

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ**

Раздел «АТОМНАЯ ФИЗИКА»

Под редакцией В.В. Суркова

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2012

УДК 539.1 (076.5)
ББК 22.38я7
Л 12

Лабораторный практикум курса общей физики. Раздел «Атомная физика»: Учебное пособие / Под ред. В.В. Суркова. М.: НИЯУ МИФИ, 2012. – 104 с.

Авторы: И.В. Белова (работа 5.17), С.В. Ёлкин (работа 5.18), Н.А. Клячин (работы 5.12, 5.19, 5.20, 5.21), А.Ю. Матрончик (работа 5.16), К.С. Мозгов (работа 5.16), М.В. Пентегова (работы 5.12, 5.19, 5.20, 5.21), С.В. Облизина (работа 5.17), Е.М. Серебрякова (работы 5.12, 5.18), В.В. Сурков (работы 5.19, 5.20, 5.21), Н.И. Швецов-Шиловский (работа 5.18).

Данное издание лабораторного практикума содержит описание семи новых лабораторных работ по курсу общей физики, введенных в эксплуатацию в 2010 г. в рамках модернизации лабораторного практикума МИФИ по общей физике. Работы предназначены для студентов НИЯУ МИФИ пятого семестра. Описание других лабораторных работ дано в лабораторном практикуме «Спектры атомов и молекул». Каждая работа начинается с введения, в котором кратко изложены основные понятия и закономерности.

Цель практикума – знакомство с методами измерений, применяемыми в атомной физике и спектроскопии, а также изучение классических опытов, лежащих в основе квантовой физики.

Предназначено для студентов 3-го курса НИЯУ МИФИ.

Подготовлено в рамках Программы создания и развития НИЯУ МИФИ.

Рецензент проф. Ю.А. Коровин (ИАТЭ НИЯУ МИФИ)

ISBN 978-5-7262-1675-1

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2012

СОДЕРЖАНИЕ

Работа 5.12.	Определение постоянной Планка по коротковолновой границе непрерывного рентгеновского спектра	4
Работа 5.16.	Эксперименты по физике плазмы и кривые Пашена	18
Работа 5.17.	Дифракция электронов	30
Работа 5.18.	Электронный парамагнитный резонанс	41
Работа 5.19.	Закон Мозли	52
Работа 5.20.	Интенсивность характеристического рентгеновского излучения меди	71
Работа 5.21.	Исследование кристаллической структуры монокристалла методом Лауэ	87

Работа 5.12

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА ПО КОРОТКОВОЛНОВОЙ ГРАНИЦЕ НЕПРЕРЫВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРА

Цель: исследование тормозного рентгеновского излучения и определение постоянной Планка.

Оборудование: базовый рентгеновский блок, сменные модули рентгеновских трубок с железным, медным и молибденовым анодами, гониометр, счетчик рентгеновского излучения, кристалл-анализатор LiF , персональный компьютер.

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе изучается рентгеновское излучение, которое возникает при бомбардировке быстрыми электронами твердых мишеней. При торможении на атомах мишени электроны движутся с ускорением, что приводит к излучению электромагнитных волн в рентгеновском диапазоне. Такой вид излучения, называемый тормозным, обладает непрерывным спектром. На рис. 5.12.1 показана схема устройства рентгеновской трубки. В баллоне с высоким вакуумом находятся два металлических электрода: катод К и анод А. Катод представляет собой нагреваемую током вольфрамовую спираль. Поток электронов создается за счет термоэлектронной эмиссии с катода. Бомбардируемая электронами мишень одновременно является анодом трубки. Для того чтобы вызвать рентгеновское излучение, напряжение на рентгеновской трубке должно быть порядка нескольких десятков киловольт.

В зависимости от условий возбуждения рентгеновское излучение может иметь не только непрерывный, но и линейчатый спектры. При достаточно большой энергии электронов, кроме тормозного, появляется также характеристическое излучение, вызванное возбуждением внутренних электронных оболочек атомов вещества

анода. Характеристическое излучение состоит из отдельных спектральных линий, длины волн которых зависят от материала анода.

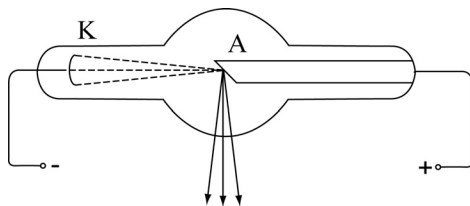


Рис. 5.12.1

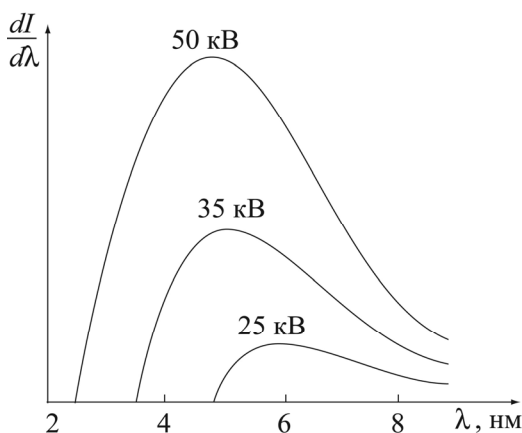


Рис. 5.12.2

На рис. 5.12.2 приведены экспериментальные кривые распределения интенсивности тормозного рентгеновского излучения по длинам волн для вольфрамового анода при напряжениях от 25 до 50 кВ (спектральная интенсивность $dI/d\lambda$ показана на рис. 5.12.2 в относительных единицах). Характерной особенностью непрерывного рентгеновского спектра является то, что он имеет резкую границу со стороны коротких волн. При этом длина волны, соответствующая коротковолновой границе, зависит от напряжения на рентгеновской трубке и не зависит от материала анода.

При торможении электрона часть его кинетической энергии превращается в энергию одного или нескольких рентгеновских

квантов. Если напряжение на рентгеновской трубке U , то максимальную частоту кванта ω_{\max} можно определить из условия, что энергия кванта $\hbar\omega_{\max}$ меньше кинетической энергии электрона eU , полученной при прохождении промежутка между катодом и анодом: $\hbar\omega_{\max} < eU$, где e – заряд электрона; \hbar – постоянная Планка. Таким образом, в тормозном рентгеновском излучении должны быть волны всех частот, меньших максимальной ω_{\max} .

Длина волны коротковолновой границы непрерывного рентгеновского спектра

$$\lambda_{\min} = \frac{2\pi c}{\omega_{\max}} = \frac{2\pi\hbar c}{eU}, \quad (5.12.1)$$

где c – скорость света в вакууме.

Измеряя коротковолновую границу непрерывного рентгеновского спектра и используя соотношение (5.12.1), можно вычислить постоянную Планка.

Определить длину волны коротковолновой границы рентгеновского спектра λ_{\min} можно по спектральным кривым $dI/d\lambda = f(\lambda)$ при постоянном напряжении на трубке $U = \text{const}$ (см. рис. 5.12.2). Однако в случае рентгеновского излучения практически трудно снимать спектральные интенсивности в зависимости от длины волны. Поэтому в работе используется метод «изохромат», который заключается в следующем. Экспериментально снимается зависимость интенсивности рентгеновского излучения от напряжения на трубке $I(U)$ при постоянной длине волны λ . Серия таких зависимостей, называемых *изохроматами*, показана на рис. 5.12.3.

Экстраполируя изохромату к нулевой спектральной интенсивности, можно определить граничное напряжение U_0 , при котором изохромата пересечет ось λ . При напряжениях, меньших U_0 , интенсивность излучения с данной длиной волны λ обращается в нуль. Следовательно, граничное напряжение U_0 есть наименьшее напряжение, при котором в рентгеновском спектре имеется излучение с длиной волны λ . Таким образом, длина волны λ , для которой снята изохромата, определяет коротковолновую границу непрерывного рентгеновского спектра, соответствующую напряже-

нию U_0 . Поэтому, измерив величины U_0 и λ , можно определить постоянную Планка. Подставляя U_0 в формулу (5.12.1), получаем

$$\hbar = \frac{eU_0 \lambda}{2\pi c} \quad (5.12.2)$$

Для снятия изохроматы из сплошного спектра тормозного рентгеновского излучения необходимо выделить монохроматическую составляющую с определенным значением λ и измерить соответствующую спектральную интенсивность.

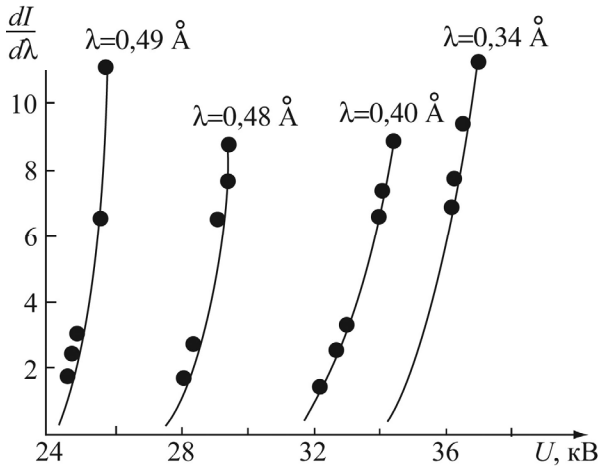


Рис. 5.12.3

Монохроматическое рентгеновское излучение получают с помощью дифракции излучения сплошного спектра на монокристаллах неорганических веществ.

Отшлифованный и определенным образом сколотый кристалл можно рассматривать как своеобразную трехмерную дифракционную решетку благодаря пространственной периодичности в расположении атомов. Такие кристаллы являются подходящими дифракционными решетками для рентгеновского излучения, поскольку расстояние между атомами в кристалле порядка нескольких ангстрем ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$), а длина волны рентгеновского излуче-

ния, используемого в работе, $0,3-0,5 \text{ \AA}$, т.е. несколько меньше «периода» дифракционной решетки.

На рис. 5.12.4 схематически изображены узлы пространственной решетки кристалла. Плоскости, проведенные через узлы пространственной решетки, называются *кристаллографическими*. Пунктирные прямые, проведенные на рисунке, являются следами двух систем перпендикулярных кристаллографических плоскостей.

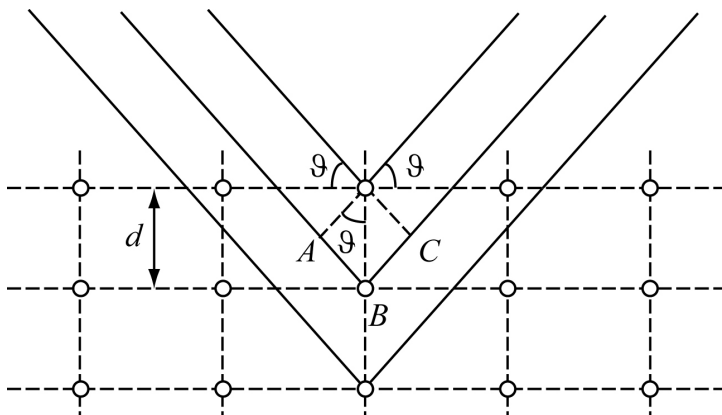


Рис. 5.12.4

У.Л. Брэгг и Г.В. Вульф предложили следующую простую интерпретацию явления дифракции рентгеновского излучения на кристалле. Если кристалл рассматривать как совокупность параллельных кристаллографических плоскостей, то дифракция монохроматического рентгеновского излучения, падающего на кристалл, возникает в результате отражения излучения от системы этих плоскостей и последующей интерференции отраженных волн. Дифракционные максимумы интенсивности излучения возникают в тех направлениях, для которых разность фаз волн, отраженных соседними плоскостями, кратна 2π . В этом случае разность хода лучей, отраженных от соседних кристаллических плоскостей, находящихся на расстоянии d друг от друга, равна сумме длин отрезков AB и BC на рис. 5.12.4: $\Delta = AB + BC = 2d \sin \theta$, где θ – угол скольжения, т.е. угол между падающим лучом и кристаллографической плоскостью.

Условие максимума интенсивности монохроматического излучения достигается, когда разность хода лучей равна целому числу длин волн: $\Delta = m\lambda$. Поэтому направления падающих лучей, для которых возникают дифракционные максимумы, определяются условием Брэгга–Вульфа:

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad (5.12.3)$$

где d – межплоскостное расстояние; m – порядок дифракционного максимума.

Из рис. 5.12.4 видно, что направление луча, задающего положение дифракционного максимума, определяется по закону зеркального отражения от кристаллографической плоскости. Поэтому фактически угол между падающим и отраженным лучом равен 2θ .

Для выделения монохроматического рентгеновского излучения обычно пользуются дифракционными максимумами первого порядка ($m = 1$), полученными в результате дифракции на кристаллах с известными межплоскостными расстояниями. В данной работе используют кристалл LiF со сколом вдоль плоскости с межплоскостными расстояниями $d = 2,014 \text{ \AA}$.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Общий вид комплекта используемого оборудования представлен на рис. 5.12.5, где слева показаны два сменных блока рентгеновских трубок.

Основные узлы установки смонтированы в едином защитном корпусе, показанном на рис. 5.12.6. Установка содержит: блок рентгеновской трубки 1 с фиксатором 10, расположенным на левой боковой поверхности блока; гониометр 2, перемещающий кристалл-анализатор 8 и детектор излучения 9, которым является счетчик Гейгера; панель управления 3; защитный корпус 4, где размещены блок питания и интерфейс для связи с компьютером; скользящую дверь с фиксатором 5, перекрывающую доступ в зону рентгеновского излучения; индикатор режима работы рентгеновской трубки 6; клавишу включения 7, расположенную на задней стенке прибора.



Рис. 5.12.5

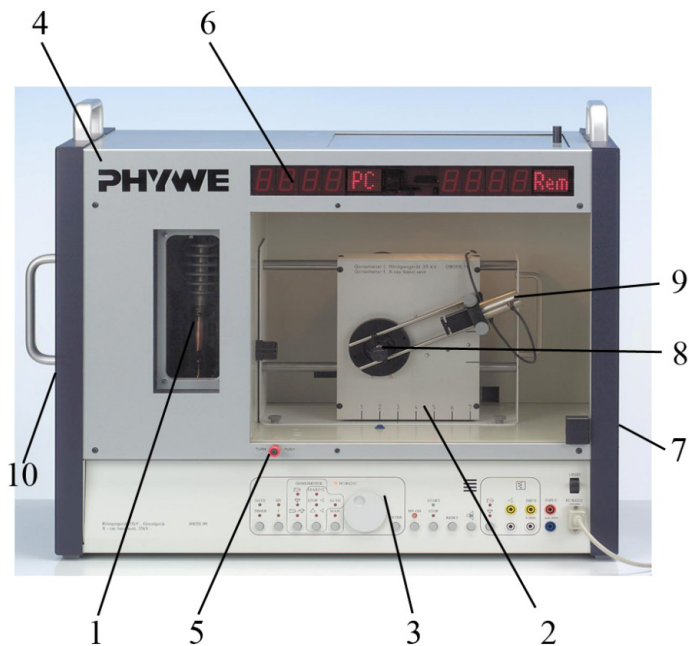


Рис. 5.12.6

Режим работы рентгеновской трубки и гониометра может устанавливаться либо вручную с панели управления, либо программно. В данной работе используется программный способ задания выбранных режимов.

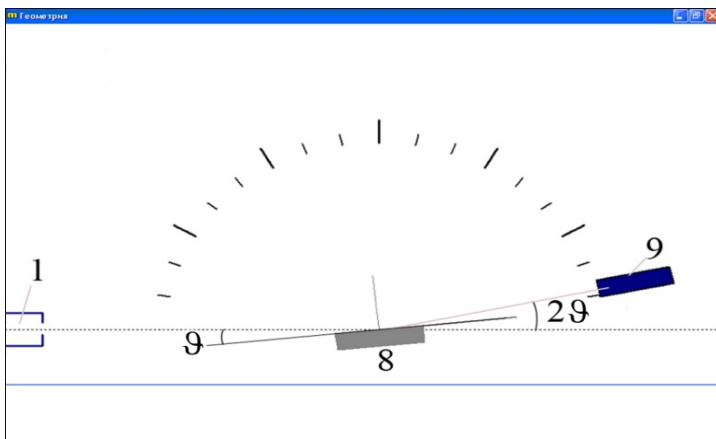


Рис. 5.12.7

Для спектрального анализа рентгеновского излучения в данной работе использован метод вращающегося кристалла, реализация которого показана на рис. 5.12.7. Диафрагма с отверстием диаметром 1 мм выделяет узкий пучок излучения рентгеновской трубки 1, направляемого на кристалл LiF 8. Угол скольжения θ изменяется при вращении кристалла вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка. Спектральная составляющая рентгеновского излучения с длиной волны λ , для которой выполняется условие (5.12.3), попадает в счетчик Гейгера 9, расположенный под углом 2θ по отношению к исходному лучу. Для обеспечения требуемой геометрии в течение всего эксперимента гониометр 2 одновременно разворачивает кристалл-анализатор 8 на угол θ , а счетчик 9 – на угол 2θ . Сигнал со счетчика поступает в компьютер, который определяет интенсивность рентгеновского излучения R .

Используемая установка дает возможность задавать различные углы кристалл-анализатора (и, соответственно, детектора) и изменять напряжение на аноде в диапазоне от 0 до 35 кВ.

ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

При работе с рентгеновской установкой необходимо соблюдать следующие правила.

1. При входе в лабораторию надеть белый халат.

2. Ознакомиться с оборудованием, приборами и принадлежностями в соответствии с разделами «Описание установки и порядок выполнения работы» и «Задания» данного пособия.

3. Если на лабораторном столе имеются дополнительные инструкции, то необходимо их тщательно изучить.

4. Приступать к работе на установках с источниками ионизирующего излучения можно только после проверки преподавателем необходимой подготовки студента и получения устного допуска к выполнению работы.

5. Включать базовый рентгеновский блок и персональный компьютер только в присутствии преподавателя или дежурного сотрудника.

6. Замену сменных модулей рентгеновских трубок производить только в присутствии преподавателя или дежурного сотрудника при выключенном рентгеновском блоке.

7. **Внимание!** Немедленно прекратить выполнение работы, отойти от установки и позвать дежурного преподавателя или сотрудника при обнаружении в процессе работы:

- отклонений от штатных режимов работы установки, подробно указанных в разделе «Задания»;
- срабатывания защитной сигнализации и блокировок;
- нарушения целостности корпуса базового рентгеновского блока;
- других неисправностей (искрения, повышенной вибрации, нестандартного шума от установки).

8. По окончании работы выключить рентгеновский аппарат и компьютер, повесить халат и тщательно вымыть руки.

Внимание! Запрещается следующее.

1. Входить в лабораторию в верхней одежде, вносить пищевые продукты, есть, пить, курить, применять косметику.

2. Ставить на рабочие столы сумки, портфели, класть личные вещи.

3. Покидать рабочее место во время проведения эксперимента.

4. Нарушать пломбы, печати, ограждения.
5. Передвигать базовый блок и персональный компьютер.
6. Допускать отклонения от режимов работы, указанных в разделе «Задания».
7. Оставлять счетчик рентгеновского излучения в прямом пучке рентгеновской трубки в течение более двух минут.

ЗАДАНИЯ

Задание 1. Подготовка установки к измерениям

1. Собрать установку для проведения эксперимента:
 - установить сменный модуль с любой рентгеновской трубкой;
 - убедиться, что кристалл LiF находится в специальном держателе на гониометре;
 - удостовериться, что гониометр и счетчик излучения подсоединены к соответствующим гнездам в экспериментальной установке;
 - включить рентгеновскую установку на прогрев, нажав клавишу 7 на задней стенке прибора. При этом на панели контроля загорится индикатор «trap», указывающий на возможность ручного введения рабочих параметров трубки;
 - дважды нажать на красный фиксатор 5 (см. рис. 5.12.6), запирающий скользящую дверь в зону рентгеновского излучения.
2. Включить и подготовить компьютер к работе:
 - выбрать имя пользователя «User»;
 - на рабочем столе компьютера выбрать окно «m» (measure).
3. Активизировать красную кнопку «●» – «Запись нового измерения», расположенную в левом углу верхней панели задач. После того, как на цифровом дисплее и на панели контроля рентгеновского блока засветится сигнал «PC» – «Персональный компьютер» (ПК), а на экране монитора появится диалоговое окно, представленное на рис. 5.12.8, с клавиатуры ПК ввести параметры эксперимента, указанные на этом рисунке. Затем, убедившись, что установленные параметры соответствуют требуемым, нажать клавишу «Далее».

При этом кристалл-анализатор и счетчик Гейгера устанавливаются в заданные начальные положения, а на мониторе появится

окно с клавишей «Начать измерение» и окна (рис. 5.12.9, 5.12.10), отображающие в процессе измерений:

- геометрию эксперимента (см. рис. 5.12.9);
- текущий угол поворота кристалла (угол скольжения) $\theta = 9^\circ$ (см. рис. 5.12.10);
- текущий угол поворота детектора рентгеновского излучения $2\theta = 18^\circ$;
- величину анодного напряжения (35 kV);
- ток эмиссии (1 mA);
- скорость счета (интенсивность излучения) R в имп./с;
- поле для графической визуализации зависимости интенсивности рентгеновского излучения R от угла скольжения θ в выбранном диапазоне углов (в данной работе угол зафиксирован).

Тип измере

спектры кривая передачи счет импульсов Опыт Комптона

X-данные

Угол кристалла

Ток эмиссии

1 mA

Время интеграции

30 s

Напряжение

постоянное напряжение 35 kV

переменное напряени

миним. напряжение 5 kV

макс. напряжение 35 kV

рост. напряжения 2 kV

Режим вращен

2:1 связанный тип

угол кристалла 45 °

оба угла постоянны

Угол кристалла

начальный угол 9 °

конечный угол 9 °

приращение угла 0,1 °

Установка

Материал анода Fe

Кристалл LiF (100); d=201,4pm

Абсорбер без абсорбера

Фильтр без фильтра

Кристалл / Абсорбер / Фильтр

Дисплеи

Угол кристалл Скорость импу

Угол детектор Спектр

Напряжение Геометрия

Ток эмиссии

Далее Отмена

Ver 02.00

Рис. 5.12.8

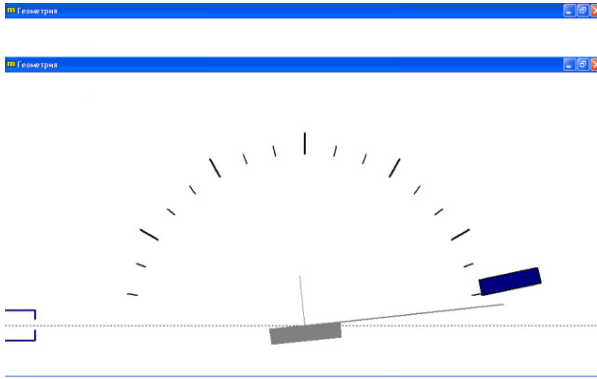



Рис. 5.12.9

Перед началом измерений необходимо убедиться, что держатель с кристаллом LiF и детектор в рентгеновской камере находятся в исходных позициях, что соответствует их расположению, схематически показанному на рис. 5.12.9.

