т.3. Электричество. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. С. 381-403.
2. *Шпольский Э.В.* Атомная физика. Т.1. Введение в атомную физику. М.: Наука, 1984. С.14-37.
3. Использование Microsoft Excel в лаборатории ядерной физики общего физического практикума: метод. указ. / сост. И.В. Измestьев, А.С. Пихтовников; Перм. гос. ун-т. Пермь, 2007. 16 с.

8. ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы: определение постоянной Холла полупроводникового датчика, его магнитной и удельной магнитной чувствительности, концентрации носителей тока в легированном полупроводнике.

8.1. Эффект Холла

Электропроводность металлов и полупроводников зависит от типа носителей электрического заряда, их концентрации и подвижности. Для измерения концентрации носителей заряда чаще всего используют эффект Холла. Этот эффект впервые наблюдался Э. Г. Холлом (Е. Н. Hall) в 1879 г. в тонких пластинках золота. Холл, поместив пластинку, по которой протекал электрический ток, в магнитное поле, обнаружил, что в пластинке возникает дополнительное электрическое поле в направлении, поперечном вектору магнитной индукции и вектору плотности тока.

8.1.1. Эффект Холла в металлах

Рассмотрим проводник в форме прямоугольной пластинки (рис.8.1) шириной b и толщиной d , по которой протекает ток управления $I_{уп}$ с плотностью

$$j = \frac{I_{уп}}{bd}. \quad (8.1)$$

Эквипотенциальными поверхностями внутри такой пластинки будут плоскости, перпендикулярные направлению тока. Выберем на боковых гранях, параллельных току, точки А и D, лежащие на одной эквипотенциальной поверхности. Припаем в этих точках два металлических электрода. Разность потенциалов U_x между ними будет равна нулю.

Если внести проводник в магнитное поле, вектор индукции \vec{B} которого перпендикулярен к направлению тока и к поверхности пластинки (рис.8.2), то между электродами А и D возникнет разность по-

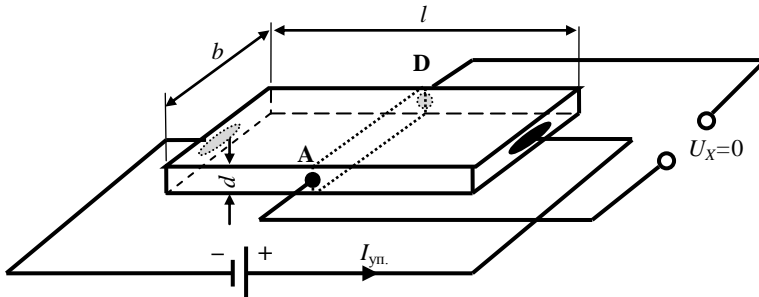


Рис.8.1. Выбор эквипотенциальной поверхности AD для установки электродов на пластинку

тенциалов U_x . В возникновении этой поперечной разности потенциалов U_x и заключается эффект Холла или гальваномагнитный эффект.

Опыт показывает, что в слабых магнитных полях U_x пропорциональна магнитной индукции B , плотности тока j и расстоянию между зондами b :

$$U_x = RbjB, \quad (8.2)$$

где R – постоянная, зависящая от рода вещества. Она получила название постоянной Холла. Поскольку плотность тока $j = I_{\text{уп}}/(bd)$, где $I_{\text{уп}}$ – ток управления, bd – площадь поперечного сечения пластинки, то

$$U_x = \frac{RI_{\text{уп}}B}{d}. \quad (8.3)$$

Эффект Холла в металлах является следствием существования силы Лоренца. Мы ограничимся его упрощённой теорией и будем приближённо считать, что все электроны движутся с постоянной скоростью, равной средней скорости их упорядоченного движения v .

Под действием силы Лоренца

$$\vec{F}_L = e[\vec{v}, \vec{B}] \quad (8.4)$$

электроны смещаются к дальней (рис.8.2) грани пластинки, заряжая её отрицательно. На противоположной грани пластинки накапливаются нескомпенсированные положительные заряды.

