

М. И. КОРСУНСКИЙ

537

К. 69

ФИЗИКА РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

23210

ОНТИ • 1926

53
К 69

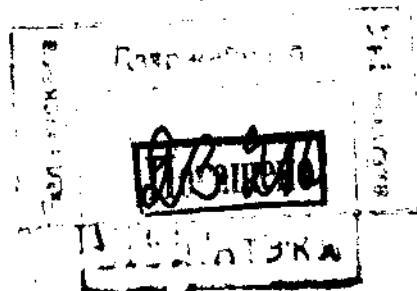
М. И. КОРСУНСКИЙ

Депозитарий

ФИЗИКА РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

Пров. 1965

Расп. при БУ.



РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

6517
Погашено

ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО НКТП СССР
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ОБЩЕТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ И НОМОГРАФИЙ

МОСКВА · 1936 · ЛЕНИНГРАД

ТБХ 114

Т 46-5-2

ПРЕДИСЛОВИЕ

Развитие физики за последние два-три десятка лет необычайно углубило и расширило область изучения атомных явлений и в частности придало физике рентгеновых лучей законченность и разработанность, почти не уступающие классическим разделам физики. Многие из этой области сделалось уже достоянием учебников. В ряде вузов читаются специальные курсы по «строению атома», по «физике рентгеновых лучей» и т. п. С другой стороны, значительно умножились и применения результатов изучения различных атомных явлений к разрешению чисто практических вопросов. Рентгеновы лучи становятся привычным орудием не только физика, но и инженера. Широко развиваются методы исследования вещества с помощью рентгеновых лучей.

Этому положению вещей отвечает появление в иностранной литературе ряда превосходных монографий по различным вопросам физики рентгеновых лучей. В 1923 г. появилась книга Зигбана: «Spektroskopie der Röntgenstrahlen», в 1926 г. — сводные статьи Боте (Bothe) в «Handbuch der Physik». В том же году появилась и книга Комптона «X-ray and elektron», в 1930 г. — книга де-Бройля: «Введение в физику рентгеновых лучей и γ -лучей», в 1931 г. — новое, полностью переработанное издание книги Зигбана. Затем Кирхнер в «Handbuch der Experimentalphysik» дал полную сводку состояния современной физики рентгеновых лучей.

Наряду с этим в нашей литературе в этой области — зияющий провал.

Заполнить немного этот провал, дать систематическое и по возможности простое изложение основных вопросов физики рентгеновых лучей, особенно теории рассеяния рентгеновых лучей, как имеющей наибольшее практическое применение (и в то же время почти совершенно незатронутой в нашей литературе); и является задачей настоящей книги.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Введение	7

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ПОЛУЧЕНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ И МЕТОДЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

1. Высокое напряжение	11
2. Рентгеновские трубки	13
3. Методы обнаружения рентгеновых лучей	17
а) экраны	—
б) фотографическая пластинка	18
в) ионизационная камера	19
г) камера Вильсона	21
д) счетчик Гейгера	22

ГЛАВА ВТОРАЯ

СПЕКТР ТОРМОЖЕНИЯ

1. Возбуждение рентгеновых лучей	25
2. Распределение энергии рентгеновых лучей в пространстве	27
3. Распределение энергии в спектре рентгеновых лучей	31
4. Зависимость распределения энергии в спектре рентгеновых лучей от различных факторов	34
а) Зависимость от силы тока	—
б) Зависимость от напряжения	—
в) Зависимость от вещества антикатада	36
г) Зависимость от угла φ	38
5. Количественные закономерности в спектре рентгеновых лучей	39
6. Коэффициент полезного действия при возбуждении рентгеновых лучей	41
7. Распределение энергии в непрерывном спектре рентгеновых лучей, получаемых от тонкого антикатада	43
8. Поляризация рентгеновых лучей	47
9. Дальнейшее развитие теории непрерывного спектра	49
10. Распределение энергии в пространстве	54

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

1. Методы измерения давления волн рентгеновых лучей	58
2. Свойства линейчатого спектра	62
а) Зависимость от силы тока	—
б) Зависимость от напряжения	—
в) Зависимость от вещества антикатада	65
3. Закономерности в линейчатых спектрах рентгеновых лучей	67
4. Теория возникновения характеристического спектра	79
5. Систематика спектров рентгеновых лучей и строение атома	86
6. Новая систематика спектров рентгеновых лучей	91
7. Интенсивность линий рентгеновского спектра	93
8. Недиаграммные линии в спектре рентгеновых лучей	100

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ПОГЛОЩЕНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

1. Коэффициент поглощения рентгеновых лучей	104
2. Законы истинного поглощения	109
3. Спектр поглощения	117
4. Природа скачка поглощения	120
5. Смещение края полосы поглощения	126
6. Тонкая структура края полосы поглощения	130

ГЛАВА ПЯТАЯ

ФОТОЭФФЕКТ

1. Методы определения скорости фотоэлектронов	140
2. Метод задерживающего поля	142
3. Метод измерения скорости электронов по пробегу	143
4. Анализ скоростей фотоэлектронов	—
5. Сложный фотоэффект (эффект Оже)	145
6. Механизм испускания фотоэлектронов второго рода	146
7. Пространственное распределение фотоэлектронов	150
8. Выход фотоэлектронов	153
9. Ионизация, производимая рентгеновыми лучами	158
10. Выход характеристического излучения	159

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ТЕОРИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

1. Поглощение с точки зрения теории импульсов	163
2. Квантовый характер поглощения рентгеновых лучей	164
3. Теория Крамерса	166
4. Теория поглощения рентгеновых лучей и фотоэффекта на основе волновой механики	168
5. Теория тонкой структуры края полосы поглощения	169

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

1. Рассеяние с классической точки зрения	172
2. Рассеяние одним электроном	173
3. Массовый коэффициент рассеяния	175
4. Экспериментальная проверка законов рассеяния	178
5. Рассеяние, производимое парой рассеивающих центров	183
6. Рассеяние многими центрами	188
7. Атомный фактор	190
8. Рассеяние, производимое группами атомов—молекулой	192
9. Опыты по наблюдению рассеяния рентгеновых лучей в газах и жидкостях	194
10. Рассеяние рентгеновых лучей в газах	198
11. Рассеяние связанным электроном	200

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ

1. Интерференция рентгеновых лучей от кристалла	202
2. Нахождение постоянной решетки	206
3. Методы структурного анализа	211
а) Метод Дебая и Шерера	—
б) Метод Лауэ	212
в) Метод Шильберда-Поляни	214

4. Интенсивность рентгеновых лучей, рассеянных кристаллическим веществом	215
5. Рассеяние, производимое кристаллом малых размеров	217
6. Рассеяние несовершенным кристаллом	222
7. Рассеяние мелкокристаллическим образцом	224
8. Рассеяние совершенным кристаллом	226
9. Поглощение через отражение (extinction)	232
10. Структурный множитель	234
11. Температурный фактор	236
12. Распределение электронов в атоме	239
13. Распределение электронов в кристалле	245
14. Радиальное распределение электронов в атоме	248

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ТЕОРИИ КВАНТОВ

1. Рассеяние свободными электронами	250
2. Проверка теории квантового рассеяния	253
3. Рассеяние связанными электронами	258
4. Элементарный комpton-эффект	261
5. Волновая трактовка комpton-эффекта	263

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ПРЕЛОМЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

1. Коэффициент преломления рентгеновых лучей	266
2. Методы определения коэффициента преломления	267
3. Полное отражение рентгеновых лучей	275
4. Линейная дифракционная решетка	276
5. Заряд электронов	280
6. Аномальная дисперсия рентгеновых лучей	281
7. Влияние поглощения на преломление рентгеновых лучей	284
Литература	287

ВВЕДЕНИЕ

Когда мы сталкиваемся с каким-либо новым открытием или знакомимся впервые с каким-нибудь явлением природы, то первым вопросом, возникающим у нас, естественно, является вопрос: «Что это такое? В чем сущность явления? Какова его природа? Каковы причины его возникновения? Каков механизм, управляющий его поведением?». Очевидно при этом, что как при описании самого явления, так и при попытках установления объяснения его мы пользуемся понятиями и представлениями, созданными у нас при наблюдении других, хорошо изученных явлений.

Определяя и классифицируя явление, мы сопоставляем его с другими, нам уже известными и имеющими более широкий характер. Конечно, заранее мы не можем быть уверены, что такое сопоставление может быть проведено, что оно законно, так как не исключена возможность того, что описание новых явлений потребует установления новых закономерностей, неизвестных ранее; точно так же понимание новых явлений может потребовать от нас создания новых понятий, новых представлений, возникновение которых при рассмотрении ранее известных явлений произойти не могло. Рассмотрение явлений такого рода приведет нас в конечном итоге к ряду противоречий, устранение которых окажется возможным лишь путем пересмотра привычных представлений — путем создания новых понятий.

Затруднения, которые испытывала физика в течение последних двух десятилетий при объяснении атомных явлений при разрешении вопроса о природе света, являются блестящей иллюстрацией вышенаписанного положения. Современная теория вещества (волновая теория вещества) и света (квантовая теория) не установила еще новых понятий, которые позволили бы нам наглядно описывать атомные явления, но вскрыла корни наших затруднений и источники противоречий, которые в основном и заключались в том, что мы пользовались привычными нам понятиями и представлениями там, где пользоваться ими нельзя.

Рассмотрим коротко эволюцию представления о рентгеновых лучах. В 1895 г. Рентген опубликовал свою первую работу об открытии им нового вида лучей. Конец XIX в. вообще был богат открытиями разного рода лучей. Сюда относятся открытие катодных лучей, открытие каналовых лучей и, наконец, открытие радиоактивного излучения. Новые лучи, открытые Рентгеном, обладали весьма многими замечательными свойствами, из которых самым удивительным казалась способность этих лучей проходить через значительные толщи непрозрачных для видимого света веществ. Первое время природа этих лучей казалась совершенно загадоч-

ной и необъяснимой, что и явилось причиной того, что их называли «Х-лучами», — это название было дано Рентгеном и удержалось еще и поныне в ряде стран Европы и Америки.

Рентгеновы лучи — это было установлено в первых же опытах — не изменяют своего направления при прохождении их в магнитном и электрическом полях.

Эти наблюдения позволили Рентгену сделать заключение, что Х-лучи не могут представлять собой поток заряженных частиц (например катодных лучей), а представляют собой колебания эфира. Отличие Х-лучей от обычных лучей — видимых, ультрафиолетовых и других — заключалось по предположению Рентгена в том, что Х-лучи являются продольными волнами в эфире, в то время как лучи видимые, инфракрасные и ультрафиолетовые суть поперечные волны. Гипотеза Рентгена о продольном характере Х-лучей не получила в дальнейшем, однако, никакого подтверждения и была чрезвычайно скоро оставлена. В конце XIX в. Стокс, а затем Томсон высказали предположение, что рентгеновы лучи представляют собою чрезвычайно короткий электромагнитный импульс, получающийся в результате резкого торможения электронов при столкновении с атомами, образующими вещество антикатада. Дальнейшее изучение свойств рентгеновых лучей обнаружило известную аналогию между поведением рентгеновых лучей и лучей видимого света, и эта аналогия в процессе изучения рентгеновых лучей делалась все более и более значительной. Так, Баркла обнаружил поляризацию рентгеновых лучей, доказав прямыми опытами поперечный характер колебаний рентгеновых лучей. Лауэ, Фридрих и Кницинг обнаружили явление интерференции рентгеновых лучей. Ученику Зигбана — Стенстрему удалось обнаружить преломление рентгеновых лучей. Опыты по поляризации и по интерференции рентгеновых лучей сыграли решающую роль в установлении природы рентгеновых лучей. Видимые ультрафиолетовые лучи, рентгеновы лучи — явления одного и того же порядка; это — электромагнитные волны, отличаются друг от друга лишь длиной волны. Длина волны рентгеновых лучей оказалась порядка 10^{-8} — 10^{-9} см — в несколько тысяч раз меньше длины волны лучей видимого света.

Итак, рентгеновы лучи сходны по своей природе с обычным видимым светом; вопрос о природе рентгеновых лучей является вместе с тем и вопросом о природе света вообще.

История развития учения о свете чрезвычайно богата борьбой различных представлений и течений. Корпускулярная концепция Ньютона, идеи Гюйгенса о волнах, различного рода механистические представления о колебаниях эфира, электромагнитные волны Максвелла и, наконец, кванты света Эйнштейна-Планка. Физика XX в. — физика последних трех десятилетий — служила ареной борьбы последних двух воззрений на природу света. Ряд явлений, как то: поляризация света, интерференция и дифракция его, служили опорой волновой природы света, в то время как ряд других явлений, обнаруженных в основном именно в XX в., приводил к совершенно противоположному представлению о свете. Явления фотоэффекта, наблюдаемые впервые с ультрафиолетовыми лучами, а затем и с рентгеновыми, явления, связанные с поглощением и испусканием рентгеновых лучей, комптон-эффект и другие явления могут быть

объяснены только на основе представлений о свете как о квантах. Под знаком противоречий в представлениях о природе света развилась физика в первые 20 лет XX в.

В последние годы к противоречивым представлениям о свете прибавились противоречивые представления о веществе. В 1927 г. Девисон и Джермер при прохождении (отражении) электронов через кристалл никеля обнаружили явление, аналогичное интерференции рентгеновых лучей при прохождении их через кристалл. Подобного рода явления были затем обнаружены Томсоном, Марком и Вирлем и рядом других исследователей. Несколько ранее было обнаружено Рамзауэром аномально малое поглощение медленных электронов при прохождении их через благородные газы, понимание которого на основе чисто корпускулярных представлений об электроне оказывалось невозможным.

В этих опытах, так же как и в опытах по интерференции электронов, мы столкнулись с необходимостью приписывать электронам свойства волн. Противоречивый характер (волна—частица) оказался не только свойством носителей света, — он в одинаковой мере относится и к элементарным частицам вещества — электронам и (как это показано в последних опытах Руппа) протонам. Высказанное выше утверждение, которое мы привели как результат опытных данных, нашло свое углубленное выражение в идеях де-Бройля, послуживших основой для современной — квантово-волновой теории, развитой Шредингером, Гейзенбергом, Борном, Дираком и рядом других крупнейших физиков-теоретиков. Де-Бройль предположил, что всякая движущаяся частица сопровождается волной, названной им фазовой волной, длина которой определяется скоростью и массой движущейся частицы. Если m — масса, а v — скорость частицы, то длина фазовых волн λ определяется соотношением:

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

где h — известная постоянная Планка — $6,65 \times 10^{-27}$ эрг·сек.

Созданная на идеях де-Бройля новая волновая механика с ее математическим аппаратом дала нам возможность без внутренних противоречий и каких-либо специальных допущений описать большинство известных атомных явлений и предсказать правильно огромное число новых. Вместе с тем волновая механика оказалась бессильной дать наглядное представление о носителях света и вещества и о протекании ряда физических явлений. Вряд ли, однако, мы это бессилие должны приписывать квантовой теории вещества. Суть дела (согласно Гейзенбергу) — в том, что понимание свойств элементарных частиц материи не может быть достигнуто с помощью понятий и представлений, установленных нами из наблюдения явлений макроскопического мира. Для наглядного представления элементарных частиц нам нужны новые понятия, новые представления. Создание этих понятий, отражающих свойства элементарных частиц материи — ближайшая задача физики. А в настоящий момент, делая попытки наглядного описания атомных явлений, мы должны пользоваться понятием и волн и корпускул, но лишь как удобными аналогиями и привычными нам сопоставлениями, хотя полностью удовлетворительными они являются лишь для мира макроскопического.

При описании свойств рентгеновых лучей и их взаимодействия с веществом, составляющем задачу настоящей книги, мы будем пользоваться все время этими элементарными представлениями о волнах и корпускулах, не пытаясь, однако, установить «единую точку зрения» и помня, что эти представления созданы лишь по аналогии с макроскопическим миром и могут применяться лишь в той мере, в какой они необходимы для наглядного представления и описания изучаемых явлений.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ПОЛУЧЕНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ И МЕТОДЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

Прошло уже около сорока лет с тех пор, как были открыты рентгеновы лучи (1895 г.), и в настоящее время условия их получения известны достаточно хорошо.

Мы знаем теперь, что рентгеновы лучи возникают всякий раз, когда быстро летящие электроны сталкиваясь с атомами вещества, теряют при этих столкновениях свою энергию. Для получения рентгеновых лучей, следовательно, в нашем распоряжении должен находиться прибор, в котором могут быть получены свободные электроны, и аппарат, генерирующий высокое напряжение, т. е. создающий внутри прибора достаточное электрическое поле, ускоряющее эти электроны. Необходимо, далее позаботиться о том, чтобы получающие ускорение, т. е. накапливающие энергию, электроны не могли ее растерять благодаря столкновениям с молекулами воздуха, и, наконец, необходимо создать условия, при которых электрон, накопивший достаточный запас энергии, быстро ее терял бы путем резкого торможения.

Существует весьма большое количество вариантов аппаратуры, в которой осуществляются эти условия. Детальный разбор их не входит в нашу задачу ¹⁾. Мы ограничимся здесь рассмотрением лишь двух-трех типичных примеров, встречающихся на практике наиболее часто.

1. Высокое напряжение

На рис. 1 и 2 показаны две схемы для получения высокого напряжения. В обоих случаях источником высокого напряжения является трансформатор напряжения *T* с коэффициентом трансформации порядка тысячи, управляемый системой автотрансформаторов, реостатов или других приборов, регулирующих напряжение. В схеме рис. 1 во вторичную цепь трансформатора последовательно с трубкой *R*, дающей рентгеновы лучи, включен выпрямитель (обычно кенотрон) *K*, пропускающий ток только в одном направлении. Вследствие этого, напряжение на рентгеновской трубке будет поддерживаться только в течение одной половины периода.

Этот недостаток устраняется при включении рентгеновской трубки по схеме, изображенной на рис. 2 (схема Грейнахера). Здесь напряжение

¹⁾ Читателей, интересующихся схемами аппаратов и условиями работы их и рентгеновских трубок, мы отсылаем к книгам: Кэп, Рентгеновы лучи, и Глокер, Рентгеновы лучи и испытания материалов.

на рентгеновской трубке остается все время приблизительно постоянным. В самом деле, в первый полупериод, когда на полюсе A имеется положительный потенциал, ток проходит через кенотрон K_1 и заряжает конденсатор C_1 до максимального потенциала. Во второй полупериод работы

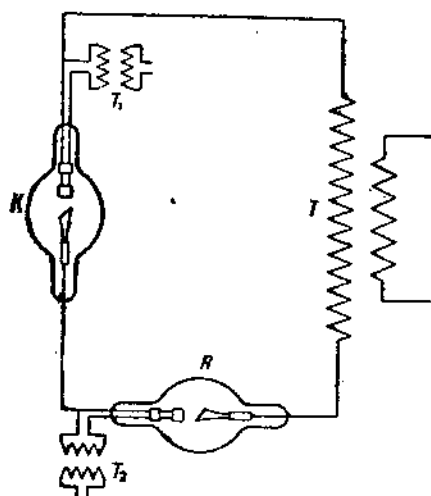


Рис. 1.

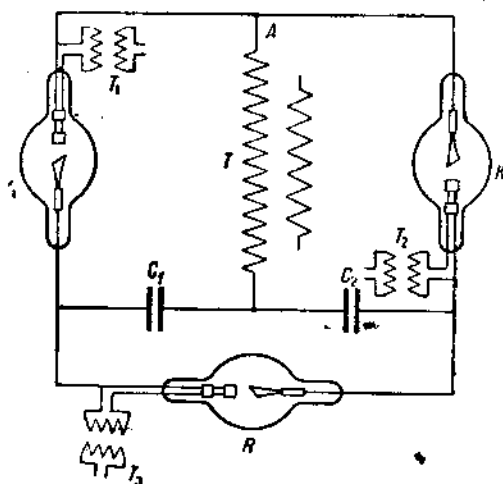


Рис. 2.

трансформатора изменяется знак потенциала на полюсе A , и ток проходит через кенотрон K_2 , заряжая второй конденсатор C_2 . Таким образом после прохождения целого периода оба конденсатора оказываются заряженными, и к полюсам рентгеновской трубки оказывается приложенным напряжение, равное удвоенному максимальному напряжению вторичной обмотки трансформатора (в действительности несколько меньше, так как за этот период конденсаторы частично разряжаются вследствие прохождения тока через рентгеновскую трубку).

В дальнейшем, в процессе работы установки, будет происходить лишь поочередная дозарядка каждого из конденсаторов. Рис. 3 дает график зависимости «напряжение — время» для этой установки. Участки кривых A_1B_1 , A_2B_2 ... соответствуют максимальному напряжению на трансформаторе. В это время совершается дозарядка конденсаторов, которая

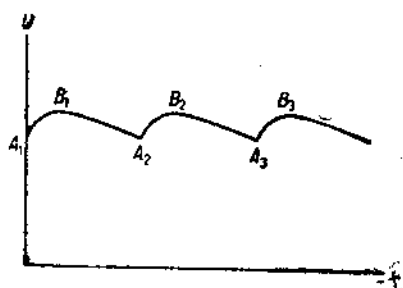


Рис. 3.

благодаря малому сопротивлению кенотронов происходит сравнительно быстро. Участки B_1A_2 , B_2A_3 соответствуют времени, в течение которого происходит изменение напряжения на трансформаторе от максимального его значения одного знака до такого же напряжения другого знака, равного по величине разности потенциалов, устанавливающейся на обкладке

благодаря разряду через трубку. Этот промежуток времени по величине близок к полупериоду питающего трансформатора тока.

Подбором емкости конденсаторов можно варьировать амплитуду пульсации напряжения в такой установке и сделать ее достаточно малой.

2. Рентгеновские трубки

Существуют два основных типа рентгеновских трубок, различающиеся по способу получения в них пучка свободных электронов.

В одном из этих типов трубок используется свойство металлов испускать электроны при нагревании их до высокой температуры. Число электронов, испускаемых металлом, зависит от температуры, а именно, растет с возрастанием последней. В настоящее время для выражения зависимости силы электронного тока (т. е. величины заряда электронов, испускаемых нитью в единицу времени) принимается формула:

$$I = AT^b e^{-\frac{b}{T}}, \quad (1, 1)$$

находящаяся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными и вытекающая из теоретического рассмотрения условий вылета электрона из металла. В формуле (1,1) I представляет силу тока, а A и b — константы, из которых A , по теории, является универсальной постоянной, имеющей для всех металлов численное значение $60,2 \text{ амп/см}^2/\text{град}^2$. Величина b различна для различных металлов. Для вольфрама, из которого обычно готовят катоды рентгеновских трубок, $b = 5,53 \cdot 10^4$.

Однако испускание электронов нагретым металлом не может совершаться неопределенно долго, так как электроны, вылетевшие из металла, создают вблизи металла объемный заряд, препятствующий дальнейшему вылету электронов из металла. Для того, чтобы испускание электронов могло совершаться непрерывно, нужно «уводить» электроны, вылетевшие из металла, что достигается созданием электрического поля вокруг металлической проволоки, излучающей электроны. Чем большее количество электронов испускается накаленной проволокой, тем большую разность потенциалов нужно создать, чтобы увести от катода все электроны, испускаемые проволокой. Если катод (вольфрамовая проволока) нагрет до температуры, при которой заряд электронов, слетающих с него в 1 сек., будет I , то разность потенциалов, которую необходимо создать между катодом и анодом для того, чтобы все электроны, испущенные катодом в 1 сек., достигли в 1 сек. же анода, определяется соотношением:

$$U_m = C \cdot I^{\frac{2}{3}}. \quad (1, 2)$$

При разности потенциалов меньшей, чем значение U_m , не все электроны, испущенные проволокой, будут отведены к аноду, электроны начнут накапливаться у катода и эмиссия проволоки уменьшится до того значения, при котором число электронов, испускаемых проволокой, станет равно числу электронов, уводимых полем. Таким образом при разности потенциалов меньшей, чем U_m , через трубку будет идти ток меньший, чем это следует из формулы (1,1). При разности потенциалов большей, чем

U_m , через трубку будет идти тот же ток, что и при разности потенциалов равной U_m , так как сила тока — количество электричества в 1 сек. — между катодом и анодом не может быть больше, чем количество электричества, испускаемого проволокой в 1 сек. Величина последнего, как было указано выше, и определяется формулой (1, 1).

При достаточно большой разности потенциалов, приложенной к рентгеновской трубке, мы можем изменением температуры катода менять его эмиссию, а следовательно и ток через трубку. На рис. 4 изображена графически зависимость тока через трубку от напряжения при определенном накале катода, а на рис. 5 — зависимость силы тока от накала катода при определенном напряжении.

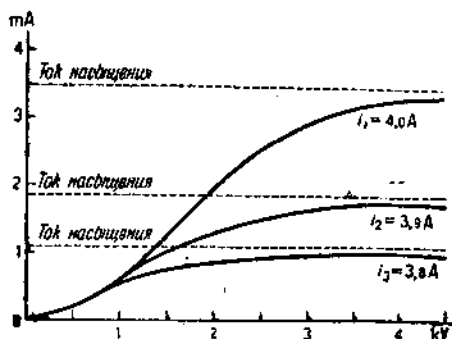


Рис. 4.

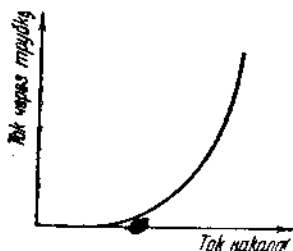


Рис. 5.

Таким образом, изменяя температуру вольфрамовой проволоки, служащей катодом нашей рентгеновской трубки, мы имеем возможность в широких пределах регулировать количество испускаемых катодом электронов. Это обстоятельство и является одним из основных преимуществ трубок описанного типа. Анодом трубки или антикатодом (последнее название в силу традиции является наиболее употребительным) служит металлическая пластинка, материал которой берется различным в зависимости от назначения трубки; она является местом торможения электронов, т. е. местом возникновения рентгеновых лучей.

Оба электрода помещаются внутрь замкнутого сосуда с металлическими или стеклянными стенками, из которого откачан воздух до давления порядка 10^{-6} мм. Рт. При таком давлении электроны, движущиеся от катода к антикатуду, почти не претерпевают столкновений с молекулами воздуха (сталкивается лишь 1 электрон из 10 000), и не происходит окисления раскаленной вольфрамовой нити.

Трубки такого типа, введенные в практику впервые Кулиджем, называются рентгеновскими трубками Кулиджа или трубками с горячим катодом. Существенным в работе трубок этого типа является наличие вокруг нити металлического цилиндра, дающего возможность фокусировать электронный пучок, испускаемый нитью. В зависимости от формы этого цилиндра электронный пучок, а следовательно и фокус — место пересечения лучей этого пучка с антикатодом, будет иметь различную форму. Наиболее часто осуществляют либо точечный фокус (в виде площадки в 1 мм^2) либо линейчатый.

Другим типом трубок являются так называемые газовые рентгеновские трубки. Известно, что при нормальном давлении и не слишком высоких напряжениях воздушный промежуток, разделяющий два электрода, является изолятором, так что ток через такую «разорванную» цепь не проходит; но если мы наши электроды поместим в прибор, в котором можно менять давление воздуха (или иного газа), то при некотором разряджении в пространстве между электродами, уже при сравнительно низких напряжениях (порядка нескольких сот вольт), начинается так называемый тлеющий разряд (прохождение тока, сопровождающееся свечением газа).

Возникновение этого разряда связано с образованием ионов в пространстве между электродами. Образование ионов и как следствие этого прохождение тока через трубку объясняется следующим образом. В воздухе всегда содержится некоторое количество ионов (создаваемых космической радиацией, радиоактивным излучением земли, атмосферными разрядами и пр.), число которых, однако, невелико. Под влиянием электрического поля, создаваемого наложенной на электроды разностью потенциалов, эти ионы приходят в движение в направлении — в зависимости от знака их заряда — к одному из электродов. Движение это, вообще говоря, происходит с ускорением; пока ион движется свободно, не сталкиваясь с молекулами газа, его скорость постоянно возрастает. Двигаясь в поле, ион приобретает дополнительную (кинетическую) энергию. Но при атмосферном давлении благодаря чрезвычайно частым столкновениям с молекулами воздуха (при атмосферном давлении в среднем каждый ион претерпевает 10^{10} столкновений в секунду) ион или электрон не успевает накопить сколько-нибудь заметного количества дополнительной энергии, так как при каждом столкновении избыточная энергия движущегося заряда (иона или электрона) будет передаваться молекулам воздуха. Движение заряда в этих условиях будет напоминать движение частиц при явлении диффузии. С уменьшением давления газа в приборе число столкновений электронов с молекулами газа будет уменьшаться, длина свободного пробега начнет возрастать и, наконец, при некотором разрежении сделается настолько значительной, что электрон, пройдя этот путь, накопит дополнительную энергию, величина которой будет достаточна для того, чтобы при последующем столкновении с молекулой газа произвести ионизацию последней. Результатом такого столкновения явится образование в пространстве между электродами новых заряженных частиц, а так как число столкновений еще достаточно велико (порядка сотен тысяч в секунду), то при этом, лавинообразно, возникает значительное число свободных ионов и электронов. Этому и соответствует появление тока в разрядной трубке. Так как наряду с ионизацией молекул воздуха возможно также и их возбуждение, то прохождение тока через разрядную трубку сопровождается свечением газа (гейслеровы трубки). При дальнейшем разрежении газа в трубке, число столкновений будет уменьшаться, длина свободного пробега электрона будет возрастать, вместе с этим будет возрастать и та энергия, которую накапливает электрон при своем движении в газе от столкновения к столкновению. Характер разряда при этом меняется по мере уменьшения давления внутри трубки. Наконец, при некотором разрежении длина свободного пробега сделается равной

расстоянию между электродами. При таком давлении электроны будут на своем пути претерпевать лишь одно-два столкновения. Энергия, которую они будут в состоянии накопить, сделается весьма значительной (порядка eU , где e — заряд электрона, U — разность потенциалов между электродами рентгеновской трубки). В таких именно условиях при столкновении электронов с антикатодом и будут возникать рентгеновы лучи.

В действительности, однако, нормальная работа газовой трубки протекает при давлениях газа еще меньших. Длина свободного пробега электрона при этом будет значительно больше, чем расстояние между электродами, так что значительная часть электронов проходит путь катод — антикатод вовсе без столкновений. При таком давлении существенную роль начинают играть ионы. Положительный ион, двигающийся к катоду,

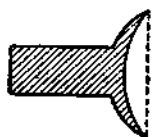


Рис. 6.

приобретает на своем пути (так же как и электрон) дополнительную энергию, равную произведению заряда иона на разность потенциалов между точками, где данный ион возник, и катодом. При столкновении с катодом ион благодаря своей большой массе вырывает из катода несколько (порядка пяти) электронов¹⁾. Режим в газовой трубке будет стационарным только в том случае, когда электроны, вырванные из катода ударом иона,

образуют на своем пути к антикатуду тоже только одну пару ионов. Это и будет осуществлено при некотором, вполне определенном, давлении газа в рентгеновской трубке. Так как на несколько электронов приходится при этом только одно столкновение, то длина свободного пробега, как мы указывали выше, будет значительно больше расстояния между электродами.

Таким образом, в отличие от обычного разряда, в прохождении тока через рентгеновскую трубку основную роль играют свободные электроны, образующиеся у катода. При дальнейшем уменьшении давления длина свободного пробега возрастает еще более, электроны, вылетающие из катода, не смогут образовать в пространстве между электродами ионов в необходимом для поддержания тока количестве. Ток быстро начнет спадать и, наконец, исчезнет вовсе. Достаточно разреженный газ вновь становится непроводником.

Характер разряда, устанавливающийся в рентгеновской трубке и определяемый требованием, чтобы электроны, вырывающиеся из катода ударом одного иона, создавали на своем пути только один новый ион, позволяет сравнительно легко добиться фокусировки катодного пучка. Электроны будут двигаться преимущественно в направлении наибольшего расстояния между электродами. Поэтому обычно в газовой трубке для получения острого фокуса катоду придают форму вогнутой тарелочки (рис. 6).

Рентгеновская трубка описанного типа работает при давлении газа порядка 10^{-3} мм Нг.

¹⁾ Точного представления о механизме возникновения этих вторичных электронов еще нет. Существует предположение, что испускание вторичных электронов обусловлено местным разогреванием катода под влиянием удара ионов, так как согласно измерениям число электронов, вырванных в результате удара одного иона, растет по закону, аналогичному закону Ричардсона для испускания электронов нагретыми телами.

3. Методы обнаружения рентгеновых лучей

В первых своих опытах Рентген пользовался в качестве индикатора для рентгеновых лучей экраном из платино-синеродистого бария и обычной фотографической пластинкой, завернутой в целых защиты от видимого излучения в черную бумагу. Весьма быстро приобрела права гражданства и ионизационная камера. Изучение элементарных процессов — явлений, участниками которых являются отдельные элементарные частицы: электроны, кванты, — потребовало введения в экспериментальную технику рентгеновых лучей более детальных приборов — вильсоновской камеры и счетчика Гейгера-Мюллера. Мы остановимся вкратце на каждом из перечисленных методов.

а) **Экраны.** Экраны, употребляющиеся при экспериментировании с рентгеновыми лучами, служат для двух различных целей и соответственно этому изготовляются двух типов. Первый тип — просвечивающие экраны — употребляется в качестве простого индикатора тогда, когда мы желаем обнаружить присутствие рентгеновых лучей на-глаз. Они приготавливаются из веществ, обладающих способностью фосфоресцировать под действием рентгеновых лучей, причем выбираются такие вещества, у которых спектр фосфоресценции приходится на область, в которой наш глаз обладает наибольшей чувствительностью (зеленое свечение¹). Требования, которые предъявляются к просвечивающим экранам, немногочисленны: экран должен давать яркое свечение и минимальное последствие (свечение его должно затухать после прекращения действия рентгеновых лучей возможно быстрее).

Экраны второго типа — усиливающие — предназначаются для увеличения коэффициента использования энергии рентгеновых лучей. Усиливающий экран всегда употребляется в комбинации с фотографической фотопластинкой. Взаимное их расположение указано на рис. 7. Здесь AA — фотопластинка, SS — усиливающий экран. Рентгеновы лучи, падающие на фотопластинку, частично поглощаются ею, частично проходят сквозь нее. Прошедшие лучи падают на усиливающий экран и вызывают свечение последнего. Вещество усиливающего экрана подбирается таким образом, чтобы его излучение находилось в области спектра, к которой фотографическая пластинка наиболее чувствительна (фиолетовое свечение и ультрафиолетовое). Тогда свечение усиливающего экрана, возбужденное под действием рентгеновых лучей, будет оказывать на фотопластинку воздействие, дополнительное к тому, которое производят рентгеновы лучи непосредственно. Для того чтобы усиливающий экран не размывал границы

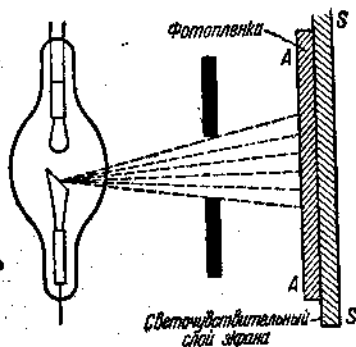


Рис. 7.

¹ Весьма хорошие экраны получают из виллемита и серпентинного шпата, в кристаллическую решетку которого вводят атомы меди или другого тяжелого металла (активатора).

изображения, создаваемого рентгеновыми лучами на пластинке, экраны приготавливаются весьма однородными и мелкозернистыми.

б) Фотографическая пластинка. Под влиянием рентгеновых лучей в эмульсии фотографической пластинки или пленки идет процесс, сущности которого мы здесь касаться не будем вовсе и который в результате последующей обработки эмульсии (проявление, фиксирование) находит свое выражение в почернении соответствующего места пластинки (образование черного непрозрачного слоя). Почернение фотографической пластинки можно оценивать количественно, пропуская через фотографическую пластинку видимый свет и измеряя при этом его интенсивность до и после прохождения зачерненного слоя. Если обозначить соответственные интенсивности света через I_0 и I , то величину

$$S = \log \cdot \frac{I_0}{I}$$

называют почернением фотопластинки (или ее плотностью в соответствующем месте). Очевидно, когда пластинка вовсе не почернела, осталась прозрачной, то $I = I_0$ и $S = 0$. Наоборот, в случае сильного почернения фотопластинки поглощение света в ней будет достаточно сильное, величина I будет мала и S будет в этом случае приобретать большое значение.

Весьма важным представляется установить зависимость между энергией падающих лучей и производимым ими почернением фотопластинки. Существование такой зависимости позволит нам использовать фотографическую пластинку не только в качестве простого индикатора, но также и в качестве измерительного прибора. По почернению фотографической пластинки можно будет тогда измерять и энергию рентгеновых лучей.

Изучение зависимости между интенсивностью рентгеновых лучей и соответствующим почернением было произведено Глокером и его сотрудниками, которые установили, что воздействие рентгеновых лучей на фотопластинку определяется их энергией, именно:

$$S = F(I \cdot t),$$

где I — интенсивность пучка рентгеновых лучей, t — время действия лучей на фотографическую пластинку. Кривая почернения, приведенная на рис. 8, графически изображает функцию F . Здесь на оси ординат отложены значения почернения фотографической пластинки, на оси абсцисс — значения энергии рентгеновых лучей. Кривая имеет вначале (примерно до значения $S = 0,6 - 0,7$) линейный ход. В этой области почернение растет пропорционально энергии, попадающей на фотопластинку. Принято называть то время воздействия рентгеновых лучей на фотопластинку, в течение которого образуется почернение, не превосходящее указанного предела $S = 0,6$, нормальной экспозицией. Вне этой области почернение перестает быть пропорциональным энергии рентгеновых лучей. Изменение почернения здесь происходит гораздо медленнее, чем соответственное изменение энергии, и при весьма сильных воздействиях на пленку может произойти даже уменьшение почернения (соляризация).

Пользование фотографической пластинкой для измерения интенсивности рентгеновых лучей затрудняется, однако, целым рядом приводящих

обстоятельств. Оказывается, что почернение фотографической пластинки зависит не только от энергии рентгеновых лучей, но и от их качества (длины волны). Лучи различной длины волны при одной и той же энергии оказывают различное воздействие; чем больше длина волны рентгеновых лучей, тем большее воздействие они оказывают на фотографическую пластинку.

Учет влияния качества рентгеновых лучей производится, однако, сравнительно легко. Почернение фотографической пластинки характеризуется в действительности не величиной падающей на пластинку энергии, а величиной энергии рентгеновых лучей, поглощаемых эмульсией. Определяя почернение, мы находим тем самым величину поглощенной энергии.

Чрезвычайно сильное влияние на почернение оказывает и ведение самого фотографического процесса: состав проявителя, его температура, чистота, время проявления, фиксаж, материал пленки (эмульсия), механическое воздействие на эмульсию.

Все это сказывается на почернении пленки весьма сильно, искажая действительную зависимость между почернением и поглощенной энергией. Поэтому измерения интенсивности рентгеновых лучей¹⁾ с помощью фотографической пластинки производятся с весьма малой степенью точности. Лишь в редких случаях погрешность при такого рода измерениях может быть сделана меньше 20%.

Гораздо более точным прибором для измерения интенсивности рентгеновых лучей является ионизационная камера.

б) Ионизационная камера. Рентгеновы лучи обладают ионизирующей способностью. В воздухе (или другом газе) при прохождении через него рентгеновых лучей возникают электрически заряженные частицы — ионы и электроны. Количество образовавшихся ионов может быть нами измерено, если мы создадим в газе, в котором произведена ионизация, электрическое поле. Электрическое поле приведет ионы в движение, и по величине тока можно будет судить о количестве ионов, образованных рентгеновыми лучами.

Схематически всякая ионизационная камера может быть представлена в виде воздушного конденсатора P_1P_2 (рис. 9), в цепь которого включается гальванометр G , измеряющий ток, который возникает в цепи при освещении воздушного промежутка рентгеновыми лучами. Величина измеренного тока, однако, будет зависеть от разности потенциалов, приложенной к пластинам конденсатора. С увеличением разности потенциалов ток будет расти сначала быстро, затем медленнее, и, наконец, возрастание тока вовсе прекратится (рис. 9а). Величина этого тока, называемого током насыщения, зависит от интенсивности рентгеновых лучей. Чем больше

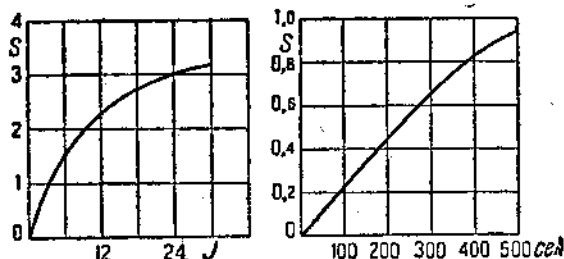


Рис. 8.

¹⁾ Измерение почернения фотопластинки производится микрофотометром.

интенсивность рентгеновых лучей, тем больше ток насыщения. Образование тока насыщения обусловлено тем, что лучи создают ограниченное число ионов. Поэтому, когда приложенная к электродам разность потенциалов достигает значения, при котором все образованные ионы будут уводиться, то дальнейшее увеличение поля уже не будет вызывать увеличения тока. Величина разности потенциалов, которую необходимо приложить к электродам, чтобы получить ток насыщения, будет зависеть от формы электродов, их взаимного расстояния, рода газа, находящегося в камере, и давления его.

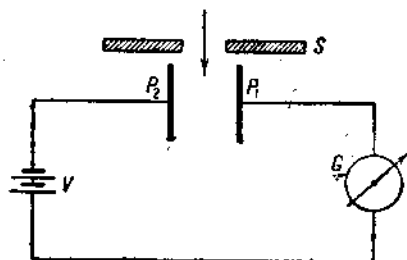


Рис. 9.

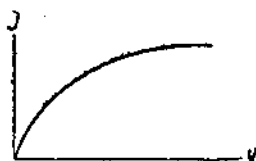


Рис. 9а.

Куленкамф показал, что на образование пары ионов под действием рентгеновых лучей расходуется одна и та же энергия, независимо от качества рентгеновых лучей (длина волны). Для воздуха величина этой энергии равна 33—35 В, т. е. равна энергии, какую приобретает электрон, пройдя ускоряющее поле с разностью потенциалов в 33—35 В.

Зная эту величину и измерив ток в ионизационной камере (описание ионизационной камеры дано ниже), т. е. число пар ионов, возникающих в 1 сек., можно определить величину энергии рентгеновых лучей, поглощенных в ионизационной камере, а отсюда (по законам поглощения) и величину интенсивности падающего излучения.

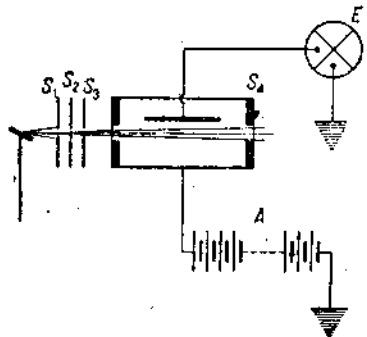


Рис. 10.

Измерение абсолютного значения энергии рентгеновых лучей с помощью ионизационной камеры производится весьма редко. В физических опытах ионизационная камера наиболее часто употребляется для относительных измерений интенсивности рентгеновых лучей. В случае однородности измеряемого излучения ток в ионизационной камере будет прямо пропорционален интенсивности рентгеновых лучей.

Схематическое изображение ионизационной камеры дано на рис. 10. Здесь S_1, S_2, S_3 — система щелей, пропускающих в камеру узкий пучок рентгеновых лучей (в некоторых опытах можно ограничиться одной щелью). S_4 — выходная щель, пропускающая наружу пучок лучей, не поглощенных в ионизационной камере. К цилиндру A подается потенциал от батареи с заземленным полюсом. Вторым электродом служит метал-

Но зато он является более доступным прибором, не сложным по технике работы и гораздо более экономичным, чем камера Вильсона.

Путей частиц с помощью счетчика наблюдать нельзя, но зато вряд ли можно предложить другой прибор, могущий соперничать со счетчиком Гейгера в отношении счета элементарных частиц.

Счетчик Гейгера состоит из металлического цилиндра, внутри которого укреплено на изоляторе острие ¹⁾ (рис. 14). В корпус счетчика и

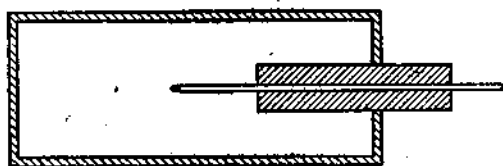


Рис. 14.

к острию прикладывается некоторая разность потенциалов. Детального механизма работы счетчика мы еще не знаем, многие детали, характеризующие работу счетчика, нам еще не ясны, но в общем дело, вероятно, можно представить себе так: вокруг острия существует большая напряженность электрического поля. При наложении достаточно большой разности потенциалов на счетчик может оказаться, что ионы, проходящие поле вблизи острия, приобретут энергию достаточную для ионизации других молекул при ударе о них. Через счетчик при этом будет идти непрерывный разряд. Непрерывные разряды в счетчике появляются, однако, лишь при достижении некоторой определенной разности потенциалов

между острием и корпусом счетчика. Что же будет, если к счетчику будет приложена несколько меньшая разность потенциалов? В этом случае счетчик разрядов не дает, но стоит только в такой счетчик попасть элементарной частице, обладающей энергией, достаточной для образования некоторого числа ионов, как в счетчике произойдет быстро затухающий разряд. Такие разряды как результат появления в счетчике элементарной частицы происходят не при всякой разности потенциалов на счетчике. Необходимо наличие некоторого минимального напряжения, чтобы происходили разряды, отвечающие попаданию в счетчик элементарных частиц.

Таким образом область работы счетчика ограничивается двумя преде-

лами: нижним — минимальной разностью потенциалов и верхним — разностью потенциалов, соответствующей появлению непрерывного разряда. Как рабочая область счетчика, так и быстрота прекращения разрядов,

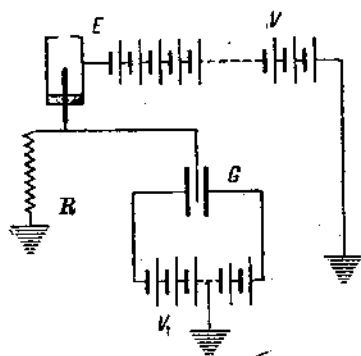


Рис. 15. Схема включения счетчика Гейгера на электрометр.

E — счетчик Гейгера, G — струнный электрометр, R — сопротивление 10^8 — 10^9 Ω , V — аккумуляторная батарея для питания счетчика, V_1 — аккумулятор.

¹⁾ В некоторых работах вместо острия пользуются тонкой металлической проволокой. Такие счетчики называются счетчиками Гейгера-Мюллера.

так же как количество электричества при разряде, зависит весьма сильно от острия счетчика, формы его, обработки и т. п. Величина рабочей области зависит также и от газа, наполняющего счетчик, и от знака потенциала, приложенного к острию.

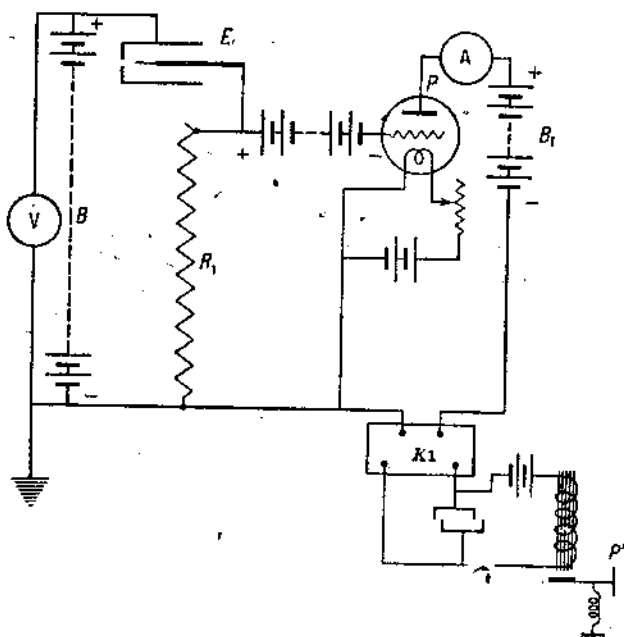


Рис. 16. Схема включения счетчика Гейгера на телефон.

E — счетчик Гейгера, P — усилительная лампа, K_1 — телефон, R_1 — сопротивление $10^6 - 10^8 \Omega$.

Разряды в счетчике могут быть наблюдаемы с помощью зарядки электрометра или обнаружены телефоном в соответственно подобранной схеме включения. Типичные схемы включения счетчика даны на рис. 15 и 16.

ГЛАВА ВТОРАЯ

СПЕКТР ТОРМОЖЕНИЯ

1. Возбуждение рентгеновых лучей

Обратимся к более детальному рассмотрению явлений, происходящих при возникновении рентгеновых лучей. Мы отмечали, что рентгеновы лучи возникают всегда в тех случаях, когда электроны, обладающие значительной энергией, вступают в тесное взаимодействие с атомами какого-либо вещества. Результатом такого взаимодействия является потеря электроном его энергии, которую частично мы воспринимаем в форме рентгеновых лучей.

Мы можем рассматривать это явление (потерю скорости) как торможение электрона; поэтому естественной является попытка установить закономерности, характеризующие возбуждение рентгеновых лучей, на чисто классической основе, вывести их из электромагнитной теории. Такие представления о рентгеновых лучах и были развиты Стоксом (Stoks), Дж.-Дж. Томсоном (Tomrpson) и др.

Согласно основным положениям электродинамики, всякий электрический заряд, движущийся с ускорением, должен терять свою энергию, идущую на образование электромагнитного поля.

Пусть SA (рис. 17) есть направление движения электрона, и пусть в точке A начинается процесс торможения. При этом точка A становится центром электромагнитного возмущения, распространяющегося во все стороны со скоростью c . Возмущение, вызванное торможением электрона, достигнет места наблюдения через промежуток времени

$$t = \frac{r}{c},$$

где r — расстояние от места торможения до наблюдателя.

Процесс испускания рентгеновых лучей будет длиться некоторое малое время τ ; электрон при этом пробежит путь AB , причем в конце этого пути, в точке B , скорость его падает до нуля. Очевидно, что после этого процесс излучения прекратится, и вся излученная заторможенным зарядом энергия в рассматриваемый момент времени будет заключаться между сферами с центрами одной в точке A другой в B , распространяющимися в пространстве со скоростью c . Ширина зоны, в которой заклю-

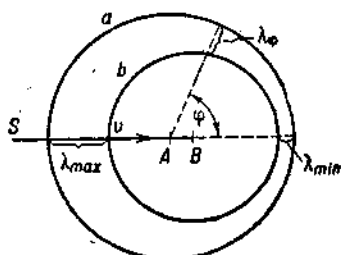


Рис. 17.

чается электромагнитное поле, будет оставаться при этом неизменной. Наблюдатель, помещенный в точке M , будет регистрировать появление электромагнитного поля в течение короткого времени

$$\Delta t \approx \frac{AM}{c}.$$

Электромагнитное возмущение указанного типа называют импульсом. Величина AM называется шириной импульса.

Интенсивность электромагнитного возмущения, которое возникает при торможении, определяется в основном ускорением заряда. Если ускорение электрического заряда нам известно, то мы с помощью основных уравнений электродинамики сможем определить ряд величин, характеризующих данное излучение.