Задание 2. Исследование тормозного рентгеновского излучения

4. Измерить интенсивность излучения R рентгеновской трубки для угла скольжения $\theta = 9^\circ$ для напряжения на аноде $U = 35 \text{ kV}$ (рис. 5.12.10). Для этого нажать клавишу «Начать измерение», после чего на ее месте появится надпись «Пауза». При этом рентгеновская трубка начинает светиться.

По окончании времени измерения нажать клавишу «Закончить измерение».

5. Определить значение интенсивности излучения R , для чего активизировать опцию «Таблица данных» (кнопка  расположена на верхней панели).

6. Выполнить аналогичные измерения интенсивности излучения $R(U)$ для угла $\theta = 9^\circ$ при других напряжениях на аноде, уменьшая напряжение на 5 kV до достижения интенсивности излучения $R = 0$. Грубо определяем U_0 .

7. Для более точного определения величины U_0 снять зависимость интенсивности излучения от напряжения на трубке, начиная

с напряжения на 7 kV большего, чем полученное в предыдущем пункте, и постепенно понижая его до значения $R = 0$. Произвести не менее шести измерений через 0,5 kV.



Рис. 5.12.10

8. Используя метод, описанный в пп. 3–7, провести измерения зависимости интенсивности излучения от напряжения на трубке для длин волн, отвечающих углам $\theta = 10^\circ$ и 11° .

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Построить экспериментальные зависимости интенсивности от напряжения (изохроматы) для длин волн, определяемых углами $\theta = 9^\circ$, 10° и 11° .

2. Используя построенные графики, определить граничные напряжения при помощи экстраполяции кривых к нулю.

3. Пользуясь формулой Брэгга–Вульфа (5.12.3), рассчитать длины волн, соответствующие заданным углам θ .

4. Вычислить постоянную Планка по формуле (5.12.2) и определить погрешность измерений.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

1. В разделе «Заключение» кратко изложите содержание и основные результаты работы.

2. Сравните полученное значение постоянной Планка с табличным. При несовпадении результатов укажите возможные причины расхождения.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Опишите механизм возникновения тормозного рентгеновского излучения.

2. Почему коротковолновая граница рентгеновского спектра не зависит от материала анода?

3. Почему для дифракции рентгеновского излучения используют кристаллы?

4. При каком условии возникают дифракционные максимумы в рассеянном рентгеновском излучении?

5. Сформулируйте основные этапы выполнения лабораторной работы.

6. Почему в работе используется метод «изохромат»? В чем заключается этот метод?

7. Каким образом из непрерывного рентгеновского спектра выделяют монохроматическую составляющую с длиной волны λ ?

8. Какие виды рентгеновского излучения вы знаете, чем они различаются?

9. Перечислите основные источники погрешностей в данной работе.

10. Что необходимо предпринять в случае нештатной работы оборудования?

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель, 2005.

2. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. В 2-х ч. Ч. 1. Атомная физика. М.: Наука, 1986.

3. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2005.

Дополнительная

1. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989.

Работа 5.16

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ И КРИВЫЕ ПАШЕНА

Цель: измерение зависимости напряжения газового разряда и пробоя между плоскопараллельными электродами от электродного расстояния при различных значениях давления газа в диапазоне нескольких гигапаскаль.

Оборудование: источник питания для раздела «Физика плазмы»; экспериментальная установка для раздела «Физика плазмы»; цифровой мультиметр с регулированием пиков; насос вакуумный, одноступенчатый; масляный фильтр; вакуумный шланг; регулировочный клапан, прецизионный, для толстостенных бутылок; прибор для измерения давления; переходник, Т-образный; безопасный соединительный шнур, 32 А, красный; безопасный соединительный шнур, 32 А, синий.

ВВЕДЕНИЕ

Явления и процессы, связанные с протеканием электрического тока через газ, называют *газовым разрядом*. Еще Кулон экспериментально доказал, что электрический заряд стекает с заряженного металлического тела через воздух, а не через изолированную подставку. Фарадей исследовал тлеющий разряд при низких давлениях воздуха (около $1 \text{ гПа} = 10^2 \text{ Па}$). Дальнейшие исследования поведения газового разряда в электромагнитных полях привели к открытию 30 апреля 1897 г. первой элементарной частицы – электрона. В этот день Джозеф Джон Томсон сделал историческое сообщение «Катодные лучи» в Королевском институте Великобритании, в котором объявил, что его многолетние исследования электрического разряда в газе при низком давлении завершились выяснением природы катодных лучей. Поместив газоразрядную трубку в скрещенные магнитное и электрическое поля, он по наблюдению компенсирующего эффекта этих полей надежно определил удельный за-

ряд частиц, поток которых и составлял катодные лучи. Дальнейшие исследования физики газового разряда во многом послужили экспериментальной основой атомной и квантовой физики. Основателем физики газового разряда является ученик Томсона – Таунсенд, создавший в начале XX в. теорию пробоя газа и установивший закономерности ионизации.

Газовые разряды в постоянном электрическом поле разделяют на несамостоятельные и самостоятельные. При нормальных условиях газы состоят, в основном, из нейтральных атомов и молекул, и поэтому не проводят электрический ток. Только ионизованные газы, содержащие свободные электрические заряды, т.е. положительные и отрицательные ионы и электроны, могут быть проводниками тока. Ионы и электроны в газах возникают в результате действия различных внешних факторов: ультрафиолетового излучения, рентгеновских лучей, гамма-квантов, нейтронов, космических излучений, радиоактивных загрязнений, столкновений атомов с электронами и другими частицами, энергия которых превышает энергию ионизации атомов газа. *Энергия ионизации* E_i – минимальная энергия, необходимая для удаления одного электрона из нейтрального атома или молекулы. Разность потенциалов, которую должен пройти электрон, чтобы приобрести энергию ионизации, называется *потенциалом ионизации* $\phi_i = E_i/e$, где e – элементарный заряд. При прекращении действия этих внешних факторов электрический ток исчезает. Такой разряд называется *несамостоятельным*. Типичная зависимость электрического тока в газовом промежутке между электродами от напряжения представлена на рис. 5.16.1.

С ростом напряжения на газовом промежутке ток сначала возрастает, а потом достигает насыщения, что соответствует полному вытягиванию на электроды ионов и электронов, создаваемых различными факторами. При этом электрическое поле между электродами остается слабым. С дальнейшим ростом напряжения ток снова начинает медленно возрастать. Это означает, что электроны за период между двумя последовательными столкновениями с молекулами набирают такую кинетическую энергию, что ударная ионизация молекул приводит к рождению вторичных ионов и электронов. В результате возникают и развиваются электронные лавины, представляющие собой ток первичных (от внешних ионизаторов) и

огромного числа вторичных электронов. Образование лавин зависит от давления газа и энергии ионизации молекул. Энергия ионизации молекулы азота составляет 14,5 эВ, энергия ионизации молекулы кислорода – 12,5 эВ. Газовый разряд остается несамостоятельным.

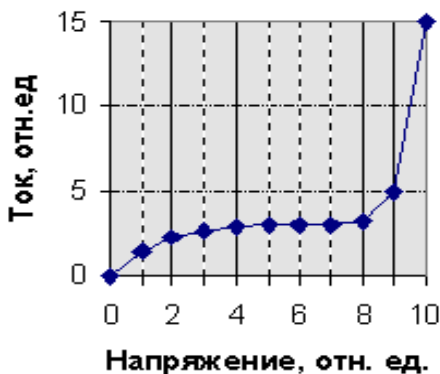


Рис. 5.16.1

Однако в сильном электрическом поле происходит скачкообразное увеличение тока – возникает электрический пробой. Соответствующее напряжение на газовом промежутке называется *напряжением пробоя*. Если после возникновения пробоя убрать внешние факторы, приводящие к ионизации молекул, то разряд не прекращается и переходит в режим самостоятельного разряда, так как теперь ионизация поддерживается процессами в самом разряде.

Первая модель перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный была предложена Таунсендом. Введем коэффициент объемной ионизации α , численно равный среднему количеству электрон-ионных пар, образуемых одним электроном на единице длины пути. Этот коэффициент зависит от давления p и от напряженности электрического поля E . Рассмотрим упрощенную модель ионизации молекул в газовом промежутке между двумя плоскими электродами: катодом и анодом (рис. 5.16.2). В упрощенной модели рассматриваются только электроны и однозарядные положительный ионы малых концентраций.

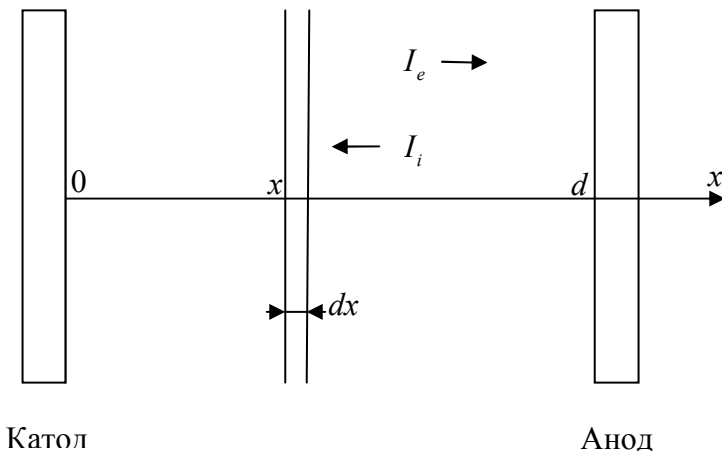


Рис. 5.16.2

На расстоянии x от катода в слое толщины dx один электрон создает αdx электрон-ионных пар. Если со стороны катода в этот слой втекает электронный поток I_e , то в слое он возрастает на величину $dI_e = I_e \alpha dx$. Интегрирование этого уравнения в предположении, что α не зависит от x (справедливо для малых токов), дает

$$I_e(x) = I_e(0)e^{\alpha x},$$

где $I_e(0)$ – электронный поток, втекающий с катода в газовый промежуток. Видно, что электронный поток на аноде возрастает в $e^{\alpha d}$ раз, где d – межэлектродное расстояние. Это режим размножения электрон-ионных пар вследствие развития электронных лавин. Поток электронов I_e направлен от катода к аноду, а поток ионов I_i имеет противоположное направление от анода к катоду. Если между катодом и анодом нет объемных зарядов, то электрический ток через любое поперечное сечение разряда с координатой x один и тот же и складывается из тока электронов $(-e)I_e(x)$ и тока положительных ионов $e(-I_i(x))$. Тогда электрический ток на аноде, состоящий только из тока электронов, будет равен электри-

ческому току на катоде $(-e)I_e(d) = e(-I_i(0)) + (-e)I_e(0) = \text{const}$. Откуда получим:

$$I_i(0) = I_e(d) - I_e(0) = I_e(0)(e^{\alpha d} - 1). \quad (5.16.1)$$

Теперь предположим, что каждый пришедший на катод ион выбивает из катода в среднем γ вторичных электронов ($\gamma = 10^{-1} \sim 10^{-3}$ – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии). Тогда полный электронный поток из катода будет складываться из потока, образуемого внешними факторами I_1 , и потока вторичных электронов: $I_e(0) = I_1 + \gamma I_i(0)$. Подставляя сюда соотношение (5.16.1) и решая последнее уравнение относительно $I_e(0)$, найдем электрический ток через газовый промежуток, равный току электронов через анод

$$(-e)I_e(d) = (-e)I_e(0)e^{\alpha d} = (-e) \frac{I_1 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}.$$

Электрический ток зависит от коэффициентов α и γ . С ростом напряженности электрического поля эти коэффициенты растут (так как увеличиваются скорости электронов и ионов), и ток возрастает. При достижении некоторого значения напряженности электрического поля знаменатель этого выражения стремится к нулю, а ток стремится к бесконечности при сколь угодно малом значении I_1 (почти при отсутствии внешних факторов). Происходит переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному – наступает пробой. Условие пробоя (критерий Таунсенда) имеет вид

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (5.16.2)$$

Минимальное напряжение на газовом промежутке, приводящее к пробую, называется *пробивным* $U_{\text{пр}}$. Соответствующая минимальная напряженность однородного электрического поля называется *пробивной напряженностью* $E_{\text{пр}} = U_{\text{пр}}/d$.

Исследуем зависимость коэффициента объемной ионизации α от пробивной напряженности $E_{\text{пр}}$ и давления газа p . Рассмотрим электрон, который начал двигаться с нулевой начальной скоростью

в электрическом поле $E_{\text{пр}}$ вдоль оси x . Тогда вероятность того, что электрон пройдет путь x без столкновений, будет равна $\exp(-x/l)$, где l – средняя длина пробега электрона от одного столкновения с атомом до следующего столкновения. Будем считать, что на этом же пути x в электрическом поле электрон, не испытывающий столкновений, приобретает энергию, достаточную для ионизации атома, т.е. $x E_{\text{пр}} = \varphi_i$. На единице длины пути электрон испытывает $1/l$ столкновений с атомами, а поэтому число ионизаций, производимое на этой длине одним электроном, будет равно коэффициенту объемной ионизации

$$\alpha = (1/l) \exp\left(-\varphi_i / (E_{\text{пр}} l)\right).$$

Длина пробега электрона при постоянной температуре обратно пропорциональна давлению газа: $l = 1/(Ap)$, где A – газовая постоянная. Отсюда следует, что отношение коэффициента объемной ионизации к давлению газа зависит от отношения пробивной напряженности к давлению газа:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E_{\text{пр}}/p}\right), \quad (5.16.3)$$

где A и B – газовые постоянные, получаемые путем измерения. Экспериментальные значения A и B представлены в табл. 5.16.1.

Таблица 5.16.1

Газ	$A, (\text{Па м})^{-1}$	$B, \text{В}(\text{Па м})^{-1}$
Воздух	20	487
CO ₂	27	621
H ₂	7	173
N ₂	13	413
He	4	45
Ar	16	240

Исключая α из уравнений (5.16.2) и (5.16.3), получаем пробивное напряжение

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} d = \frac{Bpd}{\ln \frac{Apd}{\ln(1+1/\gamma)}}. \quad (5.16.4)$$

Из данного выражения видно, что пробивное напряжение зависит от произведения давления в газе на межэлектродное расстояние. Такая закономерность была экспериментально установлена Пашеном еще до создания теории Таунсенда и получила название закона Пашена, согласно которому при постоянстве произведения pd пробивное напряжение газа должно оставаться постоянным. Из формулы (5.16.4) можно найти минимальное значение напряжения пробоя U_{min} :

$$U_{\text{min}} = e \frac{B}{A} \ln(1+1/\gamma), \quad (5.16.5)$$

где число e – основание натурального логарифма.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Вид экспериментальной установки показан на рис. 5.16.3. С помощью вакуумного насоса 1 откачивают воздух из стеклянной камеры, находящейся в блоке 2, предназначенном для исследования плазменных явлений. На электроды камеры подается высокое напряжение источником питания 3. Напряжение в диапазоне 1000 В измеряется мультиметром 4. Давление в камере измеряется прибором для измерения давления 5 (аналоговым или цифровым) и контролируется регулировочным клапаном 6. Расстояние между электродами изменяется микрометрическим винтом 7.

Если из камеры откачать воздух до давления в несколько гигапаскаль и на электроды подать напряжение около 500 В, то при определенном межэлектродном расстоянии будет возникать тлеющий разряд с фиолетовым свечением.

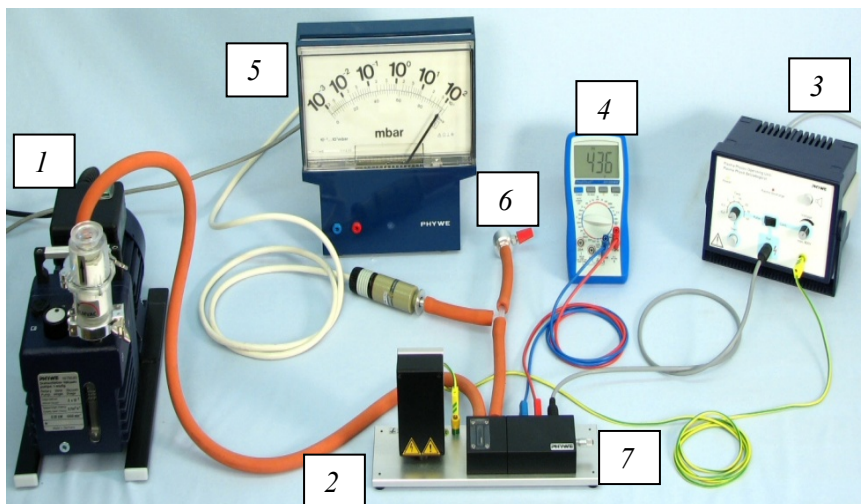


Рис. 5.16.3

ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

Следует соблюдать технику безопасности при работе с источником высокого напряжения (меньше 1000 В). Не перегибать соединительные шнуры, не касаться оголенных клемм, не разбирать блок 2. В течение всего времени работы вакуумного насоса 1 давление в камере не должно превышать нескольких гигапаскаль. Не перегибать вакуумные шланги.

ЗАДАНИЯ

1. Для подключения цифрового мультиметра к экспериментальной установке используйте только изолированные шнуры; на мультиметре выберите диапазон 1000 В. Включите источник питания. Закройте регулировочный клапан и включите вакуумный насос. Отрегулируйте давление в камере до 3 гПа, осторожно открывая регулировочный клапан. Давление следует поддерживать постоянным в течение всей серии измерений. Переключатель рабочего режима на блоке питания в положение «Cont.», а регулятор напряжения – в положение подачи максимального напряжения.

2. При помощи микрометрического винта изменяйте электродное расстояние и определите минимальное расстояние, на котором мо-

жет возникнуть тлеющий разряд с заданным максимальным напряжением. Снова понизьте напряжение и отрегулируйте d до значения, большего, чем минимально возможное расстояние для данного давления. Постепенно повышайте напряжение до тех пор, пока не возникнет электрический пробой и тлеющий разряд с фиолетовым свечением. Это приведет к увеличению тока между электродами и уменьшению напряжения на электродах при данном положении регулятора напряжения. Снова опустите регулятор напряжения в нижнее положение и подождите, пока не исчезнет тлеющий разряд. Запишите межэлектродное расстояние и показание мультиметра, отметив его как напряжение пробоя, в табл. 5.16.2.

Таблица 5.16.2

Межэлектродное расстояние d , мм	Давление p , гПа	pd , Па м	Напряжение пробоя $U_{пр}$, В	Давление p , гПа	pd , Па м	Напряжение пробоя $U_{пр}$, В
0,32	3			6		
0,36	3			6		
0,40	3			6		
0,45	3			6		
0,50	3			6		
0,56	3			6		
0,63	3			6		
0,71	3			6		
0,80	3			6		
0,89	3			6		
1,00	3			6		
1,10	3			6		
1,25	3			6		
1,40	3			6		
1,60	3			6		
1,80	3			6		
2,00	3			6		
2,20	3			6		
2,50	3			6		
2,80	3			6		
3,20	3			6		
3,60	3			6		
4,00	3			6		
4,50	3			6		
5,00	3			6		

3. Увеличьте расстояние между электродами, поддерживая постоянное давление, запишите следующие значения напряжения пробоя. Измерения проводить для межэлектродных расстояний в диапазоне от 0,32 до 5,00 мм с шагом, указанным в таблице.

4. Измерьте зависимость напряжения пробоя при тех же межэлектродных расстояниях для давления 6 гПа. Для получения точных значений при давлении 6 гПа увеличение напряжения возле напряжения пробоя должно проходить медленно, поскольку может понадобиться некоторое время, чтобы установилась достаточная начальная ионизация, необходимая для появления пробоя. Данные измерений также занесите в табл. 5.16.2.

5. По окончании измерений следует выключить источник питания, выключить вакуумный насос и открыть регулировочный клапан.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Рассчитайте произведение давления на межэлектродное расстояние. По экспериментальным данным табл. 5.16.2 постройте график зависимости напряжения пробоя от произведения давления на межэлектродное расстояние для двух значений давления: 3 и 6 гПа. Из графика найдите минимальное значение напряжения пробоя U_{\min} . Потом с помощью (5.16.5) рассчитайте значение коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии γ . Сравните этот коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии с диапазоном $\gamma = 10^{-1} \sim 10^{-3}$ его возможных значений. Конкретное значение этого коэффициента зависит от материала электрода и состояния его поверхности.

На том же графике постройте теоретическую зависимость напряжения пробоя от произведения давления на межэлектродное расстояние. Для этого используйте формулу (5.16.3) с найденным значением коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии γ и значениями газовых постоянных для воздуха из табл. 5.16.1.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

1. Сделайте вывод о согласовании теоретической кривой зависимости напряжения пробоя от произведения давления на межэ-

лектродное расстояние с экспериментальными данными. Имейте в виду, что небольшие отклонения возможны из-за непостоянства влажности воздуха.

2. В разделе «Заключение» кратко изложите метод измерений и основные результаты работы.

3. Обсудите различие экспериментальной и теоретической зависимости напряжения пробоя от произведения давления на межэлектродное расстояние.

4. Обсудите точность измерений и погрешности, которые возникают при данной методике проведения эксперимента.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем отличие самостоятельного газового разряда от несамостоятельного разряда?

2. Что такое электрический пробой в газе?

3. Как определяется потенциал ионизации?

4. Что собой представляют коэффициенты объемной ионизации и вторичной ионно-электронной эмиссии?

5. Каков критерий Таунсенда для электрического пробоя?

6. Как зависит коэффициента объемной ионизации от давления газа?

7. Выведите формулу (5.16.5) для минимального напряжения пробоя.

8. Какова методика измерения напряжения пробоя?

9. Каким образом устанавливается возникновение тлеющего разряда?

10. Как изменяется напряжение между электродами после возникновения электрического пробоя?

11. Каков характер зависимости напряжения пробоя от произведения давления на межэлектродное расстояние?

12. Каковы физические причины отклонений теоретической зависимости напряжения пробоя от экспериментальных данных?

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. Ципенюк Ю.М. Лабораторный практикум по общей физике. Т. 3. Квантовая физика. М.: Физматкнига, 2005.

2. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006.
3. Сивухин Д.В. Электричество. М.: Физматлит, 2004.
4. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн. 5. М.: АСТ, 2007.

Дополнительная

1. Воробьев Г.А., Похолков Ю.П., Королев Ю.Д., Меркулов В.И. Физика диэлектриков (область сильных полей). Учебное пособие. Томск: Изд-во ТПУ, 2003.
2. Газовый разряд. Плазма. Лабораторные работы. М.: Изд-во МФТИ, 2006. С. 10–20.