Внутри пластинки возникнет поперечное (к току и к магнитному полю) холловское электрическое поле напряжённости E_x . Сила, действующая на электроны со стороны электрического поля

$$\vec{F}_K = e\vec{E}_x,$$

направлена противоположно силе Лоренца. Когда электрическое поле достигнет такой величины, что сила Кулона eE_x будет уравновешивать силу Лоренца evB

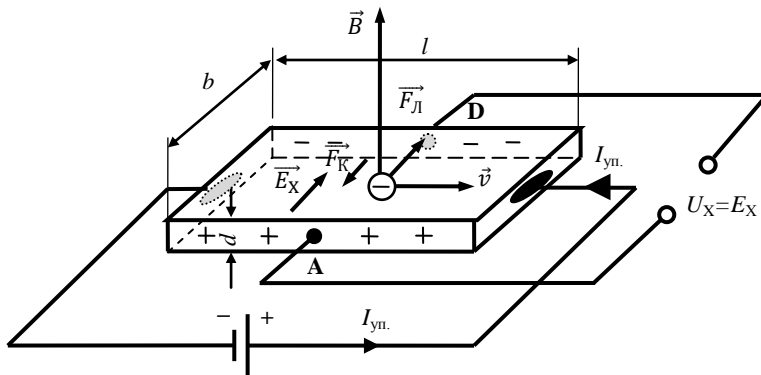


Рис.8.2. Возникновение поперечной разности потенциалов в металлической пластинке с током в магнитном поле

$$e v B = e E_x,$$

установится стационарное распределение зарядов. Поперечная разность потенциалов будет равна:

$$U_x = E_x b = v B b. \quad (8.5)$$

В этом выражении среднюю скорость упорядоченного движения электронов v можно выразить через плотность тока j

$$j = e n v, \quad (8.6)$$

где n – концентрация электронов проводимости в металле. Поэтому

$$U_x = \frac{b j B}{e n} = \frac{I B}{e n d} = \frac{R I B}{d}. \quad (8.7)$$

Соотношение (8.7) совпадает с соотношением (8.3), полученным эмпирически. Постоянная Холла оказалась величиной, обратной концентрации электронов проводимости:

$$R = \frac{1}{n e}. \quad (8.8)$$

Знак R совпадает со знаком носителей заряда.

В металлах концентрация электронов проводимости близка к концентрации атомов и имеет порядок величины $n \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$, а постоянная Холла (8.8) $R \sim 10^{-10} \text{ м}^3/\text{Кл}$:

$$\begin{array}{ll} \text{алюминий: } n=21 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}, & R=0,30 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3/\text{Кл}, \\ \text{медь: } n=11 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}, & R=0,55 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3/\text{Кл}. \end{array}$$

Следовательно, холловская разность потенциалов в металлах весьма мала. Например, в медной ленте толщиной 0,1 мм, по которой течёт ток $I = 10 \text{ А}$, в поле $B = 1 \text{ Тл}$, $U_x \approx 5 \text{ мкВ}$.

8.1.2. Эффект Холла в полупроводниках

Концентрация носителей заряда в полупроводниках $n \sim 10^{15} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ много меньше, чем в металлах, и соответственно постоянная Холла на несколько порядков больше. Для наблюдения эффекта Холла можно использовать значительно более слабое магнитное поле и силу тока.

В полупроводниках имеются два типа носителей заряда: свободные электроны и «дырки». Атомы в кристаллах полупроводников связаны ковалентными связями. Каждая связь образована парой электронов. Если в связи недостаёт одного электрона, то такая связь имеет один элементарный не скомпенсированный положительный заряд. Эта вакансия в связи («дырка») может переходить от одного атома к другому. Свободно перемещающаяся по кристаллу полупроводника «дырка» выполняет роль положительного носителя заряда.

Для получения полупроводника с электронным типом проводимости (полупроводника n -типа) в кристалл четырёхвалентного кремния или германия вводят донорную примесь пятивалентных атомов

(фосфора, мышьяка, сурьмы). Их пятый валентный электрон не участвует в химической связи, отрывается от атома и свободно перемещается по кристаллу.

При введении акцепторной примеси трёхвалентных атомов бора, алюминия, галлия, индия получают полупроводник p -типа с дырочной проводимостью. Три валентных электрона образуют ковалентные связи с атомами кремния. Для образования четвёртой связи атом акцептора захватывает электрон из связи между атомами кремния с образованием положительной «дырки».

