

Министерство образования и науки Российской Федерации
Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина

ФИЗИКА АТОМА И ЯДРА

Допущено Научно-методическим Советом по физике Министерства
образования и науки Российской Федерации в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений, обучающихся
по техническим направлениям подготовки и специальностям

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2014

УДК 539.1 (076.5)

ББК 22.383я73

М20

Авторы: Л. Г. Малышев, А. А. Повзнер

Рецензенты: кафедра общей физики Российского государственного профессионально-педагогического университета (проф., д-р физ.-мат. наук А. Д. Ивлиев); проф., д-р физ.-мат. наук, О. А. Чикова (УрГПУ)

Научный редактор проф., д-р физ.-мат. наук Ф.А. Сидоренко

Ф50 Физика атома и ядра : лабораторный практикум / Л. Г. Малышев, А. А. Повзнер. – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2014. – 151 с.

ISBN 978-5-7996-1283-2

В работе обсуждаются основные вопросы атомной и ядерной физики и рассматриваются возможности их экспериментального исследования с использованием современных многофункциональных лабораторных комплексов. Эти комплексы позволяют изучать особенности теплового излучения, законы фотоэффекта, закономерности спектров атомов и молекул. Применение компьютерного моделирования дает возможность реализовать опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц на атомах, изучать комптоновское рассеяние и целый ряд других явлений.

УДК 539.1 (076.5)

ББК 22.383я73

ISBN 978-5-7996-1283-2

© Уральский федеральный
университет, 2014

ПРЕДИСЛОВИЕ

В курсе общей физики раздел «Атомная и ядерная физика» играет важную роль, так как способствует формированию у студентов представлений о целостной физической картине мира и протекающих в нем процессах. Особую роль в изучении этого раздела и понимании явлений должны играть натурные эксперименты, компьютерное моделирование и лабораторные работы, выполняемые студентами. Проблемы, возникающие при создании лабораторных комплексов, связаны в первую очередь со сложностью установок, а также экспериментальными трудностями при проведении измерений. Этим проблем можно избежать, если в качестве лабораторной установки использовать прибор-имитатор и персональный компьютер, который управляет этим прибором, моделирует физические процессы, выводит на экран экспериментальные данные, а также предлагает пользователю математический аппарат для обработки и анализа физических закономерностей, полученных в результате эксперимента.

Исследование законов поглощения γ -излучения веществом, дозиметрии и закономерностей α -распада плутония создают основу для глубокого изучения ядерного строения вещества. Изложение каждой главы, как правило, начинается с истории рассматриваемого явления или эффекта и его детального анализа с точки зрения современных теоретических представлений. Затем обсуждаются возможности экспериментального изучения явления при помощи существующих установок и лабораторных комплексов и методические особенности проведения непосредственных измерений. Полученные экспериментальные результаты обрабатываются на основе существующих теоретических моделей. Использование такого подхода существенно повышает эффективность учебного процесса при изучении курса «Атомная и ядерная физика».

Организация лабораторных занятий предполагает тестовый контроль знаний студентов в начале занятий, что позволяет оценить степень их

подготовки, а также оформление отчетов по проделанной работе, в которых излагаются основные физические принципы явления, расчетные формулы и результаты вычислений, а также выводы по проделанной работе.

Описанный лабораторный комплекс позволяет студентам не только закрепить знания, полученные на лекциях, но и провести самостоятельно эксперименты, получившие название ключевых экспериментов XX века.

1. ЗАКОНЫ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1.1. Тепловое излучение

Электромагнитные волны, испускаемые атомами, которые возбуждаются за счет энергии теплового движения, представляют собой *тепловое излучение*. Тепловое излучение – единственное излучение, способное находиться в термодинамическом равновесии с веществом. Такое равновесное излучение устанавливается в теплоизолированной системе, все тела которой находятся при одной и той же температуре.

Спектральной характеристикой теплового излучения тела служит спектральная плотность энергетической светимости, равная

$$r_\nu = dW_{\text{изл}} / d\nu,$$

где $dW_{\text{изл}}$ – энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени с единицы площади поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$.

Спектральной характеристикой поглощения электромагнитных волн телом служит монохроматический коэффициент поглощения, равный

$$a_\nu = dW_{\text{погл}} / dW.$$

Он характеризует поглощательную способность тела и показывает, какая доля энергии dW падающего на поверхность тела электромагнитного излучения с частотами от ν до $\nu + d\nu$ поглощается телом.

Опыты показывают, что спектральная плотность энергетической светимости и коэффициент поглощения зависят от частоты ν соответственно излучаемых и поглощаемых волн, температуры тела, его химического состава и состояния поверхности.

Тело называется *абсолютно черным*, если оно при любой температуре полностью поглощает всю энергию падающих на него электромагнитных волн независимо от их частоты, поляризации и направления распространения.

Испускательная и поглощательная способности непрозрачного тела взаимосвязаны. Эта связь выражается законом Кирхгофа. Отношение спектральной плотности энергетической светимости тела к его монохроматическому коэффициенту поглощения не зависит от материала тела и равно спектральной плотности энергетической светимости черного тела, являющейся функцией только температуры и частоты. В дифференциальной форме этот закон имеет вид

$$r_{\nu}/a_{\nu} = r_{\nu}^0,$$

где $r_{\nu}^0(\nu, T)$ – функция Кирхгофа.

От дифференциальных характеристик теплового излучения можно перейти к интегральным характеристикам. Мощность теплового излучения с единицы площади поверхности тела во всем интервале частот от 0 до ∞ , называемая энергетической светимостью R_{ν} , связана с r_{ν} соотношением

$$R_{\nu} = \int_0^{\infty} r_{\nu} d\nu.$$

Для абсолютно черного тела

$$R_{\nu}^0 = \int_0^{\infty} r_{\nu}^0 d\nu.$$

Энергетическая светимость черного тела R_{ν}^0 зависит только от температуры T .

1.2. Законы теплового излучения черного тела

Из опыта известно, что раскаленные до высоких температур тела начинают светиться, т. е. испускать электромагнитные волны видимого диапазона. При более низких температурах тела излучают электромагнитные волны вне видимого диапазона. Экспериментально и теоретически были определены законы теплового излучения черного тела.

Зависимость энергетической светимости черного тела от температуры определяется законом Стефана – Больцмана:

$$R_{\nu}^0 = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – постоянная Стефана – Больцмана.

Энергия равновесного теплового излучения определенным образом распределена по длинам волн. Координаты максимума этого распределения позволяют определить законы В. Вина:

$$\lambda_m T = b,$$

где λ_m – длина волны, соответствующая максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости $(r_v^0)_m$; T – термодинамическая температура; b – постоянная Вина в законе смещения ($b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$). Максимальное значение спектральной плотности энергетической светимости черного тела определяется другим законом Вина:

$$(r_v^0)_m = cT^5,$$

где $c = 1,29 \cdot 10^{-5} \text{ Вт} / (\text{м}^3 \cdot \text{К}^5)$ – постоянная Вина.

Экспериментальные кривые, характеризующие зависимость $r_v^0(\nu)$ при разных температурах T ($T_3 > T_2 > T_1$) черного тела, имеют вид, представленный на рис. 1.1.

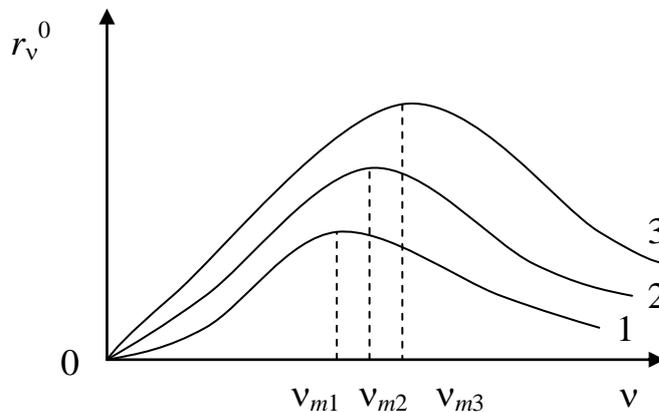


Рис. 1.1. Экспериментальные кривые $r_v^0(\nu)$ при разных температурах T черного тела

Экспериментально тепловое излучение черного тела воспроизводилось как излучение из небольшого отверстия достаточно большой полости (рис. 1.2).

Излучение, попавшее через отверстие в полость, в результате многократных поглощений на ее внутренних стенках всегда практически полностью поглощается. Следовательно, поверхность отверстия ведет себя как

черное тело и выходящее из него излучение является равновесным тепловым излучением.

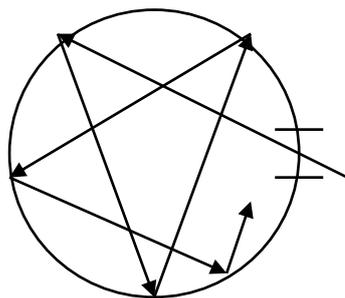


Рис. 1.2. Модель абсолютно черного тела

1.3. Формула Планка

Получить выражение, хорошо согласующееся с экспериментом для функции Кирхгофа, и дать теоретическое обоснование спектральным закономерностям черного излучения впервые удалось М. Планку. Излучающую систему Планк представил в виде совокупности линейных гармонических осцилляторов (электрических диполей) со всевозможными собственными частотами ν , получив зависимость $r_{\nu}^0(\nu)$:

$$r_{\nu}^0 = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle w_{\nu} \rangle,$$

где $\langle w_{\nu} \rangle$ – средняя энергия осциллятора с собственной частотой ν .

Используя термодинамические соотношения и выдвинув квантовую гипотезу, согласно которой энергия атомов-осцилляторов может изменяться дискретно, т. е. порциями, пропорциональными кванту энергии $h\nu$, где h – постоянная Планка ($h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с), Планк получил формулу

$$r_{\nu}^0 = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1},$$

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

Эта формула хорошо согласуется с экспериментальными законами излучения черного тела.

Для экспериментального подтверждения формулы Планка и определения постоянной Планка необходимо исследовать зависимость интенсивности излучения от температуры на фиксированной частоте. Спектральная интенсивность излучения черного или серого тела пропорциональна спектральной плотности энергии равновесного теплового излучения, определяемой формулой Планка.

Интенсивность излучения определяет величину фототока I_{ϕ} , возникающего в результате освещения фотоприемника. Для диапазона частот, используемых в эксперименте, справедливо соотношение $h\nu \gg kT$, и зависимость фототока от температуры будет иметь вид

$$I_{\phi} = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right).$$

Линейная зависимость логарифма фототока $\ln I_{\phi}$ от ν/T должна свидетельствовать о соответствии результатов формуле Планка в исследуемом интервале частот.

Из коэффициента пропорциональности зависимости $\ln I_{\phi}$ (от ν/T) определяется постоянная Планка.

Справедливость закона Стефана – Больцмана проверяется по графику зависимости мощности излучения P нити накаливания от температуры T ; отношение $\ln P / \ln T$ должно быть близко к 4. За мощность излучения P принимаем мощность электрического нагрева. Сравнивая мощность излучения P с мощностью излучения абсолютно черного тела P^0 , определяем коэффициент излучения реального тела (нити накаливания).

Принципиальная схема установки и основные узлы приведены на рис. 1.3 (вид сверху). В нижнем правом углу расположен блок источников света 8. Свет от лампы накаливания поступает на зеркало, установленное на поворотной стойке 6, а затем на вход монохроматора 4. Рукояткой 7 зеркало поворачивают вокруг вертикальной оси, а винтом 5 – вокруг горизонтальной оси, добиваясь совмещения изображения источника с входной щелью монохроматора 4. В монохроматоре свет направляется на сферическую дифракционную решетку 11,

поворот которой осуществляется ручкой 9. Длина волны света, отраженного от решетки в направлении выхода, отсчитывается по шкале 10 отсчетного устройства, расположенного на передней стенке монохроматора.

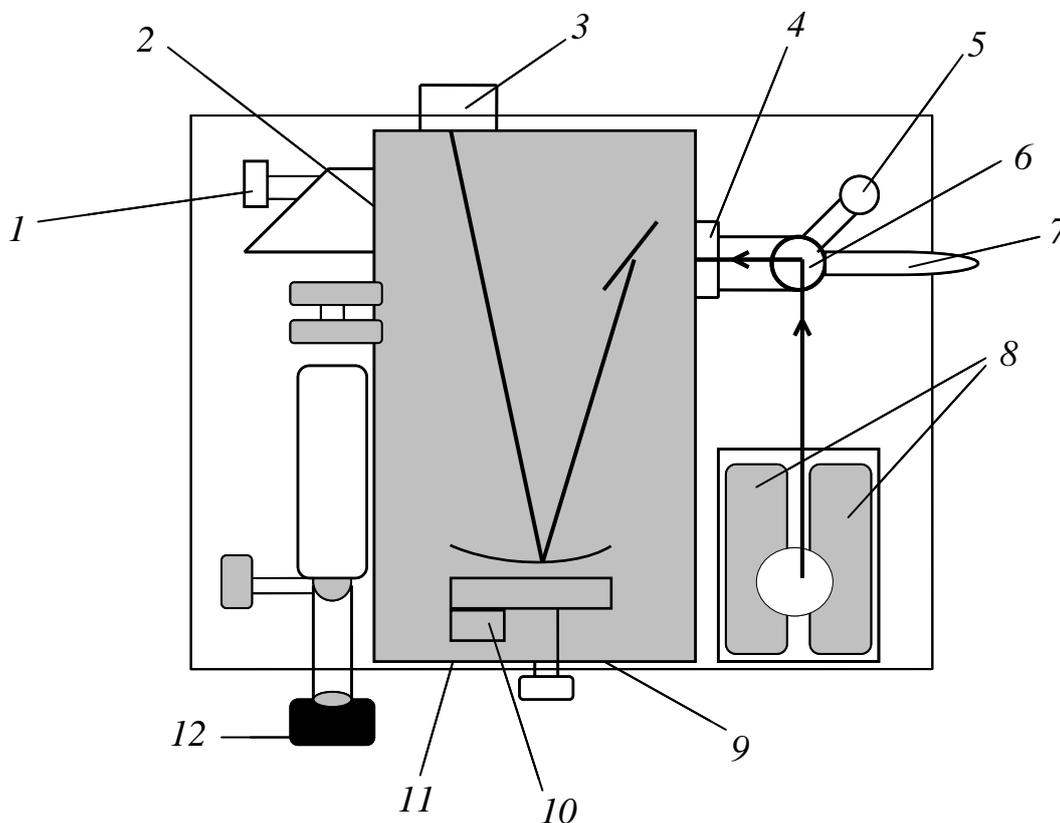


Рис 1.3. Принципиальная схема установки

Шкала 11 имеет три барабана, показывающих значение длины волны в нанометрах (рис. 1.4). Отсчет производится при помощи горизонтальной визирной линии. Цена деления правого барабана 0,2 нм.

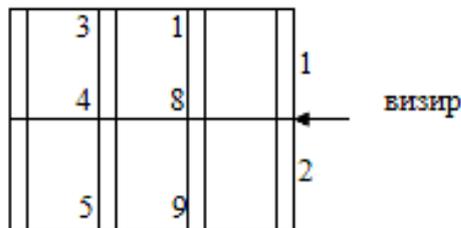


Рис. 1.4. Шкала отсчетного устройства

Монохроматор имеет два выхода: задний выход 3 для установки фотоприемников и боковой выход 2 для визуального наблюдения через окуляр

12. Выбор выхода монохроматора осуществляется с помощью подвижного зеркала, перемещаемого штоком I . Если шток вдвинут до упора, то излучение поступает на боковой выход. Если шток выдвинут до упора, то излучение поступает на фотоприемник.

На передней стенке установки (рис. 1.5) размещена панель измерительной системы, обеспечивающей питание источников света; задание и измерение токов и напряжений источников света; создание и измерение нужных напряжений на фотоприемнике; измерение токов фотоприемника. Мультиметры, расположенные также на передней стенке установки, при изучении теплового излучения не используются.

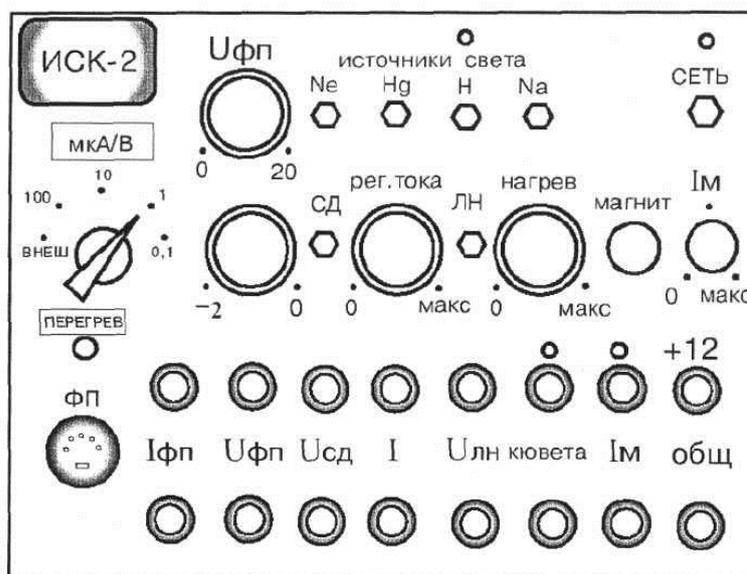


Рис. 1.5. Фронтальная панель установки

Электрическое сопротивление нити лампы накаливания изменяется по закону $R = R_0(1 + \alpha(T - T_0))$, где R_0 – значение сопротивления при комнатной температуре T_0 ; α – температурный коэффициент сопротивления. Использование этой зависимости позволяет находить температуру нити лампы накаливания, причем в данном эксперименте процесс расчета температуры автоматизирован и для определения температуры нити в ходе измерений необходимо только правильно задать R_0 и T_0 .

При выполнении эксперимента используется система сбора данных $NI DAQ$ и программа обработки экспериментальных данных, разработанная в

среде *NI LabVIEW*. При этом становится возможным одновременное измерение четырех сигналов четырехканальным АЦП *NI USB-9162*.

На рис. 1.6 представлена интерфейс (лицевая панель) программы *LabVIEW*.

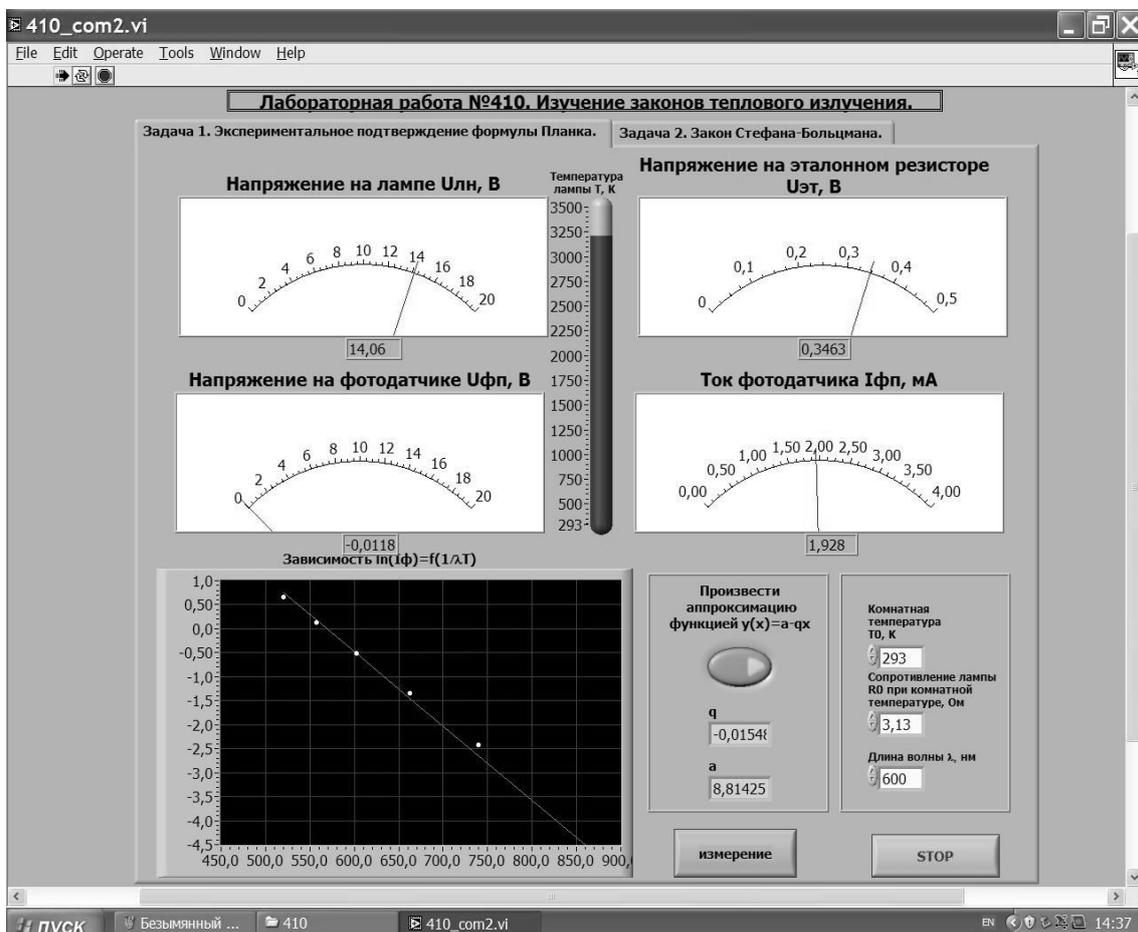


Рис. 1.6. Лицевая панель программы *LabVIEW*

1.4. Методические рекомендации по проведению измерений

Задача 1. Экспериментальное подтверждение формулы Планка

1. Установите фотоприемник с маркировкой «ФД» (фотодиод) на задний выход 3 монохроматора (рис. 1.3). Корпус приемника надевается на выступающую из монохроматора короткую трубу.

2. Подключите приемник к выходу усилителя (гнездо «ФП» на передней панели установки, рис. 1.5).

3. Провод « $U_{лн}$ » подключите к гнездам $U_{лн}$ на передней стенке установки.

4. Включите источник излучения – лампу накаливания ЛН (тумблер ЛН). Сфокусируйте излучение при помощи рукоятки 7 и винта 5 (рис. 1.3) на входной щели монохроматора.

5. Включите измерительную программу. Для этого нажмите стрелку в меню интерфейса (рис. 1.6).

6. Направьте поток излучения на задний выход монохроматора (шток подвижного зеркала I монохроматора должен быть выдвинут до упора).

7. Убедитесь с помощью механизма поворота дифракционной решетки 9 в регистрации фототока (измеряем напряжение на фотоприемнике) в широком диапазоне длин волн, в том числе и в инфракрасной области 750–850 нм.

8. Поворачивая фотоприемник на трубе-креплении, получите максимальное значение сигнала $I_{\text{фп}}$, после чего закрепите приемник винтом.

9. Установите с помощью рукоятки $U_{\text{фп}}$ напряжение на фотодатчике равным нулю.

10. Выключите лампу накаливания. Дайте ей остыть в течение 5 мин.

11. Измерьте сопротивление лампы при комнатной температуре. Напряжение на лампе установите на минимум ручкой «Рег. тока». С помощью тумблера «ЛН» включите лампу накаливания. Меняя напряжение на лампе $U_{\text{ЛН}}$ в пределах до 0,05 В, измерьте напряжение $U_{\text{эт}}$ на эталонном резисторе (сопротивление эталонного резистора равно 1 Ом) для шести различных значений напряжения на лампе. Результаты измерений занесите в нижеприведенную форму.

№ п/п	Напряжение на эталонном резисторе $U_{\text{эт}}$, мВ	Напряжение на лампе $U_{\text{ЛН}}$, мВ	Сопротивление лампы R , Ом

Сопротивление лампы рассчитывается по формуле

$$R = R_{\text{эт}} U_{\text{ЛН}} / U_{\text{эт}}.$$

12. Полученные значения R занесите в форму. Рассчитайте R_0 , Ом,

по формуле $R_0 = \Sigma R/n$ при T_0 , где $n = 6$.

13. Занесите полученное значение R_0 в поле программы «Сопротивление R_0 лампы при комнатной температуре, Ом».

14. Вращая механизм 9, который поворачивает дифракционную решетку монохроматора 11, выберите излучение определенной длины волны, отсчитываемой по шкале отсчетного устройства 10 (шкала монохроматора представлена на рис. 1.4). Занесите значение длины волны в поле программы «Длина волны λ , нм». Рекомендуется провести измерения для длины волны 600 нм.

15. Измерьте комнатную температуру и занесите ее значение в поле «Комнатная температура T_0 , К».

16. Регулятор «мкА/В» на передней панели ИС поставьте в положение « $K = 1$ ».

17. Измерьте темновой ток $I_{\text{темн}}$ (шток 1 задвинут до упора) и занесите его значение в соответствующее поле на дисплее.

18. Изменяя напряжение на лампе в пределах от 4 до 16 В через 1,5–2 В (при помощи ручки «Рег. тока») для каждого значения $U_{\text{лн}}$, измерьте напряжение $U_{\text{эт}}$ на эталонном сопротивлении и напряжение на фотоприемнике $U_{\text{фп}}$ (шток 1 выдвинут, свет падает на фотоприемник). Данные занести в нижеприведенную форму.

19. Расчет температуры производится автоматически по формуле и выводится с помощью термометра и соответствующего поля на экран дисплея. Данные расчета температуры занести в нижеследующую форму.

20. При всех значениях $U_{\text{лн}}$ измерить разность токов ($I_{\text{фп}} - I_{\text{темн}}$), пользуясь прибором «Ток фотодатчика». Данные занести в форму.

№ п/п	$U_{\text{лн}}$, В	$U_{\text{эт}}$, В	R , Ом	T , К	$(1/\lambda T) \cdot 10^3$, $\text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$(I_{\text{фп}} - I_{\text{темн}})$, мА	$\ln(I_{\text{фп}} - I_{\text{темн}})$
1							
2							
3							
4							
5							
6							

7							
8							

21. Все вышеприведенные действия производятся в программе *Lab View* автоматически при нажатии в окне программы кнопки «Измерение». Таким образом, выставив требуемое напряжение и нажав кнопки «Измерение», получаем все данные для заполнения формы на с.14. Более того, при этом на графике $\ln(I_{\text{фп}} - I_{\text{темн}}) = f(1/T)$ в окне программы должна появляться новая экспериментальная точка.

22. По окончании измерений на данном графике должна получиться зависимость, близкая к линейной. Нажмите кнопку «Аппроксимировать функцией $y = a - qx$ » в окне программы. На графике должна появиться аппроксимирующая прямая, а в полях a и q – значения соответствующих констант. Постройте график в отчете, запишите значения констант a и q .

23. Пользуясь графиком, найдите тангенс угла наклона прямой q :

$$q = \frac{(\ln I_{\phi})_1 - (\ln I_{\phi})_2}{\left(\frac{10^3}{\lambda T}\right)_1 - \left(\frac{10^3}{\lambda T}\right)_2}.$$

24. Рассчитайте $h/k = q/c$.

25. Полученное значение h/k сравните с табличным значением.

26. Найдите $\Delta(h/k) = (h/k)_{\text{экс}} - (h/k)_{\text{табл}}$.

27. Представьте окончательный результат в виде

$$h/k = (\langle h/k \rangle \pm \Delta(h/k)) = \dots \pm \dots \text{ К}\cdot\text{с}.$$

Задача 2. Проверка закона Стефана – Больцмана

1. В окне программы перейдите на вкладку «Задача 2. Закон Стефана – Больцмана».

2. Вращая механизм 9, длину волны монохроматора установите равной 600 нм.

3. Внесите полученное в 1-й задаче значение R_0 в поле программы

«Сопротивление R_0 лампы при комнатной температуре, Ом».

4. Внесите значение температуры в лаборатории в поле «Комнатная температура T_0 , К».

5. Изменяя напряжение на лампе в пределах от 4 до 16 В, нажимайте кнопку «Измерение» в окне программы, при этом на графике $\ln P = f(\ln T)$ должна появляться новая экспериментальная точка. Помимо нажатия на кнопку «Измерение», каждый раз заносите данные измерения $U_{\text{лн}}$ и $U_{\text{эт}}$ в нижеприведенную форму.

6. Силу тока I определите как $I = U_{\text{эт}}/R_{\text{эт}}$, где $R_{\text{эт}}$ – сопротивление эталонного резистора ($R_{\text{эт}} = 1$ Ом). Данные занести в нижеследующую форму.

7. Расчет температуры производится автоматически по формуле и выводится с помощью термометра и соответствующего поля на экран дисплея. Данные расчета температуры занесите в форму.

8. Рассчитайте мощность излучения абсолютно черного тела P^0 . Энергетическая светимость черного тела связана с мощностью излучения соотношением $R_3^0 = P^0/S$.

При температуре T , значительно превышающей температуру окружающих тел, мощность P^0 теряется телом при излучении. Согласно закону Стефана – Больцмана, $R_3^0 = \sigma T^4$, где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴). Тогда $P^0 = \sigma T^4 \cdot S$, где S – «видимая» площадь проекции нити лампы накаливания на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения ($S = 0,4 \cdot 10^{-6}$ м²). Значения мощности занести в форму.

9. Рассчитайте мощность излучения нити накаливания P , в качестве которой принимается мощность электрического нагрева ($P = IU$). Значения мощности занести в форму.

$U_{\text{лн}}$, В	$U_{\text{эт}}$, В	I , А	P , Вт	$\ln P$	T , К	$\ln T$	P^0 , Вт

--	--	--	--	--	--	--	--

10. По окончании измерений на графике $\ln P = f(\ln T)$ должна получиться зависимость, близкая к линейной. Нажмите кнопку «Аппроксимировать функцией $y = a - bx$ » в окне программы. На графике должна появиться аппроксимирующая прямая, а в полях a и b – значения соответствующих констант. Постройте график в отчете, запишите значения констант a и b .

11. На полученной прямой $\ln P = f(\ln T)$ выбрать две далеко отстоящие точки и, используя их координаты, рассчитать тангенс угла наклона прямой по формуле

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{(\ln P)_2 - (\ln P)_1}{(\ln T)_2 - (\ln T)_1}.$$

12. Сравните полученное значение с теоретическим $(b)_T = 4$.

13. Используя полученные значения P и P^0 , рассчитайте среднее значение коэффициента теплового излучения лампы накаливания по формуле

$$\langle a \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n a_i}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n (P / P^0)}{n}.$$

14. Сделайте выводы по результатам проведенных измерений.

Контрольные вопросы

1. Какое излучение называется тепловым?
2. Что такое спектральная плотность энергетической светимости тела?
3. Какое тело называется абсолютно черным?
4. Связь между какими способностями тела выражает закон Кирхгофа?
5. Зависимость какой физической величины от температуры определяется законом Стефана – Больцмана?
6. Каков характер кривой распределения энергии равновесного теплового излучения по длинам волн?
7. Какие рассуждения лежат в основе формулы Планка?
8. Координаты какой точки позволяют определить законы Вина?

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Излучение энергии атомами, ее дальнейшее распространение в пространстве и взаимодействие с веществом происходит в виде определенных порций (квантов), локализованных и перемещающихся как целое со скоростью света c . Эти порции энергии можно представить как элементарные световые частицы – фотоны. Энергия ε фотона пропорциональна линейной частоте ν излучения:

$$\varepsilon = h\nu. \quad (2.1)$$

Коэффициент пропорциональности h называется постоянной Планка и имеет размерность «энергия–время». В механике величины с такой размерностью называют действием. Поэтому постоянную Планка иногда называют квантом действия.

Постоянная Планка входит во многие физические соотношения, в связи с чем может быть определена различными методами. Один из таких методов (спектроскопический) основан на измерениях длин волн в спектрах излучения или поглощения.

2.1. Оптические спектры

Любое излучение можно представить как набор монохроматических (с определенной длиной волны λ) излучений. Такой набор излучений называется спектром. Атомы вещества, находящиеся в возбужденном состоянии, самопроизвольно переходят в более низкие энергетические состояния, испуская при этом спектр, состоящий из отдельных спектральных линий (линейчатый спектр).

Возбудить атомы, т. е. сообщить им добавочную по отношению к основному состоянию энергию, можно за счет нагревания, воздействия электрическим полем и т. д.

В спектре излучения натрия, как и в спектрах других атомов, наблюдаются серийные закономерности, т. е. спектральные линии располагаются с определенной закономерностью в ряды или серии.

2.2. Энергетические уровни атома натрия

Основные закономерности атомарных спектров удается объяснить только с точки зрения квантовой механики.

Согласно квантовой механике вероятность обнаружения микрочастицы в какой-либо области пространства объема V можно рассчитать по формуле

$$P = \int_V |\Psi|^2 dV,$$

где Ψ – волновая функция, зависящая от координат и времени.

Функция Ψ определяется решением уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t},$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; m – масса частицы; ∇^2 – оператор Лапласа; U – потенциальная энергия.

Если рассматривать атом как систему, состоящую из неподвижного ядра с зарядом Ze и движущегося вокруг него одного электрона (водородоподобный атом), то уравнение Шредингера в этом случае будет иметь вид

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\Psi = 0. \quad (2.2)$$

Потенциальная энергия электрона в поле ядра

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Решение уравнения (2.2) приводит к следующему результату. Энергия электрона может принимать дискретный набор значений:

$$E_n = -\frac{me^4 Z^2}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (n=1, 2, 3, \dots),$$

где n – главное квантовое число. Каждому собственному значению энергии E_n соответствует несколько значений функции $\Psi_{n,l,m}$, отличающихся значениями квантовых чисел l и m .

В атомах щелочных металлов, к которым принадлежит и натрий, каждый электрон движется в усредненном поле, созданном ядром и другими электронами. При этом в зависимости от глубины проникновения электрона в атом заряд ядра будет для данного электрона в большей или меньшей степени экранироваться другими электронами, так что энергия электрона оказывается зависящей не только от главного n , но и от орбитального (азимутального) квантового числа l :

$$E_{n,l} = -\frac{me^4(Z - a_{n,l})^2}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2}. \quad (2.3)$$

В формуле (2.3) поправка $a_{n,l}$ по смыслу определяет степень экранирования заряда ядра. Для Na ($Z = 11$) максимальное значение поправки $a_{n,l}$ равно десяти.

В атомной физике применяются следующие условные обозначения различных состояний электронов. Электрон, находящийся в состоянии с $l = 0$, называют s -электроном (s -состояние), с $l = 1$ – p -электроном, с $l = 2$ – d -электроном, с $l = 3$ – f -электроном, затем идут g , h и т. д. по алфавиту. Значение главного квантового числа указывается перед условным обозначением квантового числа l .

Распределение электронов по энергетическим состояниям происходит в соответствии с принципом Паули и определяет так называемую электронную конфигурацию атома. Электронная конфигурация натрия может быть записана как $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. Электрон, находящийся в состоянии $3s$, связан с ядром слабее других и является валентным электроном. Так как все состояния с более низкой энергией заняты, то состояние $3s$ для валентного электрона является основным. При возбуждении атома щелочного металла и при испускании им кванта света изменяется состояние только валентного электрона, который

поэтому называют оптическим электроном. Орбитальное квантовое число L атомов щелочных металлов совпадает с орбитальным квантовым числом l оптического электрона.

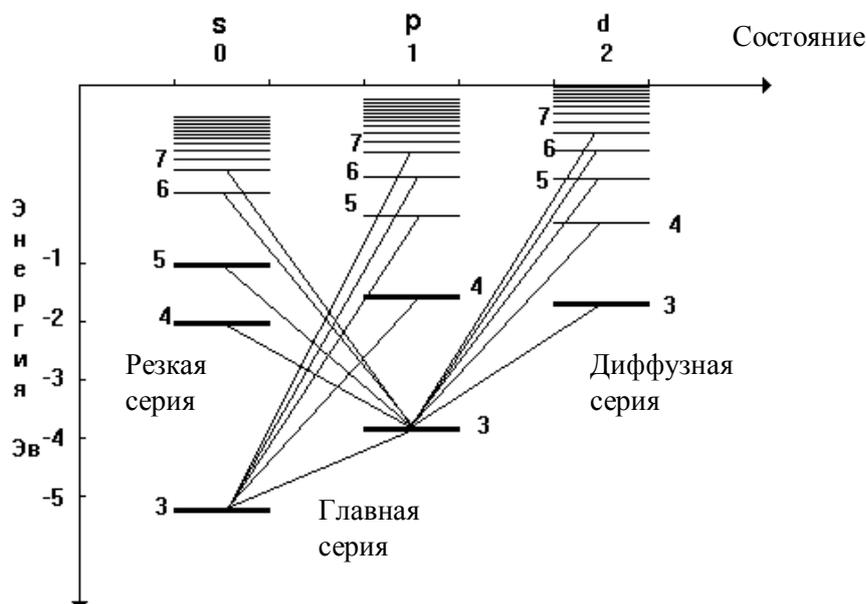


Рис. 2.1. Схема энергетических уровней натрия

На рис. 2.1 изображен фрагмент схемы энергетических уровней атомов натрия. На схеме видно, что в каждом ряду энергия принимает различный набор значений в зависимости от главного квантового числа n (цифры слева у каждого уровня). Ряды отличаются различным значением l и обозначены в соответствии с этим.