Работа 5.17

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Цель: изучение дифракционной картины, получаемой при прохождении электронного пучка через тонкий слой поликристаллического слоя графита; определение периодов кристаллической решетки.

Оборудование: электронно-дифракционный аппарат с креплением; источник питания, высоковольтный, 0–10 кВ; высокоомный резистор, 10 Мом; источник питания, 0–600 В; штангенциркуль с нониусом; соединительные шнуры.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно гипотезе де Бройля, любая материальная микрочастица обладает не только корпускулярными, но и волновыми свойствами. Первое экспериментальное подтверждение гипотезы де Бройля было получено в 1927 г. в опытах американских физиков К. Дэвиссона и Л. Джермера. Пучок электронов, ускоренный в электрическом поле с разностью потенциалов 100–150 В, падал на кристалл никеля, играющий роль пространственной дифракционной решетки. Было установлено, что электроны дифрагируют на кристалле, причем именно так, как должно быть для волн, длина которых определяется соотношением де Бройля

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}, \quad (5.17.1)$$

где \hbar – постоянная Планка; p – импульс частицы. Если пучок электронов, имевших нулевую начальную скорость, ускоряется разностью потенциалов U , то в нерелятивистском случае импульс электронов определяется из закона сохранения энергии

$$\frac{p^2}{2m_e} = eU, \quad (5.17.2)$$

где m_e – масса электрона; e – элементарный заряд. Из формул (5.17.1) и (5.17.2) получаем:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_e eU}}. \quad (5.17.3)$$

Подставляя численные значения \hbar , m_e и e в соотношение (5.17.3), получаем расчетную формулу

$$\lambda = \frac{1225}{\sqrt{U}}, \quad (5.17.4)$$

где U выражается в вольтах (В), а λ в пикометрах (пм).

Если учесть релятивистскую зависимость энергии электрона от скорости, то вместо (5.17.4) получим более точную формулу

$$\lambda = \frac{1225}{\sqrt{U}} (1 - 0,49 \cdot 10^{-6} U) \text{ [пм]}. \quad (5.17.5)$$

При ускоряющих напряжениях порядка десятков киловольт длина волны де Бройля для электронов лежит в области длин волн рентгеновского излучения. Поэтому для наблюдения дифракции электронов можно использовать некоторые методы, применяемые для дифракции рентгеновского излучения. Обычно наблюдают дифракцию в кристаллах, которые являются естественными трехмерными дифракционными решетками, как для рентгеновского излучения, так и для электронных пучков.

При падении волны на кристаллическую решетку узлы решетки становятся источниками излучения вторичных волн. Согласно принципу Гюйгенса, для того чтобы найти положение волнового фронта, необходимо каждую точку фронта волны рассматривать как источник излучения элементарной сферической волны. Огибающая элементарных вторичных волн через бесконечно малый промежуток времени дает новое положение волнового фронта. Если вместо сплошной отражающей поверхности имеется совокупность достаточно плотно расположенных на этой поверхности точечных источников вторичных волн, то в картине отражения ничего не изменится. Поэтому если через некоторую совокупность узлов пространственной решетки провести плоскость, она будет отражать падающую волну так, что угол падения будет равен углу отражения. Через узлы пространственной решетки можно провести

много таких кристаллических плоскостей и каждая из них будет отражать волну в соответствующем направлении. Интенсивность отраженной волны, очевидно, тем больше, чем более плотно расположены узлы кристаллической решетки на соответствующей отражающей плоскости.

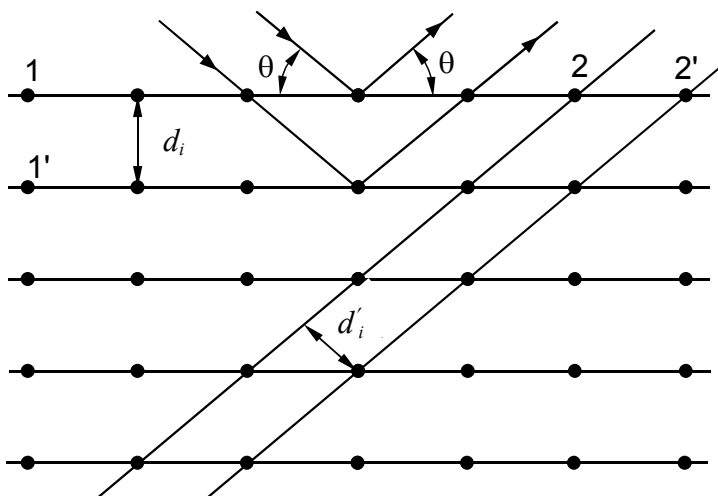


Рис. 5.17.1

Рассмотрим, например, систему плоскостей, образованных атомами в кристалле кубической системы. Пусть на кристалл падает параллельный монохроматический пучок электронов (рис. 5.17.1). Волна отражается от плоскости в таком направлении, что угол отражения равен углу падения, причем это условие не зависит от длины волны. Однако в данном направлении отражение происходит не только от рассматриваемой плоскости, но и от всех других плоскостей, параллельных данной. В результате этого в данном направлении будет распространяться совокупность волн, когерентных между собой, поскольку они являются вторичными волнами, возникшими от одной и той же первичной волны. Следовательно, эти волны должны интерферировать между собой.

Результат интерференции волн зависит от разности их фаз, которая определяется разностью хода. Как видно из рис. 5.17.1, два

луча, отраженные от соседних параллельных плоскостей, имеют разность хода Δ , равную:

$$\Delta = 2d_i \sin \theta_i,$$

где d_i – межплоскостное расстояние для одной из возможных систем атомных (кристаллографических) плоскостей; θ_i – угол скольжения, т.е. угол между падающим пучком и атомной плоскостью. Условие максимума интенсивности

$$\Delta = m\lambda, \quad m = 1, 2, \dots,$$

где m – целое положительное число, определяющее порядок дифракции. Следовательно, условие возникновения дифракционных максимумов в пучке отраженных электронов определяется так же, как и в случае рентгеновских лучей, формулой Брэгга–Вульфа:

$$2d_i \sin \theta_i = m\lambda, \quad (5.17.6)$$

Фактически отражение происходит одновременно не от двух параллельных плоскостей, а от всей системы параллельных кристаллических плоскостей. Эти отражения высшего порядка не изменяют условия отражения (5.17.6), а лишь делают интерференционную картину более выраженной.

Наблюдение дифракционных максимумов позволяет сделать заключение о длине волны, если пространственная структура кристаллов известна, и, наоборот, если известна длина волны, то можно сделать заключение о структуре кристалла. В случае дифракции электронных волн всегда можно воспользоваться кристаллами с известной структурой, изученной, например, с помощью рентгеновских лучей.

В данной работе изучается дифракция электронов на кристаллической решетке графита, представленной на рис. 5.17.2. Атомы углерода в узлах решетки показаны темными кружками, характерные параметры решетки даны в пикометрах.

В поликристаллическом графите связи между отдельными слоями (см. рис. 5.17.2) могут разрушаться, поэтому их ориентация носит случайный характер. Если монохроматический пучок электронов рассеивается на поликристаллической пленке, то вследствие хаотичности в ориентации монокристаллов в пленке всегда имеются системы кристаллических плоскостей, расположенных по отно-

шению к падающему пучку под углами, удовлетворяющими условию дифракционного максимума (5.17.6).

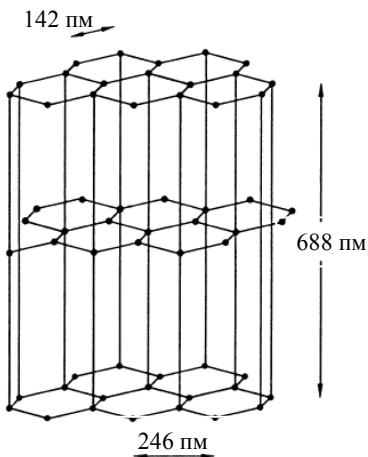


Рис. 5.17.2

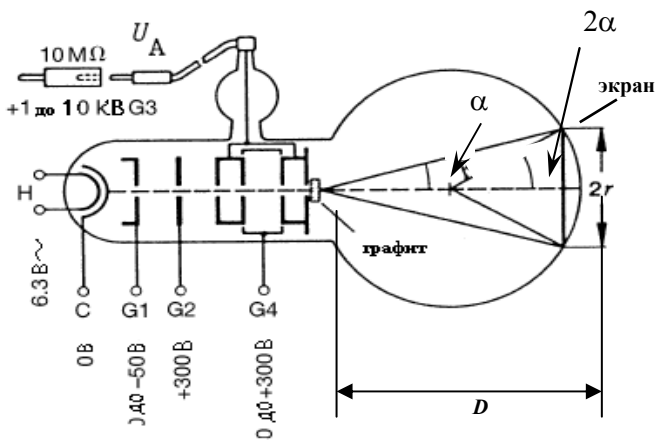


Рис. 5.17.3

На рис. 5.17.3 приведена схема эксперимента по рассеянию электронов на поликристаллическом графите. Электронный пучок, рассеянный под углом α , образует коническую поверхность с осью, направленной вдоль падающего пучка (пунктирная линия на рис. 5.17.3).

Попадая на флуоресцирующий сферический экран электронно-лучевой трубки, пучок электронов образует дифракционную картину в виде концентрических колец, причем дифракционные максимумы интенсивности возникают при выполнении условия (5.17.6).

Заметим, что угол рассеяния α связан с углом скольжения электронного пучка соотношением $\alpha = 2\theta_i$ (см., например, рис. 5.19.7 из работы 5.19). Учитывая это соотношение, находим из рис. 5.17.3 следующую связь угла θ_i с радиусом дифракционного кольца:

$$\theta_i = \frac{1}{4} \arcsin \frac{2r_i}{D}, \quad i=1, 2, \dots \quad (5.17.7)$$

Таким образом, дифракционные кольца, образованные электронами, рассеянными от систем плоскостей с различными межплоскостными расстояниями d_i , будут иметь разные радиусы r_i .

Для малых углов α ($\cos 10^\circ = 0,985$) $\sin 2\alpha \approx 2\sin\alpha$, тогда для малых углов θ получаем $\sin 2\alpha = \sin 2\theta \approx 2\sin\theta$. Исходя из этого синусы в формулах (5.17.6) и (5.17.7) упрощаются и получаем:

$$r_i = \frac{D\lambda}{d_i}. \quad (5.17.8)$$

В качестве примера на рис. 5.17.4 схематически представлены кристаллические плоскости графита, связанные с формированием двух наиболее заметных дифракционных колец в первом порядке дифракции ($m=1$).

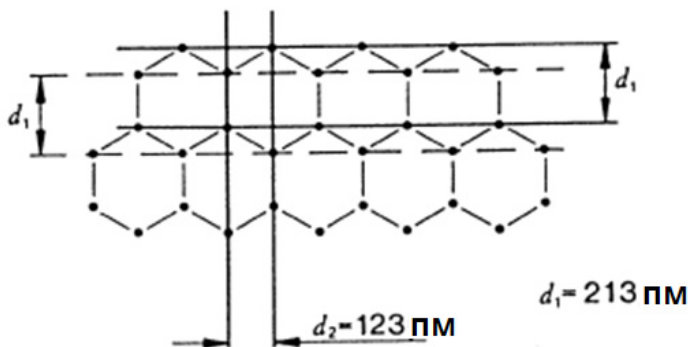


Рис. 5.17.4

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Внешний вид экспериментальной установки для изучения дифракции электронов на кристаллических структурах представлен на рис. 5.17.5. На рисунке даны следующие обозначения: 1 – источник питания высокого напряжения 0–10 кВ; 2 – универсальный источник питания напряжения 0–600 В; 3 – электронно-лучевая трубка.

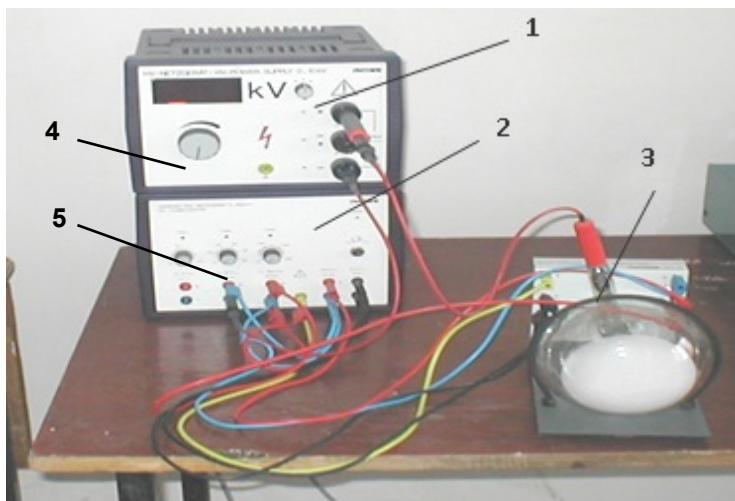


Рис. 5.17.5

Для исследования волновой природы частиц в работе используется электронно-лучевая трубка. Схема этой трубки приведена на рис. 5.17.3. В вакуумной сферической стеклянной трубке электронный пучок фокусируется на тонкий поликристаллический графитовый слой графита. Параметр D , соответствующий наибольшему расстоянию между слоем графита и внутренней стенкой стеклянной колбы, примерно равен диаметру этой колбы. В данной установке $D = 127$ мм. Электроны, рассеянные кристаллами графита, создают дифракционную картину на флуоресцентном слое, расположенном на внутренней поверхности стеклянной трубки. Диаметры дифракционных колец, которые образуются на флуоресцирующем экране трубки, обозначены как $2r_i$.

Величина анодного напряжения U_a , согласно формулам (5.17.4), (5.17.5), влияет на длину волны де Бройля электронов, что, в свою очередь, влияет на условие дифракционного максимума (5.17.6).

ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

1. На высоковольтном источнике питания 1 (см. рис. 5.17.5) не подавать напряжение больше 9,8 кВ.

2. При измерении диаметра колец не допускать соприкосновения штангенциркуля со стеклянной поверхностью электронно-лучевой трубки.

3. Яркое пятно в центре экрана может повредить флуоресцентный слой трубки. Во избежание этого рекомендуется снижать интенсивность подачи света сразу после снятия результатов.

4. При выполнении работы необходимо соблюдать технику безопасности при работе с электрическими цепями.

5. Не выполнять переключения в схеме установки самостоятельно.

6. Перед выключением питания источника высокого напряжения 1 и универсального источника питания 2 уменьшить ускоряющее напряжение на источнике питания до нуля и установить ручку плавной регулировки тока накала в крайнее левое положение.

ЗАДАНИЕ

Определение периода кристаллической решетки графита

1. Проверьте схему присоединения электронно-лучевой трубки к универсальным источникам питания согласно схеме, приведенной на рис. 5.17.6. Для этого необходимо убедиться, что:

- клеммы накала (Н) соединены проводами на трубке с клеммами $\sim 6,3$ В универсального источника питания 0–600 В;
- клемма катода (К) электронно-лучевой трубки соединена проводом с клеммой заземления универсального источника питания 0–600 В;
- клеммы (G1, G2, G4) электронно-лучевой трубки присоединены проводами к клеммам универсального источника питания 0–600 В;

- клемма (G3) электронно-лучевой трубки соединена с клеммой высоковольтного источника питания 0–10 кВ (вольтметр встроен в прибор).

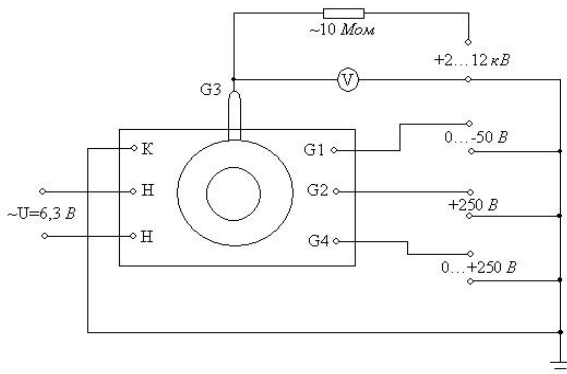


Рис. 5.17.6

Внимание! Перед включением в сеть источника питания высокого напряжения 0–10 кВ и универсального источника питания 0–600 В убедитесь, что ручки 4 и 5 (см. рис. 5.17.5) выведены в крайнее левое положение.

2. Включите питание источника высокого напряжения 1 и универсального источника питания 2 (см. рис. 5.17.5) тумблерами, расположенными на задней стенке приборов.

3. Ручкой плавной регулировки тока накала 5 (см. рис. 5.17.5) установите оптимальное значение тока 50–55 мА.

4. Плавно увеличивая ускоряющее напряжение на источнике питания 1 ручкой 4, получите на экране электронно-лучевой трубки концентрические окружности, изображающие дифракционные кольца. Меняя высокое напряжение в пределах от 4,5 до 9,8 кВ, убедитесь, что диаметр колец меняется (кольца должны оставаться сфокусированными и концентрическими).

5. Измерьте диаметры первых двух образовавшихся максимумов $2r_1$ и $2r_2$ штангенциркулем, прикладывая его к экрану электронно-лучевой трубки, не допуская соприкосновения штангенциркуля со стеклянной поверхностью. Проведите 6–8 измерений

для напряжений от 4,5 до 9,8 кВ с шагом 0,3–0,5 кВ. После изменения напряжения, между измерениями, следует подождать 30 с. Результаты измерений занесите в табл. 5.17.1.

Таблица 5.17.1

№	1	2	3	4	5	6
U_{a_2} , кВ							
$2r_{1_1}$, мм							
$2r_{2_2}$, мм							
λ , пм							

6. Выключите питание источника высокого напряжения 1 и универсального источника питания 2, предварительно уменьшив ускоряющее напряжение на источнике питания до нуля и установив ручку плавной регулировки тока накала в крайнее левое положение.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Рассчитайте по формуле (5.17.4) длину волны де Бройля.
2. Постройте графики зависимости $r_i(\lambda)$ для первых двух дифракционных колец.
3. По тангенсу угла наклона рассчитайте искомые значения d_i , используя формулу (5.17.8) и учитывая, что углы θ_i при $m=1$ малы.
4. Рассчитайте погрешности методом наименьших квадратов.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

1. В разделе «Заключение» кратко изложите метод измерений и основные результаты работы.
2. Сравните экспериментально измеренные и табличные значения d_i для графита.
3. Обсудите возможные причины различий и вклад различных факторов в погрешности результатов.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дайте определение дифракции.

2. Сформулируйте гипотезу де Бройля.
3. Запишите уравнение для длины волны де Бройля.
4. Объясните, как происходит дифракция электронов на кристаллах.
5. Что такое межплоскостное расстояние кристаллической решетки?
6. Выведите формулу Брэгга–Вульфа.
7. Опишите опыт Дэвиссона и Джермера.
8. Как рассчитать длину волны электронов?
9. Оцените ускоряющее напряжение, при котором возможно наблюдать дифракцию электронов на кристаллах.
10. От чего зависит угол дифракции электронного луча в данной работе?
11. Объясните, почему дифракционная картина имеет вид системы концентрических колец.
12. Опишите порядок включения установки.
13. При каких напряжениях U_a проводятся измерения дифракционных колец?

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель АСТ, 2003.
2. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Лаборатория базовых знаний, 2001.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006.
4. Вихман Э. Берклеевский курс физики. Т. 4. Квантовая физика. М.: Наука, 1974.

Дополнительная

1. Шпольский Э.В. Атомная Физика. Т. 1. М.: Наука, 1984; М.: Лань, 2010.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989; Оникс, Мир и Образование, 2007.

Работа 5.18

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Цель: знакомство с явлением электронного парамагнитного резонанса на установке простейшей конструкции; определение фактора Ланде некоторых веществ.

Оборудование: блок питания универсальный; управляющий элемент ЭПР; электронный парамагнитный резонатор; осциллограф; цифровой мультиметр.

ВВЕДЕНИЕ

Резонансное поглощение энергии электромагнитной волны веществом, находящимся в постоянном магнитном поле, называется *магнитным резонансом*. В зависимости от типа частиц – носителей магнитного момента различают электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) и ядерный магнитный резонанс (ЯМР). Таким образом, явление ЭПР заключается в резонансном поглощении электромагнитных волн веществом, находящимся во внешнем магнитном поле и содержащим парамагнитные частицы. Напомним, что вещество называется *парамагнетиком*, если магнитный момент его атомов отличен от нуля. Парамагнитными частицами могут быть атомы и молекулы с нечетным числом электронов (например, атомы азота, водорода, молекулы NO), свободные радикалы химических соединений с неспаренными электронами (например, $-\text{CH}_3$), ионы с частично заполненными внутренними оболочками, электроны проводимости в металлах и полупроводниках и т.д.

Явление ЭПР было открыто Е.К. Завойским в 1944 г. для солей железа. В настоящее время метод ЭПР широко применяется в физической химии, кристаллохимии и биофизике. С помощью ЭПР удалось установить сверхтонкую структуру уровней энергии сложных ионов, более детально изучить строение различных кристаллов, сложных органических молекул и даже биополимеров. В ряде случаев (особенно при изучении строения жидких кристаллов,

сложных органических образований и макромолекул) этот метод имеет существенные преимущества перед методами рентгеноструктурного анализа и аналитической химии. В данной работе ЭПР наблюдается на установке, собранной по самой простой схеме. Для более детального анализа этого явления рассмотрим поведение атомов парамагнитного вещества в магнитном поле.

Если пренебречь ядерным магнитным моментом, то магнитные свойства атома будут определяться орбитальными и спиновыми магнитными моментами электронов, входящих в состав атома. Магнитный момент атома вычисляется суммированием магнитных моментов электронов по правилам квантовой механики. Учет спин-орбитального взаимодействия в атомах легких элементов приводит к следующему выражению для проекции магнитного момента атома на направление z внешнего магнитного поля:

$$\mu_{Jz} = -\mu_B g m_J,$$

при этом полный магнитный момент атома

$$\mu_J = g \mu_B \sqrt{J(J+1)}.$$

В этих формулах $\mu_B = e\hbar/2m_e c$ – магнетон Бора, где, в свою очередь, e – элементарный заряд, m_e – масса электрона, \hbar – постоянная Планка, а c – скорость света в вакууме. Величина g , определяемая соотношением:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)},$$

называется *фактором Ланде* (*множителем Ланде*, *g-фактором*). Квантовые числа L , S , и J характеризуют, соответственно, орбитальный, спиновый и полный момент импульса атома. Магнитное квантовое число m_J , определяющее проекцию магнитного момента, может принимать следующие значения: $m_J = J, J-1, \dots, -J+1, -J$ (всего $2J+1$ значений).