Так, численные значения напряженности электрического и магнитного полей импульса будут равны:

$$E = H = \frac{ve}{c^2 r} \sin \varphi, \quad (2, 1)$$

где E — напряженность электрического поля, H — напряженность магнитного поля, r — расстояние места наблюдения от места торможения, e — заряд электрона, c — скорость света, φ — угол между направлением ускорения электрона и прямой, проведенной из места возникновения рентгеновых лучей в точку наблюдения.

Зная напряженность поля, можно легко найти как энергию импульса, так и значение ее в любой точке. В самом деле, энергия, заключенная в единице объема электромагнитного поля, равна:

$$W_0 = \frac{E^2}{8\pi} + \frac{H^2}{8\pi} = \frac{E^2}{4\pi}, \quad (2, 2)$$

а энергия всего импульса определяется простым интегрированием по объему. Обозначая элемент объема через $d\tau$, имеем для энергии импульса выражение:

$$W = \int \frac{E^2}{4\pi} \cdot d\tau = \frac{v^2 e^2}{4\pi c^4} \int \frac{\sin^2 \varphi}{r^2} \cdot d\tau,$$

где интегрирование распространяется на весь объем, заключенный между сферами r и $r + \delta r$ (рис. 18). Вводя сферические координаты и подставляя выражение элемента объема в этих координатах:

$$d\tau = r^2 \sin \varphi \, dr \, d\theta \, d\varphi,$$

имеем:

$$\begin{aligned} W &= \frac{v^2 e^2}{4\pi c^4} \int_r^{r+\delta r} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{r^2 \sin^2 \varphi}{r^2} \, dr \, d\theta \, d\varphi = \\ &= \frac{v^2 e^2}{4\pi c^4} \cdot \delta r \cdot 2\pi \cdot \int_0^\pi \sin^2 \varphi \, d\varphi = \frac{2}{3} \cdot \frac{v^2 e^2}{c^4} \cdot \delta r = \frac{2}{3} \cdot \frac{v^2 e^2}{c^4} \cdot \delta t, \end{aligned} \quad (2, 3)$$

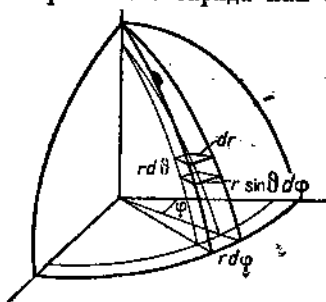


Рис. 18.

где δt — время, в течение которого наблюдается импульс рентгеновых лучей. Средняя скорость излучения $\frac{dW}{dt}$ при этом будет равна:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \cdot \frac{v^2 e^2}{c^3}.$$

Для вычисления с помощью выражения (2, 3) энергии импульса нужно знать несколько величин, например ускорение заряда в процессе торможения и время полного торможения электрона или значение ширины импульса. Все эти величины не поддаются опытному измерению. Поэтому определение как значения энергии, так и связанных с ней других констант может быть сделано лишь при некоторых дополнительных предположениях о характере импульса.

Будем для простоты подсчета считать, что торможение электрона совершается равномерно, т. е. будем ускорение считать постоянным:

$$\dot{v} = \frac{v}{\tau} = \frac{v \cdot c}{\delta r},$$

где v — скорость заряда перед началом торможения и τ — время торможения¹⁾. Подставляя значение $\dot{v}$ в уравнение (2, 3), получим:

$$W = \frac{2}{3} \cdot \frac{v^2 c^2}{\delta r^2} \cdot \frac{e^2}{c^4} \cdot \delta r \approx \frac{2}{3} \frac{v^2 e^2}{c^2 \delta r}. \quad (2, 4)$$

Полученная формула (2, 4) определяет энергию, теряемую тормозящимся зарядом. Эта последняя будет тем больше, чем больше начальная скорость заряда, а так как в рентгеновской трубке энергия заряда определяется приложенным к трубке напряжением U :

$$\frac{1}{2} m v^2 = e U,$$

где e — величина заряда, а U — приложенная к рентгеновской трубке разность потенциалов, то скорость заряда будет зависеть от его массы:

$$v = \frac{\sqrt{2eU}}{\sqrt{m}} = \frac{A}{\sqrt{m}}.$$

Электрон, как известно, обладает наименьшей массой; масса самого легкого из ионов — иона водорода — будет примерно в 2 000 раз больше массы электрона. Поэтому излучение, сопровождающее торможение ионов, при том же приложенном напряжении будет в несколько тысяч раз меньше по интенсивности, чем излучение электрона, и это дает нам полное право приписывать появление рентгеновых лучей торможению именно электронов.

2. Распределение энергии рентгеновых лучей в пространстве

Формула (2, 1), которой мы пользовались для определения общей энергии импульса, определяет и распределение энергии рентгеновых лучей в пространстве.

¹⁾ Такому представлению о торможении электрона соответствует импульс, в котором напряженность электрического и магнитного полей постоянна во все время его существования.

Интенсивность I_φ рентгеновых лучей (энергия, падающая на единицу площади за единицу времени), распространяющихся под углом φ в направлении торможения электрона, будет, как известно, пропорциональна квадрату напряженности электрического поля, создаваемого торможением отдельного электрона, и согласно формуле (2, 1) будет равна:

$$I_\varphi = \frac{c \cdot E^2}{4\pi} = \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{v^2 e^{2m}}{c^2 r^2} \sin^2 \varphi. \quad (2, 5)$$

На рис. 19 зависимость I_φ от φ изображена графически в полярных координатах. Величина радиуса-вектора кривой, проведенного под углом φ , представляет в соответственном масштабе значение I_φ . Рассмотрение кривой $I_\varphi = f(\varphi)$ (рис. 19) показывает, что энергия рентгеновых

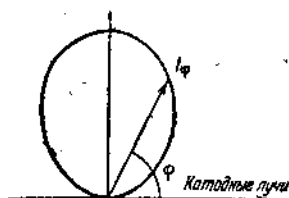


Рис. 19.

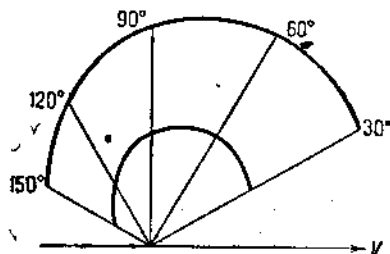


Рис. 20.

лучей распределяется в пространстве неравномерно: в направлениях, составляющих 90° с направлением катодного пучка, мы должны ожидать максимума интенсивности; в направлении же, совпадающем с направлением катодного пучка или противоположном ему, рентгеновых лучей не должно быть вовсе (интенсивность их равна нулю).

Эти выводы могут быть подвергнуты непосредственной опытной проверке, которая и была произведена рядом исследователей. На рис. 20 приведены для сравнения кривые, измеренные Лёбе (источником излучения служила обычная рентгеновская трубка с вольфрамовым антикатодом); кривые относятся к различным значениям напряжения на рентгеновской трубке.

Экспериментальные кривые действительно показывают неравномерное распределение рентгеновых лучей в пространстве. Существуют направления, в которых интенсивность имеет наибольшее значение, и эти направления — те, которые образуют с направлением электронного пучка углы, близкие к 90° , в то время как в направлении катодного пучка и обратном ему интенсивность рентгеновых лучей имеет минимальное значение. Однако полного совпадения экспериментальных кривых с теоретической нет. Положение максимума интенсивности на экспериментальной кривой несколько сдвинуто вперед, к катодному пучку, и это смещение проявляется тем сильнее, чем больше скорость электронов, возбуждающих рентгеновые лучи. Отчетливо проявляется это смещение, однако, лишь при скоростях, близких к скорости света, и это сразу делает понятной причину расхождения опытных и теоретических данных. Дело

в том, что для таких больших скоростей формулу (2,1) дающую значения напряженности электрического и магнитного полей, нельзя считать правильной,—необходимо принять во внимание поправки, вытекающие из теории относительности. Учет этих поправок приводит к тому, что в формуле (2,1) появляется дополнительный множитель $\left(\frac{1}{1-\beta \cos \varphi}\right)^2$, где β — отношение скорости электрона к скорости света, и мы вместо формулы (2,1) получаем для напряженности электрического и магнитного полей выражение:

$$E = H = \frac{v \cdot e}{rc^2} \cdot \frac{\sin \varphi}{(1 - \beta \cos \varphi)^2} \quad (2,6)$$

Далее, поток энергии импульса, проходящий за промежуток времени dt через единицу поверхности, будет:

$$dW = E^2 \cdot \frac{c}{4\pi} \cdot dt. \quad (2,7)$$

Время, входящее в выражение (2,7), связано с наблюдателем; отсчеты времени, которые будут им производиться, будут отличаться от отсчетов времени, производимых в координатной системе, связанной с движущимся электроном.

Пусть t' — момент торможения заряда. Излучаемое в этот момент электромагнитное поле мы регистрируем в точке P в момент t , равный

$$t = t' - \frac{r}{c}.$$

Пусть dt' — промежуток времени, в течение которого электрон переместился из точки O в точку O' (рис. 21). Возмущение, возникшее в этот момент, достигнет места наблюдения P в момент $t + dt$, причем промежуток времени dt будет отличен от промежутка времени dt' , так как, как уже было отмечено выше, отсчеты времени, производимые наблюдателем, находящимся в P , отличны от отсчетов времени, производимых в системе, связанной с движущимся электроном (наблюдатель, движущийся со скоростью электрона). Из рис. 21 видно, что

$$dt = dt' + \frac{dr}{c}.$$

По абсолютному значению

$$dr = v \cdot dt \cos \varphi,$$

но в выражении для dt член $v dt' \cos \varphi$ надо брать со знаком минус. Если движение электрона совершается (как это и предположено на рис. 21) от точки O к точке O' , то радиус-вектор уменьшается, и, следовательно, само dr отрицательно. Если же движение электрона совершается в обратном направлении от точки O' к точке O , то величина dr будет положительна, так как по мере движения электрона радиус-вектор, соеди-

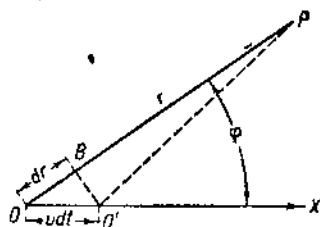


Рис. 21.

няющий место наблюдения с положением электрона, будет расти, но при этом угол, составленный радиусом-вектором с направлением движения электрона, будет уже не тот, что отмечен на рис. 21 буквой φ , а дополнительный к нему. Если мы для этого угла сохраним обозначение φ (т. е. будем под φ всегда понимать угол между радиусом-вектором и направлением движения электрона), то и в этом случае dr будет равно $-v dt \cos \varphi$ (φ в этом случае—угол, дополнительный к углу, обозначенному буквой φ на рис. 21). Поэтому

$$dt = dt' (1 - \beta \cos \varphi).$$

Подставим теперь в выражение (2, 7) вместо dt полученное для него выражение, а вместо E —его выражение из формулы (2, 6):

$$dW_{\varphi} = \frac{e^2 v^2}{4\pi c^2 r^2} \frac{\sin^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \varphi)^5} dt'.$$

Для вычисления общего потока энергии удобнее от величины dt' перейти непосредственно к измерению скорости. Так как

$$dt' = \frac{dv}{v} = \frac{c}{v} d\beta,$$

то

$$dW_{\varphi} = \frac{e^2 v}{4\pi c^2 r^2} \cdot \sin^2 \varphi \frac{d\beta}{(1 - \beta \cos \varphi)^5}. \quad (2, 8)$$

Полную энергию, излучающуюся в направлении φ при торможении электрона с начальной скоростью v , определяемой соответственным значением β , мы найдем интегрированием выражения (2, 8), причем границы интегрирования определяются предположением о полном торможении электрона:

$$W_{\varphi} = \int_0^{\frac{e^2 v}{4\pi c^2 r^2} \cdot \sin^2 \varphi \cdot \frac{d\beta}{(1 - \beta \cos \varphi)^5}} = \frac{e^2 v}{16\pi c^2 r^2} \cdot \frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \left(\frac{1}{(1 - \beta \cos \varphi)^4} - 1 \right). \quad (2, 9)$$

Для малых значений β формула (2, 9) принимает прежний вид (2, 5), но для значений β не малых распределение интенсивности будет уже иным. Именно, согласно формуле (2, 9) максимум интенсивности не будет уже иметь места при $\varphi = 90^\circ$, а окажется смещенным в сторону меньших углов; притом, в соответствии с опытными фактами, это смещение тем больше, чем ближе β к единице.

Другое отличие экспериментальной кривой от теоретической, заключающееся в том, что интенсивность при 0° и при 180° отлична от нуля, вряд ли может быть отнесено за счет недостатков теоретической трактовки; ее скорее следует объяснить несовершенством эксперимента.

В самом деле, из опытов Ленарда, Виддингтона и др. известно, что катодные лучи способны проходить через некоторую толщу различных веществ и притом тем большую, чем больше скорость электронов. Поэтому мы можем ожидать, что и в рентгеновской трубке, коль скоро электроны, возбуждающие рентгеновы лучи, обладают достаточными скоростями, будет иметь место аналогичное явление. Катодные лучи будут проникать

в глубь антикатада и при этом будут терять свою энергию и изменять свое направление вследствие рассеяния.

Поэтому мы не можем считать, что наблюдавшаяся в опытах Лебе картина соответствует вполне определенному направлению движения электронов перед торможением. Это направление на самом деле различно для электронов, тормозящихся в различных слоях антикатада, и мы наблюдаем в действительности сложную картину.

Для получения действительного пространственного распределения энергии рентгеновых лучей, возникающих в процессе торможения электронов, необходимо перейти от обычной рентгеновской трубки к трубкам со специальным антикатодом в виде фольги, настолько тонкой, чтобы в ней явление рассеяния катодных лучей было бы незначительным. Такие опыты были произведены Куленкампом, Дьюэном и др.

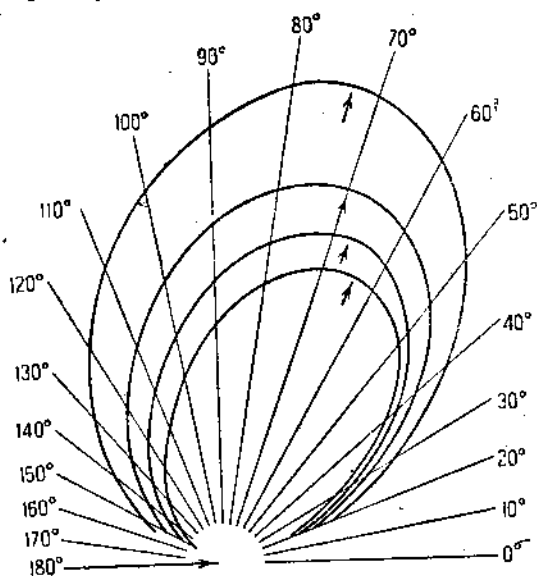


Рис. 22.

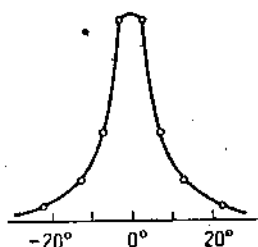


Рис. 23.

На рис. 22 приведены кривые, полученные Куленкампом в результате измерения пространственного распределения энергии рентгеновых лучей, полученных от алюминиевой фольги ¹⁾ толщиной 0,6 микрона. При такой толщине антикатада рассеяние электронов уже невелико. Кривая на рис. 23 изображает размытие катодного пучка, обладающего энергией, соответствующей 37,8 kV, после прохождения фольги.

Как и следовало ожидать, кривые Куленкампа идут так, как если бы ось абсцисс пересекалась ими в начале координат, т. е. в направлении катодного пучка и в направлении обратном ему интенсивность рентгеновых лучей, испускаемая тонким антикатодом, весьма мала.

3. Распределение энергии в спектре рентгеновых лучей

До сих пор мы пользовались представлением о рентгеновых лучах как о коротком электромагнитном импульсе. Теперь мы перейдем к предста-

¹⁾ Алюминий выбирался для исключения влияния характеристического излучения.

влению о них как об электромагнитных волнах. Будем говорить о длине волны рентгеновых лучей λ или о соответствующей частоте ν , определяемой хорошо известным соотношением:

$$\nu \cdot \lambda = c, \quad (2, 10)$$

где c — скорость распространения рентгеновых лучей.

Переход от короткого импульса в спектре рентгеновых лучей производится согласно известной теореме Фурье, по которой всякий непериодический процесс (короткий электромагнитный импульс) может быть представлен в виде суммы или интеграла периодических процессов с соответственно подобранной интенсивностью.

Поэтому импульс рентгеновых лучей эквивалентен сплошному или непрерывному спектру, и мы можем ставить вопрос о распределении энергии в этом спектре.

Очевидно, что разложение в ряд Фурье, а следовательно, и распределение энергии в спектре рентгеновых лучей, будет зависеть от характера импульса и поэтому точно быть подсчитано не может, так как характер импульса неизвестен. Для импульса же частного вида, разбиравшегося уже нами ранее ($E = \text{const}$ во все время существования импульса), разложение в ряд Фурье может быть произведено довольно просто. Как показал Комpton, в этом случае напряженность электрического поля может быть представлена в виде:

$$\frac{2E}{\pi} \int_0^{\infty} d\nu \cdot \frac{2}{\nu} \cdot \sin \nu \cdot \frac{\tau}{2} \cdot \cos \omega t, \quad (2, 11)$$

где τ — время торможения электрона, ν — частота рентгеновых лучей.

Из выражения (2, 11) можно получить и распределение энергии в спектре. При этом мы получим:

$$I_{\lambda} d\lambda = k \cdot \sin^2 \left(\pi \frac{\delta r}{\lambda} \right) \cdot d\lambda, \quad (2, 11a)$$

где I_{λ} — интенсивность соответствующей длины волны в спектре рентгеновых лучей, δr — ширина импульса, k — коэффициент пропорциональности.

Распределение энергии в спектре, определяемое формулой (2, 11a), имеет весьма сложный характер. Наряду с непрерывной частью спектра (рис. 24) с максимумом при $\lambda_m = 2\delta r$, имеется еще и ряд глубоких отдельных максимумов и минимумов, соответствующих значениям длин волн:

$$\lambda = \frac{2}{2\pi + 1} \cdot \delta r \rightarrow \text{max.}$$

$$\lambda = \frac{2}{2\pi} \delta r \rightarrow \text{min.}$$

Обратимся теперь к тому, что дает опыт. Распределение энергии в спектре рентгеновых лучей может быть изучено с помощью установки, схематическое изображение которой дает рис. 25.

С помощью системы щелей S_1, S_2, S_3 из излучения, создаваемого рентгеновской трубкой, вырезается узкий пучок, падающий на кристалл K . Как мы увидим далее, в результате дифракции рентгеновых лучей при прохождении их через кристалл из падающего пучка отражаются только определенные лучи, обладающие длиной волны, удовлетворяющей условию дифракции, данному Брэггом в форме.

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (2, 12)$$

где d — постоянная решетки кристалла, θ — угол падения на кристалл, n — целое число, называемое порядком отражения.

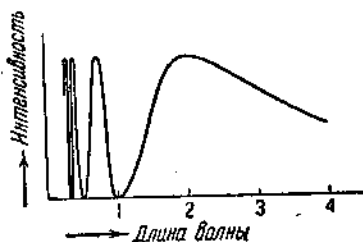


Рис. 24.

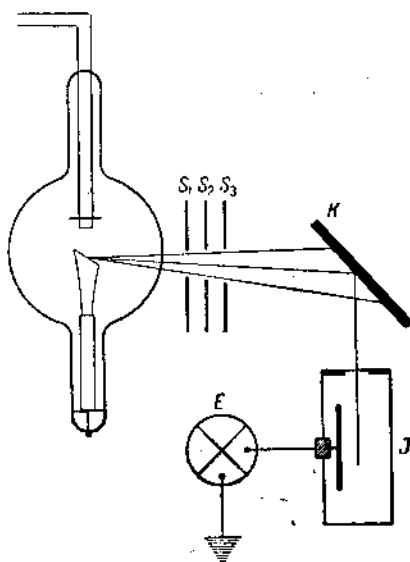


Рис. 25.

Формула (2, 12) носит название формулы Брэгга. Отраженный от кристалла луч, обладающий вполне определенной длиной волны, попадает далее в ионизационную камеру, с помощью которой и производится измерение интенсивности. Результаты таких измерений, произведенные многими исследователями, из которых мы отметим Ульри (Ulrey), можно представить в виде кривой (рис. 26). Эта кривая, полученная при изучении рентгеновых лучей, изучаемых вольфрамовым антикатодом при напряжении 30 kV, может нами рассматриваться как типичная кривая распределения энергии в спектре рентгеновых лучей. Если сравнить экспериментальную кривую рис. 26 с кривой рис. 25, то сразу бросается в глаза некоторое сходство этих кривых — наличие широкого непрерывного спектра с размытым максимумом. Экспериментальная кривая показывает, что рентгеновская трубка действительно испускает сплошной спектр в соответствии с положениями теории импульсов. Однако между обеими кривыми имеется и серьезное различие, которое мы выясним несколько позже.

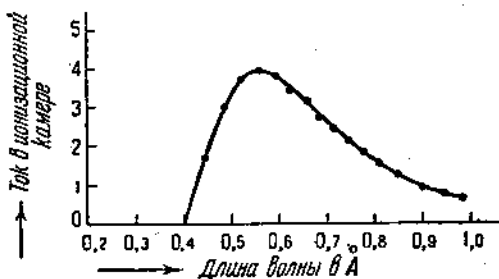


Рис. 26.

4. Зависимость распределения энергии в спектре рентгеновых лучей от различных факторов

Кривая, дающая распределение энергии в спектре рентгеновых лучей (рис. 26), обладает двумя характерными местами — максимумом интенсивности, приходящимся на долю тех лучей, длину волны которых мы будем обозначать λ_m , и границей непрерывного спектра. Оказывается, что в непрерывном спектре рентгеновых лучей отсутствуют вовсе лучи, обладающие длиной волны, меньшей граничного значения λ_0 . Изучая зависимость

распределения энергии в спектре от различных факторов, мы — что совершенно естественно — должны обратить особенное внимание на эти характерные места в спектре рентгеновых лучей.

а) Зависимость от силы тока. Измерение спектрального состава лучей и их интенсивности при различных силах тока, протекающего через трубку, было произведено Довинье (Dauviller), а затем Бенкиным (Benckin). Оказалось, как это, впрочем, и следовало ожидать заранее, что с увеличением силы тока происходит увеличение интенсивности каждой длины волны спектра и притом во столько раз, во сколько возрос ток, протекающий через трубку. Распределение энергии остается,

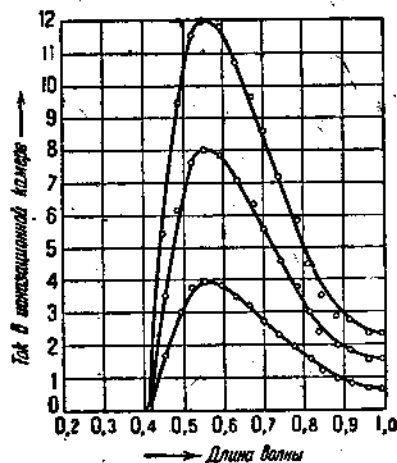


Рис. 27.

однако, неизменным; максимум непрерывного спектра и его граница сохраняют свое положение (рис. 27).

Происходит общее увеличение энергии рентгеновых лучей пропорционально увеличению величины силы тока.

$$W = a \cdot i, \quad (2,13)$$

где W — полная энергия, излучаемая трубкой, i — сила тока, a — константа, не зависящая от силы тока.

б) Зависимость от напряжения. В противоположность влиянию силы тока, изменение напряжения, приложенного к электродам рентгеновской трубки, сказывается уже на самом распределении энергии в спектре. Меняется не только общая энергия рентгеновых лучей, испускаемых трубкой (что определяется площадью кривой, изображенной на рис. 26), но также и соотношение интенсивностей отдельных лучей, образующих непрерывный спектр. Положение максимума интенсивности смещается, при увеличении напряжения, в сторону более коротких длин волн. В том же направлении происходит и смещение границы непрерывного спектра. Количественная характеристика этого смещения может быть получена из измерений, произведенных Ульри.

На кривых рис. 28 попережнему дано распределение энергии в спектре (интенсивность как функция длины волны), но при различных напряжениях на рентгеновской трубке и, следовательно, при различных скоростях катодных лучей. Цифры, стоящие у каждой кривой, означают величину напряжения, приложенного к рентгеновской трубке во время измерения (в киловольтах).

Если определить граничные значения непрерывного спектра при различных напряжениях, то оказывается возможным установить однозначное соответствие между этими величинами, а именно:

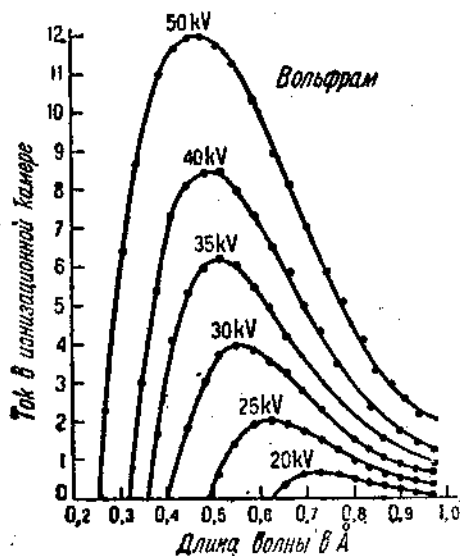


Рис. 28.

$$\lambda_0 = \frac{12,8}{U}. \quad (2,14)$$

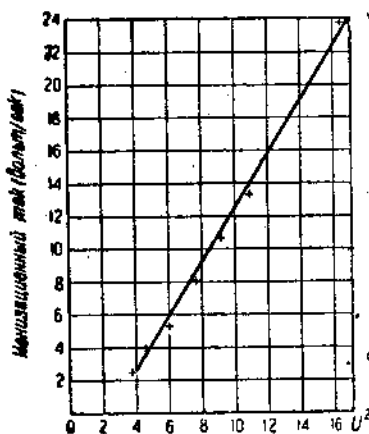


Рис. 29.

Здесь граничная длина волны λ_0 измеряется в ангстремах¹⁾, а напряжение U — в киловольтах.

Соотношение, подобное формуле (2,14), можно установить и для связи между положением максимума интенсивности и приложенным напряжением. Длина волны лучей, обладающих максимальной интенсивностью в непрерывном спектре, также изменяется приблизительно обратно пропорционально приложенному напряжению. Необходимо при этом отметить, еще, что наряду со смещением максимума интенсивности происходит и резкое его изменение по величине. Если сопоставить численное значение максимума интенсивности с соответствующими значениями напряжения, то оказывается, что в первом приближении

$$I_{\lambda_{\max}} \approx AU^2, \quad (2,15)$$

где $I_{\lambda_{\max}}$ — величина максимума интенсивности, а A — коэффициент пропорциональности, имеющий в случае вольфрамового антикатада

¹⁾ Ангстрем (Å) равен 10^{-8} см.

численное значение $6,3 \cdot 10^{-32}$, если $I_{\lambda \max}$ выражено в эргах, а U — в киловольтах. Столь резкое возрастание интенсивности максимума непрерывного спектра обеспечивает при высоких напряжениях преобладание лучей коротковолновой части спектра. Так, спектральный интервал, содержащий все лучи, интенсивность которых больше 0,1 максимального значения, будет равен $7,5 \lambda_0$.

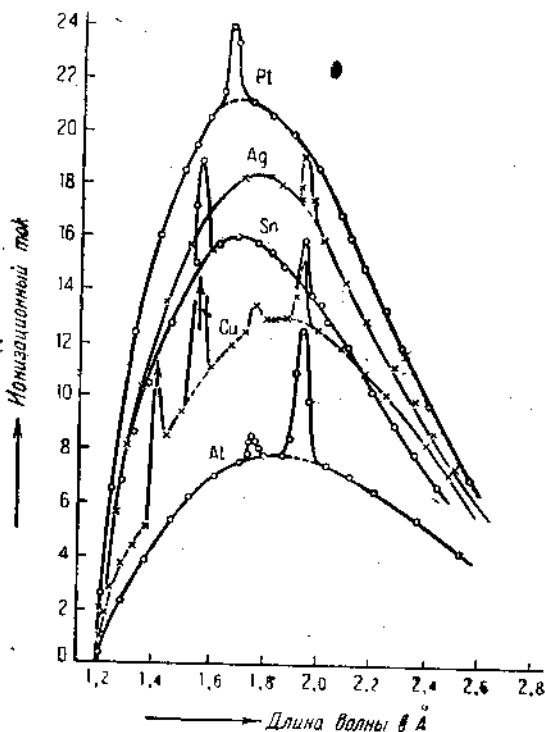


Рис. 30.

соответствующего значения напряжения. Из этой кривой следует, что общая энергия

$$W = b \cdot U^2, \quad (2,16)$$

где b — константа, не зависящая от напряжения.

с) Зависимость от вещества антикатада. Перейдем теперь к рассмотрению того, как изменяется интенсивность непрерывного спектра с изменением вещества антикатада, причем будем характеризовать последний его атомным номером Z .

Сравнение распределения энергии в спектрах, полученных от различных элементов (рис. 30), обнаруживает резкие изменения, наступающие в спектре рентгеновых лучей при изменении атомного номера, хотя основные характеристики непрерывного спектра (граница и максимум) остаются без изменения. В спектре появляются дополнительные резкие максимумы, которые ранее нами отмечены не были. Положение этих мак-

Это является весьма существенным обстоятельством в опытах по определению внутренних неоднородностей с помощью рентгеновых лучей.

Обратимся теперь к изменению полной энергии рентгеновых лучей с напряжением. Можно определить это изменение путем измерения площади кривых на рис. 28, но можно произвести и непосредственно измерения общей энергии.

На рис. 29 приведена кривая изображающая результаты измерения Дьюэна (Duane) и Шимицу (Schimizu). По оси ординат отложено численное значение тока через ионизационную камеру в условных единицах (делениях шкалы), на оси абсцисс — квадрат

симумов меняется очень сильно с изменением вещества антикатада. Ниже мы ближе рассмотрим природу этих максимумов и закономерности, ими управляющие; сейчас мы оставим их без внимания, так как они по механизму своего возникновения отличны от лучей непрерывного спектра.

При сравнении хода отдельных кривых необходимо принять во внимание различие в коэффициенте поглощения рентгеновых лучей в веществе самого антикатада; катодные лучи, как мы уже установили ранее, проникают на некоторую глубину внутрь антикатада, и рентгеновым лучам приходится в свою очередь проходить некоторый путь в толще антикатада (рис. 31). Учет этой поправки приводит нас к кривым (рис. 32), выражающим распределение энергии в спектре рентгеновского излучения различных веществ.

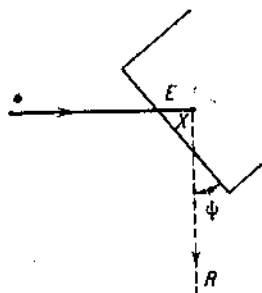


Рис. 31.

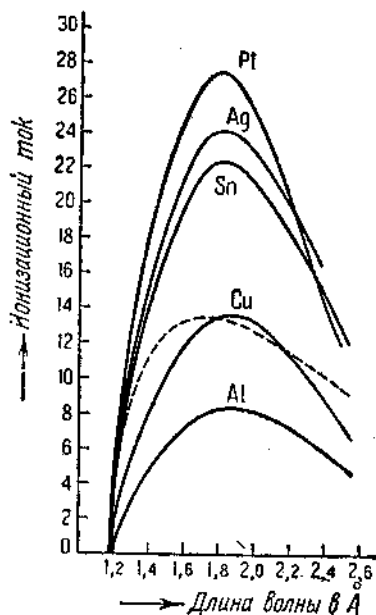


Рис. 32.

Изменение общей энергии рентгеновых лучей с изменением материала антикатада может быть также произведено как непосредственным путем, так и путем интегрирования (определения площадей) кривых рис. 30. Тщательные измерения этого рода были произведены Кэйем (Kaue), которому удалось установить, что общая энергия рентгеновых лучей растет пропорционально атомному номеру (рис. 33).

В связи с этим уместно поставить вопрос о том, определяется ли общая энергия непрерывного спектра действительно атомным номером вещества или его атомным весом, который изменяется в общем параллельно атомному номеру.

Можно провести различие между обоими факторами, если произвести измерение интенсивности непрерывного спектра в той части таблицы Менделеева, где изменение атомного номера не совпадает с изменением атомного веса. Тщательное измерение общей энергии рентгеновых лучей в такой области было произведено Дьюэном и Шимицу. На рис. 34 крестиками обозначены значения интенсивности общего спектра элементов — железа, кобальта, никеля и меди. Крестики хорошо укладываются на пря-

мую, показывающую линейную зависимость от атомного номера, а не от атомного веса. Таким образом

$$W = c \cdot Z, \quad (2,17)$$

где c — константа, не зависящая от Z .

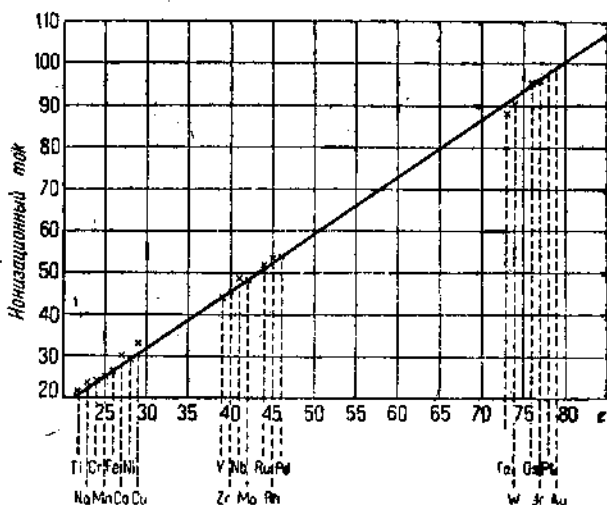


Рис. 32.

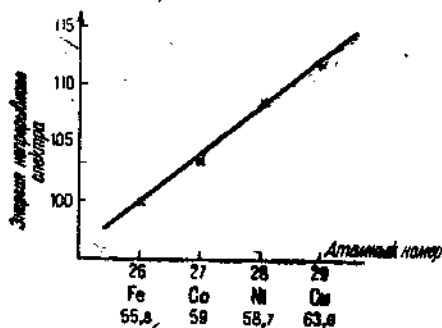


Рис. 34.

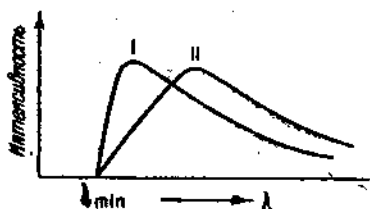


Рис. 35.

д) Зависимость от угла φ . Согласно теории импульсов распределение энергии в спектре рентгеновых лучей, выражаемое формулой (2, 11), в основном определяется шириной импульса δr , удвоенное значение которого совпадает с длиной волны λ_m лучей, обладающих в спектре максимальной интенсивностью. Однако величина δr не является постоянной. Как видно из рис. 17, дающего представление о возникновении импульса, значение δr зависит от направления, в котором мы будем наблюдать рентгеновы лучи.

Ширина импульса, таким образом, является функцией угла φ между направлением катодного пучка и радиусом-вектором, проведенным в точку, где производится измерение энергии рентгеновых лучей. Следовательно, и распределение энергии в спектре, в частности положение максимума интенсивности, должно зависеть от угла φ . Очевидно при этом, что зависимость от угла φ будет выражена тем сильнее, чем ближе скорость электронов к скорости распространения рентгеновых лучей — к скорости света.

Опыты, произведенные Вагнером (Wagner) в 1919 г., показали, что подобное явление действительно имеет место. Рис. 35 воспроизводит кривые, полученные Вагнером: кривая I дает распределение энергии в спектре рентгеновых лучей в направлении, близком к направлению катодного пучка; кривая II дает то же распределение, но для направления, составляющего с катодным пучком угол в 160° . На чертеже совершенно отчетливо видно смещение максимума интенсивности непрерывного спектра в сторону коротких длин волн в соответствии с требованиями теории. Отметим при этом, что положение границы непрерывного спектра оказывается не зависящим от направления.

5. Количественные закономерности в спектре рентгеновых лучей

Рассматривая кривые рис. 27, 28, 30, изображающие распределение энергии в спектре различных веществ при различных условиях возбуждения их, мы вывели соотношения (2, 13), (2, 16) (2, 17), определяющие значение общей энергии рентгеновых лучей в этих условиях. Однако пользоваться этими кривыми для нахождения соотношения между интенсивностями отдельных длин волн непрерывного спектра неудобно. Гораздо более простую форму принимают эти соотношения, если перейти от распределения энергии по длинам волн к распределению по частоте. Переход может быть совершен путем простого перерасчета соответственных кривых.

Определим величину I_ν интенсивности лучей. частоты ν так, чтобы в спектральном интервале частот $d\nu$ содержалось такое же количество энергии, как и в соответственном спектральном интервале $d\lambda$ разложения в спектр по длинам волн, т. е. чтобы

$$I_\nu d\nu = I_\lambda d\lambda.$$

(2, 18)

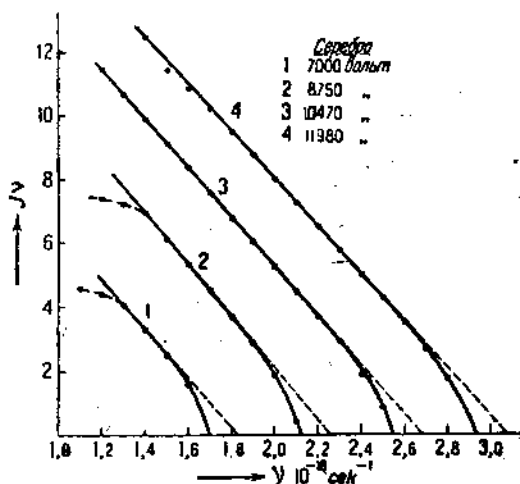


Рис. 36.

Перерасчет кривых рис. 28 и 30 в соответствии с условием (2,18) приводит к другим кривым, представляющим распределение энергии в спектре по частотам.

Такие кривые даны на рис. 36, представляющем распределение энергии в спектре излучения серебра при различных напряжениях, и на рис. 37, где распределение энергии в спектре по частотам дано для различных веществ.

Кривые, за исключением небольшого участка вблизи границы спектра, представляют прямые линии. Вид полученных кривых позволил

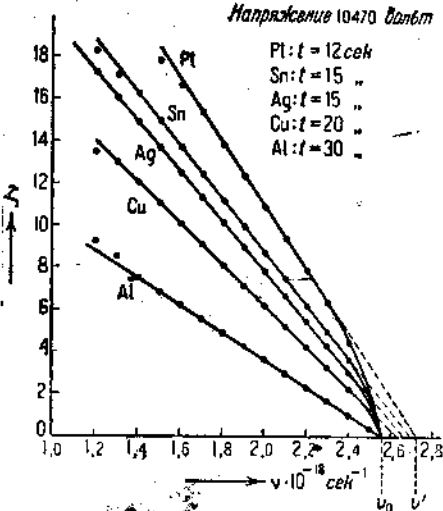


Рис. 37.

Куленгамфу легко найти экспериментальную формулу, дающую зависимость интенсивности лучей в непрерывном спектре от частоты рентгеновых лучей и порядкового номера элементов, именно:

$$I = C \cdot Z [(\nu_0 - \nu) + Z \cdot B], \quad (2,19)$$

где ν_0 — частота граничных лучей в непрерывном спектре, а C и B — константы, не зависящие ни от материала антикатада, ни от приложенного к трубке напряжения. Численные значения этих констант таковы:

$$C = (5 \pm 1,5) \cdot 10^{-50} \text{ эрг/сек}^2, \\ B = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}.$$

Из соотношения (2,19) можно уже выше зависимость полной энергии непрерывного спектра от напряжения и вещества антикатада:

$$W = \int_0^{\nu_0} [C \cdot Z (\nu_0 - \nu) + CBZ^2] \cdot d\nu \approx \int_0^{\nu_0} CZ \nu (\nu_0 - \nu) d\nu,$$

так как членом CBZ^2 в (2,19) можно пренебречь из-за его малого значения. В результате интегрирования получим:

$$W = \frac{CZ\nu_0^2}{2} = \frac{CZ}{2} \cdot \frac{c^2}{\lambda_0} = \frac{Cc^2Z}{2} \cdot \frac{U^2}{151} = aU^2 \cdot Z.$$

Формула (2,19) дает также возможность установить соотношение между границей непрерывного спектра и длиной волны, которой соответствует максимум интенсивности λ_m . Для этого преобразуем формулу (2,19) в распределение по длинам волн. Из соотношения (2,18):

$$-I_\nu d\nu = I_\lambda d\lambda$$

имеем:

$$I_{\lambda} = -I_{\nu} \frac{d\nu}{d\lambda};$$

так как

$$\nu = \frac{c}{\lambda},$$

то

$$\frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2}$$

и

$$I_{\lambda} = CZ \left\{ \left(\frac{c}{\lambda_0} - \frac{c}{\lambda} \right) + ZB \right\} \cdot \frac{c}{\lambda^2}.$$

Длина волны λ_m , которой соответствует наибольшая интенсивность, определяется из условия:

$$\frac{dI_{\lambda}}{d\lambda} = -CZ \left\{ \left(\frac{c}{\lambda_0} - \frac{c}{\lambda_m} \right) + ZB \right\} \cdot \frac{2c}{\lambda_m^3} + \frac{CZc^2}{\lambda_m^4} = 0.$$

После сокращения приводим это равенство к виду:

$$\frac{3}{2} \frac{c}{\lambda_m} = \frac{c}{\lambda_0} + ZB,$$

откуда

$$\lambda_m = \frac{3}{2} \frac{c}{\frac{c_0}{\lambda_0} + ZB}.$$

Если пренебречь малым членом ZB , то получим приближенное соотношение между λ_m и λ_0 , именно:

$$\lambda_m = \frac{3}{2} \lambda_0. \quad (2, 20)$$

Это соотношение довольно хорошо выполняется на опыте.

6. Коэффициент полезного действия при возбуждении рентгеновых лучей

До сих пор, устанавливая зависимость между общей энергией рентгеновых лучей и величинами, характеризующими условия их возбуждения, мы пользовались относительными значениями. Встает при этом естественный вопрос, каково же абсолютное значение интенсивности рентгеновых лучей, каково соотношение между энергией рентгеновых лучей и энергией катодных лучей, их возбуждающих, каково значение величины ρ , называемой коэффициентом полезного действия и представляющей отношение.

$$\rho = \frac{W_R}{W_k}, \quad (2, 21)$$

где W_R — энергия рентгеновых лучей, а W_k — энергия первичных катодных лучей. Значение W_R может быть получено из установленных уже ранее соотношений (2, 13), (2, 16) и (2, 17), именно:

$$W_R = \rho_0 i Z U^2. \quad (2, 22)$$

Энергия же катодных лучей определяется произведением силы тока, протекающего через рентгеновскую трубку, на приложенное к ней напряжение:

$$W_k = i \cdot U.$$

Подстановка значений W_R и W_k в формулу (2,21) приведет нас к формуле:

$$\rho = \rho_0 \cdot Z \cdot U, \quad (2,23)$$

дающей зависимость коэффициента полезного действия от условий возбуждения рентгеновых лучей — материала антикатада и приложенного к трубке напряжения. Коэффициент полезного действия растет линейно с увеличением напряжения и порядкового номера элемента, излучающего рентгеновы лучи. Каково же абсолютное значение ρ , каково численное значение коэффициента ρ_0 ?

Определение значения ρ_0 сопряжено с многочисленными затруднениями. Необходимо вводить ряд поправок (на поглощение стенками трубки или окошком, если лучи выпускаются через специальное окошко, на поглощение в самом антикатоде), учитывать неравномерное распределение энергии в пространстве, пользоваться методами измерения абсолютного значения энергии, в большинстве случаев основанными на тепловом действии рентгеновых лучей, и мало чувствительными. Поэтому старые работы устанавливают для ρ_0 слишком низкие значения. По мере улучшения техники измерения значение коэффициента ρ_0 , устанавливаемое из опытных данных, все возрастает.

В прилагаемой ниже табл. 1 даны значения величины ρ_0 , полученные разными исследователями.

Таблица 1

Исследователь	U (в кВ)	$\rho \cdot 10^6$
В и н (Wien), 1903	58	0,3
Бауэрс (Bauwers), 1924	30—100	0,6
Оре (Auren), 1925	60—100	0,7
Куленкампф (Kulenkampf), 1926	7—12	0,95
Румп (Rump), 1927	40—150	1,5

В столбце I указаны исследователи, производившие измерения ρ_0 , и год проведения исследования; в столбце II указан интервал напряжений, в котором производилось измерение, и в столбце III приведены значения $\rho_0 \cdot 10^6$ (причем U измеряется в киловольтах).

Из приведенных значений ρ_0 следует, что коэффициент полезного действия рентгеновых лучей оказывается во всяком случае величиной весьма малой. В самом лучшем случае, если взять значение для ρ_0 , указанное Румпом, то для вольфрамового антикатада при напряжении 100 кВ на рентгеновской трубке коэффициент полезного действия оказывается равным всего-навсего 1%.

Является весьма интересным сопоставить полученное значение для коэффициента полезного действия с тем, что следовало бы ожидать из соотношений, устанавливаемых теорией импульса. В этом случае коэффициент полезного действия может быть определен как отношение энергии, излученной одним электроном в процессе торможения, к начальной его энергии. Подставляя в равенство (2, 21) значение W_k из формулы (2, 3) и помня, что энергия электрона до торможения равна $\frac{1}{2}mv^2$, имеем:

$$\rho = \frac{\frac{2}{3} \cdot \frac{v^2 \cdot e^2 \cdot \delta r}{c^4}}{\frac{1}{2}mv^2} = \frac{4}{3} \cdot \frac{v^2 \cdot e^2 \cdot \delta r}{c^4 \cdot mv^2}.$$

Пользуясь представлениями о характере импульса, ранее нами применяемыми ($E = \text{const.}$, $\dot{v} = \text{const.}$), мы можем вместо v подставить значение $\frac{v_0}{\delta r}$ ¹⁾, где v — скорость электрона перед началом его торможения. Вместо величины δr можно ввести значение, ей отвечающее, именно $3\lambda_0$, причем согласно равенству (2, 14)

$$\lambda_0 = \frac{12,8}{U}.$$

Таким образом,

$$\rho = \frac{4}{3} \cdot \frac{e^2}{mc^2} \cdot \frac{1}{3\lambda_0} = \frac{4}{3 \cdot 3 \cdot 12,34} \cdot \frac{e^2}{mc^2} \cdot U = \frac{4}{111} \cdot \frac{e^2}{mc^2} \cdot U, \quad (2, 24)$$

т. е. коэффициент полезного действия, как это и наблюдается на опыте, растет пропорционально напряжению. Порядков значения ρ , вычисленного по (2, 24), совпадает с экспериментально найденным значением.

В отличие, однако, от экспериментальной формулы (2, 23) выражение (2, 24) не содержит атомного номера, что является следствием неточности наших знаний о механизме торможения электрона.

7. Распределение энергии в непрерывном спектре рентгеновых лучей, получаемых от тонкого антикатада

При рассмотрении вопроса о распределении энергии рентгеновых лучей в пространстве мы отмечали, что при обычных способах получения рентгеновых лучей имеют место довольно сложные явления. Катодные лучи по мере проникновения в глубь электрода меняют как направление своего движения (рассеяние электронов), так и величину своей кинетической энергии. Согласно работам Виддингтона (Whiddington) изменение скорости электронов при прохождении ими некоторого пути x в веществе может быть выражено формулой:

$$v_x^4 = v_0^4 - bx, \quad (2, 25)$$

¹⁾ Ускорение $\ddot{v} = \frac{v}{\tau}$, где τ — время торможения; но $\tau = \frac{\delta r}{v}$, откуда и получаем:

$$\ddot{v} = \frac{vc}{\delta r}.$$

где v_x — скорость электрона после прохождения пути x , v_0 — начальная скорость, b — некоторая константа, зависящая от вещества, в котором движется электрон.

Выражение (2, 25) можно переписать несколько иначе, измеряя энергию электрона в условных единицах величины разности потенциалов электрического поля, которую электрону необходимо пройти, чтобы приобрести данное значение энергии. Тогда

$$U_x^2 = U_0^2 + b'x. \quad (2, 26)$$

Здесь уже U_0 — разность потенциалов, пройденная электроном (в случае возбуждения рентгеновых лучей это есть значение разности потенциалов, приложенной к рентгеновской трубке), U_x — соответственное значение энергии после прохождения пути x . Константа b' , входящая в формулу (2, 26), имеет для Al значение, равное $9,7 \cdot 10^{11}$.

Таким образом при обычном возбуждении рентгеновых лучей мы имеем дело с электронами, обладающими различными скоростями даже при полной однородности пучка электронов, падающего на антикатод. Так как рентгеновы лучи могут возбуждаться на различных глубинах антикатада, то, пользуясь массивным антикатодом, мы получим некоторый интегральный эффект. Распределение энергии в спектре, полученное на опыте (рис. 28), нельзя относить к определенной скорости электрона v_0 . Нужно считать, что опытная кривая есть результат наложения друг на друга ряда кривых, отвечающих различным скоростям — от нуля до v_0 .

Чтобы получить распределение энергии в спектре, необходимо от формулы (2, 19), определяющей интенсивность I , в интегральном законе распределения энергии в спектре, перейти к другим соотношениям, в которые должна входить величина i , представляющая интенсивность соответствующей частоты в спектре, испускаемом электронами заданной скорости. Этот переход мы можем осуществить с помощью соотношения

$$I = \int i \cdot dx, \quad (2, 27)$$

выражающего интегральный характер величины I .

Если к формуле (2, 27) мы присоединим равенство (2, 19), то получим:

$$i \cdot dx = \frac{\partial I}{\partial x} dx = CZ \frac{\partial v_0}{\partial x} \cdot dx. \quad (2, 28)$$

Так как граничная длина волны λ_0 определяется формулой (2, 14), то.

$$v_0 = \frac{c \cdot U}{12,3},$$

где c — скорость света, а U — разность потенциалов, определяющая энергию электрона. Поэтому в формуле (2, 28) мы можем заменить v_0 на U

$$\frac{\partial v_0}{\partial x} = \frac{c}{12,3} \cdot \frac{\partial U}{\partial x}.$$

Следовательно,

$$i_x = A' \frac{\partial U}{\partial x}, \quad (2, 29)$$

где A' — константа, определяемая соотношением:

$$A' = \frac{eC}{12,3} Z.$$

Далее, определив $\frac{\partial U}{\partial x}$ из соотношения (2, 26) и подставив в (2, 29), мы получим распределение энергии в спектре рентгеновых лучей, возбужденных электронами, обладающими определенными скоростями:

$$i_x = \frac{A'b'}{2U}. \quad (2, 30)$$

Формула (2, 30) приводит нас к ряду замечательных следствий: 1) распределение энергии в рентгеновском спектре, получаемом от электронов заданной скорости, не зависит от частоты, т. е. лучи, соответствующие различным частотам, будут обладать в спектре одинаковой интенсивностью. 2) Интенсивность всех лучей в спектре уменьшается с увеличением энергии электронов.

Эти следствия, вытекающие из формулы (2, 30), идут в разрез не только с закономерностями, полученными нами ранее для излучения массивного антикатада, но они вряд ли могут быть согласованы и с выводами теории импульсов.

Обратимся теперь к экспериментальной проверке формулы (2, 30). Для этого нам следовало бы с помощью кристалла разложить излучение рентгеновской трубки с тонким антикатодом в непрерывный спектр и сравнить между собой интенсивность как отдельных лучей в спектре, так и интенсивность лучей какого-нибудь определенного рода (определенной длины волны λ или частоты ν) при различных значениях энергии катодного пучка.