2.3. Определение постоянной Планка

На основе схемы энергетических уровней (рис. 2.1) могут быть объяснены закономерности оптического спектра, излучаемого натрием. Величина кванта излучения (фотона) равна разности энергий тех стационарных состояний, между которыми совершается квантовый переход электрона

$$h\nu = E' - E. \quad (2.4)$$

Квантовая механика позволяет определить вероятность различных переходов из одного состояния в другое. Соотношение, показывающее, какие

переходы наиболее вероятны, называется правилом отбора. Правила отбора – это следствие фундаментальных законов физики. Так, например, одно из таких правил является следствием закона сохранения момента импульса:

$$\Delta l = \pm 1.$$

При переходах оптических электронов с вышележащих энергетических состояний в основное состояние $3s$ излучается главная серия. В видимую область спектра в этой серии попадает только одна спектральная линия (желтая). Следующая серия, возникающая при переходах электронов в первое возбужденное состояние 3 из состояний с $n > 3$ и $l = 0$, называется резкой. И наконец, диффузная серия, для которой характерно некоторое размытие спектральных линий, наблюдается при переходах электронов из состояний с $n > 3$, $l = 2$ в состояние $3p$. Спектральные линии резкой и диффузной серий в основном лежат в видимой части спектра.

Используя соотношения (2.7) и (2.8), можно найти связь между длиной волны λ и квантовым числом соответствующих переходов:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 ch^3} \left[\left(\frac{Z - a_{n,l}}{n} \right)^2 - \left(\frac{Z - a_{n',l'}}{n'} \right)^2 \right], \quad (2.5)$$

где n , l – квантовые числа, определяющие более низкое энергетическое состояние, а n' и l' – более высокое.

Из формулы (2.5) видно, что, измерив длины волн спектральных линий, можно вычислить постоянную Планка:

$$h = \sqrt[3]{\frac{me^4 \lambda}{8\varepsilon_0^2 c} \left[\left(\frac{Z - a_{n,l}}{n} \right)^2 - \left(\frac{Z - a_{n',l'}}{n'} \right)^2 \right]}.$$

2.4. Описание экспериментальной установки

В качестве спектроскопа используется прибор типа УМ–2 (рис. 2.2), диспергирующим элементом которого является стеклянная призма. Свет от источника попадает на входную щель *ЩК* коллиматора.

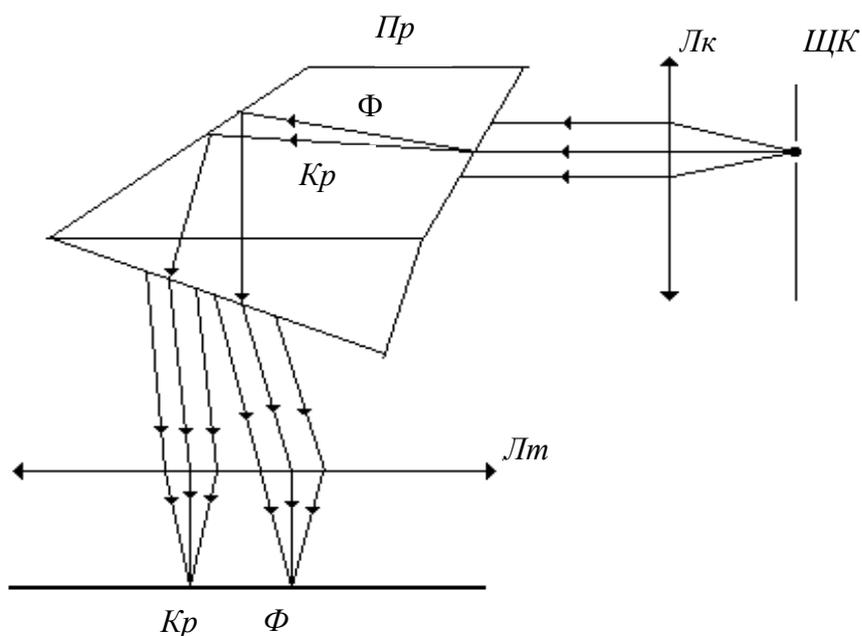


Рис. 2.2. Оптическая схема спектроскопа

Объектив L_k коллиматора создает параллельный пучок излучения и направляет его на диспергирующую призму $Пр$. В призме свет преобразуется в систему параллельных пучков, выходящих под различными углами, в зависимости от длины волны λ . На рис. 2.2 показано разделение только одного из лучей, попадающих на призму. Естественно, что таким же образом разделяются и другие лучи. Благодаря своим конструктивным особенностям диспергирующая призма, кроме того, поворачивает лучи на 90° . Объектив зрительной трубы L_t фокусирует отдельные параллельные пучки и образует в своей фокальной плоскости совокупность разноцветных изображений (спектральных линий) щели коллиматора.

На рис. 2.3 приведен общий вид спектроскопа УМ–2 и показаны основные части УМ–2: коллиматор 5, зрительная труба 1, под защитным кожухом 3 призма на поворотном столике. Призменный столик приводится в движение вращением барабана 8. На барабане 8 нанесены относительные деления – градусы, отсчет читается против черты индекса 4, скользящего по спиральной канавке. Освещение шкалы включается тумблером 9.

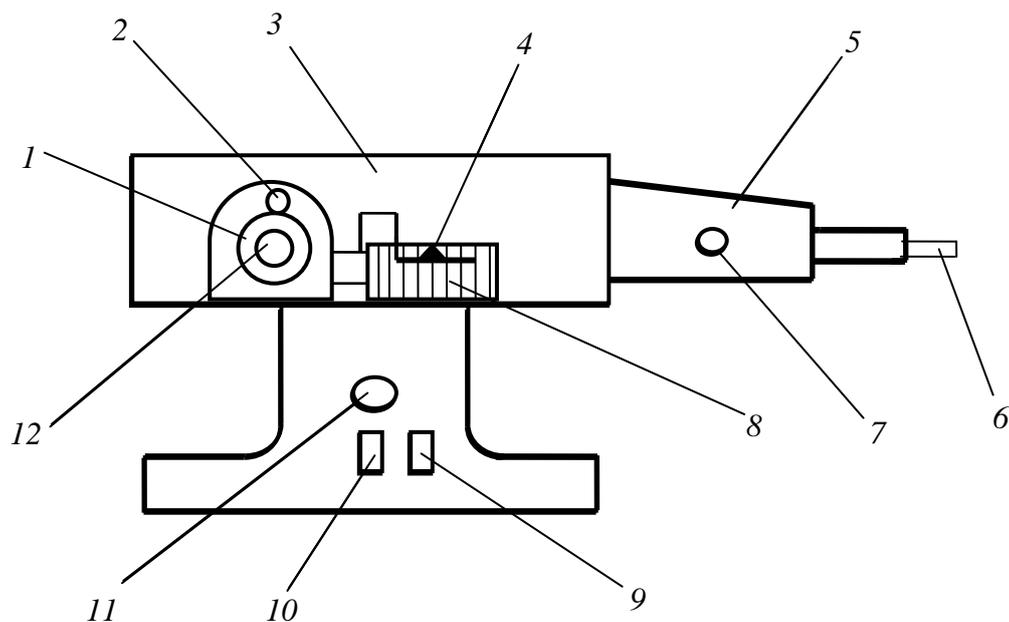


Рис. 2.3. Схема общего вида спектрокопа УМ–2

Наблюдение спектра осуществляется визуально через окуляр зрительной трубы 12. В фокальной плоскости зрительной трубы находится указатель, освещаемый лампочкой через сменные светофильтры в оправе 2, освещение регулируется реостатом 11 с тумблером 10. Спектральная линия совмещается с острием указателя поворотом барабана 8.

При работе со спектрокопом УМ–2 удастся отметить строго фиксированное положение φ спектральных линий в относительных единицах – градусах. Чтобы определить длину волны, соответствующую данной линии в спектре, необходимо воспользоваться градуировочной кривой, построенной в координатах «Длина волны λ , нм – отсчет по шкале φ , град».

2.5. Методические указания по проведению измерений

1. **Построение градуировочной кривой.** Градуировочная кривая строится на основании измерения положения спектральных линий с известной длиной волны, определяемого в относительных единицах – градусах. В качестве

эталонных спектральных линий используются линии спектров паров ртути и неона. Градуировку проводят в следующей последовательности:

а) перед входной щелью спектроскопа устанавливают газоразрядную лампу с парами ртути;

б) включают освещение указателя зрительной трубы;

в) глядя в окуляр зрительной трубы спектроскопа, добиваются четкой видимости спектральных линий: ширину линий при этом регулируют микрометрическим винтом 6, резкость спектральных линий – винтом 7, резкость указателя шкалы – перемещением окуляра 12 (см. рис. 2.3);

г) вращением барабана 8 совмещают острие указателя с серединой одной из спектральных линий;

д) против черты индекса 4 производят отсчет по барабану 8;

е) полученные данные заносятся в форму;

Спектральная линия		Длина волны, нм	Отсчет, град
Р	Желтая	578	
Т	Зеленая	546	
У	Фиолетовая	436	
Т			
Б			
Н	Красная	640	
Е	Красная	638	
О	Красная	626	
Н	Желтая	585	

ж) вышеуказанные измерения проводятся для всех наиболее ярких спектральных линий ртути.

Вместо газоразрядной лампы с парами ртути перед входной щелью устанавливают неоновую лампочку, производят измерения положения трех наиболее ярких красных и одной желтой линий спектра неона и повторяют действия г–е.

По данным вышеприведенной формы строят градуировочную кривую.

2. Определение длины волны спектральных линий натрия. Перед входной щелью объектива спектроскопа устанавливают лампу, наполненную парами натрия, включают в сеть и прогревают 8–10 мин.

После этого необходимо произвести измерения положения всех наиболее ярких линий спектра натрия. Измерения проводят в соответствии с позициями г–е пункта 1.

Полученные данные заносят в нижеприведенную форму. С помощью градуировочной кривой определяют длины волн спектральных линий натрия, которые также заносят в нижеприведенную форму и таблицу.

№	Спектральная линия натрия	Отсчет φ , град.	Длина волны, нм
1	Красно-оранжевая		
2	Желтая		
3	Желто-зеленая		
4	Зеленая		
5	Зелено-голубая		
6	Сине-голубая		

№ п/п	Серия	λ , нм	n	l	$a_{n,l}$	n'	l'	$a_{n',l'}$	h_i , Дж·с	$h_i - \langle h \rangle$, Дж·с	$(h_i - \langle h \rangle)^2$, (Дж·с) ²
1	Резкая (красно-оранжевая)	1	3	1	9,583	5	0	9,629			
2	Главная (желтая)	2	3	0	9,156	3	1	9,583			
3	Диффузная (желто-зеленая)	3	3	1	9,583	4	2	9,997			
4	Резкая (зеленая)	4	3	1	9,583	6	0	9,710			
5	Диффузная (зелено-голубая)	5	3	1	9,583	5	2	10,000			
6	Диффузная (сине-голубая)	6	3	1	9,583	6	2	10,000			

3. Определение постоянной Планка. В таблице, кроме полученных длин волн спектральных линий натрия, указаны также значения квантовых чисел

n и l и постоянных экранирования $a_{n,l}$, соответствующие каждой длине волны. По данным таблицы и расчетной формуле (2.6) определяют постоянную Планка h_i (для каждой длины волны λ_i). Затем определяют среднее значение $\langle h \rangle$ и доверительную границу случайной погрешности $\varepsilon_{\langle h \rangle}$ по формулам

$$\langle h \rangle = \frac{\sum_{l=1}^n h_i}{n}, \quad (2.6)$$

$$S_{\langle h \rangle} = \sqrt{\frac{\sum_{l=1}^n (h_i - \langle h \rangle)^2}{n(n-1)}},$$

$$\varepsilon_{\langle h \rangle} = S_{\langle h \rangle} t_{p,n},$$

где n – число полученных значений h , $t_{p,n}$ – коэффициент Стьюдента для данного n и доверительной вероятности P .

Систематической погрешностью в определении h пренебрегаем вследствие ее малости, следовательно, $\Delta_{\langle h \rangle} = \varepsilon_{\langle h \rangle}$.

Окончательный результат записывается в виде $h = \langle h \rangle \pm \Delta_{\langle h \rangle}$, $P = 0,95$.

Контрольные вопросы

1. Какой вид имеет оптический спектр атомарного натрия?
2. Какие значения энергии может принимать электрон в атоме Na? От чего зависит эта энергия?
3. Какой электрон называется оптическим?
4. Запишите электронную конфигурацию атома натрия.
5. Каким переходам оптического электрона соответствуют видимые линии в спектре натрия?
6. Получите расчетную формулу для определения постоянной Планка по спектру испускания щелочных металлов.
7. Перечислите способы возбуждения атомов. Какой способ возбуждения свечения используется в данной работе?
8. Опишите принцип действия и устройство спектроскопа.

9. В чем состоит градуировка спектрографа? Какие газы используются для градуировки? Как, пользуясь градуировочной кривой спектрографа, определить длину волны спектральной линии водорода?

10. Опишите порядок проведения работы.

3. ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОПРОВОДИМОСТИ И СВЕТОДИОДА

Падающий на вещество поток света отражается, поглощается или проходит насквозь. Если поглощенный свет приводит к такому увеличению энергии электронов, что они покидают объем, занимаемый веществом, то наблюдается внешний фотоэффект. Если же при освещении изменяется энергетическое состояние носителей заряда внутри твердого тела, то мы имеем дело с внутренним фотоэффектом. Добавочная проводимость, обусловленная носителями заряда, созданными излучением, называется *фотопроводимостью*. В полупроводнике под влиянием света образуются дополнительные неравновесные носители тока. Общая удельная проводимость полупроводника имеет вид $\sigma = \sigma_0 + \sigma_{\text{ф}}$, где σ_0 – темновая удельная электрическая проводимость; $\sigma_{\text{ф}}$ – удельная электрическая фотопроводимость.

Схемы образования электрона фотопроводимости и дырки у собственного и примесных полупроводников приведены на рис. 3.1.

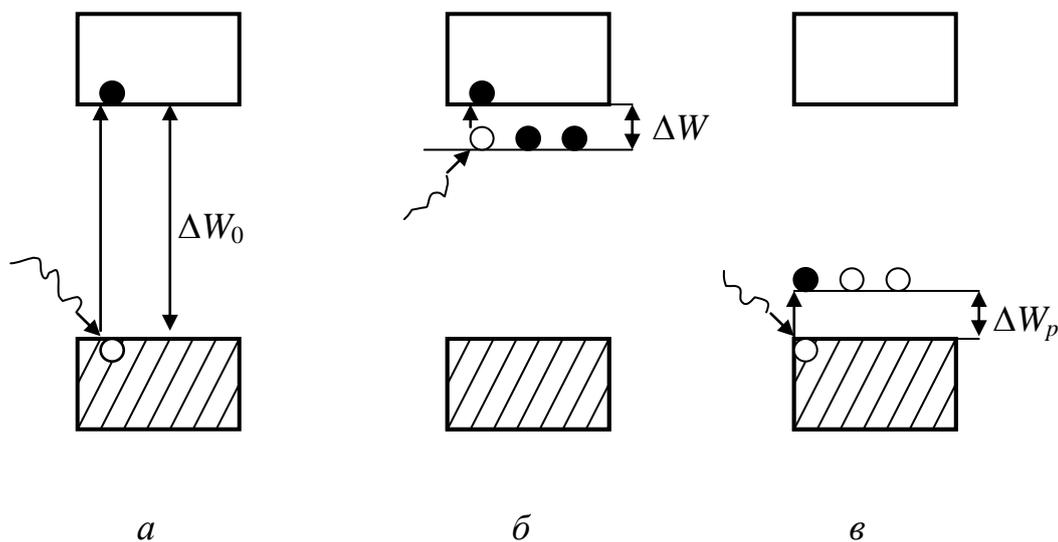


Рис. 3.1. Схемы образования электрона фотопроводимости и дырки у собственного и примесных полупроводников

На рис. 3.1, а представлена схема образования электрона фотопроводимости и дырки у собственного беспримесного полупроводника.

Фотон с энергией $h\nu$, равной или большей ширины запрещенной зоны ΔW_0 , переводит электрон из валентной зоны в зону проводимости. При этом образуется пара – электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне. Они участвуют в создании собственной фотопроводимости полупроводника.

Удельная электрическая фотопроводимость

$$\sigma_{\text{ф}} = e n_{\text{ос}} (u_{\text{э}} \langle \tau_{\text{э}} \rangle + u_{\text{д}} \langle \tau_{\text{д}} \rangle),$$

где $n_{\text{ос}}$ – число пар неравновесных носителей (электронов и дырок), генерируемых светом в единице объема полупроводника за 1 секунду; $\langle \tau_{\text{э}} \rangle$ и $\langle \tau_{\text{д}} \rangle$ – средние времена жизни этих носителей; $u_{\text{э}}$ и $u_{\text{д}}$ – подвижности носителей.

На рис. 3.1, б, в показано, как создаются носители тока под действием света соответственно в примесных донорных и акцепторных полупроводниках. В этих случаях фотон с энергией $h\nu \geq \Delta W_{n,p}$ (энергии активации примесной проводимости) либо переводит электрон с донорного уровня в зону проводимости, либо из валентной зоны переводит электрон на акцепторный вакантный примесный уровень.

Существует красная граница внутреннего фотоэффекта, которая определяется из условия $h\nu_{\text{min}} = \Delta W$ или $\lambda_{\text{max}} = hc/\Delta W$.

Зависимость фотопроводимости полупроводников от освещенности используется в фоторезисторах (фотосопротивлениях, рис. 3.2).

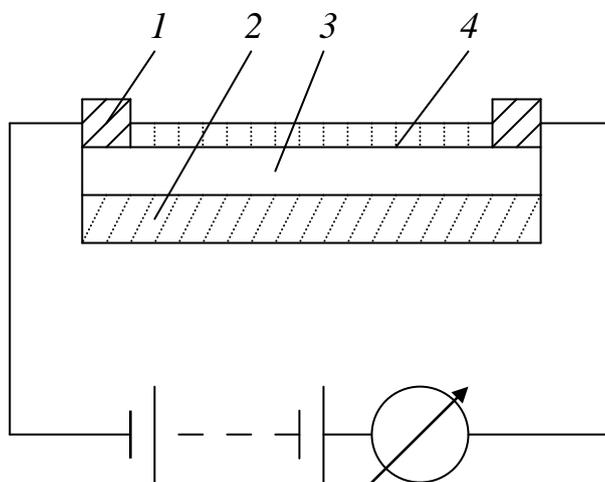


Рис. 3.2. Схема фотосопротивления

Тонкий полупроводниковый слой 3 наносится на изолирующую подложку 2. С помощью металлических электродов 1 фотосопротивление включается в цепь. Защитное лаковое покрытие 4 предохраняет прибор от внешних воздействий.

Характеристикой фотосопротивления является его световая чувствительность $dI/d\Phi$, мА/лм – изменение силы тока при изменении светового потока на 1 лм. У фотосопротивлений световая чувствительность выше, чем у вакуумных фотоэлементов, основанных на внешнем фотоэффекте.

Оптоэлектронные приборы применяются для преобразования оптического излучения в электрические сигналы и наоборот. Они делятся на источники оптического излучения и приемники оптического излучения (фотоприемники).

Одним из наиболее распространенных источников оптического излучения является светодиод – полупроводниковый прибор с одним или несколькими электрическими переходами, преобразующий электрическую энергию в энергию обычного некогерентного светового излучения. При приложении прямого напряжения $U_{вн}$ к $p-n$ переходу происходит диффузный перенос носителей через переход. Увеличивается инжекция дырок в n область, а электронов в p область. Прохождение тока через $p-n$ переход в прямом направлении сопровождается рекомбинацией инжектированных неосновных носителей заряда. Рекомбинация происходит как в самом $p-n$ переходе, так и в примыкающих к переходу слоях, ширина которых определяется диффузионными длинами L_n и L_p . В большинстве полупроводников рекомбинация осуществляется через примесные центры (ловушки) вблизи середины запрещенной зоны и сопровождается выделением тепловой энергии, которую можно рассматривать как энергию фонона. Такая рекомбинация называется безызлучательной. В ряде случаев процесс рекомбинации сопровождается выделением кванта света – фотона. Это происходит у полупроводников с большой шириной запрещенной зоны – прямозонных полупроводников. Электроны с более высоких энергетических уровней зоны

проводимости переходят на более низкие энергетические уровни валентной зоны (переход зона-зона); при рекомбинации происходит выделение фотонов и возникает некогерентное оптическое излучение. Из-за относительно большой ширины запрещенной зоны исходного полупроводника рекомбинационный ток p - n перехода оказывается большим по сравнению с током инжекции, особенно при малых прямых напряжениях; процесс рекомбинации в этом случае реализуется в основном в p - n переходе.

Излучательная способность светодиода характеризуется:

1) внутренней квантовой эффективностью (внутренний квантовый выход), определяемой отношением числа генерируемых фотонов к числу инжектированных в активную область носителей заряда за один и тот же промежуток времени;

2) внешней квантовой эффективностью излучения (квантовый выход), определяемой отношением числа фотонов, испускаемых диодом во внешнее пространство, к числу инжектируемых носителей через p - n переход.

Внешний квантовый выход является интегральным показателем излучательной способности светодиода, который учитывает эффективность инжекции, электролюминесценцию и вывод излучения во внешнее пространство.

3.1. Методика измерения спектральных характеристик

По спектральным характеристикам фоторезистора и светодиода можно оценить ширину запрещенной зоны полупроводника и постоянную Планка.

Принципиальная схема установки и основные узлы приведены на рис. 3.3 (вид сверху). В нижнем правом углу расположен блок источников света 8. Свет от источника поступает на зеркало, установленное на поворотной стойке 6, а затем на вход монохроматора 4. Рукояткой 7 зеркало поворачивают вокруг вертикальной оси, а винтом 5 – вокруг горизонтальной оси, добиваясь совмещения изображения источника с входной щелью монохроматора 4. В монохроматоре свет направляется на сферическую дифракционную решетку 11,

поворот которой осуществляется ручкой 9. Длина волны света, отраженного от решетки в направлении выхода, отсчитывается по шкале 10 отсчетного устройства, расположенного на передней стенке монохроматора. Шкала 10 имеет три барабана, показывающих значение длины волны в нанометрах. Отсчет производится при помощи горизонтальной визирной линии. Цена деления правого барабана 0,2 нм.

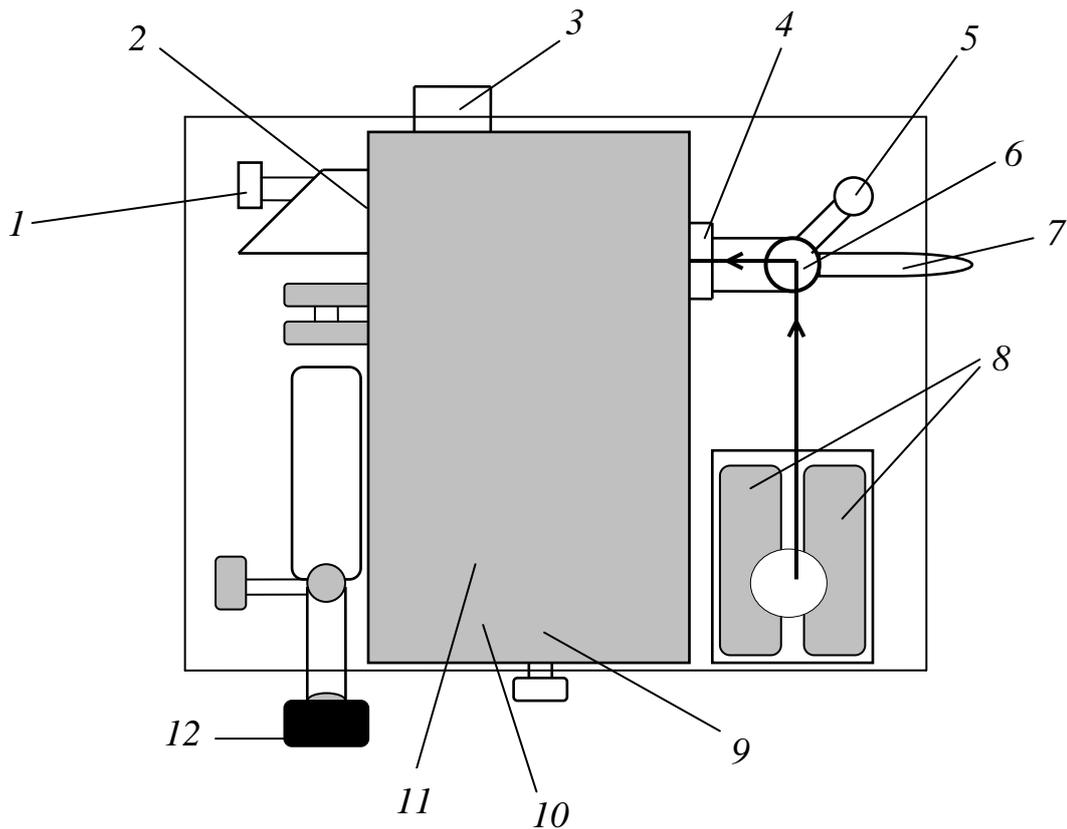


Рис. 3.3. Принципиальная схема установки

Монохроматор имеет два выхода: задний выход 3 для установки фотоприемников и боковой выход 2 для визуального наблюдения через окуляр 12. Выбор выхода монохроматора осуществляется с помощью подвижного зеркала, перемещаемого штоком 1. Если шток вдвинут до упора, то излучение поступает на боковой выход, если шток выдвинут до упора, то излучение поступает на фотоприемник.

3.2. Методические указания по проведению измерений

Задача 1. Определение спектральных характеристик фотопроводимости

Изучим полупроводниковый фоторезистор. Его спектральная характеристика проводимости имеет пик на частоте, соответствующей ширине запрещенной зоны полупроводника.

Основная расчетная формула:

$$\Delta W = \frac{hc}{\lambda_m}, \quad (3.1)$$

где ΔW – ширина запрещенной зоны полупроводника; h – постоянная Планка ($h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с); λ_m – длина волны, соответствующая максимуму спектральной характеристики полупроводника.

Рекомендуется проводить измерения в следующем порядке:

1. На заднем выходе монохроматора 3 установить фотоприемник – фотосопротивление (ФС) и подключить его к измерительной системе ИСК–1.

2. Поставить на входе монохроматора 9 щель шириной 1,0, мм и на выходе монохроматора 2 щель шириной 3,0, мм.

3. При помощи проводов подключить вольтметры к гнездам « $U_{лн}$ » и « I » для измерения тока через лампу накаливания. На вольтметрах используются входы «Сигнальный» и «Общий» (два нижних входа).

4. Поднимая тумблер вверх, включить лампу накаливания «ЛН» и при помощи регулятора «Рег. тока» установить ток 0,3–0,4 А.

5. Для измерения напряжения на фотоприемнике и тока через него подключить вольтметры к гнездам « $U_{фп}$ » и « $I_{фп}$ ». Переключатель «мкА/В» поставить в положение 10 мкА/В.

6. При помощи зеркала на поворотной стойке, находящегося за блоком источников света, направить излучение светодиода на входную щель монохроматора.

7. При помощи регуляторов « $U_{фп}$ » (верхний – грубо, нижний – тонко) установить напряжение на фотоприемнике 10 В.

8. Для измерения $U_{темн}$ вывести монохроматор на боковой выход. Для этого переместить подвижное зеркало при помощи штока, находящегося слева

за зрительной трубой. Шток должен быть вдвинут до упора. При помощи вольтметра, подсоединенного к гнезду « $I_{\text{ФП}}$ », измерить $U_{\text{темн}}$.

9. Вывести монохроматор на задний выход. Для этого шток I (см. рис. 3.3) вытянуть до упора.

10. При постоянном напряжении на фотоприемнике снять спектральную характеристику.

При помощи барабана 9, связанного со шкалой монохроматора 10, изменять длину волны излучения от 400 до 800 нм, одновременно снимая соответствующие показания вольтметра, подсоединенного к гнездам « $I_{\text{ФП}}$ » ($U_{\text{вых}}$).

Изменять длину волны с шагом 50 нм, а вблизи пика характеристики 700–800 нм – с шагом 20 нм. Все данные занести в нижеприведенную форму.

Сначала запишите следующие параметры эксперимента: $I_{\text{ЛН}}$, мА; $U_{\text{ФП}}$, В; K , мкА/В; $U_{\text{темн}}$, мВ.

Длина волны λ , нм	$U_{\text{вых}}$, мВ	$I_{\text{ФП}}$, нА
400		
450		
500		
550		
600		
650		
700		
720		
740		
760		
780		
800		

11. По результатам измерений постройте график зависимости $I_{\text{ФП}} = f(\lambda)$ и по нему определите координату максимума λ_m , нм.

12. По формуле (3.1) оцените ширину запрещенной зоны полупроводника ΔW , Дж(эВ).

Задача 2. Определение характеристик светодиода

В работе исследуется светодиод типа АЛ–307Г красного свечения на основе арсенида галлия. В результате измерений и расчетов находится ширина запрещенной зоны полупроводника ΔW и постоянная Планка h .

Основные расчетные формулы:

$$\Delta W \approx eU_{\text{пор}} \approx h\nu_m$$

и

$$h \approx eU_{\text{сд}}/\nu \quad (3.2)$$

где e – заряд электрона; $U_{\text{пор}}$ – пороговое напряжение, при котором светодиод начинает излучать ($U_{\text{пор}} = U_{\text{сд}}$); h – постоянная Планка; ν_m – частота излучения, соответствующая максимуму спектральной характеристики излучения.

Для исследования спектральной характеристики используется фотодиод (ФД).

Пороговое напряжение можно определить по вольт-амперной характеристике или визуально по началу свечения. Частоту излучения, соответствующую максимальной интенсивности излучения, определяют при помощи спектральной характеристики.

Предварительные измерения производят при помощи визуального наблюдения.

Рекомендуется проводить измерения в следующем порядке:

1. Для визуального наблюдения выведите монохроматор на боковой выход. Для этого переместите подвижное зеркало при помощи штока, находящегося слева за зрительной трубой. Шток должен быть вдвинут до упора.

2. Подключите вольтметры к гнездам « $U_{\text{сд}}$ » для измерения напряжения на светодиоде и к гнездам « I » для измерения тока через светодиод при помощи проводов (красного и черного цвета). На вольтметрах используются входы «Сигнальный» и «Общий» (два нижних входа). Гнезда « I » подключены к

резистору сопротивлением $R_{эТ} = 100 \text{ Ом}$, включенному последовательно со светодиодом. Измерив напряжение U_1 на этих гнездах, найдите ток по формуле

$$I = U_1 / R_{эТ} . \quad (3.3)$$

3. Включите светодиод тумблером «СД», установите максимальный ток регулятором «Рег. тока».

4. При помощи зеркала на поворотной стойке, находящегося за блоком источников света, направьте излучение светодиода на входную щель монохроматора (1,0 мм).

5. При помощи зрительной трубы и шкалы монохроматора определите визуально максимальную λ_{\max} и минимальную λ_{\min} длину волны видимого излучения (когда еще наблюдается красное свечение).

6. Зафиксируйте показания вольтметров ($U_{сд}$ и U_1) и рассчитайте I по формуле (3.3). Данные занесите в форму, приведенную ниже.

7. При помощи регулятора «Рег. тока» установите минимальный ток, при котором возможно визуальное наблюдение красного свечения и зафиксировать при этом λ_{\max} , λ_{\min} , $U_{сд}$ и U_1 и рассчитайте I по формуле (3.3). Данные занесите в форму.

8. Те же измерения проведите при промежуточном значении тока.

Данные занесите в ту же форму.

$U_{сд}$, мВ	U_1 , мВ	I , мА	λ_{\max} , нм	λ_{\min} , нм	$\langle \lambda \rangle$, нм	$\langle \nu \rangle$ $10^{-15}, \text{с}^{-1}$	Примечание
							Макс. ток
							Мин. ток

Используя эти результаты, оцените ширину запрещенной зоны по формуле (3.2)

$$\Delta W = eU_{\text{пор}}.$$

Изучение спектральной характеристики светодиода

Рекомендуется проводить измерения в следующем порядке:

1. Установите на заднем выходе монохроматора фотоприемник – фотодиод (ФД) и подключите его к измерительной системе ИСК–1.

2. Выведите монохроматор на задний выход. Для этого переместите подвижное зеркало при помощи штока, находящегося слева за зрительной трубой. Шток должен быть вытянут до упора.

3. Установите ток светодиода (через напряжение U_1), ориентируясь на данные, которые будут представлены ниже в форме, и измерьте напряжение на светодиоде $U_{сд}$.

4. Подключите один из вольтметров к гнездам для измерения тока фотоприемника « $I_{ФП}$ ». Переключатель «мкА/В» поставьте в положение 0,1 мкА/В.

5. При помощи барабана, связанного со шкалой монохроматора, изменяйте длину волны излучения в пределах от 680 до 600 нм с шагом 10 нм, снимая одновременно соответствующие показания вольтметра, подсоединенного к гнездам « $I_{ФП}$ » ($U_{вых}$).

Все данные занесите в форму, приведенную ниже.

Запишите следующие параметры эксперимента: $I_{сд}$, мА; $U_{сд}$, мВ; K , мкА/В; $U_{темн}$, мВ.

λ , нм	$U_{вых}$, мВ	$I_{ФП}$, нА

Повторите измерения с другим током светодиода.

Запишите следующие параметры эксперимента: $I_{сд}$, мА; $U_{сд}$, мВ; K , мкА/В; $U_{темн}$, мВ.

Данные сведите в отдельную форму.

Постройте график зависимости $I_{\text{ФП}} = f(\lambda)$ и по нему определите координату максимума λ_m . Рассчитайте ν_m по формуле $\nu_m = c / \lambda_m$, где c – скорость света в вакууме, и найдите значение постоянной Планка по формуле (3.2). Сравните его с теоретическим значением $h_{\text{теор}} = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Рассчитайте относительную погрешность γ по формуле

$$\gamma = \frac{h_{\text{теор}} - h}{h_{\text{теор}}} \cdot 100\%.$$

Контрольные вопросы

1. Что такое фотопроводимость?
2. В чем состоит явление внутреннего фотоэффекта?
3. Из каких слагаемых складывается общая удельная проводимость полупроводника, испытывающего световое воздействие?
4. Что понимается под красной границей внутреннего фотоэффекта?
5. В каких приборах используется зависимость фотопроводимости полупроводников от освещенности?
6. Что такое светодиод?
7. Источником какого излучения является светодиод?
8. Является ли излучение светодиода когерентным?

4. ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА (РАССЕЯНИЕ α -ЧАСТИЦ НА АТОМНЫХ ЯДРАХ)

Известно, что, по крайней мере, две модели претендовали на правильное описание структуры атома. Капельная модель Томсона и планетарная или ядерная модель Резерфорда.

В соответствии с классическими представлениями модель Томсона была предпочтительнее, однако она не была в состоянии описать адекватно спектральные закономерности излучения атома. Необходимо было найти экспериментальный метод, который, отличаясь от спектральных методов, ответил бы прямо на вопрос об истинной структуре атома. Таким методом стал метод зондирования вещества α -частицами, предложенный Резерфордом в 1911 году.

Задача, поставленная Резерфордом, состояла в том, чтобы по угловому распределению рассеянных α -частиц ответить на вопрос, как распределены масса и заряд внутри атома. С этой целью золотая фольга толщиной в 1 мкм обстреливалась пучком α -частиц с энергией в несколько МэВ. Результаты опыта можно свести к двум наиболее важным пунктам: 1) большая часть α -частиц отклонялась на малые углы, в среднем $2-3^\circ$, и распределение по углам этих частиц соответствовало нормальному закону; 2) некоторое число частиц отклонялось на большие углы, а отдельные частицы изредка рассеивались даже на углы, близкие к 180° .

Выводы, сделанные Резерфордом, сегодня общеизвестны: вся масса атома практически целиком сосредоточена в положительно заряженном малом объеме, называемом ядром. Размеры ядра на 4–5 порядков меньше размеров атома, который, по модели Резерфорда, представляет собой систему электронов,двигающихся вокруг ядра наподобие планет вокруг Солнца. Эти выводы были получены Резерфордом в результате тщательного и нетривиального анализа экспериментальных результатов.

4.1. Теоретическая часть

Модели атома Томсона и Резерфорда

Опишем еще раз исторический опыт Резерфорда. Пучок α -частиц, вылетающих из радиоактивного источника со скоростью $\sim 10^7$ м/с, направлялся на мишень, представляющую собой тонкую золотую фольгу толщиной в 1 мкм, что составляет примерно 10^4 атомных слоев. Флуоресцирующий экран, поставленный за мишенью, вспышками отсчитывал число α -частиц, прошедших через мишень и рассеявшихся на угол θ . Как уже раньше отмечалось, подавляющее число α -частиц отклонялось на малые углы, в среднем $2\text{--}3^\circ$.