Знак постоянной Холла и направление поля Холла зависят от знака носителей заряда (рис.8.3). У электронных полупроводников R имеет отрицательный знак, у дырочных (полупроводников p -типа) – положительный.

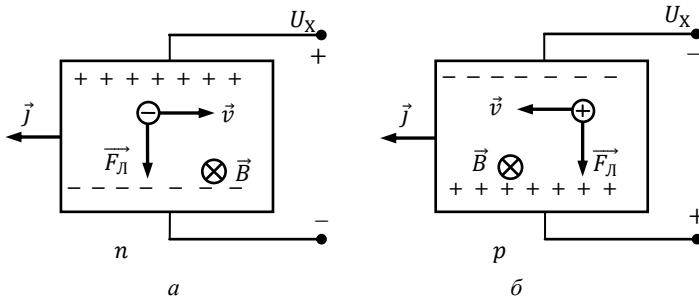


Рис.8.3. Направление поля Холла в полупроводниках: a – электронном; b – дырочном

Таким образом, измеряя величину R , с помощью (8.8) можно определить концентрацию носителей заряда (n или p) в полупроводнике

$$n = \frac{1}{Re}, \quad (8.9)$$

а по знаку возникающей между гранями пластинки разности потенциалов установить характер проводимости – электронной или дырочной.

В полупроводниках со смешанной проводимостью перенос тока осуществляется одновременно электронами и дырками. Так как они обладают противоположными по знаку зарядами и под действием внешнего электрического поля перемещаются в противоположные стороны, то сила Лоренца (8.4) отклоняет их в одну и ту же сторону. Поэтому при прочих равных условиях напряжение Холла и постоянная Холла у таких полупроводников меньше, чем у полупроводников с

одним типом носителей. Расчёт показывает, что для таких полупроводников

$$R = \frac{A}{e} \frac{\mu_p^2 p - \mu_n^2 n}{(\mu_p p - \mu_n n)^2}, \quad (8.10)$$

где n и p – концентрации электронов и дырок, μ_n и μ_p – их подвижности, $A = \frac{3\pi}{8}$ – Холл-фактор полупроводников, e – элементарный заряд.

Подвижность μ носителей заряда численно равна их средней скорости v направленного движения по полупроводнику (дрейфовой скорости) при напряжённости поля внутри полупроводника $E = 1$ В/м:

$$v = \mu E. \quad (8.11)$$

В зависимости от того, какое из слагаемых в числителе (8.10) больше, знак постоянной Холла может быть положительным или отрицательным. Для собственных полупроводников, у которых концентрации электронов и дырок одинаковы, знак постоянной Холла определяется знаком носителей, имеющих более высокую подвижность. Обычно такими носителями являются электроны.

Если основной вклад вносит один тип носителей (сильно легированный полупроводник), то для постоянной Холла можно пользоваться выражением (8.8).

Если измерить постоянную Холла, а затем удельную проводимость пластинки полупроводника

$$\sigma = \frac{j_{yп}}{E_{yп}} = \frac{I_{yп}/S}{U_{yп}/l} = \frac{I_{yп}}{U_{yп}} \frac{l}{bd}, \quad (8.12)$$

то можно определить подвижность основных носителей заряда. Подставляя в $\sigma = j_{yп}/E_{yп}$ выражения (8.6) и (8.11), получим

$$\sigma = \frac{j_{yп}}{E_{yп}} = \frac{nev}{E_{yп}} = ne\mu,$$

где $U_{yп}$ – напряжение, приложенное к пластинке полупроводника, $I_{yп}$ – сила тока в пластинке, $E_{yп}$ – продольная компонента напряжённости электрического поля. Отсюда

$$\mu = \frac{\sigma}{ne} = \sigma R. \quad (8.13)$$

Из сказанного следует, что эффект Холла – один из наиболее важных методов изучения металлов и полупроводников. Измерения постоянной Холла и электропроводности позволяют определить знак носителей заряда, оценить их концентрацию и подвижность, сделать заключение о количестве примесей в полупроводниках. Линейная зависимость U_x от B используется для создания датчиков в измерителях магнитного поля (магнитометрах).