К сожалению, такого рода опыт встретил бы серьезные затруднения из-за сравнительно малой интенсивности рентгеновых лучей, испускаемых тонким антикатодом. Разложение их кристаллом дало бы пучки лучей со столь малой энергией, что измерение ее сделалось бы невозможным. Поэтому пришлось прибегнуть к получению приблизительно однородного излучения путем выделения некоторой части спектра с помощью различных фильтров.

Таблица 2

Фильтр	Толщина	Средняя длина волны	Граничная длина волны
		в ангстремах	
Sn	0,4 мм	0,46	0,424
Ag	0,2 мм	0,53	0,485
Zr	0,21 г/см ²	0,73	0,687

В главе о поглощении нами будут рассмотрены способы получения приблизительно однородного излучения, примененные Куленкампом для проверки формулы (2, 30). Он пользовался фильтрами из Sn, Ag и Zr, с помощью которых были выделены участки спектра с средней длиной волны, приведенной в табл. 2.

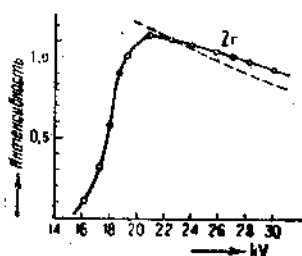


Рис. 38.

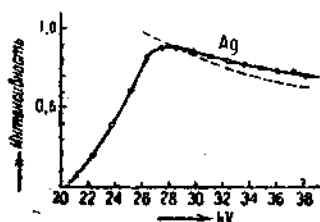


Рис. 39.

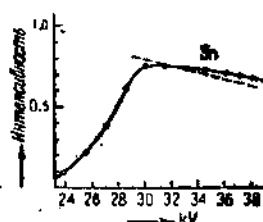


Рис. 40.

Измерения, произведенные Куленкампом с отфильтрованным указанными фильтрами излучением от тонкого алюминиевого антикатада, можно свести вместе и изобразить в виде трех кривых, каждая из которых представляет зависимость интенсивности части спектра, выделяемой соответственным фильтром (ось ординат), от напряжения, приложенного к рентгеновской трубке (ось абсцисс). Все три кривые (рис. 38—40) даны в одном и том же масштабе. Сплошные кривые, соединяющие точки —

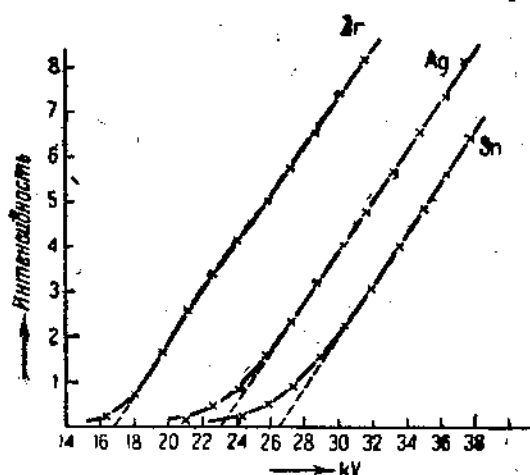


Рис. 41.

результат измерений, пунктирная кривая получена расчетом формулы (2, 30). Ход кривых на рис. 38—40 следует понимать так. При малых напряжениях в непрерывном спектре рентгеновых лучей отсутствуют лучи с длиной волны, пропускаемой фильтром. Поэтому интенсивность соответственного участка спектра равна нулю. При повышении напряжения в спектре появляются новые лучи с меньшими длинами волн. Наконец, при некоторой определенной вели-

чине напряжения появляются и лучи, пропускаемые фильтром. Такие лучи, однако, будут возникать не во всей толще тонкого антикатада, так как по мере проникновения вглубь электроны теряют свою энергию. При более высоком напряжении в возбуждении лучей данной длины волны примет участие весь антикатод. Эта часть зависимости интенсивности спектрального участка, пропущенного фильтром, от напряжения и

представлена подъемом кривых на рис. 38—40. Следовательно, в этой области мы должны иметь соотношения иные, чем при выводе формулы (2, 30), что на самом деле и наблюдается. Далее кривая падает, идя несколько положе, чем следовало ожидать на основании формулы (2, 30). Следует отметить, однако, что это отступление, наблюдаемое на всех трех кривых, может быть отнесено за счет несовершенства эксперимента.

Итак, в случае тонкого антикатада интенсивность каждой длины волны в непрерывном спектре падает с увеличением напряжения. Для сравнения на рис. 41 дана зависимость интенсивности того же спектрального интервала от напряжения для массивного антикатада. Здесь интенсивность, как это было и раньше установлено, растет с увеличением напряжения.

Анализ кривых на рис. 38—40 показывает правильность второго вывода, вытекающего из соотношения (2, 30). На каждой из этих кривых в одном и том же масштабе представлена интенсивность различных спектральных участков, примерно равных по интервалу частот. Согласно формуле (2, 30) интенсивности этих участков должны быть приблизительно равны друг другу. С известным приближением мы это наблюдаем на наших кривых. Интенсивность лучей, пропускаемых циркониевым фильтром, всего на 15% больше интенсивности лучей, пропущенных фильтром из олова.

8. Поляризация рентгеновых лучей

Если мы внимательно разберемся в условиях возбуждения рентгеновых лучей, рассмотренных нами выше, то придем к выводу, что наряду с неравномерным распределением энергии излучения в пространстве должно существовать еще и явление поляризации рентгеновых лучей.

В самом деле взаимное расположение векторов напряженности магнитного поля H и электрического поля E для электромагнитной волны или импульса может быть изображено с помощью рис. 42. Вектор напряженности электрического поля всегда располагается в плоскости, содержащей направление ускорения электрона. А так как направление ускорения (или торможения) электрона одно и то же для всех электронов, то и направление электрического поля для рентгеновых лучей будет вполне определенным, т. е. рентгеновы лучи, испускаемые рентгеновской трубкой, должны быть поляризованными.

Попытки обнаружения явления поляризации рентгеновых лучей были предприняты Баркла (Barkla) и осуществлены им с положительным результатом.

Существенным при исследовании поляризации является наличие анализатора (кристалл турмалина или николь для видимого света). Таким анализатором для рентгеновых лучей, как мы увидим далее, является всякое рассеивающее тело, так как явление рассеяния рентгеновых лучей происходит так, что вектор напряженности электрического поля

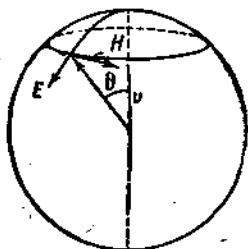


Рис. 42.

рассеянной волны параллелен вектору напряженности электрического поля падающей волны (или импульса).

Схема опыта для исследования поляризации рентгеновых лучей непрерывного спектра схематически изображена на рис. 43. Здесь S представляет антикатод рентгеновской трубки, S_1, S_2 — щели, вырезающие узкий пучок рентгеновых лучей, R — рассеивающее тело, Q_1 и Q_2 — ионизационные камеры, измеряющие энергию лучей, рассеянных в направлении, параллельном пучку катодных лучей, и в направлении, ему перпендикулярном.

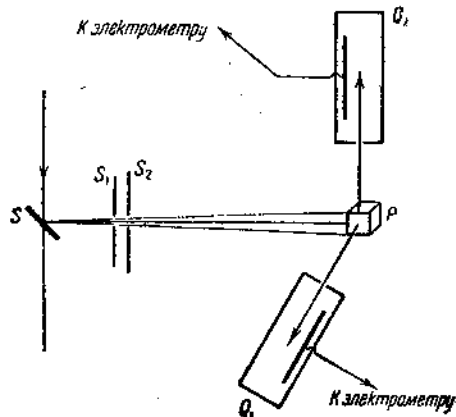


Рис. 43.

Опыт показывает, что энергия лучей, измеренная камерами Q_1 и Q_2 , различна. Это различие оказалось, однако, меньше того, что следовало бы ожидать при полной поляризации непрерывного спектра. Рентгеновы лучи, испускаемые рентгеновской трубкой, оказались лишь частично поляризованными.

Отсутствие полной поляризации не должно для нас оказаться неожиданным. Разбирая закономерности, наблюдаемые для непрерывного спектра рентгеновых лучей, мы отметили уже неодно-

кратно, что возбуждение лучей в обычных условиях усложнено тем, что электроны внутри металла изменяют свою скорость и направление своего движения. Последнее обстоятельство, несомненно, должно оказать свое влияние и на степень поляризации рентгеновых лучей, испускаемых массивным антикатодом, и можно ожидать, что для тонкого антикатада степень поляризации рентгеновых лучей будет значительно больше, чем для антикатада массивного.

К сожалению, прямых опытов, доказывающих правильность этого положения, нет, но можно указать на ряд экспериментов, подтверждающих указанные соображения.

Будем понимать под степенью поляризации величину P , определяемую соотношением:

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} \cdot 100\%, \quad (2, 31)$$

где $I_{\perp}$ — интенсивность рассеянных рентгеновых лучей, измеренная в направлении, перпендикулярном катодному пучку (ионизационная камера Q_1), а $I_{\parallel}$ — интенсивность рассеянных рентгеновых лучей, измеренная в направлении, параллельном пучку катодных лучей (ионизационная камера Q_2).

При полной поляризации $I_{\parallel} = 0$ и $P = 100\%$, при отсутствии поляризации $I_{\parallel} = I_{\perp}$ и $P = 0$.

Если правильно соображение, что отсутствие полной поляризации лучей непрерывного спектра связано с рассеянием электронов внутри металла,

мы должны ожидать уменьшения степени поляризации с увеличением напряжения на рентгеновской трубке, так как при этом увеличивается энергия катодных лучей, а следовательно и глубина их проникновения в вещество антикатада. Очевидно, что более глубокое проникновение рентгеновых лучей явится причиной большего рассеяния электронов, и, следовательно, большому напряжению на рентгеновской трубке должна отвечать меньшая степень поляризации.

Последнее было, действительно, установлено рядом исследователей (Басслер, Кирепатрик, Отт и др.). Для характеристики можно привести некоторые численные данные. Так, Кирепатрик (Kirkpatrick) нашел, что

при увеличении напряже-

ния от 25 kV до 65 kV

степень поляризации

уменьшается от 13 до

4,2%. Отт (Ott) и Вагнер

(Wagner) произвели изме-

рение степени поляриза-

ции лучей с длиной волны

1,1 при напряжении 6,5

и 11 kV. Соответственные

степени поляри-

зации — 54% и 17%.

Далее, нами было

уже установлено, что в

результате потери электронами скорости лучи, близкие к границе непре-

рывного спектра, возникают вблизи поверхности антикатада, где рассея-

ние электронов еще незначительно. Здесь мы должны ожидать высокой

степени поляризации.

Соответственные измерения были произведены Россом (Ross). На

рис. 44 приведена кривая степени поляризации в зависимости от напря-

жения, полученная Россом для участка спектра, вырезаемого фильтром

из кадмия и серебра. При напряжениях, близких к возбуждению этого

участка спектра (25 kV), наблюдается резкое возрастание степени поля-

ризации.

Эти опыты дают нам основание полагать, что лучи, испускаемые

тонким антикатадом, должны быть полностью поляризованы.

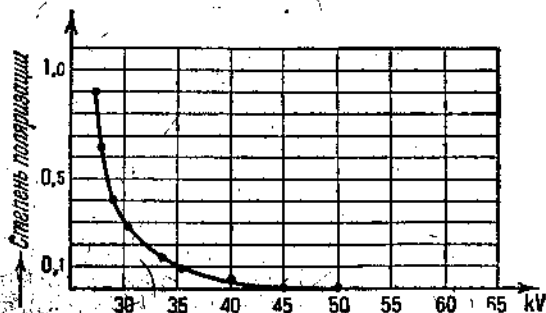


Рис. 44.

9. Дальнейшее развитие теории непрерывного спектра

Рассматривая процесс возбуждения рентгеновых лучей, мы сделали предположение об электромагнитной природе рентгеновых лучей, оперируя с представлением о рентгеновых лучах как об электромагнитном импульсе, возникающем в результате торможения электрона. Выводы, которые из такого представления вытекают, могут быть сопоставлены с данными эксперимента, приведенными нами выше. Произведя такого рода сопоставление, мы найдем, что значительная часть экспериментального материала весьма удовлетворительно согласуется с теорией импульсов.

Теория импульсов дает правильную зависимость энергии рентгеновых лучей от напряжения, правильный порядок коэффициента полезного

действия, правильно показывает распределение энергии рентгеновых лучей в пространстве, давая не только качественную картину явлений, но и правильные количественные соотношения. Теория импульсов требует различного спектрального распределения по различным направлениям; опыт показывает, что требования теории и здесь выполняются. Явления поляризации рентгеновых лучей прямо вытекают из представления об электромагнитном характере рентгеновых лучей. Далее, в соответствии с опытом находится и утверждение теории импульсов о непрерывности спектра рентгеновых лучей. Спектр лучей, испускаемый рентгеновской трубкой, действительно непрерывен.

Однако теория импульсов не в состоянии объяснить все явления, сопровождающие возбуждение рентгеновых лучей и, прежде всего, появление границы со стороны короткой части спектра. Соотношение $\lambda_0 U = 12,34$ из вышеразвитых представлений никаким образом не вытекает; более того, оно противоречит простым представлениям об импульсе рентгеновых лучей. В самом деле, распределение энергии в спектре, выведенное из представления о рентгеновых лучах как об импульсе, показывает, что спектр рентгеновых лучей должен простирается вплоть до значений длин волн, равных нулю.

Распределение энергии, приведенное на рис. 24, относится к случаю прямоугольного импульса ($E = \text{const.}$). Мы видим, что при значении $\lambda = \delta r$ (ширина импульса) кривая пересекает ось абсцисс. Интенсивность этих лучей в спектре равна нулю, но спектр этим не ограничивается, и мы находим ряд максимумов и минимумов и при более коротких значениях длин волн. Так, мы будем иметь максимумы и для длин волн, равных $\frac{2}{3}\pi \cdot \delta r$, $\frac{2}{5}\pi \cdot \delta r$, $\frac{2}{7}\pi \cdot \delta r$ и т. д., между тем как опыт дает резкую границу непрерывного спектра.

Изображенное на рис. 24 распределение энергии в спектре рентгеновых лучей относится, как и было указано, к частному случаю импульса. Для других форм импульса (быть может, более точно отвечающих условиям торможения) мы, очевидно, должны получить иное распределение энергии в спектре. Но по самому характеру явления мы всегда будем получать непрерывный спектр от длин волн, равных нулю, до длин волн, равных бесконечности, так как разложение в ряд Фурье любого аperiодического процесса дает спектр с пределами нуль и бесконечность. Расхождение данных опыта с выводами теории импульса не является, таким образом, случайным результатом упрощения схемы явлений. Это расхождение имеет принципиальное значение, показывающее, что представления о рентгеновых лучах как об импульсе недостаточно для полного описания явления и что необходимо ввести какие-либо дополнительные соображения, могущие более полно охватить картину возникновения рентгеновых лучей.

Изучение распределения энергии в спектре в зависимости от напряжения показывает, в каком направлении следует нам идти для выявления причин, ограничивающих непрерывный спектр со стороны коротких длин волн. Смещение границы с увеличением напряжения показывает нам, что положение этой границы связано с энергией катодных лучей. Энергетические соображения устанавливают границу непрерывного спектра.

Это может иметь место только в том случае, если и самим рентгеновым лучам мы будем приписывать определенные значения энергии.

Будем, в согласии с Планком и Эйнштейном, представлять себе пучок рентгеновых лучей в виде потока частиц — квант, обладающих определенным значением энергии ϵ . Между описанием свойств рентгеновых лучей классической теорией, применяющей как основную их характеристику длину волны λ , и квантовой теорией, применяющей в качестве основной характеристики величину кванта лучей ϵ , существует соответствие, устанавливаемое соотношением:

$$\epsilon = \frac{h \cdot c}{\lambda} = h\nu, \quad (2, 32)$$

где h — константа, называемая постоянной Планка и имеющая численное значение $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ эрг/сек, c — скорость распространения рентгеновых лучей, а λ и ν — длина волны рентгеновых лучей и соответствующая им частота колебаний, определенная из наших прежних представлений о рентгеновых лучах как об электромагнитных волнах.

Представление о квантах излучения дает весьма простое объяснение возникновению границы непрерывного спектра. В самом деле, если рентгеновы лучи представляют поток частиц, характеризующихся определенным значением энергии, то катодные лучи, являющиеся источником возникновения рентгеновых лучей, могут образовать только такие кванты, энергия которых не превосходит значения энергии электронов, возбуждающих эти кванты. Наибольшая величина кванта получается за счет всей энергии электрона. Это предельное условие согласно (2, 32) запишется так:

$$eU = h\nu_0 = \frac{h \cdot c}{\lambda_0}, \quad (2, 33)$$

откуда следует, что

$$\lambda_0 = \frac{h \cdot c}{e \cdot U} = \frac{12 \cdot 345}{U}. \quad (2, 34)$$

Так просто и изящно представления о квантах света разрешили одно из самых непонятных с классической точки зрения явлений. Верхняя граница в спектре частот рентгеновых лучей определяется энергией электрона. Электрон, сталкиваясь с атомами вещества антикатода, теряет свою кинетическую энергию, которая и передается в пространство в виде кванта света.

Если электрон в силу каких-то особенностей своего движения внутри вещества теряет не всю энергию, а только часть ее, то мы будем наблюдать испускание кванта рентгеновых лучей меньшей величины, именно:

$$\epsilon = h\nu = eU - W,$$

где W — конечная энергия электрона, а eU — его начальная энергия.

Если в процессе торможения электрона W может принимать какие угодно значения, то мы сможем наблюдать рентгеновы лучи с различными значениями частот в интервале от ν_0 до 0. Отвечающий этому спектральный интервал длин волн будет изменяться от λ_0 до ∞ . Таким образом с квантовой точки зрения непрерывный спектр рентгеновых лучей представляет собой статистическое явление, характеризующее

множество электронов, каждый из которых излучает рентгеновы лучи со строго определенной частотой. Классическая же теория, как мы видели раньше, полагает, что распределение энергии в спектре рентгеновых лучей связано с отдельными электронами и что собрание электронов лишь усиливает картину, делает ее более интенсивной, более доступной наблюдению.

Представление о квантах рентгеновых лучей дает объяснение появлению границы непрерывного спектра. Каким же образом мы получим распределение энергии рентгеновых лучей в спектре? Согласно представлениям о кванте рентгеновых лучей каждая из частот в спектре отвечает лучам, образующимся в результате определенного изменения энергии электрона. Электрон, движущийся с энергией W_0 , начинает перемещаться с энергией W_1 . Его излучение при таком переходе определяется соотношением (2, 34). Интенсивность этого излучения будет определяться вероятностью такого перехода. Если N — число электронов, участвующих в возбуждении рентгеновых лучей, а $q(\nu)$ представляет собой вероятность перехода, при котором испускается частота ν , то значение энергии, заключенной в спектральном интервале $d\nu$, будет:

$$i, d\nu = N \cdot q(\nu) \cdot h \cdot \nu \cdot d\nu. \quad (2, 35)$$

К сожалению, представления о квантах не дают нам никаких данных относительно способов определения вероятности перехода, дающего рассматриваемое излучение. Поэтому при решении задач, связанных с определением интенсивностей или вероятностей перехода, квантовая механика была вынуждена обращаться за помощью к классическим представлениям, дающим для огромного числа атомных явлений правильное значение этих величин. Такое положение вещей устанавливает известную связь между трактовкой явлений с классической точки зрения и с точки зрения теории квант, нашедшей свое выражение в „принципе соответствия“ Бора ¹⁾, суть которого заключается в том, что между квантовым и классическим описанием явления существует соответствие, которое переходит в совпадение в предельном случае малых квантов (точнее, больших квантовых чисел). Поэтому для описания распределения энергии в спектре нам необходимо квантовой трактовке перехода с частотой ν сопоставить некоторое классическое представление и определить с помощью его величину $q(\nu)$.

Первый шаг в этом направлении был сделан Крамерсом (Kramers), который предположил, что классической аналогией переходов, определяемых формулой (2, 34), является движение электронов по таким орбитам, которые согласно классическим представлениям будут давать излучение спектрального интервала частот, заключенного между ν и $\nu + d\nu$. Энергия, при этом получаемая, будет равна $S(\nu) d\nu$. Из соотношения

$$S(\nu) d\nu = Nq(\nu) h\nu d\nu \quad (2, 36)$$

¹⁾ Современная волновая механика идет еще дальше в установлении соответствия между квантами и волнами. Представлением о квантах-частицах и о волнах мы можем пользоваться лишь до известной границы (принцип неопределенности), и вплоть до этой границы оба способа представлений совершенно эквивалентны друг другу.

можно вычислить $q(\nu)$ по определенной из классических представлений величине $S(\nu)$ (Крамерс полагает, что частота ν в этом случае будет совпадать с механической частотой движения электрона). Вычисление $q(\nu)$ приводит Крамерса к следующему распределению энергии в спектре рентгеновых лучей в случае тонкого антикатада ($W_0 = \text{const.}$):

$$i, d\nu = \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{Z^2 e^6}{c^2 m^2 \nu^2} N_0 A d\nu, \quad (2, 37)$$

где N — число электронов, падающих в 1 сек. на 1 см^2 поверхности антикатада; A — число атомов, содержащееся в тонком антикатаде на 1 см^2 поверхности; Z — порядковый номер вещества антикатада; m , e и c — масса, заряд и скорость электрона; ν — частота света.

Полученная Крамерсом формула дает правильное распределение энергии в спектре. В самом деле, i , не зависит от частоты; далее, $m\nu^2$ пропорционально напряжению на рентгеновской трубке, т. е. интенсивность излучения уменьшается (как это и было установлено Куленкампом) с увеличением напряжения.

Пользуясь формулой Томсона-Видингтона (2, 25):

$$v_x^4 = v^4 - bx, \quad (2, 38)$$

где $b = \frac{16\pi e^4}{m^2} \cdot A \cdot z \cdot l$, причем l — некоторое число, приблизительно равное 6. мы можем получить и интегральный закон распределения энергии в спектре рентгеновых лучей, испускаемых массивным антикатодом. Результат вычислений может быть представлен в следующем виде:

$$I_\nu = \frac{1}{N_0} \int_{\nu_0}^{\nu} i \frac{d\nu}{d\nu} d\nu = \frac{8\pi}{3\sqrt{3}b} \cdot \frac{e^3 h}{c^2 m} Z (\nu_0 - \nu), \quad (2, 39)$$

т. е. мы получили формулу Куленкампа (2, 19). Значение константы c , вычисленное из формулы (2, 39), оказывается равным $4,95 \cdot 10^{-50}$ эрг/сек., что хорошо совпадает с экспериментальным значением, которое равно $(5 \pm 1,5) \cdot 10^{-50}$ эрг/сек.

Формула (2, 39), полученная Крамерсом, совпадает с формулой (2, 19) с точностью до второго члена, зависящего от квадрата атомного номера.

Пользуясь несколько иным представлением аналогии с классической теорией, Вентцелю (Wentzel) удалось получить выражение для распределе-

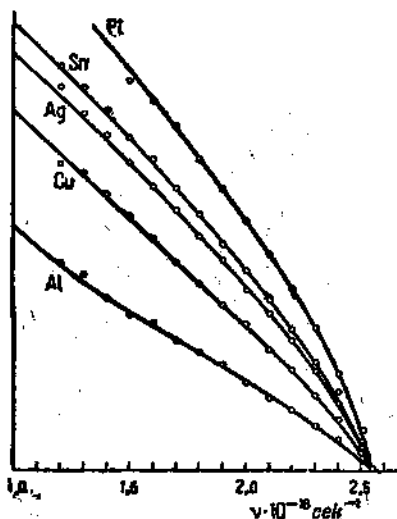


Рис. 45.

ния энергии в спектре излучения массивного антикатада, полностью совпадающую с экспериментальными данными, именно:

$$I_v = \frac{16}{3} \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\pi^2 e^6}{m \hbar c^3} Z \cdot \left(\frac{v}{2}\right)^{\frac{2}{3}} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{v_0 - v}} - \frac{1}{\sqrt{v_0}}\right)^{-\frac{2}{3}} \times \\ \times \left\{ 1 + 0,218 Z \sqrt{R} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{v_0 - v}} - \frac{1}{\sqrt{v_0}}\right)^{\frac{2}{3}} \right\}. \quad (2,40)$$

Формула, полученная Вентцелем, весьма громоздка и по внешнему виду не совпадает с (2,19). Но если начертить кривые, графически представляющие выражение (2,40), и сравнить с экспериментальными данными, то мы получим полное согласие выражения (2,40) с опытом. На рис. 45 сплошные кривые получены вычислением по формуле (2,40), а точки представляют экспериментальные значения, найденные Куленкампом.

10. Распределение энергии в пространстве

Пользуясь принципом соответствия, мы можем определить распределение энергии в пространстве для различных лучей спектра.

Согласно формуле (2,6), энергия, излучаемая под углом φ по отношению к направлению движения электрона и рассчитанная на единицу площади и единицу времени,

$$W_\varphi = \frac{e^2 v^2}{4\pi c^2 r^2} \cdot \frac{\sin^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \varphi)^5}. \quad (2,41)$$

Направление, в котором излучение, определяемое формулой (2,41), будет иметь максимум, найдется из обычного условия максимума функции.

Приравнявая к нулю производную $\frac{dW_\varphi}{d\varphi}$, получим:

$$\frac{2 \sin \varphi_m}{(1 - \beta \cos \varphi_m)^2} (\cos \varphi_m - \beta \cos^2 \varphi_m - 3\beta \sin^2 \varphi_m) = 0.$$

Это выражение обращается в нуль при

$$\varphi_m = 0; \quad \sin \varphi_m = 0$$

и при

$$\cos \varphi_m = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 6\beta}}{4\beta}. \quad (2,42)$$

В первом случае ($\varphi_m = 0$) W_φ равно нулю. С увеличением φ значение W_φ растет. Следовательно, интересующему нас направлению максимума интенсивности будет отвечать угол, определяемый условием (2,42). Из этого условия следует, что различные лучи в спектре рентгеновых лучей, получаемые в результате различного изменения энергии электрона, имеют свое распределение энергии в пространстве. Иными словами, распределение энергии рентгеновых лучей в пространстве различно для различных частот спектра.

Спрашивается, какое значение скорости следует взять в классической аналогии квантового перехода

$$v = \frac{eU_0 - eU_v}{h},$$

где eU_0 — начальная энергия электрона, eU_v — конечная? Зоммерфельд предложил принять β равным среднему значению начальной и конечной скорости электрона в процессе перехода:

$$\beta = \frac{1}{2} \frac{v_0 + v_v}{c} \quad (2, 43)$$

или, если заменить в формуле (2, 42) скорости электрона через напряжение на рентгеновской трубке:

$$\beta = \sqrt{\frac{2e}{mc^2}} \cdot \frac{\sqrt{U_0} + \sqrt{U_v}}{2} \quad (2, 44)$$

Для границы спектра $v_{\max}$ значение U_v равно нулю, и, следовательно,

$$\frac{v}{v_{\max}} = \frac{U_0 - U_v}{U_0},$$

откуда

$$U_v = U_0 \cdot \left(1 - \frac{\lambda_{\min}}{\lambda}\right).$$

Подставив теперь U_v в (2, 43), получим:

$$\beta = \sqrt{\frac{2eU_0}{mc^2}} \cdot \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{\lambda_{\min}}{\lambda}}}{2} \quad (2, 45)$$

Теперь остается ввести в формулу (2, 42) значение β из формулы (2, 45), и мы получим значения для угла, определяющего направление, в котором интенсивность лучей непрерывного спектра заданной длины волны наибольшая.

Вывод, к которому мы сейчас пришли, подтвержден Куленкампом, который показал, что максимум интенсивности непрерывного спектра различен для различных частей спектра.

Таблица 3

U_0	U_v	β	$\varphi_{\max}$		U_0	U_v	β	$\varphi_{\max}$	
			выч.	набл.				выч.	набл.
31,0	3,2	0,230	56,6	55	37,8	3,2	0,248	54,7	50
31,0	3,2	0,233	53,1	52	24,0	3,2	0,209	59,0	60
31,0	14,2	0,292	50,2	48	16,4	2,2	0,182	62,2	65

На рис. 46 приведены кривые распределения энергии в пространстве для различных участков спектра рентгеновых лучей от тонкого алюминиевого антиматериала, а в табл. 3 сопоставлено значение $\varphi_{\max}$ для различных частот, полученных на опыте и вычисленных из (2, 42) и (2, 45).

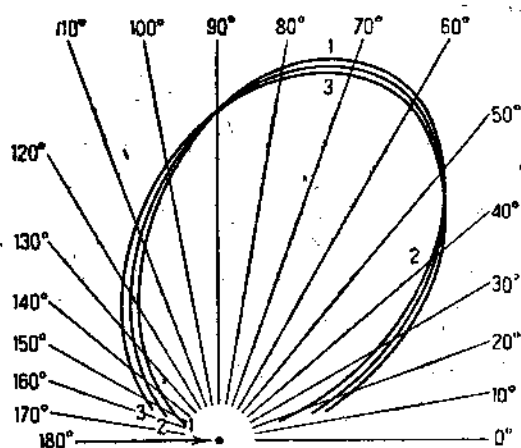


Рис. 46.

В столбце 1 табл. 3 указаны напряжения на рентгеновской трубке, в столбце 2 — напряжение, эквивалентное конечной энергии электрона, в столбце 3 — значение β , вычисленное из (2, 44), в столбце 4 — значение $\varphi_{\max}$, вычисленное из (2, 41), в столбце 5 — экспериментально найденные значения $\varphi_{\max}$.

Согласие между опытом и вычисленными значениями вполне удовлетворительное.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Изображая распределение энергии в спектре рентгеновых лучей (рис. 26), мы несколько упростили наблюдаемую картину. В действительности спектральный состав рентгеновых лучей более сложен. Наряду с непрерывным спектром существует еще и весьма интенсивное монохроматическое излучение с определенными значениями длин волн.

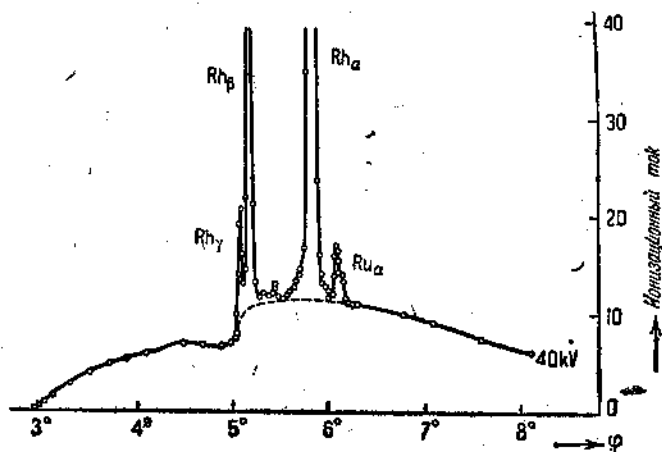


Рис. 47.

Типичная картина распределения энергии в спектре рентгеновых лучей изображена на рис. 47; она относится к излучению, которое Вебстер (Webster) получил от родиевого антиматериала при напряжении на трубке в 40 kV и разложил в спектр при помощи кристалла кальцита по схеме рис. 25.

На чертеже отчетливо видны на фоне непрерывного спектра резкие максимумы интенсивности, отвечающие определенным длинам волн в спектре.

Чрезвычайно большая интенсивность этих максимумов позволяет зафиксировать их и фотографическим путем, произведя такую экспозицию, при которой действие на фотопластинку сравнительно слабого по интенсивности непрерывного спектра еще не проявляется. Для этого в схеме опыта, изображенного на рис. 25, следует ионизационную камеру заменить фотографической пластинкой, а кристаллу, разлагающему излучение рентгеновской трубки в спектр, сообщить равномерное колебательное движение для того, чтобы во все время опыта пучок рентгеновых лучей

образовывал различные углы с отражающей поверхностью кристалла. При таком расположении опыта мы получим на фотографической пластинке изображение максимумов в виде линий (ширина которых в основном определяется шириной щели). Поэтому совокупность резких максимумов на рис. 47 принято называть линейчатым спектром рентгеновых лучей.

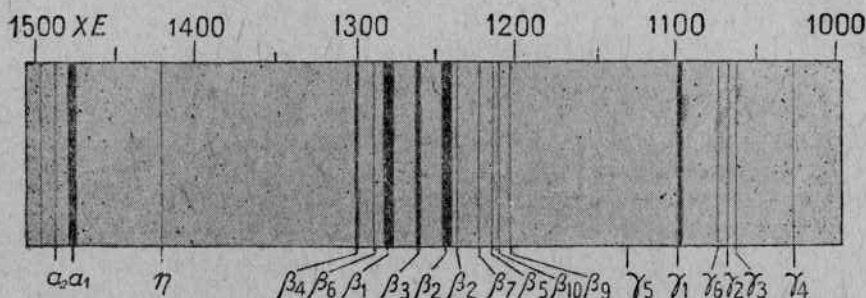


Рис. 48.

На рис. 48 изображен линейчатый спектр излучения, испускаемого вольфрамовым антикатодом в интервале от 1 Å до 1,5 Å. Каждая линия представляет монохроматическое излучение с определенной длиной волны.

Для обозначения отдельных лучей Зигбан (Siegbahn) предложил связывать каждую длину волны с буквами греческого алфавита. На рис. 48 внизу у каждой линии указано ее обозначение по Зигбану.

1. Методы измерения длин волн рентгеновых лучей

Как мы увидим впоследствии, линейчатый спектр рентгеновых лучей дает нам весьма важные данные о строении атома. Поэтому очень существенным является точное определение длин волн лучей, образующих линейчатый спектр. Техника измерения длин волн рентгеновых лучей со времени первой работы Мозели подвинулась далеко вперед. Появилось значительное число спектрографов и спектрометров, позволяющих производить измерение длин волн рентгеновых лучей с высокой степенью точности.

Привести описание всех этих спектрографов (зачастую построенных для решения какой-нибудь специальной задачи) в рамках настоящей книги не представляется возможным, и мы ограничимся изложением двух основных методов измерения длин волн.

Одним из наиболее точных способов измерения длин волн является способ, предложенный Зигбаном. Пусть АК представляет пучок рентге-

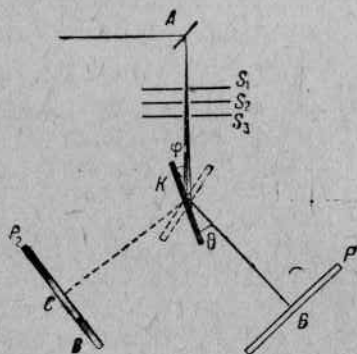


Рис. 49.

новых лучей, вырезаемый щелями и падающий на кристалл K (рис. 49), установленный в такое положение по отношению к падающему лучу, чтобы выполнялось условие Брэгга (2, 12) для измеряемых лучей, т. е. чтобы можно было наблюдать отражение их от кристалла. Это дает нам возможность определить с известным приближением угол, который мы обозначим буквой φ . Для получения точного отсчета поставим на пути отраженных лучей фотографическую пластинку, на которой отраженные лучи зафиксируются в виде линий. Повернем теперь кристалл вокруг оси, перпендикулярной чертежу, на угол $180 \pm 2\varphi$. Если φ мало отли-

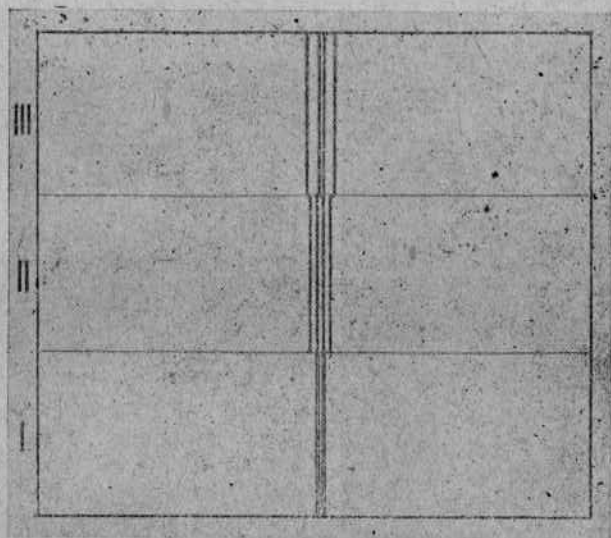


Рис. 50.

чается от ϑ , то среди падающего пучка лучей найдутся такие, для которых будет также выполняться условие Брэгга. Мы получим отраженный луч, показанный на рис. 49 пунктирной прямой и идущий в левую сторону от падающих лучей. Для того чтобы зафиксировать и этот луч на фотографической пластинке, повернем ее вокруг той же оси на угол 4φ . Если бы угол ϑ был точно равен углу φ , то обе линии, получаемые отражением от кристалла, в обоих его положениях совместились бы. Если же φ отлично от ϑ , то отраженные лучи оставят свой след в разных местах пластинки (B и C). Такой двойной снимок дублета K_α Мо представлен на рис. 50.

Если r есть расстояние фотопластинки от оси вращения, то смещение линий друг относительно друга будет равно:

$$\delta = 4r (\varphi - \vartheta). \quad (3, 1)$$

Измерив δ и зная величины r и φ , мы определим угол ϑ , а по углу ϑ , согласно формуле (2, 12), и длину волны. Измерение величины $\varphi - \vartheta$, рав-

ной $\frac{\delta}{4\pi}$, может быть произведено с весьма большой точностью, а так как эта величина представляет лишь небольшую поправку к углу θ , то в основном ошибка при измерении θ определяется степенью точности, с которой мы могли отсчитать угол поворота фотографической пластинки ϕ . В спектрографах современной конструкции отсчет угла поворота производится на разделенном круге с помощью микрометров, измерительных микроскопов с делениями через $1'$, которые позволяют произвести оценку отсчета с точностью до $0,1'$. На

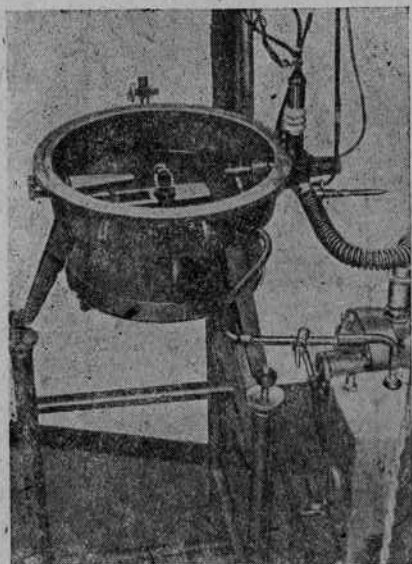


Рис. 51.

рис. 51 изображен внешний вид спектрографа Зигбана. Буквой R на этом снимке отмечена рентгеновская трубка, Q — столик, на котором устанавливается кристалл, K — кассета для фотографической пластинки, M_1 и M_2 — измерительные микроскопы и p — разделенный круг. Для создания вакуума внутри спектрографа последний снабжается крышкой с шлифованными поверхностями. Разделенный круг находится на рычаге, связанном со столиком спектрографа также с помощью шлифа. С помощью системы насосов воздух внутри спектрографа может быть разрежен до давлений порядка 1 см Hg , что позволяет производить измерение длин волн сравнительно мягких ¹⁾ рентгеновых лучей. Верхний предел длин волн, измеряемых с помощью вакуумного спектрографа Зигбана, $8 - 10 \text{ \AA}$.

Для измерения более мягких лучей пользуются спектрографами специальных конструкций.

В последнее время широкое распространение получил так называемый двойной спектрограф, введенный впервые в практику спектрометрии рентгеновых лучей Девисом (Davis).

Схематическое изображение двойного спектрографа дано на рис. 52. Щели S_1 и S_2 пропускают пучок лучей, падающих затем на кристалл Q_1 под углом θ . При этом происходит отражение от кристалла лучей, обладающих вполне определенной длиной волны, в соответствии с условием Брэгга (2, 12). Отраженные от кристалла Q_1 лучи падают затем на кристалл Q_2 , могущий вращаться вокруг оси, а следовательно изменять свое направление относительно луча, отраженного от кристалла Q_1 . С кристаллом Q_2 связана ионизационная камера так, что луч, отражаемый

¹⁾ „Мягкие“ и „жесткие“ рентгеновы лучи — условный термин, характеризующий проникающую способность рентгеновых лучей. „Мягкие“ лучи обладают большими длинами волн.

от кристалла Q_2 , попадает в ионизационную камеру. Положение отраженного луча определяется по углу, составленному кристаллом Q_2 с лучом, отраженным от кристалла Q_1 , при максимальном токе в ионизационной камере.

Возможны две принципиальные схемы хода лучей в двойном спектрографе — „параллельное“ и „антипараллельное“ положение кристаллов

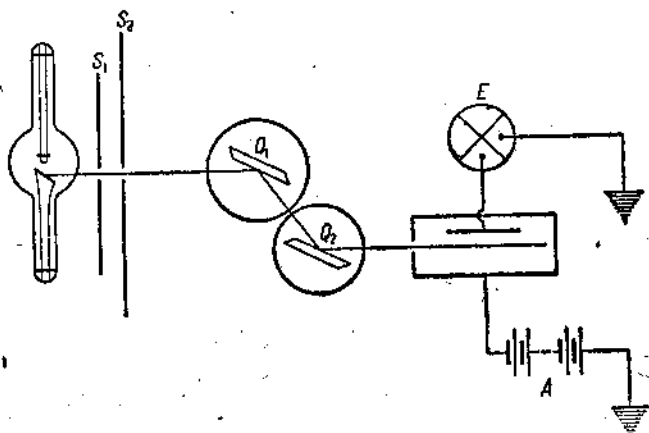


Рис. 52.



Рис. 53.

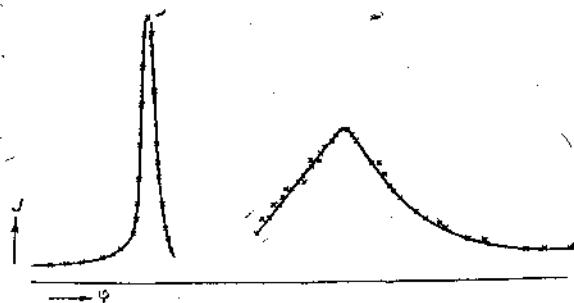


Рис. 54.

(рис. 53). В первом случае интервал углов кристалла Q_2 , при котором будет наблюдаться ток в ионизационной камере, не зависит от степени монохроматичности лучей, а определяется в основном совершенством кристалла в то время как при антипараллельном положении кристаллов будет сказываться и степень монохроматичности измеряемых лучей. Это имеет огромное значение при изучении естественной ширины линии линейчатого спектра. На рис. 54 приведены кривые тока в ионизационной камере, полученные Эренбергом (Ehrenberg) и Марком (Mark) при измерении лучей K_α Mo для параллельного и антипараллельного положения кристаллов алмаза.

Конструктивное оформление двойного спектрографа у различных авторов различно. На рис. 55 изображен внешний вид спектрографа Вильямса (Williams) и Аллисона (Allison).

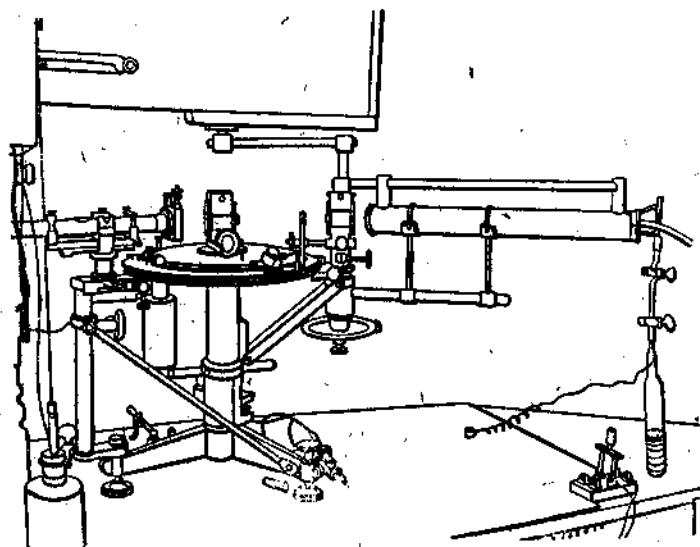


Рис. 55.

2. Свойства линейчатого спектра

Обратимся теперь к рассмотрению того, как влияют на линейчатый спектр условия его возбуждения. Так же, как это сделано в отношении непрерывного спектра, установим, каково влияние силы тока, напряжения и материала антикатада на линейчатый спектр.

а) Зависимость от силы тока. Поведение линейчатого спектра по отношению к силе тока аналогично поведению непрерывного спектра. Интенсивность каждой линии линейчатого спектра возрастает или убывает во столько раз, во сколько возрастает или убывает сила тока в трубке. Иными словами, интенсивность линейчатого спектра изменяется в соответствии с изменением числа электронов, падающих на антикатод.

$$I = Ai, \quad (3, 2)$$

где i — ток через трубку, I — интенсивность линейчатого спектра, A — константа, не зависящая от силы тока.

б) Зависимость от напряжения. Влияние напряжения, приложенного к рентгеновской трубке, также сказывается только на интенсивности линейчатого спектра. На рис. 56 дано распределение энергии в общем спектре рентгеновых лучей родиевого антикатада при различных напряжениях: 40, 31,8 и 23,2 kV.

При рассмотрении этих кривых бросается в глаза одна существенная особенность. На кривой при напряжении 23,2 kV, представляющей рас-

пределение энергии в спектре рентгеновых лучей, линейчатый спектр отсутствует вовсе. Из этого вытекает весьма важное следствие. Линейчатый спектр наблюдается не при всяком напряжении; для его возникновения необходимо к рентгеновской трубке, в которой производится возбуждение рентгеновых лучей, приложить некоторую минимальную разность потенциалов. В случае родия она составляет величину несколько большую чем 23,2 kV. Эта минимальная разность потенциалов, необходимая для образования линейчатого спектра, называется критическим напряжением. Только при напряжении, большем критического или по крайней мере равной ему, имеет место образование линейчатого спектра.

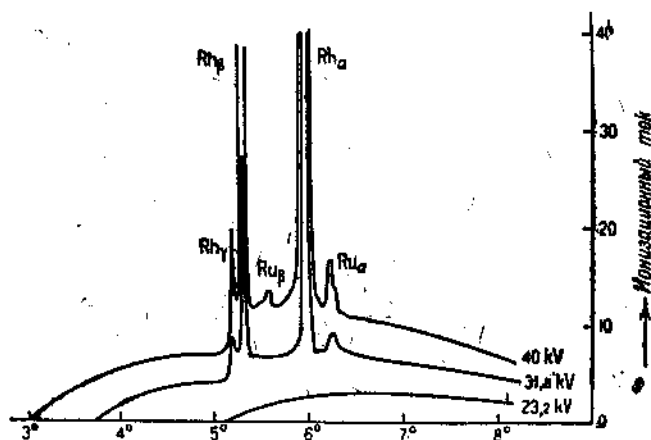


Рис. 56.

На рис. 47 и 56 изображены ограниченные участки спектра рентгеновых лучей. Если произвести измерения и дальше в сторону больших длин волн, то мы обнаружим появление еще целого ряда линий. Изучение всей совокупности линий линейчатого спектра рентгеновых лучей показало, что не все линии спектра ведут себя одинаково. Если мы будем уменьшать напряжение, приложенное к рентгеновской трубке, то при переходе через критическое напряжение мы будем наблюдать исчезновение не всего линейчатого спектра, а только части его. При переходе через критическое напряжение исчезают отдельные группы линий линейчатого спектра. При дальнейшем уменьшении напряжения на рентгеновской трубке мы будем наблюдать уменьшение интенсивности остающихся линий, пока, наконец, мы не достигнем такого значения напряжения, при котором исчезнет еще одна группа линий. Это будет второе критическое напряжение.

Таких критических значений мы сможем насчитать несколько. Принято объединять группы линий, характеризуемые определенным значением критического напряжения, в серии, обозначая последние буквами: *К*-серия, *Л*-серия, *М*-серия и т. д. в порядке убывания их критического напряжения, так что *К*-серия означает группу линий, имеющих наибольшее критическое напряжение; группа линий, объединяемых в *Л*-серию, возникает

при меньшем напряжении, и т. д. Каждая серия возникает сразу вся по достижении критического напряжения. С увеличением напряжения интенсивность линий серий будет возрастать.

Каков же количественный закон изменения интенсивности линейчатого спектра с напряжением? Ответ на этот вопрос может дать рис. 57, изображающий зависимость интенсивности излучения ридиевого антикатада от напряжения. Из приведенного чертежа ясно, что интенсивность линейчатого спектра зависит не от абсолютного значения приложенного напряжения, а от разности между приложенным напряжением и критическим.

Поэтому зависимость от напряжения для различных серий несколько различна.

Вуттон (Wooten) и затем Штумп (Stump) нашли, что в некотором интервале напряжений можно зависимость интенсивности от напряжения представить формулой:

$$I = B (U^2 - U_k^2), \quad (3, 3)$$

где U_k — критическое напряжение данной серии, U — приложенное напряжение, B — константа, не зависящая от напряжения.

Формула (3, 3) представляет некоторое приближение к действительному

ходу интенсивности, правильное при значениях напряжения, не очень сильно отличающихся от критического. С увеличением напряжения возрастает глубина проникновения катодных лучей в антикатод, которая согласно закону Томсона-Виддингтона (2,26) возрастает пропорционально квадрату напряжения; пропорционально ей возрастает вероятность образования линейчатого спектра. Однако лучи, выходящие из больших глубин антикатада, будут испытывать большее поглощение, вследствие чего рост интенсивности замедляется. Йенсон (Jönsson) дает для зависимости интенсивности линейчатого спектра от напряжения следующую формулу, учитывающую эффект поглощения:

$$I = CE_e h\nu e^{-k^2 U^2} \left[\frac{U - U_k}{U_k} - \lg \frac{U}{U_k} + \frac{k^2}{6 U_k} (2U^3 - 3U^2 U_k + U_k^2) + \right. \\ \left. + \frac{k^4}{40 U_k} (4U^5 - 5U^4 U_k + U_k^5) + \right. \\ \left. + \frac{k^6}{252 U_k} (6U^7 - 7U^6 U_k + U_k^7) + \dots \right]. \quad (3, 4)$$

Первые члены этого выражения совпадают с формулой, предложенной Росселяндом (Rosseland):

$$I = CE_e h\nu \left[\frac{U - U_k}{U_k} - \lg \frac{U}{U_k} \right]. \quad (3, 5)$$

В формулах (3,4) и (3,5) U_k представляет критическое напряжение, E_ν — число атомов, излучающих линию спектра с частотой ν , а величина k равна:

$$k = \frac{\mu \cdot l}{b}. \quad (3,6)$$

Здесь μ — коэффициент поглощения рентгеновых лучей, b — константа, входящая в формулу Виддингтона (2,26), а l — соотношение путей рентгеновых лучей и электронов в антикатоде.

Сопоставление формулы Пенсона с данными опыта показано на рис. 58. Сплошная линия получена вычислением по формуле (3,4) для линий L_{β_1} и L_{α_1} родия. Точки — результат измерений Пенсона.

с) Зависимость от вещества антикатада. Изменение вещества антикатада сказывается на изменении линейчатого спектра наиболее разительным образом. Изменяется не только интенсивность линий, но и их положение. Длина волны линий линейчатого спектра изменяется с веществом антикатада.