Однако примерно одна α -частица на 10^4 падающих на мишень отклонялась на большой угол, в том числе были и такие, которые рассеивались назад, почти на 180° . Было также замечено, что рассеяние на малые углы происходит в соответствии с законом нормального распределения случайных величин.

Теперь, следуя рассуждениям Резерфорда, объясним полученные закономерности и, в частности, ответим на вопрос о том, какая модель соответствует действительности, Томсона или Резерфорда. Ясно, что если бы мишень состояла из твердых шариков, то ни одна из α -частиц не могла бы пройти через 10^4 слоев такого вещества. Рассмотрим два случая: а) мишень построена из атомов Томсона; б) мишень построена из атомов Резерфорда.

Модель Томсона. Атом Томсона – это положительно заряженная «капелька» в которую вкраплены электроны. Поэтому эта система уже на небольшом расстоянии от нее нейтральна, как и положено атому, и α -частицы могут проникнуть в такую каплю. Они могут рассеяться как на положительном заряде капли, с максимумом электрической напряженности на ее поверхности, так и на электронах внутри этой «капли». Каждая «капля» имеет радиус $R \sim 10^{-10}$ м.

Расчеты показывают, что средний угол рассеяния α -частицы с энергией 5 МэВ на атоме Томсона составит очень малую величину $\sim 0,02-0,03^\circ$.

Если в мишень из 10^4 слоев атомов Томсона пустить α -частицу, то в результате многократных столкновений (в каждом слое она будет испытывать столкновения, равновероятно отклоняющие ее вправо и влево, вверх и вниз), по вылете из мишени α -частица «наберет» средний угол, много больший угла рассеяния в одном столкновении. Большая часть пучка α -частиц будет вылетать под углами $2-3^\circ$.

Резерфорд вычислил вероятность рассеяния α -частицы в такой среде на угол 180° (т. е. учел столь невероятный случай, когда почти при каждом столкновении α -частица отклоняется все время в одну сторону). Вероятность такого случая составляет величину $\sim 10^{-3000}$. Таким образом, ожидать хотя бы и редких, но больших углов в мишени Томсона бессмысленно.

Модель Резерфорда. Атом Резерфорда представляет собой малый тяжелый керн (ядро), окруженный облаком электронов. Следует подчеркнуть, что на момент постановки эксперимента постулаты Бора еще не были сформулированы, поэтому такая модель вызывала определенные сомнения.

Если рассмотреть рассеяние α -частицы на атоме Резерфорда, то следует учесть возможность рассеяния как на внешних электронах, так и на ядре. Рассеяние на электронах столь же мало, что и на атоме Томсона, т. е. составляет $0,02-0,03^\circ$ на отдельном атоме. Рассеяние на ядре (если масса ядра много больше массы α -частицы) может привести к большим углам, в том числе и 180° .

Проследим движение α -частицы в мишени из атомов Резерфорда. Поскольку размеры атома составляют величину $\sim 10^{-10}$ м, то мишень из 10^4 слоев должна быть полностью перекрыта атомами. Однако поскольку α -частица движется с большой скоростью, то она испытывает лишь еле заметные отклонения в электронной оболочке атома. Таким образом, если α -частица случайно не натолкнулась на ядро, то она движется так же, как и в мишени

Томсона, многократно рассеиваясь и набирая средний по вылету из мишени угол рассеяния $2-3^\circ$. Однако в отличие от мишени Томсона α -частица может столкнуться с тяжелым ядром. Такое столкновение значительно менее вероятно, чем столкновение с атомом в целом, потому что ядро (как выяснилось) на 4–5 порядков меньше атома. В то же самое время вероятность столкновения с ядром и отклонение на большой угол значительно больше, чем вероятность отклонения на большой угол в мишени Томсона. Таким образом, все экспериментальные результаты полностью объяснились с позиций модели Резерфорда.

Мы рассмотрели качественно свойства модели Резерфорда, и уже из этого описания видно, что доказательства правильности этой модели не столь просты, как кажется на первый взгляд. Ниже кратко обсудим математическую модель рассеяния быстрой α -частицы, поскольку эти задачи подробно описываются в ряде книг [1, 2].

Элементы теории рассеяния

Дифференциальное сечение $d\sigma$. Основной величиной, определяемой в любом столкновительном эксперименте, является дифференциальное сечение рассеяния (упругого или неупругого) – величина, характеризующая вероятность рассеяния как функцию угла рассеяния.

Пусть под углом θ к оси падающего на мишень пучка α -частиц в элементе телесного угла $d\Omega$ расположен детектор (см. рис. 4.1). Если j – плотность потока пучка, n – число рассеивающих центров, т. е. число частиц, находящихся в объеме мишени, занимаемом пучком, то число частиц dA , рассеянных в единицу времени в элемент телесного угла $d\Omega$, будет рассчитано по формуле

$$dA = d\sigma \cdot j \cdot n,$$

где $d\sigma$ – дифференциальное сечение.

Если бы в эксперименте определялось бы просто число рассеянных в единицу времени частиц dA , то в разных опытах эта величина была бы разная

(для заданного угла θ), поскольку она зависит от плотности потока j , которая обычно разная в разных опытах. Гораздо удобнее измерять дифференциальное сечение, которое не содержит этого недостатка.

$$d\sigma = \frac{dA}{j \cdot n}. \quad (4.1)$$

Дифференциальное сечение пропорционально элементу телесного угла $d\Omega$, занимаемого детектором, поэтому обычно используют дифференциальное сечение, приведенное к единичному телесному углу:

$$I(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}. \quad (4.2)$$

Таким образом, для того чтобы измерить $I(\theta)$, необходимо измерить две величины – j и dA и рассчитать число рассеивающих центров по формуле

$$n = n_0 L S_m, \quad (4.3)$$

где n_0 – концентрация атомов мишени; L – ее толщина; S_m – площадь поперечного сечения пучка, ограниченная отверстием коллиматора), а также элемент телесного угла

$$d\Omega = \frac{S_d}{R^2}, \quad (4.4)$$

где S_d – площадь детектора; R – расстояние от мишени до детектора.

Теория опыта Резерфорда

Важным условием проведения эксперимента является требование к толщине L мишени. Мишень должна быть «тонкой». Это означает, что средняя длина свободного пробега λ α -частицы при рассеянии на ядрах должна удовлетворять условию

$$\lambda \gg L.$$

Это условие обеспечивает однократность столкновения α -частицы с ядрами мишени (хотя в мишени имеется 10^4 атомных слоев).

Следует подчеркнуть, что величина дифференциального сечения $I(\theta)$, как подчеркивалось ранее, не зависит от числа рассеивающих центров, поэтому эту

величину мы будем рассматривать в случае рассеяния α -частицы на одном рассеивающем центре. Важнейшим элементом в теории рассеяния является выбор потенциала рассеяния $U(r)$, который является характеристикой свойств вещества мишени и не зависит от условий эксперимента. Резерфорд выбрал кулоновский потенциал, положив

$$U(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Для простоты в качестве рассеивающего центра мы примем ядро золота, масса которого много больше массы α -частицы, поэтому отдачей ядра можно будет пренебречь.

На рис. 4.1 изображены две близкие траектории α -частицы в поле ядра (заряд $+Ze$), находящегося в начале координат. Траектории отличаются значениями прицельного параметра b – расстояния до оси слева на рисунке, соответствующего положению α -частицы, когда она находится вдали от ядра. θ – угол рассеяния. Задача имеет цилиндрическую симметрию с азимутальным углом φ .

Расчет траектории движения α -частицы в кулоновском поле показывает [2], что ее траектория – гипербола, при этом прицельный параметр b связан с углом рассеяния θ формулой

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{8\pi\epsilon_0 E} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}, \quad (4.5)$$

где $Z_2 e$ – заряд частицы-мишени (неподвижный рассеивающий центр); $Z_1 e$ – заряд α -частицы ($Z_1 = 2$); E – энергия α -частицы.

Минимальное расстояние при сближении α -частицы с рассеивающей частицей (рис. 4.1):

$$r_{\min} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{8\pi\epsilon_0 E} \left(1 + \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \right). \quad (4.6)$$

Теперь вернемся к определению дифференциального сечения (4.2) и преобразуем его к виду рассеяния на одном центре:

$$I(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{dA}{jn d\Omega} = \frac{dA_1}{j d\Omega},$$

где $dA_1 = \frac{dA}{n}$, т. е. число рассеянных α -частиц в единицу времени на одном центре. Такое представление нам удобно для того, чтобы связать измеренный макроскопический параметр – угол рассеяния θ с микроскопическим (неизмеряемым) параметром – прицельным параметром b .

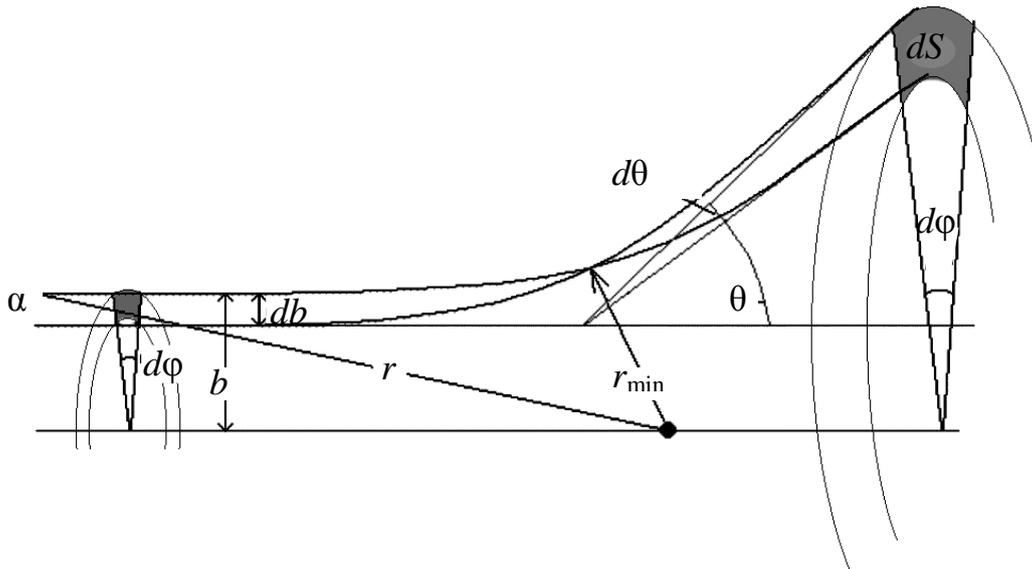


Рис. 4.1. Схема рассеяния α -частицы на ядре

Нетрудно видеть, что частицы, попавшие в площадку dS (рис. 4.1), обязательно пройдут через элемент площади $b d\phi db$ кольца, расположенного на расстоянии b от оси, на которой находится рассеивающий центр. Число частиц, прошедших через этот элемент площади в единицу времени,

$$dA_1 = j b db d\phi.$$

Отсюда получаем

$$I(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dA_1}{j d\Omega} = \frac{b db d\phi}{d\Omega}. \quad (4.7)$$

Если проинтегрировать выражение (4.7) по ϕ от 0 до 2π , то $d\sigma$ будет представлять собой площадь пояса, изображенного слева на рис. 4.1. Поскольку b – микроскопический (неизмеряемый) параметр, воспользуемся формулой

(4.5) и выразим $d\sigma$ через измеряемую величину – угол рассеяния θ . В результате будем иметь:

$$I(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (4.8)$$

где $d\Omega = dS/R^2 = \sin\theta d\theta d\phi$, а R – расстояние до площадки dS . Здесь учтено, что $Z_1 = 2$, $Z_2 = Z$ – атомный номер ядра мишени. Соотношение (4.8) есть известная формула Резерфорда.

Полученная формула определяет зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния. Качественные рассуждения о роли многократных столкновений дают возможность восстановить картину движения α -частицы в веществе мишени. α -Частица всегда испытывает многократные столкновения, приводящие к разбросу в среднем в $2-3^\circ$. В этой области углов рассеяние по Резерфорду практически не дает вклада. Начиная с углов рассеяния в $5-6^\circ$, наоборот, резерфордовское рассеяние становится превалирующим. Таким образом, до столкновения с ядром и после столкновения α -частица движется практически прямолинейно. Поскольку ядра очень малы, то мишень почти прозрачна для α -частиц, которые лишь изредка (и в силу условия $\lambda \gg L$ однократно) сталкиваются с ядрами.

При проведении эксперимента следует помнить, что с ростом угла рассеяния уменьшается число рассеянных частиц под заданным углом. Поскольку точность эксперимента желательно поддерживать на одном и том же уровне, то необходимо увеличивать время экспозиции.

Для достижения требуемой статистической точности необходимо выбрать такое время набора (время эксперимента), при котором выполнялась бы заданная экспериментатором точность (относительная погрешность), вычисленная по формуле

$$\delta I = \frac{dI(\theta)}{I(\theta)} = \frac{1}{\sqrt{\delta N}}, \quad (4.9)$$

где δI – относительная погрешность в определении дифференциального сечения $I(\theta)$; $dI(\theta)$ – абсолютная погрешность; δN – число рассеянных под углом θ α -частиц за время экспозиции.

4.2. Экспериментальная часть

Экспериментальная установка (рис. 4.2) представляет собой вакуумированную камеру, в которой находится:

- 1) источник (радиоактивный) α -частиц с энергией в несколько МэВ;
- 2) мишень толщиной ~ 1 мкм;
- 3) полупроводниковый детектор заряженных частиц.

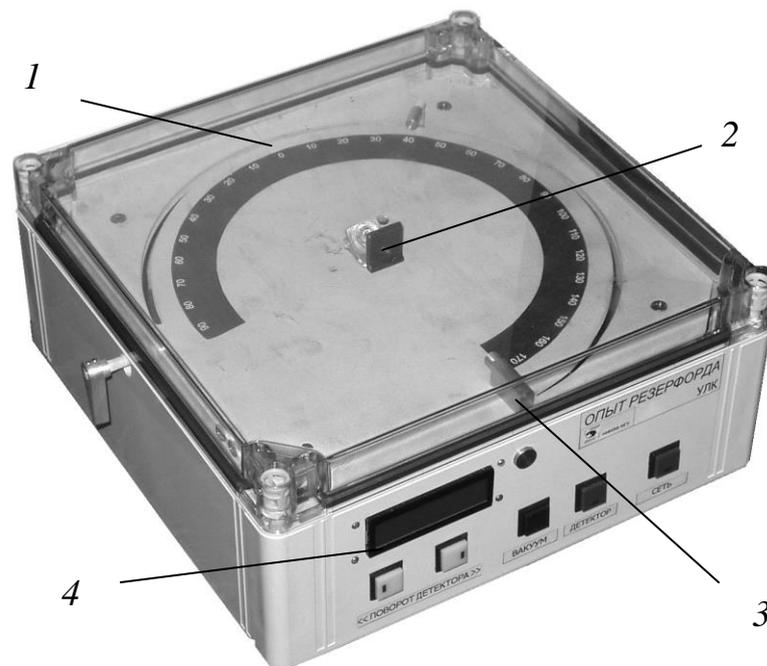


Рис. 4.2. Внешний вид установки: 1 – подвижный детектор; 2 – мишень и коллиматор, формирующий пучок α -частиц; 3 – источник α -частиц; 4 – жидкокристаллический индикатор

В нижней части передней панели расположены кнопки управления: «Сеть», «Включение детектора», «Поворот детектора», «Проверка вакуума», на левой боковой стенке расположена ручка управления мишенью (убрать/выставить под пучок).

Параметры установки:

1. Источник α -частиц Pu^{238} с интенсивностью счета под прямым пучком $\sim 10^5 - 10^6$ имп/с.

2. Мишень. Золотая фольга толщиной $L = 1$ мкм и плотностью $\rho = 19,3 \cdot 10^3$ кг/м³. Число Авогадро $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹, молярная масса золота $M_{\text{Au}} = 197,2$ кг/моль. Заряд ядра атома золота $Z_{\text{Au}} = 79$.

3. Пучок диаметром $D_m = 0,4$ см.

4. Детектор диаметром $D_d = 0,5$ см; расстояние от центра мишени до детектора $R = 12$ см.

5. Давление в камере рассеяния $P \sim 1$ мм рт. ст.

Рекомендуемый порядок проведения измерений:

1. Включите «Сеть» прибора.

2. С помощью кнопок «Проверка вакуума» определите состояние вакуумированной системы (в окне индикатора должно быть ~ 1 мм рт. ст.).

3. Маховичком «Мишень» выведите ее из-под пучка, зафиксировав в горизонтальном положении, и при угле рассеяния $\theta = 0^\circ$ измерьте число частиц N_0 за время $t_0 = 10$ с. Вычислите плотность потока частиц прямого пучка j :

$$j = \frac{N_0}{S_m t_0},$$

где S_m – площадь сечения пучка.

4. Исходя из 10%-ной точности в определении дифференциального сечения (относительной ошибки $\delta I = 0,1$), рассчитайте по формуле (4.13) то число регистрируемых частиц δN , которое обеспечит указанную точность. Введите мишень под пучок, отслеживая по индикатору ее фиксацию в вертикальном положении. Проведите измерения времени t набора числа рассеянных частиц δN для углов θ , равных 10° , 20° , 30° , 40° и 50° . При изменении угла θ детектор предварительно отключается. Так же следует действовать при введении мишени под пучок или выведении ее из-под пучка.

5. Вычислите интенсивность излучения dA – число рассеянных частиц, зарегистрированных в единицу времени детектором под углом рассеяния θ :
 $dA = \delta N/t$.

6. Рассчитайте величины:

n – число рассеивающих ядер мишени, находящихся на пути α -частиц (формула (4.3)). В эту формулу входит концентрация атомов мишени n_0 , которую нужно вычислить по формуле $n_0 = \rho N_A / M_{\text{Au}}$;

$d\sigma$ – дифференциальное сечение (формула (4.1));

$d\Omega$ – элемент телесного угла, занимаемого детектором (формула (4.4));

$I_{\text{эксп}}(\theta)$ – дифференциальное сечение рассеяния, приведенное к единичному телесному углу (формула (4.2)).

Все данные занесите в форму.

Параметры	Угол рассеяния θ , град.				
	10	20	30	40	50
δN					
$t, \text{с}$					
$dA, \text{с}^{-1}$					
$I_{\text{эксп}}(\theta)$					

7. Постройте график $I_{\text{эксп}}(\theta)$.

Анализ полученных результатов

Воспользуемся формулой Резерфорда (4.8) и перепишем ее в виде

$$I(\theta) \sin^4 \frac{\theta}{2} = \left(\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 E} \right)^2. \quad (4.10)$$

Правая часть полученного выражения в условиях конкретного эксперимента есть величина постоянная. Это означает, что и его левая часть не должна зависеть от угла рассеяния θ . Выполнение этого условия является доказательством справедливости ядерной модели атома Резерфорда.

1. С целью проверки этого условия заполним форму

Параметры	Угол рассеяния θ , град.				
	10	20	30	40	50
$\sin \frac{\theta}{2}$					
$\sin^4 \frac{\theta}{2}$					
$I_{\text{эксп}}(\theta) \sin^4 \frac{\theta}{2}$					

2. Найдем среднее значение полученной величины, которую для удобства обозначим буквой G :

$$\langle G \rangle = \langle I_{\text{эксп}} \sin^4 \frac{\theta}{2} \rangle = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 \left(I_{\text{эксп}}(\theta) \sin^4 \frac{\theta}{2} \right)_i.$$

3. Определим среднее значение энергии α -частиц, бомбардирующих мишень, используя выражение (4.10):

$$\langle E \rangle = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 \sqrt{\langle G \rangle}}.$$

Результат записать в джоулях и мегаэлектрон-вольтах.

4. Применяя формулу (4.6) и учитывая, что $Z_1 = 2$ и $Z_2 = 79$, оценим минимальное расстояние, на которое сближаются α -частица и рассеивающее ядро (для этого положим $\theta = 180^\circ$ – «лобовое» столкновение). Эта величина, конечно, зависит от энергии α -частицы, но ее можно использовать для грубой оценки размеров атомного ядра.

Расчет погрешностей:

1. Расчет границы случайной погрешности для определения величины G .

Вычислите среднее квадратическое отклонение

$$S_{\langle G \rangle} = \sqrt{\frac{\sum (G_i - \langle G \rangle)^2}{n(n-1)}}.$$

Рассчитайте границу случайной погрешности

$$\epsilon_G = t_{p,n} S_{\langle G \rangle}, \quad P = 0,95.$$

Определите относительную погрешность для определения величины G

$$\gamma_G = \frac{\varepsilon_G}{\langle G \rangle}.$$

2. Расчет границы случайной погрешности для определения энергии α -частиц.

Относительная погрешность γ_E для определения энергии E связана с γ_G соотношением

$$\gamma_E = \frac{1}{2} \gamma_G.$$

Случайная погрешность ε_E для определения энергии α -частиц вычисляется по формуле

$$\varepsilon_E = \gamma_E \langle E \rangle.$$

3. Расчет границы случайной погрешности ε_r для определения r_{\min} производится аналогично ($\gamma_r = \gamma_E$).

Контрольные вопросы

1. В чем отличие моделей атома Томпсона и Резерфорда?
2. Опишите опыты Резерфорда и проанализируйте полученные в них результаты.
3. Изобразите схему экспериментальной установки и поясните назначение отдельных ее частей.
4. Что такое дифференциальное сечение рассеяния?

5. ОПЫТ ФРАНКА – ГЕРЦА

5.1. Постулаты Бора

Опыты Франка и Герца явились прямым подтверждением постулатов Бора, которые гласили:

1. Из бесконечного множества электронных орбит атома, допускаемых классической механикой, в центральном поле могут существовать только некоторые, образующие дискретный ряд. Электрон, находящийся на одной из этих орбит, обладает энергией E_n (n – номер орбиты) и при движении по ней не излучает электромагнитных волн, хотя и движется с ускорением. Такая орбита называется стационарной.

Таким образом, внутренняя энергия атома представляет некоторый набор дискретных уровней энергии, которые в простейшем случае для атома водорода изображены на рис. 5.1.

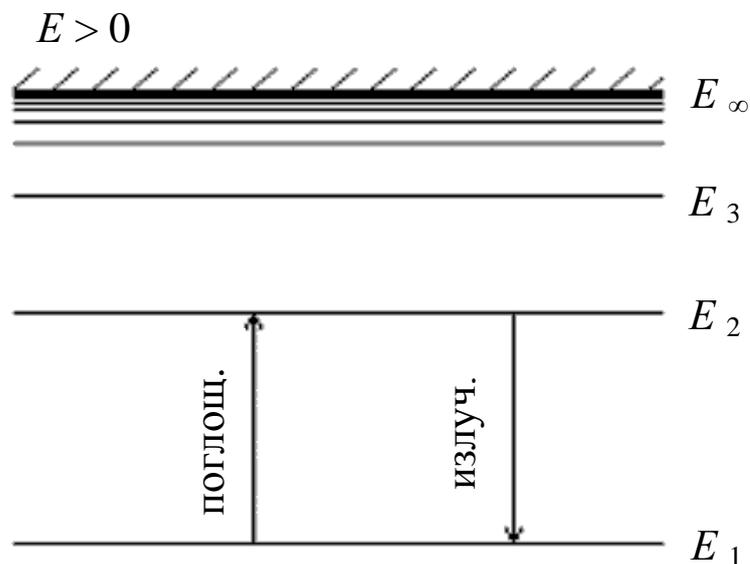


Рис. 5.1. Схема энергетических уровней атома водорода

Если электрон, например в атоме водорода, двигается по одной из стационарных орбит, то он находится на одном из этих уровней (следует иметь в виду, что под E_n подразумевается полная энергия, т. е. $E = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}}$). E_1 – это самый нижний уровень, орбита которого ближе всего к ядру. Если каким-либо

образом передать энергию атому, с учетом рассмотренной схемы уровней, то мы подойдем ко второму постулату Бора.

2. Изменение внутренней энергии, ее поглощение или испускание возможно только порциями – квантами. При переходе электрона из одного n -го состояния с энергией E_n в другое, m -е состояние с энергией E_m , величина этого кванта не может быть больше или меньше разности этих уровней энергии и равна точно

$$\Delta E = E_n - E_m.$$

Уровни энергии (рис. 5.1) сгущаются с ростом номера n . При комнатной температуре подавляющее большинство атомов находится в основном состоянии – на уровне E_1 , наиболее сильно связанном с ядром. Все остальные уровни (E_2 , E_3 и т. д.) называются возбужденными, а уровень E_∞ соответствует значению внутренней энергии, равной нулю, начиная с него электрон теряет связь с ядром и становится свободным. Для того чтобы произошло возбуждение или отрыв (ионизация) электрона, ему необходимо передать энергию

$$\Delta E \geq |E_n - E_1| \text{ (возбуждение)}$$

или

$$\Delta E \equiv I = |E_\infty - E_1| \text{ (ионизация)}.$$

Отсчет энергии можно вести от самого нижнего уровня, полагая, что ноль определяется при E_1 . Такую шкалу называют шкалой энергий возбуждения, а энергию, например, $\Delta E_{12} = E_2 - E_1$ – энергией перехода в возбужденное состояние E_2 .

Если постулаты Бора верны, то можно было бы опытным путем проверить их, например, обстреливая атом электронами, кинетическая энергия которых $E_{\text{кин}} \geq \Delta E_{12}$. В этом случае произошел бы переход $E_1 \rightarrow E_2$.

Впервые этот опыт был поставлен Франком и Герцем в 1913 г.

5.2. Опыт Франка – Герца

Идея эксперимента состояла в том, чтобы, обстреливая атомы определенного газа электронами регулируемой энергии, следить за энергетическими потерями этих электронов.

Исходя из этого, Франк и Герц сконструировали прибор, который, по существу, представлял ламповый триод (рис. 5.2) с катодом К, сеткой С и анодом А, заполненный парами ртути при давлении ~ 1 мм рт. ст. Между катодом и сеткой прикладывалось ускоряющее электроны напряжение V_y (энергия электронов при этом была равна eV_y), а между сеткой и анодом – задерживающее напряжение V_z . Задерживающее напряжение обычно выбиралось небольшим и играло роль селектора электронов, направляя медленные электроны, потерявшие скорость после неупругих столкновений, на сетку

у.

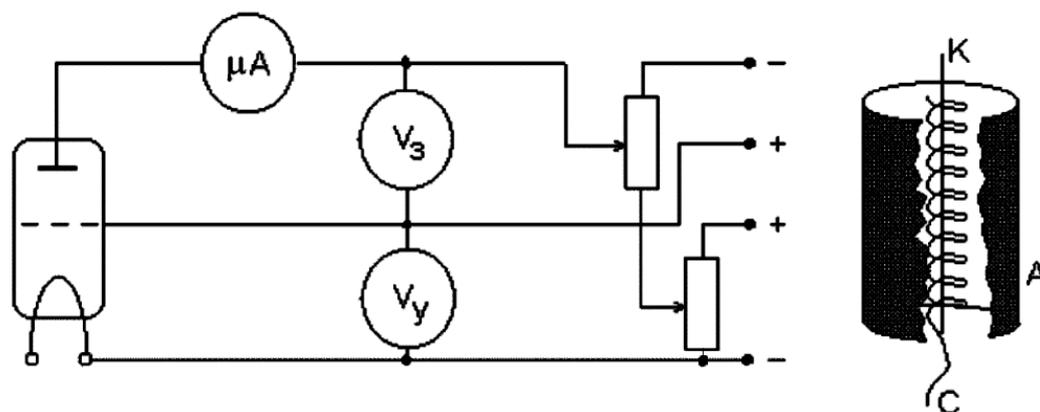


Рис. 5.2. Принципиальная схема измерения вольт-амперных характеристик газонаполненного триода

Рассмотрим более подробно процессы, происходящие в такой лампе, и ее вольт-амперные (или анодные) характеристики $i_A(V_y)$ – зависимость анодного тока от ускоряющего напряжения V_y .

Для более полного понимания характера поведения вольт-амперных характеристик полезно изучить влияние на них концентрации атомов в колбе лампы. Если концентрацию атомов уменьшить, доведя ее до такой величины, когда число столкновений с электронами будет ничтожно мало, то такую лампу можно считать вакуумной.

Прежде всего изучим вольт-амперную характеристику вакуумной лампы.

5.3. Вакуумная лампа

Вакуум в лампе должен быть таким, чтобы не было столкновений электронов с остаточным (после откачки) газом лампы. Это означает, что

средняя длина свободного пробега электрона λ в таком сосуде должна быть много больше размеров этой лампы L ($\lambda \gg L$). Однако вполне подходит и менее жесткое условие $\lambda > L$. Такое условие может быть выполнено для лампы, наполненной парами ртути при комнатной температуре ($T \approx 20^\circ\text{C}$). В этом случае давление паров ртути невелико и условие $\lambda > L$ обычно выполняется.

Анодная характеристика такой лампы (рис. 5.3) описывает при больших V_y явление так называемого тока насыщения: все электроны, испускаемые раскаленной нитью катода в единицу времени, достигают анода. Возникает вопрос: почему существует область напряжений (заштрихованная часть кривой) до выхода на плато тока насыщения, т. е. почему ток насыщения не возникает непосредственно с $V_y > 0$?

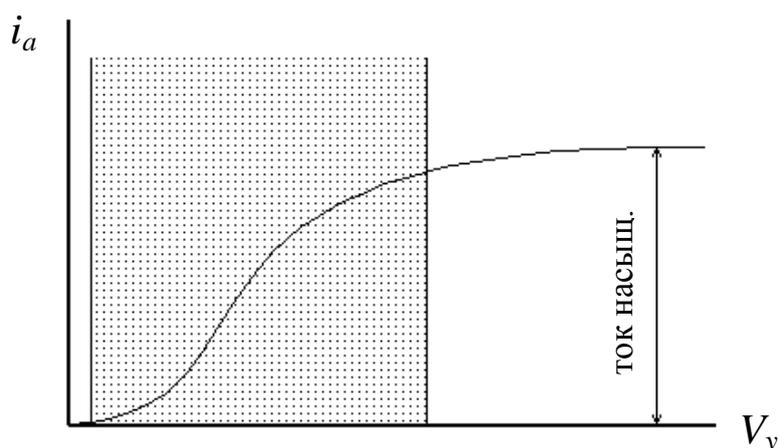


Рис. 5.3. Вид анодной характеристики вакуумного триода

Дело в том, что из раскаленной нити вылетают электроны с разными скоростями (далее будем говорить с разными энергиями). Энергии этих электронов распределены по определенному закону. В соответствии с ним существует некоторое количество очень медленных и очень быстрых электронов. Медленные электроны образуют вокруг раскаленной нити электронное облако (раскаленная нить, потеряв электроны, становится положительно заряженной и стремится вернуть обратно покинувшие ее электроны). Таким образом, электронное облако становится неким препятствием для вылетающих электронов, но по мере роста ускоряющей разности потенциалов V_y электронное облако сжимается до размеров катода

(уменьшается радиус объемного заряда облака) и все электроны достигают анода.

Плавный переход на кривой к току насыщения связан также с тем, что вдоль нити накала происходит заметное падение напряжения, поэтому на разных участках ее действующее ускоряющее напряжение V_y разное.

5.4. Газонаполненная лампа

Перейдем теперь непосредственно к опыту Франка и Герца. С этой целью в вакуумную лампу надо напустить немного какого-либо атомарного газа (Франк и Герц использовали пары ртути) до образования давления в ней ~ 1 мм Нг. В качестве такой лампы можно использовать ртутную лампу (в баллоне лампы находится капля ртути), нагретую до такой температуры T , что $\lambda < L$. При этом электроны, испускаемые катодом и разгоняемые ускоряющим напряжением V_y между катодом и сеткой, начнут сталкиваться с атомами газа.

Сняв вольт-амперную характеристику такой лампы, мы увидим, что в отличие от вакуумной (см. рис. 5.3) на ней наблюдается ряд максимумов и минимумов (рис. 5.4). Такой характер кривой обусловлен неупругими столкновениями электронов с атомами газа.

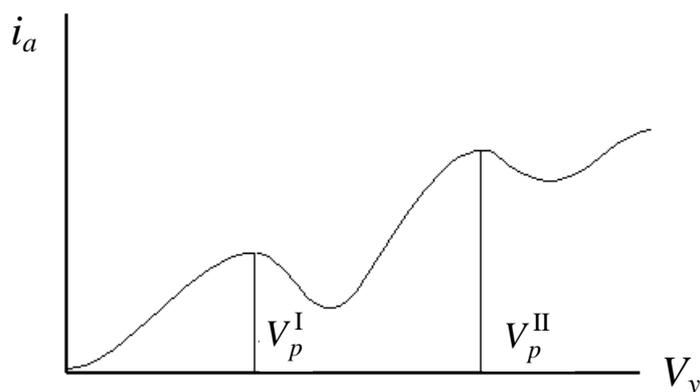


Рис. 5.4. Зависимость анодного тока i_A от ускоряющей разности потенциалов:

V_y (катод/сетка) при небольшой задерживающей разности потенциалов

V_z (сетка/анод); V_p – резонансный потенциал

Разберем более подробно явления, происходящие в газонаполненной лампе.

В начальной области до первого максимума характеристика похожа на начальную область характеристики вакуумной лампы. В этой области электроны упруго сталкиваются с атомами, так как $eV_y < \Delta E_{12}$ и, поскольку масса электрона $m \ll M$ – массы атома, передача энергии от электрона к атому очень мала.

$$\Delta E \approx E_{\text{кин}} m_e/M \approx 10^{-4} E_{\text{кин}}.$$

Хотя при каждом столкновении электрон теряет первоначальное направление движения, в среднем электронный поток направлен вдоль электрического поля (дрейф вдоль поля) и энергия электрона определяется только разностью потенциалов катод–сетка.

С ростом V_y электронный поток в промежутке катод–сетка набирает энергию, и, как только энергия электрона $E_{\text{кин}} \geq \Delta E_{12}$, может произойти неупругий удар. На рис. 5.5, а заштрихованная область I представляет ту область лампы, где в любой ее точке при $E_{\text{кин}} \approx \Delta E_{12}$ может произойти неупругое столкновение. Однако произойдет ли упругое или неупругое столкновение – вопрос вероятности. Если произойдет неупругое столкновение и электрон потеряет энергию, то задерживающее поле отправит его на сетку и анодный ток *упадет*; а если электрон упруго столкнется и «проскользнет» эту область, то, преодолев небольшое задерживающее поле, доберется до анода.

Таким образом, область первого максимума-минимума на вольт-амперной кривой соответствует неупругим столкновениям с передачей энергии электронов внутренней энергии атомов газа.

Потенциал V_p , соответствующий максимуму на вольт-амперной характеристике, называется резонансным (первый максимум V_p^I).

Если теперь немного увеличить ускоряющее поле, то электроны наберут энергию быстрее и заштрихованная область сдвинется влево. Электроны, испытавшие неупругое столкновение, почти полностью отдадут свою энергию, но, оставаясь в ускоряющем поле, опять начнут набирать ее, упруго сталкиваясь с атомами газа, поскольку для последующего второго неупругого столкновения им еще не хватает энергии.