8.1.3. Датчики Холла

Датчики Холла – полупроводниковые приборы, преобразующие величину индукции магнитного поля в электрический сигнал. Датчики Холла применяются, например:

- в системах электронного зажигания двигателей внутреннего сгорания,
- в приводах дисководов и в двигателях вентиляторов компьютерной техники,
- в магнитометрах смартфонов (электронном компасе),
- в электроизмерительных приборах для бесконтактного измерения силы тока.

Технические характеристики датчиков Холла зависят как от используемого материала, так и от геометрических размеров и формы чувствительного элемента. Для чувствительных элементов датчиков используют пленки Ge, Si, InSb, GaAs толщиной 5÷50 мкм. Пленку полупроводника с добавкой элементов донорной или акцепторной примеси наращивают на диэлектрическую подложку (рис.8.4). На края пленки напыляют металлические контакты, к которым припаивают выводы. Полупроводниковый датчик Холла часто объединяют (интегрируют) в одной микросхеме с усилителем э.д.с. Холла и стабилизатором тока управления.

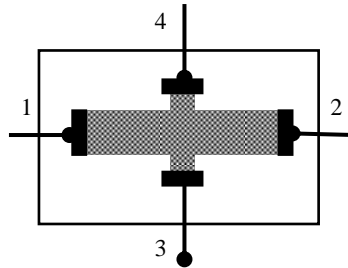


Рис.8.4. Полупроводниковый датчик Холла

Основным параметром датчика Холла являются его магнитная чувствительность

$$\gamma = \frac{U_X}{B} \left[\frac{В}{Тл} \right] \quad (8.14)$$

и удельная магнитная чувствительность

$$\gamma_{уд} = \frac{\gamma}{I_{уп}} \left[\frac{В}{Тл \cdot А} \right]. \quad (8.15)$$

При измерении напряжения Холла следует иметь ввиду, что между холловскими электродами *A* и *D* имеется некоторая разность потенциалов U_0 и в отсутствие магнитного поля B . Эта разность потенциалов обусловлена асимметрией контактов (на практике очень трудно точно расположить их на одной эквипотенциальной поверхности (см. рис.8.5) и термо-э.д.с., связанной с неизотермичностью образца. Для исключения влияния начальной разности потенциалов U_0 на результаты измерения можно воспользоваться следующим приёмом.

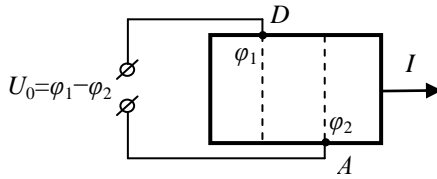


Рис.8.5. Влияние асимметрии контактов на полупроводниковой пластинке датчика Холла

При изменении направления магнитного поля на обратное знак напряжения Холла U_X изменится, в то время как знак U_0 остаётся прежним:

$$\begin{aligned} +B: & \text{измеряемое напряжение } U'_X = U_X + U_0, \\ -B: & \text{измеряемое напряжение } U''_X = -U_X + U_0. \end{aligned}$$

Вычитая из первого уравнения второе, получим

$$U_X = \frac{U'_X - U''_X}{2}. \quad (8.16)$$

8.2. Описание установки для исследования датчиков Холла

Схема экспериментальной установки для выполнения исследований приведена на рис.8.6. Полупроводниковый датчик Холла помещается между полюсниками электромагнита. В качестве источника питания электромагнита применён стабилизированный источник постоянного тока ВСП-30. Градуировочная характеристика электромагнита приведена на рис.8.7. Зависимость магнитной индукции B элек-