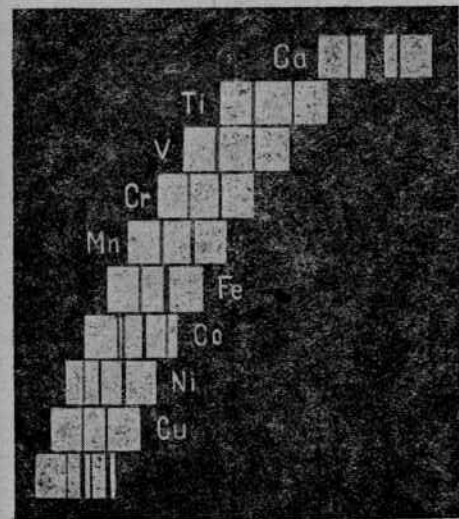


Рис. 59.

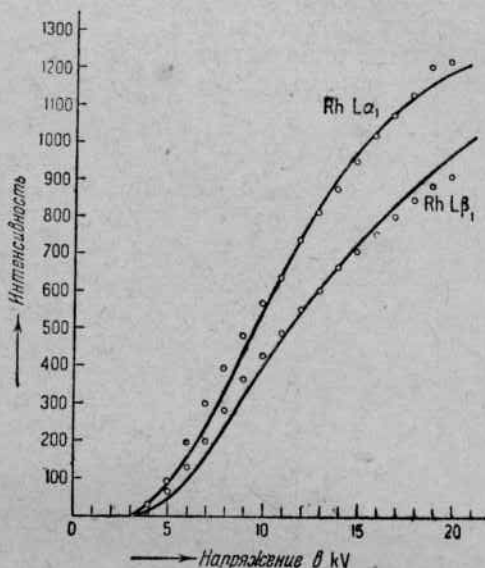


Рис. 58.

Первые измерения длин волн линейчатого спектра рентгеновых лучей для различных веществ были произведены Мозели. Фотографии спектров К-серии различных элементов, полученные Мозели, даны на рис. 59. Фотографии расположены друг по отношению к другу так, что соответственные участки спектра лежат на одной вертикали. Сравнение спектров друг с другом показывает закономерное изменение их. Так, если мы будем сравнивать спектры соседних в таблице Менделеева элементов, то будем наблюдать определенный сдвиг в длинах волн. По мере нашего передвижения от начала таблицы Менделеева к ее концу длины волн К-серии уменьшаются. Если про-

пустить одно место в таблице Менделеева, то наблюдается значительно более сильное изменение значений длины волны. На снимке такой скачок наблюдается между Са и Тi. В таблице Менделеева между ними находится элемент скандий.

Мозели установил не только качественную связь между линейчатым спектром вещества и местом, которое оно занимает в таблице Менделеева,

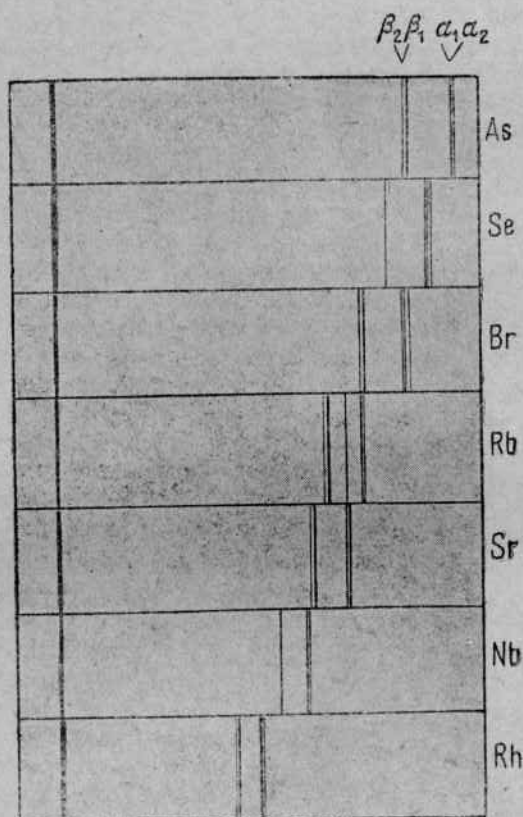


Рис. 60.

но и количественные соотношения между ними. Если обозначить более интенсивную линию K -серий (она имеет и большую длину волны) через K_α , а другую через K_β , то согласно Мозели между частотой этих линий и порядковым номером элемента в таблице Менделеева существует зависимость:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{\frac{\nu}{R}} &= 0,866 (Z-1) \text{ для линии } K_\alpha, \\ \sqrt{\frac{\nu}{R}} &= 0,943 (Z-1) \text{ " " } K_\beta, \end{aligned} \right\} \quad (3, 7)$$

где ν — частота линии, Z — порядковый номер элемента, R — постоянная Ридберга, имеющая значение $3,29 \cdot 10^{15}$ сек. $^{-1}$.

Позднейшие исследования, произведенные Зигбаном, обнаружили более сложное строение K -серии (рис. 60). Однако для всех линий K -серии можно найти зависимость, аналогичную формуле (3, 7). Рис. 61 представляет собой графическое изображение закона Мозели (3, 7) для четырех линий K -серии (K_{α_1} , K_{α_2} , K_{β_1} , K_{β_2}). По оси абсцисс отложен порядковый номер элемента, а по оси ординат $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$.

На снимках Мозели можно обнаружить еще одно обстоятельство. Линейчатый спектр латуни, содержащей в себе медь, имеет в своем составе и линии, принадлежащие спектру меди. Это означает, что длины волн рентгеновых лучей линейчатого спектра представляют величины, характерные для вещества и притом не зависящие от того, находится ли излучающее вещество в свободном состоянии или в смеси с другим веществом.

Линейчатый спектр рентгеновых лучей, в отличие от видимого излучения, является атомным свойством вещества и характерен для каждого элемента. Поэтому часто линейчатый спектр рентгеновых лучей называют характеристическим излучением.

С изменением порядкового номера элемента меняются не только длины волн характеристического излучения, но и величина критического напряжения. С увеличением порядкового номера величина критического напряжения возрастает.

В табл. 4 стр. 68) приведены значения критических напряжений различных серий для различных элементов.

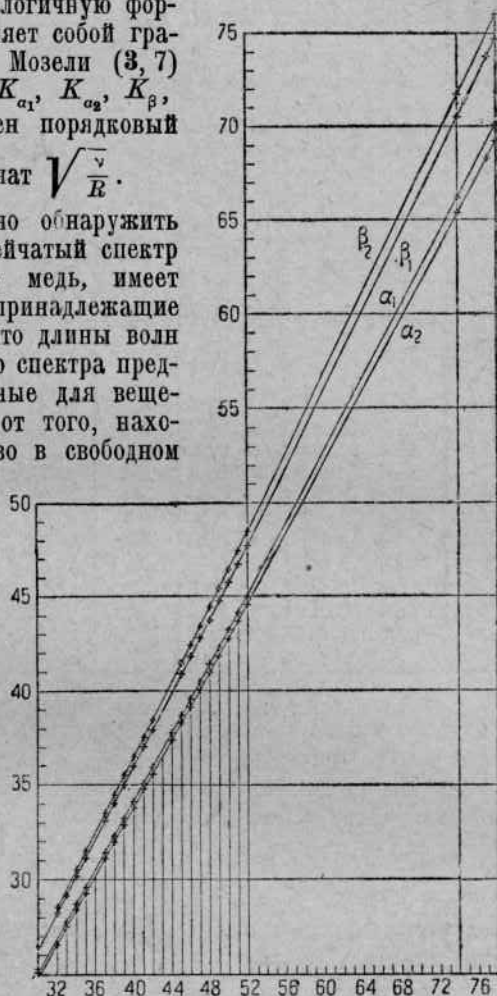


Рис. 61.

3. Закономерности в линейчатых спектрах рентгеновых лучей

Если просмотреть численные значения длин волн различных серий для различных элементов, приведенные в табл. 5, 6, 7 (K -, L - и M -се-

Таблица 4

Критические напряжения для различных серий рентгеновых лучей
(в киловольтах)

Название элемента	K-серия	L-серия	M-серия	N-серия	Название элемента	K-серия	L-серия	M-серия	N-серия	Название элемента	K-серия	L-серия
U	115	21,7	5,54	1,44	Nd	43,6	7,12	1,58	0,32	Se	12,7	1,64
Th	109	20,5	5,17	1,33	Pr	41,9	6,83	1,51	0,30	As	11,9	1,52
Bi	90,1	16,4	4,01	0,96	Ce	40,3	6,54	1,43	0,29	Ge	11,1	1,41
Pb	87,6	15,8	3,85	0,89	La	38,7	6,26	1,36	0,27	Ga	10,4	1,31
Tl	85,2	15,3	3,71	0,86	Ba	37,4	5,99	1,29	0,25	Zn	9,65	1,20
Hg	82,9	14,8	3,57	0,82	Cs	35,9	5,71	1,21	0,23	Cu	8,86	—
Au	80,5	14,4	3,43	0,79	I	33,2	5,18	1,08	0,19	Ni	8,29	—
Pt	78,1	13,9	3,30	0,71	Te	31,8	4,08	1,01	0,17	Co	7,71	—
Ir	76,0	13,4	3,17	0,67	Sb	30,4	4,69	0,94	0,15	Fe	7,10	—
Os	73,8	13,0	3,05	0,64	Sn	29,1	4,49	0,88	0,13	Mn	6,54	—
W	69,3	12,1	2,81	0,59	In	27,9	4,28	0,83	0,12	Cr	5,98	—
Ta	67,4	11,7	2,71	0,57	Cd	26,7	4,07	0,77	0,11	Va	5,45	—
Hf	65,4	11,3	2,60	0,54	Ag	25,5	3,79	0,72	0,10	Ti	4,95	—
Sp	63,4	10,9	2,50	0,51	Pd	24,4	3,64	0,67	0,08	Sc	4,49	—
Yb	61,4	10,5	2,41	0,50	Rh	23,2	3,43	0,62	0,07	Ca	4,03	—
Tu	59,5	10,1	2,31	0,47	Ru	22,1	3,24	0,59	0,06	K	3,59	—
Er	57,5	9,73	2,22	0,45	Mo	20,0	2,87	0,51	0,06	Cl	2,82	—
Ho	55,8	9,38	2,13	0,43	Nb	19,0	2,68	0,48	0,05	S	2,46	—
Dy	53,8	9,03	2,04	0,42	Zr	18,0	2,51	0,43	0,05	P	2,14	—
Tb	52,0	8,70	1,96	0,40	Y	17,0	2,36	—	—	Si	1,83	—
Gd	50,3	8,38	1,88	0,38	Sr	16,1	2,19	—	—	Al	1,55	—
Eu	48,6	8,04	1,80	0,36	Rb	15,2	2,05	—	—	Mg	1,30	—
Sm	46,8	7,73	1,72	0,35	Br	13,5	1,77	—	—	Na	1,07	—

рии), то можно установить некоторые закономерности характеристического излучения.

а) K-серия. K-серия состоит из четырех линий, обозначаемых по Зигбану буквами K_{α_1} , K_{α_2} , K_{β_1} , K_{β_2} , а по Зоммерфельду буквами K_{α} , $K_{\alpha'}$, K_{β} , K_{γ} . У элементов с большим порядковым номером обнаружено расщепление линии K_{β_2} (K_{γ}) на две: K_{β_2} и K_{γ_1} (K_{γ} и K_{γ_1})¹⁾. Между значениями длин волн K-серии легко установить следующую зависимость:

$$\Delta\lambda_{\alpha_1\alpha_2} = \lambda_{K_{\alpha_1}} - \lambda_{K_{\alpha_2}} \approx \text{const} \approx 4X\text{-E}^2).$$

¹⁾ В дальнейшем мы будем пользоваться обозначением линий по Зигбану, приводя обозначение линии по Зоммерфельду в скобках.

²⁾ 1 Å оказывается единицей слишком большой и потому неудобной при измерениях длин волн лучей. По предложению Зигбана для измерения этих длин волн принята новая единица, которую называют X-единица и сокращенно обозначают X-E. Эта единица в 1000 раз меньше ангстрема. Таким образом

$$1 X\text{-E} = 0,001 \text{ Å} = 10^{-11} \text{ см.}$$

Разность длин волн двух близких и наиболее интенсивных линий в K -серии спектра рентгеновых лучей приблизительно постоянна для всех элементов. Такое же соотношение имеет место и для линий K_{β_1} и K_{β_2} . Графическое изображение этой зависимости дано на рис. 62. По оси абсцисс отложены значения атомного номера, по оси ординат — значения разности длин волн указанных линий.

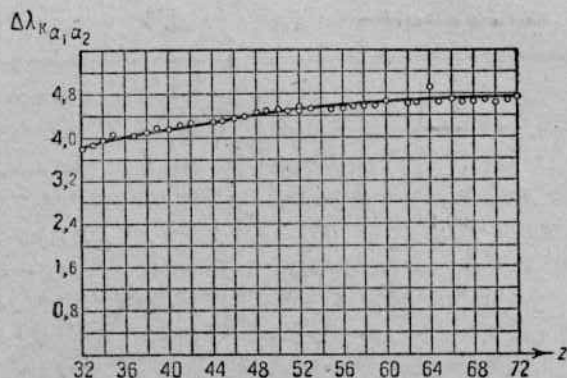


Рис. 62.

Пару линий в серии, между которыми сохраняется для всех элементов разность значений длин волн, будем согласно Вентцелю и Зоммерфельду называть правильным дублетом. Таким образом линии K_{α_1} , K_{α_2} и K_{β_1} , K_{β_2} представляют правильные дублеты K -серии.

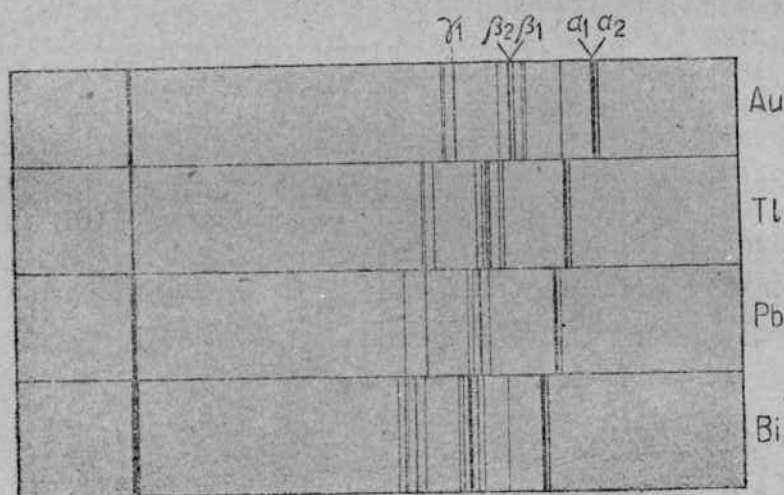


Рис. 63.

б) L -серия. L -серия содержит значительно большее число линий, доходящее у тяжелых элементов до 20. На рис. 63 приведены фотографии L -серии нескольких элементов, дающие представление о взаимном расположении отдельных членов (линий) этой серии. В L -серии точно

Таб

Диаграммы

Название элемента	α_2	α_1	β_1	β_2	β_3	β_4
11 Na	1188,5	—	1159,4	—	—	—
12 Mg	9869,0	—	9539	—	—	—
13 Al	8320,5	—	7985	—	—	—
14 Si	7111,08	7108,45	6754,5	—	—	—
15 P	6142,5	—	5792,1	—	—	—
16 S	5363,7	5361,8	5021,1	—	—	—
17 Cl	4721,2	4718,2	4394,2	—	—	—
19 K	3737,07	3733,68	3446,8	—	3434,5	—
20 Ca	3354,95	3351,69	3083,4	—	3068,0	—
21 Sc	3028,40	3025,03	2773,9	—	2758,0	—
22 Ti	2746,81	2743,17	2509,0	—	2493,7	—
23 V	2502,13	2498,35	2279,7	—	2265,5	—
24 Cr	2288,91	2285,03	2080,6	—	2066,7	—
25 Mn	2101,49	2097,51	1906,20	—	1893,27	—
26 Fe	1936,012	1932,076	1753,018	—	1740,80	—
27 Co	1799,19	1785,29	1617,44	—	1605,72	—
28 Ni	1658,35	1654,50	1497,05	—	—	1485,61
29 Cu	1541,232	1537,395	1389,35	—	—	1378,24
30 Zn	1436,03	1432,17	1292,55	—	1281,9	1281,07
31 Ga	1340,87	1337,15	1205,30	—	1195,9	1193,8
32 Ge	1255,21	1251,30	1126,71	—	1117,4	1114,59
33 As	1117,43	1113,44	1055,10	—	1046,6	1042,81
34 Se	1106,52	1102,48	990,13	—	982,3	977,91
35 Br	1041,66	1037,59	930,87	—	923,6	918,53
36 Kr	978	978	875	—	—	—
37 Rb	927,76	923,64	826,96	827,49	820,4	814,76
38 Sr	877,61	873,43	781,30	781,83	775,3	769,21
39 Y	831,32	827,12	739,19	739,72	733,2	727,73
40 Zr	788,51	784,30	700,28	700,83	—	688,50
41 Nb	748,89	744,65	664,38	664,96	—	652,80
42 Mo	712,805	707,831	630,978	631,543	—	619,698
44 Ru	646,06	641,74	571,31	571,93	—	560,51
45 Rh	616,37	612,02	544,49	545,99	—	533,96
46 Pd	588,63	584,27	519,47	520,09	—	509,18
47 Ag	562,67	558,28	498,01	496,65	—	486,23

Книга 5

линии К-серии

Название элемента	α_2	α_1	β_1	β_2	β_3	β_4
48 Cd	588,32	583,90	474,08	474,71	—	464,20
49 In	515,48	511,06	453,58	454,23	—	444,08
50 Sn	494,02	489,57	434,30	434,95	—	424,99
51 Sb	473,87	469,31	416,23		—	407,10
52 Te	454,91	450,37	399,26		—	390,37
53 J	437,03	432,49	383,15	383,92	—	374,71
54 X	417		360	—	—	—
55 Cs	404,11	399,59	353,62	354,36	—	345,16
56 Ba	388,99	384,43	340,22	340,89	—	332,22
57 La	374,66	370,04	327,26	328,09	—	319,66
58 Ce	361,10	356,47	315,01	315,72	—	307,70
59 Pr	348,05	343,40	303,60	304,39	—	296,25
60 Nd	335,95	331,25	292,75	293,51	—	285,73
62 Sm	313,02	308,33	272,50	273,25	—	265,75
63 Eu	302,65	297,90	263,07	263,86	—	256,45
64 Gd	292,61	287,82	253,94	254,71	—	247,62
65 Tb	282,86	278,20	245,51	246,29	—	239,12
66 Dy	273,75	269,03	237,10	237,87	—	231,28
67 Ho	264,99	260,30	—	—	—	—
68 Er	256,64	251,97	223,15	223,00	—	216,71
69 Tu	248,61	243,87	214,87	215,58	—	—
70 Yb	240,98	236,28	208,34	209,16	—	203,22
71 Cp	233,58	228,82	201,71	202,52	—	196,49
72 Hf	226,53	221,73	195,15	195,83	—	190,42
73 Ta	219,73	214,88	189,91		—	184,52
74 W	213,45	208,62	184,22		—	178,98
76 Os	201,31	196,45	173,61		—	168,75
77 Ir	195,50	190,65	168,50		—	163,76
78 Pt	190,04	182,23	163,70		—	158,87
79 Au	184,83	179,96	159,02		—	154,26
81 Tl	174,66	169,80	150,11		—	145,39
82 Pb	170,04	165,16	146,06		—	141,25
83 Bi	165,25	160,41	142,05		—	136,21
90 Th	136,8	132,3	116,9		—	113,4
92 U	130,95	126,40	111,87		—	108,42

Таблица 6
Диаграммные линии L-серии

Наименование линии		92 U	91 Pa	90 Th	83 Bi	81 Pb	81 Tl	80 Hg	79 Au
$L_I M_{II}$	β_4	746,4	768,3	791,92	975,01	1005,63	1036,09	1069,2	1104,22
$L_I M_{III}$	β_3	708,79	730,7	753,24	936,66	967,21	998,50	1030,46	1065,50
$L_I N_{II}$	γ_3	603,86	622,6	640,79	794,00	819,17	845,71	872,4	902,48
$L_I N_{III}$	γ_2	597,11	615,6	634,13	789,46	812,93	839,34	866,2	895,81
$L_I O_{II}$	γ_4'	575,3	—	611,2	760,5	—	—	—	—
$L_I O_{III}$	γ_4	573,6	592,5	609,5	759,3	764,3	810,1	836,1	865,5
$L_I P_{II, III}$	γ_{12}	568,9	—	604,6	755,3	—	—	—	—
$L_{II} M_I$	η	803,5	827,8	852,8	1056,5	1090,0	1125,4	1161,6	1200,3
$L_{II} N_I$	γ_5	634,2	653,6	673,4	837,7	864,7	892,9	922,9	953,6
$L_{II} O_I$	γ_6	600,00	—	637,4	—	822,0	849,0	—	907,9
$L_{II} M_{IV}$	β_1	718,51	740,7	763,56	950,02	980,83	1012,99	1046,52	1081,28
$L_{II} N_{IV}$	γ_1	613,59	632,5	651,76	811,43	838,01	865,71	894,6	924,61
$L_{II} O_{IV}$	γ_6	593,4	612,0	631,13	788,74	815,14	842,28	872,4	901,0
$L_{III} M_I$	i	1064,9	1088,5	1112,8	1313,7	1347,4	1381,9	1418,41	1456,9
$L_{III} N_I$	β_6	786,79	806,2	826,46	991,31	1019,06	1047,48	1076,8	1108,63
$L_{III} O_I$	β_7	734,6	753,0	772,8	933,0	960,3	988,0	1015,5	1049,8
$L_{III} M_{IV}$	α_2	920,62	942,7	965,85	1153,01	1184,08	1216,56	1249,51	1285,02
$L_{III} M_V$	α_1	908,74	930,9	954,05	1141,50	1172,58	1204,93	1238,63	1273,77
$L_{III} N_{IV}$	β_{15}	755,14	—	793,94	955,08	980,83	1010,0	—	1069,9
$L_{III} N_V$	β_8	753,07	772,1	791,92	953,24	980,83	1008,22	1037,70	1068,01
$L_{III} O_{IV, V}$	β_5	724,85	743,7	—	923,65	950,77	978,49	1006,7	1038,0
$L_I M_{IV}$	β_{10}	686,4	707,3	728,6	903,5	932,3	961,6	933,6	1026,0
$L_I M_V$	β_9	679,5	700,3	721,8	896,06	925,1	954,5	984,2	1018,8
$L_{III} M_{II}$	t	1032,9	—	1078,5	—	1305,0	—	—	—
$L_{III} M_{III}$	s	961,42	—	1009	1209,1	—	—	—	—
$L_{III} N_{VI, VII}$	β_7'	739,3	—	775,2	933,0	959,5	987,0	—	1045,2

Продолжение таблицы 6

Наименование линии		78 Pt	77 Ir	76 Os	75 Re	74 W	73 Ta	72 Hf
$L_I M_{II}$	β_1	1139,86	1177,15	—	1256,3	1298,79	1343,07	1389,3
$L_I M_{III}$	β_3	1101,65	1138,47	—	1217,6	1259,92	1304,09	1349,7
$L_I N_{II}$	γ_2	932,38	963,32	—	1029,9	1065,88	1103,0	1141,3
$L_I N_{III}$	γ_3	925,99	957,13	—	1023,6	1059,87	1097,08	1135,6
$L_I O_{II}$	γ_4'	895,2	925,7	—	991,0	1025,8	1062,7	1100,1
$L_I O_{III}$	γ_4							
$L_{II} M_I$	η	1240,3	1281,7	—	1370,6	1418,1	1467,9	1519,7
$L_{II} N_I$	γ_5	985,7	1019,5	—	1091,2	1129,8	1170,8	1212,1
$L_{II} O_I$	γ_6	938,6	971,9	—	—	1079,1	—	—
$L_{II} M_{IV}$	β_1	1117,58	1155,40	1194,90	1236,03	1279,17	1324,23	1371,1
$L_{II} N_{IV}$	γ_1	955,99	988,76	1022,99	1058,7	1096,30	1135,58	1176,5
$L_{II} O_{IV}$	γ_6	932,3	964,9	—	1034,4	1072,1	1111,5	—
$L_{III} M_I$	z	1496,4	—	—	1627,3	1675,0	1724,9	1777,4
$L_{III} N_I$	β_6	1141,00	1175,45	—	1248,1	1287,0	1328,4	1371,1
$L_{III} O_I$	β_7	1079,4	1112,6	—	1183,3	1221,7	1261,3	1303,5
$L_{III} M_{IV}$	α_2	1321,55	1359,8	1398,66	1441,0	1484,38	1529,78	1577,04
$L_{III} M_V$	α_1	1310,33	1348,47	1388,59	1429,97	1473,36	1518,35	1566,07
$L_{III} N_{IV}$	β_{15}	—	1134,8	—	1205,7	1243,9	—	—
$L_{III} N_V$	β_2	1099,74	1132,97	1168,84	1204,1	1242,03	1281,90	1323,5
$L_{III} O_{IV, V}$	β_5	1070,21	1103,57	—	1174,7	1212,9	1253,2	1296,7
$L_I M_{IV}$	β_{10}	—	1094,8	—	1169,8	1209,6	1251,4	1296,7
$L_I M_V$	β_9	1052,4	1087,4	—	1162,4	1202,3	1244,4	1287,0
$L_{III} N_{VI, VII}$	β_7'	1076,9	1109,1	—	—	1216,1	—	—

Продолжение таблицы 6

Наименование линии		71 Cp	70 Yb	69 Tu	68 Er	67 Ho	66 Dy	65 Tb
$L_I M_{II}$	β_4	1437,2	1488,2	1541,2	1596,4	1655,3	1716,7	1781,4
$L_I M_{III}$	β_3	1398,2	1449,4	1502,3	1557,9	1616,0	1677,7	1742,5
$L_I N_{II}$	γ_2	1183,2	1225,6	1271,2	1318,4	1367,7	1420,3	1473,8
$L_I N_{III}$	γ_3	1177,5	1219,8	1265,3	1311,8	1361,3	1413,9	1468,3
$L_I O_{II}$	γ_4'	1141,1	1182,0	1226,4	1273,2	1319,7	1371,4	1428,9
$L_I O_{III}$	γ_4	—	—	—	—	—	—	—
$L_{II} M_I$	η	1573,8	1631	1692,3	1754,8	1822,0	1892,2	—
$L_{II} N_I$	γ_5	1256	1303,0	1352,3	1403	1459	1515,2	1574,2
$L_{II} O_I$	γ_6	1202	1248,3	—	—	—	—	—
$L_{II} M_{IV}$	β_1	1420,7	1472,5	1526,8	1583,4	1643,5	1706,6	1772,7
$L_{II} N_{IV}$	γ_1	1220,3	1264,8	1312,7	1362,3	1414,2	1469,7	1526,6
$L_{II} O_{IV}$	γ_6	1196,9	1240,5	—	—	—	—	—
$L_{III} M_I$	ζ	1831,8	1890	1951,1	2015,1	2082,1	2154,0	2229,0
$L_{III} N_I$	β_6	1414,3	1462,7	1511,5	1563,6	1618,8	1677,7	1737,5
$L_{III} O_I$	β_7	1345,9	—	—	1489,2	—	1595,7	1655,8
$L_{III} M_{IV}$	α_2	1626,36	1678,9	1733,9	1791,4	1852,1	1915,6	1982,3
$L_{III} M_V$	α_1	1615,51	1667,8	1722,8	1780,4	1841,0	1904,6	1971,5
$L_{III} N_V$	β_2	1367,2	1412,8	1460,2	1510,6	1563,7	1619,8	1679,0
$L_{III} O_{IV} O_V$	β_8	1339,8	—	—	—	—	—	—
$L_I M_{IV}$	β_{10}	1339,8	—	—	—	—	—	1664
$L_I M_V$	β_9	1333,0	—	—	1482,3	—	—	—

Продолжение таблицы 6

Наименование линий		64 Gd	63 Eu	62 Sm	60 Nd	59 Pr	58 Ce	57 La
$L_I M_{II}$	β_4	1849,3	1922,1	1996,4	2162,2	2250,1	2344,2	2443,8
$L_I M_{III}$	β_3	1810,9	1882,7	1958,0	2122,2	2212,4	2305,9	2405,3
$L_I N_{II}$	γ_2	1531,0	1593,9	1655,9	1797,4	1875,0	1955,9	2041,6
$L_I N_{III}$	γ_3	1525,9	1587,7	1651,7	1792,5	1869,9	1950,9	2036,6
$L_I O_{II}, O_{III}$	γ_4	1481,8	1540,7	1603,3	1740,8	1815,3	1895,2	1978,7
$L_{II} M_I$	η	—	—	2214	2404,2	2507	2614,7	2734
$L_{II} N_I$	γ_5	1637,6	1705	1775,1	1931,3	2018,1	2105,6	2200,8
$L_{II} O_I$	γ_6	—	1629	—	—	1932,2	2019	—
$L_{II} M_{IV}$	β_1	1842,5	1916,3	1993,6	2162,2	2253,9	2351,0	2453,3
$L_{II} N_{IV}$	γ_1	1588,6	1654,3	1723,1	1873,8	1956,8	2044,3	2137,2
$L_{III} M_I$	ζ	2307,1	2390,3	2477	2670,8	2778,1	2885,7	3000
$L_{III} N_I$	β_6	1803,1	1870,5	1942,2	2099,3	2185,9	2276,9	2373,9
$L_{III} O_I$	β_7	1719,6	1784	1852,3	2004,3	2087,4	2176,3	2270
$L_{III} M_{IV}$	α_2	2052,6	2127,3	2205,7	2375,6	2487,6	2565,1	2668,9
$L_{III} M_V$	α_1	2041,9	2116,3	2195,0	2365,3	2457,7	2556,0	2659,7
$L_{III} N_V$	β_2	1741,9	1808,2	1878,1	2031,4	2114,8	2204,1	2298,0
$L_I M_{IV}$	β_{10}	1728,1	1796	1865,7	2019,3	2102,5	2191,6	2285
$L_I M_V$	β_9	—	1788	1858,1	2011,7	2095,8	2184,0	2277

Наименование линий		56 Ba	55 Cs	58 J	52 Te	51 Sb	50 Sn	49 In
$L_I M_{II}$	β_4	2549,8	2660,5	2905,9	3040,0	3184,3	3336,3	3499,0
$L_I M_{III}$	β_3	2511,0	2622,9	2868,2	3001,3	3145,1	3298,9	3461,9
$L_I N_{II}$	γ_2	2134,0	2232,2	—	—	—	—	—
$L_I N_{III}$	γ_3	2129,5	2227,0	2442,1	2564,9	2695,8	2830,1	2973,6
$L_I O_{II}, III$	γ_4	2071,5	2169,1	2386,2	2505,7	2633,6	2771,3	2919,1
$L_{II} M_I$	η	2857,1	2983,3	—	—	3599,6	3781,8	3876,1
$L_{II} N_I$	β_5	2302,3	2411,1	—	2783,1	2925,6	3077,4	3241,8
$L_{II} O_I$	β_6	2218	—	—	—	—	—	—
$L_{II} M_{IV}$	β_1	2562,2	2677,8	2930,9	3070,0	3218,4	3377,9	3547,8
$L_{II} N_{IV}$	γ_1	2236,6	2342,5	2577,5	2706,5	2845,1	2994,9	3155,3
$L_{III} M_I$	ζ	3128,7	3259,6	3549,7	3710,1	3880,3	4063,3	4259,3
$L_{III} N_I$	β_6	2477,2	2587,5	2830,5	2964,4	3107,8	3262,2	3428,0
$L_{III} O_I$	β_7	2375,6	2480	—	—	—	3149	—
$L_{III} M_{IV}$	α_2	2779,0	2895,6	3150,9	3291,0	3440,8	3601,1	3772,4
$L_{III} M_V$	α_1	2769,6	2886,1	3141,7	3282,0	3431,8	3592,2	3763,7
$L_{III} N_V$	β_2	2399,3	2506,4	2746,1	2876,1	3016,6	3167,9	3331,2
$L_I M_{IV}$	β_{10}	—	—	—	—	2972,5	3114,4	3265,8
$L_I M_V$	β_9	2371,2	2473	—	—	2965,8	3108,1	3259,8

Продолжение таблицы 6

Наименование линии		48 Cd	47 Ag	46 Pd	45 Rh	44 Ru	42 Mo	41 Nb	40 Zr	39 Y
$L_I M_{II}$	β_4	3674,3	3861,1	4062,3	4280,2	4512,6	5041,0	5330,6	5651,7	6007,7
$L_I M_{III}$	β_3	3636,4	3824,5	4025,7	4244,7	4476,4	5004,7	5297,1	5618,6	5974,1
$L_I N_{II}$	γ_2	8131,6	3299,8	3480,9	3681,5	3887,9	4369,5	4646,7	4940,8	5270,3
$L_I N_{III}$	γ_3									
$L_{II} M_I$	η	4187,5	4410,1	4650,2	4911,2	—	5836	6196	6593,9	7031,0
$L_{II} N_I$	γ_5	3418,1	3607,3	3811,6	4035,2	4276,6	4831,2	—	5481,8	—
$L_{II} M_{IV}$	β_1	3730,1	3926,6	4187,3	4364,0	4611,0	5166,5	5480,3	5823,6	6203,9
$L_{II} N_{IV}$	γ_1	3328,0	3514,9	3716,4	3935,7	4172,8	—	5024,8	5373,8	—
$L_{III} M_I$	z	4471,3	4697,6	4939,6	5207,0	5486,4	—	6510	6899	—
$L_{III} N_I$	β_6	3607,3	3798,6	4007,0	4232,8	4476,4	—	5347,1	5692,7	6085,7
$L_{III} M_{IV}$	α_2	3936,4	4153,8	4366,6	4595,6	4843,7	5401	5718	6056,7	6435,7
$L_{III} M_V$	α_1	3947,8	4145,6	4358,5	4587,8	4835,7	5395,0	5712,0	—	—
$L_{III} N_V$	β_2	3506,4	3693,8	3900,7	4122,1	4361,9	4910,0	5226,0	5574,2	—
$L_I M_{IV}$	β_{10}	—	3630	—	—	—	—	—	—	—
$L_I M_V$	β_9	—	3620	—	—	—	—	—	—	—

Наименование линии		38 Sr	37 Rb	35 Br	34 Se	33 As	32 Ge	31 Ga
$L_I M_{II}$	β_4	6391,8	6800,9	—	—	8912	—	—
$L_I M_{III}$	β_3	6358,2	6769,4	—	—		—	—
$L_I N_{II}$	γ_2	5637,4	6036,0	—	—	—	—	—
$L_I N_{III}$	γ_3							
$L_{II} M_I$	η	7506	—	9235	9939	10711	11587	12,56
$L_{II} N_I$	γ_5	6279,6	—	—	—	—	—	—
$L_{II} M_{IV}$	β_1	6610,0	—	8109	8718	9395	10153	11,01
$L_{III} M_I$	z	7822	—	9564	10272	11048	11922	12,89
$L_{III} N_I$	β_6	6508,1	6968,1	—	—	—	—	—
$L_{III} M_{IV}$	α_2	6848,6	—	8358	8972	9652	10415	11,27
$L_{III} M_V$	α_1							

Наименование линии		30 Zn	29 Cu	28 Ni	27 Co	26 Fe	25 Mn	24 Cr	23 V
$L_I M_{II, III}$	$\beta_{3,4}$	11,16	12,10	13,14	—	15,61	—	—	—
$L_{II} M_I$	η	13,61	14,83	16,17	17,77	19,65	—	—	—
$L_{II} M_{IV}$	β_1	11,96	13,03	14,24	15,62	17,22	19,04	21,19	—
$L_{III} M_I$	z	13,95	15,19	16,55	18,20	20,12	—	—	—
$L_{III} M_{IV, V}$	$\alpha_{1,2}$	12,23	13,306	14,53	15,94	17,53	19,39	21,53	24,2

Таблица 7

Диаграммные и искровые линии М-серии

Наименование линии		92 U	90 Th	83 Bi	82 Pb	81 Tl	79 Au
$M_I N_{II, III}$	—	2745	2938	3732	3864	4005	4291
$M_{II} N_I$	—	3322	—	—	—	—	—
$M_{II} N_{IV}$	—	2813	3006	3829	3964	4110	4424
$M_{II} O_{IV}$	—	2440	2613	—	—	—	—
$M_{III} N_I$	—	4322	4554	5526	5694	5870	6241
$M_{III} O_I$	—	3114	—	4096	4235	—	4693
$M_{III} N_{IV}$	—	3514	3710	4560	4705	4855	5175
$M_{III} N_V$	γ	3473	3672	4522	4665	4815	5135
$M_{III} O_{IV, V}$	—	2941	3124	3926	4063	4207	4514
$M_{IV} N_{II}$	—	5040	5329	6571	6788	7017	7507
$M_{IV} N_{III}$	—	4615	4901	6149	6371	—	7086
$M_{IV} O_{II, III}$	—	3570	3804	4813	—	—	—
$M_{IV} N_{IV, VII}$	β	3708	3934	4899	5065	5239	5612
$M_V N_{III}$	—	4937	5229	6508	6726	6960	7451
$M_V O_{III}$	—	—	—	—	5157	—	5756
$M_V N_{VI}$	α_2	3916	4143	5119	5288	5461	5842
$M_V N_{VII}$	α_1	3902	4130	5108	5274	5450	5828
α''	—	—	—	—	5239	5416	5794
α'	—	3886	4112	5087	5256	5433	5810
β'	—	3698	3924	4881	5045	5220	5595
γ'	—	3463	3661	4506	4650	4800	—

Наименование линии		78 Pt	77 Ir	76 Os	75 Re	74 W	73 Ta	72 Hf
$M_I N_{II} N_{III}$	—	4451	—	—	—	5163	—	—
$M_{II} N_{IV}$	—	4590	4770	4944	—	5342	5558	—
$M_{III} N_I$	—	6442	6653	—	—	7346	7596	7871
$M_{III} O_I$	—	4866	—	—	—	5620	—	—
$M_{III} N_{IV}$	—	5346	5529	5712	5919	6121	6340	—
$M_{III} N_V$	γ	5309	5490	5670	5875	6076	6299	6530
$M_{III} O_{IV, V}$	—	4682	4859	—	—	—	—	—

Продолжение табл. 7

Наименование линии		78 Pt	77 Ir	76 Os	75 Re	74 W	73 Ta	72 Hf
$M_{IV} N_{II}$	—	7774	8048	8342	8646	8977	9311	9666
$M_{IV} N_{III}$	—	7856	7629	—	8222	8559	—	—
$M_{IV} O_{II, III}$	—	—	—	—	—	6794	7083	—
$M_{IV} N_{VI, VII}$	β	5816	6025	6254	6491	6743	7008	7289
$M_V N_{III}$	—	7722	8002	8293	8611	8943	9297	9666
$M_V O_{III}$	—	5975	—	—	—	—	—	—
$M_V N_{VI}$	α_2	6045	6262	—	—	—	—	—
$M_V N_{VII}$	α_1	6034	6249	6477	6715	6969	7237	7524
α''	—	5997	6215	6440	—	6932	7201	7486
α'	—	6011	6231	6459	—	6948	7219	7504
β'	—	5796	6009	6233	—	6718	6984	7262

Наименование линии		71 Cr	70 Yb	68 Er	67 Ho	66 Dy	65 Tb	64 Gd
$M_{III} N_V$	γ	6748	7009	7530	7849	8127	8468	8826
$M_{IV} N_{VI, VII}$	β	7585	7893	8576	8947	9345	9772	10233
$M_V N_{III}$	.	10047	10458	11948	11839	12401	12949	13541
$M_V N_{VI, III}$	α_I	7824	8122	8783	9143	9524	9917	10394
	α_{II}	—	8138	8794	9165	9555	9946	10428
	α_{III}	—	—	8810	9195	9574	9989	10508
	α_{IV}	—	—	8832	9210	9587	10003	—
	α_V	—	—	—	—	9608	—	—
	α_{VI}	—	—	—	—	9620	—	—
α''	—	7787	8092	—	—	—	—	—
α'	—	7808	8106	8763	—	—	—	—
β'	—	7562	7863	8540	8907	9310	—	10152

Наименование линии		63 Eu	62 Sm	60 Nd	59 Pr	58 Ce
$M_{III} N_V$	γ	9192	9580	10483	10975	11511
$M_{IV} N_{VI, VII}$	β_I	10723	11238	12375	—	13755
	β_{II}	—	11254	12441	—	—
	β_{III}	—	11271	—	—	—
$M_V N_{III}$	—	14191	—	—	—	—
$M_V N_{VI, VII}$	α_I	10932	11406	12650	—	14030
	α_{II}	11003	11475	—	—	—
	α_{III}	—	11532	—	—	—
β'	—	10652	11147	—	—	—

так же, как и в K -серии, можно установить наличие правильных дублетов. Так, линии:

- | | |
|---|--|
| 1) $L_{\alpha_2}(L_{\alpha'})$ и $L_{\beta_1}(L_{\beta'})$, | 5) $L_{\beta_2}(L_{\gamma'})$ и $L_{\gamma_1}(L_{\delta'})$ |
| 2) $L_{\beta_1}(L_{\alpha'})$ и $L_{\gamma_1}(L_{\beta'})$, | 6) $L_{\alpha_2}(L_{\alpha'})$ и $L_{\alpha_1}(L_{\alpha'})$, |
| 3) $L_{\beta_2}(L_{\beta'})$ и $L_{\gamma_2}(L_{\gamma'})$, | 7) $L_{\beta_2}(L_{\gamma'})$ и $L_{\beta_3}(L_{\gamma'})$, |
| 4) $L_{\beta_3}(L_{\gamma'})$ и $L_{\gamma_3}(L_{\delta'})$, | 8) $L_{\gamma_2}(L_{\delta'})$ и $L_{\gamma_3}(L_{\delta'})$ |

представляют собой правильные дублеты. В этом легко убедиться при рассмотрении рис. 64, дающего значение разности длин волн этих пар линий в зависимости от атомного номера.

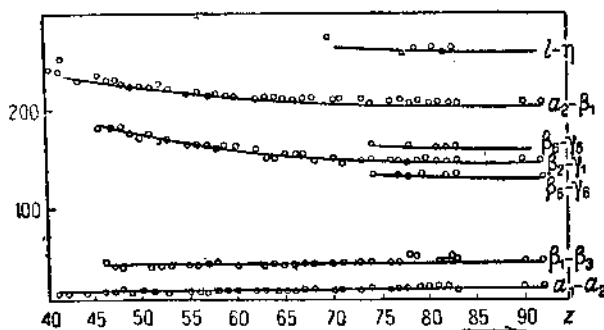


Рис. 64.

Между пятью первыми дублетами и дублетом $K_{\alpha_1\alpha_2}$ K -серии можно установить еще одно соотношение. Выпишем значения разности частот обеих компонент правильного дублета. Эти разности приведены в табл. 8. Сравнивая их между собой, мы заметим, что для каждого элемента разность частот компонент правильного дублета — величина постоянная, возрастающая при переходе от одного элемента к другому приблизительно пропорционально четвертой степени атомного номера.

Сплошная кривая на рис. 65 соответствует возрастанию, пропорциональному Z^4 . Кружки и крестики — экспериментально проверенные значения.

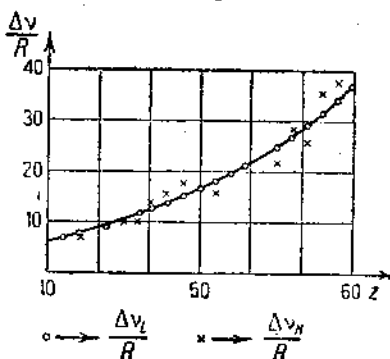


Рис. 65.

4. Теория возникновения характеристического спектра

Если сравнить поведение непрерывного спектра и характеристического излучения в зависимости от условий их возбуждения, то нетрудно заметить резкое различие между ними. Непрерывный спектр в основном

Т а б
Разности частот компонент

Название элемента	$K(\alpha_1 - \alpha_2)$	$L(\eta - \alpha_2)$	$L(\eta - I)$	$L(\gamma_5 - \beta_5)$	$L(\gamma_6 - \beta_6)$	$L(\gamma_{11} - \beta_{11})$	$L_{II} - L_{III}$	Среднее
13 Al	0,04	—	—	—	—	—	—	0,04
14 Si	0,05	—	—	—	—	—	—	0,05
15 P	0,06	—	—	—	—	—	—	0,06
16 S	0,09	—	—	—	—	—	—	0,09
17 Cl	0,12	—	—	—	—	—	—	0,12
19 K	0,21	—	—	—	—	—	—	0,21
20 Ca	0,26	—	—	—	—	—	—	0,26
21 Sc	0,33	—	—	—	—	—	—	0,33
22 Ti	0,44	—	—	—	—	—	—	0,44
23 V	0,55	—	—	—	—	—	—	0,55
24 Cr	0,68	0,7	—	—	—	—	—	0,68
25 Mn	0,82	1,0	—	—	—	—	—	0,82
26 Fe	0,96	1,1	1,1	—	—	—	—	0,96
27 Co	1,11	1,1	1,2	—	—	—	—	1,11
28 Ni	1,28	1,3	1,3	—	—	—	—	1,28
29 Cu	1,47	1,44	1,50	—	—	—	—	1,47
30 Zn	1,71	1,69	1,70	—	—	—	—	1,70
31 Ga	1,89	1,91	1,85	—	—	—	—	1,88
32 Ge	2,27	2,25	2,21	—	—	—	—	2,24
33 As	2,63	2,59	2,60	—	—	—	—	2,61
34 Se	3,02	2,98	2,98	—	—	—	—	2,99
35 Br	3,43	3,35	3,40	—	—	—	—	3,39
37 Rb	4,38	—	—	—	—	—	—	4,38
38 Sr	4,95	4,80	4,91	5,10	—	—	4,64	4,94
39 Y	5,56	5,29	—	—	—	—	5,54	5,46
40 Zr	6,21	—	6,11	6,16	—	—	5,96	6,11
41 Nb	6,93	6,91	7,09	—	—	—	—	6,98
42 Mo	7,73	7,66	—	—	—	—	7,58	7,66
44 Ru	9,50	9,50	—	9,51	—	—	9,68	9,55
45 Rh	10,51	10,53	10,54	10,54	—	—	10,52	10,53
46 Pd	11,56	11,56	11,48	11,66	—	—	11,65	11,58
47 Ag	12,74	12,70	12,64	12,72	—	—	13,15	12,79
48 Cd	13,99	13,98	13,82	13,98	—	—	13,62	13,88
49 In	15,29	15,29	15,24	15,27	—	—	15,41	15,30
50 Sn	16,74	16,72	16,69	16,78	—	—	17,23	16,83

определяется напряжением, приложенным к рентгеновской трубке, в то время как характеристическое излучение зависит только от вещества антикатада. Если к этому прибавить, что характеристическое излучение в отличие от непрерывного спектра неполяризовано, что интенсивность характеристического излучения одинакова по всем направлениям и никак не связана с направлением катодного пучка, то станет совершенно обоснованным высказанное нами ранее положение о том, что природа характеристического и непрерывного спектров различна. В соответствии со свойствами обоих спектров мы приписываем образование непрерывного спектра торможению катодных лучей, характеристический же спектр мы связываем с теми изменениями, которые вызывают катодные лучи в атомах вещества антикатада.

Л И Ц А 8

ТОВ ДУБЛЕТОВ L_{II} И L_{III}

Название элемента	$K(\alpha_1 - \alpha_2)$	$L(\beta_1 - \alpha_2)$	$L(\eta - l)$	$L(\gamma_5 - \beta_5)$	$L(\gamma_6 - \beta_6)$	$L(\gamma_1 - \beta_{15})$	$L_{II} - L_{III}$	Среднее
51 Sb	18,67	18,30	18,31	18,26	—	—	18,23	18,35
52 Te	20,18	20,00	—	20,03	—	—	19,89	20,03
53 J	21,88	21,70	—	—	—	—	21,93	21,84
55 Cs	25,50	25,59	25,90	32,77	—	—	25,69	25,69
56 Ba	27,83	27,74	27,69	27,95	—	—	27,64	27,77
57 La	30,37	30,01	29,53	30,19	—	—	29,81	29,98
58 Ce	32,77	32,35	32,73	32,56	—	—	32,18	32,52
59 Pr	35,44	35,02	35,52	35,11	—	—	34,97	35,21
60 Nd	38,50	37,86	37,77	37,76	—	—	37,74	37,93
62 Sa	44,31	43,95	43,70	44,17	—	—	43,90	44,01
63 Eu	47,99	47,17	—	47,22	—	—	47,1	47,37
64 Gd	51,76	50,64	—	51,08	—	—	50,56	51,01
65 Tb	53,92	54,96	—	54,41	—	—	54,4	54,27
66 Dy	58,41	58,24	58,53	58,25	—	—	58,01	58,29
67 Ho	61,88	62,43	62,48	61,66	—	—	62,4	62,17
68 Er	65,83	66,81	67,08	66,72	—	—	66,77	66,65
69 Tu	71,22	71,27	71,44	70,98	—	—	71,92	71,37
70 Yb	75,11	74,08	76,57	76,29	—	—	76,20	76,07
71 Cp	81,11	81,11	81,54	81,17	81,21	—	81,63	81,30
72 Hf	87,12	86,76	86,96	87,20	—	—	86,60	86,93
73 Ta	93,74	92,46	92,43	92,52	92,62	92,63	92,8	92,74
74 W	98,84	98,49	98,55	98,51	98,66	98,61	98,98	98,66
75 Re	—	104,87	104,88	104,99	105,21	104,94	104,91	104,97
76 Os	111,92	111,10	—	—	—	—	111,43	111,48
77 Ir	118,75	118,53	—	118,63	118,67	118,60	118,32	118,58
78 Pt	124,33	125,85	125,76	125,85	125,94	—	126,75	126,75
79 Au	133,56	133,62	133,71	133,60	133,76	133,70	133,79	133,68
80 Hg	—	141,46	142,04	141,13	139,34	—	141,91	141,18
81 Tl	(149,52)	150,35	150,35	150,58	150,41	150,36	150,46	150,45
82 Pb	(158,49)	159,48	159,72	159,70	159,49	—	159,02	159,48
83 Bi	(166,35)	168,88	168,89	168,58	168,75	168,91	168,50	168,75
90 Th	(226,66)	249,96	249,66	250,56	—	250,38	249,1	249,93
91 Pa	—	263,60	263,60	263,9	263,7	—	—	263,70
92 U	(250,35)	278,43	278,47	278,63	278,46	278,39	(276,8)	278,50

Если попытаться представить себе возникновение характеристического излучения на основе классических представлений, то монохроматическое излучение мы могли бы ожидать от электрона, колеблющегося с определенной частотой. В самом деле, пусть уравнение движения электрона будет

$$x = x_0 \sin(\omega t + \delta), \quad (3, 8)$$

где δ — фаза колебания электрона, а ω — так называемая круговая частота, равная $\frac{2\pi}{T}$, где T — период колебания. Ускорение электрона $\ddot{x}$, очевидно, равно:

$$\ddot{x} = -x_0 \omega^2 \sin(\omega t + \delta) = x_0 \omega^2 \sin(\omega t + \delta + \pi).$$

Как мы уже упоминали выше, электрон, движущийся с ускорением, является источником электромагнитного излучения, напряженность электрического поля которого будет определяться соотношением:

$$E = \frac{e\ddot{x}}{rc^2} \sin \varphi = \frac{ex_0\omega^2}{rc^2} \sin \varphi \sin(\omega t + \delta + \pi) = \\ = E_0 \sin(\omega t + \delta + \pi) \quad (3, 9)$$

Формула (3, 9) показывает, что электрон, колеблющийся согласно уравнению (3, 8), излучает электромагнитные волны, частота которых совпадает с частотой колебания электрона.