В магнитном поле с индукцией B атом, обладающий магнитным моментом μ_J , приобретает дополнительную энергию:

$$\Delta E' = \mu_B g B m_J. \quad (5.18.1)$$

В результате каждый энергетический уровень атома расщепляется на $2J+1$ равноотстоящих подуровней, которым отвечают различ-

ные значения проекции магнитного момента. Расщепление уровней приводит к расщеплению спектральных линий на несколько компонент. Расщепление спектральных линий при действии на излучающие атомы магнитного поля называется *эффектом Зеемана*. Переходы между расщепленными уровнями ограничены правилами отбора, согласно которым возможны только такие переходы, при которых квантовые числа J и m_J либо остаются неизменными, либо изменяются на единицу: $\Delta J = 0, \pm 1$, $\Delta m_J = 0, \pm 1$.

В качестве примера на рис. 5.18.1 схематически показано расщепление в магнитном поле уровней ${}^2S_{1/2}$ ($L=0$, $S=1/2$, $J=1/2$) и ${}^2P_{3/2}$ ($L=1$, $S=1/2$, $J=3/2$) атома щелочного металла. Переходы между расщепленными уровнями с изменением квантового числа L соответствуют сравнительно большой энергии ΔE . В то же время переходам между подуровнями с одним и тем же квантовым числом L отвечает энергия δE , значительно меньшая ΔE . Поэтому частота соответствующих квантов лежит в радиодиапазоне. Такие переходы становятся возможными в твердом теле, поскольку правила отбора, справедливые для изолированного атома, не действуют в конденсированной среде из-за внутренних взаимодействий.

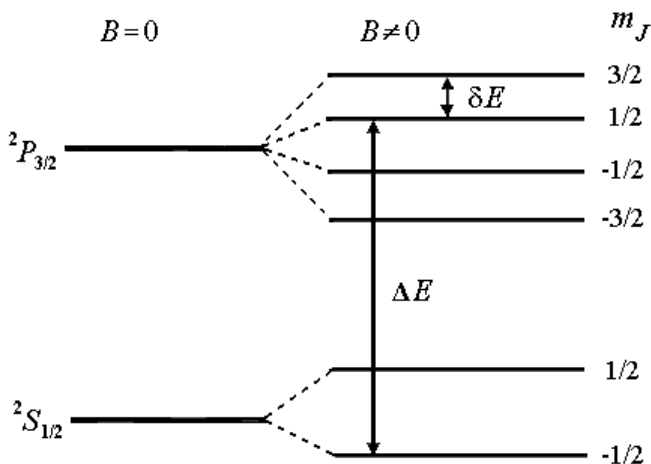


Рис. 5.18.1

Переходы между подуровнями с одинаковым L могут осуществляться под влиянием внешнего электромагнитного излучения, энергия квантов $\hbar\omega$ которого равна энергии расщепления подуровней, т.е. при резонансном поглощении. Из формулы (5.18.1) и правила отбора для m_J следует, что условие резонанса имеет вид

$$\hbar\omega = \delta E = \mu_B g B. \quad (5.18.2)$$

Если значение магнитной индукции $B_{\text{рез}}$, при котором возникает резонанс, и частота электромагнитного излучения известны, фактор Ланде вещества можно вычислить по формуле

$$g = \frac{\hbar\omega}{\mu_B B_{\text{рез}}}. \quad (5.18.3)$$

Величина резонансной частоты ω , а также форма и ширина линий поглощения могут дать ценную информацию о строении молекул или кристаллов. В большинстве случаев парамагнитные вещества (частицы парамагнитной примеси, введенной в вещество), исследуемые методом ЭПР, не являются газами, т.е. не содержат свободных атомов.

Внешние электроны атомов находятся в так называемом внутрикристаллическом поле, представляющем собой суперпозицию электрических полей, создаваемых узлами кристаллической решетки. Взаимодействие электронов с внутрикристаллическим полем приводит к расщеплению уровней энергии и без внешнего магнитного поля. В результате этого в спектре ЭПР появляется несколько линий поглощения – так называемая тонкая структура, а значение g -фактора отличается от его значения для свободной частицы. Кроме того, наличие анизотропных внутренних полей кристаллической решетки приводит к возникновению анизотропии фактора Ланде. Поэтому g -фактор получается различным при разных ориентациях кристалла относительно магнитного поля.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Из условия (5.18.2) следует, что частота электромагнитной волны, при которой наблюдается резонансное поглощение, линейно зависит от магнитной индукции. Наблюдение ЭПР можно осуществить при

небольших магнитных полях в диапазоне ультракоротких радиоволн (УКВ). Так, в данной работе поглощение наблюдается при частоте $\nu \approx 146$ МГц. Такой частоте отвечает длина волны $\lambda \sim 2$ м и резонансное значение магнитной индукции $B \sim 5 \cdot 10^{-3}$ Тл.

На рис. 5.18.2 показан внешний вид экспериментальной установки для изучения ЭПР (а) и ее основные компоненты: блок питания универсальный (б), управляющий элемент ЭПР (в) и электронный парамагнитный резонатор (г).

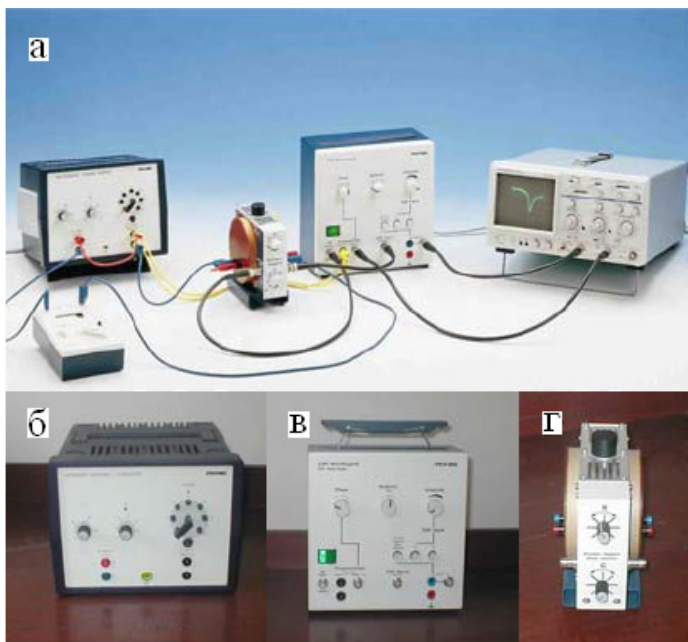


Рис. 5.18.2

Схема измерительного моста электронного парамагнитного генератора показана на рис. 5.18.3.

Мост состоит из магазина сопротивлений R в одной ветви, и цепи резонатора в другой. Исследуемый образец помещается в катушку, находящуюся в цепи резонатора, роль которого играет переменная емкость. Цепь в нижней части рис. 5.18.3 генерирует УКВ излучение. Измерительный мост настроен таким образом, что

активное сопротивление магазина R равно реактивному сопротивлению резонатора. Поэтому разность потенциалов между точками a и b равна нулю. Если внешнее магнитное поле выбрать таким, что в образце будет происходить поглощение энергии, напряжение между точками a и b станет отличным от нуля.

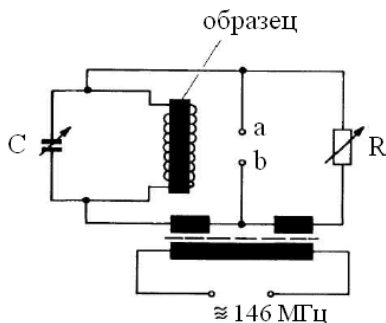


Рис. 5.18.3

В данной работе резонансное поглощение определяется путем измерения напряжения между точками a и b с помощью вольтметра, а также методом модулированного магнитного поля. Суть этого метода состоит в следующем. Если в резонаторе создать такое постоянное магнитное поле, при котором выполняется условие резонанса (5.18.2), то образец в резонаторе начинает интенсивно поглощать электромагнитное излучение. Если поглощение будет повторяться периодически, то его можно наблюдать с помощью осциллографа. Для осуществления периодически повторяющегося поглощения образцом энергии волны на постоянную составляющую магнитного поля накладывается переменное магнитное поле небольшой амплитуды с частотой 50 Гц (рис. 5.18.4, где B_0 – постоянное магнитное поле). При значении магнитного поля, равном $B_{\text{рез}}$, удовлетворяющем условию (5.18.2), которое повторяется дважды за период, интенсивность поглощения образцом резко возрастает. Таким образом, сигнал поглощения возникает дважды за период (50 Гц) колебания. Периодически возникающий сигнал поглощения наблюдается на экране осциллографа.

Измерение $B_{\text{рез}}$ производится следующим образом. Меняя величину постоянного магнитного поля, можно перемещать сигналы на экране осциллографа по горизонтали. Если сигналы расположены на равном расстоянии друг от друга, то $B_{\text{рез}}$ совпадает с величиной

постоянной слагаемой магнитного поля (сплошная горизонтальная прямая).

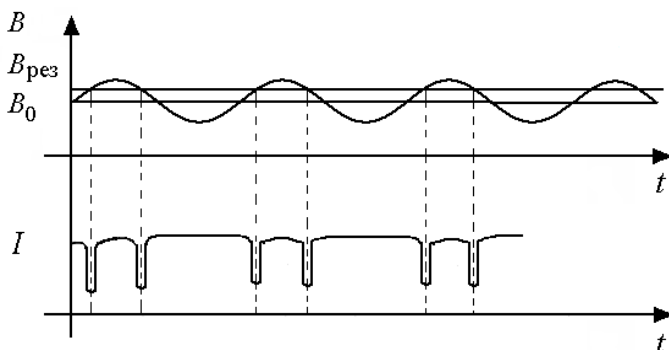


Рис. 5.18.4

Для создания постоянного магнитного поля в работе используются катушки Гельмгольца радиусом $R = 0,054$ м с числом витков $n = 250$. Магнитное поле (в теслах), создаваемое катушками на их оси симметрии, можно вычислить по формуле

$$B = 0,7155\mu_0 \frac{nI}{R}, \quad (5.18.4)$$

где I – сила тока, текущего через катушки, а $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м – магнитная постоянная.

ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

Внимание! Во время сборки схемы и выполнения измерений необходимо соблюдать технику безопасности при работе с электрическими цепями. Вносить изменения в схему следует только при выключенном источнике питания. Недопустимо оставлять работающую установку без надзора.

ЗАДАНИЯ

В работе необходимо измерить значение магнитной индукции $B_{рез}$, при которой в исследуемом образце возникает резонанс. В

качестве образца используется дифенилпикрилгидразил (ДФПГ), молекулы которого имеют незаполненную химическую связь, т.е. являются свободными радикалами. Молекула этого соединения представляет собой один из наиболее устойчивых свободных радикалов, поэтому ДФПГ используется как стандарт при измерениях электронного парамагнитного резонанса.

Задание 1. Определение фактора Ланде с помощью вольтметра

1. Ознакомьтесь с установкой (схема на рис. 5.18.5). Включить блок управления ЭПР и вольтметр.

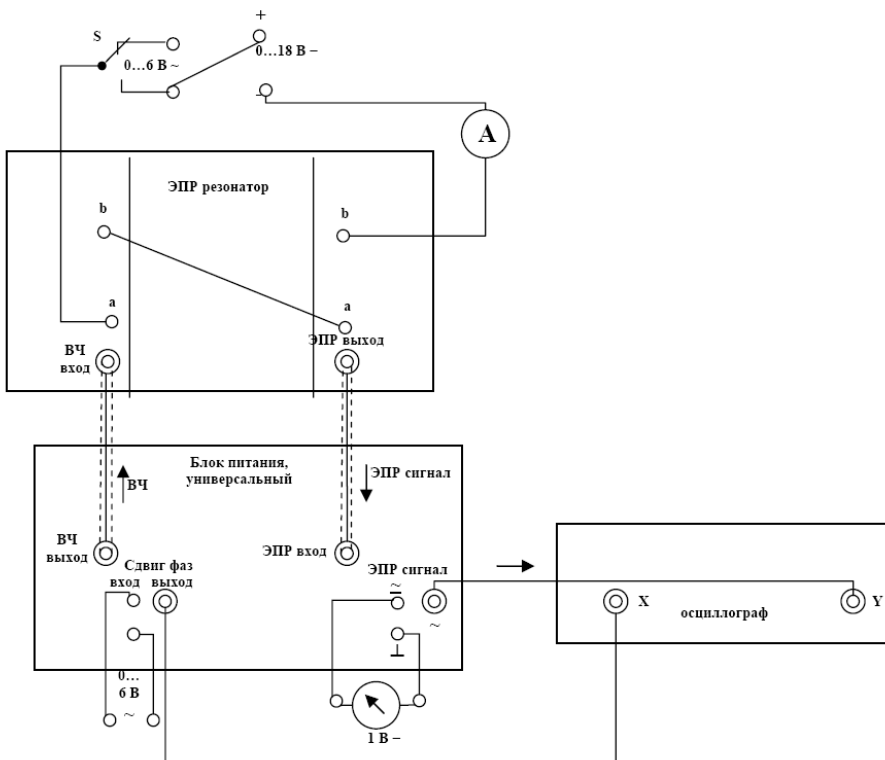


Рис. 5.18.5

2. Сбалансировать измерительный мост. Для этого подключить вольтметр к управляющему элементу ЭПР. В отсутствии внешнего

магнитного поля привести регулятор «R» на электронном парамагнитном резонаторе в центральную позицию, а регулятор «C» – в крайнее левое положение. Установить регулятор «Zero» («Нуль») на управляющем элементе ЭПР в крайнее левое положение. Затем нажать кнопку «Bridge Adjustment» («Баланс Моста») и регулятором «Zero» добиться показания вольтметра, близкого к нулю. Далее, вращая ручки «C» на резонаторе по часовой стрелке зарегистрировать резкий скачок напряжения на вольтметре (от 200 до 700 мВ), после чего ручкой «Zero» установить показания вольтметра на нуль. Регулятор «C» больше не трогать. Нажать кнопку «↔» на управляющем элементе ЭПР. Если показания вольтметра при этом отклонились от нуля, при помощи регулятора «Zero» установить на вольтметре нуль.

3. Подать на резонатор внешнее постоянное магнитное поле. Для этого красный провод на блоке питания должен соединять верхнее гнездо «DC» и нижнее гнездо «AC». Включить блок питания. Поверните ручку «A» на блоке питания по часовой стрелке до предела. Затем, плавно изменяя напряжение регулятором «V», добиться резкого скачка показаний на цифровом вольтметре (т.е. максимального отклонения показаний). С помощью амперметра измерить соответствующее скачку резонансное значение тока $I_{рез}$. Повторить измерение $I_{рез}$ 5 раз. Результаты занести в табл. 5.18.1.

Таблица 5.18.1

$I_{рез}, А$					
$B_{рез}, Тл$					
g					

Задание 2. Определение фактора Ланде с помощью осциллографа

1. Выставить все регуляторы на блоке питания в крайнее левое положение. Включить осциллограф.

2. Подать внешнее магнитное поле с частотой 50 Гц (напряжение 2 В). Для этого красный провод на блоке питания с нижнего гнезда «AC» переключить на верхнее (при отключенном питании). Повернуть ручку «A» на блоке питания по часовой стрелке до предела. На управляющем элементе ЭПР нажать кнопку «~».

3. Плавно изменяя напряжение регулятором «V», добиться появления сигнала поглощения на экране осциллографа (см. рис. 5.18.4). При этом расстояние по горизонтали между двумя последовательными сигналами поглощения должно быть одинаковым. Вращением регуляторов «R» и «C» можно сделать кривую более четкой. Измерить соответствующее значение тока $I_{рез}$ с помощью амперметра. Повторить измерение силы тока 5 раз. Результаты занести в построенную таблицу, аналогичную табл. 5.18.1.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Используя полученные в п. 3 задания 1 значения тока, рассчитать по формуле (5.18.4) резонансные значения магнитной индукции. С помощью формулы (5.18.3) вычислить фактор Ланде вещества. Найти среднее значение g -фактора и оценить его погрешность.

2. Аналогичным образом для каждого значения силы тока, полученного в п. 3 задания 2, вычислить соответствующие значения $B_{рез}$ и g -фактора вещества. Рассчитать среднее значение фактора Ланде и оценить его погрешность.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

1. В разделе «Заключение» кратко изложите содержание и основные результаты работы.

2. Сравните результаты, полученные в заданиях 1 и 2, и сделайте вывод о точности обоих методов. При несовпадении результатов укажите возможные причины расхождения.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается эффект Зеемана?
2. Что такое магнитный резонанс и электронный парамагнитный резонанс?
3. При каком условии возникает явление электронного парамагнитного резонанса?
4. В чем состоит физический смысл фактора Ланде?

5. Для чего в работе на постоянное магнитное поле накладывается переменное поле небольшой амплитуды?

6. Почему при измерении резонансного поглощения добиваются того, чтобы сигналы располагались на одинаковом расстоянии друг от друга?

7. Как подсчитать частоту, на которой будет наблюдаться электронный парамагнитный резонанс, если в качестве образца используется вещество, атомы которого находятся в состоянии $^2P_{1/2}$?
Магнитное поле предполагается заданным.

8. Почему в работе используются именно парамагнитные вещества?

9. К какому диапазону относятся частоты электромагнитных волн, при которых наблюдается резонансное поглощение?

10. В чем заключается принцип действия измерительного моста электронного парамагнитного генератора данной работы?

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель, АСТ, 2003.

2. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Лаборатория базовых знаний, 2001.

3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006.

Дополнительная

1. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т. 2. М.: Наука, 1984; Лань, 2010.

2. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989; Оникс, Мир и Образование, 2007.

3. Попов. А.М., Тихонова О.В. Лекции по атомной физике. М.: Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2007.

4. Белонучкин В.Е., Заикин Д.А., Ципенюк А.М. Основы физики. Курс общей физики. Т. 2. Квантовая и статистическая физика. М.: Физматлит, 2001.

Работа 5.19

ЗАКОН МОЗЛИ

Цель: изучение спектров характеристического рентгеновского излучения железа, меди и молибдена; оценка постоянной экранирования и постоянной Ридберга; проверка закона Мозли.

Оборудование: базовый рентгеновский блок; сменные модули рентгеновских трубок с железным, медным и молибденовым анодами; гониометр; счетчик рентгеновского излучения; кристалл-анализатор LiF; персональный компьютер.

ВВЕДЕНИЕ

Наряду с периодически изменяющимися свойствами элементов, такими, как химическая индивидуальность атомов, оптические спектры, которые определяются периодически повторяющейся структурой внешней электронной оболочки, существуют свойства элементов, меняющиеся монотонно с изменением порядкового номера элемента. В этом случае свойства элементов определяются зарядом или массой ядра. Такого рода свойства имеют, в частности, характеристические рентгеновские спектры, частоты которых растут с увеличением порядкового номера элемента, т.е. с увеличением заряда ядра.

Характеристическое рентгеновское излучение возникает на фоне тормозного рентгеновского излучения, которое возбуждается при торможении быстрых электронов на поверхности катода. Распределение интенсивности тормозного излучения по длинам волн, т.е. рентгеновский спектр, имеет непрерывный характер, схематически показанный на рис. 5.19.1. Характеристическое излучение проявляется в виде отдельных резких пиков. На рис. 5.19.1 показаны два рентгеновских спектра, отвечающие разным напряжениям на рентгеновской трубке ($U_1 < U_2$). Наличие коротковолновой границы тормозного спектра, обозначенной на рис. 5.19.1 как λ_1 и λ_2 , объясняется тем, что энергия рентгеновского кванта не может быть

больше кинетической энергии налетающих электронов, и, следовательно, длина волны квантов должна быть ограничена «снизу» (см. работу 5.12).

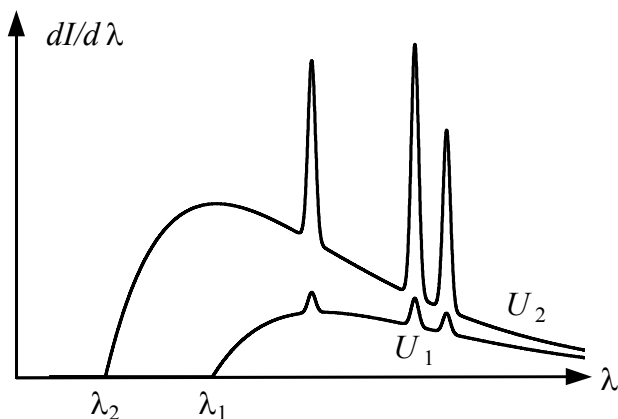


Рис. 5.19.1

Пики характеристического излучения возникают, если энергия электронов, бомбардирующих анод рентгеновской трубки, достаточна для вырывания электронов из внутренних оболочек атомов вещества анода. Вакансии во внутренних оболочках, возникающие в результате ионизации, заполняются за счет серии (каскада) переходов электронов из внешних оболочек атомов. Возбужденные атомы (точнее, ионы), переходящие в основное энергетическое состояние, испускают несколько рентгеновских квантов. В результате возникает линейчатый спектр, длины волн пиков которого зависят исключительно от вещества анода. Для наблюдения характеристического излучения необходимо, чтобы напряжение на рентгеновской трубке превосходило некоторое определенное значение, зависящее от материала анода.

Электронные оболочки невозбужденных атомов принято обозначать буквами K , L , M и т.д., которым отвечают значения главного квантового числа $n = 1, 2, 3, \dots$ Если электрон выбит из одной из внутренних оболочек атома, то атом становится ионом, а на месте выбитого электрона образуется «дырка» (недостаток электрона). Дырка в замкнутой оболочке может формально находиться в различных квантовых состояниях, которым отвечают различные уров-

ни энергии возбуждения атома (рис. 5.19.2). Если дырка замещается электроном одной из внешних оболочек атома, то она, в свою очередь, переходит на место данного электрона. Таким образом, при переходах электронов на освобождающиеся места дырка совершает переход на внешнюю оболочку атома. Каждый переход дырки, показанный стрелками на рис. 5.19.2, сопровождается излучением кванта, который относится к рентгеновскому диапазону. Если электрон был выбит из K -оболочки, то при переходах дырки излучается серия, называемая рентгеновской K -серией.