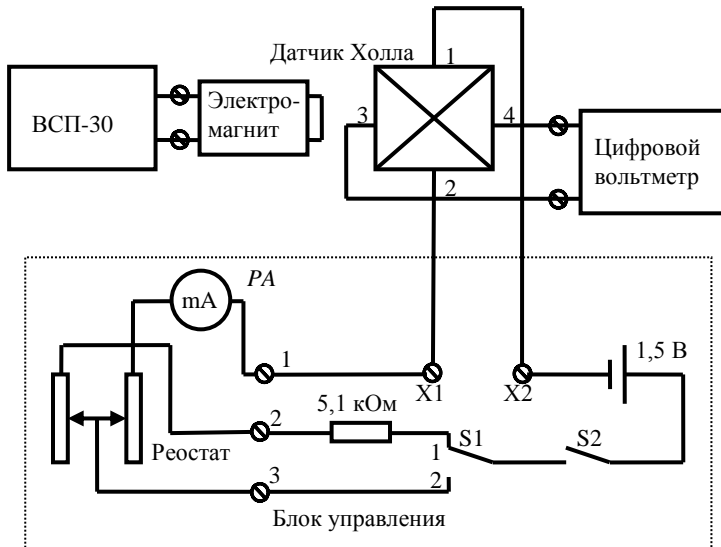


Рис.8.6. Схема установки для исследования датчиков Холла

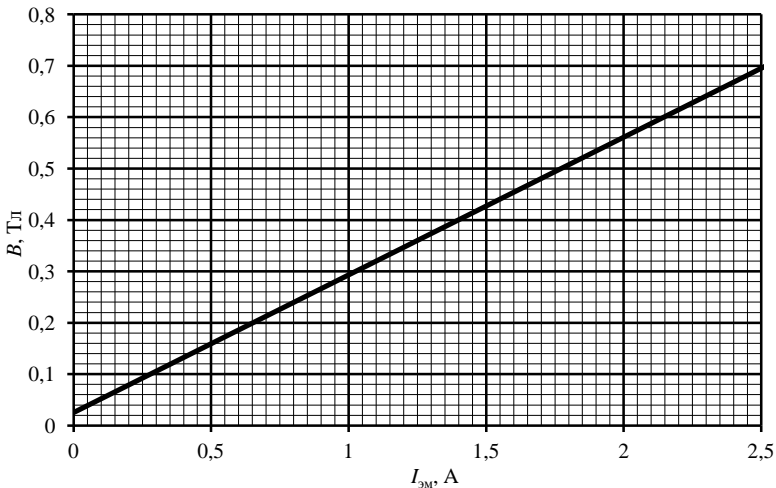


Рис.8.7. Зависимость магнитной индукции B между полюсниками электромагнита от силы тока $I_{эм}$ в катушке

тромагнита от силы тока $I_{эм}$ в катушке представлена в виде

$$B = 0,268 \cdot I_{эм} + 0,0252 \text{ Тл.}$$

Источником тока $I_{уп}$ служит гальванический элемент с напряжением 1,5 В. Ток управления устанавливают с помощью реостата и измеряют микроамперметром PA с пределом измерения 1000 мкА.

Сопротивления полупроводниковой пластинки между выводами R_{12} и R_{34} (рис.8.4) не превышают нескольких сотен Ом, поэтому для измерения разности потенциалов Холла можно использовать типовой цифровой мультиметр или милливольтметр постоянного тока с входным сопротивлением ~ 1 МОм. В этом случае ток I_x оказывается в тысячи раз меньше $I_{уп}$ и практически не влияет на точность измерения холловской разности потенциалов.

8.3. Порядок проведения измерений

Установите плату с датчиком Холла между полюсниками электромагнита. Уточните у преподавателя, при каких значениях тока $I_{уп}$ следует проводить измерения и величину максимально допустимого тока для используемого датчика. Подключите выводы датчика Холла к цифровому вольтметру и к блоку управления в соответствии со схемой на рис.8.4.

1. Включите источник тока управления, установив тумблер $S2$ в положение 1.

2. С помощью переключения тумблера S1 в положения 1 или 2 и передвижения подвижного контакта реостата установите необходимый ток управления.

3. При нескольких значениях тока $I_{уп}$ снимите тесла-вольтовые характеристики датчика Холла. Результаты занесите в табл.8.1.

Таблица 8.1

Результаты измерений разности потенциалов Холла

| $I_{эм},$ А | $B, Тл$ | Холловская разность потенциалов $U_X, мВ$ при токе управления $I_{уп}, мкА$ | | | | |
|----------------|---------|--|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| | | $I_{уп} = \underline{\quad}$ мкА | $I_{уп} = \underline{\quad}$ мкА | $I_{уп} = \underline{\quad}$ мкА | $I_{уп} = \underline{\quad}$ мкА | $I_{уп} = \underline{\quad}$ мкА |
| | | | | | | |
| | | | | | | |
| | | | | | | |

4. С помощью программы Microsoft Excel или на миллиметровой бумаге постройте семейство тесла-вольтовых характеристик датчика.