Посмотрим теперь, как выбрать в атоме возможные колебания электронов. Для этого нам нужно знать характер сил, действующих на электроны в атоме. При определении этих сил мы будем исходить из модели атома, предложенной Резерфордом. Мы будем представлять себе каждый атом как систему, состоящую из положительно заряженного ядра, вокруг которого движутся электроны в числе, равном заряду ядра в элементарных единицах. Характер сил, действующих внутри такой системы, будет определяться притяжением электронов к ядру и их взаимным отталкиванием. В случае тяжелых атомов с большим зарядом ядра и большим числом электронов задача о нахождении траектории частицы не может быть доведена до конца. Однако в самом простом случае ядра с зарядом равным единице, и одного электрона, мы можем по заданным начальным условиям вычислить движение электрона. Устойчивость атома требует, чтобы траекторией электрона была какая-нибудь замкнутая кривая. Эта кривая — орбита — может быть найдена путем, аналогичным решению задачи небесной механики о нахождении траектории под действием центральной силы. Общее решение задачи в этом случае дает для орбиты частицы кривую второго порядка. В частном случае орбитой электрона будет окружность. Радиус этой окружности будет определяться начальными условиями.

В самом деле, момент количества движения точки согласно закону площадей должен оставаться неизменным, следовательно,

$$r^2\omega = rv = r_0v_0.$$

Если мы к этому условию присоединим еще условие:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2Z}{r^2}, \quad (3, 10)$$

выражающее равенство центробежной и центростремительной сил, то получим:

$$r = \frac{m r_0^2 v_0^2}{Ze^2}; \quad \omega = \frac{Ze^4}{m^2 r_0^3 v_0^3}. \quad (3, 11)$$

Здесь Ze — заряд ядра, r_0 — начальное расстояние, v_0 — начальная скорость, m и e — масса и заряд электрона. Таким образом по законам механики оказывается возможным круговое движение с любым радиусом и соответственной частотой в зависимости от начальных условий.

Такое решение задачи мы не можем признать удовлетворяющим опытным данным, — ведь мы наблюдаем в спектре рентгеновых лучей только определенные частоты. Необходимо ввести какое-то новое, дополнительное условие, которое должно ограничить возможные движения электрона в атоме и вместе с тем дать возможность выбрать некоторые из них, находящиеся в согласии с опытными данными. Введение, однако, только одного, ограничивающего возможные траектории, условия недостаточно. Дело в том, что если бы электрон, движущийся в атоме, действительно испускал рентгеновы лучи, то мы должны были бы постоянно наблюдать излучение их, что на самом деле не имеет места; это постоянное излучение должно было бы привести к уничтожению атома, так как излучающий электрон теряет энергию, а потому будет двигаться по кругу все меньшего и меньшего радиуса (в пределе упадет на ядро).

Таким образом попытка объяснения механизма возникновения линейчатого спектра рентгеновых лучей на основе классических представлений наталкивается на два серьезнейших затруднения: 1) устойчивость атома и 2) дискретность значений длин волн в спектре рентгеновых лучей ¹⁾.

Квантовая механика, созданная Бором, разрешила эти затруднения путем введения некоторых допущений о поведении электронов в атоме. Мы получим полное соответствие с опытными данными, если выберем круговые орбиты электронов так, чтобы удовлетворялось следующее условие: момент количества движения электрона должен представлять собой величину кратную постоянной Планка, деленной на 2π , т. е. возможными орбитами электрона являются лишь такие, для которых

$$mrv = n \frac{h}{2\pi}. \quad (3, 12)$$

Такие орбиты согласно первому постулату Бора являются стационарными. Движущиеся по ним электроны вовсе не излучают. Энергию электрона, движущегося по такой орбите, мы найдем из условий (3, 10) и (3, 12). Общая энергия электрона, равная сумме кинетической и потенциальной энергий;

$$W = T + U = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{Ze^2}{r},$$

будет при этих условиях иметь вид:

$$W = -\frac{1}{2} mv^2 = -\frac{Ze^2}{2r} = -\frac{4\pi^2 m Z^2 e^4}{n^2 h^2}. \quad (3, 13)$$

Согласно теории Бора уравнение (3, 13) определяет энергию стационарного движения электронов в атоме. В теории спектров принято эти значения энергии называть уровнями энергии. Как легко видеть из формулы (3, 13), уровни энергии имеют дискретные значения, определяемые числом n , которое мы будем в дальнейшем называть квантовым числом. Целесообразно поэтому и уровню энергии приписать

¹⁾ Заметим, что те же трудности возникают и при попытке объяснения механизма возникновения линейчатого спектра в видимой и ультрафиолетовой части спектра. Выход из положения в обоих случаях дает квантовая теория.

соответственный индекс. Так W_n будет обозначать уровень энергии, отвечающий квантовому числу n , т. е.

$$W_n = \frac{4\pi^2 m Z^2 e^4}{n^2 h^2}. \quad (3, 14)$$

Таким образом мы сумели получить значения уровней — энергию электронов в стационарном состоянии. Каким образом мы можем теперь перейти от стационарных состояний к излучению? На этот вопрос Бор дал ответ во втором постулате, называемом условием частот. При переходе из одного стационарного состояния W_n в другое стационарное состояние с меньшей энергией W_m электрон излучает избыток энергии в виде кванта излучения, в частности при соответствующих значениях разности уровней в виде кванта рентгеновского излучения.

В нормальном атоме электрон находится на уровне с наименьшей энергией, поэтому для получения излучения атом надо возбудить — перевести электрон из одного стационарного состояния в другое, с большим значением энергии. Этого мы и достигаем, направляя на атомы потоки электронов или освещая их светом соответствующей частоты.

Перейдем теперь к нахождению частоты рентгеновых лучей, излучаемых при переходе электрона в новое стационарное состояние. Согласно условию частот

$$\nu = \frac{W_m - W_n}{h} = \frac{4\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (3, 15)$$

величина $\frac{4\pi^2 m e^4}{h^2}$ по своему численному значению представляет собой постоянную Ридберга. Поэтому мы можем написать:

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

Сравним полученный результат с законом Мозели:

$$\frac{\nu}{R} = 0,75 (Z - 1)^2 = \frac{3}{4} (Z - 1)^2.$$

Обе формулы аналогичны друг другу, но мы эту аналогию можем сделать еще более тесной. В самом деле, коэффициент $3/4$, найденный Мозели для линии K_α , мы можем представить как

$$\frac{3}{4} = \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2},$$

т. е. линии K_α в спектре рентгеновых лучей отвечает в боровской схеме переход электрона с стационарного уровня с квантовым числом 2 на стационарный уровень с квантовым числом 1. Единственное различие между формулами Бора и Мозели состоит лишь в том, что в формуле, выражающей закон Мозели, вместо Z^2 стоит $(Z - 1)^2$. Это расхождение обусловлено тем, что мы при определении уровней энергии исходили из предположения, что вокруг ядра с зарядом Ze движется только один электрон. В действительности в атоме движутся Z электронов, поэтому на электрон, кроме силы притяжения к ядру, действуют еще силы оттал-

живания от других электронов. Действие этих отталкивающих сил сводится к уменьшению силы притяжения к ядру, что может быть формально учтено как уменьшение заряда на некоторую константу s , называемую экранирующей постоянной.

Таким образом движение электрона в реальном атоме, содержащем Z электронов и ядре с зарядом Ze , может быть определено как движение электрона в фиктивном атоме с зарядом Z^* , называемом эффективным зарядом ядра и равным $Z^* = Z - s$. Если бы конфигурация электронов в атоме была нам известна, то мы могли бы найти постоянную s и вычислить Z^* . К сожалению, этого сделать нельзя, и мы экранирующую постоянную определяем из опытных данных. Сравнение с законом Мозели показывает, что для стационарной орбиты с квантовым числом 1 экранирующая постоянная равна единице, а эффективный заряд ядра $Z^* = Z - 1$.

Таким образом согласно представлениям теории Бора процесс лучеиспускания есть процесс перехода электрона из одного стационарного состояния W_m в другое W_n . Будем, в согласии со схемой Бора, представлять атом в виде ядра, вокруг которого по круговым орбитам движутся электроны. Радиусы орбит могут быть вычислены с помощью равенств (3, 11) и (3, 12).

$$r = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Z^* e^2} \quad (3, 16)$$

Уравнения (3, 16) и (3, 13) определяют размеры орбиты электрона и значение энергии его при стационарном движении. Это — возможные движения электрона в атоме. Наименьшее значение энергии — низший уровень энергии — отвечает квантовому числу $n = 1$.

Находятся ли все электроны в атоме на одном и том же уровне энергии, т. е. движутся ли все электроны по кругам наименьшего радиуса? На этот вопрос мы должны дать отрицательный ответ. На каждом из возможных уровней энергии может находиться только ограниченное число электронов. Так, на уровне энергии с квантовым числом, равным единице, и который мы, в соответствии с принятой терминологией будем называть уровнем K , могут находиться только два электрона. На уровне энергии с главным квантовым числом 2, который называется уровнем L , может находиться до 8 электронов. На уровне M , квантовое число которого $n = 3$, может находиться еще большее число электронов (максимум 18).

В нормальном атоме все уровни с наименьшими значениями энергии заполнены. Поэтому в нормальном атоме и не наблюдается излучения рентгеновых лучей. Появление рентгеновых лучей — переход с уровня большей энергии на уровень с меньшей энергией — может иметь место только в том случае, если мы удалим электрон с какого-нибудь внутреннего уровня. (Название «внутренний уровень» может быть дано электронам, находящимся на низших уровнях энергии, так как малым числам n соответствуют и орбиты малого радиуса.) Освободившееся место на низшем уровне энергии занимает электрон с одного из других, более высоких уровней, причем согласно Бору избыток энергии излучается в виде кванта рентгеновых лучей. Так как заполнение свободного уровня возможно осуществить переходом электронов из различных более высоких уровней, то мы будем наблюдать не монохроматическое излучение,

а спектр, состоящий из ряда линий с частотами, отвечающими различным возможным переходам.

Каждый из этих переходов может происходить в данном атоме и может не происходить. Существует некоторая вероятность каждого возможного перехода, имеющая вполне определенное значение. Осуществление того или иного перехода в данном атоме — дело случая. Но при наблюдении испускания рентгеновых лучей многими атомами, как это имеет место в действительности, мы обнаружим существование всех возможных переходов, причем число различных переходов будет пропорционально вероятности этих переходов. Таким образом мы видим, что спектр рентгеновых лучей представляет собой явление статистическое. В каждом атоме осуществляется какой-либо вполне определенный переход; большое число атомов дает нам, однако, весь спектр, интенсивность линий которого характеризует вероятность соответственных переходов.

Наблюдаемый нами характеристический спектр рентгеновых лучей, соответствует заполнению внутреннего уровня — переходу атома в нормальное состояние. Испусканию рентгеновых лучей должно предшествовать удаление электрона из атома. Это удаление электрона может быть осуществлено, если сообщить электронам энергию, большую энергии их связи. Это мы и делаем, посылая потоки электронов на антикатод. Если энергия этих электронов больше энергии связи, то мы окажемся в состоянии удалить электрон из атома, последствием чего и явится лучеиспускание. Если электрон будет удален из K -уровня, то мы будем наблюдать появление линий, отвечающих всем возможным переходам на K -уровень. Линия K_{α_1} появляется в результате перехода с L -уровня, линия K_{β_1} появляется в результате перехода с M -уровня, K_{γ_1} — с N -уровня.

Если мы удалим, однако, электрон не из K -уровня, а из уровня Z то наблюдаемые переходы образуют L -серию, т. е. совокупность линий эквивалентных переходам с более высоких уровней на уровень L .

Все линии серии должны, как это мы и установили на опыте, появляться сразу после удаления электрона из соответственного уровня. Для этого, как мы уже отметили, необходимо, чтобы катодные лучи, производящие возмущение внутри атома, обладали достаточным запасом энергии, превышающим энергию связи электрона. Минимальная энергия катодных лучей, при которой возникновение серии характеристического излучения еще наблюдается, и представляет величину энергии связи электрона на соответствующем уровне. Эту минимальную энергию мы характеризовали как «критическое напряжение» возникновения серии. Поэтому числа в табл. 4 представляют вместе с тем и величину энергии электрона на соответственном уровне (энергия связи, так как за пределами атома энергия электрона равна нулю).

5. Систематика спектров рентгеновых лучей и строение атома

Рассмотренный в предыдущем параграфе механизм возникновения характеристического излучения показывает, что между спектром рентгеновых лучей и строением атома (распределение электронов по уровням, значение уровней энергии) существует самая тесная связь.

Детали строения атома могут быть нами получены из рассмотрения характеристических спектров рентгеновых лучей различных элементов. Если с этой целью рассмотреть табл. 5, 6 и 7, представляющие значения длин волн K -, L - и M -серии различных элементов, то сразу становится ясным, что простая схема Бора не в состоянии объяснить закономерности, существующие в рентгеновских спектрах. Согласно этой схеме мы должны были бы ожидать, что K -серия, включающая переходы из L -, M - и т. д. уровней на уровень K , должна содержать наибольшее число линий. В L -серии число линий должно было бы быть меньше, так как число возможных переходов меньше, в M -серии число линий должно было бы быть еще меньше и т. д. На самом деле опыт показывает, что это не так. Число линий в L -серии в 4—5 раз больше, чем в K -серии. M -серия изучена значительно меньше, чем K - и L -серии, но все, что нам известно об испускании M -серии, заставляет предполагать в ней еще большее число линий, чем в L -серии. Особенно резко это будет иметь место в случае тяжелых элементов. Картина носит более сложный характер, чем предполагает теория Бора. Богатство линий в L - и M -сериях показывает, что число возможных уровней в атоме должно быть значительно больше, чем это следует из (3, 13). Теория Бора должна быть развита и дополнена.

Направление, в котором следует расширить теорию Бора, довольно ясно. Мы предполагали, что движение электрона совершается по круговым орбитам, и нашли соответствующие им стационарные состояния. По решению задачи о движении частицы под действием силы притяжения допускает не только движение по окружности, — эллипс также является одной из возможных орбит. Однако движение электрона по эллипсу определяется не одним параметром, как движение по окружности (угол φ), а двумя параметрами (угол φ и радиус r). В этом случае перед нами стоит та же задача, что и раньше: отобрать из всех возможных эллипсов такие, которые мы в соответствии с опытом могли бы считать стационарными. Движение по эллипсу представляет собой движение с двумя степенями свободы, поэтому отбор возможных эллипсов производится с помощью двух квантовых чисел n и k . Одно из них n , как и прежде, характеризует общее значение энергии электрона, оно называется главным квантовым числом. Другое называется азимутальным¹⁾

¹⁾ Азимутальное квантовое число определяется из условия, накладываемого квантовой механикой на момент количества движения, который во все время движения остается согласно закону площадей постоянным. Если в качестве координат, определяющих положение электрона на орбите, мы возьмем угол φ и радиус-вектор r , то соответствующие координаты импульса (количество движения) p_φ и p_r определяются равенствами:

$$p_\varphi = mr^2\dot{\varphi}, \quad p_r = m\dot{r}.$$

В общем виде квантовые условия, налагаемые постулатом Бора, заключаются в том, что

$$\int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} p_\varphi d\varphi = kh; \quad \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} p_r \cdot dr = n'h,$$

где k и n' — два целых числа: первое из них называется азимутальным, второе — радиальным квантовым числом. Под главным квантовым числом n

квантовым числом и определяет эксцентриситет возможной орбиты. Число k связано с числом n и может принимать значения любых чисел от 1 до n . Таким образом каждому значению числа n соответствует не одна орбита (как в простой схеме Бора), а n возможных орбит, одна из которых круговая, а остальные эллиптические с различными эксцентриситетами.

Исследуя значение энергии, которой обладает электрон при движении по орбите, характеризуемой числами n и k , Зоммерфельд показал, что если принять во внимание изменение массы электрона в зависимости от его скорости, то значение энергии электрона будет несколько отличаться от выражения (3,13), именно:

$$W_{n,k} = R h \left[\frac{(Z-d)^2}{n^2} + \alpha^2 \frac{(Z-d)^4}{4} \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right) \right], \quad (3,17)$$

где R — попрежнему постоянная Ридберга, n и k — квантовые числа, s и d — экранирующие постоянные, а

$$\alpha^2 = \left(\frac{2\pi e^2}{hc} \right)^2 = 5,315 \cdot 10^{-5} \quad (3,18)$$

так называемая постоянная тонкой структуры.

Формула (3,17) показывает, что значение энергии электрона зависит не только от числа n , но также и от числа k . Поэтому траектории электрона, отвечающие одному и тому же значению числа n , но различным значениям k , будут обладать вместе с тем и различным значением энергии. Так, уровень L , имеющий главное квантовое число 2, будет иметь два различных значения энергии (подуровни), соответствующие значениям $k=1$ и $k=2$. Разность в энергиях этих подуровней будет, очевидно, равна:

$$\Delta W = R h \alpha^2 \frac{(Z-d)^4}{n^2} \cdot \frac{1}{k(k+1)}. \quad (3,19)^1$$

Переход с этих двух подуровней на уровень K и переходы с более высоких уровней M , N и т. д. на эти два подуровня приводят к возникновению квантов, отличающихся друг от друга по частоте на величину $\Delta\nu$, равную согласно (3,19):

$$\Delta\nu = \frac{R\alpha^2}{2} \cdot \frac{(Z-d)^4}{n^2}. \quad (3,20)$$

равную сумму азимутального и радиального квантовых чисел, т. е. $n = k + n'$. Так как p_ϕ остается во все время движения постоянным: $p_\phi = p$, то первое из написанных выше условий можно переписать в виде:

$$2\pi p = kh,$$

$$p = \frac{kh}{2\pi}.$$

Последнее равенство и определяет азимутальное квантовое число.

¹⁾ Выражение (3,19) является приближенным. Экранирующая постоянная для орбит с различным значением k может иметь разное значение, и точное выражение должно быть написано так:

$$\Delta W = \frac{R h \alpha^2}{n^4} \left[(Z-d_1)^4 \left(\frac{n}{k_1} - \frac{3}{4} \right) - (Z-d_2)^4 \left(\frac{n}{k_2} - \frac{3}{4} \right) \right].$$

Из формулы (3, 20) вытекает, что $\Delta\nu$ должно быть приблизительно пропорционально Z^4 ; эту зависимость для правильных дублетов мы и установим выше.

Таким образом согласно Зоммерфельду правильные дублеты возникают в результате расщепления уровней, происходящего вследствие того, что на различных орбитах электрон обладает разной скоростью, и, следовательно, будут различны поправки, вводимые согласно теории относительности для учета зависимости массы от скорости. Поэтому Зоммерфельд назвал правильные дублеты релятивистскими.

$$\Delta W = \frac{Rhc^2}{n^4} \left[(Z - d_1)^4 \left(\frac{n}{k_1} - \frac{3}{4} \right) - (Z - d_2)^4 \left(\frac{n}{k_1} - \frac{3}{4} \right) \right].$$

Усложнение системы уравнений, произведенное Зоммерфельдом, оказалось, однако, еще недостаточным для полного определения числа наблюдаемых линий. Для серии L оказывается необходимым принять существование трех подуровней, а не двух, даваемых теорией Зоммерфельда. Наличие в группе L трех подуровней, как мы увидим далее, доказано и прямыми опытами по поглощению рентгеновых лучей.

Введение третьего подуровня было произведено Гессом, который установил, что между новым подуровнем и одним из релятивистских подуровней существует соотношение:

$$\Delta \sqrt{\frac{\nu}{R}} = \text{const.} \quad (3, 21)$$

для всех элементов. Характер этой зависимости показывает, что новый подуровень получается в результате изменения экранирующей постоянной.

В самом деле, в первом приближении

$$\frac{\nu}{R} = \frac{(Z - s)^2}{n^2}.$$

Величина экранирующей постоянной зависит не только от числа n , определяющего размеры орбиты и числа k , определяющего ее форму, но и от положения орбиты в пространстве. Для двух орбит, имеющих разные значения s , будем иметь:

$$\Delta \sqrt{\frac{\nu}{R}} = \frac{s_2 - s_1}{n}, \quad (3, 22)$$

где s_2 и s_1 — экранирующие постоянные обеих орбит. Постоянство $\Delta \sqrt{\frac{\nu}{R}}$ для всех элементов свидетельствует, что экранирующие постоянные для внутренних орбит, а следовательно и форма орбит, одинаковы для всех элементов.

Формально расщепление уровней вследствие изменения экранирующей постоянной (иррегулярные дублеты по Вентцелю) может быть описано путем введения третьего квантового числа k' , связанного с k следующими условиями:

$$k' = k$$

или

$$k' = k + 1, \quad (3, 23)$$

причем $0 < k' < n$.

При помощи этих трех квантовых чисел (n, k, k') мы получаем правильное число подуровней для каждого главного квантового числа n в согласии с опытными данными. Однако теперь число возможных переходов

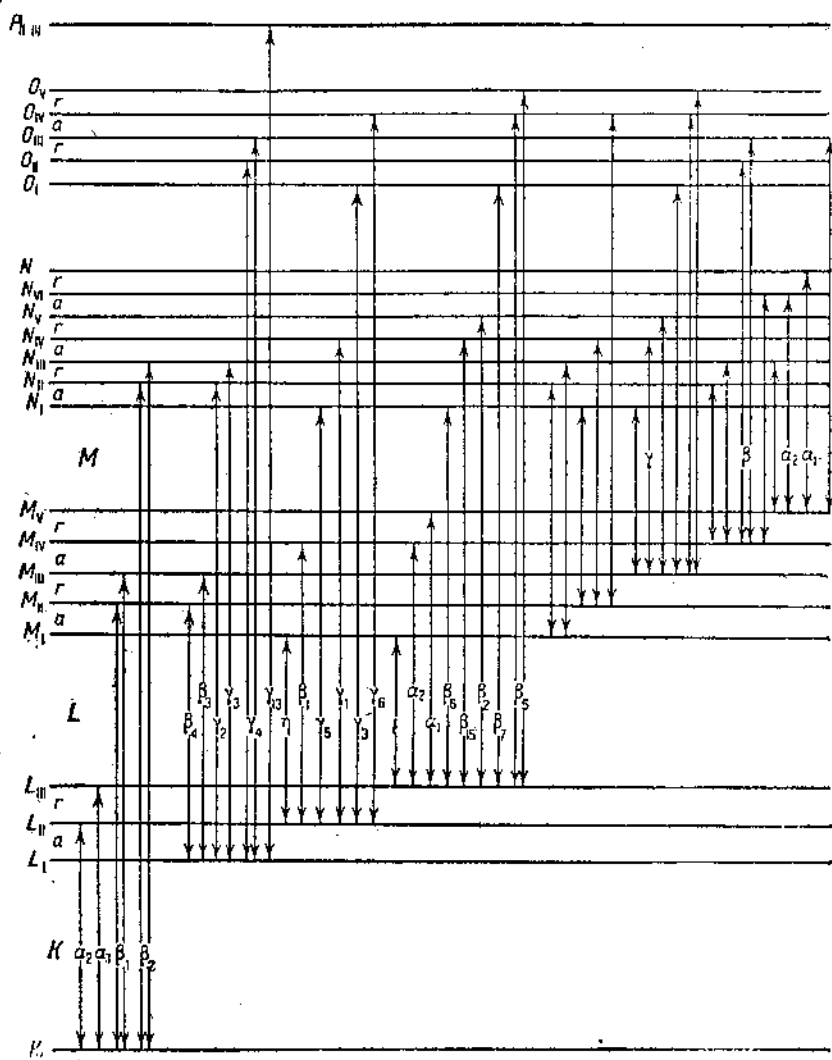


Рис. 66.

между уровнями оказывается большим, чем число наблюдаемых на опыте линий. Это заставляет нас полагать, что не всякие переходы электронов возможны. Существует известное ограничение для этих переходов, которое называется принципом отбора и заключается в следующем: электрон с данного уровня, определяемого квантовыми числами n_1, k_1 ,

k' , может перейти только на такой уровень с квантовым числом n_2, k_2 , k_2' , для которого будет выполнено соотношение:

$$\left. \begin{aligned} n_2 - n_1 &> 0, \\ k_2 - k_1 &= \begin{cases} +1 \\ -1 \end{cases} \\ k_2' - k' &= \begin{cases} +1 \\ 0 \\ -1 \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (3, 24)$$

т. е. переход электрона совершается между уровнями с различными главными квантовыми числами. При переходе азимутальное квантовое число должно меняться на единицу. Третье квантовое число меняется либо на единицу, либо на нуль.

Построенная на основе условия (3, 24) схема возможных переходов изображена на рис. 66. Буквы, стоящие на двойных стрелках, представляют в обозначениях Зигбана экспериментально найденные линии в спектрах рентгеновых лучей.

В приведенной схеме подуровни расположены в порядке следования значения их энергии. Оказывается, как это отмечено в схеме, что подуровни, получающиеся в результате изменения экранирующей постоянной, чередуются с уровнями, получающимися в результате релятивистской поправки (значок a между подуровнями означает уровни с измененной экранирующей постоянной, r — релятивистские подуровни).

6. Новая систематика спектров рентгеновых лучей

Развитие теории строения атома на основе волновой механики и гипотеза Уленбека (Uhlenbeck) и Гаудсмита (Goudsmit) о собственном вращении электрона несколько изменили теорию и систематику спектров, в частности спектров рентгеновых лучей.

В соответствии с гипотезой Уленбека и Гаудсмита поведение электрона определяется четырьмя квантовыми числами — главным квантовым числом n , побочным квантовым числом $l = k - 1$ (где k — азимутальное квантовое число, фигурировавшее в теории Зоммерфельда) и внутренним квантовым числом j , характеризующим общий вращательный момент атома, который складывается из вращательного момента движения электронов по орбите l , и собственного момента электронов s . Согласно

Уленбеку и Гаудсмиту s может иметь значение только $\pm \frac{1}{2}$, соответственно этому и j представляет собой половинные числа. Выражение для

энергии, получаемое на основе волновой механики, оказывается зависящим от всех четырех квантовых чисел и имеет вид:

$$W = R\hbar \left[\frac{(Z - s_{nl})^2}{n^2} + \alpha^2 \frac{(Z - d_{ny})^4}{n^2} \left(\frac{1}{l + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) - \alpha^2 \frac{(Z - d'_{ny})^4}{n^2} \cdot \frac{j(j+1) - k(l+1) - s(s+1)}{2l(l + \frac{1}{2})(l+1)} \right], \quad (3, 25)$$

где α — ранее (3,18) уже фигурировавшая постоянная тонкой структуры s_{nl} , d_{ny} и d'_{ny} суть значения экранирующих постоянных. Значки s , d и d' показывают, от каких квантовых чисел зависят эти значения экранирующих постоянных, входящие в различные члены выражения (3, 25).

Первый член выражения (3, 25) аналогичен значению энергии, даваемому выражением (3,13); он определяет уровень энергии. Второй член эквивалентен релятивистской поправке, данной Зоммерфельдом (3,17). Третий член дает изменение энергии, обусловленное наличием «спина»¹⁾ у электрона.

Схема уровней, определенная формулой (3, 25), приведена на рис. 67. Слева дано расположение уровней, определенных по первому члену выражения (3, 25); во втором столбце учтено влияние второго члена выражения (3, 25) для различных значений l ; учет влияния второго члена повышает несколько величину энергии уровня для различных значений l . В третьем столбце дано полное значение энергии уровня, включая и третий член выражения

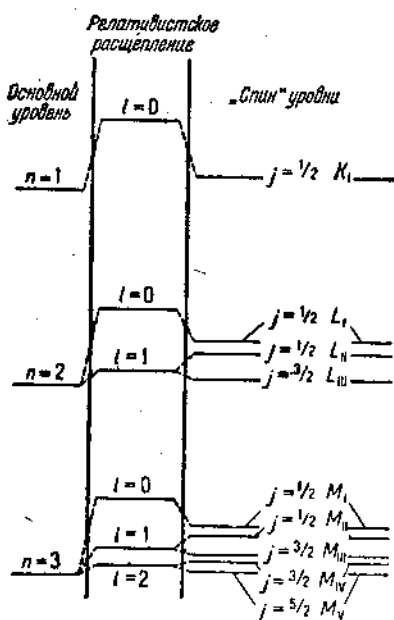


Рис. 67.

(3, 25). Общее число расщепленных подуровней получается при этом такое же, как было уже установлено ранее.

В трактовке систематики спектров, получающихся при расчете по формуле (3, 25), расщепление уровней, соответствующих правильным дублетам, происходит в результате различного направления «спина» элек-

¹⁾ «Спин» („spin“) означает в буквальном смысле веретено. Это общепринятое сокращенное обозначение собственного момента вращения электрона.

трона. В самом деле, для одного и того же побочного квантового числа l возможны два значения внутреннего квантового числа:

$$j_1 = l + \frac{1}{2}.$$

$$j_2 = l - \frac{1}{2}.$$

Если считать, что $d \approx d'$, то выражение (3, 25) дает два различных значения величины W , именно W_1 и W_2 . Из этих значений мы сможем определить и величину $\Delta \frac{\nu}{R}$, с которой мы встречались раньше:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \frac{\nu}{R} &= \alpha^2 \frac{(Z-d)^4}{n^3} \times \\ &\times \frac{\left(l + \frac{1}{2}\right)\left(l + \frac{3}{2}\right) - \left(l - \frac{1}{2}\right)\left(l + \frac{1}{2}\right)}{2l\left(l + \frac{1}{2}\right)(l+1)} = \\ &= \alpha^2 \frac{(Z-d)^4}{n^3} \cdot \frac{1}{l(l+1)} \end{aligned} \right\} \quad (3, 26)$$

Таким образом получаем выражение для расщепления уровней. Уравнение, учитывающее наличие собственного вращения электрона, такое же, какое было найдено ранее Зоммерфельдом при введении релятивистской поправки. Поэтому в настоящее время правильные дублеты называют иногда «спин»-дублетами.

Принцип отбора в новой схеме уровней имеет выражение, аналогичное ранее написанному значению. Переход совершается при изменении главного квантового числа. Побочное число меняется на единицу, а внутреннее квантовое число или не меняется вовсе или изменяется на единицу, т. е.

$$\left. \begin{aligned} n_2 - n_1 &> 0 \\ l_2 - l_1 &= \begin{cases} +1 \\ -1 \end{cases} \\ j_2 - j_1 &= \begin{cases} +1 \\ 0 \\ -1 \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (3, 27)$$

7. Интенсивность линий рентгеновского спектра

Равенство величины экранирующей постоянной уровней K и L для всех элементов показывает, что строение внутренних оболочек у атомов различных элементов одинаково. Это дает нам основание полагать, что и вероятности переходов между этими уровнями, т. е. соотношение интенсивностей сериальных линий, возникающих в результате переходов между внутренними уровнями, должно быть более или менее постоянным для всех элементов.

Таблица 9
Соотношение интенсивности линий К-серии по Майеру

Название элемента	α_1	α_2	β_1	β_2	Название элемента	α_1	α_2	β_1	β_2
49 In	100	51,8	21,7	3,65	34 Se	100	50,3	21,0	1,07
48 Cd	100	53,8	23,1	4,18	33 As	100	49,2	21,7	0,69
47 Ag	100	51,7	24,0	4,22	32 Ge	100	50,7	22,8	0,46
46 Pd	100	52,3	24,8	4,14	31 Ga	100	50,6	21,6	—
45 Ru	100	51,2	25,3	3,97	30 Zn	100	48,9	18,5	0,19
44 Rh	100	51,1	23,3	3,96	29 Cu	100	46,0	15,8	0,15
42 Mo	100	50,6	23,3	3,48	28 Ni	100	47,6	17,1	0,20
41 Nb	100	49,7	21,4	3,82	27 Co	100	53,2	19,1	0,23
40 Zr	100	49,1	21,9	3,28	26 Fe	100	49,1	18,2	0,26
39 Y	100	50,0	23,3	3,19	25 Mn	100	54,9	22,4	0,34
38 Sr	100	48,6	21,8	2,72	24 Cr	100	50,6	21,0	0,66
37 Rb	100	49,3	23,0	2,62	23 V	100	52,1	20,5	0,48
35 Br	100	50,9	22,2	1,78					

Это в действительности и имеет место. Для иллюстрации этого положения в табл. 9 даны соотношения интенсивностей отдельных линий серии К для ряда элементов, измеренные Майером (Meyer). Результаты измерений позволяют считать, что отношение интенсивностей линий, составляющих правильный дублет $K_{\alpha_1\alpha_2}$, равно 2. Относительная интенсивность линий K_{β_1} является также величиной примерно постоянной

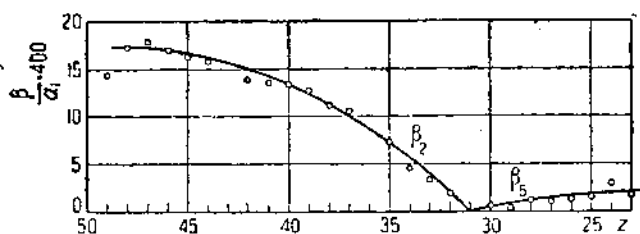


Рис. 68.

(большие колебания интенсивности линии K_{β_1} по сравнению с линией K_{α_2} могут быть приписаны меньшей ее интенсивности). Что же касается линии K_{β_2} (K_1), то интенсивность ее меняется весьма сильно при переходе от I_n к V (для некоторых элементов в 20 раз). Это изменение интенсивности показано на рис. 68. Интенсивность линии K_{β_2} у элемента Са равна нулю. Ход интенсивности линий у элементов более легких, чем Са, где интенсивность линий растет, заставляет нас предполагать, что природа этой линии у элементов с меньшим порядковым номером, чем для Са, иная. Поэтому на рис. 68 мы в согласии с Зигбаном обозначили эту линию как K_{β_3} .

Точное измерение интенсивности отдельных линий в различных сериях и для различных элементов имеет существенный интерес, так как это дает нам возможность установить, у каких элементов начинается заполнение электронами тех или других уровней ¹⁾. К сожалению, измерение интенсивности линий характеристического излучения произведено весьма неполно и не носит при этом систематического характера. В табл. 10 представлены значения интенсивности линии L -серии у некоторых элементов. Здесь, как и в K -серии, мы находим линии, соотношения интенсивностей которых остаются примерно постоянными $L_{\alpha_1} : L_{\beta}$, $L_{\alpha_1} : L_{\alpha_2}$ — это линии, которые отвечают переходам с заполненных внутренних уровней на уровни L .

Таблица 10

Соотношение интенсивности линий L -серии

L -группа	92 U	90 Th	78 Pt	74 W	73 Ta	47 Ag	46 Pd	45 Rh	42 Mo
β_4	4,1	—	5,2	5,3	11	5,8	6,4	7,9	9,9
β_3	4,2	3,3	8,2	8,2	16	9,4	10,0	12,1	14,2
γ_3	1,4	—	—	2,0	8,5	—	—	—	—
γ_2	1,5	1,5	—	1,5	5,9	—	—	—	—
γ_1	0	—	—	0,6	2,6	—	—	—	—
β_1	49	62	51	52	103	59	59	61	62
γ_1	12	14	11	9	32	12	8,5	7,7	6,8
γ_2	2,2	3,9	—	0,3	0,7	—	—	—	—
γ_3	1,0	1,8	1,5	1,3	1,4	2,2	2,0	—	—
γ_5	0	0	—	0,4	1,4	—	—	—	—
γ_6	—	—	—	—	—	—	—	—	—
α_2	11	12	11,4	11,5	10	12	12	13	13
α_1	100	100	100	100	100	100	100	100	100
β_2	28	26	23	20	40	21	13	13	8
β_5	6,4	—	—	0,2	< 1,1	—	—	—	—
β_6	2,4	3,6	3,4	3,2	1,5	4,1	3,4	—	—
β_7	1,6	1,4	1,5	1,0	—	—	—	—	—
β_8	—	0,5	—	—	—	—	—	—	—

Но среди приведенного списка линий мы можем отметить и такие линии, соотношение интенсивностей которых меняется в пределах рассматриваемой группы элементов. Очевидно, что это такие линии, для которых меняются условия перехода в рассматриваемом интервале вследствие заполнения электронами данного уровня. Там, где такое заполнение имеет место, мы должны ожидать изменения в ходе относительной интенсивности линии.

¹⁾ Дело в том, что на уровне, определяемом квантовыми числами n и l , могут находиться несколько электронов; так, уровень $l=0$ заполняют 2 электрона; уровень $l=1$ заполняют 6 электронов; уровень $l=2$ заполняют 10 электронов и т. д. Уровень мы называем заполненным тогда, когда на нем находится полное число электронов.

На рис. 69 изображено соотношение интенсивности линий L_{β_2} и L_{γ_1} для различных элементов от Mo до Pt. Совершенно отчетливо обнаруживается скачок в интенсивности этих линий у серебра. Обе эти линии представляют переход из уровня N_{IV} , N_V на уровни L_{II} и

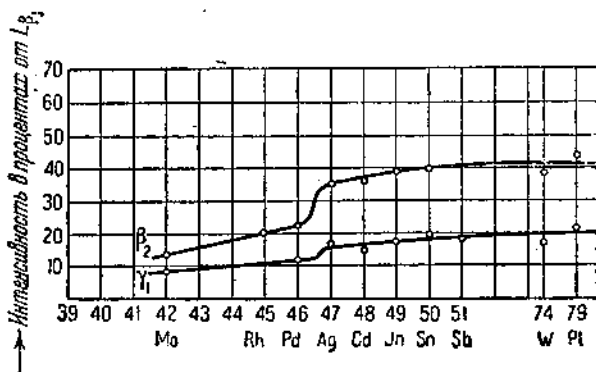


Рис. 69.

L_{III} (линия β_2 здесь не отделена от β_{15}). Поэтому мы можем заключить, что у серебра начинается дополнительное заполнение электронами уровня N_{IV} , N_V . Аналогичное заключение мы можем сделать и в отношении интенсивности линии L_{β_2} , представляющей переход на L_{III} с уровней O_{IV} , O_V . Изменение интенсивности с порядковым номером элемента указано на рис. 70. На кривой отчетливо виден скачок интенсивности этой линии у элемента 79 (Au), где начинается заполнение уровня O_{IV} , O_V .

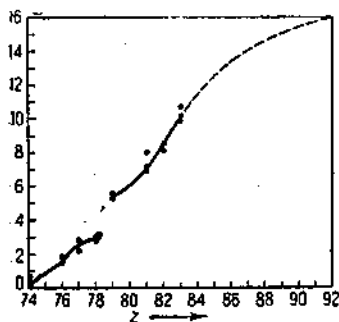


Рис. 70.

Экспериментальное определение интенсивности характеристического спектра для различных элементов может дать нам непосредственный ответ на вопрос о том, как распределяются по дозволенным уровням электроны, находящиеся в атоме. В табл. 11 приведена схема распределения электронов в атоме по Стонеру (Stoner).

Обратимся вновь к вопросу о соотношении интенсивностей отдельных линий серии для заполненных уровней. Это соотношение определяется значением числа j .

Для отдельных составляющих мультиплета (группы линий, образующихся в результате всех возможных переходов между уровнями с данным значением n и l) интенсивность перехода прямо пропорциональна квантовому весу начального или конечного уровня соответственных пере-

юдов. Квантовый вес равен $2j + 1$. Поэтому для линий K_{α_1} и K_{α_2} серии K мы должны ожидать соотношения интенсивностей:

$$\frac{I_{\alpha_1}}{I_{\alpha_2}} = \frac{2j_1 + 1}{2j_2 + 1} = \frac{2 \cdot \frac{3}{2} + 1}{2 \cdot \frac{1}{2} + 1}. \quad (3, 28)$$

В серии L мы имеем триплет $\alpha_1, \alpha_2, \beta$, образованный переходами с уровней M_{IV}, M_V на уровни L_{II}, L_{III} . Согласно вышеуказанному правилу интенсивность всех линий, отвечающих переходу на L_{III} , будет относиться к интенсивности линий, отвечающих переходу на L_{II} , как веса этих уровней, т. е.

$$\frac{I_{\alpha_1} + I_{\alpha_2}}{I_{\beta_1}} = \frac{2 \cdot \frac{3}{2} + 1}{2 \cdot \frac{1}{2} + 1} = \frac{2}{1},$$

и соответственно этому

$$\frac{I_{\alpha_1}}{I_{\alpha_2} + I_{\beta_1}} = \frac{2 \cdot \frac{5}{2} + 1}{2 \cdot \frac{3}{2} + 1} = \frac{3}{2}.$$

Это дает для интенсивности этих трех линий следующее соотношение:

$$I_{\alpha_1} : I_{\alpha_2} : I_{\beta_1} = 9 : 1 : 5, \quad (3, 29)$$

где $I_{\alpha_1}, I_{\alpha_2}$ и I_{β_1} — интенсивность соответственных линий L -серии.

Если обратиться к табл. 9 и 10, то мы увидим, что действительное соотношение интенсивности линии совпадает с вычисленным.

8. Недиаграммные линии в спектре рентгеновых лучей

В табл. 5, 6 и 7 нами приведены значения длин волн отдельных линий характеристического излучения, которые укладываются в схему переходов между уровнями, вычисленными на основе формулы (3, 27). Однако наряду с этими линиями в спектрах рентгеновых лучей легких элементов можно найти еще другие линии, не укладывающиеся в схему переходов, изображенную на рис. 60, и обладающие весьма малой интенсивностью по сравнению с остальными линиями спектра.

Очевидно, что возникновение этих линий, которые принято называть **недиаграммными**, происходит при иных, отличных от возникновения нормальных линий, условиях. Значение длин волн этих линий дано нами в табл. 12.

Первая гипотеза о происхождении недиаграммных линий была высказана Вентцелем, который предположил, что недиаграммные линии образуются в результате перехода электронов в тех атомах, где отсутствует еще один из внутренних электронов. Так, по Вентцелю, линия K_{α} образуется при переходе электрона с уровня L на уровень K , когда на

Элемент	Название уровня	K _I	L _I	L _{II, III}	M _I	M _{II, III, MIV, V}	N _I	N _{II, III, NIV, V}	N _{VI, VII}	O _I	O _{II, III, OIV, V}	P _I	P _{II, III, PIV, V}	Q _I
32 Ge		2	2	6	2	6	10							
33 As		2	2	6	2	6	10							
34 Se		2	2	6	2	6	10							
35 Br		2	2	6	2	6	10							
36 Kr		2	2	6	2	6	10							
37 Rb		2	2	6	2	6	10							
38 Sr		2	2	6	2	6	10							
39 Y		2	2	6	2	6	10	1		1				
40 Zr		2	2	6	2	6	10	2		2				
41 Nb		2	2	6	2	6	10	4		2				
42 Mo		2	2	6	2	6	10	5		2				
43 Ma		2	2	6	2	6	10	6		2				
44 Ru		2	2	6	2	6	10	7		2				
45 Rh		2	2	6	2	6	10	8		2				
46 Pd		2	2	6	2	6	10	10		2				
47 Ag		2	2	6	2	6	10	10		2				
48 Cd		2	2	6	2	6	10	10		2				
49 In		2	2	6	2	6	10	10		2				
50 Sn		2	2	6	2	6	10	10		2				
51 Sb		2	2	6	2	6	10	10		2				
52 Te		2	2	6	2	6	10	10		2				
53 J		2	2	6	2	6	10	10		2				
54 X		2	2	6	2	6	10	10		2				
55 Cs		2	2	6	2	6	10	10		2		1		
56 Ba		2	2	6	2	6	10	10		2		2		
57 La		2	2	6	2	6	10	10		2		2		
58 Ce		2	2	6	2	6	10	10		2		2		
59 Pr		2	2	6	2	6	10	10		2		2		
60 Nd		2	2	6	2	6	10	10		2		2		
61 H		2	2	6	2	6	10	10		2		2		
62 Sa		2	2	6	2	6	10	10		2		2		
63 Eu		2	2	6	2	6	10	10		2		2		

Продолжение табл. II

Название элемент	К _I	L _I	L _{II,III}	M _I	M _{II,III}	M _{IV,V}	N _I	N _{II,III}	N _{IV,V}	N _{VI,VII}	O _I	O _{II,III}	O _{IV,V}	P _I	P _{II,III}	P _{IV,V}	Q _I
64 Gd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6	1	2	—	—	—
65 Tb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	8	2	6	1	2	—	—	—
66 Dy	2	2	6	2	6	10	2	6	10	9	2	6	1	2	—	—	—
67 Ho	2	2	6	2	6	10	2	6	10	10	2	6	1	2	—	—	—
68 Er	2	2	6	2	6	10	2	6	10	11	2	6	1	2	—	—	—
69 Tm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	12	2	6	1	2	—	—	—
70 Yb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6	1	2	—	—	—
71 Lu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
72 Hf	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
73 Ta	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
74 W	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
75 Re	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
76 Os	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
77 Ir	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
78 Pt	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
79 Au	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
80 Hg	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
81 Tl	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
82 Pb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
83 Bi	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
84 Po	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
85 —	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
86 Nt	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
87 —	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
88 Ra	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
89 Ac	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
90 Th	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
91 Pa	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—
92 U	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	—	—	—

уровне K нет обоих электронов; линия K_{α} образуется, когда происходит переход электрона с L на K при отсутствии электрона на уровне L .

Таблица 12
Недиаграммные линии K -серии

Название элемента	α'	α_3	α_4	α_5	α_6	β'	β_{α}'	β_{α}	β'''
11 Na	11838	11805	11787	11719	11689	11704	—	11552	—
12 Mg	9826,6	9801,3	9785,5	9730,7	9705,7	9648	—	9500	—
13 Al	8286,3	8266,9	8251,2	8209,9	8189,7	8043	—	7944	7789
14 Si	7084	7064,9	7055,2	7015	7004	6794,2	—	6739,3	6608
15 P	6116,7	6103,0	6095,8	—	6053,2	5820,2	5788,2	5779,6	5679
16 S	5340,6	5329,4	5323,3	—	5281,8	5044,7	5017,8	5012,8	4940,4
17 Cl	4702,5	4688	4684	—	—	4406	4393,3	4390,6	4326,4

Название элемента	α'	α_3	α_4	η	β'	β''	β'''	β''''
19 K	3719,7	3711,0	3708,8	—	—	3443,0	3404,5	3396,3
20 Ca	3339,87	3332,3	3330,0	—	3091,1	3072,7	3077,6	3040,1
21 Sc	—	3006,27	—	—	2799,2	2766,5	2742,5	—
22 Ti	—	2727,9	—	—	2517,0	2500,7	2488,6	—
23 V	—	2484,6	—	2312,7	2287,8	2272,6	2257,7	—
24 Cr	—	2273,3	—	2111,6	2085,7	2073,0	2061,7	—
25 Mn	—	2087,9	—	—	1910,50	—	1888,8	—
26 Fe	—	1923,3	—	1779,7	1756,46	1749,99	1737,97	—
27 Co	—	1774,4	—	1641,7	1620,11	1610,45	1602,90	—
28 Ni	—	1647,6	—	1519,2	1499,10	1491,00	1483,25	—
29 Cu	—	1530,91	—	1407,3	—	1382,19	—	—
30 Zn	1428,8	1308,7	—	1284,59	—	—	—	—
31 Ga	—	1221,3	—	—	—	—	—	—
32 Ge	—	1133,7	—	—	—	—	—	—
33 As	—	—	—	—	—	—	—	—
34 Se	—	—	—	—	—	—	—	—
35 Br	—	—	—	—	—	—	—	—
36 Kr	—	—	—	—	—	—	—	—
37 Rb	—	—	—	—	—	—	—	—

Теория Вентцеля объясняет некоторые закономерности, наблюдавшиеся в спектре недиаграммных линий, но не может быть окончательно принята по следующим соображениям. Удаление двух электронов из атома мы должны рассматривать как одновременный процесс, ибо вероятность последовательного возбуждения атома двумя различными электронами мала из-за короткого промежутка времени жизни атома в возбужденном состоянии. Для одновременного же удаления двух электронов с уровня K необходима энергия примерно в два раза большая, чем для вырывания одного электрона. Поэтому, становясь на точку зрения Вентцеля, мы должны были бы ожидать повышенного значения критического напря-

жения для недиаграммных линий и притом разного для различных линий. Экспериментальные данные дают, однако, иной результат: недиаграммные линии появляются сразу, и их критическое напряжение отличается от критического напряжения основных линий спектра не более чем на 2% [данные Дю-Монда (Du-Mond) и Хойта (Hoyt)].

Другая точка зрения на природу недиаграммных линий была высказана Ричмайером. Последний предположил, что квант испускается в результате перехода не одного электрона, а двух — одного на уровень K (внутренний электрон) и другого на какой-нибудь из внешних уровней.

Согласно Ричмайеру недиаграммные линии должны встречаться как спутники основных линий спектра. Между частотой последних ν_i и частотой недиаграммных линий ν_i' должно существовать соотношение:

$$\nu_i' = \nu_i + \nu_a, \quad (3, 30)$$

где ν_a — частота переходов внешнего электрона. Так как переходы внешнего электрона следуют закону Мозели, то мы должны ожидать, что

$$\sqrt{\nu_i' - \nu_i} = \alpha Z. \quad (3, 31)$$

Это соотношение достаточно удовлетворительно выполняется на опыте, как это видно из рис. 71, на котором графически изображена зависимость $\sqrt{\nu_i' - \nu_i}$ от атомного номера для различных недиаграммных линий.

Несколько иное предположение была сделано Ленжером (Langer). Дело в том, что нормальная схема линий, отвечающая рис. 66, имеет место только в том случае, когда образование спектра происходит при отсутствии одного электрона в атоме. В случае отсутствия нескольких электронов характер спектров, как это установлено для спектров обыкновенных лучей, становится более сложным. В соответствии с характером спектров, образуемых внешними электронами, Ленжер предложил схему для возникновения недиаграммных линий, приведенную в табл. 13.

В левом столбце этой таблицы дано название линий и обозначение уровней, на которых отсутствует электрон, в правом столбце — символы, принятые в оптике, в среднем столбце — распределение электронов по уровням.

Систематика недиаграммных линий, предложенная Ленжером, довольно хорошо объясняет как число недиаграммных линий, так и их относительную интенсивность.

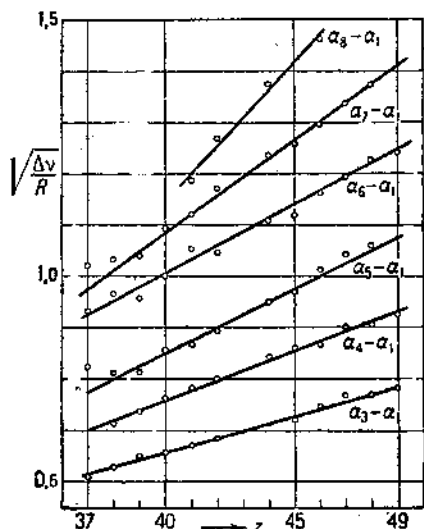


Рис. 71.