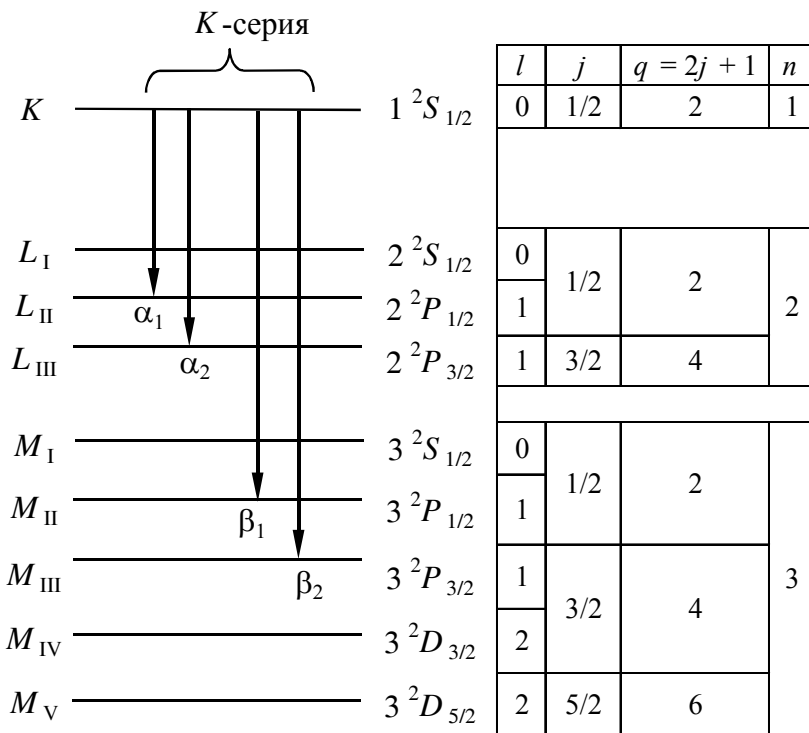


Рис. 5.19.2

Линии этой серии обозначаются K_α , K_β , K_γ и т.д. Спектральные линии, излучаемые при переходах дырки с оболочек L , M , N , ..., обозначаются теми же буквами, например L_α , L_β и т.д. Заметим, что

схема рентгеновских уровней во многом аналогична схеме уровней энергии в атоме с одним валентным электроном (водород, атомы щелочных металлов). Известно, что для описания структуры энергетических уровней в щелочных металлах используют приближенное представление об индивидуальном состоянии (пси-функции) валентного электрона в атоме, которое характеризуется набором квантовых чисел: n , l и m . Сложение орбитального момента импульса со спином электрона ($s = 1/2$) дает полный момент импульса, определяемый квантовым числом $j = l + 1/2$, $l - 1/2$ ($j = 1/2$, если $l = 0$). По аналогии, квантовое состояние дырки в возбужденном атоме (ионе) определяется теми же квантовыми числами. Поэтому все переходы между рентгеновскими уровнями происходят в соответствии с правилами отбора, которые одинаковы для валентного электрона и для дырки, т.е. $\Delta l = \pm 1$ и $\Delta j = 0, \pm 1$. Согласно этим правилам составлена таблица возможных значений квантовых чисел (см. рис. 5.19.2), из которой, в частности, следует, что линии K -серии являются дублетными. Линии тонкой структуры обозначаются так: $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$ и т.д.

После удаления электрона из одной из внутренних оболочек атом переходит в возбужденное состояние, поскольку его энергия увеличивается на величину энергии ионизации. Соответствующая схема энергетических уровней многоэлектронного атома (иона) приведена на рис. 5.19.2. В результате ионизации энергия атома становится тем больше, чем ниже находился уровень энергии, с которого был выбит электрон. Поэтому схема энергетических уровней возбужденного атома (см. рис. 19.2) оказывается обращенной по отношению к схеме уровней невозбужденного атома. Иными словами, рентгеновская схема уровней является обращенной по отношению к оптической схеме уровней атома. Еще одна ее особенность состоит в том, что интервалы между рентгеновскими уровнями возбужденного атома (иона) на 3–5 порядков превосходят соответствующие интервалы между оптическими уровнями энергии возбужденного атома. Схема на рис. 5.19.2 ограничена тремя внутренними оболочками K , L , и M со значениями главного квантового числа $n = 1, 2$ и 3 соответственно.

Рентгеновские характеристические спектры различных элементов отличаются сравнительной простотой и схожей структурой.

Это связано с тем, что при переходе от одного элемента к следующему структура внутренних электронных оболочек атома изменяется незначительно. При возрастании атомного номера Z на единицу рентгеновский характеристический спектр элементов сохраняет свою структуру; происходит лишь незначительное смещение всех рентгеновских линий в сторону более высоких частот. Эта особенность рентгеновских спектров впервые была обнаружена экспериментально английским физиком Г. Мозли в 1913 г. Согласно установленному им закону, частоты спектральных линий характеристического рентгеновского излучения зависят от атомного номера Z элемента следующим образом:

$$\sqrt{\nu} = M(Z - \sigma), \quad (5.19.1)$$

где M и σ – постоянные. Для разных серий рентгеновских спектров эмпирические константы M и σ принимают разные значения. Например, для K -серии $\sigma_K \approx 1$, для L -серии $\sigma_L \approx 7,5$.

Исследования Мозли показали, что величиной, определяющей место элемента в периодической таблице, является не атомная масса элемента, а заряд его ядра, т.е. *атомный номер*, что было использовано для проверки периодической таблицы и нахождения новых элементов. Таким образом, характеристические рентгеновские спектры позволяют однозначно определять атомные номера элементов.

Поясним происхождение поправки σ в законе Мозли. Число электронов в замкнутой оболочке атома равно $2n^2$, где n – главное квантовое число. K -серия рентгеновского излучения возникает в результате выбивания одного из двух электронов внутренней ($n = 1$) K -оболочки атома. Излучение рентгеновского кванта K -серии обусловлено переходом одного из электронов внешней оболочки атома на освободившееся место в K -оболочке. В первом приближении можно полагать, что этот электрон находится в поле ядра и одного электрона K -оболочки. Остальные электроны «внешней оболочки» создают приблизительно сферически-симметричное электрическое поле. Это поле мало внутри «оболочки», поэтому влиянием остальных электронов можно пренебречь. Таким образом, электрон, совершающий переход на K -оболочку, находится в поле «эффективного ядра» с зарядовым числом $Z - 1$, т.е. поправка $\sigma_K \approx 1$ обусловлена экранированием поля ядра одним электроном K -оболочки.

Серия L рентгеновского спектра возникает в результате выбивания одного из электронов L -оболочки ($n = 2$) атома. Заполненная L -оболочка атома содержит восемь электронов, поэтому после образования в L -оболочке вакансии экранирование ядра осуществляется двумя электронами K -оболочки и семью электронами L -оболочки. Следовательно, постоянная экранирования σ_L близка к девяти, т.е. больше, чем σ_K . Эти рассуждения следует рассматривать лишь как грубую оценку. При ее получении не учитывался, в частности, тот факт, что уровень L состоит из трех подуровней. Точные значения постоянных экранирования следует определять экспериментально.

Квантовые переходы электронов в возбужденном атоме (ионе) эквивалентны квантовым перемещениям дырки, поэтому состояние атома характеризуется индивидуальным квантовым состоянием дырки. В первом приближении частоты линий характеристического рентгеновского спектра можно определить по формуле:

$$\omega = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (5.19.2)$$

где $R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – постоянная Ридберга; Z – заряд ядра; n_1 и n_2 – главные квантовые числа дырки, совершающей переход между соответствующими энергетическими уровнями; σ – постоянная экранирования, $\omega = 2\pi\nu$. Сравнение формул (5.19.1) и (5.19.2) показывает, что уравнение (5.19.2) согласуется с законом Мозли.

В данной работе экспериментально определяются частоты двух первых линий K -серии, обозначаемых K_α ($n_2 = 2$) и K_β ($n_2 = 3$), для трех элементов: Fe ($Z = 26$), Cu ($Z = 29$) и Mo ($Z = 42$).

Спектральный состав рентгеновского излучения можно проанализировать с помощью дифракции излучения на монокристалле. При падении рентгеновского излучения на монокристалл, который можно рассматривать как систему параллельных и равноотстоящих атомных плоскостей (рис. 5.19.3), взаимное усиление рассеянных лучей происходит в направлениях, для которых разность хода $\Delta = AB + BC$, волн, отраженных от соседних параллельных атомных плоскостей решетки, и составляет одну или несколько длин волн.

Данное условие описывается уравнением Брэгга–Вульфа

$$2d \sin \vartheta = n\lambda, \quad (5.19.3)$$

где d – межплоскостное расстояние; ϑ – угол скольжения; λ – длина волны рентгеновского излучения; $n = 1, 2, \dots$ – порядок дифракции.

Для используемого в данной работе монокристалла LiF, вырезанного вдоль кристаллографической плоскости (100), $d = 0,2014$ нм.

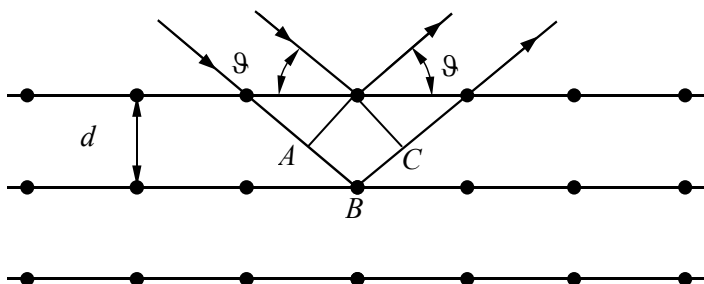


Рис. 5.19.3

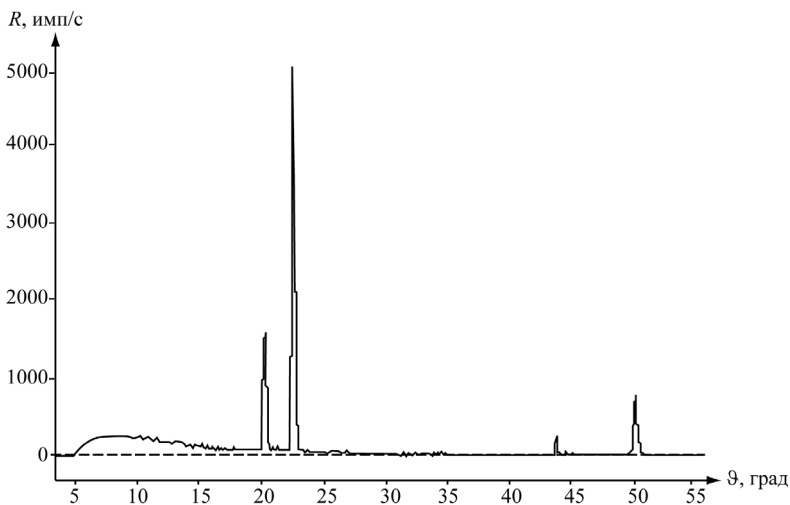


Рис. 5.19.4

В качестве примера на рис. 5.19.4 показаны результаты измерений интенсивности R рентгеновского излучения меди (в данном случае это величина, пропорциональная количеству квантов рент-

геновского излучения, попавших в окно датчика в единицу времени) в зависимости от угла скольжения ϑ . Из рис. 5.19.4 видно, что отчетливо выраженные пики характеристического излучения меди наложены на непрерывный спектр тормозного излучения. Первая пара пиков отвечает линиям K -серии в первом порядке дифракции ($n = 1$). Углу скольжения $\vartheta \approx 20^\circ$ отвечает линия K_β , углу $\vartheta \approx 23^\circ$ – линия K_α . Вторая пара пиков (углы скольжения ϑ приблизительно 44° и 50°) отвечает второму порядку дифракции ($n = 2$).

Справедливость закона Мозли можно проверить, измерив частоты K_α - и K_β -линий и построив для каждой линии экспериментальные графики $\sqrt{\nu} = f(Z)$. Постоянную экранирования σ можно определить графически, экстраполяцией данных зависимостей к значению $\nu = 0$. Однако более предпочтительно определять константы M и σ из уравнения (5.19.1) с помощью метода наименьших квадратов.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Общий вид комплекта используемого оборудования представлен на рис. 5.19.5, где слева показаны два сменных блока рентгеновских трубок.



Рис. 5.19.5

Основные узлы установки смонтированы в едином защитном корпусе, показанном на рис. 5.19.6. Установка содержит: блок рентгеновской трубки 1 с фиксатором 10, расположенным на левой боковой поверхности блока; гониометр 2, перемещающий кристалл-анализатор 8 и детектор излучения 9, которым является счетчик Гейгера; панель управления 3; защитный корпус 4, где размещены блок питания и интерфейс для связи с компьютером; скользящую дверь с фиксатором 5, перекрывающую доступ в зону рентгеновского излучения; индикатор режима работы рентгеновской трубки 6; клавишу включения 7, расположенную на задней стенке прибора.

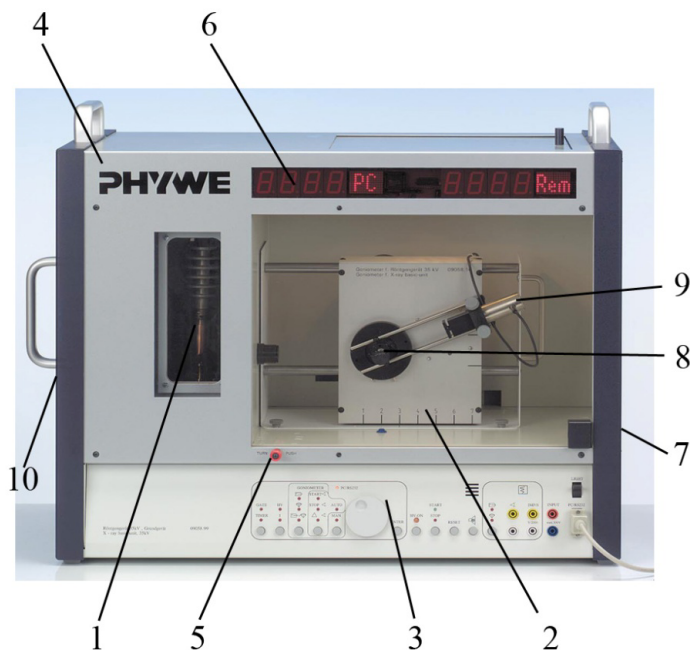


Рис. 5.19.6

Режим работы рентгеновской трубки и гониометра может устанавливаться либо вручную с панели управления, либо программно. В данной работе используется программный способ задания выбранных режимов.

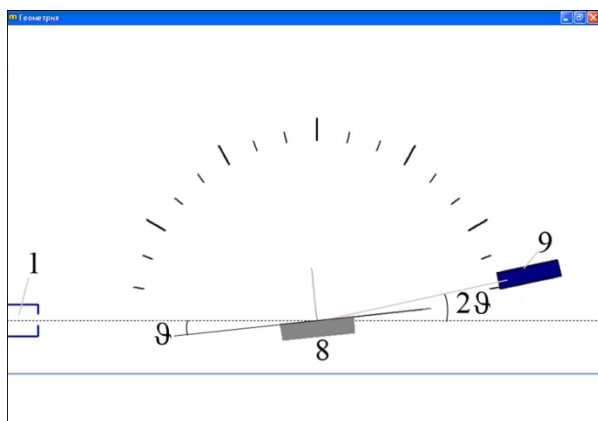


Рис. 5.19.7

Для спектрального анализа рентгеновского излучения в данной работе использован метод вращающегося кристалла, схема которого показана на рис. 5.19.7. Диафрагма с отверстием диаметром 1 мм выделяет узкий пучок излучения рентгеновской трубки 1, направляемого на кристалл LiF 8. Угол скольжения ϑ изменяется при вращении кристалла вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка. Спектральная составляющая рентгеновского излучения с длиной волны λ , для которой выполняется условие (5.19.3), попадает в счетчик Гейгера 9, расположенный под углом 2ϑ по отношению к исходному лучу. Для обеспечения требуемой геометрии в течение всего эксперимента, гониометр 2 одновременно разворачивает кристалл-анализатор 8 на угол ϑ , а счетчик 9 – на угол 2ϑ . Сигнал счетчика поступает в компьютер, который формирует зависимость интенсивности рентгеновского излучения R от угла скольжения ϑ . Угловой шаг регистрации излучения составляет $0,1^\circ$, временной шаг 1 с.

Используемая установка дает возможность задавать различные диапазоны углов наклона кристалла-анализатора (и, соответственно, детектора излучения), что позволяет исследовать весь спектр испускаемого рентгеновского излучения.

ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

При работе с рентгеновской установкой необходимо соблюдать следующие правила.

1. При входе в лабораторию надеть белый халат.

2. Ознакомиться с оборудованием, приборами и принадлежностями в соответствии с разделами «Описание установки и порядок выполнения работы» и «Задания» данного пособия.

3. Если на лабораторном столе имеются дополнительные инструкции, то необходимо их тщательно изучить.

4. Приступать к работе на установках с источниками ионизирующего излучения можно только после проверки преподавателем необходимой подготовки студента и получения устного допуска к выполнению работы.

5. Включать базовый рентгеновский блок и персональный компьютер только в присутствии преподавателя или дежурного сотрудника.

6. Замену сменных модулей рентгеновских трубок производить только в присутствии преподавателя или дежурного сотрудника при выключенном рентгеновском блоке.

7. **Внимание!** Немедленно прекратить выполнение работы, отойти от установки, позвать дежурного преподавателя или сотрудника при обнаружении в процессе работы:

- отклонений от штатных режимов работы установки, подробно указанных в разделе «Задания»;
- срабатывания защитной сигнализации и блокировок;
- нарушения целостности корпуса базового рентгеновского блока;
- других неисправностей (искрения, повышенной вибрации, нестандартного шума от установки).

8. По окончании работы выключить рентгеновский аппарат и компьютер, повесить халат и тщательно вымыть руки.

Внимание! Запрещается следующее.

1. Входить в лабораторию в верхней одежде, вносить пищевые продукты, есть, пить, курить, применять косметику.

2. Ставить на рабочие столы сумки, портфели, класть личные вещи.

3. Покидать рабочее место во время проведения эксперимента.

4. Нарушать пломбы, печати, заграждения.
5. Передвигать базовый блок и персональный компьютер.
6. Допускать отклонения от режимов работы, указанных в разделе «Задания».
7. Оставлять счетчик рентгеновского излучения в прямом пучке рентгеновской трубки в течение более двух минут.

ЗАДАНИЯ

Задание 1. Исследование характеристического рентгеновского излучения железа

1. Собрать установку для проведения эксперимента:
 - установить сменный модуль с рентгеновской трубкой с анодом из Fe;
 - убедиться, что кристалл LiF находится в специальном держателе на гониометре;
 - удостовериться, что гониометр и счетчик излучения подсоединены к соответствующим гнездам в экспериментальной установке;
 - включить рентгеновскую установку на прогрев, нажав клавишу 7 на задней стенке прибора (при этом на панели контроля загорится индикатор «tap», указывающий на возможность ручного введения рабочих параметров трубки);
 - дважды нажать на красный фиксатор 5 (см. рис. 19.6), запирающий скользящую дверь в зону рентгеновского излучения.
2. Включить и подготовить компьютер к работе:
 - выбрать имя пользователя «User»;
 - на рабочем столе компьютера выбрать окно «m» (measure);
 - активизировать красную кнопку «●» – «Запись нового измерения», расположенную в левом углу верхней панели задач.
3. После того, как на цифровом дисплее и на панели контроля рентгеновского блока засветится сигнал «РС» – «Персональный компьютер» (ПК), а на экране монитора появится диалоговое окно, представленное на рис. 19.8, с клавиатуры ПК ввести параметры эксперимента, указанные на этом рисунке. Затем, убедившись, что установленные параметры соответствуют требуемым, нажать клавишу «Далее». При этом кристалл-анализатор и счетчик Гейгера устанавливаются в заданные начальные положения, а на мониторе

появится окно с клавишей «Начать измерение», и окна (рис. 19.9 и 19.10), отображающие в процессе измерений:

- геометрию эксперимента (см. рис. 19.9);
- текущий угол поворота кристалла (угол скольжения) ϑ от начального значения 5° до конечного 80° (см. рис. 19.10);
- текущий угол поворота детектора рентгеновского излучения (2ϑ) от начального значения 10° до конечного 160° ;
- величину анодного напряжения (35 kV);
- ток эмиссии (1 mA);
- скорость счета (интенсивность излучения) R в имп./с;
- поле для графической визуализации зависимости интенсивности рентгеновского излучения R от угла скольжения ϑ в выбранном диапазоне углов $5\text{--}80^\circ$.

The screenshot shows a software window titled "Тип измере" (Measurement Type) with the following sections:

- Тип измере:** Radio buttons for "спектр" (selected), "кривая передачи", "счет импульсов", and "Опыт Комптона".
- X-данные:** A dropdown menu showing "Угол кристалла".
- Ток эмиссии:** Input field "1" mA.
- Время интеграции:** Input field "1" s.
- Напряжение:** Radio buttons for "постоянное напряжение" (selected) and "переменное напряжени". Input fields for "35" kV, "5" kV (миним. напряжение), "35" kV (макс. напряжение), and "2" kV (рост напряжения).
- Режим вращен:** Radio buttons for "2:1 связанный тип" (selected), "угол кристалла" (45°), and "оба угла постоянны".
- Угол кристалла:** Input fields for "начальный угол" (5°), "конечный угол" (85°), and "приращение угла" (0,1°).
- Установка:** Section for "Материал анода Fe" with dropdowns for "Кристалл" (LiF (100); d=201,4pm), "Абсорбер" (без абсорбера), and "Фильтр" (без фильтра). A button below reads "Кристалл / Абсорбер / Фильтр".
- Дисплеи:** Checkboxes for "Угол кристалл:", "Угол детектор:", "Напряжение", "Ток эмиссии", "Скорость импу", "Спектр", and "Геометрия".
- Buttons:** "Далее" and "Отмена" at the bottom.
- Version:** "Ver 02.00" in the bottom right corner.

Рис. 5.19.8

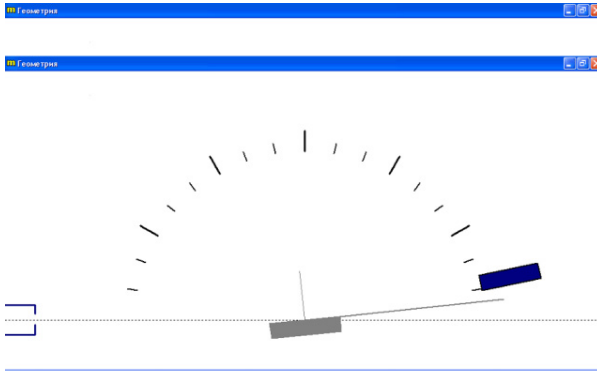


Рис. 5.19.9

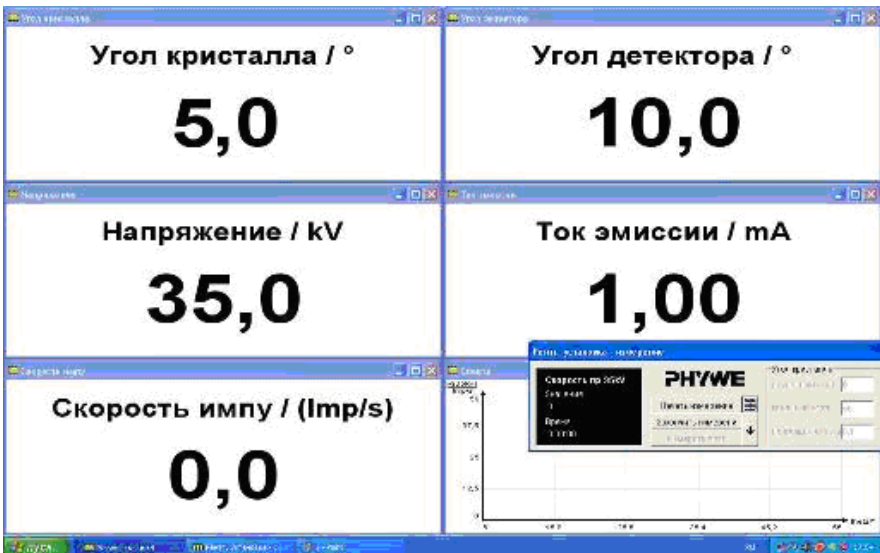


Рис. 5.19.10

Перед началом измерений необходимо убедиться, что держатель с кристаллом LiF и детектор в рентгеновской камере находятся в исходных позициях, что соответствует их расположению схематически показанному на рис. 5.19.9.