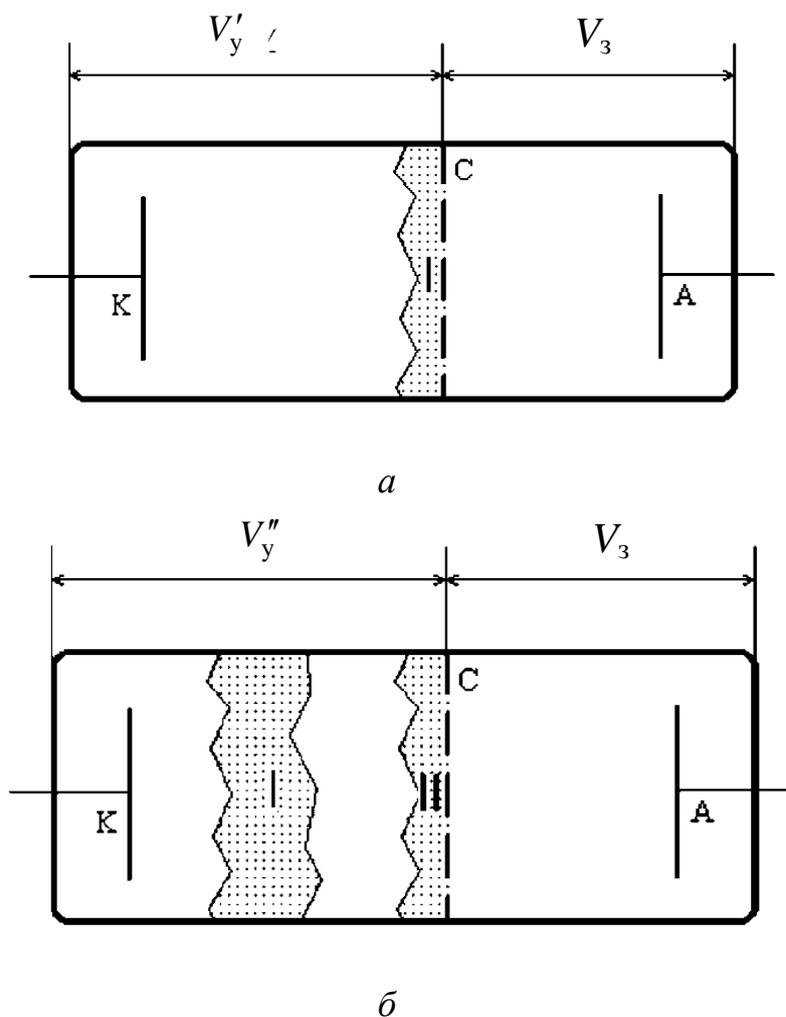


Рис. 5.5. Области неупругих столкновений электронов с атомами ртути:

а – область I при $eV_y' = \Delta E_{12}$; *б* – области I и II при $eV_y'' = 2E_{12}$

Наконец, при перемещении заштрихованной области примерно на середину расстояния катод-сетка (рис. 5.5, б, область I) оставшегося пути до сетки будет достаточно, чтобы электроны могли набрать энергию для нового неупругого столкновения в области II и, испытав его, попасть на сетку. В анодной цепи появятся второй максимум и минимум, резонансный потенциал V_p^{II} теперь уже вдвое превышает V_p^{I} . Если теперь измерить расстояние между максимумами, то оно окажется для всех V_p одинаковым. Это указывает на то, что во всех этих случаях происходит передача энергии на возбуждение одного и того же уровня – E_2 .

Возбуждения 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 наберет равную или немного превышающую энергию перехода на первый возбужденный уровень ΔE_{12} , он с большой степенью вероятности отдает ее атому. Это хорошо прослеживается при измерении анодной характеристики с ростом температуры, а следовательно, и плотности ртутного пара. Минимумы части вольт-амперной кривой опускаются и почти касаются оси абсцисс при температуре $T \approx 150^\circ$. Это указывает на то, что упругой компоненты в потоке электронов практически не остается.

В самом начале мы рассмотрели пример передачи энергии атому водорода, у которого в простейшем варианте теории (теории атома Бора) схема энергетических уровней проста и показана на рис. 5.1.

Схемы уровней энергии атома ртути значительно сложнее. Самые нижние из возбужденных уровней представляют собой триплет $^3P_{0,1,2}$. При этом уровни триплета настолько близко расположены, что энергии разогнанных электронов вполне хватило бы для возбуждения каждого из них.

Однако в данном варианте опыта они также не наблюдаются, поскольку разрешающей способности прибора не хватает и следует изменить конструкцию лампы для их наблюдения, что и сделали Франк и Герц в последующих экспериментах.

Итак, расстояние между максимумами в опытах Франка и Герца в лампе с парами ртути равнялось 4,9 В. Таким образом, при энергии электрона $E_{\text{кин}} \geq 4,9$ эВ происходил неупругий удар с передачей энергии электрона внутренней энергии атома ртути. Электроны, сталкиваясь неупруго с атомами ртути в районе сетки, практически полностью теряли свою энергию и «отсасывались» сеткой, на которую их направляло задерживающее поле.

Следует отметить, что начало характеристики может не совпадать с началом координат в основном из-за контактной разности потенциалов между катодом и сеткой, поэтому измерение резонансного потенциала следует производить по разности $V_p^{\text{II}} - V_p^{\text{I}}$.

5.5. Описание экспериментальной установки

Установка состоит из двух модулей (рис. 5.6):

- 1) модуля трехэлектродной лампы;
- 2) модуля управления.

Модуль трехэлектродной лампы. Представляет собой бокс, внутри которого находится трехэлектродная лампа.

На передней панели бокса имеется окно для наблюдения работы лампы, стандартная схема трехэлектродной лампы с гнездами для кабельных соединений с блоком управления (катод, сетка, анод, земля) и кнопки нагрева баллона лампы ($T \approx 20, 80$ и 150 °С).

В лампе находится капля ртути. В зависимости от температуры меняется давление насыщенных паров ртути внутри лампы, а следовательно, и средняя длина свободного пробега электрона,двигающегося от катода под действием ускоряющего поля V_y .

Давление P насыщенных паров ртути Hg, мм в зависимости от температуры t °С ($1 \text{ мм Hg} = 133,3 \text{ Па}$) следующее:

при 20 °С0,001 мм Hg
при 80 °С0,089 мм Hg
при 150 °С2,8 мм Hg

Если температура невысокая, например $T = 20$ °С, то давление паров мало и средняя длина свободного пробега λ может значительно превышать размеры лампы. В этих условиях в лампе столкновений нет, и характеристика соответствует вакуумному триоду. Эта характеристика изображена на рис. 5.3.

Модуль управления. Представляет собой систему управления работой трехэлектродной лампы.

На передней панели расположены:

- 1) ручки потенциометров («грубо», «точно»), изменяющих разность потенциалов катод-сетка V_y (ускоряющий потенциал) и сетка-анод V_z (задерживающий потенциал);

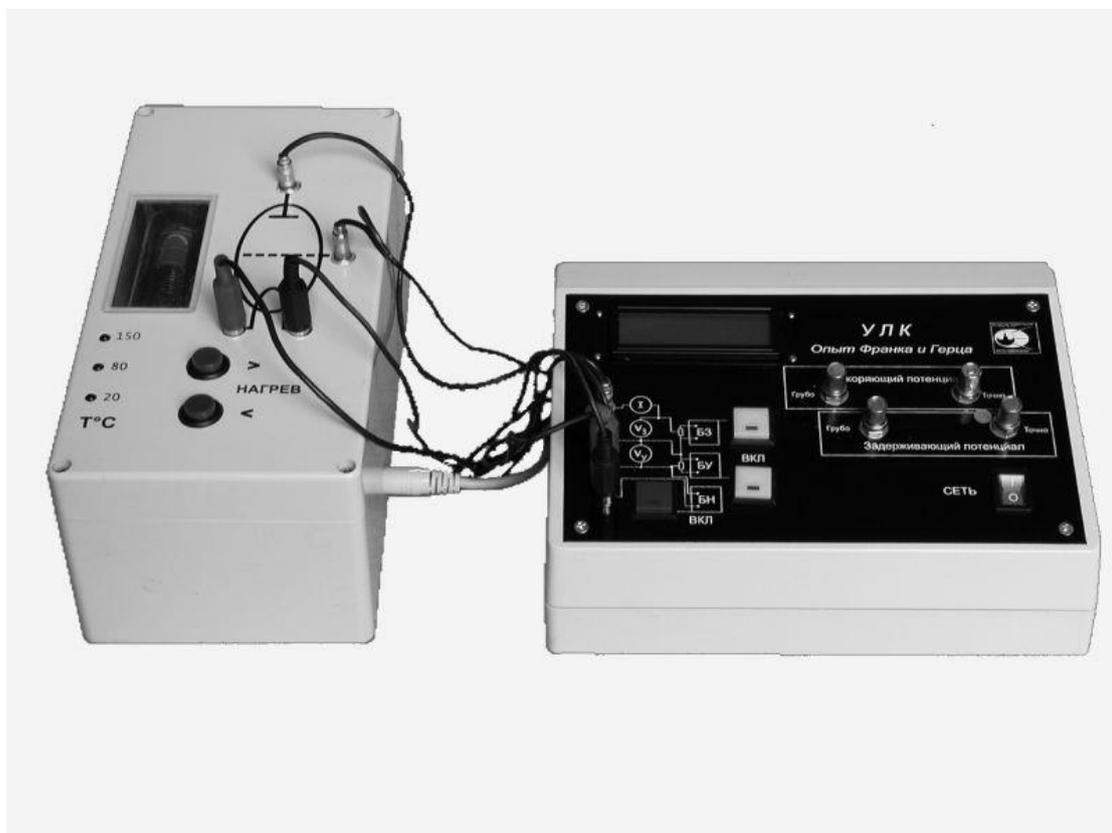


Рис. 5.6. Вид установки «Опыт Франка и Герца»:
слева – модуль лампы; справа – модуль управления

2) кнопки включения блоков питания:

- БН – блока накала;
- БУ – блока ускорения (катод–сетка);
- БЗ – блока задержки (сетка–анод);
- Сеть – сеть;

3) индикатор: в верхней строке индикатора фиксируется анодный ток, в нижней строке V_y и V_z соответственно;

4) электрическая схема установки и гнезда подключения к модулю лампы.

5.6. Методические рекомендации к выполнению работы

Работу рекомендуется выполнять в следующей последовательности:

1. Сборка цепи трехэлектродной лампы. Собрать четыре проводника, соединяющие блок лампы с управляющим блоком, в соответствии со схемой, изображенной в левой части блока управления. Внимательно проверить

правильность сборки цепей. *Ошибки могут привести к выходу из строя установки.*

2. Работа с ртутной лампой при $T \approx 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Снять анодные характеристики $I_a(V_y)$ лампы для 3 различных значений напряжения задержки V_3 ($V_3 = 0; 1; 2 \text{ В}$). Данные занести в таблицу. Построить графики.

3. Работа с ртутной лампой при температуре $T = 80 \text{ }^\circ\text{C}$.

Нагреть лампу до температуры $80 \text{ }^\circ\text{C}$.

Снять анодную характеристику $i_a(V_y)$ лампы для 2 значений напряжения задержки ($V_3 = 1$ и 2 В). Данные занести в таблицу. Построить графики.

4. Работа с ртутной лампой при температуре $T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$.

Нагреть лампу до температуры $150 \text{ }^\circ\text{C}$.

Снять анодную характеристику $i_a(V_y)$ лампы для 2 значений напряжения задержки ($V_3 = 1$ и 2 В). Данные занести в таблицу. Построить графики.

5.7. Анализ полученных результатов

1. Рассчитать среднюю длину свободного пробега электрона для

$T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $T = 80 \text{ }^\circ\text{C}$ и $T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$ по формуле $\langle \lambda \rangle = \frac{1}{n\sigma}$,

где n – концентрация атомов Hg, а σ – так называемое поперечное сечение атомов Hg при столкновении с электронами (величина сечения зависит от энергии налетающих электронов и при $E_{\text{кин}} \approx 5 \text{ эВ}$ равна $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$).

Концентрацию паров ртути можно рассчитать, пользуясь формулой

$$p = nkT,$$

где p – давление, Па; k – постоянная Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$; T – абсолютная температура.

Данные оформить в виде таблицы.

2. По анодным характеристикам, полученным при температурах $80 \text{ }^\circ\text{C}$ и $150 \text{ }^\circ\text{C}$, определить резонансные потенциалы V_p ($V_p = V_{p2} - V_{p1}$), найти $\langle V_p \rangle$ и оценить энергию возбуждения ΔE_{12} атома ртути:

$$\Delta E_{12} = e \langle V_p \rangle.$$

3. Используя формулу

$$\lambda_{\text{изл}} = \frac{hc}{\Delta E_{12}},$$

где h – постоянная Планка, найти длину волны излучения, испускаемого атомом, при его возвращении в основное состояние.

5.8. Расчет погрешностей

1. Расчет границы случайной погрешности для определения величины резонансного потенциала V_p .

Вычислить среднее квадратическое отклонение

$$S_{\langle V_p \rangle} = \sqrt{\frac{\sum (V_{pi} - \langle V_p \rangle)^2}{n(n-1)}}.$$

Рассчитать границу случайной погрешности

$$\varepsilon_{V_p} = t_{p,n} S_{\langle V_p \rangle}, \quad P = 0,95.$$

Определить относительную погрешность для определения величины V_p

$$\gamma_{V_p} = \frac{\varepsilon_{V_p}}{\langle V_p \rangle}.$$

2. Расчет границы случайной погрешности для определения энергии возбуждения ΔE_{12} .

Относительная погрешность γ_E для определения энергии ΔE_{12} равна γ_{V_p} .

Случайная погрешность ε_E для определения энергии возбуждения вычисляется по формуле

$$\varepsilon_E = \gamma_E \Delta E_{12}.$$

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте постулаты Бора.
2. Какова идея опыта Франка–Герца?
3. Изобразите схему экспериментальной установки.

4. Изобразите анодные характеристики вакуумной и газонаполненной ламп. Объясните различие между ними.
5. Как по анодным характеристикам определить резонансный потенциал и рассчитать энергию возбуждения атома ртути?
6. Как определить длину волны излучения атома ртути при его переходе в основное состояние?

6. РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

6.1. Общие сведения о рентгеновском излучении

Рентгеновские лучи – это электромагнитное излучение, которое возникает либо при торможении свободно движущейся заряженной частицы, либо при электронных переходах во внутренних оболочках атома. Спектры этих двух видов излучения существенно различаются. В первом случае это *тормозной* спектр с непрерывным распределением по длинам волн, коротковолновая граница которого обрывается при энергии, равной максимальной кинетической энергии заряженной частицы. Строение тормозного спектра не зависит от материала, на котором происходит торможение заряженной частицы (в рентгеновской трубке это материал анода).

Во втором случае спектр *линейчатый*. Он зависит от материала, излучающего его, и характеризуется им. Каждый элемент обладает своим характерным для него линейчатым спектром, поэтому линейчатые рентгеновские спектры называются также *характеристическими*.

Рентгеновское излучение лежит в диапазоне длин волн примерно от 10^2 до 10^{-2} Å, что по энергии фотонов соответствует области от 100 эВ до 1 МэВ. Однако четких границ здесь нет; так, фотоны в синхротронном излучении (тормозном спектре) могут обладать энергией, большей 1 МэВ. Рентгеновский диапазон обычно делится на две части, $\lambda < 2\text{Å}$ соответствует жесткому излучению, а $\lambda > 2\text{Å}$ – мягкому.

Рентгеновские лучи обладают проникающей способностью, тем более сильной, чем жестче они (чем короче их длина волны). Это свойство послужило причиной широкого использования рентгеновского излучения в различных аппаратах – от рентгеновского томографа в медицине до приборов количественного элементного анализа высокой точности.

В нормальном состоянии многоэлектронный атом представляет собой положительно заряженное ядро, окруженное системой электронных оболочек

(рис. 6.1) от самой внутренней с главным квантовым числом $n = 1$, до внешней с n , соответствующим данному элементу (максимальное значение $n = 7$ соответствует концу таблицы периодической системы элементов).

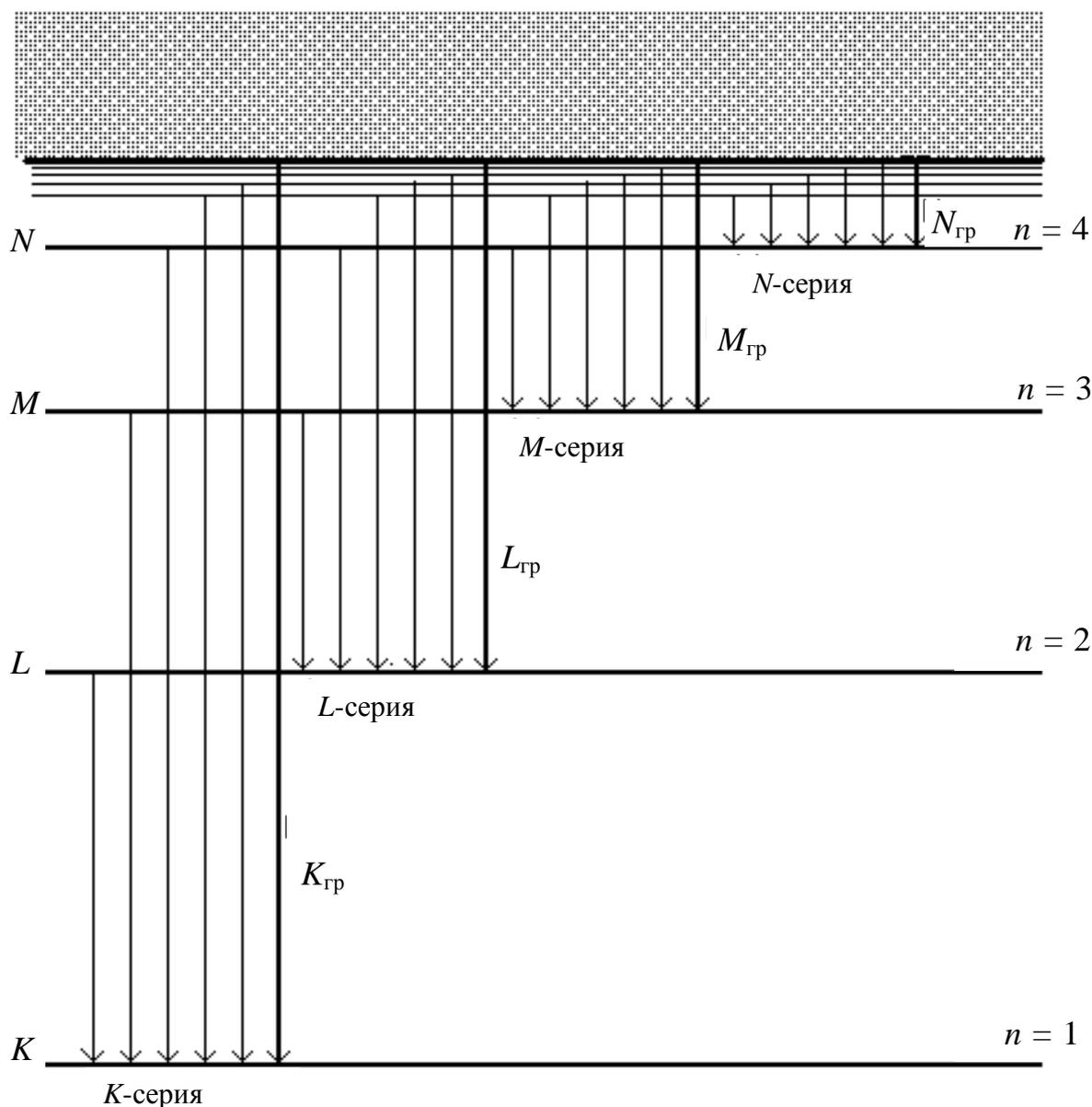


Рис. 6.1. Схема рентгеновских уровней и переходов, образующих K , L , M , N серии. $K_{гр}$, $L_{гр}$, $M_{гр}$, $N_{гр}$ – границы серий, соответствующие переходам в непрерывный спектр;
 n – главное квантовое число

Оболочки обозначаются буквами K , L , M , N , O , P , Q в соответствии с ростом n , начиная от единицы. На каждой оболочке находится определенное число электронов в соответствии с *принципом Паули*. Следует отметить, что понятие «оболочка» более соответствует энергетическому понятию (которое

можно заменить термином «уровень энергии»), чем координатному. В соответствии с квантовой механикой электроны в атоме как бы «размазаны» по объему с максимумом вероятности локализации на оболочке. В то же время в энергетическом пространстве наблюдается более четкое разделение между оболочками - уровнями энергии, хотя и здесь наблюдается определенное их перекрывание.

В нормальном состоянии атом не излучает и не поглощает энергию. Излучение, связанное с переходами во внутренних оболочках, возможно лишь в случае, когда один или несколько внутренних электронов будут удалены. Любой электрон, принадлежащий внешней (по отношению к образовавшейся вакансии – «дырке») оболочке, оказывается возбужденным. Это приводит к переходам с более высоких уровней на уровень вакансии с излучением рентгеновского кванта.

Если выбит K -электрон, то переходы на образовавшуюся вакансию с вышележащих L, M, N, \dots уровней образуют наиболее коротковолновую K -серию излучения. Аналогичный процесс наблюдается при переходах на вакансии L -уровней (L -серии), вакансии M -уровней (M -серии) и т. д.

Разность энергий конечного (E_{n_f}) и начального (E_{n_i}) уровней равна энергии $E = h\nu = |E_{n_f} - E_{n_i}|$ фотона, испускаемого при переходе из начального i -го в конечное f -е состояние, и соответствует спектральной линии частоты ν .

Внутренний электрон атома находится в экранированном кулоновском поле, и его состояние очень похоже на состояние электрона водородоподобного иона. Разница состоит в том, что находится он не в поле с зарядом Ze , а в поле с эффективным зарядом $Z_{эф}e = (Z - a_1)e$, где a_1 – постоянная полного экранирования.

Выражение для энергии внутреннего электрона может быть представлено формулой, подобной формуле для атома водорода, но с эффективным зарядом $(Z - a_1)e$.

$$E_n = -(Z - a_1)^2 R_y \frac{1}{n^2} . \quad (6.1)$$

Энергия фотона излучения, соответствующая переходу этого электрона в нижнее вакантное состояние,

$$E = h\nu = |E_{n_f} - E_{n_i}| = \left[\frac{(Z - a_{1f})^2}{n_f^2} - \frac{(Z - a_{1i})^2}{n_i^2} \right] R_y . \quad (6.2)$$

Здесь $R_y = 13,6$ эВ (ридберг) – величина, равная потенциалу ионизации атома водорода; a_{1f} и a_{1i} – постоянные полного экранирования конечного состояния f и начального i ; n_f и n_i – соответствующие главные квантовые числа.

Как отмечалось выше, согласно квантовой механике, электрон в состоянии с квантовым числом n можно с большой степенью вероятности найти на характерном для данного n расстоянии r_n от ядра (т. е. в пределах слоя, определяемого нами как оболочка). Однако существует конечная вероятность обнаружить его как внутри, так снаружи оболочки. Это приводит к тому, что в формировании постоянной a_1 принимают участие все электроны атома. Теоретическое вычисление a_1 представляет сложную задачу, и обычно для ее определения используют экспериментальные данные.

Постоянные $a_{1i,f}$ – зависят от главного квантового числа n и орбитального квантового числа l . Так, например, в цери ($Z = 58$) для K -оболочки ($n = 1$) $a_{1K} = 3,5$; а для L -оболочки ($n = 2$) $a_{1L} = 15,5$. Наблюдается также незначительный рост этой величины с увеличением Z .

Несмотря на то что $a_{1i,f}$ существенно зависит от n , разность в формуле (6.2)

$$\left[\frac{(Z - a_{1f})^2}{n_f^2} - \frac{(Z - a_{1i})^2}{n_i^2} \right]$$

можно заменить на

$$\left[\frac{(Z - a_1)^2}{n_f^2} - \frac{(Z - a_1)^2}{n_i^2} \right],$$

где постоянные экранирования a_1 одинаковы и не равны $a_{1i.f}$. Подчеркнем, что a_1 имеет смысл некой условной средней постоянной экранирования. Эта величина также зависит от n , l и Z . Так, для K_{α_1} линий элементов с атомными номерами $20 < Z < 30$ значение $a_1 = 1,13$, а для L_{α_1} линий и $Z \geq 62$: $a_1 = 7,9$.

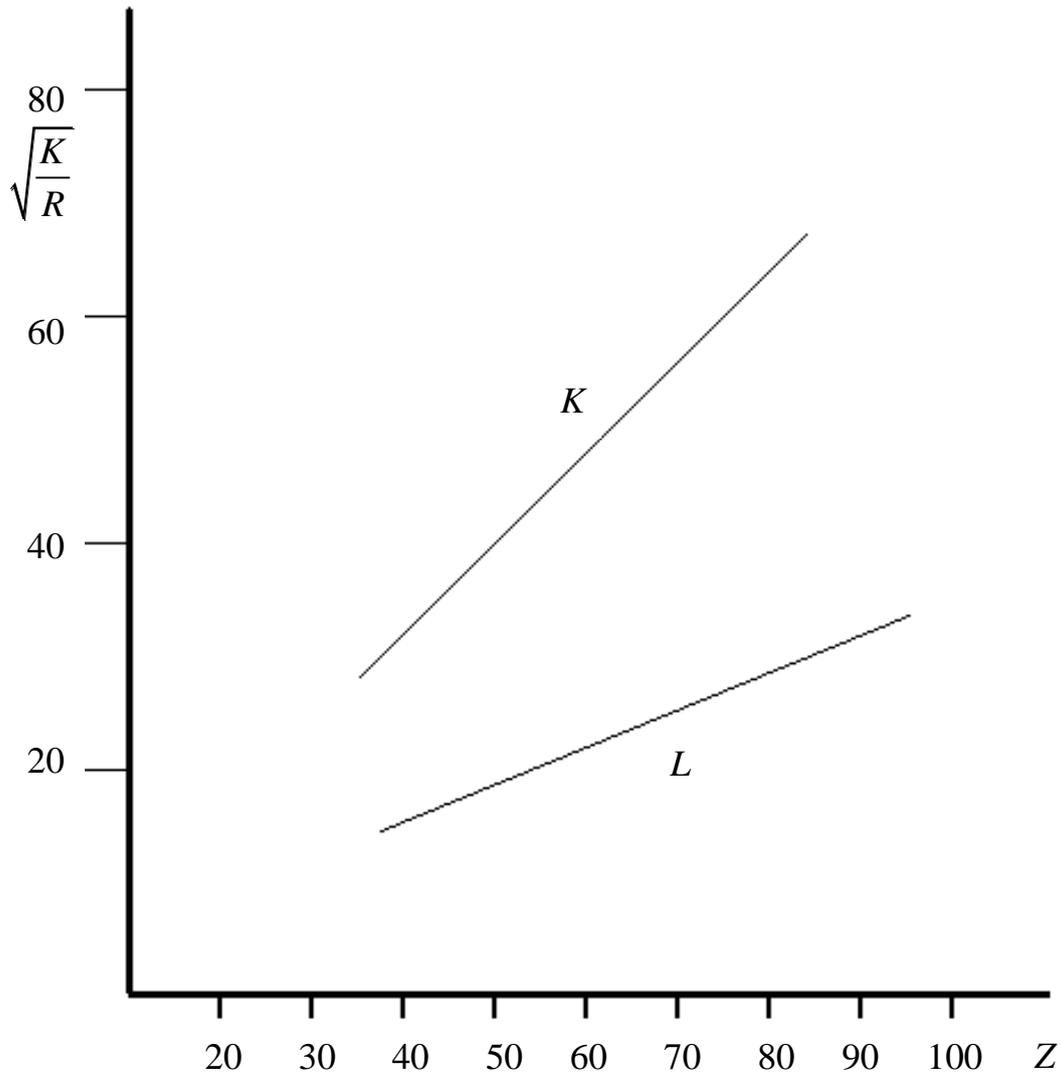


Рис. 6.2. Диаграммы Мозли для K - и L -серий

Проведенное преобразование приводит выражение (6.2) к виду

$$E = hn = (Z - a_1)^2 Ry \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right),$$

которое в форме

$$\sqrt{\frac{E}{Ry}} = \sqrt{\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}}(Z - a_1) \quad (6.3)$$

или

$$\sqrt{\frac{k}{R}} = \sqrt{\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}}(Z - a_1) \quad (6.4)$$

известно как *Закон Мозли*. На рис. 6.2 приведены диаграммы Мозли для *K*- и *L*-серий.

В формуле (6.4) k – волновое число ($k = 1/\lambda$); R – постоянная Ридберга ($R = 1,09678 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$). Выражения (6.3) и (6.4) демонстрируют линейную зависимость квадратного корня из энергии фотона от атомного номера Z .

Из выражения (6.1) видно, что закону Мозли подчиняется также и энергия уровня. Следует подчеркнуть, что закон Мозли не точный. Отклонения от линейности наблюдаются с ростом Z и длины волны рентгеновского излучения.

6.2. Методы получения и регистрации рентгеновских спектров

Как уже отмечалось, для возбуждения рентгеновского характеристического излучения необходимо удалить электрон (электроны) из внутренних оболочек атома исследуемого образца. Это можно осуществить разными способами: рентгеновским излучением (фотонными пучками), ионными и электронными пучками, источниками радиоактивного излучения быстрых частиц (например, α -частиц) и, наконец, за счет процессов взаимодействия атомных электронов с ядром.

После возбуждения тем или иным методом характеристического излучения исследуемого образца (такой спектр называется спектром флуоресценции) производится его спектральный анализ. Спектральный анализ может быть осуществлен кристалл-дифракционным спектрометром (КДС) или полупроводниковым детектором (ППД).

Рассмотрим более подробно отдельные узлы установки.

Источники возбуждения рентгеновского излучения

Рентгеновская трубка. Электроны, эмитируемые катодом трубки, ускоряются высокой разностью потенциалов и бомбардируют анод. В результате возникают тормозное и характеристическое излучения. Такой способ получения характеристического излучения практически не очень удобен при изучении спектров разных элементов, так как для смены образца требуется замена вещества анода. Однако полученным излучением можно воспользоваться в качестве первичного излучения (возбуждающий фотонный пучок), направив его на образец исследуемого вещества. При соблюдении условия $E_{\text{перв}} \geq E^*$, где E^* – энергия связи электрона соответствующей оболочки, возникнут линии спектра вторичного излучения – спектра флуоресценции.

Источник α -частиц. Возбуждение рентгеновского характеристического излучения можно осуществить α -частицами радиоактивного изотопа. С этой целью использовался изотоп Pu^{239} , испускающий α -частицы с энергией 5,1 МэВ и активностью 500 микрокюри.

Возбуждение рентгеновских спектров в атомах радиоактивных изотопов. Некоторые радиоактивные изотопы излучают рентгеновские спектры без предварительного возбуждения их внешними источниками в результате электрон-ядерных взаимодействий. Существует три механизма этих взаимодействий:

- 1) внутренний фотоэффект, когда γ -квант, вылетающий из ядра, выбивает электрон из своего же атома;
- 2) внутренняя конверсия – эффект прямой передачи энергии возбужденным ядром атомному электрону, приводящий к ионизации атома;
- 3) захват ядром одного из внутренних электронов атома (K -захват).

Реализуются в основном второй и третий механизмы, поскольку вероятность внутреннего фотоэффекта мала.

В установке представлены четыре радиоактивных источника, которые излучают рентгеновские спектры элементов, получающихся в результате

радиоактивных превращений. Радиоактивные изотопы излучают следующие спектры:

1) Fe^{55} – спектр марганца;

2) Co^{57} – спектр железа;

3) Ra^{226} – спектр висмута;

4) Am^{241} – спектр нептуния;

5) спектр титана возбуждается тритиевым источником, легированным в матрицу из титана, и не требует других источников возбуждения.

Для исследования спектров различных элементов были изготовлены 27 образцов, перечисленные ниже:

1) титан $z = 22$ – спектр возбуждается тритиевым источником;

2) железо $z = 26$ (радиоактивный изотоп Fe^{55});

3) железо $z = 26$;

4) кобальт $z = 27$ (радиоактивный изотоп Co^{57});

5) никель $z = 28$;

6) медь $z = 29$;

7) галлий $z = 31$;

8) германий $z = 32$;

9) селен $z = 34$;

10) ниобий $z = 41$;

11) молибден $z = 42$;

12) серебро $z = 47$;

13) индий $z = 49$;

14) церий $z = 58$;

15) гадолиний $z = 64$;

16) сурьма $z = 51$;

17) тантал $z = 73$;

18) вольфрам $z = 74$;

19) платина $z = 78$;

20) золото $z = 79$;

- 21) свинец $z = 82$;
- 22) висмут $z = 83$;
- 23) радий $z = 88$ (радиоактивный изотоп Ra^{226});
- 24) америций $z = 95$ (радиоактивный изотоп Am^{241});
- 25) ванадий – висмут;
- 26) платина – хром;
- 27) манганин – индий.

В спектрах указанных образцов присутствуют линии различных примесей.

Спектрометрические блоки

1. *Спектрометр с дисперсией по энергии (ППД на рис. 6.3).* Спектрометр с дисперсией по энергии состоит из полупроводникового счетчика, электронной схемы регистрации импульсов со счетчика и многоканального анализатора амплитуды импульсов. В качестве счетчика для регистрации рентгеновских квантов используется полупроводниковый детектор – кристалл кремния с примесью лития. Такой детектор еще называется PIN-диодом, в соответствии с использованием кристалла с *p-n* областями, между которыми имеется широкая зона *i* собственной проводимости.



Рис. 6.3. Принципиальная схема ППД спектрометра

Заряженная частица или квант, попадая в счетчике в область, обедненную носителями, расходует свою энергию на ионизацию. Образовавшиеся электроны и ионы движутся под действием внешнего электрического поля, создавая импульс во внешней электрической цепи.

Величина импульса пропорциональна числу пар возникающих зарядов, которое пропорционально энергии кванта. Детектор для уменьшения шумов охлаждается термоэлементами.

Энергетическое разрешение детектора $E/\Delta E \approx 24$ на линии 5,9 кэВ. На рис. 6.4 изображены спектральные линии K_α и K_β марганца, излучаемые изотопом железа Fe^{55} .

Энергетическая область эффективности данного спектрометра примерно равна 1,5–30 кэВ. В области ~ 1 кэВ проявляются шумы аппаратуры.

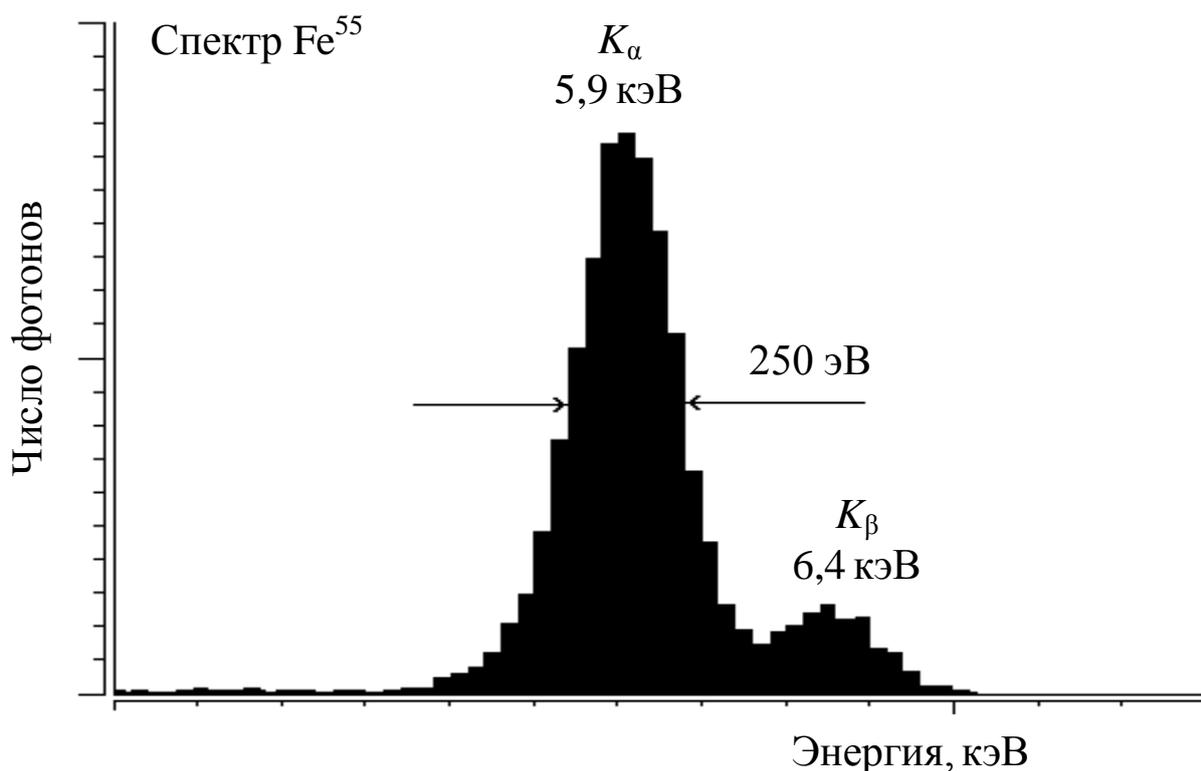


Рис. 6.4. K_α и K_β линии марганца, излучаемые изотопом Fe^{55} , полученные на ППД спектрометре

2. *Кристалл-дифракционный спектрометр (КДС)*. Спектрометр с дисперсией по длине волны представляет собой систему, состоящую из

плоского кристалл-анализатора, разлагающего в спектр падающее излучение, и пропорционального счетчика в качестве детектора квантов. Пропорциональный счетчик представляет собой газонаполненную разрядную камеру, в которой возникают импульсы тока при попадании в нее рентгеновского кванта, вызывающего ионизацию атомов газа. Величина электрических импульсов пропорциональна энергии рентгеновских квантов. Схема КДС представлена на рис. 6.5.