Таблица 13

Схема возникновения недиаграммных линий по Ленжеру

Рентгеновские уровни и линии перехода	Число электронов				Оптический терм и линии перехода
	1S	2S	2P	3S	
Нормальное состояние	2	2	6	2	$1S_0$
Однократно возбужденное					
K_I	1	2	6	2	1^2S
$K(\alpha_1\alpha_2)$					$\alpha_{1,2}$
$L_{II} L_{III}$	2	2	5	2	2^2P
Двукратно возбужденное					
$\overline{K_I} \overline{L_I}$	1	1	6	2	1^1S 2^1S $\downarrow$ α_1 $\downarrow$ α_2
$(K\alpha'\alpha_4)$					1^1P 3^1P
$\overline{L_I} \overline{L_{II, III}}$	2	1	5	2	1^1P 3^1P
$\overline{K_I} \overline{L_{II, III}}$					1^1P 3^1P
$K(\alpha_3\alpha_5\alpha_6)$	1	2	5	2	1^1P 3^1P $\swarrow$ α_5 $\searrow$ α_6
$\overline{L_{II, III}} \overline{L_{II, III}}$	2	2	4	2	1^1S 1^1D 3^1P $\downarrow$ α_3

В настоящее время нельзя еще считать вопрос о природе недиаграммных линий разрешенным, но вряд ли вызывает сомнение положение, что образование спектра недиаграммных линий связано с удалением из атома более чем одного электрона.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ПОГЛОЩЕНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

1. Коэффициент поглощения рентгеновых лучей

Перейдем теперь к вопросу о прохождении рентгеновых лучей через вещество. Как сейчас хорошо известно, прохождение рентгеновых лучей через какое-нибудь вещество сопровождается рядом вторичных процессов, являющихся результатом взаимодействия между рентгеновыми лучами и веществом. Благодаря этому энергия рентгеновых лучей будет непрерывно уменьшаться по мере проникновения их внутрь тела. Изменение энергии — ослабление интенсивности рентгеновых лучей при их прохождении через вещество — может быть изучено на установке, схематически изображенной на рис. 72.

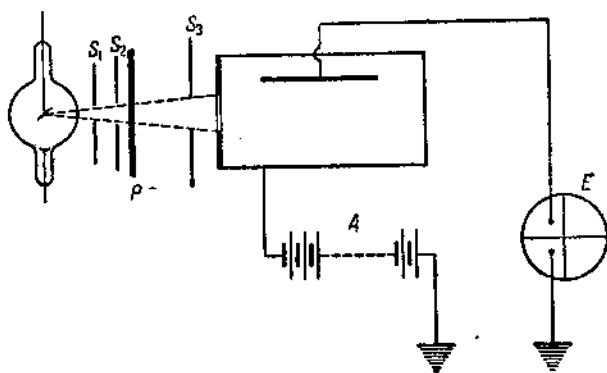


Рис. 72.

Пучок рентгеновых лучей, испускаемый антикатодом рентгеновской трубки, ограничивается системой щелей и проходит через пластинку какого-нибудь поглощающего вещества (фильтр), а затем попадает в ионизационную камеру, сила тока в которой и служит мерой энергии рентгеновых лучей. Произведя измерение энергии рентгеновых лучей дважды — первый раз, когда пластинка (фильтр) стоит на пути рентгеновых лучей, и второй раз, когда пластинки на пути рентгеновых лучей нет, — мы можем определить относительное уменьшение интенсивности, которое производит наша пластинка. Можно производить измерения, меняя толщину фильтра, и тогда мы выясним, как меняется яркость рентгеновых лучей с толщиной фильтра.

Описанный выше опыт не является, однако, совершенным. Мы знаем, что состав рентгеновых лучей, испускаемых трубкой, весьма неоднороден, и заранее можем ожидать, что поглощение рентгеновых лучей различной длины волны окажется различным. Для получения точных результатов следовало бы пользоваться однородным монохроматическим пучком рентгеновых лучей. Этого мы можем добиться, поставив на пути рентгеновых лучей между фокусом рентгеновской трубки и фильтром кристалл, который из всего комплекса падающих лучей выделит лучи с вполне определенной длиной волны, определяемой условиями Брэгга.

Измерение ослабления яркости рентгеновых лучей, произведенное в таких условиях, показало, что их интенсивность уменьшается с толщиной по экспоненциальному закону. Падение яркости лучей по экспоненциальному закону — довольно часто встречающаяся физическая закономерность (так, например, спадает интенсивность катодных лучей). Она означает, что относительное уменьшение интенсивности, происходящее в каком-нибудь слое вещества, есть величина постоянная, не зависящая от того, поглощались ли лучи до этого слоя или нет; она будет тем больше, чем толще поглощающий слой. В самом деле, если

$$-\frac{dI}{I} = \mu dx, \quad (4,1)$$

где I — интенсивность лучей, падающих на слой dx , μ — коэффициент пропорциональности, то, интегрируя это уравнение, мы найдем следующий закон поглощения в слое толщиной x :

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (4,2)$$

В оба эти соотношения, выражающие закон ослабления интенсивности рентгеновых лучей, входит один и тот же параметр — коэффициент μ . Физический смысл этого коэффициента легко уясняется из формулы (4,1):

$$\mu = -\frac{dI}{I dx}.$$

Коэффициент μ является мерой относительного ослабления рентгеновых лучей, происходящего на единице пути. Поэтому величине μ присвоено название линейного коэффициента ослабления.

Для вычисления линейного коэффициента ослабления удобнее всего прологарифмировать равенство (4,2) и вычислить μ из соотношения:

$$\lg \frac{I}{I_0} = -\mu x,$$

т. е. определить μ графически как тангенс угла наклона прямой, представляющей зависимость:

$$\lg \frac{I}{I_0} = f(x).$$

Для характеристики ослабления интенсивности рентгеновых лучей можно пользоваться не величиной линейного коэффициента, а значением объемного коэффициента ослабления, т. е. ослаблением, производимым единицей объема вещества, когда через него проходит пучок

рентгеновых лучей. Нетрудно видеть, что численные значения объемного и линейного коэффициентов ослабления совпадают, так как если поперечное сечение пучка мы возьмем равным 1 см^2 , то при прохождении пути в 1 см лучи пройдут и через единицу объема вещества.

Для характеристики поглощения рентгеновых лучей чаще всего пользуются значением так называемого массового коэффициента ослабления, т. е. величины, которая характеризует относительное ослабление интенсивности рентгеновых лучей, производимое единицей массы вещества, распределенной на поверхности в 1 см^2 . В этом случае формула может быть записана так:

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot (\rho x)},$$

где $\frac{\mu}{\rho}$ и есть массовый коэффициент ослабления.

Изучение массового коэффициента ослабления рентгеновых лучей обнаружило сразу же чрезвычайно важную особенность рентгеновых лучей. Оказалось, что массовый коэффициент ослабления для данного рода лучей представляет некоторую вполне определенную характеристику вещества. Массовый коэффициент ослабления оказался не зависящим от физического состояния вещества. 1 г воды, льда и водяного пара, сосредоточенный в объеме с 1 см^2 сечения, ослабляет рентгеновы лучи в одно и то же количество раз, в то время как линейный коэффициент ослабления меняется весьма сильно, например при переходе от воды к водяному пару. Изучение поглощения рентгеновых лучей, производимого отдельными элементами, входящими в состав сложных веществ, показало, что и в этом случае массовый коэффициент ослабления остается величиной постоянной, характерной для данного элемента. Это — весьма важный вывод, ибо если ослабление интенсивности рентгеновых лучей не зависит ни от физических, ни от химических свойств вещества, а только от его массы (причем, как мы увидим далее, оно резко меняется при переходе от одного вещества к другому), то отсюда мы можем сделать заключение, что поглощение рентгеновых лучей (так же, как это мы установили и в отношении испускания рентгеновых лучей) есть свойство отдельных атомов.

Рентгеновы лучи поглощаются отдельными атомами, и общее наблюдаемое ослабление интенсивности является простой суммой ослаблений, производимых отдельными атомами. Иными словами, ослабление интенсивности рентгеновых лучей есть аддитивное свойство атомов. Поэтому является целесообразным при описании свойств рентгеновых лучей пользоваться атомным коэффициентом ослаблений, т. е. относительным уменьшением интенсивности рентгеновых лучей, производимым одним атомом. Так, если $\frac{\mu}{\rho}$ — уменьшение яркости, вызываемое 1 г вещества, то один атом даст ослабление в $\frac{L}{M}$ раз меньше, где M — молекулярный вес данного вещества, а L — число Авогадро, т. е. атомный коэффициент поглощения μ_a определяется соотношением:

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{M}{L}. \quad (4, 3)$$

Характеристика явления поглощения рентгеновых лучей с помощью одного только коэффициента поглощения (безразлично какого: μ , $\frac{\mu}{\rho}$ или μ_a) является чисто формальной и явно недостаточной для того, чтобы охватить всю сложность явлений, сопровождающих поглощение рентгеновых лучей — уменьшение их интенсивности. Изменение энергии рентгеновых лучей при прохождении их через материальные тела может осуществляться рядом физических процессов.

Если мы произведем детальное исследование процесса поглощения, то обнаружим прежде всего, что поглощающее вещество само становится источником вторичных рентгеновых лучей. С помощью установки, изображенной на рис. 72, но изменив ее так, чтобы ионизационная камера измеряла энергию рентгеновых лучей, идущих от P в направлении, отличном от направления падающих лучей, мы можем установить, что в результате поглощения действительно возникают рентгеновы лучи, распространяющиеся от поглощающего фильтра во все стороны. Если мы опять направим лучи, возникающие в фильтре, не прямо в ионизационную камеру, а на кристалл, с помощью которого мы разложим эти лучи в спектр и измерим длины их волн, то обнаружим среди них лучи, принадлежащие характеристическому спектру вещества, из которого был приготовлен поглощающий фильтр. Подобно тому, как это имело место при возбуждении рентгеновых лучей, мы установим здесь, что появление характеристического спектра происходит не при всяком падающем излучении. Необходимо, чтобы падающее излучение обладало некоторой минимальной частотой, начиная с которой, оно оказывается в состоянии возбуждать характеристическое излучение. Этот предел легко установить. Оказывается, что значение граничной частоты таково, что величина кванта лучей, ему отвечающая, связана с критическим напряжением установленным нами для возникновения соответствующей серии характеристического спектра соотношением:

$$h\nu_0 = eU_k, \quad (4,4)$$

где ν_0 — граничная частота для возбуждения вторичных характеристических лучей, а U_k — критическое напряжение возбуждения данной серии.

Физический смысл соотношения (4,4) заключается в том, что вторичное излучение может возникать при такой частоте первичных лучей, при которой энергия первичного кванта равна соответствующей работе вырывания электрона. В этом явлении мы находим, таким образом, уже знакомый нам механизм. Происходит удаление электрона из какого-нибудь стационарного внутреннего уровня, а затем мы наблюдаем характеристический спектр серии, отвечающий переходу электрона на этот уровень. Действие рентгеновых лучей [будем говорить: кванта рентгеновых лучей, так как уравнение (4,4) показывает, что в процессе этом проявляется квантовая природа излучения] сводится к удалению электрона с его орбиты и выбрасыванию его за пределы атома, если энергия кванта достаточно велика. Сам квант полностью исчезает, и мы характеризуем ослабление рентгеновых лучей в этом процессе как полное их поглощение.

Трансформация энергии рентгеновых лучей, происходящая описанным выше путем, оказывается не единственно возможной. На погло-

чение идет только часть всей энергии, потерянной рентгеновыми лучами, и эту долю энергии мы можем характеризовать некоторой константой, которую будем обозначать буквой τ и называть коэффициентом истинного поглощения или просто коэффициентом поглощения. В соответствии с принятыми нами ранее параметрами мы будем пользоваться величинами: τ_a — атомный коэффициент истинного поглощения, τ — объемный коэффициент истинного поглощения и $\frac{\tau}{\rho}$ — массовый коэффициент истинного поглощения.

Итак, часть энергии падающих лучей расходуется на вырывание электронов из различных групп — на фотоэффект. Результатом этого, как мы уже видели, будет появление характеристического спектра, с одной стороны, и движущихся электронов, с другой стороны. Энергия, потерянная рентгеновыми лучами, появляется частично опять в виде рентгеновых лучей, но других по качеству — характеристических лучей, частично — в виде кинетической энергии электронов. Величина τ , константа истинного поглощения, в свою очередь может рассматриваться как состоящая из двух частей p и k :

$$\tau = p + k, \quad (4,5)$$

где p характеризует энергию характеристического спектра, возникающего при поглощении рентгеновых лучей (численно p представляет энергию вторичного рентгеновского характеристического спектра, возникающего на единице пути первичных лучей), а k характеризует долю энергии фотоэлектронов, возникающих при поглощении рентгеновых лучей на единице пути.

Так как величина пробега электронов мала по сравнению с глубиной проникновения рентгеновых лучей, то энергия фотоэлектронов (как увидим ниже, и электронов отдачи) поглощается веществом фильтра (если только он недостаточно тонок) и переходит в тепловую энергию, что повышает температуру фильтра. Это явление имеет место отчасти и для характеристического спектра, коэффициент поглощения которого меньше, чем коэффициент поглощения первичных лучей.

Пользуясь законами поглощения, о которых мы будем говорить дальше, можно определить, какое количество энергии переходит в тепло, и воспользоваться тепловыми действиями рентгеновых лучей для определения абсолютного значения их энергии. Такого рода методы в настоящее время разработаны: лучшим из них, повидимому, является метод Румпа (Rump). Можно только отметить, что малое использование этих методов обусловлено их чрезвычайно малой чувствительностью.

Установлением коэффициента τ , рассмотрением истинного поглощения, мы затронули лишь одну сторону явления ослабления интенсивности рентгеновых лучей. Как же расходуется остальная часть энергии? Ответ на этот вопрос мы можем получить из тех же измерений длин волн вторичных лучей, которые мы уже производили и результаты которых мы рассмотрели только частично. Если произвести полный анализ вторичного излучения по длинам волн, то наряду с характеристическими лучами мы обнаружим еще и лучи, длина волны которых будет полностью или почти полностью совпадать с длиной волны первичных рентгеновых

лучей. Это явление, аналогичное тому, что происходит с видимым светом, можно назвать рассеянием рентгеновых лучей.

Итак, наряду с истинным поглощением существует еще и явление рассеяния, и оба они влекут за собой ослабление интенсивности рентгеновых лучей при прохождении их через вещество. Подобно тому, как мы ввели коэффициент τ , мы можем ввести коэффициент σ , который мы будем называть коэффициентом поглощения через рассеяние и который, очевидно, означает относительное ослабление яркости рентгеновых лучей на единицу длины, происходящее вследствие рассеяния. Смысл значков σ_a и $\frac{\sigma}{\rho}$ эквивалентен ранее употреблявшимся уже символам и в дополнительном пояснении не нуждается.

Если мы теперь проследим, во что превращается энергия рентгеновых лучей, определяемая коэффициентом σ , то увидим, что она не идет полностью на образование вторичных рассеянных рентгеновых лучей; часть этой энергии преобразуется в энергию свободных электронов, появляющихся в связи с явлением рассеяния и носящих название электронов отдачи.

Опять, как и раньше, мы можем характеризовать это явление с помощью коэффициентов p' и k' , так что

$$\sigma = p' + k', \quad (4, 6)$$

причем p' характеризует долю поглощаемой энергии рентгеновых лучей, преобразующуюся в энергию вторичных рассеянных лучей, а k' — долю энергии первичных лучей, преобразующуюся в кинетическую энергию электронов отдачи.

Для не-очень жестких рентгеновых лучей величина k' мала по сравнению с p' , и тогда практически $p' = \sigma$.

Теперь можно подвести некоторые итоги в отношении прохождения рентгеновых лучей через вещество. Они просты. Все явления трансформации энергии рентгеновых лучей в веществе характеризуются четырьмя константами p , k , p' , k' , а само ослабление интенсивности — двумя константами: коэффициентом истинного поглощения τ и коэффициентом поглощения через рассеяние σ , причем

$$\mu = \tau + \sigma. \quad (4, 7)$$

Займемся теперь исследованием этих коэффициентов для различных лучей и различных веществ, и в первую очередь — рассмотрением явления истинного поглощения рентгеновых лучей.

2. Законы истинного поглощения

Точное измерение истинного коэффициента поглощения точно так же, как и независимое сколько-нибудь точное определение отдельно коэффициентов рассеяния, настолько затруднительно, что расчленение процесса ослабления яркости рентгеновых лучей было бы почти неразрешимой задачей, если бы сама природа не пришла к нам на помощь. Зависимость истинного поглощения и рассеяния от длины волны и их зависимость от вещества настолько различны и численное значение коэффициентов

τ и σ в некоторых условиях так сильно между собой разнятся, что можно без большой погрешности пренебрегать в этих случаях значением одного из них. Мы имеем все данные (последующими опытами это будет оправдано) считать, что для лучей с сравнительно большими длинами волн коэффициент поглощения τ настолько значителен по сравнению с коэффициентом σ , что последним можно пренебречь и считать

$$\mu \approx \tau.$$

(4,8)

Область, в которой соотношение (4,8) остается законным, охватывает наиболее удобный спектральный интервал и позволяет определить закономерности поглощения рентгеновых лучей в достаточно общем виде.

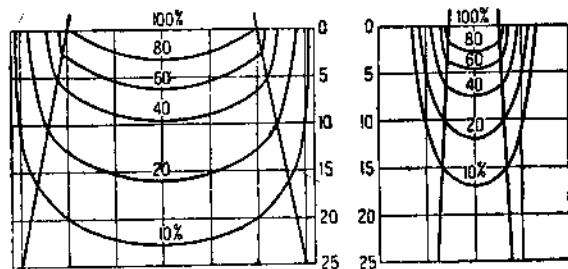


Рис. 73.

Явление рассеяния рентгеновых лучей, сопровождающее поглощение их, сказывается неприятным образом и на точности определения коэффициента ослабления. Если пользоваться достаточно узким пучком рентгеновых

лучей, то рассеяние, возникающее в исследуемом веществе, будет в основном все сконцентрировано вне первичного пучка рентгеновых лучей. В случаях же достаточно широкого первичного пучка часть рассеянной энергии будет оставаться внутри первичного пучка лучей, увеличивая тем самым его интенсивность, что производит впечатление уменьшения коэффициента ослабления.

На рис. 73 приведены две диаграммы, полученные Бехемом (Bachem), которые отчетливо обнаруживают это влияние рассеянных лучей. Кривые, приведенные на этих диаграммах, соединяют точки, в которые первичные лучи приходят с равной интенсивностью; цифры, стоящие на этих точках, показывают относительную величину первичных лучей в этих местах. Оказывается, что в случае широкой щели рентгеновы лучи, возбужденные при напряжении на рентгеновской трубке в 200 kV, теряют $\frac{9}{10}$ своей энергии на глубине 23 см (воды), в то время как те же лучи, но попадающие на поверхность в три раза меньшую, теряют $\frac{9}{10}$ своей энергии уже на глубине в 16,5 см.

Это заставляет при измерении коэффициентов ослабления пользоваться узкими щелями. С другой стороны, и ионизационная камера должна быть снабжена системой достаточно узких щелей или отнесена на значительное расстояние с тем, чтобы телесный угол лучей, попадающих в ионизационную камеру, совпадал с величиной угла расхождения первичных лучей. В этом случае влиянием рассеянных лучей можно будет пренебречь. Применение узких щелей дает возможность использовать лишь небольшую общую энергию пучка рентгеновых лучей, что значительно уменьшает точность измерения коэффициента ослабления. Поэтому обычно для измерения коэффициента ослабления пользуются не монохроматическим пучком.

лучей, а более широким спектральным интервалом. Способ отбора сравнительно узкого спектрального интервала будет ясен из самих законов поглощения.

Определение коэффициента ослабления было произведено рядом исследователей. Расхождения между измерениями коэффициента поглощения не превосходят 3—5%. В табл. 14 и 15 нами приведены средние значения массового и атомного коэффициентов поглощения для различных длин волн и различных веществ. При внимательном рассмотрении этих таблиц можно усмотреть общий ход зависимости коэффициентов поглощения.

В самом деле, идя по какому-нибудь из столбцов таблицы, например сверху вниз, мы легко заметим, что с возрастанием атомного номера

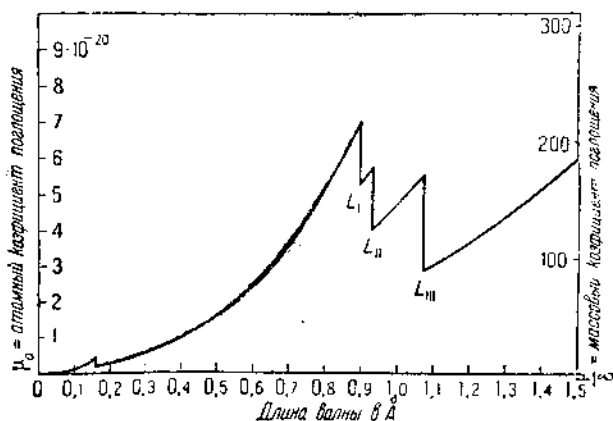


Рис. 74.

вещества возрастает и коэффициент ослабления. Возрастание коэффициента ослабления происходит, однако, быстрее, чем возрастание атомного номера. Так например, для лучей с длиной волны 0,250 Å коэффициент поглощения при переходе от железа к олову меняется в семь раз, в то время как атомный номер меняется только в два раза.

Для одного и того же вещества коэффициент поглощения растет с увеличением длины волны. В этом легко убедиться, если сопоставить между собой цифры, относящиеся к какой-нибудь горизонтальной строчке табл. 14. Так же и в отношении зависимости от атомного номера мы путем такого сопоставления найдем, что возрастание коэффициента поглощения происходит быстрее, чем возрастание длины волны.

Ход изменения коэффициента поглощения с длиной волны и с атомным номером не монотонен. Для каждого вещества можно обнаружить резкие скачки в ходе коэффициента поглощения. Коэффициент поглощения внезапно уменьшается при переходе через определенное значение длины волны, если мы идем в направлении возрастания длин волн. Такие значения длин волн, при которых происходит скачок коэффициента поглощения, оказываются существующими для каждого вещества, и значения этих длин волн являются величиной, характерной для данного вещества.

Табл
Значение массового коэффициента

Название элемента	Д л и н ы в о л н										
	0,017	0,057	0,080	0,100	0,125	0,150	0,175	0,200	0,250	0,300	0,350
1 H	0,117	—	—	—	0,3	0,4	0,4	0,4	0,39	0,42	0,44
3 Li	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,172	0,188
6 C	0,080	—	0,140	0,146	0,152	0,160	0,162	0,170	0,184	0,197	0,216
7 N	—	—	—	—	—	0,163	0,171	0,177	0,193	0,224	0,251
8 O	0,059	—	—	—	0,146	0,163	0,174	0,183	0,208	0,240	0,285
12 Mg	0,057	—	—	—	0,162	0,175	0,202	0,232	0,311	0,436	0,612
13 Al	0,058	0,07	0,148	0,164	0,178	0,201	0,231	0,269	0,370	0,531	0,756
16 S	0,058	—	0,152	0,190	0,204	0,272	0,333	0,42	0,63	0,93	1,32
26 Fe	0,058	0,08	0,232	0,265	0,399	0,572	0,79	1,07	1,93	3,18	4,94
27 Co	—	—	—	—	0,42	0,60	0,84	1,17	2,12	3,52	—
28 Ni	0,059	—	0,261	0,328	0,475	0,68	1,00	1,40	2,50	4,10	6,22
29 Cu	0,057	—	0,263	0,323	0,49	0,77	1,10	1,53	2,75	4,47	6,91
30 Zn	0,057	—	0,305	0,38	0,60	0,92	1,28	1,77	3,15	5,10	7,90
42 Mo	—	—	—	—	1,35	1,96	2,83	4,02	7,42	12,7	19,1
46 Pd	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
47 Ag	0,056	—	0,72	1,13	1,67	2,63	3,76	5,75	11,1	18,0	27,0
50 Sn	0,056	0,18	0,78	1,16	2,00	3,00	4,35	6,30	12,1	—	—
74 W	—	—	2,35	3,40	5,42	8,10	2,92	3,20	5,60	8,60	13,2
78 Pt	0,068	—	2,46	3,69	5,70	4,30	3,04	4,18	7,32	11,5	17,0
79 Au	—	—	2,39	3,64	5,37	3,80	3,09	4,28	7,65	—	—
82 Pb	0,068	0,50	2,47	3,78	4,32	2,00	2,93	4,62	8,46	13,9	21,9
83 Bi	0,070	—	2,44	3,78	3,8	2,44	3,59	5,10	9,3	14,8	22,8
90 Th	0,081	—	—	3,88	1,85	2,69	3,87	5,47	9,67	—	—

Табл
Значение атомного коэффициента

Название элемента	Д л и н ы в о л н										
	0,017	0,057	0,080	0,100	0,125	0,150	0,175	0,200	0,250	0,300	0,350
1 H	0,020	—	—	—	0,05	0,07	0,07	0,07	0,065	0,070	0,073
3 Li	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,197	0,215
6 C	0,118	—	0,277	0,289	0,301	0,317	0,321	0,337	0,365	0,390	0,428
7 N	—	—	—	—	—	0,377	0,395	0,409	0,446	0,518	0,580
8 O	0,156	—	—	—	0,385	0,430	0,459	0,483	0,549	0,634	0,752
12 Mg	0,227	—	—	—	0,650	0,702	0,811	0,931	1,25	1,72	2,46
13 Al	0,256	0,30	0,640	0,730	0,795	0,900	1,03	1,20	1,65	2,30	3,37
16 S	0,318	—	0,80	1,01	1,08	1,43	1,75	2,22	3,33	4,92	6,98
26 Fe	0,529	0,74	2,14	2,44	3,68	5,27	7,28	9,77	17,8	29,3	45,5
27 Co	—	—	—	—	4,09	5,84	8,17	11,4	20,6	34,3	—
28 Ni	0,570	—	2,54	3,19	4,60	6,58	9,68	13,6	24,2	39,7	60,2
29 Cu	0,598	—	2,76	3,38	5,12	8,06	11,5	16,0	28,8	46,9	72,5
30 Zn	0,613	—	3,34	4,1	6,5	9,9	13,8	19,1	34,0	55,0	85,2
42 Mo	—	—	—	—	21,4	31,0	44,8	63,7	117	201	302
46 Pd	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
47 Ag	0,990	—	12,8	20,1	29,7	46,8	66,9	102	198	320	481
50 Sn	1,00	3,5	15,0	22,2	38,3	57,5	83,5	121	232	—	—
74 W	—	—	71	103	165	246	385	97,0	170	261	398
78 Pt	2,15	—	79	118	184	138	97,9	139	236	370	548
79 Au	—	—	78	118	175	117	101	130	249	—	—
82 Pb	2,2	9,17	85	129	148	68	101	158	289	475	749
83 Bi	2,39	—	84	130	131	84	124	176	321	510	785
90 Th	8,07	—	—	155	72	105	151	216	376	—	—

та 14

поглощения различных элементов

в а н г с т р е м а х)

0,400	0,500	0,600	0,700	0,800	0,900	1,00	1,10	1,32	1,40	1,76	2,25
0,45	0,45	0,44	0,51	0,57	0,63	—	—	—	—	—	—
0,208	0,245	0,306	0,403	—	—	—	—	—	—	—	—
0,240	0,310	0,412	0,540	0,72	1,00	1,30	2,1	3,5	4,0	7,8	15
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,338	0,498	0,746	1,10	1,55	2,12	2,87	—	—	—	—	—
0,875	1,56	—	—	—	—	—	16	—	35	63	126
1,05	1,91	3,18	5,00	7,50	10,3	13,8	20,0	31,5	38	74	140
1,78	—	5,9	9,5	—	—	—	—	—	—	—	—
7,17	14,3	23,3	36,3	51,7	69,6	95	126	202	270	60	104
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	18	30	45,0	—	82	118	159	253	288	69	135
10,1	18,8	31,6	49,2	—	97	133	181	265	40	75	143
11,6	22,2	37,2	57,0	—	107	152	188	40	48	91	170
26,7	48,6	80,7	118,8	27,2	37,5	51	—	—	—	—	—
—	60	17,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
38,4	11,0	18,7	25,6	—	57	75	92	155	176	320	590
—	13,1	21,6	31	—	65	87	115	198	223	400	725
19,8	38,0	65,0	—	—	—	—	—	113	141	—	—
24,5	45,5	75,5	112	—	158	105	92	145	161	282	520
—	51	77	116	—	154	110	98	148	173	300	500
32,7	59,3	91	133	—	140	177	100	166	185	340	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

та 15

поглощения та различных элементов

в а н г с т р е м а х)

0,400	0,500	0,600	0,700	0,800	0,900	1,00	1,10	1,32	1,40	1,76	2,25
0,075	0,075	0,073	0,076	0,085	0,095	0,105	—	—	—	—	—
0,238	0,280	0,350	0,461	—	—	—	—	—	—	—	—
0,475	0,614	0,816	1,07	1,42	1,98	2,57	4,15	(?) 90	7,9	15,4	29,6
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,892	1,31	1,97	2,90	4,09	5,60	7,58	—	—	—	—	—
3,51	6,26	—	—	—	—	—	64	—	—	—	—
4,68	8,51	14,6	22,3	33,5	45,6	61,5	89,0	141	170	253	506
9,42	—	31,2	50,2	—	—	—	—	—	—	—	—
36,1	132	215	335	476	641	878	1 160	2 030	2 500	550	960
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	170	290	485	—	790	1 140	1 540	2 450	2 790	670	1 310
106	197	331	515	—	120	1 600	1 970	2 780	420	790	1 520
125	240	401	615	—	160	1 640	2 030	430	520	980	1 800
423	770	1 290	298	431	594	810	—	—	—	—	—
—	1 060	300	—	—	—	—	—	—	—	—	—
684	167	333	455	—	1 210	1 340	1 640	2 750	3 130	5 700	10 500
—	257	423	610	—	1 280	1 710	2 250	3 900	4 380	7 900	14 200
601	1 180	1 980	—	—	—	—	—	3 450	4 300	—	—
789	1 407	2 430	3 600	—	5 100	5 300	2 930	4 670	5 200	9 100	16 800
—	1 660	2 510	3 790	—	5 020	3 600	3 180	4 830	5 050	9 800	16 400
1 120	2 300	3 030	4 450	—	4 690	2 580	3 350	5 550	6 200	11 400	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Отмеченные закономерности принимают весьма отчетливый вид, если их изобразить графически. На рис. 74 дана кривая, изображающая зависимость коэффициента поглощения от длины волны для Pt. На кривой отчетливо заметен быстрый рост коэффициента поглощения с увеличением длины волны, затем резкий обрыв и в дальнейшем опять крутой подъем¹⁾.

Для математического выражения хода коэффициента поглощения было предложено несколько эмпирических формул. В основном эти формулы имеют вид:

$$\frac{\tau}{\rho} = A(Z)\lambda^n, \quad (4, 9)$$

где $A(Z)$ — некоторая функция атомного номера, а n — некоторое число. Значение n , даваемое различными авторами, меняется в пределах 2,6 — 3 для различных участков спектра. Так, Глокер нашел для довольно широкой спектральной области значение $n=2,8$. Более поздние и более точные данные Аллена делают более вероятным значение $n=2,92$. Теоретические соображения, о которых речь будет идти ниже, заставляют принять для n значение, равное 3.

Правильность степенного характера зависимости τ от λ легко проверить, построив графически зависимость $\lg \tau$ от $\lg \lambda$. На рис. 75 эта зависимость и изображена. Из рассмотрения этого чертежа [параллельный ход обоих участков прямой $\lg \tau = f(\lambda)$] можно заключить, что степень n ,

входящая в выражение для коэффициента поглощения, для обеих частей кривой ($\lambda > \lambda_k$ и $\lambda < \lambda_k$, где λ_k — длина волны тех лучей, для которых имеет место скачок показателя поглощения рентгеновых лучей) одна и та же.

Влияние скачка показателя поглощения сказывается только на значении коэффициента $A(Z)$. Поэтому формуле (4, 9) придают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\tau_1}{\rho} &= A_1(Z)\lambda^n \text{ для } \lambda \geq \lambda_k, \\ \frac{\tau_2}{\rho} &= A_2(Z)\lambda^n \text{ для } \lambda \leq \lambda_k. \end{aligned} \right\} \quad (4, 10)$$

Коэффициенты $A_1(Z)$ и $A_2(Z)$, входящие в формулу (4, 10), представляют собой некоторые функции от атомного номера поглощающего вещества.

Рассмотрим теперь, какова зависимость коэффициента поглощения от вещества. Для этого просмотрим табл. 14 иди сверху вниз по какому-нибудь столбцу. При этом мы можем убедиться, что характер изменения коэффициента поглощения с порядковым номером вещества аналогичен изменению его с длиной волны. С увеличением порядкового номера коэффициент поглощения быстро растет, претерпевая резкий спад у некоторого элемента (аналогичный скачок имеет место для λ_k). За этим снова сле-

¹⁾ Таких скачков в поглощении при более детальном исследовании мы найдем еще некоторое количество, если продолжим измерения в сторону больших длин волн.

ует рост поглощения с увеличением Z — порядкового номера. Этот ход коэффициента поглощения для $\lambda = 1\text{Å}$ представлен на рис. 76.

Найденную экспериментально зависимость $\frac{\tau}{\rho}$ от Z можно представить в форме, аналогичной выражению (4,10), именно:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\tau_1}{\rho} &= B_1(\lambda) Z^{n_1} \text{ для } Z > Z_k, \\ \frac{\tau_2}{\rho} &= B_2(\lambda) Z^{n_2} \text{ для } Z < Z_k. \end{aligned} \right\} \quad (4,11)$$

Если обе формулы (4,10) и (4,11) объединить, то получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\tau_1}{\rho} &= C_1 Z^{n_1} \lambda^n \text{ для } \lambda \geq \lambda_k, \\ \frac{\tau_2}{\rho} &= C_2 Z^{n_2} \lambda^n \text{ для } \lambda \leq \lambda_k. \end{aligned} \right\} \quad (4,12)$$

Определения величин n , n_1 и n_2 , произведенные различными исследователями для различных участков спектра и для различных веществ приводят (как это уже указывалось выше для числа n) к различным численным значениям. Формулу (4,12), как показали последние измерения Аллена (Allen), подтвержденные затем Пенсоном, нельзя сделать единой для всех веществ и любого интервала длин волн. Из значительного числа различных экспериментальных формул наиболее употребительной является формула Глокера (Glocker), дающая весьма грубое приближение, но охватывающая широкий спектральный интервал и проверенная для многих веществ:

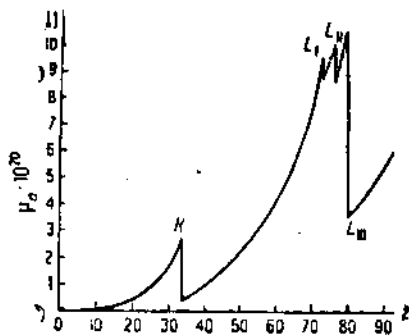


Рис. 76.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\tau_1}{\rho} &= 0,0004 Z^{3,14} \lambda^{2,8} \text{ для } \lambda \geq \lambda_k, \\ \frac{\tau_2}{\rho} &= 0,0195 Z^{2,58} \lambda^{2,8} \text{ для } \lambda \leq \lambda_k. \end{aligned} \right\} \quad (4,13)$$

Невозможность представить коэффициент поглощения эмпирической формулой типа (4,12) вызвала попытки представить эту зависимость в несколько ином виде.

Если мы будем изучать величину δ :

$$\delta = \frac{\tau_1}{\tau_2}, \quad (4,14)$$

называемую скачком поглощения, то можно установить некоторую закономерность в изменении этой величины. Как легко видеть из (4,13), δ

не зависит от длины волны, но изменяется с изменением порядкового номера вещества. В первом приближении можно считать величину δ изменяющейся обратно пропорционально корню квадратному из атомного номера. В табл. 16 приведены значения для скачка поглощения.

Таблица 16

Значения скачка поглощения в K-серии различных элементов

Название элемента	13 Al	26 Fe	28 Ni	29 Cu	30 Zn	36 Kr	42 Mo	46 Pd	47 Ag	50 Sn	54 X	74 W	78 Pt	79 Au	81 Tl
δ	13,3	8,5	8,3	8,2	8,2	7,6	6,9	6,8	6,7	6,5	6,3	5,7	5,6	5,6	5,5

Изучение величины δ позволило установить еще одно чрезвычайно важное соотношение, именно:

$$\delta = \frac{\nu_K}{\nu_L}, \quad (4, 15)$$

т. е. величина скачка коэффициента поглощения равна отношению частот, при которых скачок поглощения имеет место.

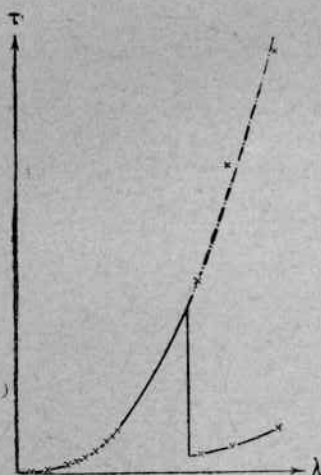


Рис. 77.

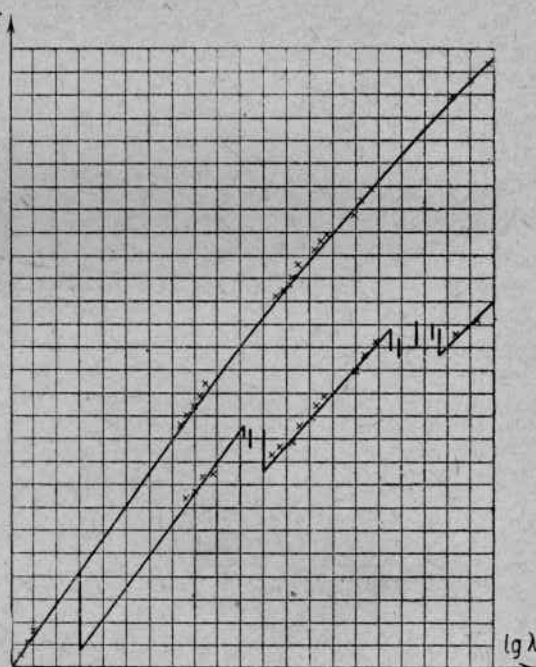


Рис. 78.

С помощью величины δ мы можем получить формулу для хода коэффициента поглощения. Если мы умножим значения τ_1 на величину δ , то получим некоторые фиктивные числа, которые, однако, будут хорошо ложиться на одну кривую, являющуюся продолжением кривой для τ_2 .

На рис. 77 и 78 приведены кривые, полученные Менсоном путем перерасчета действительных значений коэффициента поглощения, измеренных частью им самим, частью Алленом. Точки, полученные Менсоном таким путем, хорошо ложатся на одну кривую.

Исходя из полученных таким образом кривых, Менсон дает экспериментальную формулу для коэффициента поглощения в следующем виде:

$$\left(\frac{\tau_a}{Z}\right)_k = C(Z\lambda)^{f(Z\lambda)}, \quad (4,16)$$

где $f(Z\lambda)$ меняется от 3,0 до 2,3 при изменении от 8 до 770. Значок k , стоящий при коэффициенте поглощения, показывает, что формула без перерасчета верна до длин волн, меньших λ_k . Изменение величины $f(Z\lambda)$ делает пользование формулой (4,16) несколько неудобным, и Менсон предлагает графическую зависимость, учитывающую это колебание $f(Z\lambda)$.

На графике рис. 79 дана универсальная кривая Менсона. На оси абсцисс отложены значения $\lg(Z\lambda)$, а по оси ординат — величины $\lg\left(\frac{\tau_a}{Z} \cdot \frac{A}{Z}\right)_k = \lg\left(\frac{\tau_a}{Z}\right)_k$. Значения коэффициентов поглощения, вычисленные из этой кривой для лучей с длинами волн меньшими, чем длина волны, соответствующая скачку поглощения, не требуют поправки. В области длин волн, лежащих между двумя скачками, необходимо для получения истинного значения коэффициента поглощения умножить данные, взятые из кривой, на поправочный множитель $\frac{\sqrt{Z}}{\sqrt{K}}$.

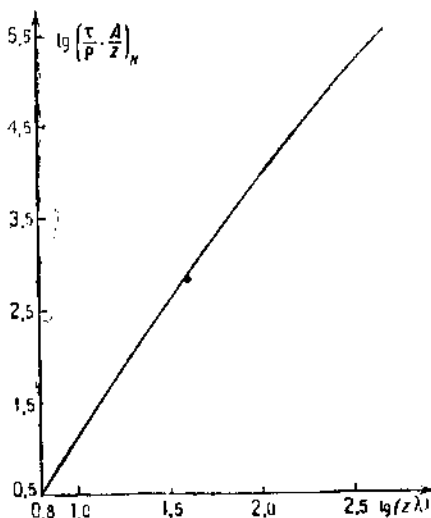


Рис. 79.

3. Спектр поглощения

Измерения коэффициентов поглощения, производимые ионизационным методом, дали нам возможность зарегистрировать наличие скачков в ходе коэффициентов поглощения и измерить величину скачка. Однако положение самого скачка, определение длины волны, при которой наступает резкое изменение в ходе коэффициента поглощения, гораздо отчетливее может быть произведено с помощью фотографического метода — получением спектров поглощения.

В опыте, описанном на стр. 107, ионизационная камера удаляется и заменяется фотографической пластинкой. Кристаллу придается колебательное движение на все время, в течение которого производится опыт, так что в последовательных своих положениях кристалл отражает лучи

различной длины волны, и на фотографической пластинке окажется зарегистрированным некоторый спектральный интервал¹⁾.

На рис. 80 изображен спектр поглощения, полученный М. де-Бройлем для ряда элементов. На снимке можно легко различить более темные области, ограниченные с двух сторон. При переходе от элемента Cd к Ba ширина этой области смещается так, что положение одного ее края остается неизменным.

Попробуем разобраться в приведенных снимках. Что мы должны были бы ожидать? Прежде всего — появления резкой границы в почернении

фотографической пластинки, так как лучи, обладающие длиной волны, меньшей, чем граничная длина волны, будут поглощены более сильно. Лучи с длиной волны, большей указанной границы, будут поглощены меньше. Поэтому в месте фотографической пластинки, соответствующем попаданию туда лучей с длиной волны λ_c , должен быть резкий перелом в почернении фотопластинки. Более короткие длины волн будут поглощены сильнее — фотопластинка в этом месте будет зачернена сравнительно слабо. Места фотопластинки, куда попадают лучи с большей длиной волны, будут подвержены более интенсивному воздействию рентгеновых лучей — фотографическая пластинка здесь будет зачернена сильнее. С дальнейшим

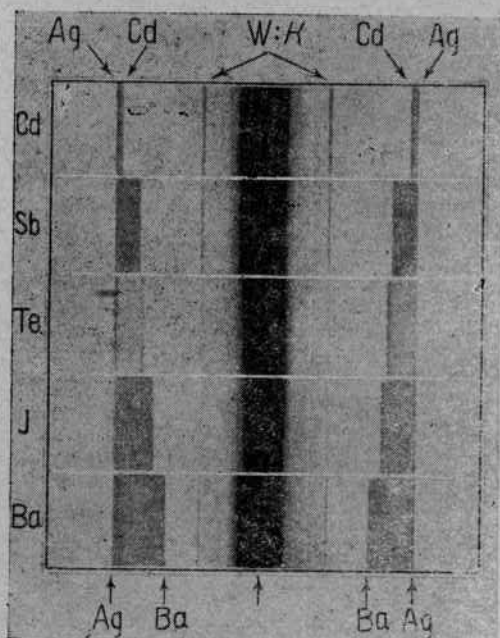


Рис. 80.

увеличением длины волны почернение пластинки, как это вытекает из установленных выше законов поглощения, будет уменьшаться. Такого рода почернения мы обнаруживаем на каждом из приведенных снимков. Они отмечены стрелками и соответствуют скачку поглощения для исследуемых элементов.

Как можно понять появление второго скачка, который из установленных нами законов поглощения непосредственно не вытекает? Не следует ли появление этой границы приписать влиянию самого метода наблюдения? Это предположение тем более допустимо, что положение второго скачка

¹⁾ Экспериментальная установка, при этом применяющаяся, совершенно эквивалентна той, которой пользуются для получения спектров испускания, с той лишь разницей, что на пути луча помещается поглощающий фильтр.

не меняется при переходе от одного элемента к другому, и, следовательно, его причина лежит вне поглощающего фильтра. Разрешение этого вопроса может быть получено, если мы сфотографируем спектр рентгеновых лучей без всякого фильтра.

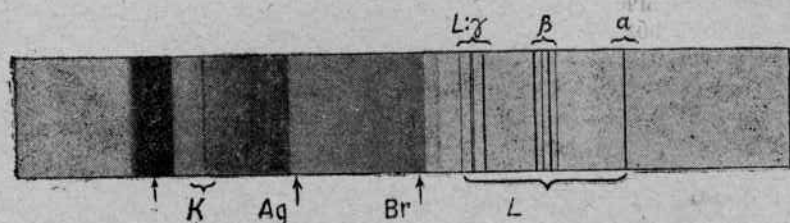


Рис. 81.

Такой снимок сплатинового антикатада, произведенный М. де-Бройлем, и изображен на рис. 81. На этом снимке отчетливо видно наличие двух более зачерненных зон, граница одной из которых соответствует в точности наблюдаемой второй границе в спектрах поглощения $\text{Cd} - \text{Ba}$. Положение этой границы — значение длины волны, при которой этот второй скачок наступает, лежит близко к границе поглощения Ag . Это заставило Вагнера сделать допущение, что края полос поглощения, наблюдаемые де-Бройлем⁸¹, представляют не что иное, как края полос поглощения серебра и брома, входящих в состав фотографической пластинки. Ход почернения, однако, здесь должен быть несколько иной, чем в обычном спектре поглощения. Известно, что чем большее количество рентгеновых лучей поглощено фотографической пластинкой, тем сильнее ее почернение. Больше поглощаются лучи с длиной волны более короткой, чем длина волны, при которой наступает скачок в поглощении, поэтому мы должны ожидать более сильного поглощения со стороны малых длин волн.

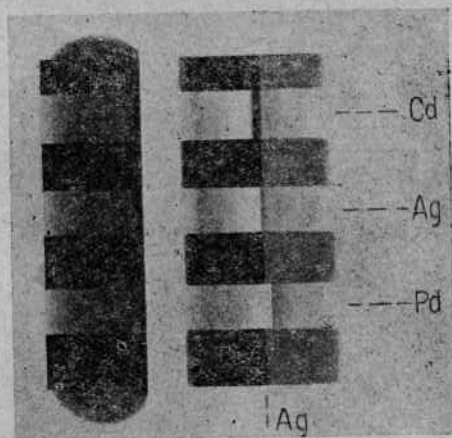


Рис. 82.

Итак, в поглощении, обусловленном веществом фотопластинки, должна иметься область почернения, резко ограниченная со стороны длинных волн и спадающая по интенсивности в сторону лучей с короткими волнами. В нормальном спектре поглощения картина обратная: область почернения резко ограничена со стороны коротких длин волн, и интенсивность ее спадает в сторону больших длин волн. Совместное действие, обеих причин объясняет тот вид спектров поглощения, который изображен на рис. 80. Для элементов с атомным номером меньшим, чем для серебра, обла-

сти почернения, ограниченной с обеих сторон, мы наблюдать не будем. Вместо нее, очевидно, будет иметься резко ограниченная область наименьшего почернения.

На рис. 82 приведен прекрасный снимок, полученный Вагнером для фильтров Cd, Ag и Pd, на котором видны ограниченные темные области у Cd и светлая у Pd.

Изучение спектров поглощения сейчас продвинуто достаточно далеко, и значения краев полос поглощения измерены с большой точностью для многих элементов. В табл. 17 и 18 приведены значения краев полос поглощения различных элементов.

4. Природа скачка поглощения

Какова природа скачка поглощения рентгеновых лучей? Ход кривой поглощения в зависимости от длины волны, а особенно ход логарифма коэффициента поглощения имеет такой вид, как будто к поглощению, которое производится атомом, добавляется еще какое-то дополнительное поглощение, которое свойственно только коротким длинам волн.

Будем изображать τ — коэффициент поглощения — в виде суммы двух членов:

$$\tau = \tau' + \tau'', \quad (4, 17)$$

каждый из которых меняется по одному и тому же закону — закону поглощения:

$$\tau' = C' \lambda^n \text{ и } \tau'' = C'' \lambda^n,$$

причем τ' отлично от нуля только для лучей с длиной волны меньше λ_k . Такое разложение коэффициента поглощения имеет не только чисто внешнюю сторону, но и более глубокий физический смысл. Сопоставим между собой край полосы в спектре поглощения λ_k с длиной волны тех лучей λ_0 , которые в состоянии вызвать появление вторичного характеристического спектра K-серии, которая нами была определена условием (4, 4). Оказывается, что $\lambda_k = \lambda_0$. Мы приходим к замечательному выводу: лучи,

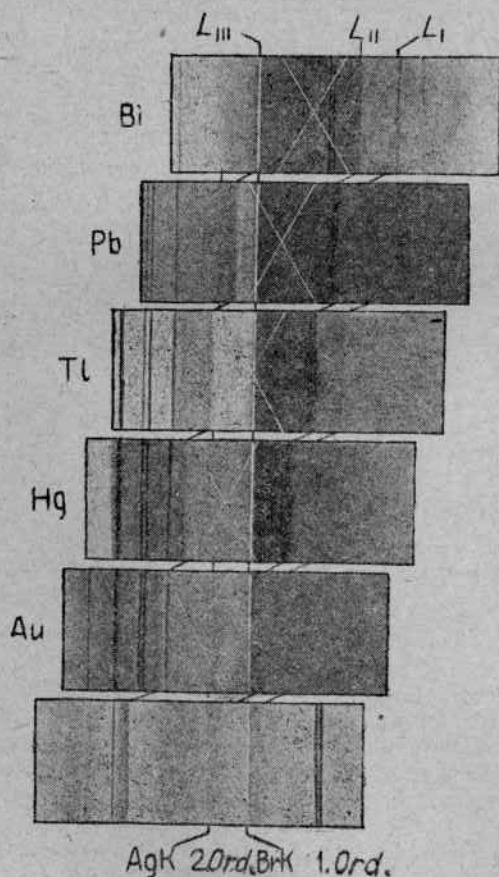


Рис. 83.

способные вызывать возбуждение характеристического спектра K -серии, обладают большим коэффициентом поглощения, чем лучи, не могущие сделать это. Отсюда естественно вытекает, что дополнительно поглощенная энергия идет на вырывание электронов группы K .

Таков физический смысл коэффициента поглощения τ' . Мы его в дальнейшем будем обозначать буквой τ_k и называть частичным коэффициентом поглощения группы K . Его величина определяет численное значение относительного ослабления яркости рентгеновых лучей, производимого поглощением их электронами K -группы на единице длины пути. В соответствии с этими представлениями мы должны рассматривать τ'' как коэффициент, характеризующий поглощение, производимое всеми остальными электронами атома.

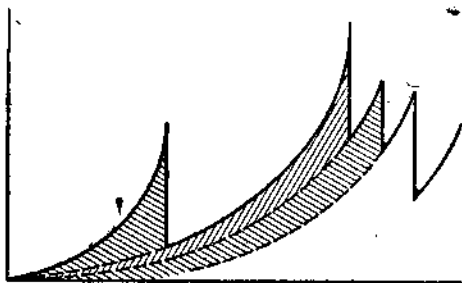


Рис. 84.

Систематика спектров рентгеновых лучей, потребовавшая от нас установления определенного числа уровней в атомах различных элементов, дает нам указания и в отношении спектров поглощения. Мы должны ожидать появления скачков поглощения во всех тех местах спектра, которые соответствуют лучам, величина кванта которых достаточна, чтобы преодолеть связь электрона в атоме, т. е. достаточна, чтобы совершить работу, необходимую для его удаления из атома.