4. Снять зависимость интенсивности излучения R рентгеновской трубки с железным анодом как функцию угла скольжения ϑ . Для этого нажать клавишу «Начать измерение», после чего на ее месте появится надпись «Пауза». При этом рентгеновская трубка начинает светиться.

В ходе записи зависимости $R(\vartheta)$ необходимо:

- в течение первых одной-двух минут проследить за движением кристалла и датчика излучения, наблюдая за их перемещением по схеме, представленной на рис. 5.19.9, после чего это окно свернуть;
- в течение последующих 2–3 мин проконтролировать текущие изменения представленных на экране параметров эксперимента (см. рис. 5.19.10);
- затем, убедившись, что в правом нижнем окне идет запись зависимости $R(\vartheta)$, развернуть его на весь экран.

По достижении предельного значения угла скольжения $\vartheta = 80^\circ$ нажать клавишу «Закончить измерение».

5. Приступить к обработке полученной зависимости, для чего:

- активизировать опцию «Обзор», нажав на кнопку  , находящуюся на верхней панели задач; на экране появится сетка, которую можно перемещать по полученной зависимости (при совмещении любого узла сетки с максимумом интенсивности рентгеновского излучения в правом верхнем углу экрана появляется значение угла скольжения ϑ , соответствующее этому максимуму);
- для более точного определения ϑ необходимо выбрать опцию «Таблица данных» (кнопка  расположена на верхней панели задач), в которой содержатся результаты измерения углов ϑ и соответствующие им интенсивности рентгеновского излучения; искомым углам скольжения будут соответствовать значения ϑ , для которых интенсивность (скорость счета импульсов) R оказалась максимальной.

Записать уточненные значения угла скольжения в заранее подготовленную табл. 5.19.1.

Таблица 5.19.1

Анод	Порядок дифракции	ϑ , град	Линия	λ , пм	\sqrt{v} , $\text{с}^{-1/2}$
Fe	$n = 1$		$\text{Fe}K_{\beta}$		
			$\text{Fe}K_{\alpha}$		
	$n = 2$		$\text{Fe}K_{\beta}$		
			$\text{Fe}K_{\alpha}$		
Cu	$n = 1$		$\text{Cu}K_{\beta}$		
			$\text{Cu}K_{\alpha}$		
	$n = 2$		$\text{Cu}K_{\beta}$		
			$\text{Cu}K_{\alpha}$		
Mo	$n = 1$		$\text{Mo}K_{\beta}$		
			$\text{Mo}K_{\alpha}$		
	$n = 2$		$\text{Mo}K_{\beta}$		
			$\text{Mo}K_{\alpha}$		
	$n = 3$		$\text{Mo}K_{\alpha}$		

Задание 2. Исследование характеристического рентгеновского излучения меди

1. Отключить рентгеновскую установку клавишей 7.
2. Извлечь сменный модуль рентгеновской трубки с железным анодом, для этого поднять фиксатор 1θ и выдвинуть модуль влево.
3. Установить сменный модуль рентгеновской трубки с анодом из меди.
4. Включить установку клавишей 7.
5. Провести эксперимент по получению зависимости $R(\vartheta)$ для рентгеновской трубки с медным анодом, повторив пункты 2–5 раздела 1 и заполнив соответствующие строчки табл. 5.19.1.

Задание 3. Исследование характеристического рентгеновского излучения молибдена

1. Действуя в соответствии с пп. 1–5 второго раздела «Задания», получить экспериментальные результаты для рентгеновской трубки с анодом из молибдена. При заполнении табл. 5.19.1 следует учесть, что для молибденового анода в выбранном диапазоне углов ϑ наблюдается линия характеристического излучения MoK_α , соответствующая третьему порядку дифракции ($n = 3$), которая тоже должна быть идентифицирована.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. По формуле (5.19.3) определить длины волн λ и соответствующие им значения $\sqrt{v} = \sqrt{c/\lambda}$, где $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме. Заполнить табл. 5.19.1. Рассчитать средние значения $\langle \sqrt{v} \rangle$ и $\langle \lambda \rangle$ для линий K_α и K_β и занести результаты в табл. 5.19.2.

Таблица 5.19.2

Анод	Линия	$\langle \lambda \rangle$, пм	$\langle \sqrt{v} \rangle$, с ^{-1/2}
Fe	FeK _β		
	FeK _α		
Cu	CuK _β		
	CuK _α		
Mo	MoK _β		
	MoK _α		

2. Построить экспериментальные зависимости $\langle \sqrt{v} \rangle$ от Z для линий K_α и K_β . Считая, что погрешность определения угла $\Delta \vartheta = 0,2^\circ$ (равна средней полуширине характеристического пика $R(\vartheta)$ на половине его высоты), рассчитать погрешности $\Delta \langle \sqrt{v} \rangle$ и нанести их на график. Определить постоянные экранирования σ_{K_α} ,

σ_{K_β} , а также константы M_{K_α} и M_{K_β} методом наименьших квадратов. Найти среднее значение постоянной экранирования σ_K .

3. Воспользовавшись формулой (5.19.2), вычислить постоянную Ридберга для K_α - и K_β -линий и найти ее среднее значение.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

В разделе «Заключение» кратко изложите содержание и основные результаты работы.

Сравните с табличными значениями (табл. 5.19.3) длины волн K_α - и K_β -линий, полученные в результате исследования характеристического рентгеновского излучения Fe, Cu и Mo.

Обсудите степень совпадения результатов с законом Мозли и сравните постоянную экранирования с величиной, предсказанной теорией (см. раздел «Введение»).

Сравните постоянную Ридберга с табличным значением, указанным в начале данного методического пособия.

Таблица 5.19.3

Анод	$\lambda_{\text{табл}}, \text{ пм}$	
	K_α	K_β
Fe	193,5	175,3
Cu	154,1	139,0
Mo	71,2	63,2

Следует либо подчеркнуть совпадение результатов экспериментов с табличными значениями и результатами теории, либо обсудить наблюдаемые различия, указав на их возможные причины.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какой вид имеет спектр характеристического рентгеновского излучения, при каких условиях возникает это излучение?

2. Какие характеристики атома определяют частоты характеристического рентгеновского излучения?

3. В чем заключается различие в спектрах характеристического рентгеновского излучения различных материалов?

4. Сформулируйте закон Мозли.

5. Поясните физический смысл постоянной экранирования σ .

6. Каким способом выделяется отдельная спектральная линия из спектра характеристического рентгеновского излучения, содержащего волны различной длины?

7. Сформулируйте основные этапы выполнения лабораторной работы.

8. Каким методом следует определять постоянные экранирования σ_{K_α} и σ_{K_β} ?

9. Каково предназначение гониометра, используемого в данной работе?

10. Расскажите о методе более точного определения угла скольжения.

11. Что необходимо предпринять в случае нештатной работы оборудования?

12. Выполнение каких этапов эксперимента требует участия преподавателя или дежурного сотрудника?

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель, 2005.

2. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. В 2-х ч. Ч. 1. Атомная физика. М.: Наука, 1986.

3. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2005.

4. Барсуков О.А., Ельяшевич М.А. Основы атомной физики. М.: Научный мир, 2006.

5. Светозаров В.В. Основы статистической обработки результатов измерений. М.: МИФИ, 2005.

Дополнительная

1. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989.

2. Зиненко В.И., Сорокин Б.П., Турчин П.П. Основы физики твердого тела. М.: Физматлит, 2001.

3. Вайнштейн Б.К. Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии // Современная кристаллография. Т. 1 / Под ред. Б.К. Вайнштейна, А.А. Чернова, Л.А. Шувалова. М.: Наука, 1979.

Работа 5.20

ИНТЕНСИВНОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕДИ

Цель: исследование характеристического рентгеновского излучения меди; изучение зависимостей интенсивности характеристических линий CuK_α и CuK_β от тока и напряжения на аноде рентгеновской трубки.

Оборудование: базовый рентгеновский блок, рентгеновская трубка с медным анодом, гониометр, счетчик рентгеновского излучения, кристалл-анализатор LiF, персональный компьютер.

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе изучается рентгеновское излучение, возникающее при столкновении электронов высоких энергий с металлическим анодом рентгеновской трубки, устройство которой схематически показано на рис. 5.20.1. В простейшем случае в стеклянном баллоне с высоким вакуумом расположены два металлических электрода: катод – К, представляющий собой нагреваемую током вольфрамовую нить, и анод (антикатод) – А в виде массивного металлического стержня. За счет термоэлектронной эмиссии с катода создается поток электронов, который ускоряется в межэлектродном пространстве и бомбардирует анод. Для того чтобы возникло рентгеновское излучение, напряжение в межэлектродном пространстве трубки должно быть порядка нескольких десятков киловольт.

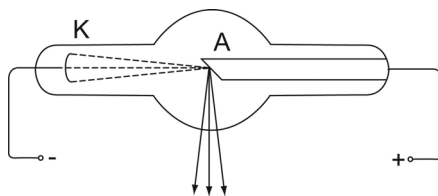


Рис. 5.20.1

При торможении на атомах мишени электроны движутся с ускорением, что приводит к излучению электромагнитных волн в рентгеновском диапазоне. Такой вид излучения, называемый *тормозным*, обладает непрерывным спектром и его свойства совершенно не зависят от материала анода.

При сравнительно небольших энергиях бомбардирующих анод электронов, обусловленных невысоким напряжением на трубке, наблюдается только тормозное излучение. Но по мере увеличения напряжения кинетическая энергия электронов возрастает до значений, достаточных для ионизации атомов материала анода. В том числе оказываются возможными процессы выбивания электронов из заполненных внутренних электронных оболочек атомов. Время жизни возбужденного состояния иона очень мало, поскольку для электронов, находящихся на более высоких оболочках, становится энергетически выгодным переход на освободившееся место. Таким образом, вакансии во внутренних оболочках, возникающие вследствие ионизации, заполняются за счет серии (каскада) переходов электронов из внешних оболочек атомов. Возбужденные атомы (точнее, ионы), переходящие в основное энергетическое состояние, испускают несколько рентгеновских квантов. В результате возникает линейчатый спектр, называемый *характеристическим*, длины волн которого зависят от структуры энергетических уровней атомов, из которых состоит вещество анода. Для наблюдения характеристического излучения необходимо, чтобы напряжение на рентгеновской трубке превосходило некоторое определенное значение, зависящее от материала анода.

Зависимости интенсивности рентгеновского излучения от энергии квантов, т.е. рентгеновские спектры, наблюдаемые экспериментально, являются суперпозицией сплошного спектра тормозного излучения и линейчатого спектра характеристического излучения, который проявляется в виде отдельных пиков.

Структура энергетических уровней ионизованного атома, отвечающих характеристическому рентгеновскому излучению, приведена в работе 5.19 на рис. 5.19.2. Если выбивается электрон с *K*-оболочки атома, то образуется вакансия, которая затем может быть заполнена электронами из *L*-, *M*- и других оболочек. Энергетические уровни этих оболочек расщеплены, поэтому испускаемое при переходах между уровнями энергии излучение образует линии *K*-

серии характеристического излучения элемента материала анода (в первом случае возникает линия K_α , во втором – линия K_β), частоты в которых определяются соотношением

$$h\nu = E_K - E_{L(M)}, \quad (5.20.1)$$

где $h = 6,6256 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; E_K , $E_{L(M)}$ – энергии соответствующих электронных оболочек.

Энергия испускаемого рентгеновского фотона может быть рассчитана по формуле

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \quad (5.20.2)$$

Из всех возможных переходов на K -оболочку наибольшую вероятность осуществления имеют переходы из L -оболочки. Переходы из удаленных оболочек (M , N и т.д.) менее вероятны и поэтому в K -серии наибольшую интенсивность имеют K_α -линии. Интенсивность линии K_β составляет не более 25% от интенсивности K_α -линии. Остальные линии этой серии имеют незначительную интенсивность.

Согласно эмпирической формуле интенсивность R характеристического излучения K -серии зависит от величины анодного тока I_a и анодного напряжения U_a по следующему закону:

$$R = BI_a (U_a - U_K)^{1,5}, \quad (5.20.3)$$

где коэффициент пропорциональности B – постоянная величина, характерная для каждого вида рентгеновских трубок и определяемая экспериментальным путем; U_K – потенциал ионизации K -оболочки, который является порогом возбуждения K -серии.

Спектральный состав рентгеновского излучения можно проанализировать с помощью дифракции излучения на монокристалле. При падении рентгеновского излучения на монокристалл, который можно рассматривать как систему параллельных и равноотстоящих атомных плоскостей (рис. 5.20.2), взаимное усиление рассеянных волн происходит в направлениях, для которых разность хода $\Delta = AB + BC$ волн, отраженных от соседних параллельных атомных плоскостей решетки, составляет одну или несколько длин волн.

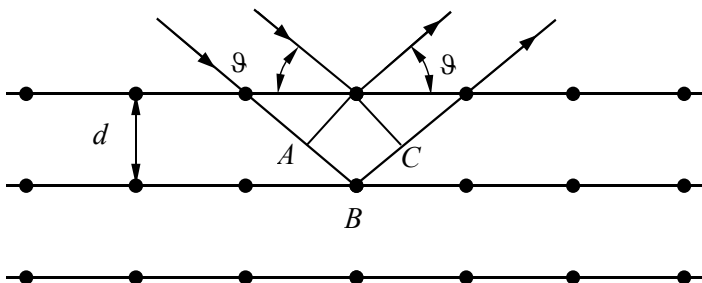


Рис. 5.20.2

Данное условие описывается уравнением Брэгга–Вульфа:

$$2d \sin \vartheta = n\lambda, \quad (5.20.4)$$

где d – межплоскостное расстояние; ϑ – угол скольжения падающего и отраженного рентгеновского излучения; λ – длина волны рентгеновского излучения; $n = 1, 2, \dots$ – порядок дифракции.

Для используемого в данной работе монокристалла LiF, вырезанного вдоль кристаллографической плоскости (100), межплоскостное расстояние $d = 201,4$ пм.

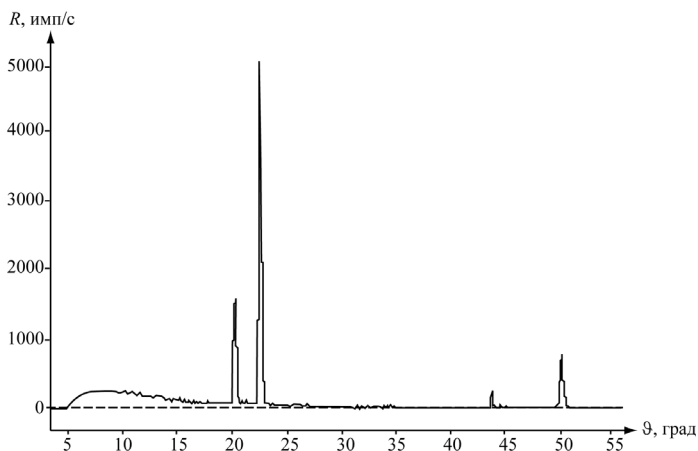


Рис. 5.20.3

На рис. 20.3 показаны результаты регистрации интенсивности рентгеновского излучения меди R (в данном случае это величина,

пропорциональная количеству квантов рентгеновского излучения, попавших в окно датчика в единицу времени) в зависимости от угла скольжения ϑ . Видно, что отчетливо выраженные пики характеристического излучения меди наложены на сплошное тормозное излучение. Первая пара пиков отвечает K -серии излучения в первом порядке дифракции ($n = 1$). Углу скольжения $\vartheta \approx 20^\circ$ соответствует линия K_β , углу $\vartheta \approx 23^\circ$ – линия K_α . Вторая пара пиков (углы скольжения ϑ приблизительно 44 и 50°) отвечает второму порядку дифракции ($n = 2$).

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Общий вид комплекта используемого оборудования представлен на рис. 5.20.4.



Рис. 5.20.4

Основные узлы установки смонтированы в едином защитном корпусе, показанном на рис. 5.20.5. Установка содержит: блок рентгеновской трубки 1 с фиксатором 10, расположенным на левой боковой поверхности блока; гониометр 2, перемещающий кристалл-анализатор 8 и детектор излучения (счетчик Гейгера) 9; панель управления 3; защитный корпус 4, где размещены блок питания и интерфейс для связи с компьютером; скользящую дверь с

фиксатором 5, перекрывающую доступ в зону рентгеновского излучения; индикатор режима работы рентгеновской трубки 6; клавишу включения 7, расположенную на задней стороне прибора.

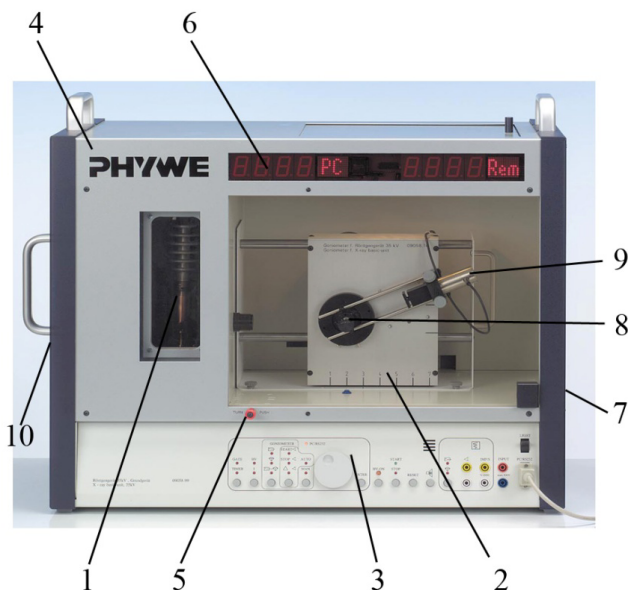


Рис. 5.20.5

Режим работы рентгеновской трубки и гониометра может устанавливаться либо вручную с панели управления, либо программно. В данной работе используется программный способ задания выбранных режимов.

Для спектрального анализа рентгеновского излучения в данной работе использован метод вращающегося кристалла, схема которого показана на рис. 5.20.6. Диафрагма с отверстием диаметром 1 мм выделяет узкий пучок излучения рентгеновской трубки 1, направляемого на кристалл LiF 8. Угол скольжения ϑ изменяется при вращении кристалла вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка. Спектральная составляющая рентгеновского излучения с длиной волны λ , для которой выполняется условие (5.20.3), попадает в счетчик Гейгера 9, расположенный под углом 2ϑ по отношению к исходному лучу. Для обеспечения требуемой геометрии в

течение всего эксперимента гониометр 2 синхронно разворачивает кристалл-анализатор 8 на угол ϑ , а счетчик 9 – на угол 2ϑ . Сигнал счетчика поступает в компьютер, который формирует зависимость интенсивности рентгеновского излучения R от угла скольжения ϑ . Угловой шаг регистрации излучения составляет $0,1^\circ$, временной шаг 2 с.

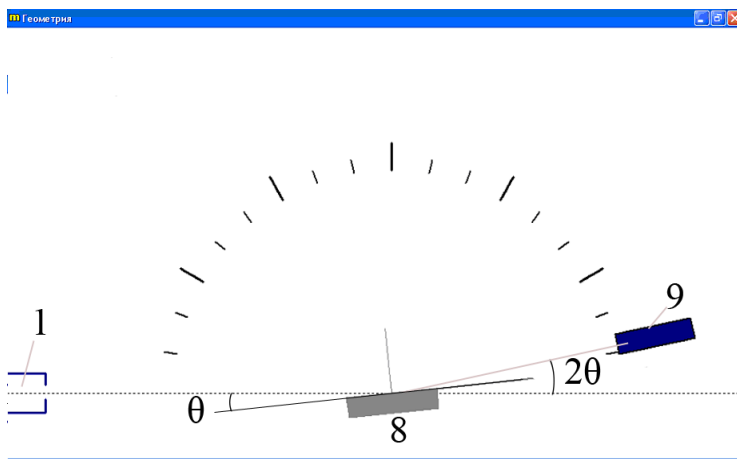


Рис. 5.20.6

Используемая установка дает возможность задавать различные диапазоны углов кристалла-анализатора и, соответственно, детектора, что позволяет исследовать весь спектр испускаемого рентгеновского излучения.

ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

При работе с рентгеновской установкой необходимо соблюдать следующие правила.

1. При входе в лабораторию надеть белый халат.
2. Ознакомиться с оборудованием, приборами и принадлежностями в соответствии с разделами «Описание установки и порядок выполнения работы» и «Задания» данного пособия.
3. Если на лабораторном столе имеются дополнительные инструкции, то необходимо их тщательно изучить.

4. Приступать к работе на установках с источниками ионизирующего излучения можно только после проверки преподавателем необходимой подготовки студента и получения устного допуска к выполнению работы.

5. Включать базовый рентгеновский блок и персональный компьютер только в присутствии преподавателя или дежурного сотрудника.

6. **Внимание!** Немедленно прекратить выполнение работы, отойти от установки, позвать дежурного преподавателя или сотрудника при обнаружении в процессе работы:

- отклонений от штатных режимов работы установки, подробно указанных в разделе «Задания»;
- срабатывания защитной сигнализации и блокировок;
- нарушения целостности корпуса базового рентгеновского блока;
- других неисправностей (искрения, повышенной вибрации, нестандартного шума от установки).

Внимание! Запрещается следующее.

1. Входить в лабораторию в верхней одежде, вносить пищевые продукты, есть, пить, курить, применять косметику.

2. Ставить на рабочие столы сумки, портфели, класть личные вещи.

3. Покидать рабочее место во время проведения эксперимента.

4. Нарушать пломбы, печати, ограждения.

5. Передвигать базовый блок и персональный компьютер.

6. Допускать отклонения от режимов работы, указанных в разделе «Задания».

7. Оставлять счетчик рентгеновского излучения в прямом пучке рентгеновской трубки в течение более двух минут.

ЗАДАНИЯ

Задание 1. Исследование характеристического рентгеновского излучения меди

1. Собрать установку для проведения эксперимента.

Для этого убедиться, что кристалл LiF находится в специальном держателе на гониометре. Удостовериться, что гониометр и счет-

чик излучения подсоединены к соответствующим гнездам в экспериментальной установке. Включить рентгеновскую установку на прогрев, нажав клавишу 7 на задней стенке прибора. При этом на панели контроля загорится индикатор «map», указывающий на возможность ручного введения рабочих параметров трубки. Дважды нажать на красный фиксатор 5 (см. рис. 5.20.5), запирающий скользящую дверь в зону рентгеновского излучения.