5. Определите угловые коэффициенты $U_X/I_{уп}$ построенных характеристик. По формуле (8.3) найдите значения постоянной Холла:

$$R = \frac{U_X}{I_{уп}} \cdot d.$$

6. Толщина пленки полупроводника d приведена на самом датчике, с которым выполняется эксперимент. Если не указано иное значение, то толщину датчика считать равной $d=50$ мкм.

7. В качестве наилучшего значения R выберите среднее \bar{R} и найдите его среднеквадратичную погрешность:

$$\Delta R = t_n \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (R_i - \bar{R})^2}{n(n-1)}}.$$

где n – число значений постоянной Холла, полученных из наклона тесла-вольтовых характеристик датчика. Коэффициенты Стьюдента t_n^α приведены в табл.6.2 в описании лабораторной работы № 6. Коэффициент Стьюдента можно взять равным единице $t_n = 1$ для коэффициента надёжности $\alpha = 0,6$. Для коэффициента надёжности $\alpha = 0,95$ коэффициент Стьюдента следует взять равным $t_n = 2,5$.

8. По формуле (8.4) определите концентрацию носителей в легированном полупроводниковом материале датчика.

9. По формулам (8.15) и (8.16) определите магнитную чувствительность γ и удельную магнитную чувствительность $\gamma_{уд}$ исследуемого датчика Холла.

8.4. Контрольные вопросы

1. Какие вещества называют диэлектриками, проводниками и полупроводниками? Чем объясняется различие их электрических свойств?

2. Что называют постоянной Холла? У каких веществ – у проводников или полупроводников постоянная Холла имеет большую величину?

3. Как измеряется постоянная Холла?

4. Зависит ли результат измерения постоянной Холла от геометрии образцов?

5. Каким образом определить знак основных носителей заряда в полупроводнике по эффекту Холла?

6. Что называется подвижностью носителей заряда?

7. Для определения каких физических параметров полупроводников можно использовать явление Холла?

8. Можно ли в условиях данной работы определить подвижность носителей заряда в материале датчика Холла?

9. Какие применения явления Холла в технике Вы знаете?

Список литературы

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. 3. Электричество. М.: Наука, 2003. 687 с.

2. *Викулин И.М., Стафеев В.И.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Радио и связь, 1990. 264 с.

3. *Викулин И.М., Викулина Л.Ф., Стафеев В.И.* Гальваномагнитные приборы. М.: Радио и связь, 1983. 104 с.

Оглавление

| | |
|---|----|
| ВВЕДЕНИЕ | 3 |
| 1. ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА | 4 |
| 1.1. Внешний фотоэффект | 4 |
| 1.2. Теория фотоэлектрического эффекта | 6 |
| 1.3. Экспериментальная установка для исследования явления фотоэффекта | 8 |
| 1.4. Порядок выполнения работы | 10 |
| 1.4.1. Подготовка установки ЛКК-1 к проведению экспериментов | 10 |
| 1.4.2. Построение вольт-амперной характеристики фотоэлемента | 12 |
| 1.4.3. Определение красной границы фотоэффекта и работы выхода материала фотокатода | 13 |
| 1.4.4. Определение постоянной Планка | 13 |
| 1.5. Контрольные вопросы | 15 |
| Список литературы | 15 |
| 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СУРЬМЯНО-ЦЕЗИЕВОГО ФОТОКАТОДА | 16 |
| 2.1. Явление внешнего фотоэффекта | 16 |
| 2.2. Основные характеристики фотокатодов | 19 |
| 2.3. Описание экспериментальной установки | 19 |
| 2.4. Подготовка экспериментальной установки к проведению измерений | 21 |
| 2.5. Измерение основных параметров сурьяно-цезиевого фотокатода | 22 |
| 2.6. Контрольные вопросы | 23 |
| Список литературы | 23 |
| 3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОРЕЗИСТОРА, ФОТОДИОДА И СВЕТОДИОДА | 24 |
| 3.1. Полупроводники | 24 |
| 3.2. Внутренний фотоэффект в полупроводниках | 25 |
| 3.3. Воздействие света на p - n -переход | 26 |
| 3.4. Фоторезисторы и фотодиоды | 28 |
| 3.5. Светоизлучающие диоды | 29 |
| 3.6. Экспериментальная установка для исследования явления фотоэффекта | 30 |
| 3.7. Порядок выполнения работы | 32 |
| 3.7.1. Подготовка установки ЛКК-1 к проведению экспериментов | 32 |
| 3.7.2. Построение спектральной характеристики фоторезистора | 34 |