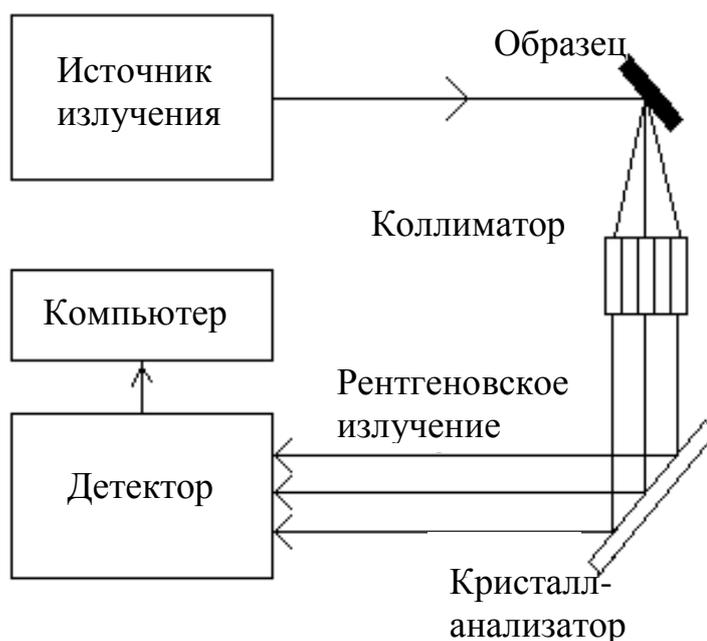


Рис. 6.5. Схема КДС

Для регистрации спектра рентгеновского излучения, возбуждаемого α -частицами при столкновении их с атомами образца в нашей конструкции использован кристалл-дифракционный спектрометр с плоским кристаллом по схеме Соллера. В этих спектрометрах первичное возбуждающее излучение, попадая на исследуемый образец, вызывает флуоресцентное излучение, которое коллиматором Соллера формируется в параллельный пучок, направляемый затем на кристалл-анализатор.

Если на кристалл-анализатор под углом θ падает параллельный пучок фотонов с интенсивностью I_0 (рис. 6.4), то от кристалла отражается излучение I с длиной волны λ (Å) (или с энергией $E = 12,4/\lambda$ (кэВ)). Дифракционное отражение происходит при выполнении условия Вульфа – Брэгга:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (n = 1, 2, 3...), \quad (6.8)$$

где d – межплоскостное расстояние для отражающей плоскости кристалла; n – порядок отражения; θ – угол скольжения. При вращении кристалл-анализатора (при изменении θ) происходит сканирование спектра.

Регистрирующее устройство, которым является пропорциональный счетчик, последовательно фиксирует узкие участки спектра. Энергетическое разрешение КДС определяется типом кристалл-анализатора (в данном случае LiF и пирографит) и рядом других факторов, а также равно $\lambda/\Delta\lambda = E/\Delta E = 50$ в области $\sim 4 \text{ \AA}$ ($\sim 3 \text{ кэВ}$) и равно 100 в области $\sim 2 \text{ \AA}$ ($\sim 6 \text{ кэВ}$). Энергетическая область эффективности данного спектрометра равна примерно (0,2–20 кэВ).

6.3. Методика измерения рентгеновских спектров

Учебный лабораторный комплекс УЛК РС представляет собой действующую модель двух рентгеновских спектрометров (в технике такими устройствами являются тренажеры), функционально не отличающуюся от своих прототипов – научных установок. УЛК РС состоит из прибора-имитатора и персонального компьютера. Компьютер управляет прибором, включая и выключая различные блоки установки, выводит на экран по команде спектры различных элементов, предлагает пользователю математический инструмент для обработки спектров и методический аппарат для выявления физических закономерностей, полученных в результате эксперимента.

Модель спектрометра состоит из следующих элементов:

- 1) рентгеновской трубки и источника α -частиц;
- 2) диска с набором мишеней-образцов;
- 3) КДС спектрометра;
- 4) ППД спектрометра.

На рис. 6.6 представлены фотография прибора и геометрия расположения основных блоков.

Геометрия расположения блоков спектрометра имеет трехмерную конфигурацию, изображенную на рис. 6.5: 1 – рентгеновская трубка и источник

α -частиц; 2 – диск с образцами; 3 – КДС; 4 – ППД. Основные узлы расположены по координатным осям правой тройки, повернутой вокруг оси X на 135° по часовой стрелке.

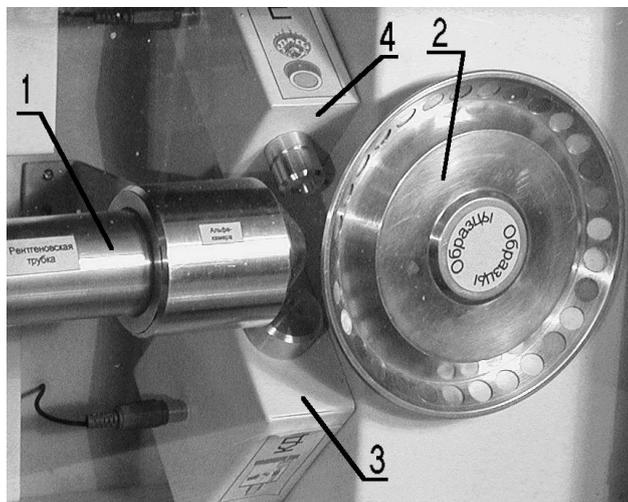


Рис. 6.6. Спектрометрический блок УЛК РС

Цель эксперимента – получение спектров характеристического рентгеновского излучения различных элементов.

Последовательность действий экспериментатора следующая:

- 1) выбирается элемент;
- 2) определяется и включается необходимый источник возбуждения (рентгеновская трубка, α -источник или образец-изотоп);
- 3) подбирается и включается соответствующий спектрометр;
- 4) включается набор спектра.

Время экспозиции. Важным элементом эксперимента является погрешность. Спектральные приборы характеризуются разрешающей способностью, однако, для достижения номинальной разрешающей способности необходимо выполнение ряда условий, таких как стабильность работы аппаратуры (блоков питания, усилителей и пр.). Если эти условия выполнены, то качество спектра будет определяться статистикой, т. е. чем больше будет зарегистрированных фотонов, тем лучше будет проработан спектр. Количественное определение погрешности связано с вычислением

статистической ошибки. Желательное значение относительной статистической ошибки δI обычно задается экспериментатором при планировании эксперимента.

Для достижения требуемой статистической точности необходимо выбрать такое время набора спектра, при котором N – число зарегистрированных фотонов за время t отвечало бы требованию

$$\delta I = \frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{It}}. \quad (6.5)$$

Здесь интенсивность $I = \frac{N}{t}$, ΔI – абсолютная ошибка интенсивности. Таким образом, с ростом N относительная ошибка в интенсивности уменьшается. Нетрудно установить время экспозиции, если задать относительную ошибку и предварительно, хотя бы грубо, измерить интенсивность $I_0 \approx I$. Обычно, при определении статистических ошибок используют интенсивность, просуммированную по всем каналам, однако можно определить I в малой энергетической области, например на участке, занимаемом определенной спектральной линией, и тем самым определить ошибку, относящуюся к данной линии.

Рассмотрим пример: выберем в спектре интересующую нас линию и потребуем, чтобы относительная ошибка в области, соответствующей этой линии, составляла $\delta I = 0,01$. Далее, для проведения предварительной оценки интенсивности на этом участке проведем набор спектра с временем экспозиции $t_0 = 10$ с (подробные указания даны в задании). Получив, предположим, 1 000 фотонов в сумме по каналам данного участка, мы можем определить интенсивность $I_0 = 1\,000 / 10 \text{ с} = 100 \text{ с}^{-1}$. Используя полученную оценку интенсивности, можно из формулы (6.5) определить требуемое время экспозиции:

$$t = \frac{1}{(\delta I)^2 \cdot I_0} = \frac{1}{0,0001 \cdot 100} = 100 \text{ с}. \quad (6.6)$$

В диалоговое окно пункта «Набор спектра» следует внести полученную величину t . Если для набора спектра используется КДС, то следует иметь в виду, что по умолчанию спектр разворачивается с такой скоростью, что на каждый канал приходится 0,5 с. После того как спектр пройден с такой скоростью, определяют по формулам (6.5) и (6.6) требуемое t и устанавливают соответствующую скорость развертки. Здесь также выбирают определенную линию, суммируют число фотонов во всех каналах и делят на полное время прохождения линии (т. е. 0,5 с умножить на число каналов).

Набор спектра. На приборной панели устанавливается образец с нужным элементом. Затем включается нужная пара: источник возбуждения – спектрометр. Здесь следует помнить эти пары (при неверном включении программа подскажет). Приведем их ниже.

1. Рентгеновская трубка – ППД

1. *K*-серии всех элементов.

2. *L*-серии:

- тантала;
- вольфрама;
- платины;
- золота;
- свинца;
- висмута.

Спектры следующих образцов (изотопы):

- титана;
- железа;
- кобальта;
- радия;
- америция

снимаются только на ППД-спектрометре без внешнего возбуждения.

2. α -Источник – КДС

L-серии:

- церия;
- гадолия;
- ниобия;
- молибдена;
- серебра.

Войдя в «Набор спектра», устанавливают экспозицию, набирают спектр и сохраняют его.

В этом разделе работы следует набрать все спектры, которые указаны в задании. При необходимости в дальнейшем можно будет вернуться в этот раздел и набрать дополнительно необходимые спектры.

3. Обработка спектра

После того как спектр набран и сохранен, следует перейти в пункт меню «Обработка спектра». В окне записи сохраненных спектров следует выбрать нужный спектр и открыть его. Справа на экране размещена таблица параметров спектральных линий: E – энергия в килоэлектрон-Вольтах, тип линии, длина волны λ в ангстремах при использовании спектрометра КДС приводится в нижнем окне. В таблице она пересчитана в килоэлектрон-Вольтах. В верхней части экрана ряд значков активизируется только *после открытия* определенных участков спектра.

Работа с записанными спектрами сводится к обработке спектральных линий:

а) идентификации – определению энергии (длины волны) и названия линии (например, K_{α} , K_{β} и т. д.), которое соответствует определенному переходу;

б) фитингу – использованию специальных математических алгоритмов для разрешения линий на отдельных спектральных участках. Процедура фитинга выдает следующие параметры линии: энергию, амплитуду (число фотонов в максимуме линии), ширину (на полувысоте).

Подробное изложение вышеуказанных процедур изложено ниже.

Определение энергии (длины волны) спектральных линий является основной задачей этого раздела. Эту процедуру можно проводить либо простым наведением маркера на центр линии, либо процедурой фитинга (если линии плохо разрешены).

В первом случае нужную линию следует увеличить (выделив нужный участок спектра и нажав кнопку «Увеличить»), затем курсор устанавливается на центр линии, и данные, указанные в правой нижней части экрана, нужно внести в таблицу.

При использовании фитинга необходимо занести в таблицу все рассчитанные гауссианы. Также в таблицу вносится тип указанной линии (K_α , L_β и т. д.).

Ниже будут рассмотрены проблемы идентификации линий спектра, и, хотя принадлежность спектральной линии к тому или иному переходу указывается программой, ряд замечаний в этом пункте будет полезен при изучении рентгеновских спектров.

4. Идентификация

Определение принадлежности линии к соответствующему переходу соответствующего элемента бывает иногда непростой задачей. Это определяется рядом факторов:

1. Влияние примесей. Как правило, исследуемые образцы содержат примеси; даже если их концентрация невелика, их линии могут быть по природе интенсивными.

2. Влияние источника возбуждения. Рентгеновская трубка, как источник возбуждения, обычно дает вклад в спектр в виде интенсивных линий материала анода, например K_α и K_β – линии молибдена. Одновременно эти спектры имеют значительный фон, представляющий собой тормозной спектр электронов с характерным широким максимумом.

3. γ -Излучение. Если изучаются рентгеновские спектры радиоактивных изотопов, то, помимо рентгеновских спектров конверсии или захвата, в этой же энергетической области могут лежать пики ядерного γ -излучения.

Идентификация линии производится значком «Справочник» в панели инструментов. При нажатии на эту кнопку появляется диалоговое окно – справочник. После выбора нужного элемента и нажатия на кнопку «Ок» на спектральных линиях этого элемента появляются идентифицирующие тип линии указатели. Если в спектре имеются «чужие» линии, они не идентифицируются (их следует подбирать по справочнику, если они представляют интерес). Идентификация линий тесно связана с их разрешением. Большая часть линий в исследуемых спектрах представляет сумму близко расположенных линий. С ростом Z расстояние между линиями увеличивается и K_α и K_β становятся хорошо разрешенными.

Подводя итог, можно предложить некоторые рекомендации по идентификации линий с учетом последующего использования полученных данных.

1. В любой из $K, L, M...$ серий α -линии наиболее интенсивные, затем по интенсивности идут β - и γ -линии соответственно.

2. В справочниках обычно указывается относительная интенсивность, причем за основу берется α -линия данной серии. Интенсивности линий различных серий обычно не сравниваются между собой.

3. В таком же порядке в каждой серии идет увеличение энергии линии (или уменьшение ее длины волны) так что, например, $E_{K\alpha} < E_{K\beta}$, $E_{L\alpha} < E_{L\beta}$ и т. д. Таким образом в энергетической шкале K_α всегда левее K_β и т. д.

4. Поскольку при возбуждении рентгеновских спектров фотонным пучком рентгеновской трубки с молибденовым анодом в спектрах обычно присутствуют линии молибдена, имеет смысл прежде всего изучить его K_α - и K_β -линии. Зная их энергии, можно будет в спектрах других элементов сразу их идентифицировать.

5. На КДС изучаются линии L -серии ниобия ($Z = 41$), молибдена ($Z = 42$), серебра ($Z = 47$), церия ($Z = 58$) и гадолиния ($Z = 64$).

6. Если K_α и K_β (или другие линии) не разрешены или разрешены не полностью, то, как указывалось выше, следует использовать фитинг. Это дает возможность точнее определить положение максимумов при наложении крыльев, поскольку максимумы суммарной кривой ближе, чем истинное расстояние между неперекрывающимися линиями.

7. Процедура фитинга требует хорошей проработанности линии.

Фитинг – это процедура математического разрешения спектральных линий. Для математического разрешения некоторого выбранного участка спектра необходимо определить форму спектральной линии (математическую функцию, описывающую профиль каждой из линий). Определение формы линии – задача, в общем случае, нетривиальная. Форма линии есть результат воздействия на излучатель различных возмущающих полей, среди которых присутствует и поле самого излучателя. Вследствие этого излучатель испускает излучение не одной частоты, а некоторого спектра частот, и линии имеют конечную (не равную нулю) ширину.

Ширина линии, связанная с полем самого излучателя, называется естественной шириной, форма такой линии описывается математической формулой, характерной для резонансных процессов излучения (поглощения) и называется лоренцевой формой. Естественная ширина – это минимально возможная для излучателя величина, определяемая законами квантовой механики.

Часто наиболее существенное уширение линии определяется искажениями, вносимыми аппаратурой (это, например, такие трудно учитываемые факторы, как шумы в фотодиодах или диффракционные искажения на решетке кристалла-анализатора, конечные размеры входной щели спектрометра и т. п.). Уширение линий по этим причинам называют аппаратным уширением, а форму спектра идеального (нулевой ширины) сигнала, уширенного аппаратно, – аппаратной функцией (или

инструментальным контуром). Аппаратное уширение может на один–два порядка превосходить естественную ширину линии. Именно такая ситуация реализуется в данном эксперименте.

Различные виды уширения спектральных линий, такие как доплеровское уширение, возникающее из-за движения излучателя, аппаратные искажения и др., носят статистический характер, и форма кривой в совокупности удовлетворительно описывается функцией Гаусса. Аппроксимация гауссианом позволяет уточнить положения максимума линии и разрешить линии в целом ряде случаев. Поэтому в данной программе форма линии описывается в процедуре фитинга гауссианом.

Прежде чем приступить к процедуре фитинга, следует изучить выделенный участок и понять, сколько гауссиан, какой амплитуды и ширины и в каком порядке их расставить, чтобы суммарная рассчитанная кривая была близка к экспериментальной. Затем нужно «зацепить» курсором красный флажок (маркер) на гауссиане (навести стрелку курсора на флажок и нажать левую клавишу мыши) и протащить мышью в то место, где желательно расположить максимум гауссиана. «Зацепив» один из боковых флажков и передвигая его, можно изменить ширину гауссиана.

Нажав на значок «плюс», вызывают следующий гауссиан, располагают в нужном месте (значок «минус» – убирает его). Для аппроксимации фона также используется гауссиан, но с малой амплитудой и большой шириной. Чем удачнее подобраны начальные условия (на это указывает окно с величиной невязки при каждом введении гауссиана), тем быстрее и лучше вычисляется конечный результат.

Нажатие на значок «Пуск» запускает расчет, который ведется до тех пор, пока не перестанет изменяться 6-й знак процента невязки (отношение площади гистограммы к площади под суммарной огибающей). Счет можно продолжить, но процент невязки будет уменьшаться медленно.

По команде «Стоп» можно остановить счет, нажать на значок «Сложить» и получить суммарную огибающую. Если полученные результаты – положение

линий, амплитуда и ширина – оказываются приемлемыми (данные отражены в диалоговом окне), их следует занести в таблицу. Только тогда данные будут сохранены.

6.4. Рекомендации к выполнению работы

1. Включить прибор (кнопка в правом нижнем углу).
2. Включить или перезагрузить компьютер.
3. На рабочем столе найти папку «Рентгеновский спектрометр» и открыть ее.
4. Открыть значок «Эксперимент» и вписать свои данные в окно запроса.
5. Войти в «Меню» и открыть первый пункт «Панель экспериментальной установки».

Изучение структуры рентгеновских спектров

1. На ППД спектрометре набрать спектр никеля (Ni) с таким расчетом, чтобы относительная ошибка δI в пределах линии K_α не превышала 0,25 %. С этой целью:

- набрать спектр Ni с предварительным временем экспозиции $t_0 = 100$ с;
- выделить K_α -линию (наиболее интенсивная линия) и, нажав на кнопку «Сумма фотонов», определить число фотонов N в пределах данной линии. Определить $I_0 = N/t_0$;

• по формуле (6.8) определить время экспозиции t , соответствующее вышеуказанной точности ($\delta I = 0,25$ %);

- набрать спектр Ni с полученным временем t и сохранить его.

2. На КДС набрать спектр ниобия (Nb) с таким расчетом, чтобы относительная ошибка δI в пределах линии L_α не превышала 0,1 %. С этой целью:

- набрать спектр Nb с предварительным временем прохождения канала $t_0 = 0,1$ с;

- выделить L_{α} -линию (наиболее интенсивная линия), увеличить ее и определить суммарное число фотонов N в пределах L_{α} -линии. Определить $I_0 = N/t_0$;

- по формуле (6.8) определить время прохождения канала t , соответствующего выбранной точности ($\delta I = 0,1 \%$);

- набрать спектр Nb с полученным временем прохождения канала t и сохранить его.

3. Перейти в пункт «Обработка спектра» и вывести полученные спектры на экран монитора.

4. Используя фитинг, определить параметры K_{α^-} , K_{β^-} , L_{α^-} и L_{β^-} -линий. Занести их в таблицу.

5. Применяя Mathcad, построить графики соответствующих спектральных линий, а также их огибающие.

Проверка закона Мозли

1. Войти в раздел «Панель экспериментальной установки» и выбрать спектры элементов $Z = 26, 28, 32, 41, 42, 47, 73, 78, 82, 88$. Время набора $t = 100$ с. Сохранить полученные спектры.

2. Войти в пункт меню «Обработка спектра» и последовательно для каждого из набранных спектров с $26 \leq Z \leq 47$ определить положения центров K_{α} -линий (без фитинга, используя лишь увеличение нужного участка спектра). Аналогичную операцию проделать для L_{α} -линий для $73 \leq Z \leq 88$. Данные занести в таблицу.

3. Используя метод наименьших квадратов, определить параметры прямых, описывающих зависимость $\sqrt{\overset{\circ}{A}}$ от номера элемента Z для K_{α} - и L_{α} -линий и построить соответствующие графики.

Определение постоянной Ридберга и константы полного экранирования.

1. Формула (6.3) может быть преобразована к виду

$$\sqrt{E} = \sqrt{R_y} \sqrt{\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}} (Z - a_1) \quad (6.7)$$

Из этого выражения следует, что $\sqrt{\overset{\circ}{A}}$ является линейной функцией Z и соответствующий график образует с осью Z угол α , тангенс которого

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{R_y} \sqrt{\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}} . \quad (6.8)$$

Учитывая, что для K_α -линии $n_f = 1$, а $n_i = 2$, а для L_α -линии $n_f = 2$, а $n_i = 3$, это выражение позволяет определить постоянную Ридберга по графикам K_α - и L_α -линий.

2. При экстраполяции $\overset{\circ}{A} \rightarrow 0$ график зависимости $\sqrt{\overset{\circ}{A}}$ пересекает ось Z в точке Z_0 . Как видно из формулы (6.7), в этом случае $Z_0 - a_1 = 0$, что позволяет оценить значение константы полного экранирования a_1 по графикам K_α - и L_α -линий.

7. ЭФФЕКТ КОМПТОНА

7.1. Опыт Комптона

Эффект Комптона относится к числу классических экспериментов, выявивших корпускулярную природу электромагнитного излучения и в итоге подтвердивших корпускулярно-волновую двойственность. Классическая электродинамика после работ Максвелла, казалось, однозначно утвердила волновую природу электромагнитного излучения. Огромное число опытов по дифракции и интерференции света неоспоримо подтверждали это. Однако после открытия рентгеновских лучей и продвижения исследований в область их более жесткого излучения возникла принципиально новая ситуация, указавшая на то, что свет высокой частоты (рентген, γ -кванты) обладает явно выраженными свойствами частиц (корпускул).

В 1922–1923 гг. американский физик А. Комптон, исследуя рассеяние рентгеновского излучения на легких элементах, установил, что рассеянные лучи, наряду с излучением первоначальной длины волны λ_0 , содержит также лучи с бóльшей длиной волны λ . Разность $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ зависела только от угла рассеяния φ между направлением рассеянного рентгеновского излучения и первоначальным пучком, не испытавшим рассеяния.

Для описания этого явления Комптон рассмотрел электромагнитное излучение (в данном случае жесткое рентгеновское излучение) как поток частиц (фотонов или квантов излучения), обладающих импульсом

$$\vec{p} = \frac{\hbar\vec{\omega}_0}{c} \equiv \hbar\vec{k}_0,$$

где \vec{k}_0 – волновой вектор, а ω_0 – частота падающего излучения, и энергией

$$E_{0,\gamma} = \hbar\omega_0.$$

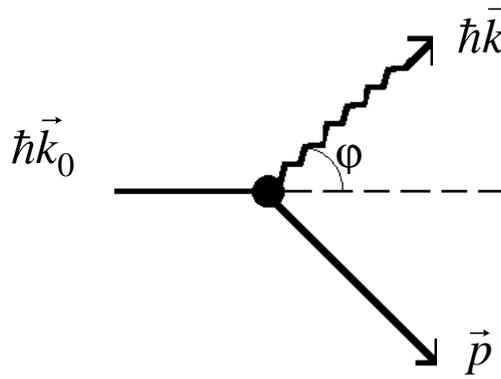


Рис. 7.1. Схема рассеяния фотона на свободном электроне

Далее решалась задача упругого столкновения двух шаров – фотона и свободного электрона при условии, что начальная скорость электрона равна нулю. Энергия электрона до столкновения равна m_0c^2 , где m_0 – масса покоя электрона, а его импульс равен нулю. После столкновения (рис. 7.1) импульс электрона изменится и станет равным $\vec{p} = m_0\vec{v}$ (нерелятивистский случай), а его полная энергия (кинетическая энергия плюс энергия покоя) будет равна

$$c\sqrt{p^2 + m_0^2c^2}.$$

Из законов сохранения энергии и импульса следует:

$$\hbar\omega_0 + m_0c^2 = \hbar\omega + c\sqrt{p^2 + m_0^2c^2};$$

$$\vec{\hbar k}_0 = \vec{p} + \vec{\hbar k},$$

где $\vec{\omega}$ и \vec{k} – частота и волновой вектор излучения.

Из полученных уравнений, проведя несложные преобразования, можно получить интересующую нас величину

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \Lambda(1 - \cos \varphi), \quad (7.1)$$

где λ_0 и λ – длина волны фотона до и после столкновения, а постоянная

$$\Lambda = \frac{2\pi\hbar}{m_0c} = 0,0243 \text{ \AA} \quad (7.2)$$

называется комptonовской длиной волны электрона.

В случае рассеяния на другой частице, например на протоне, в формуле (7.2) следует заменить массу электрона на массу протона.

Формула (7.1) точно соответствовала результатам эксперимента и получила название «комптоновского сдвига» (увеличение длины волны рентгеновского кванта после рассеяния), а само явление – эффект Комптона.

Теперь обратимся к самому эксперименту, проведенному Комптоном (рис. 7.2). Монохроматическое излучение рентгеновской трубки через ряд коллимационных отверстий направлялось на рассеиватель, вещество которого состояло из легких элементов. Таким веществом, в частности, служил графит. Рассеянное излучение попадало на рентгеновский спектрограф, состоящий из кристалла, на котором происходила дифракция, и ионизационной камеры, фиксирующей дифрагированные рентгеновские кванты. По углу дифракции определялась длина волны, которая изменялась (увеличивалась) при увеличении угла φ .

Исследование спектра рассеянного излучения показало, что под различными углами рассеяния φ наблюдаются два пика: один с длиной волны λ_0 (несмещенная компонента), а другой в соответствии с формулой (7.1) с длиной волны λ большей, чем λ_0 .

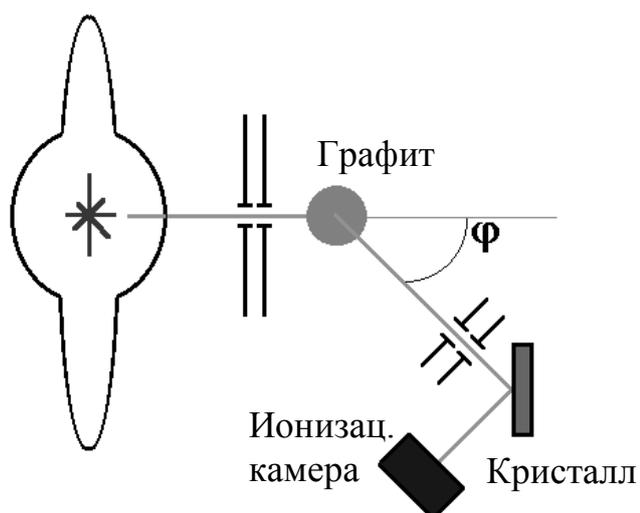


Рис. 7.2. Схема опыта Комптона

Смещенная компонента λ соответствует рассеянию на свободном электроны, который образуется в результате предварительного отрыва слабо связанного электрона (легкие элементы, типа углерода, имеют на внешних оболочках слабосвязанные электроны) и последующего упругого рассеяния на нем рентгеновского кванта. Несмещенная компонента соответствует рассеянию на всем атоме, при этом переданный импульс от рентгеновского кванта всему атому настолько мал, что первоначальная энергия кванта остается неизменной (длина волны λ_0).

7.2. Описание экспериментальной установки

На рис. 7.3 изображена блок-схема установки «эффект Комптона» и схема сцинтилляционного γ -спектрометра.

1. *Радиоактивный источник.* Изотоп ^{137}Cs подбирается из расчета, чтобы энергия γ -квантов, равная 662 кэВ, лежала в таком диапазоне, в котором другими эффектами взаимодействия γ -квантов в веществе рассеивателя (фотоионизация, рождение электронно-позитронных пар) можно было бы пренебречь.

2. *Рассеиватель.* В качестве рассеивателя применяется органическое вещество стирбен, состоящее из атомов углерода и водорода. Поскольку энергия связи внешних электронов этих атомов мала (потенциал ионизации водорода 13,6 эВ и первый потенциал ионизации углерода 11,6 эВ), то при энергии γ -квантов 0,6–0,7 МэВ внешние электроны можно рассматривать как свободные. Эффект рассеяния на всем атоме (когерентное рассеяние) при данных условиях эксперимента будет мал и несмещенная компонента в рассеянных лучах практически не будет видна.

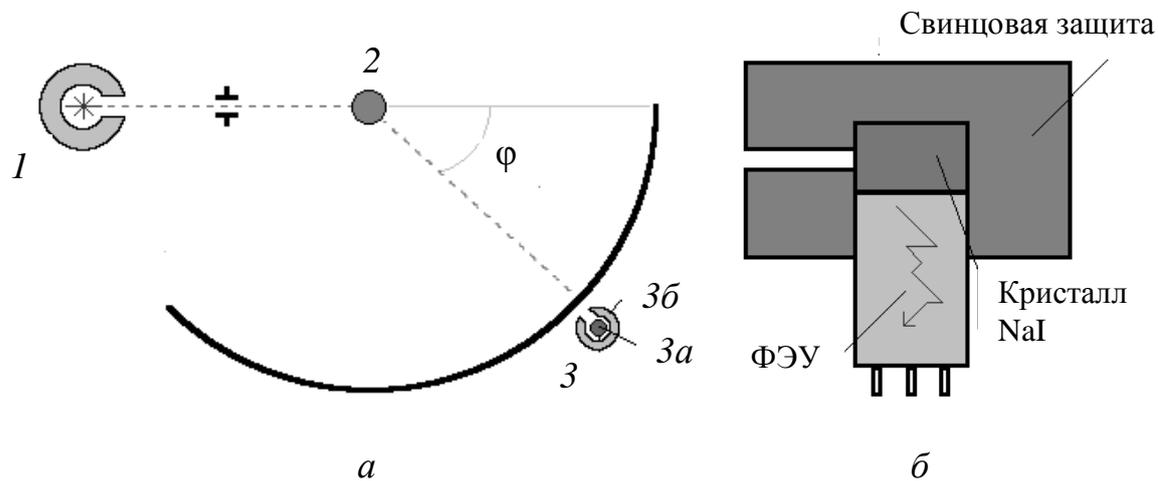


Рис. 7.3. Блок-схема установки «эффект Комптона» (а) и схема сцинтилляционного γ -спектрометра (б): 1 – контейнер с радиоактивным источником ^{137}Cs ; 2 – рассеиватель – стильбен; 3 – сцинтилляционный γ -спектрометр; 3а – сцинтиллятор NaI; 3б – свинцовая защита от космических лучей

3. **Сцинтилляционный γ -спектрометр.** В отличие от кристалл-дифракционного спектрометра, использованного Комптоном, сцинтилляционный спектрометр работает следующим образом. Гамма-квант, попадая в специально подобранное вещество сцинтиллятора (NaI), эффективно поглощается, производя фотоионизацию. Поскольку энергия γ -кванта значительно превышает энергию ионизации электрона $\hbar\omega \gg E$, то практически вся энергия γ -кванта переходит в кинетическую энергию ионизированного электрона, которая, в свою очередь, целиком затрачивается на оптические переходы атомов и тормозное излучение электрона в веществе сцинтиллятора. Свет люминесцентных вспышек попадает на фотокатод ФЭУ и усиливается. При этом оказывается, что *амплитуда электрического импульса с фотоумножителя пропорциональна энергии* первичного γ -кванта. Таким образом, это устройство одновременно определяет и энергию, и число γ -квантов, попавших в сцинтиллятор, тем самым давая возможность найти распределение γ -квантов по энергии, т. е. спектр.

Зарегистрированные и усиленные электрические импульсы специальным устройством – амплитудным анализатором – распределяются по каналам таким образом, что в данный канал попадают электрические импульсы только

определенной амплитуды (энергии). На рис. 7.4 представлен спектр таких импульсов. 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 максимальную энергию γ -кванта.

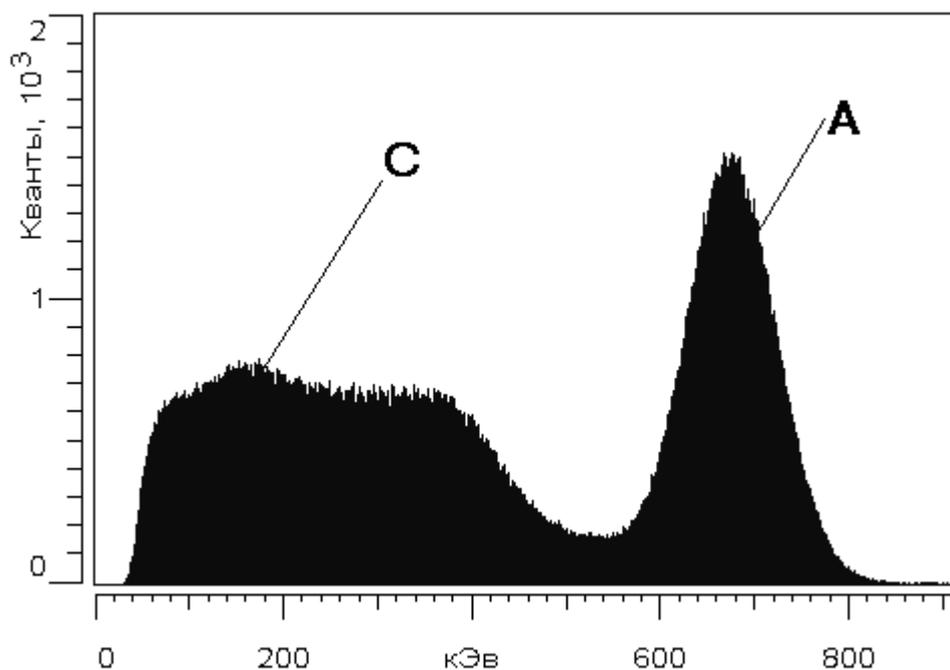


Рис. 7.4. Амплитудный спектр, набранный на сцинтилляционном спектрометре

Левее пика А виден минимум, после которого спектр выходит на некоторое плато с небольшими горбами. Вся левая часть при этом непрерывна и не имеет ярко выраженных пиков. Эта часть спектра отражает ряд эффектов и прежде всего комптоновское рассеяние. Попав в вещество сцинтиллятора NaI, γ -кванты ведут себя по-разному: одни производят ионизацию, о которой уже говорилось, и полностью поглощаются веществом; другие, сталкиваясь с электроном атома, испытывают комптоновское рассеяние и передают электрону лишь часть своей энергии, после чего γ -квант покидает пределы сцинтиллятора. Электроны отдачи, т. е. электроны, получившие импульс от γ -кванта, становятся свободными и по тем же причинам, что и выбитые фотоэлектроны, создают сцинтилляционные вспышки и соответствующий им

электрический импульс определенной амплитуды. Однако в отличие от фотоэффекта импульсы распределены непрерывно во всех каналах, поскольку комптоновские γ -кванты рассеиваются в сцинтилляторе под разными углами и, следовательно, передают электронам отдачи различную энергию, от нуля до некоторого предельного максимального значения $E_{эл}^{max}$. Получим эту величину, воспользовавшись формулой (7.1).

Для этого прежде всего определим энергию γ -кванта при $\varphi = 180^\circ$, т. е. кванта, столкнувшегося в лоб с электроном. Поскольку $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ и $E_\gamma = \hbar\omega$, преобразуем выражение (7.1) к виду

$$\frac{2\pi c}{\omega} - \frac{2\pi c}{\omega_0} = \frac{2\pi\hbar}{m_0c}(1 - \cos\varphi)$$

или

$$\frac{m_0c^2}{E_{\varphi,\gamma}} - \frac{m_0c^2}{E_{0,\gamma}} = 1 - \cos\varphi,$$

откуда искомая величина при $\varphi = 180^\circ$ равна

$$E_{180^\circ,\gamma} = \frac{E_{0,\gamma}}{1 + 2\frac{E_{0,\gamma}}{m_0c^2}}.$$

Если допустить, что $\frac{E_{0,\gamma}}{m_0c^2} \gg 1$, то максимально возможная энергия отраженного от электрона γ -кванта равна $1 / (2m_0c^2)$. Другими словами γ -квант в соответствии с законами сохранения не может в парном столкновении передать всю свою энергию электрону.

Теперь определим максимальную энергию, которую может получить электрон:

$$E_{\text{эл}}^{\text{max}} = E_{0,\gamma} - E_{180,\gamma} = E_{0,\gamma} - \frac{E_{0,\gamma}}{1 + 2 \frac{E_{0,\gamma}}{m_0 c^2}},$$

откуда

$$E_{\text{эл}}^{\text{max}} = \frac{2E_{0,\gamma}^2}{2E_{0,\gamma} + mc^2}.$$

Таким образом, спектр электронов отдачи должен обрываться после E_{max} , что и реализуется в виде минимума перед пиком полного поглощения.

Спектр, соответствующий области энергии электронов отдачи, имеет довольно сложный характер, так как на него накладываются кривые таких процессов, как пик обратного комптоновского рассеяния, пики рентгеновского излучения, которые образуются при выбивании γ -квантами электронов из внутренних оболочек атомов свинца защиты или при многократном рассеянии в ней γ -квантов. Все эти пики малоинтенсивны и положение их определяется с небольшой точностью. Наиболее интенсивен из них пик С, соответствующий обратному рассеянию. Этот пик образуется при комптоновском рассеянии γ -кванта на 180° в веществе защиты источника и детектора и затем поглощенного сцинтиллятором NaI, который и выдает соответствующий фотопик.