2. Включить и подготовить компьютер к работе.

Выбрать имя пользователя «User»; на рабочем столе компьютера выбрать окно «m» (measure). Активизировать красную кнопку «●» – «Запись нового измерения», расположенную в левом углу верхней панели задач.

3. После того, как на цифровом дисплее и на панели контроля рентгеновского блока засветится сигнал «PC» – «Персональный компьютер» (ПК), а на экране монитора появится диалоговое окно, представленное на рис. 5.20.7, с клавиатуры ПК ввести параметры эксперимента, указанные на этом рисунке. Затем, убедившись, что установленные параметры соответствуют требуемым, нажать клавишу «Далее». При этом кристалл-анализатор и счетчик Гейгера устанавливаются в заданные начальные положения, а на мониторе появится окно с клавишей «Начать измерение» и окна (рис. 20.8 и 20.9), отображающие в процессе измерений:

- геометрию эксперимента (см. рис. 20.8);
- текущий угол поворота кристалла (угол скольжения) ϑ от начального значения 5° до конечного 55° (см. рис. 20.9);
- текущий угол поворота детектора рентгеновского излучения (2θ) от начального значения 10° до конечного 110° ;
- величину анодного напряжения (35 kV);
- ток эмиссии (1 mA);
- скорость счета (интенсивность излучения) R в имп./с;
- поле для графической визуализации зависимости интенсивности рентгеновского излучения R от угла скольжения ϑ в выбранном диапазоне углов $5 - 55^\circ$.

Перед началом измерений необходимо убедиться, что держатель с кристаллом LiF и детектор в рентгеновской камере находятся на исходных позициях, что соответствует их расположению, схематически показанному на рис. 5.20.8.

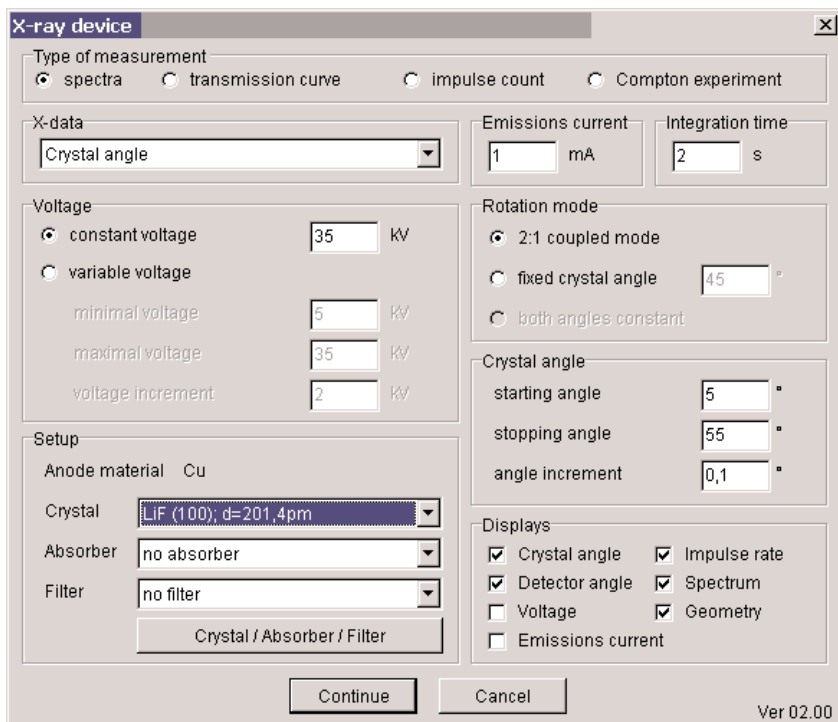


Рис. 5.20.7

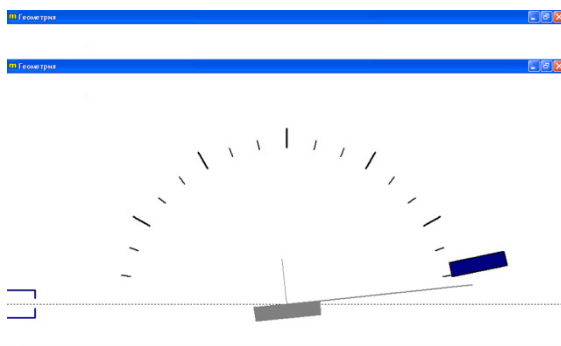


Рис. 5.20.8

4. Снять зависимость интенсивности излучения R рентгеновской трубки с медным анодом как функцию угла скольжения ϑ . Для этого нажать клавишу «Начать измерение», после чего на ее месте появится надпись «Пауза». При этом рентгеновская трубка начинает светиться.

В ходе записи зависимости $R(\vartheta)$ необходимо:

- в течение первых 1–2 мин проследить за движением кристалла и датчика излучения, наблюдая за их перемещением по схеме, представленной на рис. 5.20.8, после чего это окно свернуть;
- в течение последующих 2–3 мин проконтролировать текущие изменения представленных на экране параметров эксперимента (см. рис. 5.20.9);
- затем, убедившись, что в правом нижнем окне идет запись зависимости $R(\vartheta)$, развернуть его на весь экран.

По достижении предельного значения угла скольжения $\vartheta = 55^\circ$ нажать клавишу «Закончить измерение».

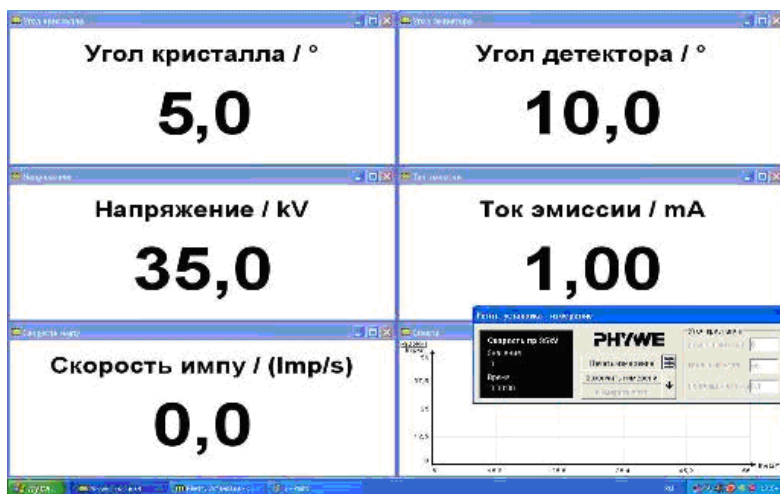



Рис. 5.20.9

5. Приступить к обработке полученной зависимости.

Для этого активизировать опцию «Обзор», нажав на кнопку , находящуюся на верхней панели задач. На экране появится сетка,


которую можно перемещать по полученной зависимости. При совмещении любого узла сетки с максимумом интенсивности рентгеновского излучения в правом верхнем углу экрана появляется значение угла скольжения ϑ , соответствующее этому максимуму. Для более точного определения ϑ необходимо выбрать опцию «Таблица данных» (кнопка  расположена на верхней панели задач), в которой содержатся результаты измерения углов ϑ и соответствующие им интенсивности рентгеновского излучения. Искомым углам скольжения будут соответствовать значения ϑ , для которых интенсивность (скорость счета импульсов) R оказалась максимальной. Записать уточненные значения угла скольжения в заранее подготовленную табл. 5.20.1.

Таблица 5.20.1

Порядок дифракции	ϑ , град	Линия	λ , пм	$\nu \cdot 10^{16}$, Гц ⁻¹	E , эВ
$n = 1$					
$n = 2$					

Задание 2. Исследование зависимости интенсивности характеристических линий от величины анодного тока

1. Записать спектры при следующих рабочих параметрах:

- диапазон сканирования $19 - 24^\circ$;
- анодное напряжение $U_a = 35$ кВ;
- анодный ток устанавливать в диапазоне $0,1 - 1$ мА с шагом в $0,1$ мА.

2. Провести обработку полученных спектров, следуя п. 5 задания 1 и записывая в табл. 5.20.2 значения максимальной интенсивности R_0 из «Таблицы данных» для обеих линий: CuK_β и CuK_α . Значения анодного тока I_a , задаваемые в п. 1 также занести в табл. 5.20.2.

Таблица 5.20.2

Линия	Анодный ток I_a , мА	Интенсивность R_0 , имп./с	Действительная интенсивность R , имп./с

Задание 3. Исследование зависимости интенсивности характеристических линий от величины анодного напряжения

1. Записать спектры при следующих рабочих параметрах:
диапазон сканирования $19 - 24^\circ$;
анодный ток $I_a = 1$ мА;
анодное напряжение устанавливать в диапазоне величин $11 - 35$ кВ с шагом в 3 кВ, занося эти значения в табл. 5.20.3.
2. Провести обработку полученных спектров, следуя п. 5 задания 1 и записывая в табл. 5.20.3 значения максимальной интенсивности R_0 линий CuK_β и CuK_α из «Таблицы данных».

Таблица 5.20.3

Линия	Анодное напряжение U_a , кВ	$(U_a - U_k)^{3/2}$, кВ $^{3/2}$	Интенсивность R_0 , имп./с	Действительная интенсивность R , имп./с

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. По результатам выполнения задания 1, внесенным в табл. 5.20.1, рассчитать длины волн CuK_β и CuK_α характеристического рентгеновского излучения меди, воспользовавшись уравнением (5.20.4) и энергию рентгеновских фотонов по формуле (5.20.2). Найти средние значения длин волн и их погрешности, учитывая, что погрешность определения угла $\Delta \vartheta = 0,2^\circ$ (средняя полуширина характеристического пика $R(\vartheta)$ на половине его высоты).

2. Используя полученные в задании 2 величины интенсивности R_0 , рассчитать действительную интенсивность R , учитывая время простоя счетчика, называемое «мертвым временем», т.е. время, в течение которого счетчик, зарегистрировавший квант излучения, успевает вернуться в исходное состояние, чтобы быть готовым к регистрации следующего кванта. В течение этого времени счетчик нечувствителен к излучению и не регистрирует его. Для этого использовать формулу

$$R = \frac{R_0}{1 - \tau R_0}, \quad (5.20.5)$$

в которой «мертвое время» $\tau = 90$ мкс.

3. Полученные экспериментальные данные представить графически в виде зависимости действительной интенсивности R линий CuK_β и CuK_α от величины анодного тока при постоянном анодном напряжении.

4. Используя метод наименьших квадратов, провести линейную аппроксимацию полученных результатов. По полученному угловому коэффициенту прямой оценить постоянную B из формулы (5.20.3), считая $U_k = 9,0$ кВ. Определить погрешность значения B .

5. Используя полученные в задании 3 величины интенсивности R_0 , рассчитать действительную интенсивность R , учитывая время простоя счетчика по формуле (5.20.5).

6. Полученные экспериментальные данные представить графически в виде зависимости действительной интенсивности R для линий CuK_β и CuK_α от величины $(U_a - U_k)^{1,5}$ при постоянном анодном токе, считая $U_k = 9,0$ кВ.

7. Используя метод наименьших квадратов, провести линейную аппроксимацию полученных результатов. По полученному угловому коэффициенту прямой оценить постоянную B из формулы (5.20.3) и ее погрешность.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

1. В разделе «Заключение» кратко изложите содержание и основные результаты работы.

2. Укажите средние значения λ , ν и E и сравните полученные значения с табличными. Перечислите источники погрешностей и обсудите возможные пути их минимизации.

3. Обсудите соответствие экспериментально полученных зависимостей действительной интенсивности R от I_a от величины $(U_a - U_k)^{1,5}$ эмпирической зависимости (5.20.3).

4. Сравните между собой коэффициенты пропорциональности B , экспериментально определенные в заданиях 2 и 3 для каждой линии, и обсудите степень их совпадения. Укажите их средние значения для каждой линии.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Опишите принцип работы рентгеновской трубки.

2. Что называется характеристическим рентгеновским излучением?

3. Как образуется это излучение?

4. От чего зависит частота линий характеристического излучения?

5. Как рассчитать частоту линий характеристического излучения?

6. Каким способом выделяется отдельная спектральная линия из спектра характеристического рентгеновского излучения, содержащего волны различной длины?

7. Сформулируйте основные этапы выполнения лабораторной работы.

8. Как зависит интенсивность характеристических линий от анодного тока?

9. Как зависит интенсивность характеристических линий от анодного напряжения?

10. Что такое «мертвое время» счетчика?

11. Как учитывается «мертвое время» при анализе результатов записи спектра?

11. Что необходимо предпринять в случае нештатной работы оборудования?

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель, 2005. С. 152–155.
2. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. В 2-х ч. Ч. 1 и 2. М.: Наука, 1986.
3. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2005.
4. Барсуков О.А., Ельяшевич М.А. Основы атомной физики. М.: Научный мир, 2006.
5. Светозаров В.В. Основы статистической обработки результатов измерений. М.: МИФИ, 2005.

Дополнительная

1. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989.
2. Вайнштейн Б.К. Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии // Современная кристаллография. Т. 1 / Под ред. Б.К. Вайнштейна, А.А. Чернова, Л.А. Шувалова. М.: Наука, 1979.

Работа 5.21

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МОНОКРИСТАЛЛА МЕТОДОМ ЛАУЭ

Цель: изучение метода Лауэ; получение и анализ лауэграммы монокристалла LiF с гранецентрированной кубической решеткой; определение индексов Миллера и длин волн рентгеновского излучения.

Оборудование: базовый рентгеновский блок; рентгеновская трубка с молибденовым (Mo) анодом; монокристалл LiF; фото-пленка для рентгеновского диапазона излучения (рентгеновская пленка); кассета для рентгеновской пленки; штангенциркуль; оборудование и растворы для проявления и фиксации рентгеновской пленки (в фотолаборатории).

ВВЕДЕНИЕ

Кристаллами называются твердые тела, обладающие упорядоченной трехмерно-периодической пространственной атомной структурой и имеющие вследствие этого (при определенных условиях образования) форму многогранника. Кристаллы интересовали человека с глубокой древности. Как самостоятельное направление наука о кристаллах – кристаллография – начала формироваться на рубеже XVII–XVIII вв., а открытие в начале XX в. дифракции рентгеновских лучей на кристаллах дало толчок к развитию рентгеноструктурного анализа, который до настоящего времени остается основным методом изучения атомной структуры кристаллических веществ.

Кристаллическая решетка и ее описание. Идеальная кристаллическая решетка образована из тождественных элементарных ячеек (минимальных объемов), еще сохраняющих химические и структурные особенности целого кристалла, заполняющих пространство без промежутков путем дискретных переносов – трансляций. В общем случае каждая такая ячейка представляет собой

косоугольный параллелепипед, построенный на трех векторах a , b и c . Французский физик А. Браве в середине XIX в. выявил 14 возможных типов трехмерно-периодических решеток (так называемых *решеток Браве*). Он показал, что тип решетки зависит от соотношений между ребрами a , b , c и углами α , β , γ параллелепипеда, а также от расположения в ней узлов – структурных единиц (атомов или ионов), образующих решетку.

Среди этих 14 типов кубические решетки, имеющие одинаковые стороны $a = b = c$ и углы $\alpha = \beta = \gamma = \pi/2$, являются наиболее упорядоченными, т.е. они обладают более высокой *симметрией*. На рис. 5.21.1 показаны три возможных типа кубических решеток: а) *примитивная* кубическая решетка, в которой узлы расположены в вершинах элементарного куба; б) *объемно-центрированная* кубическая решетка (ОЦР), где узлы расположены в вершинах и в центре куба; в) *гранецентрированная* решетка (ГЦР), где узлы расположены в вершинах и центрах всех граней куба.

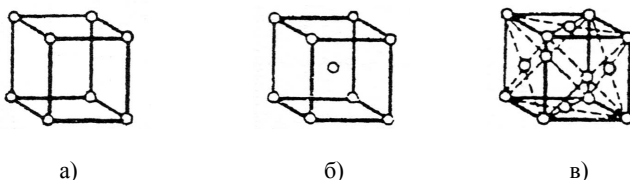


Рис. 5.21.1

Объемно-центрированную, или гранецентрированную, кристаллическую решетку имеет почти половина существующих чистых металлов. Среди них такие распространенные в технике металлы, как железо, медь, никель, вольфрам, серебро и золото.

При аналитическом описании таких геометрических элементов кристалла, как узловая прямая (т.е. прямая, проходящая через узлы) или узловая (атомная) плоскость, используется специальная символика.

Для введения этой символики примем за начало отсчета произвольный узел кристаллической решетки. Тогда радиус-вектор любого другого узла будет определяться соотношением

$$\mathbf{r} = m\mathbf{a} + n\mathbf{b} + p\mathbf{c}, \quad (5.21.1)$$

где \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} – базисные векторы, на которых построена элементарная ячейка; m , n , p – индексы узла, равные целым числам, которыми нумеруют узлы по соответствующим кристаллографическим осям.

Теперь выделим мысленно в кристалле какую-либо узловую прямую и учтем, что в нем существует множество (семейство) прямых, параллельных данной прямой. Для описания этого семейства выбирают прямую, проходящую через начало координат. Ее положение определяется координатами двух узлов, один из которых расположен в начале координат, а другой узел является ближайшим к началу координат. Индексы m , n , p этого узла называются индексами прямой, и для нее вводится обозначение $[mnp]$, которое полностью определяет пространственное направление прямой кристаллической в решетке. Например, прямые $[100]$, $[010]$ и $[001]$ являются осями x , y и z соответственно. Если какой-то из индексов m , n , p является отрицательным, то знак «минус» ставится над ним. Так, направление противоположное оси y обозначается символом $[0\bar{1}0]$.

Пространственная решетка кристалла может быть также представлена в виде семейств узловых плоскостей бесконечным числом способов. Каждое такое семейство узловых плоскостей состоит из параллельных плоскостей, расположенных на равных расстояниях друг от друга, и может быть исчерпывающе охарактеризовано межплоскостным расстоянием и пространственной ориентацией одной из этих плоскостей в используемой системе координат.

Положение атомной (узловой) плоскости в кристалле можно определить, задав отрезки, отсекаемые плоскостью на кристаллографических осях Ox , Oy и Oz . Пусть, например, плоскость отсекает на кристаллографических координатных осях отрезки длиной a , $2b$ и $3c$ соответственно. Введем числа, обратные множителям при постоянных a , b , c , т.е. $1/1$, $1/2$, $1/3$, и определим наименьшие целые числа, отношения между которыми равняются отношениям между этими дробями. Эта процедура дает числа 6, 3, 2. Полученная таким способом тройка чисел называется *индексами Миллера* и обозначается символами (hkl) . В рассмотренном примере плоскость имеет символ (632) .

Если атомная плоскость параллельна координатной оси (т.е. формально они пересекаются в бесконечности), то отсекаемый этой прямой отрезок бесконечно велик и соответствующий индекс равен нулю.

Отрицательные отрезки осей, отсекаемые плоскостями, обозначаются минусом над соответствующими индексами Миллера. Атомные плоскости с символами (hkl) и $(\bar{h} \bar{k} \bar{l})$ относятся к одному и тому же семейству.

В случае кубических кристаллов атомная плоскость (hkl) перпендикулярна узловым прямой $[hkl]$. На рис. 5.21.2 представлены примеры, иллюстрирующие обозначение основных атомных плоскостей кубического кристалла: а) символ (100) указывает на плоскость параллельную осям y и z ; б) символ (110) указывает на плоскость параллельную оси z и проходящую через первые узлы на осях x и y ; в) плоскость, обозначенная символом (111) , проходит через три диагонали элементарной ячейки.

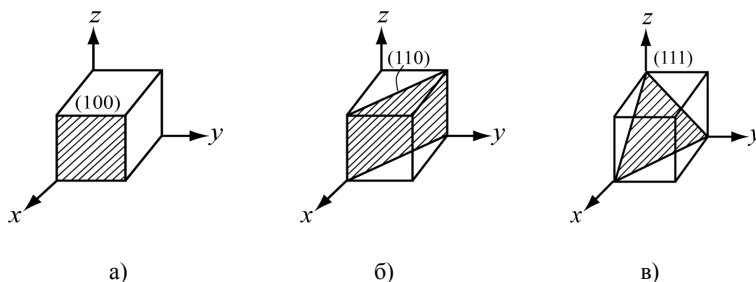


Рис. 5.21.2

Так как для всех кубических решеток модули базисных векторов равны друг другу, то эти решетки характеризуются так называемой «постоянной решетки» a , равной величине модуля базисного вектора.

Метод Лауэ. Среди современных экспериментальных методов исследования структуры кристаллов рентгеноструктурный анализ (или иначе, рентгенография) является наиболее распространенным. Уже в 1912 г. немецкий физик Макс фон Лауэ (ученик М. Планка) указал на возможность использования кристаллов в качестве дифракционной решетки для рентгеновских лучей, имеющих длины волн в диапазоне 0,01–1 нм, что соизмеримо с типичными значениями периодов кристаллической решетки. Полный рентгеноструктурный анализ, использующий различные методы рентгенографии, позволяет установить размеры и форму элементарной ячейки,

определить число атомов, приходящихся на одну ячейку и указать их координаты.

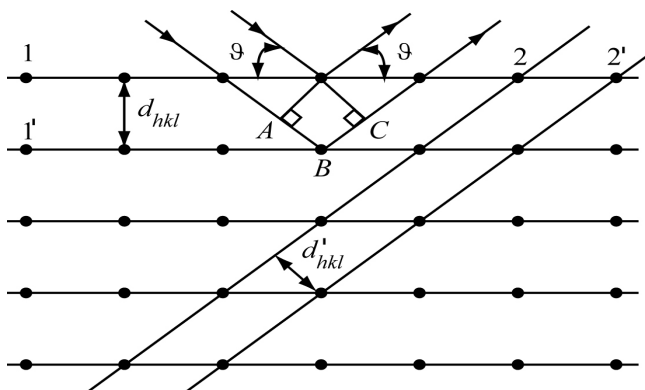


Рис. 5.21.3

Метод Лауэ заключается в получении рентгеновского снимка дифракционной картины (так называемой *лауэграммы*) от неподвижного монокристалла в параллельном пучке немонахроматического рентгеновского излучения. Симметрия в расположении интерференционных максимумов (рефлексов) на картине отражает симметрию кристаллической решетки. Главное назначение метода Лауэ – выявление симметрии кристалла и ориентации его кристаллографических осей.

При падении рентгеновского излучения на монокристалл, который представляет собой систему параллельных и равноотстоящих атомных плоскостей (рис. 5.21.3), взаимное усиление волн, отраженных от соседних параллельных атомных плоскостей решетки, происходит в направлениях, для которых разность хода волн $\Delta = AB + BC = 2d_{hkl} \sin \vartheta$ составляет целое число длин волн.