| | |
|--|----|
| 3.7.3. Построение спектральной характеристики фотодиода | 36 |
| 3.7.4. Измерение спектральных характеристик светодиода | 37 |
| 3.8. Контрольные вопросы | 39 |
| Список литературы | 40 |
| 4. ЭФФЕКТ КОМПТОНА | 41 |
| 4.1. Эффект Комптона | 41 |
| 4.2. Описание экспериментальной установки | 43 |
| 4.2.1. Конструкция установки | 44 |
| 4.2.2. Компьютерно-программная часть | 47 |
| 4.3. Методические указания по работе со спектрометром | 49 |
| 4.3.1. Калибровка спектрометра | 49 |
| 4.3.2. Определение времени экспозиции | 50 |
| 4.3.3. Запись спектров рассеянных гамма-квантов | 51 |
| 4.4. Порядок проведения эксперимента | 51 |
| 4.4.1. Подготовка прибора к работе | 51 |
| 4.4.2. Калибровка спектрометра | 51 |
| 4.4.3. Набор спектров рассеянных γ -квантов | 52 |
| 4.4.4. Обработка спектров | 52 |
| 4.5. Контрольные вопросы | 53 |
| Список литературы | 53 |
| 5. ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА | 54 |
| 5.1. Постулаты Бора | 54 |
| 5.2. Схема опыта Франка и Герца | 55 |
| 5.3. Учебный лабораторный комплекс «Опыт Франка и Герца» | 59 |
| 5.3.1. Приборная часть | 59 |
| 5.3.2. Компьютерно-программная часть | 60 |
| 5.4. Проведение эксперимента | 61 |
| 5.4.1. Настройка вольт-амперных характеристик | 61 |
| 5.4.2. Запись вольт-амперных характеристик | 61 |
| 5.4.3. Обработка результатов эксперимента | 64 |
| 5.4.4. Бескомпьютерный вариант проведения эксперимента | 64 |
| 5.5. Порядок проведения эксперимента | 65 |
| 5.6. Контрольные вопросы | 65 |
| Список литературы | 66 |
| 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА К ЕГО МАССЕ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ | 67 |
| 6.1. Движение электрона в электрическом и магнитном полях | 67 |
| 6.2. Описание экспериментальной установки | 69 |
| 6.2.1. Устройство электронно-лучевой трубки | 69 |
| 6.2.2. Конструкция установки | 70 |
| 6.2.3. Метод измерения удельного заряда электрона | 72 |

| | |
|---|----|
| 6.3. Порядок проведения эксперимента | 73 |
| 6.4. Контрольные вопросы | 75 |
| Список литературы | 75 |
| 7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА | 76 |
| 7.1. Движение электрона в однородных электрическом и магнитном полях | 76 |
| 7.1.1. Движение электрона в однородном электрическом поле | 76 |
| 7.1.2. Движение электрона в однородном магнитном поле | 77 |
| 7.2. Движение электрона во взаимно перпендикулярных электрическом и магнитном полях | 79 |
| 7.3. Экспериментальная установка | 83 |
| 7.4. Порядок выполнения работы | 85 |
| 7.5. Контрольные вопросы | 87 |
| Список литературы | 87 |
| 8. ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ | 88 |
| 8.1. Эффект Холла | 88 |
| 8.1.1. Эффект Холла в металлах | 88 |
| 8.1.2. Эффект Холла в полупроводниках | 90 |
| 8.1.3. Датчики Холла | 93 |
| 8.2. Описание установки для исследования датчиков Холла | 94 |
| 8.3. Порядок проведения измерений | 95 |
| 8.4. Контрольные вопросы | 97 |
| Список литературы | 97 |