На рис. 7.5 представлена фотография установки, которая выполнена в виде корпуса, имеющего прозрачную крышку, а на рис. 7.6 – фотография ее внутренней части. Под крышкой видны основные узлы установки.



Рис. 7.5. Внешний вид установки «Эффект Комптона»

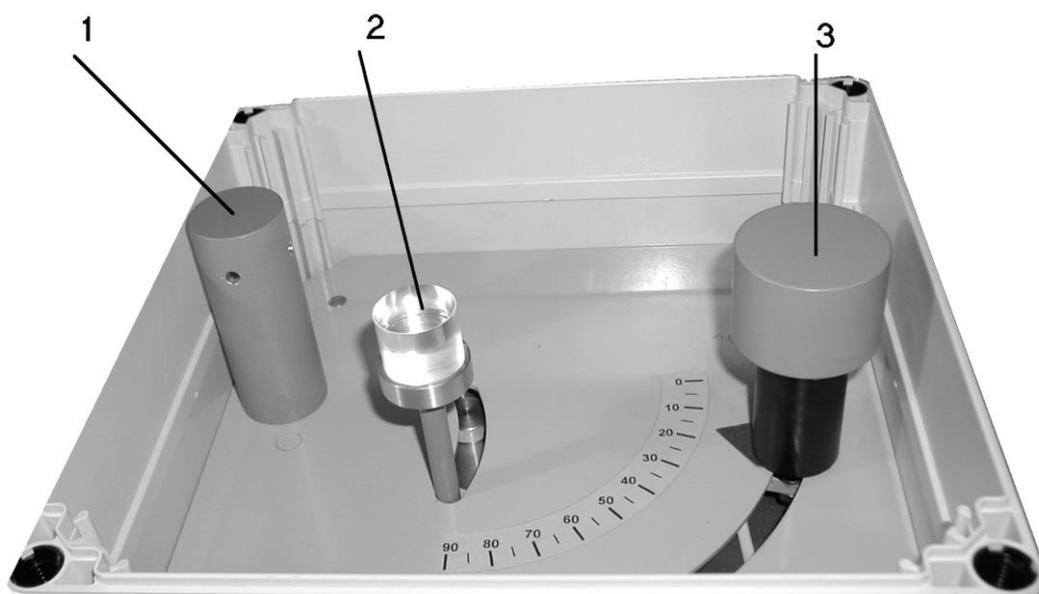


Рис. 7.6. Расположение основных узлов внутри установки «Эффект Комптона»:
1 – контейнер с радиоактивным изотопом; 2 – рассеиватель; 3 – детектор –
сцинтилляционный спектрометр

1. *Источник γ -квантов.* На боковой поверхности его имеется светодиод, фиксирующий «включение» источника, что соответствует выведению ампулы с радиоактивным веществом на уровень коллимационного отверстия свинцового контейнера. «Включение» источника осуществляется кнопкой «Источник» на передней панели корпуса прибора.

2. *Рассеиватель.* На специальной подвижной подставке установлен рассеиватель. Его можно убрать из-под пучка γ -квантов рычажком.

3. *Детектор γ -квантов.* Как ранее указывалось, детектор представляет собой сцинтилляционный γ -спектрометр. Здесь представлена его модель. Специальным маховичком детектор может передвигаться, обеспечивая измерения под углами от 0 до 90°. Включение детектора производится кнопкой «ФЭУ» на передней панели корпуса прибора.

7.3. Методика проведения эксперимента

Основная задача эксперимента состоит в том, чтобы измерить энергию (или длину волны) рассеянных под разными углами γ -квантов и сравнить полученную разность $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ с теоретически вычисленной. Энергия γ -квантов определяется по пику полного поглощения. Устанавливая курсор на максимум этого пика, мы определим соответствующий ему номер канала, энергию которого можно установить, проведя калибровку спектрометра.

Калибровка спектрометра

Калибровку следует провести для прямого пучка, когда рассеиватель выведен из-под пучка, а детектор находится под углом 0° на прямой, соединяющей коллимационные отверстия источника и детектора. Сняв спектр в этом положении, определяют номер канала пика полного поглощения. Пик полного поглощения соответствует 662 кэВ.

Определив номер канала N_n , кэВ, соответствующего максимуму пика полного поглощения, находим калибровочный коэффициент

$$K = \frac{662}{N_n}. \quad (7.3)$$

Величину калибровочного коэффициента вводят в диалоговое окно и нажимают кнопку «ОК», после чего спектр представлен в килоэлектрон-вольтах (ось абсцисс).

Время экспозиции

Важным элементом эксперимента является погрешность. Спектральные приборы характеризуются разрешающей способностью, однако для достижения номинальной разрешающей способности необходимо выполнение ряда условий, таких как стабильность работы аппаратуры (блоков питания, усилителей и пр.). Если эти условия выполнены, то качество спектра будет определяться статистикой, т. е. чем больше будет зарегистрированных γ -квантов, тем лучше будет проработана гистограмма спектра и с большей точностью будет определено положение интересующих нас пиков. Количественное определение погрешности в интенсивности излучения I связано с вычислением статистической ошибки. Желательное значение относительной статистической ошибки δI обычно задается экспериментатором при планировании эксперимента.

Поскольку интенсивность $I = \frac{N}{t}$ (число частиц, зарегистрированных детектором, в единицу времени) существенно уменьшается с углом рассеяния, то при малых временах экспозиции (времени счета) гистограмма на экране монитора на больших углах рассеяния будет настолько плохой, что определение положения того или иного пика рассеяния будет практически невозможно.

Исходя из этого, нужно спланировать эксперимент так, чтобы время экспозиции было достаточно для получения заданной точности. Поскольку относительная погрешность интенсивности излучения, связанная со случайным характером радиоактивного распада,

$$\delta I = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{It}}, \quad (7.4)$$

где N – число частиц, зарегистрированных за время t , то ясно, что чем больше N , а следовательно, и t , тем меньше относительная статистическая ошибка $\delta I = \frac{\Delta I}{I}$, где ΔI – абсолютная ошибка интенсивности, а I – интенсивность.

Обычно при определении статистических ошибок используют интенсивность, просуммированную по всем каналам. Однако можно определить I в малой энергетической области, например на участке, занимаемом определенной спектральной линией, и тем самым определить ошибку, относящуюся к данной линии (здесь «линия» тождественна «пику»). Поскольку нас будет интересовать качество всего спектра, то за N мы будем принимать суммарное число частиц, т. е. показание левого нижнего окна.

Рассмотрим конкретный пример. Допустим, нам необходим 1 % точности, т. е. $\delta I = 0,01$. Установим детектор, к примеру, под углом 20° и произведем набор спектра за относительно малый промежуток времени, например за 10 с, и определим грубо интенсивность $I_0 = \frac{N_0}{t_0}$. Получив, предположим, 1 000 фотонов в сумме по каналам, мы можем определить интенсивность $I_0 = \frac{1000}{10 \text{ с}} = 100 \text{ с}^{-1}$. Используя полученную оценку интенсивности, можно из формулы (7.4) определить требуемое время экспозиции:

$$t = \frac{1}{(\delta I)^2 I_0} = \frac{1}{0,0001 \cdot 100} = 100 \text{ с}. \quad (7.5)$$

В диалоговое окно пункта «Набор спектра» следует внести полученную величину t . При планировании эксперимента следует рассчитать указанным образом время экспозиции для каждого угла рассеяния, исходя из заранее заданной величины ошибки. Величина ошибки будет указана в задании.

Суммарное число квантов в выделенной области, например под пиком, определяется следующим образом: установите маркер на левое крыло и

протяните мышь (с нажатой левой клавишей) до правого крыла пика. В окне «Маркер» появляется нужное число.

Рассеяние γ -квантов

Для того чтобы провести набор спектров, рассеянных под разными углами, необходимо установить рассеиватель под пучок. Это положение фиксируется при помощи боковой рукоятки с характерным щелчком в конце переключения. После этого маховичком перемещения фотоумножителя устанавливаете его под определенным углом.

На шкале инструментов нажимаете кнопку «Регистрация» и в диалоговое окно вводите вычисленные ранее значения t или N (статистическая ошибка для каждого угла указана в задании) и нажимаете кнопку «ОК». Измерьте положение пика полного поглощения, установив маркер на середину пика, сохраните спектр и внесите данные в таблицу.

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

Следует отметить, что в области углов от 0 до 10° аппаратные причины обуславливают большую ошибку эксперимента, поэтому мы рекомендуем начинать измерения углов $\varphi \geq 10^\circ$.

7.4. Порядок проведения измерений

Подготовка к работе:

1. Включить прибор (кнопка в правом нижнем углу).
2. Включить или перезагрузить компьютер.
3. На рабочем столе найти папку «Эффект Комптона» и открыть ее.
4. Открыть значок «Эксперимент» и вписать свои данные в окно запроса.
5. Войти в «Меню».

Калибровка спектрометра:

1. Установить детектор под прямой пучок.

2. Убрать рассеиватель, передвинув его рычажком до упора с характерным защелкиванием.

3. Включить детектор.

4. Включить источник.

5. Нажать на значок  – «Регистрация».

6. Поскольку интенсивность под прямым пучком большая, набор следует проводить с временем экспозиции $t = 10$ с, не проводя расчета ошибки.

7. Ввести в диалоговое окно калибровочный коэффициент, измерив предварительно положение максимума пика полного поглощения (см. формулу (7.3)).

8. Нажав на значок , провести калибровку, затем нажать на кнопку «Калибровать» в панели инструментов.

9. Сохранить спектр.

Набор спектров рассеянных γ -квантов:

1. Провести набор спектров рассеянных γ -квантов под углами: $\varphi = 10, 20, 40, 60, 90^\circ$. Для правильного отсчета угла рассеяния маховичок передвижения детектора (фотоумножителя) следует вращать в одну и ту же сторону. Это правило всегда используется, чтобы избежать влияния люфта в механических системах на показания отсчетов (в данном случае – угла рассеяния).

Внимание! Во избежание поломки прибора переходить за пределы 0° и 90° не рекомендуется. При установке 0 и 90° фотоумножитель подходит к крайним точкам щели передвижения. Прилагать усилия для дальнейшего передвижения не следует.

2. Для каждого из углов рассчитать время экспозиции, исходя из требования $\delta I \approx 0,4 \%$. С этой целью для каждого угла произвести грубую оценку интенсивности I_0 (с временем набора $t = 10$ с). Определить суммарное число γ -квантов в спектре. Затем по формуле (7.5) рассчитать время экспозиции t . Можно воспользоваться другим методом расчета N , как указывалось ранее.

3. Произвести набор спектров с полученным временем экспозиции t или N , вводя данные в диалоговое окно, и сохранить спектры.

Обработка спектров

Обработка спектров в силу ее простоты выполняется на микрокалькуляторе.

В диалоговые окна вводятся рассчитанные вами данные:

- 1) λ_0 – длина волны, соответствующая значению энергии $E = 662$ кэВ;
- 2) Λ – комптоновская длина волны.

После этого, выделяя поочередно в таблице интересующую строку, произведите расчет для ранее полученной энергии рассеянного гамма-кванта.

Рассчитайте величины:

- 1) длину волны (в ангстремах);
- 2) комптоновский сдвиг – экспериментальный (в ангстремах);
- 3) комптоновский сдвиг – теоретический (в ангстремах).

Расчет производится только для первых трех значений углов $\varphi = 10, 20, 40^\circ$. Остальные углы вычисляются автоматически, поэтому переходить к построению графика следует после указанных трех значений углов;

- 4) построение графика производится с помощью кнопки



8. ЭЛЕМЕНТЫ ДОЗИМЕТРИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

8.1. Основные задачи дозиметрии

Открытие радиоактивности и обнаружение вредного биологического действия радиации на органы человека обусловило формирование нового самостоятельного раздела ядерной физики – дозиметрии ионизирующих излучений (ИИ).

Основными задачами дозиметрии являются определение дозы или мощности дозы излучения в средах от различных видов излучений, измерение активности радиоактивных препаратов, а также определение соотношений между активностью источника излучения и создаваемой им дозой.

8.2. Основные понятия дозиметрии

Ионизирующее излучение – любое излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию электрических зарядов разных знаков. Ионизирующее излучение представляет собой поток заряженных и (или) незаряженных частиц. Принято различать непосредственно ионизирующее излучение и косвенно ионизирующее излучение.

Непосредственно ионизирующее излучение состоит из заряженных частиц, кинетическая энергия которых достаточна для ионизации атомов вещества. Примерами такого излучения являются α - и β -излучения радионуклидов, протонное излучение ускорителей и др.

Косвенно ионизирующее излучение состоит из незаряженных частиц (например, нейтронное и фотонное излучения), взаимодействие которых со средой приводит к возникновению заряженных частиц, которые, в свою очередь, способны непосредственно вызывать ионизацию.

Основным источником ИИ является радиоактивный распад – самопроизвольный распад нестабильного нуклида. Число распадов за секунду в радиоактивном образце называется его активностью A . Единица измерения

активности в системе СИ – беккерель (Бк): один беккерель равен одному распаду в секунду. Внесистемная единица – кюри (Ки) показывает число распадов за 1 секунду в одном грамме радия ^{226}Ra ($1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$). С течением времени активность радиоактивного образца уменьшается по закону

$$A = A_0 \exp\left(-\frac{\ln 2 t}{T_{1/2}}\right), \quad (8.1)$$

где A_0 и A – активность образца в начальный момент времени и момент времени t соответственно; $T_{1/2}$ – период полураспада.

Для определения степени воздействия ИИ на разные объекты (рис. 8.1) используются понятия дозы и мощности дозы излучения. Ионизационная способность фотонного излучения характеризуется экспозиционной дозой.

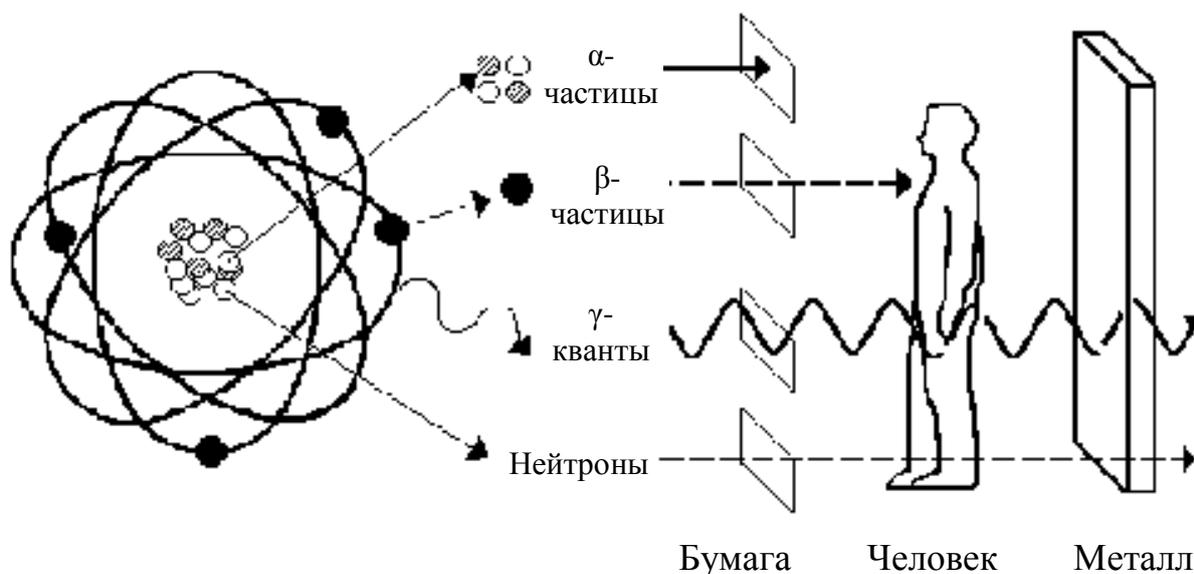


Рис. 8.1. Четыре вида излучений и их проникающая способность

Экспозиционная доза X фотонного излучения – отношение суммарного заряда dQ всех ионов одного знака, созданных в элементарном объеме воздуха с массой dm , к массе воздуха в этом объеме:

$$X = \frac{dQ}{dm}.$$

Единица измерения экспозиционной дозы в СИ – кулон на килограмм (Кл/кг).
 Внесистемная единица экспозиционной дозы фотонного излучения – рентген
 ($1 \text{ P} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$).

Основной физической величиной, принятой в дозиметрии для оценки меры энергетического действия ИИ на различные объекты, является поглощенная доза.

Поглощенная доза D излучения – отношение средней энергии $d\omega$, переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме:

$$D = \frac{d\omega}{dm}.$$

Единица измерения поглощенной дозы в СИ – грей (Гр): $1 \text{ Гр} = \text{Дж/кг}$.

Внесистемная единица поглощенной дозы – рад ($1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$).

Результат воздействия излучения на объект определяется не только поглощенной энергией, но и характером распределения этой энергии в облучаемом объекте, видом излучения и другими факторами. В частности, биологический эффект облучения при прочих равных условиях различен для разных видов излучения. Для учета этого обстоятельства введено понятие эквивалентной дозы ИИ.

Эквивалентная доза H ИИ определяется как произведение поглощенной дозы D на средний коэффициент качества k ионизирующего излучения в данном элементе объема биологической ткани стандартного состава:

$$H = kD.$$

Значение коэффициентов качества k для различных видов излучения:

рентгеновское и γ -излучения.....	1
β -излучение.....	1
нейтроны с энергией не более 20 кэВ.....	3
нейтроны с энергией 0,1–10 МэВ.....	10
протоны с энергией не более 10 МэВ.....	10
α -излучение с энергией не более 10 МэВ.....	20

Единица эквивалентной дозы – зиверт (Зв).

Зиверт – такое количество энергии любого вида излучения, поглощенной одним килограммом биологической ткани, при котором наблюдается такой же биологический эффект, как и при поглощенной дозе в 1 Гр образцового рентгеновского излучения (с граничной энергией 180 кэВ). Внесистемная единица эквивалентной дозы – бэр (биологический эквивалент рада):

$$1 \text{ бэр} = 0,01 \text{ Зв}.$$

Известно также, что одни части тела более чувствительны к воздействию радиации, чем другие (например, при одинаковой эквивалентной дозе облучения возникновение рака в легких более вероятно, чем в щитовидной железе). Поэтому дозы облучения различных органов следует учитывать с разными коэффициентами.

На основе радиобиологических данных в нормах радиационной безопасности (НРБ–96) установлены основные дозовые пределы для различных органов (см. таблицу на с. 107). Эти дозовые пределы не включают в себя дозы от природных, медицинских источников ионизирующего излучения и дозу вследствие радиационных аварий. На эти виды облучения устанавливаются специальные ограничения.

Величина дозы, определяющая тяжесть поражения организма, зависит от того, получает ли ее организм сразу или в несколько приемов. Большинство органов успевает в той или иной степени залечить радиационные повреждения, поэтому организм лучше переносит серию мелких доз, чем ту же суммарную дозу облучения, полученную за один прием.

Изменение дозы излучения в единицу времени называется мощностью дозы. Один из наиболее часто употребляемых терминов дозиметрии – мощность экспозиционной дозы \dot{X} – показывает отношение приращения экспозиционной дозы излучения dX за интервал времени dt к этому интервалу времени:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt}.$$

Аналогично определяют мощности поглощенной и эквивалентной доз.

Дозовые пределы для различных органов приведены в таблице.

Основные дозовые пределы, мЗв/год

Категория облучаемых лиц	Все тело	Хрусталик глаза	Кожа, кисти и стопы
Персонал, работающий с радиоактивными веществами	20	150	500
Остальное население	1	15	50

Следует отметить, что большинство приборов дозиметрического контроля позволяют измерять мощность экспозиционной дозы. Связь поглощенной и экспозиционной доз описывается соотношением $1 \text{ P} = 0,93 \text{ рад}$.

8.3. Расчет доз γ -излучения и оценка активности источника

Используемый в настоящей работе дозиметр АНРИ–01–02 позволяет измерить мощность экспозиционной дозы γ -излучения. Умножив значение \dot{X} на время t облучения, можно рассчитать экспозиционную дозу X . Далее, с учетом коэффициента качества и соотношения $1 \text{ P} = 0,93 \text{ рад}$ можно оценить эквивалентную дозу излучения, полученную за время t .

Зависимость мощности экспозиционной дозы от активности источника γ -излучения для точечного источника описывается формулой

$$\dot{X} = \frac{K_{\gamma} A}{R^2}, \quad (8.7)$$

где K_{γ} – постоянная ионизации; A – активность источника; R – расстояние от источника до детектора.

Множитель R^2 обусловлен сферической симметрией распространения γ -излучения от точечного источника. Источник может не быть строго точечным. Кроме того, на результаты эксперимента оказывает влияние

ослабление излучения при прохождении среды. Эти обстоятельства могут приводить к некоторому отклонению изменения $\dot{X}(R)$ от закона $1/R^2$.

8.4. Методы регистрации излучений

В настоящее время существует ряд методов детектирования ионизирующих излучений, применение которых определяется типом, энергией излучения и другими факторами.

Основными характеристиками детекторов являются следующие:

- 1) эффективность – отношение числа частиц, зарегистрированных детектором, к общему числу прошедших через него частиц;
- 2) пространственное разрешение – погрешность, с которой детектор может фиксировать положение частицы в пространстве;
- 3) временное разрешение – минимальный промежуток времени между прохождением двух частиц, когда сигналы от них еще не накладываются.

Наиболее обширную группу детекторов составляют ионизационные детекторы, основанные на ионизации молекул и атомов газов, производимой первичными или вторичными заряженными частицами. К таким детекторам относится счетчик Гейгера. Эффективность ионизационных детекторов при регистрации заряженных частиц близка к 100 %, при регистрации γ -квантов – не превышает 1–3 %. Подобный принцип работы имеют полупроводниковые детекторы (ППД), только вместо газа в них применяется полупроводник. Преимущество ППД перед ионизационными счетчиками основано на том, что в твердом теле на одном и том же отрезке пути заряженная частица отдает в сотни раз больше энергии, чем в газе.

Широкое распространение в дозиметрии ИИ получили также сцинтилляционные счетчики. Сцинтилляционный счетчик состоит из вещества, способного люминесцировать под действием излучения (сцинтиллятора) и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

Ионизирующее излучение, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора, вызывает вспышку света. Фотоны, попадая на катод ФЭУ, выбивают

электроны, в результате чего на катоде возникает электрический импульс, который далее усиливается и регистрируется.

Применение ФЭУ создало возможность широкого распространения черенковских счетчиков, в которых используется явление излучения Вавилова-Черенкова. Такое излучение возникает, когда заряженная частица движется в среде со скоростью, превышающей скорость света в этой среде.

8.5. Описание экспериментальной установки

Целью эксперимента является знакомство с основными понятиями и приборами дозиметрии, измерение мощности экспозиционной дозы γ -источника, расчет его активности, а также расчет некоторых дозиметрических характеристик.

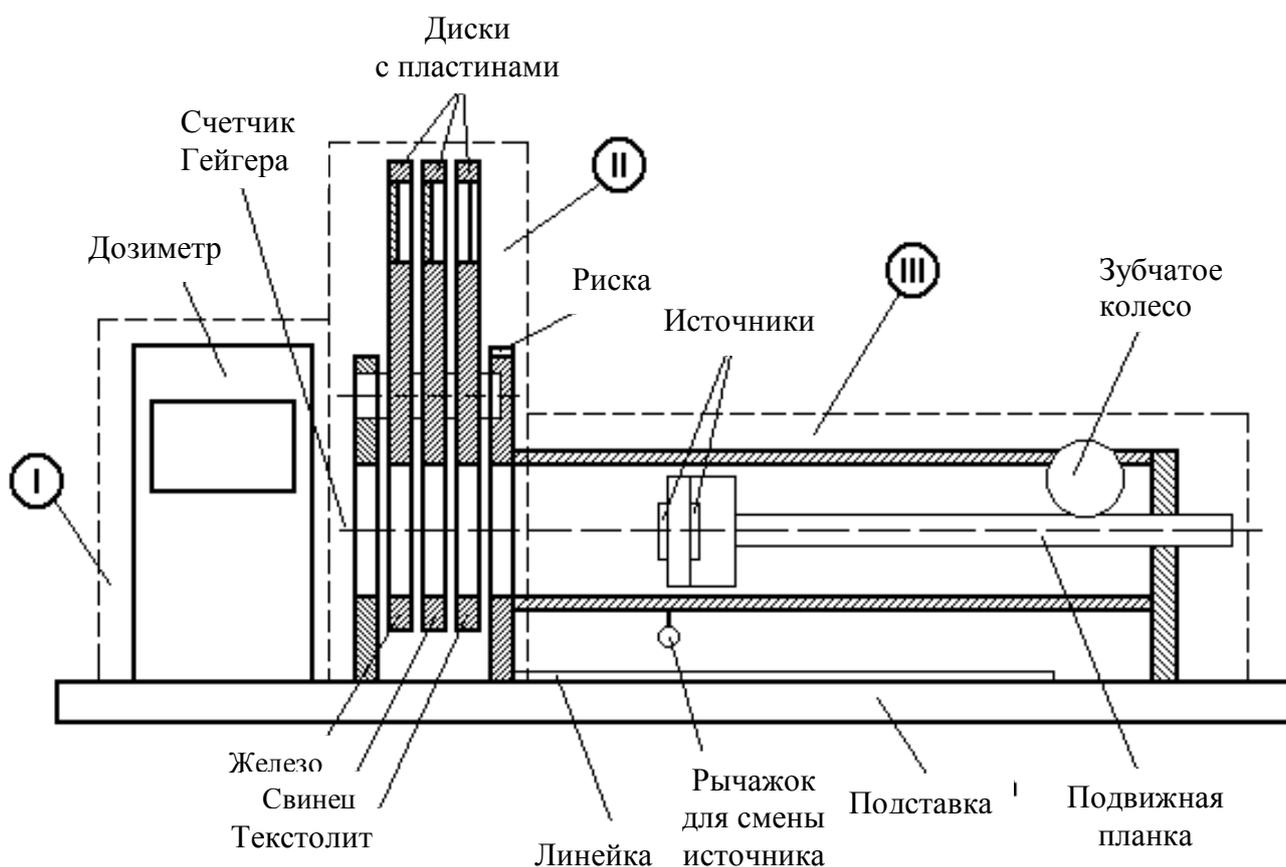


Рис. 8.2. Схема установки

Экспериментальная установка (рис. 8.2) состоит из трех основных узлов, закрепленных на общей подставке:

1. Дозиметр АНРИ–01–02, состоящий из счетчика Гейгера, пересчетной схемы, системы управления и индикации. Он предназначен для измерения мощности экспозиционной дозы в микрорентген в час.

2. Набор пластин различной толщины, закрепленных в окнах трех дисков (для каждого диска – свой материал). Смена пластин происходит при повороте дисков, номер установленного окна находится напротив риски на корпусе прибора. Окно № 1 на всех дисках свободно.

3. Блок перемещения источника излучения. Источник расположен на подвижной планке. Ее передвижение осуществляется вращением зубчатого колеса. Под планкой закреплена линейка, по которой отсчитывается расстояние между источником и счетчиком Гейгера. На указателе, с помощью которого снимается отсчет расстояния, обозначен номер источника (в положении 1 – γ -источник ^{60}Co , в положении 2 – β -источник). Смена источника производится в среднем положении планки поворотом указателя вокруг вертикальной оси на 180° до фиксации.

8.6. Порядок проведения измерений

Задача 1. Измерение мощности экспозиционной дозы γ -источника и расчет его активности

1. Установить переключатель режима работы дозиметра в положение «МД» (влево). Включить дозиметр.
2. Установить все три диска в положение, соответствующее наибольшей толщине материала. При этом цифра 6 находится вверху, напротив риски.
3. Установить указатель типа источника в положение 1 (цифра 1 на указателе должна быть направлена в сторону измерительной линейки). Вращением зубчатого колеса полностью выдвинуть вправо подвижную планку, чтобы максимально удалить источник излучения от дозиметра.
4. Выполнить измерение величины радиационного фона. Для этого нажать кнопку «пуск-стоп» дозиметра. Через 20 с прозвучит звуковой сигнал и на шкале появится значение мощности дозы в микрорентген в час. Повторить

измерения еще 4 раза (для этого достаточно, не выключая прибор, нажать кнопку «пуск-стоп»). Величину радиационного фона \dot{X}_ϕ принять равной среднему арифметическому полученных значений. Значение \dot{X}_ϕ , мР/ч, занести в нижеприведенную форму.

R, см	\dot{X} , мкР/ч					$\langle \dot{X} \rangle$, мкР/ч	\dot{X}_ϕ , мкР/ч	\dot{X}_0 , мкР/ч
	1	2	3	4	5			

5. Установить все три диска в положение 1 (пустые окна).

6. Установить подвижную планку в крайнее левое положение (источник находится на минимальном расстоянии от дозиметра, $R_0 = 5$ см). Выполнить измерения мощности дозы 5 раз. Данные в микрорентген в час занести в вышеприведенную форму.

7. Снять зависимость мощности дозы \dot{X} от расстояния R между источником и дозиметром. Для этого, увеличивая R на 2 см ($R = R_0 + R_n$, где R_n – отсчет по шкале линейки), измерять мощность дозы 5 раз на каждом расстоянии. Данные занести в вышеприведенную форму ($\dot{X}_0 = \langle \dot{X} \rangle - \dot{X}_\phi$).

8. Выключить дозиметр.

9. Построить график $\dot{X}_0 = f(R)$.

10. Рассчитать активность источника по формуле (8.2) (постоянная ионизации K_γ находится на рабочем месте). Результаты расчетов занести в нижеприведенную форму. Рассчитать среднее значение активности $\langle A \rangle$.

Номер измерения	1	2	3	n
R , см						
\dot{X}_0 , мкР/с						
\dot{X}_0 , мкР/с						
A , Бк						

11. Оценить случайную погрешность определения активности источника.

12. Рассчитать активность источника ^{60}Co через 3 года после данного эксперимента ($T_{1/2} = 5,27$ года) по формуле (8.1).

Задача 2. Расчет некоторых дозиметрических характеристик

1. По данным из формы п. 10 на с. 111 рассчитать экспозиционную дозу X в рентгенах за время выполнения работы ($t = 1,5$ ч) на расстоянии R от γ -источника.

$$X = \dot{X}_0 \cdot t(P).$$

2. Рассчитать поглощенную дозу D , Гр, для объекта, находящегося на расстоянии R от γ -источника,

$$D = X \cdot 0,0093.$$

3. Рассчитать эквивалентную дозу H , Зв, для человека, находящегося на расстоянии R от γ -источника (для γ -излучения $k = 1$),

$$H = kD.$$

4. Сравнить предельно допустимую дозу $H_{Гд}$ с рассчитанной H . Определить, за какое число занятий N человек может получить предельно допустимую дозу при его нахождении на расстоянии R от γ -источника без дополнительной защиты. Полученные данные занести в форму, приведенную ниже.

	\dot{X} , Р/ч	X , Р	D , Гр	H , Зв	N
R , м					

5. Оценить влияние защиты на уменьшение полученной дозы. Для этого один из дисков с пластинами, например со свинцом (см. рис. 8.2), установить в одно из положений 2–6 и на заданном расстоянии от γ -источника найти мощность дозы X . Выполнить расчеты по пунктам 1–4 данной задачи.

Контрольные вопросы

1. Что называется ионизирующим излучением?
2. Что такое активность источника?
3. Дать определение экспозиционной, поглощенной и эквивалентной дозам излучения.
4. Что такое мощность дозы?
5. В чем заключается принцип работы счетчика Гейгера?
6. Рассчитать эквивалентную дозу нейтронного излучения, которую получит человек за 1 ч при мощности поглощенной дозы $1 \cdot 10^{-7}$ Гр/с.

9. ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ПОГЛОЩЕНИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

9.1. γ -Излучение и его взаимодействие с веществом

γ -Излучение образуется при радиоактивном распаде некоторых атомных ядер – процессе самопроизвольного превращения неустойчивых ядер одних элементов в ядра других элементов, сопровождающемся испусканием элементарных частиц или ядер, а также при ядерных реакциях. По виду испускаемых частиц различают α -распад – поток ядер гелия и β -распад – поток быстро движущихся электронов или позитронов.

γ -Излучение представляет собой электромагнитное излучение с очень малой длиной волны ($\lambda < 10^{-10}$ м). При взаимодействии с веществом гамма-излучение проявляет четко выраженные корпускулярные свойства и его можно рассматривать как поток фотонов (γ -квантов).

Возникновение γ -излучения при α - и β -распадах объясняется тем, что ядра, образующиеся в результате радиоактивных распадов, могут находиться в возбужденном состоянии. Переходя в состояние с меньшей энергией, ядра испускают γ -кванты, энергия которых равна разности энергий ядра до и после перехода. Спектр γ -квантов (их распределение по энергиям) линейчатый, что обусловлено дискретностью энергетических состояний атомных ядер.

При прохождении через вещество радиоактивное излучение теряет свою энергию, постепенно поглощаясь веществом. Проникающая способность излучения зависит от типа излучения, природы вещества и других факторов.

Особенно сильно поглощаются веществом α -частицы: в газах при нормальном давлении их пробег составляет несколько сантиметров, а в твердых веществах – доли миллиметра. β -Частицы поглощаются веществом несколько меньше: например, они полностью поглощаются пластинкой алюминия толщиной в несколько сантиметров. Заряженные α - и β -частицы теряют свою энергию из-за многократных столкновений с атомами вещества, приводящих к возбуждению и ионизации этих атомов.

γ -Излучение имеет значительно большую проникающую способность, чем α - и β -излучения. γ -кванты, обладая нулевой массой покоя, не могут замедляться в среде, поэтому при прохождении сквозь вещество они либо поглощаются, либо рассеиваются (изменяют направление своего движения). Основными процессами, сопровождающими прохождение γ -излучения через вещество, являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электронно-позитронных пар.

Фотоэффект – процесс неупругого взаимодействия γ -излучения с веществом, при котором падающий фотон поглощается атомом и передает свою энергию одному из электронов, выбивая его из атома. Фотоэффект происходит на связанных электронах (когда энергия связи электрона в атоме сравнима с энергией фотона), поэтому по мере увеличения энергии фотонов вероятность фотоэффекта уменьшается. Фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения в области малых энергий γ -квантов ($E < 0,1$ МэВ для алюминия и $E < 0,5$ МэВ для свинца).

При более высоких значениях энергий γ -квантов вероятность фотоэффекта очень мала и основным механизмом их взаимодействия с веществом становится комптоновское рассеяние – процесс упругого взаимодействия фотона со свободным электроном (электрон можно считать свободным, если энергия фотона существенно превышает энергию связи электрона в атоме). В результате взаимодействия падающий фотон передает часть энергии электрону и изменяет направление своего движения (рассеивается).

Образование электронно-позитронных пар ($\gamma \rightarrow e^- + e^+$) может происходить при прохождении фотона с энергией $E > 1,02$ МэВ (удвоенная энергия покоя электрона) в электрическом поле атомных ядер. При этом фотон исчезает, а вся его энергия распределяется между образовавшимися электроном и позитроном. Вероятность этого процесса увеличивается с ростом энергии фотона.

В результате всех этих процессов при прохождении через вещество поток гамма-излучения ослабляется. Электромагнитное излучение характеризуется интенсивностью I , величиной, представляющей собой энергию, переносимую фотонами в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения излучения.

Уменьшение интенсивности γ -излучения при прохождении бесконечно тонкого слоя вещества пропорционально толщине этого слоя dx и интенсивности падающего излучения I :

$$-dI = \mu I dx, \quad (9.1)$$

где μ – линейный коэффициент ослабления, зависящий от природы поглощающего вещества и энергии фотонов падающего излучения.

Интегрируя уравнение (9.1), получаем закон ослабления излучения слоем вещества толщиной x :

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (9.2)$$

где I_0 и I – интенсивность излучения до и после прохождения слоя вещества соответственно.

Из формулы (9.2) следует, что интенсивность γ -излучения по мере прохождения слоя вещества толщиной x уменьшается по экспоненциальному закону. Быстрота изменения интенсивности определяется коэффициентом поглощения μ (обычно измеряемым в см^{-1}). Экспоненциальная зависимость (9.2) строго выполняется для узкого пучка фотонов одинаковой энергии.

Для характеристики ослабляющей способности вещества используется также понятие толщины слоя половинного ослабления $\Delta_{1/2}$ при прохождении которого интенсивность излучения уменьшается в два раза. Используя (9.2), можно показать, что

$$\Delta_{1/2} = \ln 2 / \mu. \quad (9.3)$$

При взаимодействии γ -излучения с веществом наиболее существенны процессы фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования электрон-

позитронных пар. Каждый из них происходит независимо от других, поэтому полный коэффициент поглощения μ состоит из трех слагаемых:

$$\mu = \tau + y + e, \quad (9.4)$$

где τ , y , e – коэффициенты поглощения, обусловленные соответственно фотоэффектом, комптоновским рассеянием, образованием электронно-позитронных пар.