Условие формирования дифракционного максимума интенсивности волн, рассеянных на кристаллической структуре, определяется уравнением Брэгга–Вульфа:

$$2d_{hkl} \sin \vartheta = n\lambda, \quad (5.21.2)$$

где ϑ – угол скольжения падающего рентгеновского излучения; λ – длина волны излучения; $n=1, 2, 3, \dots$ – порядок дифракции;

d_{hkl} – расстояние между кристаллографическими плоскостями с индексами Миллера (hkl). Для кристаллов с кубической решеткой это расстояние связано с постоянной решетки a следующим соотношением:

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \quad (5.21.3)$$

Межплоскостное расстояние d_{hkl} , входящее в формулу (5.21.2), зависит от положения системы плоскостей, отражающих электронный пучок в кристалле. Например, для систем плоскостей $1-1'$ и $2-2'$ (см. рис. 5.21.3) межплоскостное расстояние будет различным.

В методе Лауэ на кристалл падает рентгеновское излучение со всевозможными длинами волн, и при отражении от определенного семейства плоскостей (hkl) условие дифракционного максимума выполняется только для волн с длиной λ , удовлетворяющих условию (5.21.2). Таким образом, каждому дифракционному максимуму (формирующему на рентгеновской пленке засвеченное пятно – так называемый «рефлекс») на лауэграмме соответствует рентгеновское излучение определенной длины волны, отраженное от семейства кристаллографических плоскостей (hkl).

Двумерная схема, поясняющая процесс рассеяния рентгеновского излучения на монокристалле в методе Лауэ, представлена на рис. 5.21.4. Цифрой 1 указано направление падающего рентгеновского излучения, перпендикулярного рентгеновской пленке, расположенной вдоль оси z схемы, причем центр пленки находится в точке пересечения осей x и z ; цифрой 2 указано направление рассеянного рентгеновского излучения, формирующего дифракционный рефлекс на пленке; \mathbf{n}_{hkl} – вектор нормали к кристаллографической плоскости (hkl), совпадающий по направлению с узловой прямой $[hkl]$; D – расстояние между образцом и рентгеновской пленкой (известное из условий эксперимента).

Расстояние между рефлексом и центром дифракционной картины

$$L = \sqrt{x^2 + z^2}, \quad (5.21.4)$$

причем координаты наблюдаемых рефлексов x и z отсчитываются от центра полученной лауэграммы вдоль соответствующих осей; ϑ_{hkl} – углы скольжения падающего и отраженного рентгеновского излучения, равные друг другу. Экспериментальные значения этого угла определяются из анализа полученной в ходе работы лауэграммы по соотношению

$$\vartheta_{hkl} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{L}{D}. \quad (5.21.5)$$

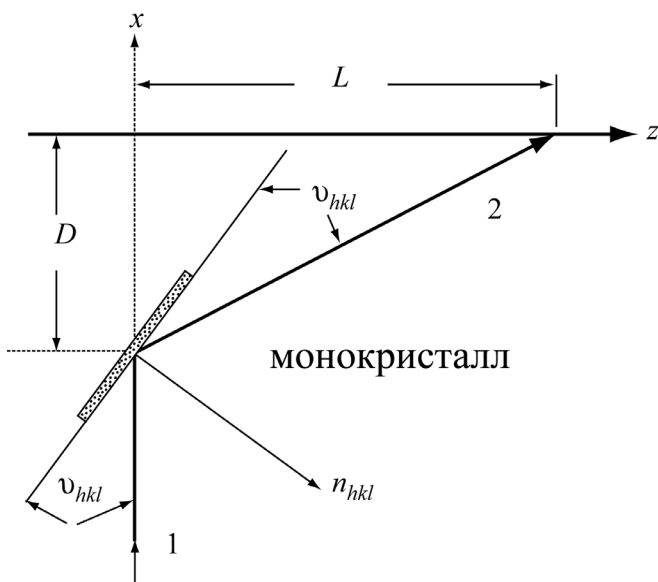


Рис. 5.21.4

На рис. 5.21.5 показана пространственная схема формирования на лауэграмме рефлекса от кристаллографической плоскости произвольной ориентации (hkl). Здесь рентгеновский луч 1 падает на узловую плоскость с миллеровскими индексами (hkl) под углом скольжения ϑ в направлении противоположном кристаллографическому направлению $[h^*k^*l^*]$. Дифракционный рефлекс формируется в точке падения отраженного рентгеновского луча 2 на рентгеновскую пленку, не показанную на этом рисунке.

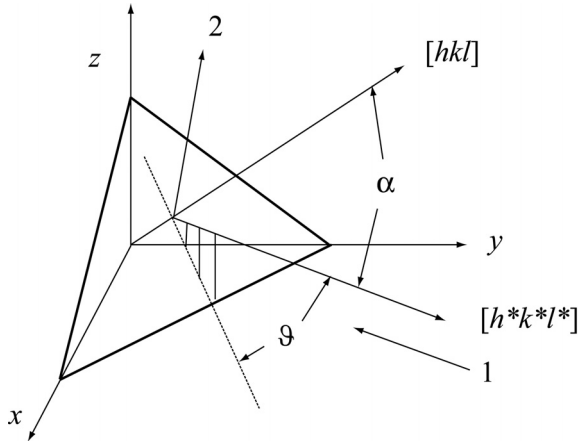


Рис. 5.21.5

Индексами $[hkl]$ обозначено направление узловой прямой, перпендикулярной кристаллографической плоскости (hkl) . Угол падения рентгеновского излучения α отсчитывается от направления нормали к плоскости (hkl) кристалла, т.е. от направления $[hkl]$, и может быть определен через скалярное произведение соответствующих векторов

$$\cos \alpha = \frac{hh^* + kk^* + ll^*}{\sqrt{(h^2 + k^2 + l^2)((h^*)^2 + (k^*)^2 + (l^*)^2)}}. \quad (5.21.6)$$

Угол скольжения падающего рентгеновского излучения равен

$$\vartheta = 90^\circ - \alpha. \quad (5.21.7)$$

В условиях проводимого в данной работе эксперимента рентгеновское излучение падает на образец монокристалла LiF в направлении, противоположном $[100]$. Следовательно, миллеровские индексы $h^* = 1$, $k^* = 0$, $l^* = 0$, и угол скольжения рентгеновского излучения, отраженного от системы плоскостей (hkl) , может быть рассчитан из формулы

$$\sin \vartheta_p = \cos \alpha = \frac{h}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}. \quad (5.21.8)$$

Обработка данных измерений лауэграммы. В качестве примера на рис. 5.21.6 представлена лауэграмма монокристалла с гранцентрированной кубической кристаллической решеткой. На рентгенограмме видна система правильно расположенных дифракционных рефлексов, симметрично расположенных относительно центрального пятна и отражающих симметрию кубической структуры кристалла с узловой плоскостью (100), перпендикулярной падающему рентгеновскому излучению.

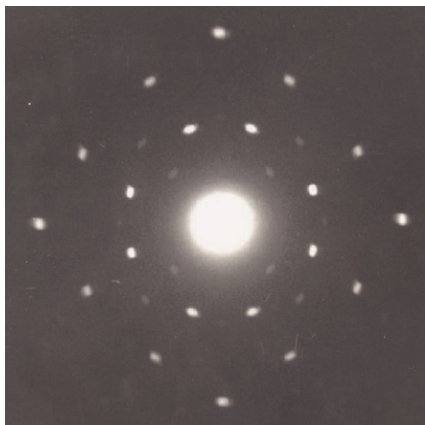


Рис. 5.21.6

Анализ полученной в ходе работы лауэграммы начинается с определения координат x и z для каждого идентифицируемого рефлекса. По полученным значениям вычисляются L и ϑ_{hkl} по формулам (5.21.4) и (5.21.5) соответственно.

Затем путем подстановки в формулу (5.21.8) для $\sin \vartheta_p$ различных комбинаций неотрицательных целых чисел (от 0 до 6) для каждого из рефлексов подбирается набор троек (hkl) индексов Миллера. Критерием правильности подбора индексов h , k , l будет равенство экспериментально определенного по лауэграмме угла скольжения отраженного рентгеновского излучения ϑ_{hkl} (5.21.5) и угла, рассчитанного по формуле (5.21.8):

$$\vartheta_{hkl} = \vartheta_p. \quad (5.21.9)$$

Если условие (5.21.9) выполняется, то индексы Миллера подобраны верно. Соответствующие межплоскостные расстояния d_{hkl} для каждого семейства кристаллографических плоскостей вычисляются по формуле (5.21.3), а длина волны λ рентгеновского излучения, сформировавшего соответствующий рефлекс на лауэграмме, – из уравнения Брэгга–Вульфа (5.21.2).

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Общий вид используемого оборудования и принадлежностей представлен на рис. 5.21.7. Основные узлы установки и блок питания смонтированы в едином защитном корпусе 1. Установка содержит: блок рентгеновской трубки 2 с фиксатором 3, расположенным на левой боковой поверхности корпуса; панель управления 4; скользящую дверь с фиксатором 5, перекрывающую доступ в зону рентгеновского излучения; индикатор режима работы установки 6; клавишу включения 7, находящуюся на задней стороне прибора.

В зоне рентгеновского излучения находятся держатель 8, на который помещается исследуемый кристалл LiF, и рамка 9 для размещения кассеты с рентгеновской пленкой 10; внизу расположена линейка 11, позволяющая определять расстояние от кристалла до пленки с точностью до 1 мм.

Держатель 8 закреплен на диафрагме диаметром 1 мм, обеспечивающей параллельность падающего на кристалл пучка рентгеновских лучей. Рамка 9 расположена так, чтобы рентгеновская пленка была параллельна поверхности изучаемого монокристалла LiF, вырезанного вдоль кристаллографической плоскости (100), и перпендикулярна падающему рентгеновскому излучению. При такой геометрии эксперимента направление падающих рентгеновских лучей совпадает с кристаллографическим направлением [100].

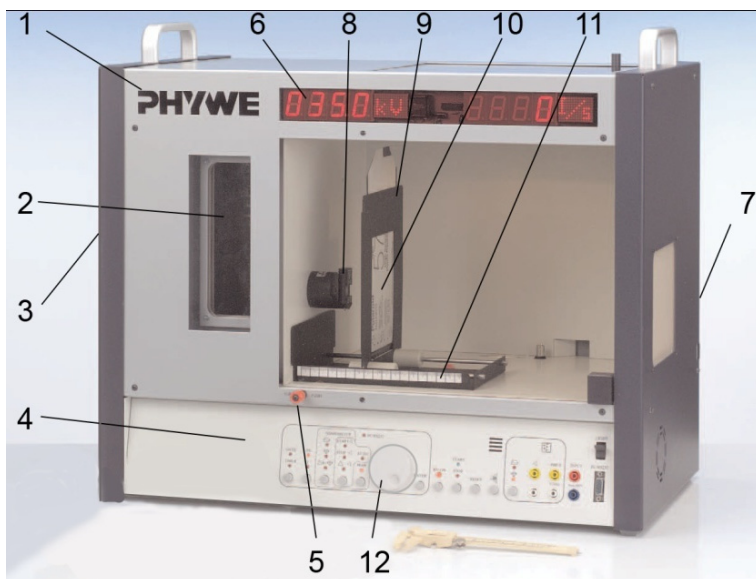


Рис. 5.21.7

На панели управления *4* находятся:

- кнопка «HV-I» переключения режимов установки либо высокого (0,0–35,0 кВ) напряжения «HV», либо эмиссионного тока «I» (0,00–1,00 мА);
- кнопка «GATE-TIMER», которая в положении «TIMER» позволяет установить время экспозиции (1–10⁴ мин) для рентгеновской съемки;
- регулировочная ручка *12* для установки требуемых режимов работы установки (высокого напряжения, эмиссионного тока, времени экспозиции);
- кнопка «ENTER», нажатие которой подтверждает окончание установки требуемых величин напряжения, тока и времени экспозиции (в минутах), отображаемых на индикаторе режима работы *б*;
- кнопка «HV-ON», нажатие которой включает нагрев катода трубки и высокое напряжение (следующее нажатие кнопки выключает рентгеновскую трубку);
- кнопки «START», «STOP» для запуска и остановки таймера, отсчитывающего время экспозиции.

Включение (выключение) установки осуществляется клавишей 7 на задней стороне прибора. При этом на индикаторе отображается тип анода используемой рентгеновской трубки.

В данной работе используется анод из молибдена (Mo). Принцип действия и устройство рентгеновской трубки подробно описаны в работе 5.12.

Для установки требуемого анодного напряжения кнопкой «HV-I» следует выбрать функцию «HV». Задаваемое значение напряжения достигается вращением регулировочной ручки 12. После достижения требуемого значения следует подтвердить окончание установки, нажав «ENTER». Для установки анодного тока используется функция «I» кнопки «HV-I». Вращая регулировочный винт, следует установить требуемое значение анодного тока и подтвердить это, нажав «ENTER».

Чтобы задать требуемое время экспонирования рентгеновской пленки, кнопкой «GATE-TIME» следует выбрать функцию «TIME». Затем, вращая регулировочный винт, установить требуемое время экспозиции, отображаемое на индикаторе, и подтвердить его нажатием «ENTER».

Перед включением рентгеновской трубки кнопкой «HV-ON» следует дважды нажать до упора фиксатор 5, блокирующий открывание двери во время работы рентгеновской трубки. После нажатия кнопки «HV-ON» начинает светиться сама рентгеновская трубка и красный индикатор ее работы на блоке управления. После этого следует сразу нажать кнопку «START» для запуска таймера. Индикатор работы установки показывает оставшееся время экспозиции, по окончании которого рентгеновская трубка автоматически выключится.

ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

При работе с рентгеновской установкой необходимо соблюдать следующие правила.

1. При входе в лабораторию надеть белый халат.
2. Ознакомиться с оборудованием, приборами и принадлежностями в соответствии с разделами «Описание установки и порядок выполнения работы» и «Задания» данного пособия.

3. Если на лабораторном столе имеются дополнительные инструкции, то необходимо их тщательно изучить.

4. Приступать к работе на установках с источниками ионизирующего излучения можно только после проверки преподавателем необходимой подготовки студента и получения устного допуска к выполнению работы.

5. Включать базовый рентгеновский блок только в присутствии преподавателя или дежурного сотрудника.

6. **Внимание!** Немедленно прекратить выполнение работы, отойти от установки и позвать дежурного преподавателя или сотрудника при обнаружении в процессе работы:

- отклонений от штатных режимов работы установки, подробно указанных в разделе «Задания»;
- срабатывания защитной сигнализации и блокировок;
- нарушения целостности корпуса базового рентгеновского блока;
- других неисправностей (искрения, повышенной вибрации, нестандартного шума от установки).

7. По окончании работы в фотолaborатории тщательно вымыть руки.

Внимание! Запрещается следующее.

1. Входить в лабораторию в верхней одежде, вносить пищевые продукты, есть, пить, курить, применять косметику.

2. Ставить на рабочие столы сумки, портфели, класть личные вещи.

3. Покидать рабочее место во время проведения эксперимента.

4. Нарушать пломбы, печати, ограждения.

5. Передвигать базовый блок.

6. Допускать отклонения от режимов работы, указанных в разделе «Задания».

ЗАДАНИЯ

Задание 1. Получение лауэграммы

1. Нажать на фиксатор 5 до упора, а затем повернуть его на одну четверть оборота по часовой стрелке. Плавно, без рывков, смещая скользящую дверь влево, открыть доступ в зону эксперимента. Ви-

зуально убедиться, что исследуемый кристалл LiF находится в держателе 8.

2. Установить кассету с рентгеновской пленкой в рамку 9 на расстоянии $D = 15 - 20$ мм от поверхности кристалла, соблюдая маркировку, указывающую, какой стороной к падающему излучению должна быть расположена пленка. Плавнo смещая скользящую дверь вправо до щелчка фиксатора 5, закрыть доступ в зону рентгеновского излучения. Записать величину D в табл. 5.21.1.

Таблица 5.21.1

№ реф-лекса	$ x $, мм	$\langle x \rangle$, мм	$ z $, мм	$\langle z \rangle$, мм	L , мм	$\vartheta_{\text{экс}}$ угл. град.	hkl	$\vartheta_{\text{рас}}$ угл. град.	d , нм	λ , нм

3. Включить установку на прогрев клавишей 7. При этом на индикаторе высветится сигнал «tap», указывающий на возможность введения рабочих параметров трубки и времени экспозиции.

4. Установить рабочие параметры рентгеновской трубки $U_a = 35$ кВ, $I_a = 1$ мА и время экспозиции 120 мин, пользуясь указаниями раздела «Описание установки и порядок выполнения работы». После двукратного нажатия на фиксатор 5, включить нагрев катода трубки и подать высокое напряжение нажатием кнопки «HV-ON», а также запустить таймер кнопкой «START».

5. По окончании установленного времени экспозиции и автоматического выключения рентгеновской трубки, выключить установку клавишей 7.

6. Открыть доступ в область эксперимента, для чего нужно нажать на фиксатор 5 до упора и повернуть его на одну четверть оборота по часовой стрелке, плавнo сместив скользящую дверь влево. Аккуратно извлечь кассету с рентгеновской пленкой из держателя и закрыть скользящую дверь до щелчка фиксатора.

7. Проявить, зафиксировать и высушить рентгеновскую пленку в фотолаборатории, действуя по вывешенной там инструкции.

8. Определить индексы Миллера отражающих кристаллографических плоскостей, межплоскостные расстояния и длины волн, руководствуясь следующим разделом.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Пронумеровать имеющиеся на лауэграмме рефлексы в соответствии с рис. 5.21.8, на котором схематически изображена правая половина получаемой лауэграммы. Понятно, что рефлексы на левой половине расположены симметрично данной схеме. Для каждого из рефлексов, пронумерованных на обеих половинах рентгенограммы, с помощью линейки с миллиметровыми делениями определить модули координат $|x|$ и $|z|$, приняв центр лауэграммы за начало координат. По всем наблюдаемым рефлексам, обозначенным одинаковыми номерами, рассчитать средние значения координат и записать полученные данные в табл. 5.21.1.

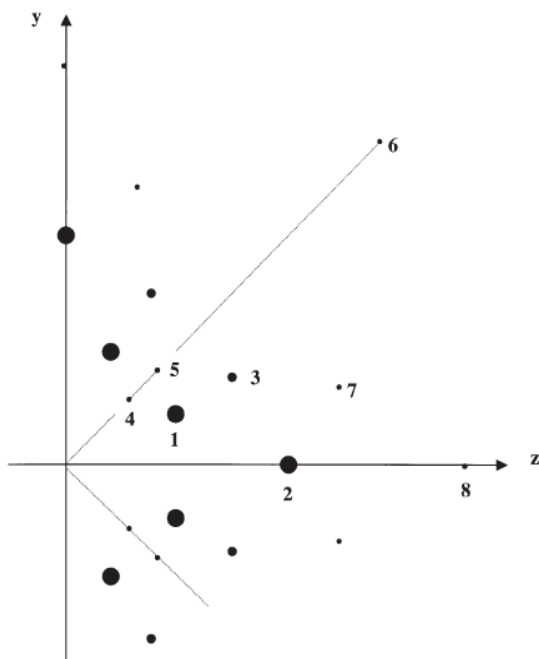


Рис. 5.21.8

2. Используя значения $\langle |x| \rangle$ и $\langle |z| \rangle$, рассчитать L и $\vartheta_{\text{экс}}$ по формулам (5.21.4) и (5.21.5) соответственно.

3. Определить соответствующую каждому рефлексу комбинацию индексов Миллера ($h k l$). Для этого, перебирая различные комбинации трех неотрицательных целых чисел, начиная с нуля, для каждой из них определить $\vartheta_{\text{экс}}$, пользуясь формулой (5.21.8). Если для какой-либо тройки чисел условие (5.21.9) выполняется с точностью не хуже 20 угл. мин, то правильная комбинация индексов Миллера h, k, l найдена и может быть вписана в таблицу.

4. По формуле (5.21.3) определить искомые значения межплоскостных расстояний d_{hkl} , зная, что для кристалла LiF постоянная решетки $a = 402,8$ пм.

5. Рассчитать длины волн λ рентгеновского излучения, сформировавших идентифицируемые рефлексы, утя, что наблюдаемые на лауэграмме рефлексы соответствуют порядку дифракции $n = 1$.

6. Рассчитать погрешности найденных величин d_{hkl} и λ .

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

1. В разделе «Заключение» кратко изложите содержание и основные результаты работы.

2. Перечислите номера рефлексов, для которых удалось определить индексы Миллера отражающих плоскостей и межплоскостные расстояния d_{hkl} . Укажите соответствующие им длины волн рентгеновского излучения λ .

3. Перечислите источники погрешностей d_{hkl} и λ и обсудите возможные пути их минимизации.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Назовите типы кубических кристаллических решеток. Охарактеризуйте их.

2. Дайте определение узловой прямой и атомной (узловой) плоскости.

3. Как определяются индексы Миллера для кристаллографических плоскостей?

4. Почему для дифракции рентгеновского излучения нельзя использовать оптические дифракционные решетки?

5. Напишите уравнение Брэгга–Вульфа и объясните его смысл.
6. В чем заключается метод Лауэ?
7. Для каких целей используется метод Лауэ?
8. Сформулируйте основные этапы выполнения лабораторной работы.
9. Каковы рабочие параметры рентгеновской трубки и время экспозиции?
10. Опишите основные источники погрешностей при проведении данного эксперимента.
11. Что необходимо предпринять в случае нештатной работы оборудования?
12. Выполнение каких этапов эксперимента требует участия преподавателя или дежурного сотрудника?

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель, 2005. С. 152–155.
2. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. В 2-х ч. Ч. 1 и 2. М.: Наука, 1986.
3. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2005.
4. Барсуков О.А., Ельяшевич М.А. Основы атомной физики. М.: Научный мир, 2006.
5. Светозаров В.В. Основы статистической обработки результатов измерений. М.: МИФИ, 2005.

Дополнительная

1. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989.
2. Зиненко В.И., Сорокин Б.П., Турчин П.П. Основы физики твердого тела. М.: Физматлит, 2001.
3. Вайнштейн Б.К. Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии // Современная кристаллография. Т. 1 / Под ред. Б.К. Вайнштейна, А.А. Чернова, Л.А. Шувалова. М.: Наука, 1979.

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ**

Раздел «АТОМНАЯ ФИЗИКА»

Под редакцией В.В. Суркова

Редактор М.В. Макарова

Оригинал-макет изготовлен М.В. Макаровой

Подписано в печать 15.11.2011. Формат 60х84 1/16.

Уч.-изд. л. 7,5. Печ. л. 6,5. Тираж 1120 экз.

Изд. № 1/21. Заказ № 10.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
115409, Москва, Каширское ш., 31.

ООО «Полиграфический комплекс «Курчатовский».
144000, Московская область, г. Электросталь, ул. Красная, д. 42