Коэффициент поглощения при фотоэффекте определяется выражением

$$\tau = f_1(E_\gamma) \frac{Z^{4,5} \rho}{A}, \quad (9.5)$$

где f_1 – функция, зависящая от энергии фотона; Z – атомный номер вещества; ρ – плотность вещества; A – его атомная масса. Расчеты показывают, что если принять $E_\gamma = 1,25$ МэВ (как для источника излучения Co^{60}), ρ выразить в килограммах на метр в кубе, а τ – в сантиметрах в минус первой степени, то функция f_1 численно равна $7 \cdot 10^{-12}$. Из формулы (9.4) видно, что коэффициент поглощения фотонов одинаковой энергии при фотоэффекте существенно возрастает с увеличением атомного номера вещества.

Коэффициент поглощения при комптоновском рассеянии можно представить в виде

$$y = f_2(E_\gamma) \frac{Z \rho}{A}, \quad (9.6)$$

где f_2 – функция, зависящая от энергии фотона при тех же условиях, что и выше, численно равна $1,1 \cdot 10^{-4}$. Согласно формуле зависимость σ от природы вещества в основном определяется его плотностью, так как отношение Z/A мало отличается для разных элементов. Вкладом эффекта образования электронно-позитронных пар в данных условиях можно пренебречь.

Логарифмируя уравнение (9.2), получаем

$$\ln I = \ln I_0 - \mu x.$$

Эта зависимость представляет собой уравнение прямой в координатах $\ln I$ и x , тангенс угла наклона которой (с обратным знаком) равен коэффициенту поглощения μ .

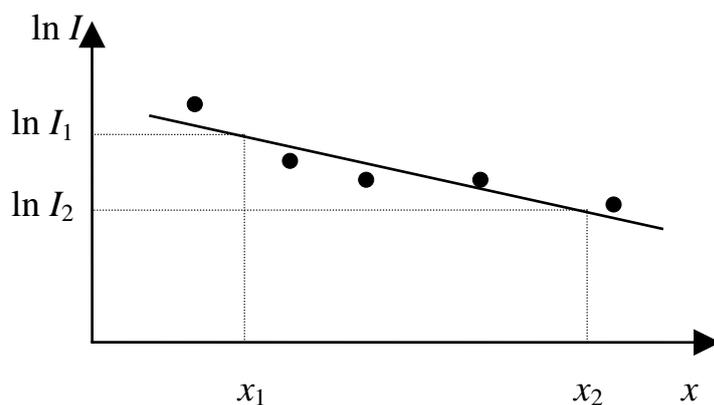


Рис. 9.1. Логарифмическая зависимость интенсивности I от толщины поглощающего слоя x

Измерив на опыте зависимость $I(x)$ для различных материалов и построив графики $\ln I = f(x)$ (рис. 9.1), можно по прямолинейной части графиков определить коэффициенты поглощения гамма-излучения соответствующих материалов по формуле

$$\mu = \frac{\ln I_1 - \ln I_2}{x_1 - x_2},$$

где x_1 и x_2 – толщины поглощающего слоя. Наблюдаемая иногда нелинейность зависимости $\ln I = f(x)$ обусловлена энергетической неоднородностью пучка фотонов, а также наличием β -излучения.

9.2. Регистрация γ -излучения

Методы регистрации радиоактивных излучений и частиц основаны на их способности производить ионизацию и возбуждение атомов среды. Заряженные частицы вызывают эти процессы непосредственно, а γ -кванты обнаруживаются по ионизации, вызываемой возникающими в результате их взаимодействия с электронами и ядрами атомов среды быстрыми заряженными частицами.

Одним из наиболее распространенных устройств для измерения интенсивности γ -излучения является счетчик Гейгера – Мюллера (рис. 9.2), действие которого основано на ионизации газовой среды частицами. Он представляет собой тонкостенный проводящий цилиндр, заполненный газом при пониженном давлении. По оси цилиндра натянута тонкая металлическая нить. Между нитью (анодом) и цилиндром (катодом) приложено напряжение

около 400 В. Анод счетчика соединен с положительным полюсом источника ЭДС через сопротивление $R \sim 10^9$ Ом.

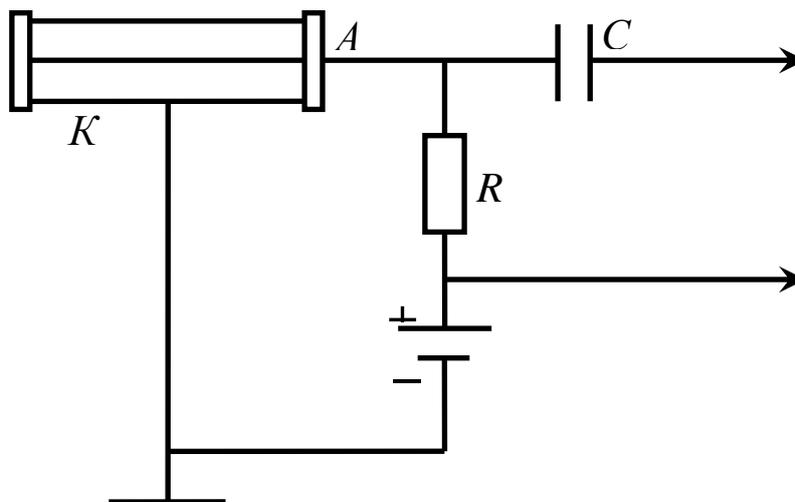


Рис. 9.2. Счетчик Гейгера – Мюллера

Механизм регистрации γ -излучения основан на вторичной ионизации. Пролетающие через счетчик γ -кванты выбивают из катода быстрые электроны, которые и вызывают ионизацию атомов газа. Возникающие ионы и электроны, движущиеся под действием приложенного к электродам напряжения, вызывают импульсы тока. Число импульсов тока пропорционально интенсивности падающего излучения. Для измерения числа импульсов счетчик через конденсатор C подключен к пересчетному устройству.

Счетчики Гейгера – Мюллера работают при таком напряжении на электродах, что образующиеся в результате ионизации, ионы и электроны приобретают под действием электрического поля энергию, достаточную для ионизации нейтральных атомов газа при соударениях. Это приводит к лавинообразному нарастанию числа ионов и электронов в счетчике – процесс носит характер самостоятельного газового разряда (поддерживается после прекращения внешнего воздействия). Для регистрации счетчиком отдельных частиц возникший разряд следует гасить. Для этого в цепь анода включается высокоомное сопротивление R (рис. 9.2). На этом сопротивлении происходит большое падение напряжения, в результате чего разность потенциалов на электродах счетчика уменьшается настолько, что окажется недостаточной для

поддержания самостоятельного газового разряда: разряд погасится до попадания в счетчик другого γ -кванта. Временное разрешение счетчиков Гейгера – Мюллера составляет 10^{-3} – 10^{-7} с, что позволяет регистрировать до нескольких тысяч проходящих через счетчик γ -квантов в секунду.

9.3. Описание экспериментальной установки

Цель эксперимента состоит в измерении коэффициентов поглощения γ -излучения различными материалами (алюминием и свинцом).

Источник γ -излучения – радиоактивный препарат изотопа ^{60}Co ($E_\gamma = 1,17$ – $1,33$ МэВ).

Экспериментальная установка для измерения интенсивности γ -излучения состоит из следующих элементов:

- 1) источник γ -излучения – изотоп ^{60}Co ;
- 2) счетчик Гейгера – Мюллера с усилительным блоком;
- 3) пересчетный прибор;
- 4) набор пластин из поглощающих материалов (алюминий и свинец), укрепленных на барабане;
- 5) секундомер.

Радиоактивный препарат *1* помещен в массивный свинцовый контейнер *2*, установленный на рабочем столе (рис. 9.3).

На контейнере закреплен цилиндр, внутри которого по оси расположен счетчик Гейгера – Мюллера *3*. Поворотом барабана, на котором расположены поглощающие пластины *4*, экранирующие счетчик от излучения, можно изменять толщину пластин от 0 до 20 мм. Вращение барабана осуществляется поворотом рукоятки, снабженной стрелкой-указателем для определения толщины пластин (барабан и шкала с указателем толщины пластин на рис. 9.3 не показаны).

На одном основании с цилиндром установлен усилительный блок. С помощью двух кабелей он соединен с пересчетным прибором: по одному из

них подается напряжение на счетчик, по другому – на усилительный блок подается питание схемы и снимается сигнал.

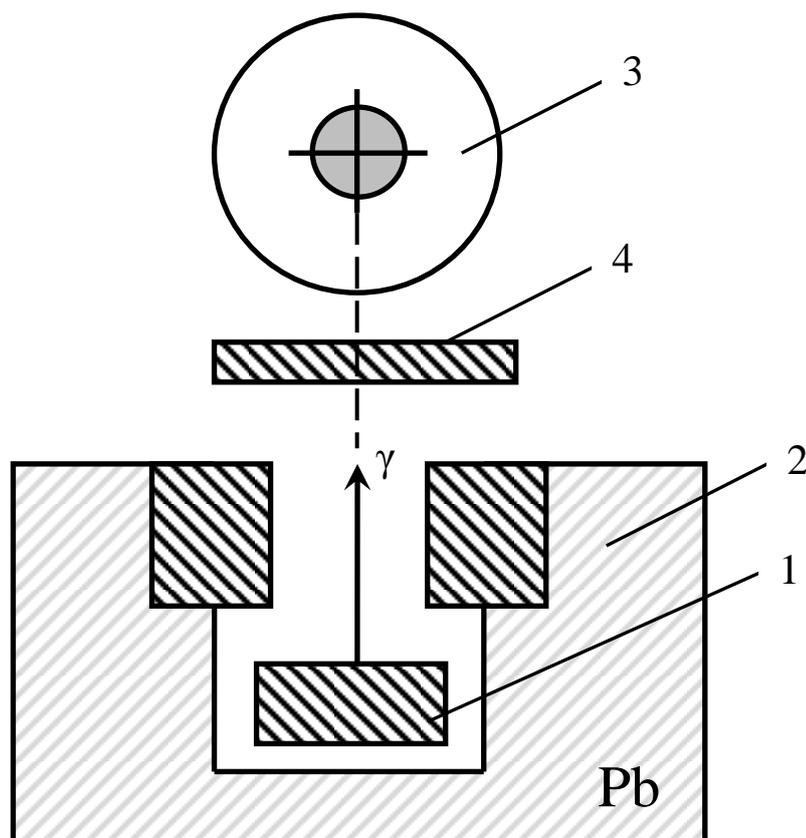


Рис. 9.3. Схема экспериментальной установки

Управление работой пересчетного прибора осуществляется кнопками, находящимися на его передней панели. Здесь же находятся индикаторные части декастронов с подсветкой. На правом декатроне отсчитывают единицы импульсов, на следующем – десятки, далее – сотни и т. д. Секундомер также закреплен на передней панели пересчетного устройства.

При измерении интенсивности γ -излучения счетчиком Гейгера–Мюллера необходимо учитывать поправки, связанные с тем, что счетчик производит отсчет импульсов даже в отсутствие исследуемых источников излучения из-за существования так называемого фона излучения. Этот фон объясняется наличием космического излучения, радиоактивностью Земли и другими факторами. Интенсивность фона I_{ϕ} необходимо вычитать из измеренного на опыте числа импульсов I . В работе значение I_{ϕ} задается преподавателем.

9.4. Порядок проведения измерений

1. Включить установку.

2. Включить компьютер и загрузить программу измерений, активизировав файл нужной работы: работа № 41. На рис. 9.4 представлена панель интерфейса.

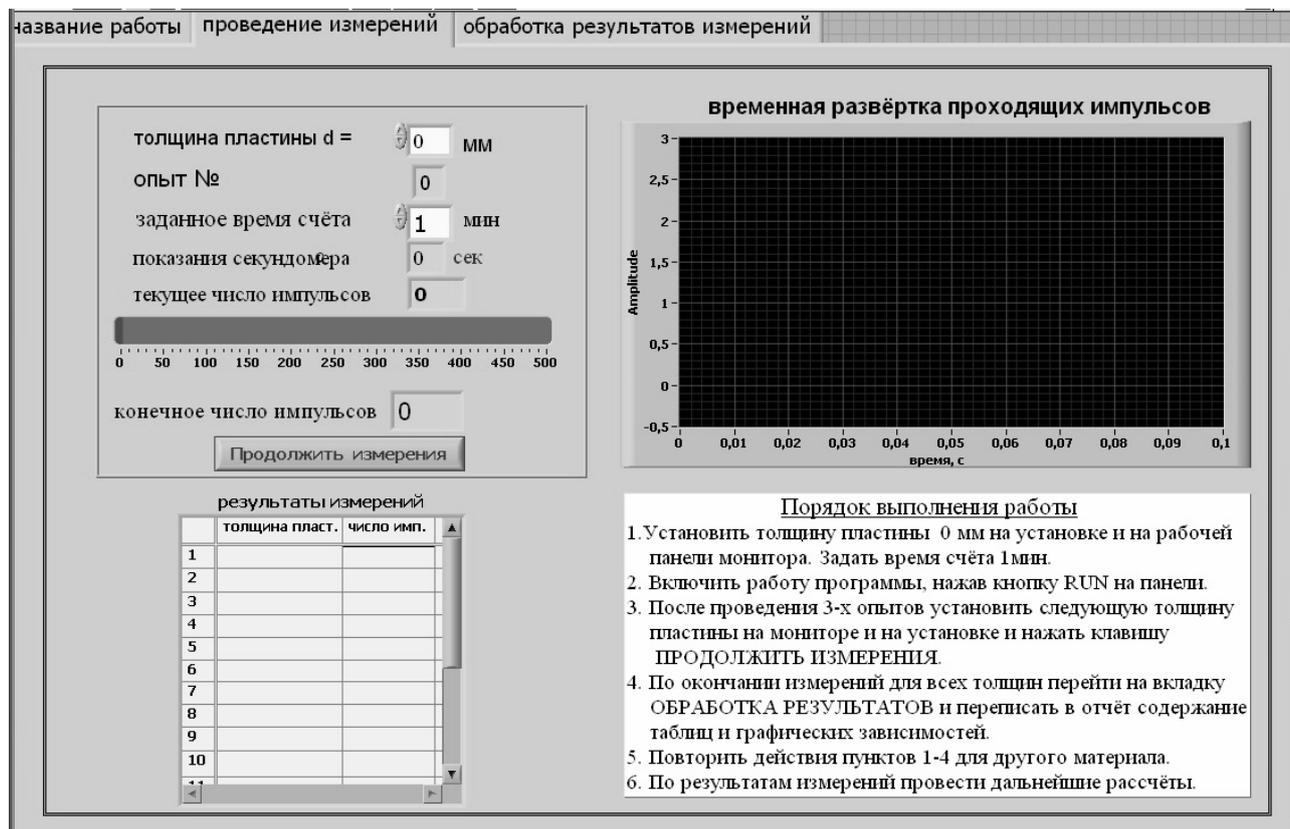


Рис. 9.4. Панель интерфейса

3. Выполняя работу, следовать указаниям, представленным на мониторе компьютера.

4. Снять кривые поглощения γ -излучения веществом. Для этого:

а) установить между источником γ -излучения и счетчиком последовательно пластины из поглощающего материала (алюминия) толщиной 0; 2,5; 5; 10; 15; 20 мм;

б) после каждой такой установки определить число импульсов, зафиксированных пересчетным прибором за определенное время;

в) выполнить аналогичные измерения для другого поглощающего материала – свинца.

5. Результаты измерений занести в форму, приведенную ниже.

Интенсивность гамма-излучения

Вещество	x , см	I	I_{ϕ}	I	$\ln I$
		имп./мин			
	0				
	0,25				
	0,50				
	1,00				
	1,50				
	2,00				
	0				
	0,25				
	0,50				
	1,00				
	1,50				
	2,00				

Здесь x – толщина поглощающего слоя, I – интенсивность, измеренная без поправки на фон (показание пересчетного прибора), I_{ϕ} – интенсивность фона, $I = I - I_{\phi}$ – истинная интенсивность излучения.

6. По данным таблицы на одном графике построить зависимости $\ln I = f(x)$ для алюминия и свинца. По формуле (9.4) по прямолинейным участкам этих зависимостей рассчитываются соответствующие коэффициенты поглощения μ и сравниваются между собой. Для повышения точности измерений при расчете μ по формуле (9.4) точки с координатами x_1 и x_2 не должны слишком близко находиться друг к другу.

Обработка результатов измерений может быть выполнена на ЭВМ. В этом случае необходимо рассчитать погрешность определения μ по формуле $\Delta\mu = t_{p,n} S_{\langle x \rangle}$, где $t_{p,n}$ – коэффициент Стьюдента, $S_{\langle x \rangle}$ – среднеквадратичное отклонение.

7. Рассчитать по формуле (9.3) толщину слоя половинного ослабления для свинца и второго материала.

8. Рассчитать по формулам (9.5) и (9.6) коэффициенты поглощения τ и u для свинца. Найти теоретическое значение полного коэффициента поглощения μ для свинца по формуле (9.4).

9. Сравнить экспериментальное и теоретическое значения μ для свинца:

$$n = \frac{\mu_{\text{теор}} - \mu_{\text{экспер}}}{\mu_{\text{теор}}}.$$

Контрольные вопросы

1. Дайте характеристику различных видов радиоактивного излучения.
2. Каковы основные механизмы взаимодействия гамма-излучения с веществом?
3. Какой вид имеет закон ослабления гамма-излучения при прохождении через вещество?
4. Опишите конструкцию и принцип действия счетчика Гейгера – Мюллера.
5. Сформулируйте цель данной работы.
6. Изложите порядок выполнения работы.

10. ИССЛЕДОВАНИЕ α -РАСПАДА РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА ПЛУТОНИЯ

При радиоактивном распаде ядер из них могут вылетать α -частицы, которые представляют собой ядра атомов гелия, состоящие из двух протонов и двух нейтронов. Масса α -частицы равна $6,644 \cdot 10^{-27}$ кг, спин и магнитный момент равны нулю. Заряд частицы равен суммарному заряду протонов, входящих в ее состав, т. е. $+2e$, где $e = 1,602 \cdot 10^{-16}$ Кл. При α -распаде исходное – «материнское» ядро с зарядовым Z и массовым A – числами превращается в новое – «дочернее» ядро с порядковым номером $Z - 2$ и массовым числом $A - 4$. Известно более 150 альфа-радиоактивных ядер. Подавляющее их число расположено в конце Периодической системы элементов.

10.1. Время жизни и период полураспада α -радиоактивных ядер

Время жизни – это время, в течение которого число радиоактивных ядер уменьшается в $e = 2,718282$ раз; период полураспада – это время, в течение которого число радиоактивных ядер уменьшается в 2 раза.

Период полураспада α -радиоактивных ядер колеблется в очень широких пределах: от $3,04 \cdot 10^{-7}$ секунд для полония ^{212}Po до $1,4 \cdot 10^7$ лет для изотопа тория ^{232}Th . Значения кинетических энергий E α -частиц, испускаемых ядрами, лежат, однако, в весьма узком интервале от 2,0 до 8,8 МэВ. Опыт показывает, что чем меньше среднее время жизни τ радиоактивного ядра, тем больше энергия E образующихся α -частиц. Количественно связь между этими величинами выражается законом Гейгера – Нэттола

$$\log_{10}\tau = 148 E^{-0.5} - 53,6, \quad (10.1)$$

где τ – среднее время жизни α -частицы (выражается в секундах); E – кинетическая энергия частицы (МэВ).

Измеряя энергию E α -частицы, можно оценить среднее время ее жизни τ или период полураспада $T = \tau \ln 2 = 0,693\tau$.

10.2. Туннелирование α -частиц

Образовавшаяся внутри ядра α -частица (как и нуклоны) удерживается там силами неэлектрической природы, которые действуют лишь на коротких расстояниях $\sim 10^{-15}$ м. Вне ядра между частицей и новым (дочерним) ядром действуют силы кулоновского отталкивания. Потенциальная энергия U такого взаимодействия имеет вид

$$U(r) = (Z - 2)e^2 / 4\pi\epsilon\epsilon_0 r.$$

Согласно квантово-механическим представлениям α -частица туннелирует из ядра, преодолевая потенциальный барьер, форма которого схематически представлена на рис. 10.1.

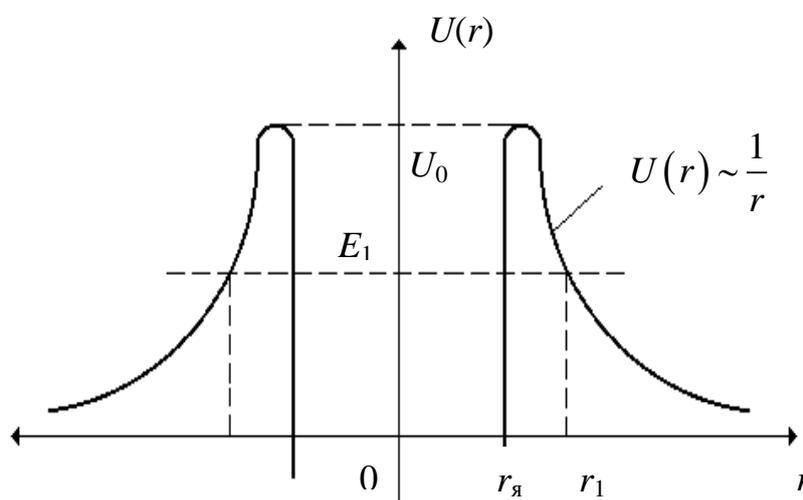


Рис. 10.1. Энергия взаимодействия α -частицы с ядром:

E – энергия α -частицы; $r_я$ – радиус ядра;

$r_1 - r_я$ – ширина барьера для энергии E_1

В зависимости от величины энергии α -частицы возможны три случая:

1. При $E_1 \leq 0$ α -частица находится в ядре.
2. При $E_1 \geq U_0$ α -частица не связана с ядром и может находиться на любых расстояниях от ядра.
3. При $U_0 > E_1 > 0$ для α -частицы существует отличная от нуля вероятность обнаружения ее вне ядра.

Явление прохождения частицы через (сквозь!) потенциальный барьер называют *туннельным эффектом*. Вероятность туннелирования D частицы

массой m с энергией E_1 сквозь барьер шириной $r_1 - r_я$ определяется квантово-механическим соотношением

$$D = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{r_я}^{r_1} \sqrt{2m(U(r) - E_1)} dr \right\}, \quad (10.2)$$

где \hbar – постоянная Планка.

Согласно формуле (10.2) вероятность туннелирования частицы из ядра с ростом E_1 увеличивается, а время жизни $\tau \sim D^{-1}$ ядер уменьшается.

10.3. Взаимодействие движущихся α -частиц с веществом

Движущаяся с большой начальной кинетической энергией $E_1 = E_{кин} \sim 2 \div 8$ МэВ массивная положительно заряженная частица теряет энергию, взаимодействуя с электронами и ядрами вещества-поглотителя.

Возможны три вида потерь энергии быстрой заряженной частицы в веществе: а) на ионизацию и возбуждение атомов поглотителя; б) на образование ядер отдачи; в) на тормозное излучение.

Ионизационные потери (основные потери)

При столкновении заряженных частиц с атомами поглотителя последним может быть передана энергия, достаточная для перехода электронов на более высокие энергетические уровни (возбуждение атомов) и даже отрыва электронов от атомов (ионизация). Эти потери называются ионизационными. Энергия α -частицы при таких взаимодействиях теряется относительно малыми порциями. Так, средний потенциал возбуждения атомов и молекул воздуха составляет 35 эВ. При прохождении α -частицы в воздухе процесс ионизации идет до тех пор, пока ее энергия не станет меньше потенциала ионизации молекул вещества. После этого α -частица, захватив два электрона, превращается в нейтральный атом гелия. Вслед за α -частицей образуется колонка (цепочка) ионов, плотность которых к концу пути возрастает. Общее количество пар ионов можно оценить, разделив начальную энергию α -частицы

(4–8 МэВ) на средний потенциал возбуждения (35 эВ). Для воздуха число таких пар составляет $n \sim 10^5$, т. е. очень велико. *В связи с этим радиационное поражение живого организма α -радиоактивными препаратами представляет значительную опасность!*

Потери энергии на образование ядер отдачи

В результате взаимодействия положительно заряженных α -частиц с ядрами вещества поглотителя возможно и упругое столкновение. В этом случае изменяется скорость частицы по направлению и по величине, а ядра смещаются из положения равновесия. Возникают так называемые *ядра отдачи*. Если вещество поглотителя представляет собой идеальный кристалл, то после прохождения α -частицы в нем возникают точечные дефекты кристаллической решетки. *Для α -частиц, которые движутся в воздухе, потерями энергии на образование атомов и ядер отдачи можно пренебречь по сравнению с ионизационными, поскольку вероятность столкновения α -частицы с ядрами весьма мала.*

Радиационные потери

Как известно, ускоренное движение заряда сопровождается электромагнитным излучением, называемым тормозным излучением. Потери энергии частицы на формирование электромагнитного излучения (радиационные потери энергии) для α -частиц в воздухе, как показывают опыт и теоретические расчеты, пренебрежимо малы по сравнению с ионизационными.

Таким образом, для α -частицы, движущейся в воздухе, потери энергии определяются процессами возбуждения и ионизации атомов и молекул. Вследствие того что масса α -частиц превосходит массу электронов почти в 10 000 раз, ее траекторию в воздухе можно считать практически прямолинейной. Она может отклониться лишь при взаимодействии с полем ядер вещества поглотителя (редкие события).

10.4. Кривая поглощения α -частицы в веществе

Путь, пройденный α -частицей при замедлении ее до тепловых скоростей (100 м/с), принято называть *полным пробегом*. Однако даже при равных начальных скоростях (энергиях) наблюдаются отличия в полных пробегах отдельных частиц. Это обусловлено как флуктуацией концентрации атомов вещества-поглотителя на пути частицы, так и флуктуацией энергии потерь в каждом отдельном акте ионизации атомов. В связи с этим для описания поглощения частиц в веществе вводят несколько иные параметры, имеющие размерность длины.

Средним пробегом $R_{\text{ср}}$ называют толщину слоя вещества, в котором поглощается ровно половина всех частиц. Его определяют с помощью *кривой поглощения* $N(x)$ частиц в веществе. Так называют график зависимости количества моноэнергетических частиц, фиксируемых счетным устройством за некоторое время t , как функцию толщины слоя x (рис. 10.2).

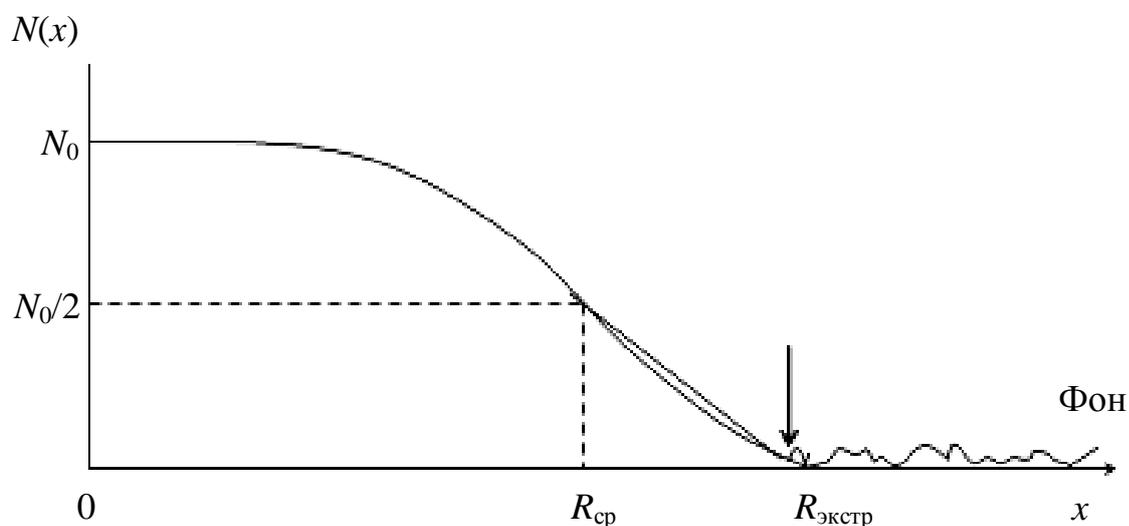


Рис. 10.2. Кривая поглощения частиц в веществе:

$R_{\text{ср}}$ — средний пробег; $R_{\text{экстр}}$ — экстраполированный пробег

Определение среднего пробега как расстояния, пройденного частицами до точки, в которой интенсивность пучка уменьшается в два раза, возможно лишь для коллимированного пучка моноэнергетических частиц. В случае нарушения этого условия заданные уменьшения интенсивности наблюдаются

при меньших значениях x , что приводит к заниженным значениям $R_{\text{ср}}$. Поэтому для неколлимированного пучка определяют так называемый *экстраполированный пробег* $R'_{\text{экстр}}$ (рис. 10.2). Практически при нулевом уровне фона за экстраполированный пробег можно принять такое расстояние от источника, при котором число зарегистрированных частиц обращается в нуль.

10.5. Определение энергии α -частиц по их пробегу в воздухе

Величина полного пробега α -частицы в веществе есть сложная функция скорости частицы, среднего потенциала возбуждения вещества, концентрации электронов тормозящего вещества. Эмпирическая зависимость полного (экстраполированного) пробега $R'_{\text{экстр}}$ альфа-частиц в воздухе при нормальных условиях от их энергии E представлена на рис. 10.3. Для определения энергии α -частиц достаточно по экспериментальной кривой поглощения $N(x)$ найти экстраполированный пробег $R'_{\text{экстр}}$ и с помощью графика (рис. 10.3) найти величину E . По формуле (10.1) можно оценить также время жизни τ альфа-радиоактивного изотопа плутония ^{238}Pu , используемого в настоящей работе.

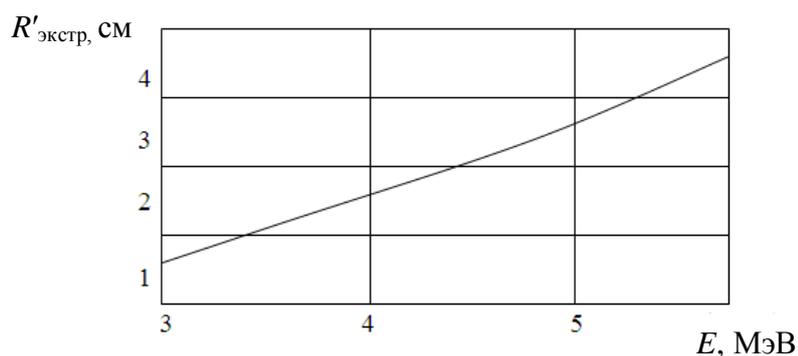


Рис. 10.3. Эмпирическая зависимость экстраполированного пробега α -частиц в воздухе при нормальных условиях от их энергии E

10.6. Экспериментальная часть

Определение энергии α -частиц радиоактивного изотопа плутония и оценка времени жизни и периода полураспада его ядер

Описание установки

В работе используется экспериментальная установка, блок-схема которой приведена на рис. 10.4. Установка состоит из источника α -частиц, расположенного на подложке с микрометрическим винтом 1, источников электропитания 2, сцинтилляционного счетчика 3 и электронного пересчетного прибора 4.

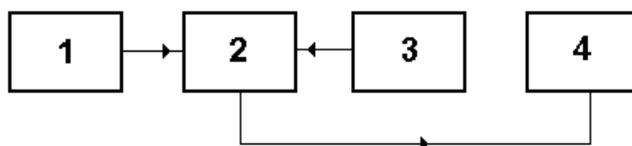


Рис. 10.4. Блок-схема установки:

1 – измерительная ячейка с источником α -частиц; 2 – источники электропитания типа БВНЗ-09 и А-591; 3 – сцинтилляционный счетчик типа БДБГ-2М; 4 – пересчетный прибор типа ПСО-2-4

На рис. 10.5 изображена конструкция измерительной ячейки, представляющая собой массивный свинцовый контейнер 2, внутри которого (сверху) на подвижном штоке закреплена «таблетка» с нанесенным на ее поверхности небольшим количеством радиоактивного элемента 3. Перемещение штока осуществляется с помощью винта 4. Положение α -радиоактивного препарата относительно сцинтилляционного счетчика 1 отмечается с помощью миллиметровой линейки 5. Диаметр «таблетки» 30 мм, диаметр сцинтиллятора 60 мм.

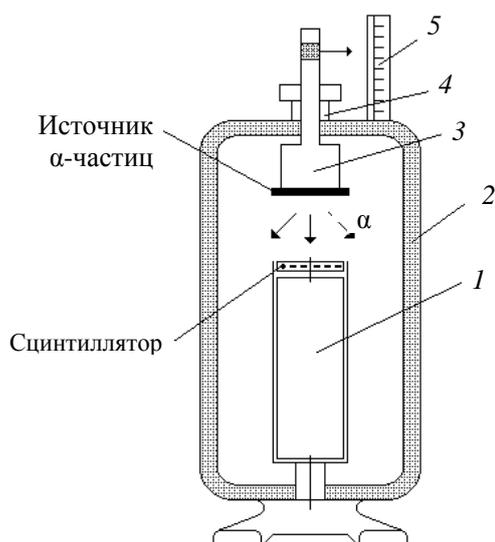


Рис. 10.5. Конструкция измерительной ячейки: 1 – сцинтилляционный счетчик; 2 – свинцовый контейнер; 3 – подвижный шток с источником α -частиц; 4 – винт-гайка; 5 – линейка

Принцип действия сцинтилляционного счетчика

Счетчик частиц является важнейшим элементом установки. Схема счетчика изображена на рис. 10.6. При попадании α -частицы от радиоактивного источника на сцинтиллятор в нем образуется световая вспышка. В результате фотоэффекта из фотокатода ФК фотоумножителя вырывается один или несколько фотоэлектронов, которые под действием ускоряющего электрического поля приобретают дополнительную энергию и попадают на первый электрод (первый диод D_1). При соударении электронов с поверхностью диодов из них выбиваются вторичные электроны. Напряжение на фотоумножитель ($U = 1\ 500\ В$) подается таким образом, что от диода к диоду потенциал постепенно повышается (через 100–150 В). Форма и расположение диодов выбирается так, чтобы электрическое поле не только ускоряло, но и фокусировало электроны на следующий диод. Количество электронов нарастает от диода к диоду, и на выходе фотоумножителя (аноде) появляется мощный электрический импульс, который регистрируется пересчетным прибором. Фотоумножитель является малоинерционным прибором, поэтому число световых вспышек строго пропорционально числу импульсов, регистрируемых прибором.

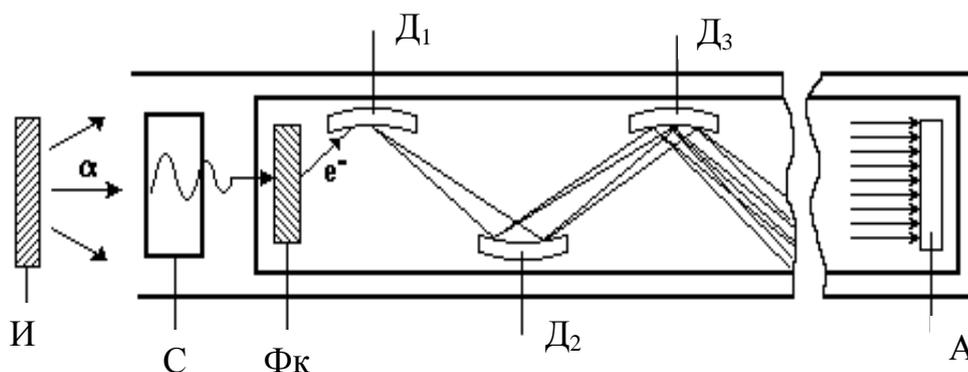


Рис. 10.6. Схема сцинтиляционного счетчика:

И – источник α -частиц; С – сцинтиллятор; ФК – фотокатод;

Д₁, Д₂, Д₃ – диноды; А – анод

Порядок проведения измерений

1. Включить установку.
2. Включить компьютер и запустить программу измерений,

активизировав файл нужной работы: работа № 40. На рис. 10.7 представлена панель интерфейса.

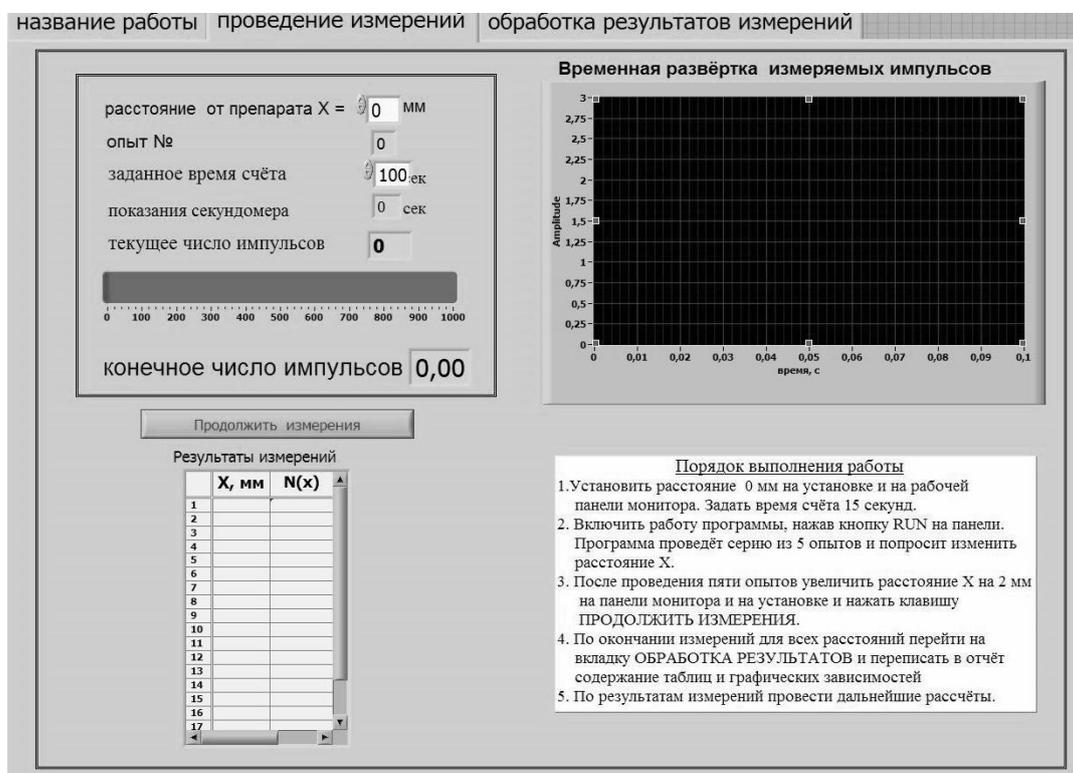


Рис. 10.7. Панель интерфейса

3. Выполняя работу, следовать указаниям, представленным на мониторе компьютера.

4. Вращая винт-гайку 3 (см. рис. 10.5), придвинуть α -препарат вплотную к сцинтиллятору ($x = 0$) и измерить 5 раз число импульсов $N(x)$ за время 3 секунды. Отодвигая винтом препарат каждый раз на 2 мм, проводить измерения $N(x)$ до тех пор, пока число импульсов не уменьшится до уровня фона $N_{\text{ф}}$. Результаты измерений занести в нижеприведенную форму. Подсчитать среднее значение

$$N_{\text{cp}}(x) = 1/5 \sum N_i(x).$$

Зависимость числа импульсов $N(x)$ от расстояния между α -источником и сцинтиллятором

x , мм	Ω	$N(x)$					N_{cp}	$N_{\text{cp}} - N_{\text{ф}}$	$\frac{N_{\text{cp}} - N_{\text{ф}}}{\Omega}$
		1	2	3	4	5			
0	0,500								
2	0,462								
4	0,426								
6	0,395								
8	0,366								
10	0,328								
12	0,300								
14	0,274								
16	0,250								
18	0,229								
20	0,211								
22	0,194								
24	0,179								
26	0,164								
28	0,149								
30	0,135								
40(фон)									

Обработка результатов измерения:

1. Для каждого положения препарата x подсчитать разность $N_{\text{cp}} - N_{\text{ф}}$, а также величину $(N_{\text{cp}} - N_{\text{ф}})/\Omega$, где Ω – параметр установки – поправка, учитывающая уменьшение телесного угла при возрастании расстояния между α -источником (таблеткой диаметром $d = 30$ мм) и сцинтиллятором диаметром

$d = 60$ мм. По рассчитанным значениям $N_{\text{ср}} - N_{\text{ф}}$ и $(N_{\text{ср}} - N_{\text{ф}})/\Omega$ построить соответствующие графики $f(x)$.

2. Оценить по графику $f(x) = (N_{\text{ср}}(x) - N_{\text{ф}})/\Omega$ величину среднего пробега $R_{\text{ср}}$ α -частиц в воздухе.

3. Определить из построенного графика $f(x) = N_{\text{ср}}(x) - N_{\text{ф}}$ величину экстраполированного пробега $R_{\text{экстр}}$. Используемый в данной работе радиоактивный препарат плутония покрыт защитной пленкой рутила (TiO_2). Прежде чем попасть в воздух, частица проходит слой пленки толщиной l_0 . В связи с этим при определении энергии α -частицы с помощью графика (см. рис. 10.3) используется величина $R'_{\text{экстр}}$ – называемая приведенным экстраполированным пробегом и равная $R'_{\text{экстр}} = R_{\text{экстр}} + 3\,400\,l_0$, где $l_0 = 2\text{--}8$ мкм (данные о толщине пленки l_0 находятся на рабочем месте, коэффициент 3 400 – воздушный эквивалент поглотителя, равный отношению плотностей рутила и воздуха при нормальных условиях).

4. По графику $R'_{\text{экстр}}(E)$ (см. рис. 10.3) определить энергию $E_{\text{экс}}$ α -частиц.

5. Погрешность определения энергии ΔE обусловлена в основном ошибками в определении длины пробега (Δx). В данном методе она составляет $\Delta x = 0,4$ см:

$$\Delta E = \frac{E_2 - E_1}{2},$$

где E_1 – энергия, определяемая для $R'_1 + \Delta x$; E_2 – энергия, определяемая для $R'_1 - \Delta x$.

6. Рассчитать по формуле Гейгера – Нэттола (10.1) энергию α -частицы по известному значению периода полураспада $T_{1/2} = 87,75$ лет.

7. Вычислить число пар ионов, образовавшихся при торможении α -частицы в воздухе до превращения ее в атом гелия:

$$N = \frac{E_{\text{экс}}}{u_{\text{ион}}},$$

где $U_{\text{ион}}$ – средняя энергия ионизации молекул воздуха, $U_{\text{ион}} = 35$ эВ.

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой α -частица? Каковы ее основные характеристики?
2. Как зависит время жизни α -радиоактивных ядер от энергии α -частиц? Каким способом частица покидает ядро?
3. Какие виды потерь энергии имеют место при прохождении заряженной α -частицы через вещество? В какой атом превращается она в конце пути?
4. Сколько пар ионов образует частица при торможении ее в воздухе?
5. Что такое средний пробег, экстраполированный пробег и приведенный экстраполированный пробег? Почему при оценке среднего пробега α -частицы следует вводить поправку на телесный угол? Как влияет толщина защитной пленки на величину пробега частицы в воздухе?
6. Каков принцип работы сцинтилляционного счетчика и фотоэлектронного умножителя?

11. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ α -РАСПАДА РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА ПЛУТОНИЯ. ПРОВЕРКА СООТВЕТСТВИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОПЫТНЫМ ДАНЫМ. КРИТЕРИЙ СООТВЕТСТВИЯ ПИРСОНА

В экспериментах по ядерной физике такие физические величины, как число n_i зарегистрированных счетчиком α -, β - или γ -частиц за один и тот же промежуток времени, будут всякий раз отличаться от среднего значения \bar{n} , определяемого формулой

$$\bar{n} = \sum_{i=1}^k n_i / k, \quad (11.1)$$

где k – число наблюдений.

Случайным образом отличаются от средних значений отдельные параметры при многократных наблюдениях в большинстве физических экспериментов: время падения шарика в жидкости в экспериментах по измерению ее вязкости, период вращения индуктора при измерении магнитного поля Земли, диаметр цилиндра в различных местах при измерении плотности тел правильной формы и т. д. В связи с этим обработка результатов измерений требует привлечения элементов математической статистики.

Прежде чем обратиться к вопросам теории, рассмотрим конкретные экспериментальные данные подсчета числа α -частиц радиоактивного изотопа плутония, зарегистрированных в двух сериях наблюдений объемом $k = 100$ каждый, но за различное время: $\Delta t_1 = 1$ с и $\Delta t_2 = 30$ с .

В работе используется экспериментальная установка, блок-схема которой представлена на рис. 11.1. Установка состоит из α -радиоактивного источника – изотопа плутония, расположенного на препаратоводителе с микрометрическим винтом 1, источников электропитания 2, сцинтилляционного счетчика 3 и цифрового электронного пересчетного прибора.

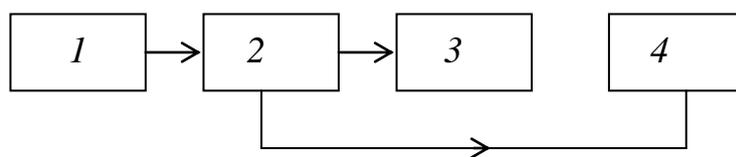


Рис. 11.1. Блок-схема экспериментальной установки

Альфа-радиоактивный источник испускает до 300 α -частиц в секунду. С помощью микрометрического винта можно изменять расстояние между счетчиком и препаратом и тем самым регулировать число регистрируемых α -частиц пересчетным прибором.

Массив из 100 наблюдений числа α -частиц, зарегистрированных счетчиком за время экспозиции $\Delta t_1 = 1$ с.

1	2	4	4	1	2	5	2	1	2	4	1	0	3	2
3	3	5	2	1	3	1	4	3	1	4	2	4	2	3
0	4	3	2	2	1	3	4	5	3	2	2	3	7	4
2	3	1	1	2	1	4	1	2	1	3	2	1	3	3
4	4	3	4	4	0	3	1	0	3	0	3	4	2	3
3	4	2	1	1	6	3	2	4	0	5	2	2	1	1
5	3	1	6	5	2	3	3	3	2					

Массив из 100 наблюдений числа α -частиц, зарегистрированных счетчиком за время экспозиции $\Delta t_1 = 30$ с.

70	48	56	57	64	64	66	56	66	69	63	56	61	56	76
71	74	56	63	57	62	69	46	76	64	74	56	50	57	58
69	63	52	58	55	62	60	79	50	53	52	54	58	78	44
62	61	66	61	62	64	73	54	55	63	53	57	47	65	63
64	70	60	41	55	57	65	67	67	56	51	62	71	76	79
75	71	48	67	69	71	74	79	69	68	63	72	53	58	45
60	56	61	75	55	44	78	63	65	48					

Обработка подобных массивов экспериментальных данных осуществляется в три этапа.

Этап 1. Построение экспериментальной функции плотности вероятностей распределения (гистограммы) $W_{\text{экс}}(n)$ и нахождение параметров распределения: среднего значения \tilde{n} и выборочного среднего квадратического отклонения S^2 (или дисперсии σ^2), определяемых соотношениями

$$S^2 = k^{-1} \sum_{i=1}^k (n_i - \tilde{n})^2; \quad \sigma^2 = k / (k - 1) S^2, \quad (11.2)$$

где σ^2 совпадает с S^2 , если $k \rightarrow \infty$; σ – стандартное отклонение, имеющее размерность измеряемой величины.

Этап 2. Подбор теоретической функции плотности вероятностей $W_{\text{теор}}(n)$ (гипотезы), наилучшим образом описывающее данное экспериментальное распределение.

Этап 3. Проверка соответствия экспериментальной и теоретической функций распределения. Вычисление критерия согласия (критерия Пирсона) и определения с его помощью и таблиц χ^2 -распределения уровня соответствия (справедливости) выбранной гипотезы.

1. Результаты обработки данных первого массива приведены в табл. 11.1 и на рис. 11.1.

Экспериментальная плотность вероятностей

$$W_{\text{эксп}}(n) = v_j / 100.$$

Среднее число импульсов в серии из $k = 100$ наблюдений:

$$\tilde{n} = \sum_{i=1}^{100} n_i / 100 = \sum_{j=1}^8 W_{\text{эксп}}(n) n_j;$$

$$\tilde{n} = 0,06 \cdot 0 + 0,21 \cdot 1 + 0,23 \cdot 2 + 0,23 \cdot 3 + 0,16 \cdot 4 + 0,07 \cdot 5 + 0,02 \cdot 6 + 0,02 \cdot 7 = 2,61.$$

$$\text{Дисперсия } \sigma^2 = 1/99 \cdot \sum_{i=1}^{100} \sum (n_i - \tilde{n})^2 = 100/99 \cdot \sum_{j=1}^8 W_{\text{эксп}}(n) \cdot (n_j - \tilde{n})^2,$$

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & 100/99 (0,06 \cdot (0 - 2,61)^2 + 0,21 \cdot (1 - 2,61)^2 + 0,23 \cdot (2 - 2,61)^2 + \\ & + 0,23 \cdot (3 - 2,61)^2 + 0,16 \cdot (4 - 2,61)^2 + 0,07 \cdot (5 - 2,61)^2 + 0,02 \cdot (6 - 2,61)^2 + \\ & + 0,02 \cdot (7 - 2,61)^2) = 2,42. \end{aligned}$$

Стандартное отклонение $\sigma = 1,53$.

Таблица 11.1

Результаты обработки первого массива

Число импульсов n_j	0	1	2	3	4	5	6	7	8
Частота появлений v_j	6	21	23	23	16	7	2	2	0
$W_{\text{эксп}}(n) = v_j/100$	0,06	0,21	0,23	0,23	0,16	0,07	0,02	0,02	0,00
$W_{\text{теор}}(n)$	0,07	0,19	0,25	0,22	0,15	0,07	0,03	0,01	0,01

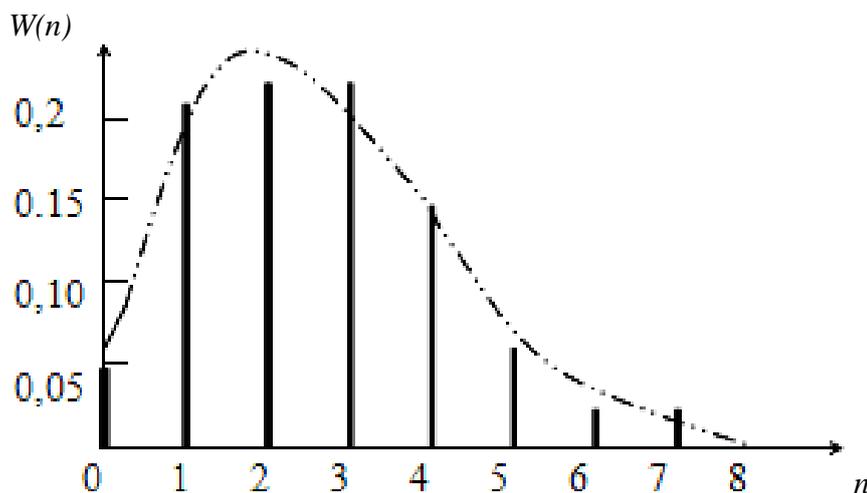


Рис. 11.2. Экспериментальная $W_{\text{эксп}}(n)$ и теоретическая $W_{\text{теор}}(n)$ функции распределения плотности вероятности числа α -частиц (формула Пуассона) для среднего значения $\tilde{n} = 2,61$: $-\cdots-$ $W_{\text{теор}}(n)$; $—$ $W_{\text{эксп}}(n)$

2. В качестве гипотезы о виде теоретической функции плотности вероятности распределения $W_{\text{теор}}(n)$ выберем распределение Пуассона, используемое для описания редких событий

$$W_{\text{теор}}(n) = \frac{\tilde{n}^n \exp(-\tilde{n})}{n!} \quad (11.3)$$

где ! – знак факториала, например, $5! = 1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5 = 120$.

Результаты расчета $W_{\text{теор}}(n)$ приведены в табл. 11.1 и на рис. 11.2.

Обработка данных второго массива

Массив содержит элементы n_i от 35 до 85. Для удобства разобьем массив на интервалы с шагом $h = 5$ и подсчитаем число попаданий и частоту попаданий в интервалы, ограниченные числами 30–35; 35–40; ...; 80–85 (пограничные значения чисел следует отнести в равной мере к соседним интервалам. Например, число 65 встречается 4 раза. Следовательно, 2 случая выпадения числа 65 относят к интервалу 60–65, остальные 2 случая – интервалу 65–70). Данные расчетов приведены в табл. 11.2.

Этап 1. Результат расчетов по формулам (11.1) и (11.2):

Результаты обработки данных второго массива

Интервал чисел с шагом $h = 5$	Частота попаданий в интервал v_j ($h=5$)	Вероятность попаданий в интервал $v_j / 100$	Экспериментальная плотность вероятности $W_{\text{эксп}}(n) = v_j / 500$	Теоретическая плотность вероятности $W_{\text{теор}}(n)$
30–35	0	0	0	0,0001
35–40	1	0,01	0,002	0,0015
40–45	3	0,03	0,006	0,0054
45–50	6	0,06	0,012	0,0142
50–55	12	0,12	0,024	0,0275
55–60	20	0,20	0,040	0,0396
60–65	22	0,22	0,044	0,0427
65–70	17	0,17	0,034	0,0336
70–75	11	0,11	0,022	0,0200
75–80	7	0,07	0,014	0,0088
80–85	1	0,01	0,002	0,0032

Среднее число импульсов в серии из $k = 100$ наблюдений:

$$\tilde{n} = \sum_{i=1}^{100} n_i / 100 = \sum_{j=1}^{10} W_{\text{эксп}}(n) \cdot n_j;$$

$$\tilde{n} = 0,01 \cdot 32,5 + 0,03 \cdot 37,5 + 0,06 \cdot 42,5 + \dots + 0,01 \cdot 82,5 = 61,15.$$

$$\text{Дисперсия } \sigma^2 = \frac{1}{99} \cdot \sum_{i=1}^{100} \sum (n_i - \tilde{n})^2 = 100 / 99 \cdot \sum_{j=1}^{10} W_{\text{эксп}}(n) \cdot (n_j - \tilde{n})^2,$$

$$\sigma^2 = \frac{100}{99} \cdot (0,01 \cdot (32,5 - 61,15)^2 + 0,03 \cdot (37,5 - 61,15)^2 + \dots) = 84.$$

Этап 2. В качестве гипотезы о виде функции плотности вероятности распределения $W_{\text{теор}}(n)$ выберем распределение Гаусса

$$W_{\text{теор}}(n) = (2\pi\sigma^2)^{-0,5} \exp\left(-\frac{(n_j - \tilde{n})^2}{2\sigma^2}\right). \quad (11.4)$$

Этап 3. Проверим соответствие выбранной теоретической функции распределения эксперименту с помощью критерия согласия χ^2 (критерий Пирсона)

Количественной проверкой соответствия гипотезы $W_{\text{теор}}$ о виде распределения случайной величины и распределения $W_{\text{эксп}}$, получаемой в эксперименте, служит критерий согласия Пирсона (критерий χ^2).

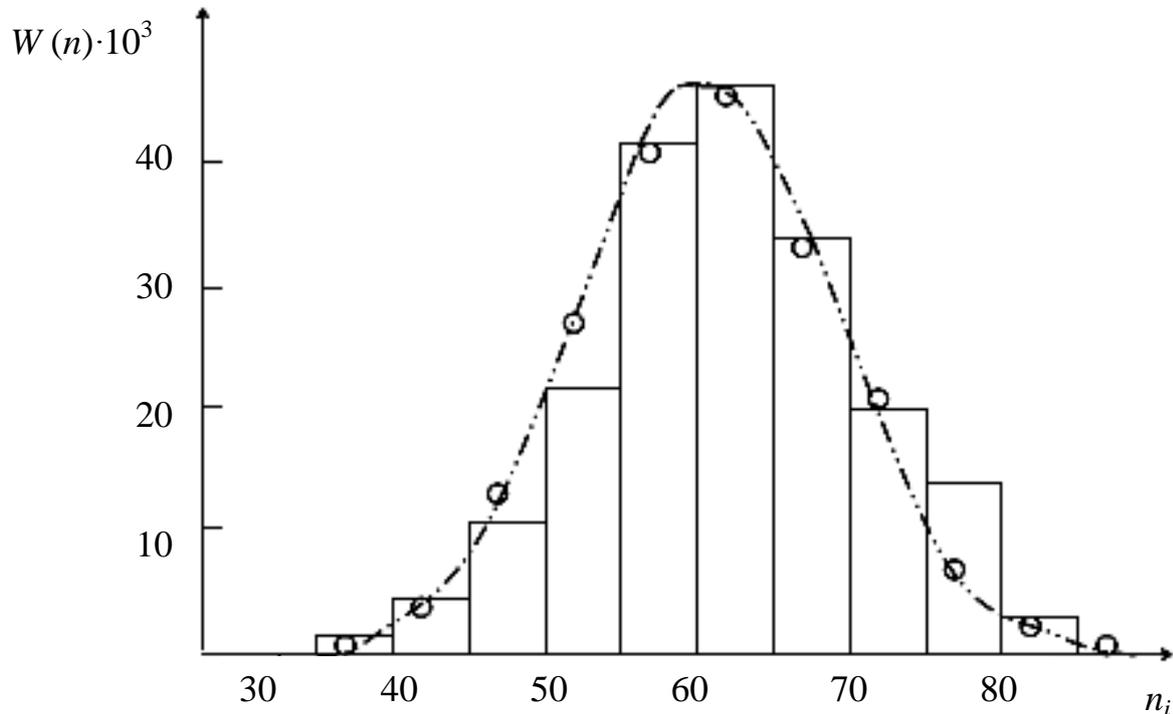


Рис. 11.3. Экспериментальная функция плотности вероятностей распределения числа частиц (гистограмма) $W_{\text{эксп}}(n)$: штрих-пунктирная линия – результат расчета по формуле Гаусса – $W_{\text{теор}}(n)$

Рассмотрим сначала χ^2 -распределение. Введем переменную $x = W_{\text{теор}} - W_{\text{эксп}}$. Из приведенных данных (рис. 11.2 и рис. 11.3) следует, что x_1, x_2, \dots, x_m – это независимые случайные величины, принимающие как положительные, так и отрицательные значения и характеризующиеся некоторым разбросом (дисперсией – σ^2). Из них можно составить выборки такого типа:

$$\begin{aligned} \chi^2(1) &= (x_1 - \tilde{x})^2 / \sigma^2; \\ \chi^2(2) &= (x_1 - \tilde{x})^2 / \sigma^2 + (x_2 - \tilde{x})^2 / \sigma^2; \\ &\dots\dots\dots \\ \chi^2(m) &= \sum_{i=1}^m (x_i - \tilde{x})^2 / \sigma^2, \end{aligned}$$

где \tilde{x} – средняя величина (в нашем случае $\tilde{x} = 0$).

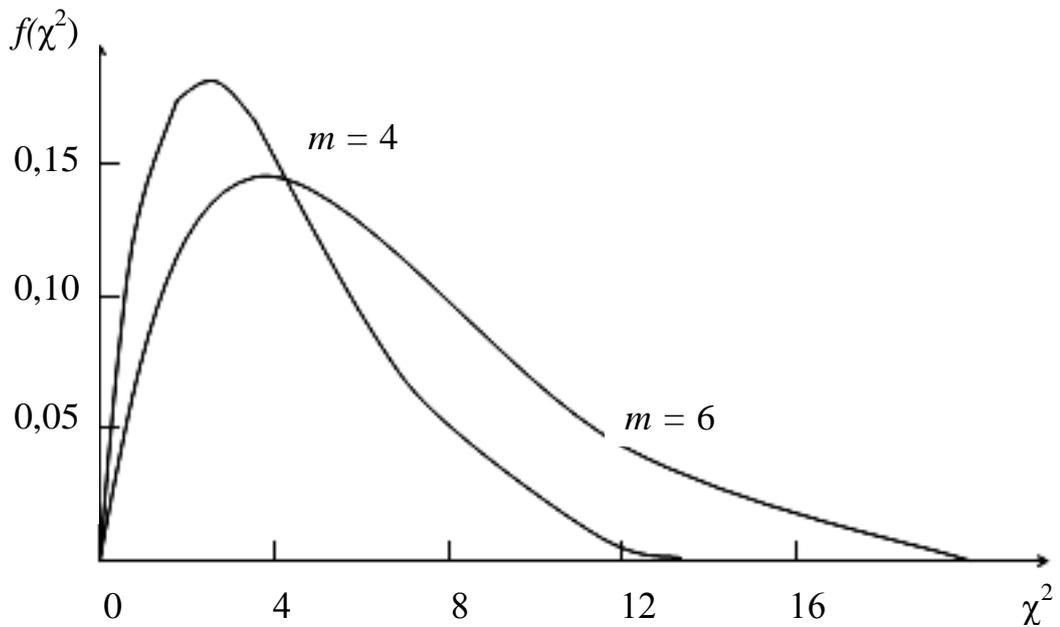


Рис. 11.4. Плотности вероятности $f(\chi^2)$ для $m = 4$ и $m = 6$

Рассмотренные величины $\chi^2(m)$ представляют собой новые случайные переменные. Распределение случайных величин такого типа называется χ^2 -распределением. Плотность вероятности такого распределения имеет вид

$$f(\chi^2) = (\chi^2)^{m/2-1} \frac{\exp(-\chi^2 / 2) * 2^{-m/2}}{\Gamma(m / 2)}, \quad (11.5)$$

где $\Gamma(m/2)$ – значение гамма-функции для аргумента $m/2$ (в справочнике по специальным функциям математической физики).

На рис. 11.4 в качестве примера приведены рассчитанные по формуле (11.5) плотности вероятности χ^2 -распределения для параметров $m = 4$ и $m = 6$, называемых степенями свободы. В теории показано, что с ростом параметра m распределение $f(\chi^2)$ стремится к гауссовому распределению.

Для $f(\chi^2)$ -распределения имеются таблицы значений $\chi^2_{\alpha \circ m}$, рассчитанные в зависимости от параметров m (числа степеней свободы) и уровня значимости α (см. схему на рис. 11.5 и табл. 11.3).

Формула для расчета α :

$$\alpha = \int_{\chi_0^2}^{\infty} f(\chi^2) d(\chi^2).$$

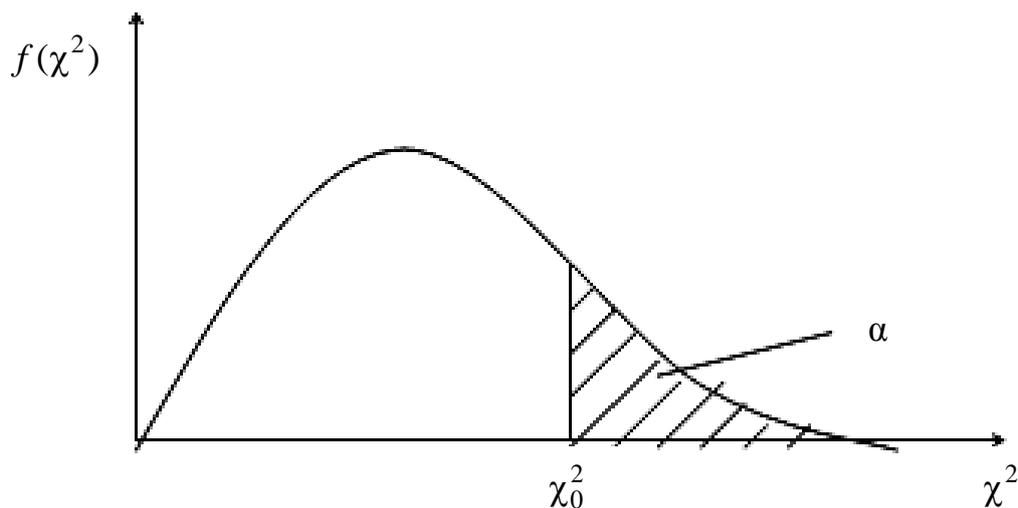


Рис. 11.5. Схема для определения уровня значимости α для χ^2 -распределения

Таблица 11.3

Значения $\chi^2_{\alpha; m}$ в зависимости от числа степеней свободы m и вероятности
(уровня значимости) α

Число степеней свободы m	Вероятность α								
	0,99	0,90	0,70	0,50	0,30	0,20	0,10	0,05	0,01
2	0,02	0,21	0,71	1,39	2,41	3,22	4,6	5,9	7,8
3	0,11	0,35	1,42	2,37	3,67	4,88	6,3	7,8	11,3
4	0,30	1,06	2,19	3,36	4,90	6,00	7,8	9,5	13,3
5	0,55	1,61	3,00	4,35	6,10	7,30	9,5	11,1	15,1
6	0,87	2,20	3,88	5,35	7,20	8,60	10,6	12,6	16,8
7	1,24	2,83	4,67	6,30	8,40	9,80	12,0	14,2	18,5
8	1,65	3,49	5,53	7,34	9,50	11,0	13,4	15,5	20,1
9	2,09	4,17	6,39	8,34	10,7	12,3	14,7	16,9	21,7
10	2,56	4,36	7,36	9,34	11,8	13,4	16,0	18,3	23,2
15	5,20	6,50	11,7	14,3	17,3	19,3	22,3	25,0	30,6
20	8,30	12,4	16,3	19,3	23,8	25,0	26,4	31,4	37,6

Алгоритм проверки справедливости гипотезы о виде распределения случайной величины с использованием критерия согласия χ^2

1. Пространство значений исследуемой случайной величины x (в нашем случае n) разбивают на r интервалов, каждый из которых содержит приблизительно одинаковое число событий v_j (не менее 5). Причем $\sum v_j = k$, где

$k = 100$ – объем выборки. Величина v_j / k – экспериментальная вероятность попадания случайной величины внутрь j -интервала.

2. Каждому интервалу экспериментального распределения сопоставляется вероятностная величина (гипотеза) p_j . Причем $\sum p_j = 1$ (в нашем случае p_j вычисляется функцией Пуассона или Гаусса).

В соответствии с принципом наименьших квадратов в качестве меры расхождения между теорией и экспериментом следует взять величину

$$Z = \sum_{j=1}^r C_j (v_j / k - p_j)^2,$$

где C_j – весовые коэффициенты. Пирсон показал, что если $C_j = k / p_j$, то мера расхождения Z обладает свойством

$$Z = \chi^2 = \sum_{j=1}^r v_j^2 / (kp_j) - k,$$

где v_j – экспериментальная частота попаданий внутрь j -го интервала; kp_j – ожидаемая частота попаданий внутрь j -го интервала.

Проверка гипотезы о том, что экспериментальные данные имеют выбранное теоретическое распределение при уровне значимости α равносильно выполнимости условия $\chi^2_{\text{эксп}} < \chi^2_{\alpha q m}$, где $\chi^2_{\text{эксп}}$ – вычисленная мера расхождения; $\chi^2_{\alpha q m}$ – табличное значение для уровня значимости α .

Если $\chi^2_{\text{эксп}} < \chi^2_{\alpha q m}$, то гипотеза при данном уровне значимости не противоречит предполагаемому виду распределения.

Если $\chi^2_{\text{эксп}} > \chi^2_{\alpha q m}$, то гипотеза о данном виде распределения должна быть отвергнута.

Для χ^2 -распределения число степеней свободы равно $m = r - (1+q)$. Числа степеней свободы m меньше r вследствие ограничений:

а) число r не может быть больше числа k ; это ограничение снижает число степеней свободы на единицу;

б) для пуассонового распределения используется 1 параметр: среднее значение \tilde{n} , рассчитанное по экспериментальным данным; это дополнительно снижает число степеней свободы на единицу ($q = 1$);

в) для гауссового распределения используются 2 параметра: среднее значение \tilde{n} , и дисперсия σ^2 , следовательно, $q = 2$.

Отсюда $m = r - 2$ для пуассонового и $m = r - 3$ для гауссового распределений.

Расчет критерия Пирсона $\chi^2_{\text{эксп}}$ для приведенных массивов данных – числа α -частиц. Проверка справедливости выбранной гипотезы

Пример 1

Массив чисел α -частиц, зарегистрированных счетчиком за 1 секунду объемом $k = 100$, по нашей гипотезе описывается распределением Пуассона – формулой (11.3).

1. Разбиваем массив чисел объемом $k = 100$ на $r = 6$ интервалов и подсчитываем число попаданий v_j в каждый интервал (табл. 11.4). При разбивке на интервалы учли условие $v_j > 5$.

2. Вычисляем по формуле Пуассона вероятности p_j и ожидаемую частоту попаданий $100 p_j$ для середины выбранных интервалов (см. табл. 11.4).

Таблица 11.4

Данные для расчета критерия $\chi^2_{\text{эксп}}$

Параметры	Интервал переменной					
	0	1	2	3	4	5 – 7
Частота попаданий в интервал v_j	6	21	23	23	15	9
Ожидаемая частота $100p_i$	7,4	19	25	22	14	3,2

3. Вычисляем критерий Пирсона по указанным данным:

$$\chi^2_{\text{эксп}} = \sum_{j=1}^6 v_j^2 / 100 p_j - 100 = 4,6.$$

4. Число степеней свободы для распределения Пуассона $m = 6 - 2 = 4$.

5. По табл. 11.3 для $m = 4$ находим, что условие $\chi^2_{\text{эксп}} < \chi^2_{\alpha; m}$ ($4,6 < 4,9$) выполняется при уровне значимости $\alpha = 0,3$.

Вывод. Поскольку найденный уровень значимости $\alpha = 0,3$ превосходит принятый на практике уровень $\alpha = 0,01$ (которому соответствует $\chi^2_{\alpha\varphi m} = 13,3$), то гипотеза о применимости пуассонового распределения числа α -частиц, зарегистрированных за время 1 с, не противоречит опыту.

Пример 2

Массив значений n , представленный в приведенной ниже форме, по нашей гипотезе описывается гауссовым распределением. Проверка соответствия выбранной гипотезы экспериментальному распределению основана на аналогичном вычислении критерия Пирсона $\chi^2_{\text{эксп}}$ и проверке выполнимости условия $\chi^2_{\text{эксп}} < \chi^2_{\alpha\varphi m}$

Таблица 11.5

Данные для расчета $\chi^2_{\text{эксп}}$

Параметры	Интервал переменной						
	35–50	50–55	55–60	60–65	65–70	70–75	75–85
Частота попаданий v_j	10	12	20	22	17	12	8
Ожидаемая частота попаданий по Гауссу $100p_j$	8,1	13,7	19,5	21,4	16,8	10	12

1. Вычисление критерия Пирсона

$$\chi^2_{\text{эксп}} = \sum_{j=1}^7 v_j^2 / 100p_j - 100 = 0,8$$

дает значение $\chi^2_{\text{эксп}} = 0,8$.

2. Число степеней свободы $m = 7 - 3 = 4$.

3. В соответствии с табл. 11.3 условие $\chi^2_{\text{эксп}} < \chi^2_{\alpha\varphi 4}$ выполняется при уровне значимости $\alpha = 0,9$.

Вывод. Поскольку найденный уровень значимости $\alpha = 0,9$ превосходит принятое обычно значение $\alpha = 0,01$ (которому соответствует $\chi^2_{\alpha\varphi 4} = 13,3$), то гипотеза о применимости гауссового распределения числа α -частиц не противоречит опыту.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей / М. А. Блохин. М.: Наука, 1987.
2. Иродов И. Е. Физический практикум / И. Е. Иродов. М.: МИФИ, 1967.
3. Ландсберг Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. М.: Наука, 1976.
4. Савельев И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. М.: Наука, 1998.
5. Шпольский Э. В. Атомная физика / Э. В. Шпольский. М.: Наука, 1984.
6. Физический практикум / под ред. В.И. Ивероновой. М.: Наука, 1968.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	Ошибка! Закладка не определена.
1. Законы теплового излучения	5
2. Определение постоянной планка спектрометрическим методом	18
3. Изучение спектральных характеристик фотопроводимости и светодиода....	29
4. Опыт Резерфорда (рассеяние α -частиц на атомных ядрах)	40
5. Опыт Франка – Герца.....	53
6. Рентгеновское излучение.....	66
7. Эффект Комптона	89
8. Элементы дозиметрии ионизирующих излучений.....	104
9. Изучение законов поглощения гамма-излучения.....	115
10. Исследование α -распада радиоактивного изотопа плутония.....	126
11. Исследование статистических закономерностей α -распада радиоактивного изотопа плутония. Проверка соответствия теоретической функции распределения опытными данными. Критерий соответствия Пирсона	138
Библиографический список.....	149

Учебное издание

Леонид Григорьевич **Малышев**
Александр Александрович **Повзнер**

ФИЗИКА АТОМА И ЯДРА

Редактор *И. В. Коршунова*

Компьютерный набор *Н. Н. Суслиной*
Компьютерная верстка *В.К. Матвеева*

Подписано в печать 29.09.2014. Формат 70× 100 1/16.
Бумага писчая. Плоская печать. Усл. печ. л. 11,61
Уч.-изд. л. 7,3. Тираж 100 экз. Заказ № 1548.

Издательство Уральского университета
Редакционно-издательский отдел ИПЦ УрФУ
620049, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 5
Тел.: 8(343)375-48-25, 375-46-85, 374-19-41
E-mail: rio@urfu.ru

Отпечатано в Издательско-полиграфическом центре УрФУ
620000, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4
Тел.: +7 (343) 350-56-64, 350-90-13
Факс: +7 (343) 358-93-06
E-mail.: press-urfu@mail.ru