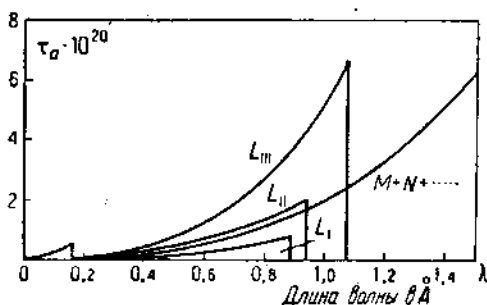


Рис. 84а.

Мы должны, следовательно, ожидать также появления скачков, отвечающих удалению электрона с L -группы. Таких скачков должно быть три, по числу подгрупп, содержащихся в этой группе.

Спектры поглощения в области L -серии были обнаружены М. де Бройлем для U , Th , Au и Bi . Дальнейшие исследования установили наличие трех скачков и у более легких элементов. На рис. 83 изображены фотоснимки спектров поглощения для Au и Bi , полученные Герцем (Hertz) и Штенгштремом (Stengström); позже Костер (Koster) обнаружил и скачки поглощения, соответствующие M -серии.

В табл. 17, 18 и 19 сведены все данные, относящиеся к измерению краев полос поглощения, а в табл. 20 указаны в киловольтах значения энергии квантов лучей с длиной волны, соответствующие краю полосы поглощения; эти значения представляют значения работы вырывания электронов из атома. Данные, сведенные в табл. 20, частью взяты из спектров испускания, частью из спектров поглощения.

Таблица 17

Длины волн края полосы поглощения K-серии различных элементов

Название элемента	12 Mg	13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar	19 K
λ	9496,2	7935,6	6731,0	5774,9	5008,8	4383,8	3865,7	3431,0
Название элемента	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co
λ	3064,3	2751,7	2491,2	2263,0	2065,9	1891,6	1739,4	1604,0
Название элемента	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br
λ	1488,9	1377,4	1280,5	1190,2	1114,6	1042,63	977,73	918,09
Название элемента	37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	44 Ru	45 Rh
λ	814,10	768,37	725,5	687,38	651,58	618,14	558,4	533,03
Название элемента	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 J
λ	507,95	484,48	463,13	442,98	423,94	406,09	389,26	373,44
Название элемента	55 Cs	56 Ba	57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	62 Sm	63 Eu
λ	344,04	330,70	318,14	306,26	295,1	284,58	264,4	254,8
Название элемента	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Tu	70 Yb	71 Lu	72 Hf
λ	246,2	237,6	230,1	222,64	208,5	201,6	195,1	190,1
Название элемента	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg
λ	183,6	178,22	173,5	167,55	162,09	157,70	153,20	148,98
Название элемента	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Th	92 U			
λ	144,41	140,49	136,78	112,70	106,58			

Таблица 18
Длины волн краев полос поглощения *L*-серии

Название элемента	L_I	L_{II}	L_{III}	Название элемента	L	L_{II}	L_{III}
37 Rb	5985,4	—	6841,3	63 Eu	1533,3	1622,8	1771,7
38 Sr	5571,3	6162,1	5362,0	64 Gd	1474,0	1558,1	1706,0
39 Y	5221,6	5737,3	5944,4	65 Tb	1418,1	1498,1	1645,3
40 Zr	4857,4	5365,9	5561,0	66 Dy	1364,8	1441,4	1587,0
41 Nb	4571,7	—	5212,1	67 Ho	1314,6	1386,9	1532,2
42 Mo	4289,7	4712,0	4904,2	68 Er	1265,5	1335,60	1479,19
44 Ru	—	4169,3	4360,4	69 Tm	1219,6	1284,9	1429,9
45 Rh	3618,60	3934,0	4121,2	70 Yb	1176,4	1238,14	1382,64
46 Pd	3420,8	3715,2	3900,5	71 Lu	1136,21	1194,0	1337,5
47 Ag	3247,4	3506,7	3690,8	72 Hf	1097	1151,5	1293,0
48 Cd	3077,3	3319,2	3496,8	73 Ta	1057	1110,2	1251,7
49 In	2919,4	3139,5	3315,5	74 W	1023,5	1071,7	1212,9
50 Sn	2769,6	2972,3	3149,3	75 Re	987,3	1035,4	1175,5
51 Sb	2631,7	2821,9	2990,7	76 Os	955,8	999,8	1139,0
52 Te	2503,9	2679,3	2845,7	77 Ir	922,3	965,4	1103,8
53 J	2383,9	2547,5	2713,9	78 Pt	891,4	932,1	1071,0
54 X	2269,1	2424,1	2587,2	79 Au	862,2	900,9	1038,2
55 Cr	2160,5	2307,3	2467,8	80 Hg	834,2	870,8	1007,5
56 Ba	2062,0	2199,3	2356,8	81 Tl	807,2	841,9	977,8
57 La	1988,9	2098,9	2253,7	82 Pb	781,2	814,3	949,2
58 Ce	1885,6	2006,7	2159,7	83 Bi	755,9	787,8	922,1
59 Pr	1807,1	1920,1	2072,8	90 Th	603,9	629,3	760,0
60 Nd	1731,7	1839,1	1990,7	92 U	568,0	591,3	720,8
62 Sm	1595,4	1699,1	1840,8				

Таблица 19
Длины волн краев полос поглощения *M*-серии

Название элемента	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V
74 W	4 365	4 800	5 416	6 475	6 708
76 Os	4 037	4 412	5 027	5 975	6 194
77 Ir	—	4 270	4 851	5 754	5 961
78 Pt	3 603	—	4 501	5 315	5 506
79 Au	3 742	4 085	4 677	5 508	5 711
80 Hg	—	—	4 340	5 139	5 331
81 Tl	—	—	4 184	4 936	5 136
82 Pb	—	—	4 034	4 747	4 945
83 Bi	—	—	3 894	4 589	4 762
90 Th	—	—	3 062	3 550	3 722
92 U	—	—	2 877	3 327	3 491

Табля
Значения уровней энер

Название уровня	K_I	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V	N_I
92 U	115	21,73	20,092	17,15	5,52	5,16	4,39	3,721	4,54	1,439
90 Th	109,7	20,43	19,66	16,98	5,15	4,8	4,018	3,46	3,31	1,305
83 Bi	92,7	16,43	15,70	13,41	3,99	3,69	3,1175	2,668	2,577	0,938
82 Pb	87,9	15,85	15,19	13,07	3,84	3,552	3,068	2,62	2,481	0,894
81 Tl	85,5	15,35	14,67	12,64	3,69	3,41	2,853	2,43	2,385	0,842
79 Au	80,6	14,34	13,72	11,91	3,42	3,14	2,74	2,29	2,20	0,758
78 Pt	78,3	13,85	13,25	11,55	3,26	2,98	2,62	2,188	2,108	0,710
77 Ir	76,0	13,39	12,82	11,20	3,18	2,89	2,542	2,108	2,033	0,683
74 W	69,72	12,08	11,53	10,20	2,81	2,568	2,275	1,865	1,804	0,588
73 Ta	67,42	11,88	11,18	9,88	2,71	2,473	2,2	1,797	1,737	0,572
72 Hf	65,36	11,37	10,74	9,56	2,60	2,38	2,117	1,724	1,667	0,542
71 Lu	63,30	10,87	10,36	9,24	2,49	2,261	2,029	1,643	1,594	0,502
70 Yb	61,3	10,49	9,98	8,94	2,4	2,182	1,957	1,58	1,532	0,486
68 Er	57,44	9,52	9,30	8,36	2,22	2,105	1,815	1,456	1,419	0,450
67 Ho	55,30	9,39	8,93	8,06	2,13	1,918	1,74	1,393	1,352	0,436
66 Dy	50,76	9,04	8,59	7,79	2,35	1,844	1,68	1,338	1,30	0,422
65 Tb	51,98	8,71	8,29	7,51	1,97	1,765	1,602	1,277	1,244	0,399
64 Gd	50,20	8,39	7,94	7,25	1,41	1,69	1,65	1,225	1,110	0,388
63 Eu	48,48	8,05	7,62	6,90	1,805	1,62	1,468	1,168	1,137	0,369
62 Sm	46,82	7,74	7,31	6,72	1,725	1,543	1,425	1,110	1,083	0,349
60 Nd	43,62	7,13	6,72	6,20	1,55	1,413	1,304	0,994	0,984	0,328
59 Pr	41,97	6,83	6,44	5,86	1,52	1,337	1,244	0,934	0,954	0,309
58 Ce	40,80	6,55	6,16	5,71	1,437	1,278	1,190	0,888	0,888	0,294
57 La	38,96	6,26	5,90	5,49	1,372	1,201	1,120	0,857	0,839	0,280
56 Ba	37,40	5,90	5,53	5,25	1,298	1,142	1,068	0,8	0,784	0,255
55 Cs	35,94	5,71	5,36	5,02	1,214	1,056	0,99	0,742	0,728	0,231
53 J	33,13	5,19	4,85	4,56	1,074	0,99	0,875	0,638	0,621	0,187
52 Te	31,82	4,942	4,62	4,35	1,012	0,883	0,831	0,591	0,577	0,175
51 Sb	30,50	4,71	4,39	4,14	0,951	0,828	0,775	0,543	0,532	0,159
50 Sn	29,19	4,444	4,14	3,91	0,878	0,733	0,696	0,477	0,467	0,119
49 In	27,92	4,23	3,92	3,73	0,823	0,692	0,654	0,447	0,446	0,118
48 Cd	26,71	4,02	3,78	3,54	0,778	0,652	0,616	0,414	0,407	0,111
47 Ag	25,63	3,825	3,55	3,37	0,743	0,626	0,58	0,396	0,391	0,118
46 Pd	24,36	3,61	3,33	3,17	0,686	0,569	0,541	0,347	0,342	0,0937
45 Rh	23,20	3,41	3,14	3,0	0,619	0,513	0,489	0,304	0,299	0,0733
44 Ru	21,12	3,228	2,97	2,84	0,584	0,485	0,463	0,285	0,281	0,0747
42 Mo	20,00	2,87	2,63	2,522	0,509	0,414	0,396	0,235	0,232	0,069
41 Nb	18,97	2,70	2,487	2,372	0,471	0,381	0,365	0,209	0,206	0,068
40 Zr	18,00	2,592	2,38	2,230	0,431	0,345	0,331	0,183	0,180	0,052
39 Y	17,05	2,387	2,158	2,095	0,411	0,329	0,316	0,171	0,164	0,064
38 Sr	16,10	2,21	2,02	1,937	0,358	0,277	0,266	0,131	0,131	0,0339
37 Rb	15,18	2,112	1,862	1,805	—	0,247	0,236	—	—	—
35 Br	13,46	—	1,598	1,55	0,259	—	0,184	—	0,073	—
34 Se	12,85	—	1,471	1,43	0,222	—	0,152	—	0,053	—
33 As	11,85	1,528	1,35	1,322	0,208	—	0,140	—	0,041	—
32 Ge	11,08	—	1,243	1,211	0,170	—	0,1195	—	0,024	—
31 Ga	10,38	—	1,167	1,141	0,182	—	0,129	—	0,043	—
30 Zn	9,660	1,20	1,046	1,023	0,137	—	0,091	—	0,012	—
29 Cu	8,97	1,098	0,954	0,935	0,1207	—	0,077	—	0,0054	—
28 Ni	8,84	1,015	0,876	0,858	0,1113	—	0,079	—	0,0095	—
27 Co	7,78	—	0,798	0,783	0,1031	—	0,064	—	0,0088	—
26 Fe	7,12	0,848	0,722	0,704	0,093	—	0,055	—	0,0054	—
25 Mn	6,52	—	0,652	0,644	—	—	0,052	—	0,0081	—
24 Cr	5,98	—	0,582	0,574	—	—	0,042	—	0,0027	—
23 V	5,44	—	0,522	0,514	—	—	0,041	—	0,0068	—
22 Ti	4,95	—	0,461	0,458	—	—	0,03	—	0,0054	—
21 Sc	4,48	—	0,411	0,407	—	—	0,03	—	0,0108	—
20 Ca	4,03	—	0,346	0,348	—	—	0,026	—	0,0054	—
19 K	3,60	—	0,294	0,292	—	—	0,016	—	0,0041	—
18 Ar	3,20	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17 Cl	2,82	—	0,202	0,202	—	—	0,0068	—	—	—
16 S	2,47	—	0,163	0,162	—	—	0,0154	—	—	—
15 P	2,14	—	0,128	0,1275	—	—	0,0054	—	—	—
14 Si	1,836	—	0,095	0,095	—	—	0,0054	—	—	—
13 Al	1,558	—	0,072	0,072	—	—	0,0054	—	—	—
12 Mg	1,303	—	0,052	0,052	—	—	0,0068	—	—	—

Наличие трех скачков в спектре поглощения было в дальнейшем подтверждено и непосредственными измерениями коэффициента ослабления с помощью ионизационной камеры. Эти измерения были произведены Дьюэном (Duane). Экстраполируя кривые до длин волн, равных нулю, мы сможем определить частичные коэффициенты поглощения. Заштрихованные на рис. 84 области обозначают поглощение, производимое электронами различных групп. Рис. 84а представляет значение частичных коэффициентов поглощения различных групп электронов

Общий атомный коэффициент поглощения τ_a может быть, следовательно, представлен в виде суммы частных коэффициентов поглощения:

$$\tau_a = \tau_K + \tau_{L_I} + \tau_{L_{II}} + \tau_{L_{III}} + \tau_{M_I} + \tau_{M_{II}} + \dots \quad (4, 18)$$

5. Смещение края полосы поглощения

Изучая явление испускания рентгеновых лучей, мы отметили, что законы, управляющие им, определяются внутренними свойствами атома. То же самое мы отметили и в отношении явления поглощения. Мы рассматривали его как аддитивное свойство атомов и даже более — пытались рассматривать поглощение как аддитивное свойство отдельных электронов в атоме. Мы считали, что поглощение рентгеновых лучей совершается отдельными электронами независимо от того, поглощают ли при этом и другие электроны или нет. Этим объясняется то, что коэффициент поглощения не зависит ни от физического ни от химического состояния вещества.

Однако мы не можем утверждать, что такое же положение будет иметь место и в отношении спектров поглощения. Условие (4, 4), определяющее край полосы поглощения, предполагает, что его положение определяется работой, которую мы затрачиваем на удаление электрона из атома. Встает вопрос, куда? Теоретический ответ ясен: мы удаляем электрон в бесконечность, практически за пределы атома в место, где потенциал равен нулю. Только в этом случае

$$h\nu_k = W_k.$$

Но такое предположение о природе края полосы поглощения заставляет предполагать зависимость его от физических и от химических условий существования атомов. В самом деле, мы можем допустить существование мест с потенциалом, равным нулю, в газообразном состоянии вещества, где силы взаимодействия между атомами практически равны нулю за «пределами» атома. Трудно мыслить в жидких и в твердых телах существование вне атомов областей, в которых не было бы сил взаимодействия между атомами и электронами, где потенциал был бы равен нулю. Скорее можно допустить обратную картину, что внутри жидких и твердых тел потенциал «междуатомного» пространства отличен от нуля.

Явление испускания электронов раскаленными телами — эффект Ричардсона — можно было бы привести в качестве иллюстрации этого

положения. Потенциал внутри металла равен нескольким вольтам. Поэтому естественно было бы за $h\nu_k$ принять выражение

$$h\nu_k = W_k - eU, \quad (4, 19)$$

где eU — та энергия, которой должен обладать электрон внутри вещества.

Изменение внутренних уровней под действием различных химических факторов мало вероятно, но изменение члена eU вполне допустимо. Это дает нам основание ожидать изменения спектров поглощения при различных условиях существования атомов (спектры поглощения различных химических соединений).

Различие в спектрах поглощения одного и того же элемента в различных соединениях было установлено впервые Линдом (Lindh). Объектом исследования служил хлор, который изучался в химической связи с другими атомами. Линд установил, что изменение спектра поглощения происходит тогда, когда изучаемый элемент вступает в соединение с различной валентностью.

Табл. 21 и 22 содержат результаты, полученные Линдом, а рис. 85 дает их схематическое изображение.

Таблица 21

Длины волн края полосы поглощения К-серии хлора в различных соединениях

Название вещества		K_I	K_{II}	ΔK_I	ΔK_{II}
Cl		4393,8	4381,6	7,5	—
HCl		4385,3	—	—	—
Одновалентные соединения Cl	H ₂ NCI	4382,1	4360,1	10,8	—
	LiCl	4382,9	4359,6	12,4	—
	NaCl	4383,3	4359,2	10,8	—
	KCl	4382,9	—	10,8	—
	CaCl ₂	4382,1	—	11,3	—
	CuCl ₂ ·2H ₂ O	4383,3	—	11,3	—
	SrCl ₂ ·6H ₂ O	4383,3	—	11,3	—
	CdCl ₂ ·2H ₂ O	4383,7	4360,9	—	—
	CsCl	4382,9	—	—	—
	BaCl ₂ ·2H ₂ O	4382,9	—	10,8	—
	ThCl ₄	4382,9	—	12,4	—
Пятивалентные	NaClO ₂	4376,5	—	9,6	—
	Mg(ClO ₂) ₂	4376,9	4358,4	10,2	—
	KClO ₂	4376,1	4356,3	9,1	—
	Cu(ClO ₂) ₂	4377,8	—	—	—
	Sr(ClO ₂) ₂	4377,8	—	—	—
	Ba(ClO ₂) ₂	4376,1	—	—	—
Семивалентные	NaClO ₄	4369,4	4347,8	9,1	15,3
	KClO ₄	4370,2	4347,8	10,2	16,4

Таблица 22

Длины волн края полосы поглощения К-серии хлора в различной валентности

Название вещества	K_1	K_2	ΔL_1	ΔL_2	Разность в волнтах по отношению к краю Cl		Разность в волнтах между K_1 и K_2
					K_1	K_2	
Cl	4393,8	4381,6	7,5	—	0	0	7,8
HCl	4385,3	—	—	—	5,4	—	—
Одновалентн.	4382,9	4380,0	11,3	—	7,0	13,8	14,6
Пятивалентн.	4376,9	4357,4	9,6	—	10,8	15,5	12,5
Семивалентн.	4369,8	4347,8	9,7	—	15,3	21,6	14,1

Помимо установления смещения края полосы поглощения, обозначенного в таблицах 21 и 22 через K_1 , Линд обнаружил также еще и появление темных и светлых мест с более короткой стороны края полосы поглощения. Линд назвал их вторичными краями полос поглощения (в таблицах 21 и 22 $K_2 \dots$); совокупность их теперь носит название тонкой структуры края полосы поглощения.

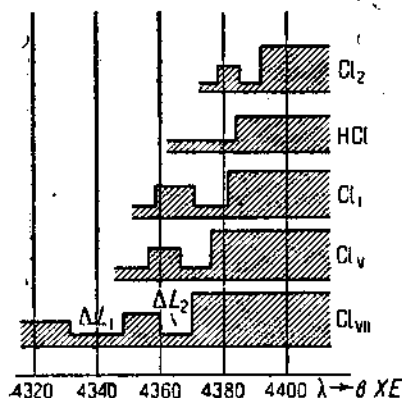


Рис. 86.

Изучение влияния химического состава на спектр поглощения было предметом достаточно большого числа исследований. Результаты исследований различных авторов собраны в общую табл. 23. Наиболее важные результаты были получены Штеллингом (Stelling), произведшим систематическое исследование над соединениями ряда веществ.

Основные выводы, которые можно сделать из этого большого опытного материала, таковы:

1. При вступлении атома данного вещества в химическое соединение наблюдается, как правило, изменение положения края полосы поглощения.
2. Это изменение зависит только от того, с чем данный атом вступает в соединение. Так, изменение в крае полосы поглощения оказывается наибольшим в случае соединения с атомом кислорода.

Штеллинг далее заметил, что некоторое влияние на изменение края полосы поглощения оказывает также и строение кристаллической решетки. Эта связь представляется весьма существенной с точки зрения современных воззрений на природу края полосы поглощения.

Длины волн края полосы поглощения К-серии в различных соединениях

9

Продолжение табл. 23

Название вещества	λ	Название вещества	λ	Название вещества	λ
$K_4[Mo(CN)_6]$	3427,7	VOCl	2259,4	K_2CrO_4	2060,0
$K_4[W(CN)_6]$	3427,7	VCl_3	2260,9	Bi_2CrO_4	2059,7
$KOOCN(OH)$	3427,5	V_2O_4	2259,0	$K_2Cr_2O_7$	2059,5
		VCl_4	2259,9	Mn	1892,1
Ca	3064,3	V_2O_5	2256,8	$MnSO_4$	1889,3
$CaCO_3$	3060,5	V_2S_5	2256,4	$MnCl_2$	1889,3
$(CaMg)CO_3$	3056,5	VOCl ₂	2258,4	$MnCO_3$	1889,4
$CaSO_4 \cdot 2H_2O$	3055,9	NH_4VO_3	2256,9	MnC_2O_4	1889,4
CaO	3057,3	Na_2VO_4	2257,4	Mn_3PO_4	1889,1
CaF_2	3056,3	$Na_2VS_2O_8$	2 58,0	M_2O_3	1887,7
$CaCl_2 \cdot 6H_2O$	3057,6	K_2VO_4	2258,2	$KMnO_4$	1886,3
CaS	3057,9	$K_4V_3O_{17}$	2258,2		
$Ca(COO \cdot H_2O)$	3057,1			Fe	1740,5
$Ca(H_2PO_4)_2 \cdot H_2O$	3055,4	$Na_2Cr_2O_7$	2059,5	FeS	1738,9
		K_2CrO_4	2059,1	$FeSO_4$	1738,3
Ti	2491,2	Cr_2O_3	2060,6	$FeCl_2$	1737,2
TiO_2	2482,6	$[Cr(NH_3)_6](NO_3)_3$	2063,6	Fe_2O_3	1737,3
		Cr	2066,3	$Fe(OH)_2$	1737,1
V	2263,2	Cr_2S_3	2063,9	$NH_4Fe(SO_4)_2$	17 7,3
VO	2260,1	$Cr(OH)_3$	2061,9	$Fe(SO_4)_3$	1737,1
V_2O_5	2259,2	$Cr_2(SO_4)_3$	2062,2	$FePO_4$	1737,1
V_2S_5	2260,0				

Для фосфора даны сводки данных Штеллинга. В — символ радикала, RC — органический радикал.

6. Тонкая структура края полосы поглощения

Выше уже указывалось, что тонкая структура края полосы поглощения была впервые обнаружена Линдтом. В последующем существование тонкой структуры края полосы поглощения было подтверждено многими исследователями, причем более тщательная постановка эксперимента дала возможность более детально изучить и определить тонкую структуру. Так Нэттел (Nuttall) установил в различных соединениях K и Cl до пяти вторичных краев полос поглощения (шесть линий поглощения). Еще более богатую тонкую структуру края полосы поглощения обнаружили Линдзей (Lindzay) и Вургис (Vooghees) (см. табл. 24). Ими установлено у чистого железа и у его соединений до десяти вторичных краев поглощения. На рис. 86 приведена репродукция спектра поглощения меди, полученного Линдзем. На рис. 87 дана кривая хода интенсивности в спектре поглощения вблизи его края. Максимумы на этом снимке соответствуют малому поглощению, а минимумы эквивалентны линиям поглощения.

Как видно из приведенных данных, тонкая структура так же, как и главный край полосы поглощения, зависит от того, в каком химическом соединении находится рассматриваемый элемент. Некоторыми авторами было также высказано предположение, что тонкая структура края полосы поглощения вообще есть влияние только химического соединения. Так, Чемберлен удалось показать, что появление некоторых из вторичных

краев полосы поглощения нужно приписать реакциям, протекающим в веществе под влиянием рентгеновых лучей.

Поэтому большой интерес представляло определение тонкой структуры для чистых элементов. Эти исследования для ряда элементов Са—Zn были произведены Кивитом и Линдзеем. Их данные приведены в табл. 25. Тонкая структура края полосы поглощения ими обнаружена для всех элементов с полной четкостью и убедительностью.

Объяснение тонкой структуры края полосы поглощения (вернее не объяснение, а предсказание, так как оно было дано до обнаружения тонкой структуры) было сделано впервые Косселем. Коссель предположил, что главный край полосы поглощения соответствует не удалению электрона из атома, а переводу его на внешний, свободный уровень энергии

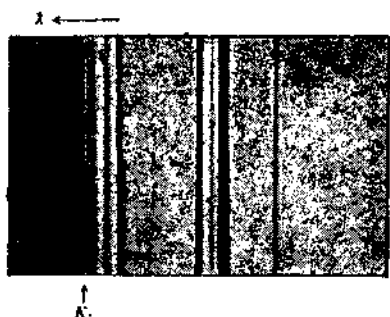


Рис. 86.

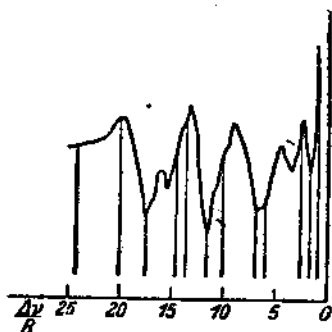


Рис. 87.

(один из возможных уровней для внешних электронов). Так как для внешних электронов существует некоторое число свободных уровней, то мы согласно Косселю должны ожидать появления тонкой структуры вблизи края полосы поглощения и именно с его короткой стороны. Эта гипотеза является чрезвычайно простой и естественной, но она не дает полного объяснения экспериментальным фактам.

Данные, приведенные в табл. 25, показывают, что тонкая структура распространяется на много десятков вольт, а в некоторых случаях и на сотни вольт. В случае Mn Кивит и Линдзей зарегистрировали тонкую структуру края полосы поглощения, простирающуюся до 380 V. Между тем по схеме Косселя мы можем ожидать тонкой структуры, простирающейся лишь на интервал длин волн, не превышающий в вольт-ангстремах значения ионизационного потенциала, т. е. вся коссельская тонкая структура должна уложиться в какой-нибудь десяток вольт и, следовательно, не может дать объяснения всей тонкой структуры края полосы поглощения.

Можно попытаться искать объяснения в ином направлении. Исследуя появление спутников (спутников) сериальных линий, мы пришли к необходимости либо трактовать их как переходы двух электронов с испусканием одного кванта, либо приписывать их появление переходу одного электрона, но при отсутствии в атоме двух или большего числа электронов. Малое время жизни атома в возбужденном состоянии делает мало-

Таблица 24

Тотная структура края полос поглощения К-серии железа

Кристалл	Край по- лос поглощ. K	Ширина белой линии	K'	K ₁	K'	K ₂	K ₃	K ₄	K ₅	K ₆
Пирит FeS ₂	λ	1738,7	7,1 (4,4)	1724,4	(1718,2)	1710,9	—	1698,5	1687,5	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	2,15 (1,33)	4,34	(6,25)	8,52	—	(12,4)	15,9	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	29,2 (18,0)	58,9	(84,7)	(15)	—	(168)	215,0	—
Арсенопирит AsFeS ₂	λ	1738,7	6,7 (4,0)	1723,9	—	1712,4	1707,9	—	1687,1	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	2,03 (1,21)	4,50	—	8,05	9,45	—	16,0	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	27,5 (16,4)	61,0	—	109,0	128,0	—	217,0	—
Гематит Fe ₂ O ₃	λ	1737,2	4,3	1725,8	—	1711,5	(1707,0)	—	(1686,6)	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	1,30	3,47	—	7,88	(11,2)	—	(15,7)	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	17,6	46,9	—	107,0	(151)	—	(219)	—
Элиот	λ	1737,2	4,6	1726,1	—	1713,3	—	1696,2	—	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	1,39	3,38	—	7,32	—	12,7	—	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	18,8	45,7	—	99,0	—	172	—	—
Ленидомелан	λ	1737,5	4,6	1723,5	—	1714,1	1708,4	1695,9	1689,7	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	1,39	4,26	—	7,16	8,62	129	14,8	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	18,8	57,8	—	97,0	117,0	174	201,0	—
Магнетит	λ	1737,6	—	—	—	—	—	—	—	—
Окись железа Fe ₂ O ₃	λ	1736,8	3,9	1731,7	—	1713,3	—	1704,5	1686,5	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	1,18	1,85	—	7,20	—	9,9	15,6	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	18,0	23,0	—	—	—	—	—	—

Хлорид железа $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	λ	1736,8	3,5	1731,1	1725,5	—	1714,9	—	1707,1	1692,0	(1682,0)	(665,7)	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	1,06	1,73	3,44	—	6,71	—	9,1	13,9	(17,4)	(22,4)	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	14,4	23,4	46,6	—	90,8	—	124,0	18,8	(232)	(304)	—
FeCO_3	λ	1737,9	9,7	(1734,2)	1728,4	—	(1716,0)	—	1709,5	1689,5	—	—	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	0,82	(1,12)	2,89	—	(6,69)	—	8,7	15,0	—	—	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	11,1	(16,2)	39,1	—	(90,7)	—	118,0	203,0	—	—	—
$\text{FeSO}_4(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	λ	1737,4	2,7	1733,2	1728,0	—	1716,8	—	1706,2	1695,2	(1682,1)	(1662,4)	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	0,82	1,27	2,86	—	6,30	—	9,6	12,8	(17,3)	(23,7)	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	11,1	17,1	38,7	—	85,3	—	130,0	174,0	(234)	(321)	—
Смесь $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ и $\text{FeSO}_4(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	λ	1737,5	8,6	—	1726,8	—	1716,5	—	(1707,2)	1695,2	(1683,2)	1665,7	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	1,09	—	3,25	—	6,42	—	9,3	13,1	(16,9)	(22,6)	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	14,8	—	44,0	—	87,0	—	126,0	177,0	(229)	(306)	—
Лендодман	λ	1737,3	2,9	1732,1	1727,6	—	1713,8	1709,8	1699,3	1689,8	1683,1	—	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	0,88	1,68	2,95	—	7,19	8,44	11,7	14,7	(16,9)	—	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	11,9	21,4	39,9	—	97,4	114	159,0	200,0	(229)	—	—
Fe_2O_3	λ	1737,4	3,3	(1731,9)	1726,3	—	1715,2	—	1704,7	1688,1	—	—	—
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	1,00	(1,67)	3,38	—	6,79	—	10,1	15,3	—	—	—
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	13,5	(22,5)	45,6	—	92	—	136,0	208,0	—	—	—
Fe металлическое	λ	1739,3	—	1731,4	1726,7	1721,1	1715,2	1706,9	1701,3	1690,9	1683,4	1663,0	(1614,0)
	$\frac{\Delta\nu}{R}$	—	—	2,39	3,82	5,64	7,36	9,8	11,7	14,9	17,4	24,0	(40,7)
	$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}$	—	—	32,4	51,8	75,0	100,0	135,0	168,0	202,0	236,0	(326,0)	(351)

Тонкая структура края полос поглощения

Элемент		Край полос поглощения	K_1	K_2	K_3	K_4	K_5
20 Ca	λ $\Delta\nu$ $\frac{R}{\Delta V}$	3063,9 — —	3059,0 0,48 6,5	3048,5 1,50 20,2	3041,8 2,16 29,3	3034,7 2,87 38,9	3014,2 4,90 66,4
24 Cr	λ $\Delta\nu$ $\frac{R}{\Delta V}$	2066,1 — —	2060,5 1,19 16,2	2049,1 3,67 49,8	2040,0 5,66 76,7	2030,5 7,73 105	2019,9 10,1 137
25 Mn	λ $\Delta\nu$ $\frac{R}{\Delta V}$	1891,3 — —	1886,8 1,13 15,4	1880,6 2,73 37,1	1876,6 3,77 51	1870,4 5,38 73	1867,6 6,10 83
26 Fe	λ $\Delta\nu$ $\frac{R}{\Delta V}$	1739,3 — —	1737,1 0,67 9,1	1731,4 2,39 32,4	1726,7 3,82 51,8	1721,1 5,54 75	1715,2 7,39 100
27 Co	λ $\Delta\nu$ $\frac{R}{\Delta V}$	1604,3 — —	1601,9 0,86 11,6	1595,4 3,17 43	1586,6 6,32 86	1573,3 11,2 152	1557,0 17,25 234
28 Ni	λ $\Delta\nu$ $\frac{R}{\Delta V}$	1484,6 — —	1483,0 0,89 9,3	1478,3 2,61 35,3	1471,0 5,65 77	1458,2 11,14 151	1449,4 14,97 203
29 Cu	λ $\Delta\nu$ $\frac{R}{\Delta V}$	1377,8 — —	1375,8 0,96 13,0	1374,2 1,74 23,6	1372,4 2,64 36	1365,3 6,06 82	1363,2 7,09 96
30 Zn	λ $\Delta\nu$ $\frac{R}{\Delta V}$	1280,8 — —	1278,7 1,15 15,6	1277,2 2,0 27	1275,6 2,88 39	1273,7 3,95 54	1270,6 5,71 77

Таблица 25

Длина К-серии по Бленту и Линдзю

K_6	K_7	K_8	K_9	K_{10}	K_{11}	K_{12}
2987,3	2959,9	—	—	—	—	—
8,93	10,45	—	—	—	—	—
94,0	142	—	—	—	—	—
2009,3	1994,9	1958,6	—	—	—	—
12,48	18,08	24,23	—	—	—	—
169	245	329	—	—	—	—
1857,6	1850,7	1842,3	1838,1	1827,4	1811,2	1787,0
8,74	10,23	12,81	13,95	16,85	21,3	28,1
118	139	174	189	228	289	381
1706,9	1701,3	1690,9	1683,4	1663,0	—	—
9,90	11,7	14,9	17,4	24,0	—	—
134	159	202	236	325	—	—
—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—
1442,7	1431,3	1413,0	—	—	—	—
17,86	22,95	31,2	—	—	—	—
242	311	423	—	—	—	—
1357,0	1354,1	1349,5	1348,0	1342,2	1337,0	1329,1
11,11	11,56	13,9	14,6	17,5	20,2	24,3
137	157	188	191	238	273	380
1265,6	1261,5	1258,4	1253,5	1249,5	1238,9	—
8,46	10,85	12,63	15,48	17,75	24,0	—
115	147	171	209	241	326	—

вероятным последовательное возбуждение атома. Довольно высокая (сравнительно) интенсивность сателлитов делает допустимым предположение, что два электрона удаляются из атома одновременно. Это указывает направление, в котором следует попытаться искать объяснение тонкой структуры края полосы поглощения.

Каждая вторичная полоса поглощения обязана своим происхождением одновременному вырыванию из атома K -электрона и одного из внешних электронов. Такого типа расчеты произведены были Кивитом и Линдзеем в предположении, что электроны, сорванные со своих орбит, переводятся либо в бесконечность, либо на какие-нибудь свободные орбиты внешних электронов; и Корсунским — в предположении, что электроны, поглощая квант, попадают в межуатомное пространство, характеризуемое определенной величиной потенциала¹⁾. Схемы электронных переходов в Zn и Cu , указанные Линдзеем, Кивитом и Корсунским, довольно удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Предположение о поглощении одного кванта несколькими электронами может объяснить тонкую структуру, простирающуюся на много вольт. Такое объяснение, будучи принятым, объединило бы в один комплекс происхождение тонкой абсорбционной структуры с происхождением сателлитов.

Дальнейшее исследование тонкой структуры абсорбционных спектров привело к обнаружению новых закономерностей, которые не могут быть связаны с поглощением квантов несколькими электронами. Сюда в первую очередь относятся работы Ганоуолта (Hanovalt). Предметом его исследований явилось изучение влияния, оказываемого на тонкую структуру изменением физического состояния поглощающего фильтра. Уже Бергенгрэн (Bergengren) заметил смещение края полосы поглощения фосфора при изменении его модификации. Гораздо более резко проявилось влияние физического состояния вещества на тонкую структуру края полосы поглощения. Ряд веществ, перечисленных в табл. 26, был изучен Ганоуолтом в состоянии твердого вещества и в газообразном или парообразном состоянии. Результаты исследования, приведенные в табл. 26, оказались весьма интересными. Вся тонкая структура, наблюдавшаяся ранее в твердом состоянии, исчезает, как только мы переведем вещество в газообразное состояние либо полностью, либо в значительной части. Так, у Zn при переходе его в газообразное состояние исчезла вся тонкая структура, вместо нее появилась новая, находящаяся от края в пределах 9 В (такую структуру можно трактовать в духе Косселя). У мышьяка в газообразном состоянии тонкая структура наблюдается, хотя и значительно менее богатая, чем у твердого, но все же простирающаяся до сотни вольт. Следует отметить еще, что ртуть как в жидком, так и в газообразном состоянии тонкой структуры не обнаруживает.

¹⁾ Подсчеты такого типа производятся в предположении, что энергия вырывания двух электронов будет такая же, какая требуется для удаления сначала K -электрона, а затем одного из внешних электронов. Так, например, энергия перехода у Zn $K \rightarrow \infty + N_1 \rightarrow \infty$ равна работе вырывания K -электрона из Zn + работа вырывания электрона N_1 в отсутствии K -электрона. Но внешняя оболочка Zn , у которого удален один электрон из группы K , будет находиться в таком же силовом поле, в котором находятся электроны следующего за Zn элемента галлия, поэтому

$$W(Zn)_{K \rightarrow \infty, N_1 \rightarrow \infty} = W(Zn)_{K \rightarrow \infty} + W(Ga)_{N_1 \rightarrow \infty}.$$

Таблица 26

Тонкая структура края полосы поглощения по Ганоуэлу

Название элемента	Состояние после уюмого вещества	Температура	Край полосы поглощения	ΔV в вольты	Расстояние вторичных краев от главного в вольты
80 Zn	Газообр.	950 750	1 280,7 —	1,5 —	0—4; 5, 8—9
	Тверд.	—	1 280,5	0,0	0—5, 8; 9, 7—16; 23; 28 до 43; 72—87; 113—145; 175—214; 252—280; 310
33 As	Газообр.	350	—	—	—
	As	270	1 042,31	2,0	0—4,4; 57—102; 135—?
		95	—	—	—
	AsCl ₃	35	1 042,31	2,0	0—3; 8; 57—82; 125—?
	As ₂ O ₃	320	1 042,34	1,7	0—5,2; 55—93; 160
		260	—	—	—
	AsH ₃	20	1 042,43	0,7	0—3,0
	Тверд.	—	—	—	—
	As	—	1 042,49	0	0—3, 6; 10—12, 40—58, 75—92, 130—152; 168—?
	AsCl ₃	—	1 042,41	0,9	0—7, 6; 14—22; 33—38; 48—92, 145
	As ₂ O ₃	—	1 042,22	3,1	0, 5, 1; 12—18, 55—97; 140—?
	As ₂ O ₅	—	1 042,03	5,2	0—5, 4 (54—80); 60 до 118, 150—?
34 Se	Газообр.	—	—	—	—
	Se ₈	510	—	—	0—5, 5; 10—12
		470	—	—	—
	SeO ₂	330	—	—	0—32; 72—108; 159—?
		280	—	—	—
	Тверд.	—	—	—	—
35 Br	Газообр.	20	—	—	—
	Br ₂	20	918,51	0	0—6
	HBr	20	918,41	1,5	—
		170	—	—	—
	AsBr ₃	120	918,44	1,0	0—6
	Раствор	—	—	—	—
	NaBrO ₃	—	918,09	6,1	0—23; 55—110; 170—216
	Тверд.	—	—	—	—
	AgBr	—	918,23	4,1	0—6; 23, 5; 52—93, 129
	NaBr	—	918,04	6,9	0—9, 27, 7; 60
	NaBrO ₃	—	918,09	6,1	0—7; 15—23; 35; 52—110; 180
36 Kr	Газообр. криптоном	20	863,72	—	—
54 X	Газообр.	20	^A L _{III} 2 587,2	—	0—3,9
	Xe	—	L _{II} 2 424,1	—	0—3,9
		—	L _I 2 269,1	—	—
80 Hg	Газообр.	—	—	—	—
	Hg	250	1 006,5	0,0	—
		200	—	—	—
	HgCl ₂	330	1 006,9	—4,9	0—6; 18; 50; 115
		230	—	—	—
	Жидкая ртуть	—	L _{III} 1 006,7	—2,5	—
	Тверд.	—	—	—	—
	HgCl ₂	—	1 006,4	+1,2	0—6; 18; 50; 115
	HgO	—	1 007,1	—7,4	0—8; 16—66; 80—?

На рис. 88 схематически изображена тонкая структура некоторых веществ, измеренная Ганоуолтом.

Результаты весьма замечательной работы Ганоуолта делают объяснение тонкой структуры на основе многоэлектронных переходов мало вероятным. Ведь такие переходы должны быть в одинаковой степени осуществимы как в твердом кристаллическом, так и в жидком и в газообразном состоянии вещества, а между тем опыты Ганоуолта указывают, что тонкую структуру следует связывать с атомным расположением. Тонкая структура, простирающаяся на много десятков вольт (исключение As) обнаруживается у тел, обладающих кристаллическим строением. Необходимо следовательно искать объяснения тонкой структуры в одноэлектронных переходах.

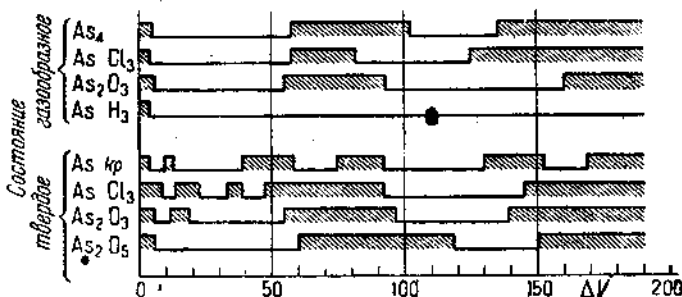


Рис. 88.

Обратимся к выражению (4, 19), которое связывает энергию кванта с величиной энергии уровней при электронных переходах. Электрон, поглотивший квант, переходит с уровня K в междуатомное пространство, квант большей величины не только переводит электрон с уровня K в междуатомное пространство, но и сообщает ему еще дополнительную кинетическую энергию. Когда квант излучения поглощается электроном изолированного атома, то движение электрона вне атома мы можем рассматривать как движение свободного электрона. Движение же электрона внутри кристаллической решетки — внутри твердого тела — не может рассматриваться как движение свободного электрона, электрон будет двигаться в поле, создаваемом атомами, образующими твердое тело, т. е. под воздействием этих сил. Эти атомные силы, действующие на электрон, движущийся внутри твердого тела, могут иметь квантовый характер, и тогда тонкая структура есть результат каких-то квантовых условий по отношению к поступательному движению электрона внутри твердого тела. Результатом таких условий было бы существование «разрешенных» скоростей электронов, т. е. таких, энергия которых удовлетворяла бы этим квантовым условиям, и запрещенных зон энергии, обладая которыми электрон в решетке двигаться не может. В этом случае мы можем ожидать поглощения таких квантов, энергия которых удовлетворяет условию, аналогичному условию Бора:

$$h\nu_i = W_k - W_n$$

где W , — значение энергии, при котором движение электрона внутри вещества может происходить, а ν , — частота полос в спектрах поглощения.

Естественно, конечно, считать, что поскольку условие, накладываемое на поступательное движение электронов, определяется межатомным полем, они должны весьма сильно зависеть от расположения атомов, и влияние физических и химических факторов на тонкую структуру делается тогда понятным.

Следовательно, тонкую структуру края полосы поглощения мы должны рассматривать как «межатомное» свойство.

Как же должно происходить поглощение рентгеновых лучей, если будем иметь дело не с однородным веществом, а с химическим соединением, образованным многими атомами? Если тонкая структура обязана своим происхождением не условиям жизни электрона в атоме, а связана с его пребыванием в межатомном пространстве, то тонкая структура отдельных элементов, образующих рассматриваемое соединение, будет одной и той же. Сопоставление тонкой структуры абсорбционных спектров у отдельных элементов сложного химического соединения и должно решить, чему тонкая структура обязана своим происхождением. Такое сопоставление из-за недостатка данных можно, однако, сделать в очень ограниченном числе случаев.

В табл. 27 сопоставлены разности энергии в вольтах между вторичными краями полос поглощения и главным ее краем для К и Сl в сильвине.

Таблица 27

Название вещества	1-й край	2-й край	3-й край	4-й край	5-й край	6-й край
К	4,9	—	15,6	—	27,8	67,4
Сl	4,0	10,9	15,5	19,2	27,3	—

Ряд вторичных краев, т. е. часть тонкой структуры, у обоих элементов оказывается действительно одинаковой. Но некоторая часть тонкой структуры, имеющаяся у одного из элементов, отсутствует у другого элемента.

Специальное исследование этого вопроса было произведено Костером (Koster), который изучил спектры поглощения золота и меди в твердом растворе золото-медь. В этом случае ему удалось наблюдать и измерить тонкую структуру у обоих элементов, причем тонкая структура обоих компонентов оказалась одной и той же.

ченный (заключенный в малом телесном угле) пучок электронов. Весь прибор помещается в однородное магнитное поле (линии сил которого направлены перпендикулярно плоскости чертежа).

Траектории электронов, сорванных с пластинки S рентгеновыми лучами, изгибаются под влиянием магнитного поля, причем электроны движутся по кругу, радиус которого зависит от напряженности магнитного поля и от скорости электрона:

$$\rho = \frac{mv}{He}, \quad (5, 1)$$

где ρ — радиус траектории, H — напряженность магнитного поля, v — скорость электрона, e и m — заряд и масса его.

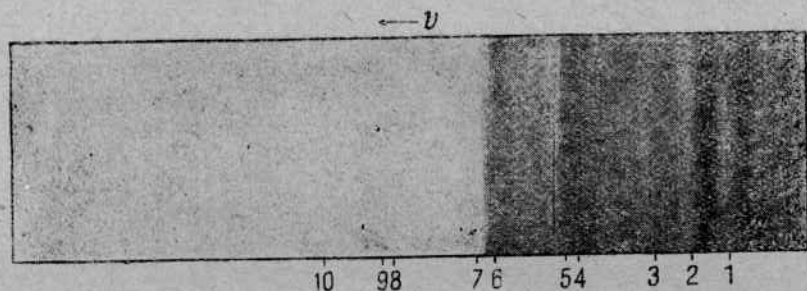


Рис. 90.

Если щель B не очень широка и если телесный угол пучка, в котором идут электроны, проходящие щель B , невелик, то все электроны, проходящие сквозь щель, соберутся в одной точке. Круги другого радиуса пересекутся в другой точке L' и т. д. На столик P помещается фотографическая пластинка, на которой и фиксируется место попадания электронов. Получаемые таким образом снимки носят название магнитных спектров катодных лучей (или β -лучей — быстрых катодных лучей).

По положению следов на фотографической пластинке можно определить радиус кривизны траектории электрона, а следовательно и его скорость:

$$v = \rho \frac{He}{m}. \quad (5, 2)$$

Так как согласно формуле Виддингтона (2, 26) электроны, проходя через вещество, теряют часть своей энергии, то мы будем иметь дело с пучком электронов, в котором скорости будут непрерывно меняться в некотором интервале, зависящем от толщины пластинки. Однако граница пучка со стороны больших значений энергии будет соответствовать электронам, не потерявшим своей энергии. Для получения точных результатов необходимо брать пластинку S достаточно тонкой. С этой же целью следует создать внутри прибора достаточное разрежение. Характер магнитных спектров, полученных по методу Робинсона и Роулинсона, можно уяснить себе из рис. 90.

2. Метод задерживающего поля

Для фотоэлектронов, возбуждаемых мягкими рентгеновыми лучами, можно пользоваться и методом задерживающего потенциала, нашедшим себе весьма широкое применение при изучении фотоэффекта в ультрафиолетовых лучах.

Наилучшей конструктивной формой осуществления этого метода в отношении рентгеновых лучей следует признать метод шарового конденсатора, предложенный Лукирским. Прибор, которым пользовался Лукирский, изображен на рис. 91. На шаровой конденсатор S , непосредственно связанный с рентгеновой трубкой, накладывается электрическое поле так, чтобы электроны, выходящие из внутреннего электрода E под действием падающих рентгеновых лучей, этим полем задерживались. Когда напряженность задерживающего поля делается настолько значительной, что электрон, пробегая это поле, теряет свою энергию полностью, то число электронов, приходящих на внешнюю

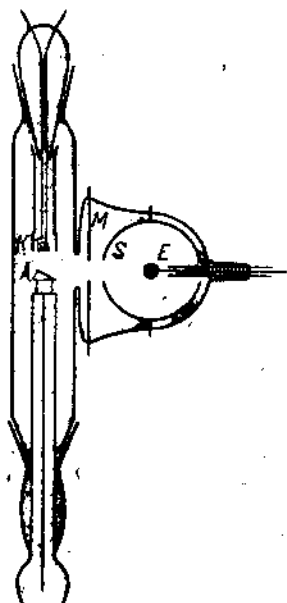


Рис. 91.

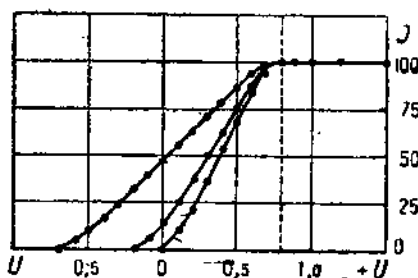


Рис. 92.

обкладку конденсатора S , резко уменьшится или упадет до нуля, в случае если пучок электронов однороден в отношении скоростей.

Преимущество шарового конденсатора перед другими методами задерживающего поля заключается в чрезвычайно резком спадании тока при достижении соответствующей напряженности задерживающего поля. Скорость фотоэлектрона определяется из соотношения:

$$\frac{1}{2} mv^2 = eU,$$

где U — напряжение между электродами, при котором наступает изменение величины фототока; это напряжение определяется из кривой, выражающей зависимость фототока от приложенного напряжения (рис. 92).

3. Метод измерения скорости электронов по пробегу

Изменение скорости фотоэлектронов может быть произведено и путем измерения величины пробега, если пользоваться при этом уже ранее упоминавшимся соотношением Виддингтона.

Особенно ценным этот метод становится в соединении с камерой Вильсона, где можно, наблюдая пути отдельных электронов, легко и надежно с помощью стереоскопических снимков измерять величину их пробега.

4. Анализ скоростей фотоэлектронов

Анализ скоростей фотоэлектронов показал, что явление фотоэффекта в рентгеновых лучах протекает совершенно аналогично явлению фотоэффекта в ультрафиолетовых и видимых лучах.

Энергия фотоэлектронов определяется соотношением Эйнштейна, с той лишь разницей, что кинетическая энергия электрона выражается релятивистской формулой, так как скорость их близка к скорости света:

$$mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = h\nu - W_0 \quad (5,3)$$

В формуле (5,3) β есть отношение скорости электрона v к скорости света c . С уменьшением длины волны рентгеновых лучей ν растет. Скорость электронов согласно (5,3) также должна возрастать, что в действительности и имеет место. Скорости фотоэлектронов, определенные на опыте, совпадают весьма точно с тем, что дает вычисление по формуле (5,3), если в нее для W_0 подставить значения для уровней энергии, найденные нами ранее путем измерения критического напряжения или из данных о спектрах поглощения. Трактовка величины W_0 как работы вырывания электрона из атома придает однозначное толкование формуле (5,3). Величину $h\nu$ мы должны рассматривать как энергию кванта рентгеновых лучей, под действием которого вырываются фотоэлектроны. Тогда кинетическая энергия фотоэлектрона находится как разность между энергией кванта и работой вырывания электрона из атома.

Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта может быть применено для решения двух спектроскопических задач. Согласно формуле (5,3), если нами найдена энергия фотоэлектрона и известна длина волны рентгеновых лучей, то мы можем определить величины уровней энергии в атоме W_0 . Другая задача, решаемая с помощью (5,3), заключается в определении длины волны рентгеновых лучей на основании известных значений уровней энергии.

Эти методы решения spectroграфических задач имеют существенное значение в области мягких рентгеновых лучей, где измерения длин волн и краев полос поглощения с помощью кристаллической решетки весьма затруднены. Упоминаемый ранее метод шарового конденсатора был применен Лукирским именно для измерения длин волн мягких рентгеновых лучей. Пользуясь этим методом, Робинзон определял уровни энергии в M - и N -группе ряда элементов. В M -группе ему удалось определить все пять уровней.

В табл. 28 собраны значения уровней энергии в атоме, определяемые из измерения скоростей электронов.

Таблица 28

Значения уровней энергии, вычисленные из магнитных спектров

Название элемента	Действующее излучение	L _I	L _{II}	L _{III}	M _I	M _{II}	M _{III}	M _{IV}	M _V
92 U	UL α_1	—	—	—	—	—	322,1	279,8	265,2
90 Th	ThL α_1	—	—	—	—	365,5	318,7	262,7	247,8
88 Bi	BiL α_1	{	—	—	295,1	279,4	242,4	200,9	—
	BiL β_1		—	—	311,7	275,1	241,2	202,1	193,4
	BiL γ_1		—	—	301,7	271,7	239,0	194,0	196,6
	BiL γ_2		—	—	—	—	—	196,0	—
	BiL γ_3		—	—	—	—	—	191,8	—
82 Pb	PbL α_1	{	—	—	—	268,4	233,3	192,7	186,0
	PbL β_1		—	—	—	—	228,4	187,7	—
	PbL γ_1		—	—	—	—	—	185,9	—
	PbL γ_2		—	—	—	—	—	191,4	—
79 Au	AuL α_1	{	—	—	—	245,5	209,5	172,1	—
	AuL β_1		—	—	258,6	—	205,5	—	168,1
74 W	WL α_1	{	—	—	—	193,5	175,8	141,1	136,5
	WL β_1		—	—	—	—	—	146,0	139,2
	WL β_2		—	—	—	—	—	—	134,6
	WL γ_1		—	—	207,3	186,4	177,1	137,7	—
42 Mo	MoK α_2	{	210,9	—	—	—	—	—	—
	MoK α_1		—	200,5	192,7	—	—	—	—
	MoK β_1		212,5	—	185,9	—	—	—	—
40 Zr	ZrK α_2	{	196,9	172,2	—	—	—	—	—
	ZrK α_1		189,0	164,7	—	—	—	—	—
	ZrK β_1		194,4	173,5	—	—	—	—	—
	ZrK γ_1		—	—	162,4	—	—	—	—
38 Sr	SrK α_2	{	168,4	149,5	—	—	—	—	—
	SrK α_1		—	144,8	—	—	—	—	—
	SrK β_1		—	—	147,3	—	—	—	—
35 Br	BrK α_2	{	136,4	—	122,2	—	—	—	—
	BrK β_1		137,0	—	116,2	—	—	—	—
33 As	AsK α_2	{	116,8	101,2	—	—	—	—	—
	AsK α_1		118,4	102,4	—	—	—	—	—
	AsK β_1		—	100,0	—	—	—	—	—
	AsK γ_1		118,2	103,0	—	—	—	—	—
29 Cu	CuK α_2	{	85,9	73,5	—	—	—	—	—
	CuK α_1		84,9	74,1	—	—	—	—	—
	CuK β_1		—	—	68,6	—	—	—	—
	CuK γ_1		83,5	69,3	—	—	—	—	—
	CuK γ_2		81,9	70,0	—	—	—	—	—

Если вещество пластинки S , служащей источником фотоэлектронов, известно, и если материал антикатада, испускающего рентгеновы лучи, также известен, то мы можем заранее определить, с какими скоростями будут наблюдаться группы электронов при фотоэффекте. Детальное изучение этих групп обнаружило, однако, что кроме ожидаемых групп фотоэлектронов, скорости которых совпадают со скоростями электронов, вычисленными из формулы (5, 3), наблюдаются еще дополнительные группы электронов.

5. Сложный фотоэффект (эффект Оже)

В качестве примера появления дополнительных групп электронов, наблюдающихся при фотоэффекте, можно рассмотреть ставшие классическими данные, полученные М. де-Бройлем.

Таблица 29

Природа группы		$\frac{v}{R}$	Природа группы		$\frac{v}{R}$
излучение	уровень		излучение	уровень	
WK_{α_2}	AgK	$4\ 270 - 1\ 850 = 2\ 370$	WK_{α_2}	AgL	$4\ 270 - 250 = 4\ 020$
WK_{α_1}	AgK	$4\ 370 - 1\ 880 = 2\ 490$	WK_{α_1}	AgL	$4\ 370 - 250 = 4\ 120$
WK_{β_1}	AgK	$4\ 950 - 1\ 880 = 3\ 070$	WK_{β_1}	AgL	$4\ 950 - 250 = 4\ 700$
WK_{β_2}	AgK	$5\ 090 - 1\ 880 = 3\ 210$			

В установке, подобной той, какая изображена на рис. 89, де-Бройль исследовал магнитные спектры фотоэлектронов. В качестве источника фотоэлектронов употреблялась серебряная пластинка, источником рентгеновых лучей служила рентгеновская трубка с вольфрамовым антикатодом. Помимо групп, приведенных в табл. 29¹⁾ и соответствующих вырыванию электронов излучением вольфрама с K - и L -уровней серебра, было установлено наличие дополнительных групп, скорости которых оказались таковы, как если бы эти электроны возникали в результате фотоэффекта под влиянием излучения K -серии самого серебра.

Найденные группы представлены в табл. 30.

Таблица 30

Природа группы		$\frac{v}{R}$	Природа группы		$\frac{v}{R}$
излучение	уровень		излучение	уровень	
$AgK_{\alpha_1\alpha_2}$	AgL	$1\ 620 - 250 = 1\ 370$	AgK_{β_1}	AgL	$1\ 820 - 250 = 1\ 570$
$AgK_{\alpha_1\alpha_2}$	AgM	$1\ 620 - 50 = 1\ 570$	AgK_{β_1}	AgM	$1\ 820 - 50 = 1\ 770$

¹⁾ Числа, приведенные в последнем столбце таблицы, представляют частоту кванта, деленную на постоянную Ридберга; из этого отношения вычитается соответствующее выражение для энергии уровня. Наконец, за знаком равенства стоит число, предельное частоту кванта, деленную на постоянную Ридберга для такого кванта, энергия которого равна энергии фотоэлектрона.

Совершенно такие же скорости фотоэлектронов наблюдаются и при освещении серебряной пластинки рентгеновыми лучами, излучаемыми серебряным антикатодом.

Таким образом появление дополнительных групп электронов можно трактовать как фотоэффект, производимый характеристическими лучами серебра, возникающими при прохождении лучей вольфрама через пластинку серебра. Будем ради удобства называть эти группы фотоэлектронов фотоэлектронами второго рода.

Если посмотреть внимательно на рис. 90, представляющий фотографию магнитного спектра, полученную при освещении серебряной пластинки лучами вольфрама, то мы увидим, что относительная интенсивность фотоэлектронов второго рода весьма велика.

Число фотоэлектронов второго рода оказывается того же порядка, как и число обычных фотоэлектронов (первого рода). Это обстоятельство кажется весьма странным, так как если электроны второго рода появляются в результате поглощения вторичного характеристического излучения, то интенсивность их (как вторичного эффекта) должна быть весьма малой.

Если по числу фотоэлектронов второго рода подсчитать коэффициент поглощения характеристического излучения серебра в серебре же, то мы получаем ненормально высокое значение для коэффициента поглощения, по сравнению с значением этого коэффициента поглощения, измеренным для тех же лучей и в том же веществе (Ag), но обычными методами.

Чрезвычайно большую интенсивность фотоэлектронов второго рода можно иллюстрировать еще следующим приемом. Мейтнер (Meitner) исследовала магнитные спектры радиоактивного изотопа тория UX₁, который был нанесен тонким слоем на достаточно толстую пластинку из платины. Хотя очевидно, что характеристическое излучение Th должно было в основном поглощаться атомами платины, анализ магнитных спектров обнаружил наличие только фотоэлектронов второго рода:

Th K_{α} — Th L

Th K_{α} — Th M

Th K_{α} — Th N

Электронов, отвечающих нормальному фотоэффекту для платины:

Th K_{α} — Pt L

и т. д., обнаружено не было.

6. Механизм испускания фотоэлектронов второго рода

Приведенных выше фактов совершенно достаточно, чтобы отбросить трактовку сложного фотоэффекта (появление фотоэлектронов второго рода) как результат простого поглощения вторичного излучения.

Дальнейшее изучение явления сложного фотоэффекта позволило установить, что фотоэлектрон второго рода испускается тем же атомом, что и фотоэлектрон первого рода. В подтверждение этого соображения можно привести следующие опыты.

1. При изучении фотоэффекта методом наблюдения путей электронов в камере Вильсона можно обнаружить фотоэлектроны второго рода по их пробегу. Согласно данным табл. 30 можно определить энергию фотоэлектронов второго рода с помощью соотношений:

$$\begin{aligned} E_k &= W_K - W_L - W_L = W_K - 2W_L, \\ E'_k &= W_K - W_L - W_M \end{aligned} \quad (5, 4)$$

и т. д., где E_k , E'_k — кинетическая энергия фотоэлектронов, а W_K , W_L , W_M — значения энергий соответственных уровней.



Рис. 93.

Из формулы (5, 4) следует, что скорость фотоэлектронов второго рода не должна зависеть от падающей первичной радиации (это было подтверждено опытами Оже). Поэтому на снимках в камерах Вильсона фотоэлектронам второго рода должны отвечать пути („трэки“) электронов определенного пробега, не зависящие от длины волны первичного излучения. Изучение путей фотоэлектронов второго рода подтвердило это положение. При этом обнаружилась, однако, весьма замечательная особенность фотоэлектронов второго рода: пути, отвечающие им, никогда не наблюдаются в виде отдельных „трэков“.

При наблюдении путей фотоэлектронов наряду с нормальными следами отдельных электронов часто можно заметить двойные (иногда в большом числе — четверные) трэки, представляющие путь двух (или соответственно большего числа) электронов, выходящих из одной точки (фотографии этих путей показаны на рис. 93). Один из этих следов всегда представляет путь фотоэлектрона первого рода, другой — всегда путь фотоэлектрона второго рода. Фотоэлектрон второго рода наблюдается только в сопровождении обычного фотоэлектрона.

Вторым опытом, свидетельствующим о том, что фотоэлектрон второго рода вырывается из того же атома, из которого был удален и фотоэлектрон первого рода, является различие в величинах работы вырывания фотоэлектрона второго рода с какого-нибудь уровня и нормального значения этого уровня энергии. Это различие удалось установить в результате точного измерения скоростей фотоэлектронов. Если бы фотоэлектрон второго рода получался в результате удаления его с какого-нибудь уровня, например с уровня нормального атома, то величина работы вырывания совпала бы, согласно условию Эйнштейна, со значением энергии этого уровня. Если же удаление фотоэлектрона второго рода будет происходить из возбужденного атома, у которого уже отсутствует один электрон, то работа вырывания его будет больше (см. образование искровых линий) вследствие изменения экранирующей постоянной.

Сопоставление энергии фотоэлектрона второго рода с энергией удаления электрона из нормального атома произведено в табл. 31. В левой части этой таблицы приведены данные, относящиеся к фотоэлектронам второго рода, образующимся при освещении меди излучением от молибденового антикатада. В первом столбце указано значение ρH , вычисленное из магнитных спектров, во втором столбце — величина $\frac{\nu}{R}$ (где ν — частота кванта, энергия которого эквивалентна энергии фотоэлектрона), в третьем столбце — символ уровня, из которого вылетает фотоэлектрон, в четвертом столбце — разность между энергией кванта и работой выхода фотоэлектрона второго рода. В правой части этой таблицы указаны те же данные, но относящиеся к фотоэлектронам первого рода, возникающим при освещении медной пластинки лучами $K_{\alpha 12}$ меди.

Таблица 31

ρH	$\frac{\nu}{R}$	Символ уровня	$\frac{\nu}{R}$	ρH	$\frac{\nu}{R}$	Символ уровня	$\frac{\nu}{R}$
279,5	506,9	L_I	592,8 — 85,9	281,0	512,3	L_I	592,8 — 80,5
283	519,3	$L_{II} L_{III}$	592,8 — 73,5	284,3	524,3	$L_{II} L_{III}$	592,8 — 68,5
297,2	572,4	L_I	655,9 — 83,5	301,1	587,4	M	592,8 — 5,4
300,9	586,6	$L_{II} L_{III}$	655,9 — 69,3				
	649,7	M	655,9 — 6,2				

Приведенная таблица показывает, что, действительно, работа вырывания фотоэлектрона второго рода из атома требует большей энергии, чем обычное удаление электрона из атома, и следовательно, происходит в возбужденном атоме.

Если стоять на точке зрения возникновения фотоэлектронов второго рода в результате поглощения вторичных характеристических лучей, то описанные выше опыты можно было бы понимать только как поглощение радиации в собственном „материнском“ атоме. Это „внутреннее поглощение“ должно было бы быть весьма большим по сравнению с обычным

поглощением (относительно большое число фотоэлектронов второго рода). Однако можно указать некоторые факты, говорящие против реального существования такого „внутреннего поглощения“. Согласно установленной выше схеме уровней (рис. 66) возникновение характеристического излучения возможно только в результате перехода электрона с уровня L_{II} и L_{III} на K . Переход с излучением с уровня L_I на уровень K запрещен. Излучения, соответствующего такому переходу, не существует. Поэтому, если фотоэлектроны второго рода возникают в результате „внутреннего поглощения“ характеристического излучения, то среди пары удаленных с уровня L электронов один должен быть вырван обязательно с уровня L_{II} или L_{III} . Схема, изображенная на рис. 94, показывает возможные пары переходов, при которых вырываются электроны второго рода.

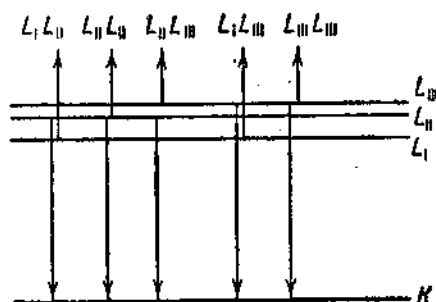


Рис. 94.

Однако Робинзон, производивший весьма тщательное исследование магнитных спектров, обнаружил у As, Mo, Sr появление группы фотоэлектронов, энергия которых соответствует разности.

$$E_2 = W_K - 2W_{L_I} - \Delta, \quad (5,5)$$

где Δ представляет величину, меньшую разности энергии уровней L_{II} и L_I ; это означает что работа удаления второго электрона с уровня L_I равна не W_{L_I} , а $W_{L_I} + \Delta$.

Появление такой группы фотоэлектронов второго рода подтверждено специальной работой Эллиса, наблюдавшего сложный фотоэффект у радиоактивных элементов 83 и 84. Пользование радиоактивным веществом, у которого вырывание электрона из уровня K происходит в результате „внутреннего поглощения“ — радиации, которое много больше, чем обычное поглощение, позволило Эллису получить достаточно интенсивные магнитные спектры при пользовании весьма тонким слоем вещества, испускающего фотоэлектроны, и тем самым устранить основную погрешность в измерении магнитных спектров (изменение скорости фотоэлектронов при прохождении через вещество).

Таблица 32
Фотоэлектроны второго рода у элемента 84 по Эллису (Ellis)

Энергия фото- электрона $E \cdot 10^{-5}$	Природа электрона	Относитель- ное число	Энергия фото- электрона $E \cdot 10^{-5}$	Природа электрона	Относительное число
0,7347	$L_{III} N_{III}$	0,7	0,6296	$L_{III} L_{III}$	1,5
0,7285	$L_I N_I$	1,0	0,6066	$L_{II} L_{III}$	2,8
0,7108	$L_{II} M_{III}$	0,8	0,5998	$L_I L_{III}$	1,6
0,7025	$L_I M_{III}$	0,7	0,5770	$L_I L_{II}$	2,2
0,6985	$L_I M_{II}$	0,7	0,5695	$L_I L_I$	1,2

Таблица 33

Фотоэлектроны второго рода у элемента 84 по Эллису

Энергия фото- электрона	Природа электрона	Относительное число	Энергия фото- электрона	Природа электрона	Относительное число
0,6489	$L_{III} L_{III}$	0,2	0,5925	$L_I L_{II}$	0,9
0,6237	$L_{II} L_{III}$	0,3	0,5849	$L_I L_{II}$	0,9
0,6163	$L_I L_{III}$	0,3			

Результаты измерений Эллиса приведены в табл. 32 и 33. Присутствие группы фотоэлектронов второго рода, отвечающих условию (5, 5), можно считать установленным в случае обоих элементов. Более того, число фотоэлектронов, образующихся в результате переходов с уровня L_I на K , примерно такое, как и с уровня L_{III} на K . Наличие фотоэлектронов типа (5, 5) заставляет нас предполагать, что характеристическое излучение и испускание фотоэлектронов второго рода — два независимых процесса, идущих параллельно друг другу.

Сложный эффект — появление фотоэлектронов второго рода — означает, что избыток энергии, образующийся в атоме в результате перехода с одного из уровней L на уровень K , может быть либо отдан в виде кванта соответствующей частоты, либо забран каким-нибудь электроном атома, который мы и наблюдаем в виде фотоэлектрона второго рода, причем часть этого избытка энергии тратится на работу вылета электрона из атома.

7. Пространственное распределение фотоэлектронов

До сих пор мы интересовались только величиной скорости фотоэлектрона, которая определялась нами из условия Эйнштейна.

Каково же будет направление вылета фотоэлектрона? Каково направление его скорости? Первые опыты, предпринятые для выяснения этого вопроса, были произведены в недостаточно точных условиях, и эти данные могут быть рассматриваемы лишь как ориентировочные.

Существенным результатом этих опытов явилось установление известной асимметрии в направлении вылета фотоэлектронов. Оказалось, что если направить пучок рентгеновых лучей перпендикулярно пластинке из исследуемого вещества, то фотоэлектронов, вылетающих из пластинки в направлении движения кванта рентгеновых лучей, заметно больше, чем в направлении обратном.

Наиболее совершенным методом изучения направления вылета фотоэлектронов является фотографирование путей фотоэлектронов в камере Вильсона. На этих снимках начальное направление вылета фотоэлектрона измеряется непосредственно, в то время как при изучении фотоэффекта с пластинок происходит частичное изменение направления движения фотоэлектронов вследствие рассеяния их в веществе пластинки. Однако изучение путей фотоэлектронов в камере Вильсона, для определения их пространственного распределения представляется весьма громоздкой задачей, требующей для своего разрешения весьма большого числа снимков.

Первое систематическое изучение пространственного направления фотоэлектронов было произведено Боте (Bothe) с помощью счетчика Гейгера. Установка Боте изображена на рис 95. Пучок рентгеновых лучей, вырезаемый диафрагмами *C* и *D*, пропусклся через окошко *F* в стеклянный сосуд, наполненный исследуемым веществом в газообразном состоянии. Возникающие на пути лучей фотоэлектроны проходили через отверстие *M* в измерительную камеру, где их число определялось счетчиком Гейгера. Счетчик мог поворачиваться вокруг оси, проходящей через *M*, и, следовательно, можно было производить измерение числа фотоэлектронов, образующих различные углы с падающими лучами. Давление газа в приборе подбиралось таким, чтобы не происходило заметного отклонения фотоэлектронов вследствие рассеяния.

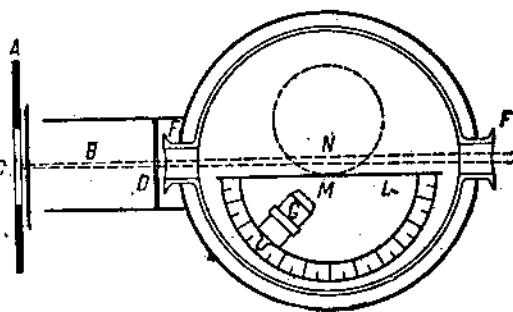


Рис. 95.

Результаты измерения Боте графически изображаются в виде кривых, представляющих зависимость числа фотоэлектронов от угла. Каждая из

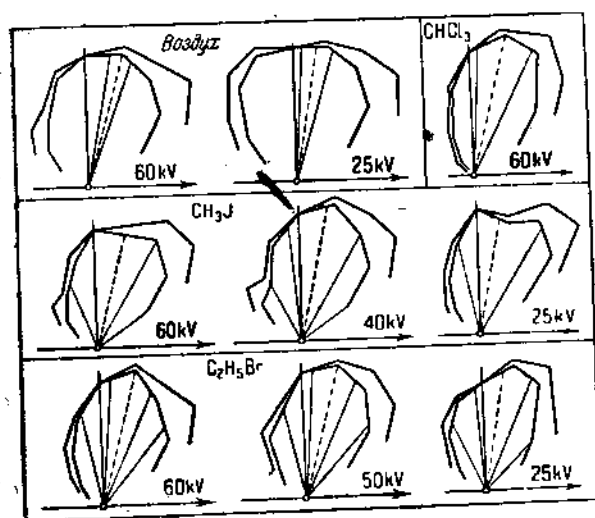


Рис. 96.

кривых на рис. 96 дана в полярных координатах. Величина радиуса-вектора, проведенная из начала координат в какую-нибудь точку кривой в соответственном масштабе, представляет число фотоэлектронов, образующих с направлением рентгеновых лучей угол, равный углу, образованному на кривой радиусом-вектором с полярной осью. Цифры, стоящие внизу у кривых, показывают величину напряжения, приложенного к рентгеновской трубке, а в верхнем углу слева приведена химическая формула вещества, фотоэффект с которого изучался. Изучение производилось при различных давлениях; соответственно этому на каждой диаграмме даны две кривые, отвечающие разным давлениям.

Выводы, которые могут быть сделаны из этой работы, таковы:

1. Фотоэлектроны вылетают преимущественно в направлениях, образующих с рентгеновыми лучами углы, близкие к 90° .

2. Существует асимметрия в направлении вылета фотоэлектронов. Вперед, по направлению пучка рентгеновых лучей, вылетает большее число электронов; соответственно этому направлению, в котором вылетает наибольшее число электронов, образует с первоначальным пучком угол, меньший 90° .

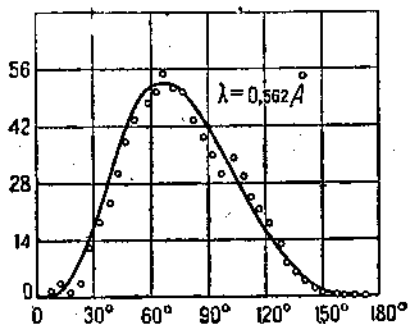


Рис. 97.

3. Степень асимметрии в направлении вылета фотоэлектронов растет с уменьшением атомного номера вещества, служащего источником электронов. Асимметрия растет также и с уменьшением длины волны.

4. Асимметрия для фотоэлектронов из *L*-группы больше, чем для фотоэлектронов из *K*-группы.

Результаты, полученные Боте, были затем подтверждены исследованиями Ватсона, Оже, Андерсона и др. На рис. 97 приведена одна из кривых, полученных Андерсоном для пространственного распределения фотоэлектронов при изучении их путей в камере Вильсона. Кривая относится к воздуху, в котором производится ионизация рентгеновыми лучами с длиной волны $0,562 \text{ Å}$. Здесь, как и на кривых Боте, отчетливо видно что в основном фотоэлектроны летят в направлениях, угол которых с направлением рентгеновых лучей близок к 90° .

Естественно поэтому поставить вопрос: не связано ли направление вылета фотоэлектронов с электрическим полем волны, не вылетают ли электроны преимущественно в направлении вектора напряженности электрического поля? Такого рода опыты совершенно естественно произвести для пучка поляризованных рентгеновых лучей, в котором направление электрического вектора может быть заранее установлено. Распределение электронов, что совершенно очевидно, должно при этом изучаться не по отношению к направлению падающих рентгеновых лучей, а по отношению к вектору напряженности электрического поля рентгеновых лучей. Такое изучение может быть проведено для распределения фотоэлектронов в плоскости, перпендикулярной направлению распространения рентгеновых лучей. Будем такое распределение фотоэлектронов называть поперечным в отличие от указанного ранее продольного распределения (распределения фотоэлектронов по отношению к направлению рентгеновых лучей).

Поперечное распределение фотоэлектронов было впервые изучено Бэббом (Bibb), который в качестве источника рентгеновых лучей употреб-

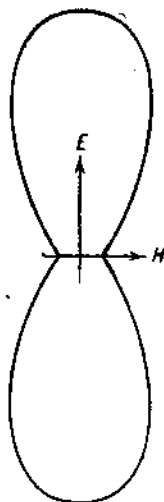


Рис. 98.

лял рассеянное излучение от парафина, частично поляризованного. Результат измерений Бэбба изображен на рис. 98 в виде кривой, дающей зависимость числа фотоэлектронов от угла между направлением вылета фотоэлектронов и направлением электрического вектора. Кривая отнесена к полярной системе координат, т. е. радиус-вектор, проведенный к кривой под заданным углом, представляет в соответственном масштабе число фотоэлектронов, вылетающих под этим углом.

Полученная кривая показывает, что вылет фотоэлектронов действительно совершается преимущественно в направлении электрического вектора волны.

Рассмотрение вопроса о направлении вылета фотоэлектронов закончим указанием о направлении вылета фотоэлектронов второго рода. Специальные опыты, поставленные в этом направлении Оже, показали, что направление вылета фотоэлектронов второго рода является случайным как по отношению к первичным рентгеновым лучам, так и по отношению к фотоэлектронам первого рода.

8. Выход фотоэлектронов

Основные задачи, которые необходимо разрешить при изучении количественных отношений, наблюдающихся при вылете фотоэлектронов, заключаются, во-первых, в определении зависимости интенсивности испускания (числа фотоэлектронов) от длины волны рентгеновых лучей и от вещества, освещаемого ими. Существенным, конечно, здесь является переход через край полосы поглощения. Вторая задача заключается в определении выхода фотоэлектронов, т. е. отношения количества энергии рентгеновых лучей, перешедшей в энергию фотоэлектронов, к поглощенной энергии рентгеновых лучей.

Согласно формуле (4, 5) энергия фотоэлектронов, возникающих в слое dx , равна kdx , где k можно назвать коэффициентом фотоэмиссии. Количество поглощенной в этом случае энергии будет равно τdx , и искомое отношение η , которое представляет выход фотоэлектронов, будет:

$$\eta = \frac{k}{\tau}. \quad (5, 6)$$

Далее, весьма существенным является установление соотношения между величинами k и p (4, 5) в зависимости от различных условий возникновения фотоэлектронов, в частности определение зависимости между энергией характеристического излучения (флуоресценция) и энергией фотоэлектронов для различных веществ.

В основном измерение интенсивности фотоэмиссии производится по ионизирующему действию фотоэлектронов. Путем определения тока насыщения, при котором все ионы, созданные фотоэлектронами, приводятся соответственным электрическим полем к электродам, определяется число пар ионов, создаваемых фотоэлектронами в заданном объеме газа. При этом мы имеем все основания считать, что эта ионизация, производимая электронами, будет пропорциональна их числу. Однако производить абсолютные измерения как числа фотоэлектронов, так и их вывода — задача весьма трудная, так как, с одной стороны, общая ионизация,

производимая электронами, зависит как от скорости фотоэлектронов, так и от рода газа, в котором ионизация производится. С другой стороны, и определение абсолютного значения энергии рентгеновых лучей — задача, еще не очень хорошо разрешенная. Поэтому все количественные измерения фотоэмиссии имеют еще весьма приблизительный характер.

Один из основных приемов, применяющихся при измерении энергии фотоэлектронов, заключается в определении зависимости ионизационного тока, возникающего при освещении рентгеновыми лучами плоского конденсатора, от давления газа, находящегося между пластинками конденсатора. Ионы, образующиеся в газе при этих условиях, будут обязаны своим происхождением как непосредственному воздействию рентгеновых

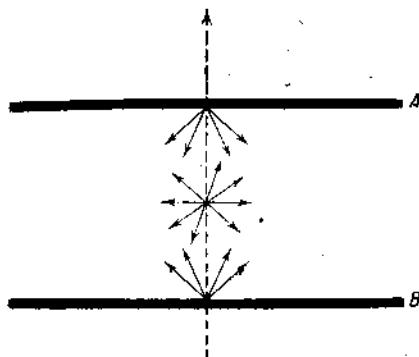


Рис. 99.

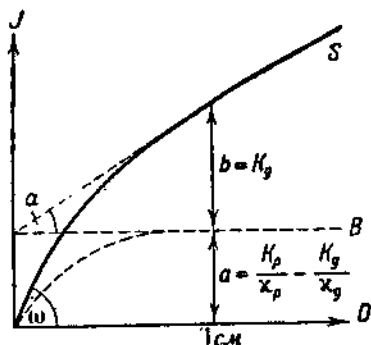


Рис. 100.

лучей, так и фотоэлектронам, вылетающим под действием рентгеновых лучей из обеих пластин конденсатора; при этом будет расти с увеличением давления общее число возникающих ионов (рис. 99). Так как возникающие под действием рентгеновых лучей фотоэлектроны обладают значительно большим коэффициентом поглощения, чем рентгеновы лучи, их возбуждающие, то при некотором давлении газа между пластинками все фотоэлектроны будут поглощены полностью, и число ионов, ими образуемых в дальнейшем, с увеличением давления возрастать не будет. Дальнейший рост ионизационного тока будет уже целиком обусловлен увеличением ионизации, производимой непосредственно рентгеновыми лучами в газе. Типичная зависимость тока от давления, получающаяся при этом, изображена на рис. 100.

Согласно вычислениям Бьютти зависимость ионизационного тока от давления можно представить следующим соотношением:

$$J = K_g D + \left(\frac{K_p}{x_p} - \frac{K_g}{x_g} \right) (1 - e^{-x_g D}). \quad (5, 7)$$

В этой формуле D означает давление газа, K_g — ионизирующий коэффициент рентгеновых лучей, x_g — коэффициент поглощения фотоэлектронов в газе, K_p и x_p — коэффициент фотоэмиссии и коэффициент поглощения фотоэлектронов в пластинках конденсатора. Согласно этой формуле K_g определяется из наклона прямолинейной части кривой

$$K_g = \operatorname{tg} \alpha. \quad (5, 8)$$

Для малых давлений формула (5,7) принимает вид:¹⁾

$$J = \frac{K_g}{x_p} K_g D. \quad (5,9)$$

Следовательно, тангенс угла наклона начальной части кривой определит величину

$$K_p \frac{x_g}{x_p} = \operatorname{tg} \omega. \quad (5,10)$$

Наконец, при больших значениях D член $e^{-H_g D}$ принимает значение, равное нулю (прямолинейная часть кривой), и отрезок по оси ординат, отсекаемый прямолинейной частью кривой, дает нам:

$$a = \frac{K_p}{x_p} - \frac{K_g}{x_g}. \quad (5,11)$$

Написанные уравнения дают возможность вычислить

$$x_g = \frac{\operatorname{tg} \omega - \operatorname{tg} a}{a} \quad (5,12)$$

и затем

$$\frac{K_p}{x_p} = \frac{a \operatorname{tg} \omega}{\operatorname{tg} \omega - \operatorname{tg} a}. \quad (5,13)$$

Величина x_p — коэффициент поглощения электронов — может быть определена независимым путем или вычислением по формуле Виддингтона (2,26); поэтому равенства (5,8), (5,12), и (5,13) позволяют определить все величины, входящие в формулу (5,7).

Результаты определения зависимости коэффициента k от длины волны рентгеновых лучей, найденные из этих измерений, даны на рис. 101. Коэффициент фотоэмиссии меняется сравнительно мало при длинах волн, больших края полосы поглощения. При переходе через край полосы поглощения наблюдается резкое возрастание величины k , а затем уменьшение ее по мере уменьшения длины волны рентгеновых лучей.

С физической точки зрения в этой кривой, выражающей зависимость K от λ , нас могут интересовать, во-первых, величина скачка коэффициента фотоэмиссии у края полосы поглощения, и, во-вторых, ход зависимости величины K от λ . Последнее имеет существенный интерес для выяснения механизма поглощения рентгеновых лучей.

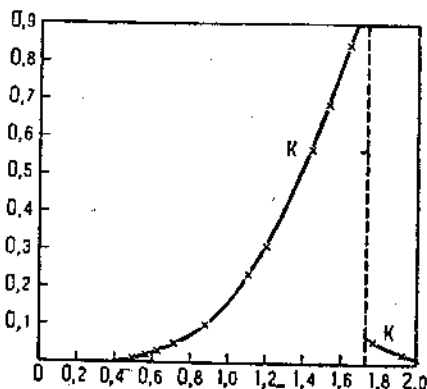


Рис. 101.

¹⁾ В этом случае $1 - e^{-x_g D} = 1 - x_g D$.

Изучение скачка поглощения и фотоэмиссии в сравнительно недавнее время было произведено Барела (Barkla) и Даласом (Dallas), которые измерили относительное значение коэффициента K , пользуясь в качестве источника рентгеновых лучей характеристическим спектром различных элементов.

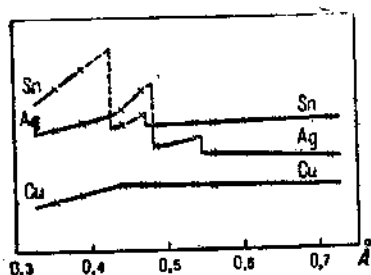


Рис. 102.

Названными авторами было измерено отношение ионизации, производимой фотоэлектронами Cu, Ag и Sn, к ионизации, производимой фотоэлектронами, вырывающимися из платины рентгеновыми лучами той же длины волны. Платина была выбрана в качестве эталона потому, что в исследуемом интервале длин волн она не имеет границ поглощения.

Результаты измерений изображены на кривых рис. 102. Отношение числа фотоэлектронов, получаемых от Cu, к числу их, получаемому от платины, оказалось почти не зависящим от длины волны (Cu также не имеет скачков поглощения в этом спектральном интервале).

Из рассмотрения кривых на рис. 102 можно сделать еще одно заключение, именно: число фотоэлектронов растет с увеличением атомного номера (или атомного веса).

Более детальное выяснение зависимости числа фотоэлектронов от атомного веса вещества, испускающего эти электроны, произведено Муром (Moore). Данные Мура приведены в табл. 34.

Таблица 34

Вещество излучателя	K_a	$A^4 \cdot 10^{-4}$	$\frac{A^4}{K_a} \cdot 10^{-4}$	Вещество излучателя	K_a	$A^4 \cdot 10^{-4}$	$\frac{A^4}{K_a} \cdot 10^{-4}$
C	0,2	2,07	10,3	S	10,9	104,8	9,6
N	0,34	3,84	11,3	Cl	14,7	158,8	10,8
O	0,62	6,55	10,4				

Во втором столбце дано значение коэффициента фотоэмиссии, а в четвертом столбце — отношение четвертой степени атомного веса к значению коэффициента эмиссии.

Из данных этой таблицы мы можем сделать весьма важный вывод: коэффициент фотоэмиссии изменяется пропорционально четвертой степени атомного номера:

$$K = a \cdot Z^4. \quad (5, 14)$$

Введение в формулу (5, 14) значения порядкового номера Z вместо указанного в табл. атомного веса представляется нам допустимым, так как порядковый номер изменяется пропорционально атомному весу элемента. Кроме того, как показало изучение спектров испускания рентгеновых

лучей и явлений поглощения, атомные явления управляются изменением порядкового номера, а не атомного веса.

Если сравнить изменение коэффициента фотоэмиссии с изменением коэффициента поглощения, то мы заметим аналогичный характер их изменения. Там, где имеет место скачок в поглощении рентгеновых лучей, там существует и скачок в фотоэмиссии. Одинаков и ход изменения обоих коэффициентов с порядковым номером.

Посмотрим теперь, как далеко простирается эта аналогия, относится ли она также и к зависимости этих коэффициентов от длины волны рентгеновых лучей? Ответом на этот вопрос могут служить опыты Нэттелла и Вильямса (Williams), измеривших число фотоэлектронов и число электронов отдачи (о последних подробнее см. в главе о комптон-эффекте) в зависимости от различных длин волн; измерения велись путем наблюдения путей электронов в камере Вильсона.

Таблица 35

Соотношение чисел фотоэлектронов и электронов отдачи по Нэттеллу и Вильямсу

Название вещества	λ	N_R	N_p	$\frac{N_R}{N_p}$	$\frac{\sigma}{\tau}$	Название вещества	λ	N_R	N_p	$\frac{N_R}{N_p}$	$\frac{\sigma}{\tau}$
Кислород	0,709	26	205	0,127	0,174	Аргон	0,545	4	139	0,029	0,043
"	0,614	129	608	0,212	0,268	Воздух	0,57	153	454	0,337	0,372
"	0,545	109	358	0,305	0,383	"	0,35	139	83	1,67	1,57
Азот	0,614	223	722	0,309	0,400	$H_2 + O_2$	0,614	28	11	2,5	2,9
"	0,545	109	202	0,540	0,572	$200:2,3$					
Аргон	0,614	7	209	0,033	0,030	$H_2 + O_2$ $200:1,47$		73	21	3,5	4,4

Данные Нэттелла и Вильямса представлены в табл. 35, где в столбце третьем приведены числа электронов отдачи, в столбце четвертом — число фотоэлектронов, в столбце пятом — их отношение, а в столбце шестом — отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения. Из сравнения двух последних столбцов мы можем заключить, что отношение чисел электронов отдачи и фотоэлектронов совпадает с отношением коэффициентов поглощения и рассеяния, именно:

$$\frac{n_s}{n_p} = \frac{\sigma}{\tau}, \quad (5, 15)$$

где n_s и n_p — числа электронов отдачи и фотоэлектронов.

Так как σ (как это будет установлено ниже) приблизительно пропорциональна n_s , умноженному на $h\nu$, то

$$n_p = n_s \cdot \frac{\tau}{\sigma} \sim b' \cdot \frac{\tau}{\nu} = b \cdot \lambda \cdot \tau, \quad (5, 16)$$

а так как энергия фотоэлектронов в свою очередь определяется произведением $n_p h\nu$, то

$$K = n_p h\nu = A' \cdot \tau = A \lambda^3, \quad (5, 17)$$

т. е. и в отношении зависимости от длины волны коэффициент фотоэмиссии ведет себя так же, как и коэффициент поглощения.

9. Ионизация, производимая рентгеновыми лучами

Образование ионов, наблюдаемое в газах при освещении их рентгеновыми лучами, как мы указывали в начале книги, является одним из основных методов обнаружения рентгеновых лучей и измерения их интенсивности. Выше мы отметили уже, что и фотоэлектроны являются также ионизирующим агентом. Встает вопрос, имеет ли место непосредственное участие рентгеновых лучей в ионизации газов, например воздуха, или, быть может, ионизирующее действие рентгеновых лучей целиком обусловлено ионизацией, производимой фотоэлектронами?

Опыты, произведенные Бьюкитти, а затем и рядом других исследователей, показали, что по крайней мере 96% общего числа ионов, образующихся в газе при освещении его рентгеновыми лучами, обусловлено действием фотоэлектронов. Число ионов, создаваемых непосредственно рентгеновыми лучами, весьма невелико.

В том, что ионизация газа в основном обусловлена электронами, можно убедиться из сопоставления относительных коэффициентов ионизации для рентгеновых лучей и электронов. Под относительным коэффициентом ионизации понимается отношение числа ионов, образованных в данном газе, к числу ионов, образованных в воздухе, на том же пути при той же температуре и давлении. В табл. 36 даны значения относительных коэффициентов ионизации i_r рентгеновых лучей для различных веществ в газообразном состоянии. Ионизирующее действие фотоэлектронов также зависит от рода газа. Относительные коэффициенты ионизации, производимой электронами для лучей длины волны $1,1 \text{ \AA}$, даны в табл. 37. Эти числа не могут быть непосредственно сравнены с числами предыдущей таблицы, так как различные газы поглощают рентгеновы лучи различно, и, следовательно, общая ионизация в различных газах должна быть обусловлена еще различным числом фотоэлектронов. Поэтому в столбце третьем табл. 37 приведено отношение относительного коэффициента ионизации для рентгеновых лучей к коэффициенту поглощения. Эти цифры и следует сравнить с относительным коэффициентом ионизации для электронов i_e , приведенным в столбце втором. Числа обоих столбцов совпадают. Это и означает, что изменение ионизирующей способности рентгеновых лучей обусловлено изменением ионизирующей способности фотоэлектронов. Правильность этих данных может быть подкреплена следующим соображением.

Каждый фотоэлектрон созданный рентгеновыми лучами, обладает энергией (в зависимости от частоты кванта ν и энергии уровня, с которого электрон сорван) порядка десятков киловольт. На образование пары ионов в газе нужно затратить энергию в 33—35 В в среднем. Следовательно, один фотоэлектрон способен создать до сотни ионов.

Таблица 36

Значения относительного коэффициента ионизации для рентгеновых лучей.

λ	Средний газ	H ₂	N ₂	O ₂	CO ₂	H ₂ O	SH ₂	SO ₂	SeH ₂	C ₂ H ₂ Br ₂	CH ₃ J
2,29 Cr	0,33	—	—	—	1,40	—	—	—	—	—	—
1,93 Fe	0,32	—	—	1,37	1,41	1,325	14,7	—	30,3	—	—
1,65 Ni	0,32	—	—	1,35	1,39	1,335	14,9	11,5	—	—	162
1,54 Cu	0,32	0,0010	0,715	1,38	1,40	1,30	14,7	11,7	29,2	50	152
1,43 Zn	0,31	—	—	1,42	1,36	1,30	14,8	11,1	—	—	—
1,17 As	0,34	—	0,71	1,27	1,38	1,33	14,8	11,2	—	49,3	158
1,10 Se	0,33	—	—	1,31	1,35	1,37	15,0	11,7	80,6	50,5	—
0,87 Sr	0,36	—	—	1,28	1,40	1,31	15,3	11,7	122	165	—
0,71 Mo	0,34	—	—	1,28	1,43	1,38	15,2	12,2	190	221	188
0,62 Rh	—	—	—	—	1,41	—	15,3	12,3	—	—	—
0,59 Pd	—	—	—	—	1,39	—	15,4	12,7	—	—	—
0,56 Ag	0,36	—	0,72	1,32	1,39	1,34	15,45	12,6	231	279	198
0,49 Sn	0,36	0,0016	—	1,29	1,41	1,31	15,7	—	250	393	205
0,47 Sb	0,37	—	—	1,28	1,43	1,32	—	—	—	—	—
0,44 J	—	—	0,73	—	—	—	—	—	286	—	211
0,39 Ba	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	251
0,36 Cl	—	—	—	—	—	—	—	—	—	475	—

Таблица 37

Относительный коэффициент ионизации для электронов по Вариа и Диплоту

Газ	i_e	$\frac{i_R}{\tau}$	Газ	θ	$\frac{i_R}{\tau}$	Газ	i_e	$\frac{i_R}{\tau}$
Воздух	1,00	1,00	O ₂	1,10	—	SO ₂	0,96	0,90
H ₂	1,02	—	CO ₂	1,02	—	C ₂ H ₂ Br	1,50	1,60
N ₂	0,93	—	SH ₂	1,83	1,27	CH ₃ J	1,43	1,40

10. Выход характеристического излучения

Выход характеристического излучения может быть определен как отношение энергии вторичного излучения, образующегося в слое dx , к энергии рентгеновых лучей, поглощенной в этом слое:

$$W = \frac{p}{\tau} \quad (5,18)$$

Если частоту падающих лучей обозначим через ν , а частоту характеристического излучения — через ν_0 , то

$$W = \frac{\sum n_i h \nu_i}{n h \nu}, \quad (5, 19)$$

где n_i — число квантов характеристического излучения с частотой ν_i , а n — число поглощенных квантов.

Определение величины W может быть произведено двумя способами: непосредственным измерением энергии характеристического излучения и измерением числа фотоэлектронов второго рода.

На рис. 103 изображена схема опыта Комптона для измерения выхода характеристического излучения. Источником рентгеновых лучей служила пластинка R_1 , освещавшаяся рентгеновыми же лучами. Такой метод получения рентгеновых лучей был избран для устранения непрерывного спектра. С помощью системы диафрагм S вырезывался узкий пучок этих лучей.

Энергия этого пучка могла быть измерена с помощью ионизационной камеры, поставленной в положение A . Затем на пути этих лучей помещалась пластинка R_2 из исследуемого вещества таких размеров, чтобы падающий пучок полностью перекрывался, и энергия вторичного характеристического излучения, идущего от этой пластинки, измерялась помощью ионизационной камеры, поставленной в положение B .

Из геометрии хода лучей легко получить соотношение, связывающее величину W с значением энергии P_1 и P_2 в положениях A и B ионизационной камеры. Именно, число вторичных квантов ν_0 , возникающих в слое dx , будет

$$dn_0 = n_1 dx e^{-\mu_1 x},$$

где n_1 — число падающих квантов, τ_1 — частичный коэффициент поглощения соответственного уровня, μ_1 — коэффициент ослабления падающих лучей.

Но число поглощенных квантов еще не определяет вторичное излучение, так как не всякое вырывание электрона с уровня K приводит к вторичному излучению. Число вторичных квантов будет не dn_0 , а $W dn_0$. Из этого числа квантов в камеру попадает только часть, энергия которой dP_2 будет

$$dP_2 = W h \nu_0 dn_0 \frac{A e^{-\mu_2 x}}{4\pi r^2} = W \frac{A}{4\pi r^2} \tau_1 \frac{\nu_0}{\nu} P_1 dx e^{-(\mu_1 + \mu_2) x}. \quad (5, 20)$$

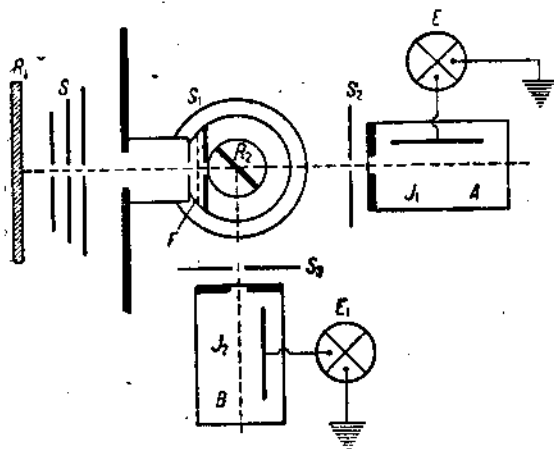


Рис. 103.

Интегрируя выражение (5,20) в пределах от 0 до ∞ , получим:

$$P_2 = \frac{W}{4\pi} P_1 \frac{A}{r^2} \cdot \frac{\tau_1}{\mu_1 + \mu_2} \cdot \frac{\gamma_1}{\gamma}, \quad (5,21)$$

где μ_2 — коэффициент ослабления для характеристического излучения в веществе пластинки R_2 , A — площадь щели в ионизационной камере, r — расстояние от R_2 до ионизационной камеры.

Из формулы (5,21) по измеренным величинам P_1 и P_2 можно определить W . Найденные Комптоном по этому способу значения даны в табл. 38.

Таблица 38

Выход вторичного излучения по Комптону

Длина волны первичн. лучей	Название вещества	Длина волны, характер. излуч.	Выход	Длина волны первичн. лучей	Название вещества	Длина волны, характер. излуч.	Выход
0,482	Mo	0,696	0,69	0,482	Ni	1,629	0,33
0,549	"	0,696	0,67	0,696	"	1,629	0,38
0,482	Se	1,085	0,53	0,859	"	1,629	0,38
0,696	"	1,085	0,55	1,085	"	1,629	0,37
0,859	"	1,085	0,56	1,410	"	1,629	0,42

Второй метод определения величины W состоит в определении числа квантов характеристического излучения и сравнении их с числом поглощенных квантов.

Каждый поглощенный квант может быть определен и зарегистрирован в камере Вильсона по появлению следа фотоэлектронов. Если след одиночный, то мы имеем дело с испусканием характеристического излучения; если же след будет двойной, то характеристического излучения не будет, мы будем иметь переход электрона с L на K без излучения. Поэтому если мы подсчитаем число двойных следов и число одиночных следов, то сумеем найти и коэффициент выхода характеристического излучения.

Пусть n_1 — число одиночных следов, а n_2 — число двойных следов, тогда

$$W = \frac{P}{\tau} = \frac{n_2 h\nu_i}{(n_1 + n_2) h\nu} = \frac{n_2}{n_1 + n_2} \cdot \frac{\gamma_i}{\gamma}. \quad (5,22)$$

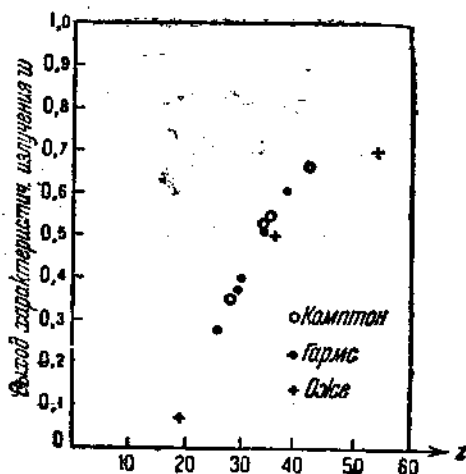


Рис. 104.

Измерения чисел n_1 и n_2 с помощью вильсоновской камеры были произведены Оже. Его результаты даны в табл. 39 и относятся к величине $\frac{n_2}{n_1 + n_2}$, т. е. представляют собой вероятность перехода электрона с уровня L на K без излучения. Из этих данных можно найти и w .

Таблица 39
Выход фотоэлектронов по Оже

Род фотоэлектронов	Xe 12 kV	Kr 12 kV	Xe 43 kV	Kr 22 kV	Kr 70 kV	Ar 70 kV
$1P_K 1E_K 2E_L$	—	—	13	156	144	140
$1P_K 1E_K 1E_o$	—	—	21			
$1P_K 1E_K$	—	—	25			
$1P_K 1E_L$	—	—	111	164	186	29
$1P_K$	—	—	36			
$1P_L 1E_L$	143	109	25			
$1P_L$	47	41	20	43		
$1P_{MN}$	36					
w_K	—	—	0,29	0,49	0,5	0,93
w_L	0,75	0,87	—	—	—	—

Результаты, полученные Оже, Комптоном, а также другими исследователями, сведены в общую кривую на рис. 104. Зависимость от атомного номера обнаруживается весьма отчетливо. Выход характеристического излучения у легких элементов мал.

Согласно измерениям Оже, у аргона только 7% переходов совершается с излучением рентгеновых лучей, остальные переходы сопровождаются вылетом фотоэлектронов второго рода.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ТЕОРИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

1. Поглощение с точки зрения теории импульсов

Первая теория поглощения рентгеновых лучей была предложена Томсоном на основе представления о них как об электромагнитных импульсах. Томсон предположил, что при прохождении импульса через вещество электроны, входящие в состав этого вещества, смещаются. Работа, затрачиваемая на перемещение этих зарядов, и представляет собой величину поглощенной энергии. Предполагая ради удобства подсчета, что напряженность электрического поля импульса равна E на первой половине ширины импульса и $-E$ на второй, Томсон находит выражение для поглощенной энергии импульса следующим образом. За первую половину прохождения импульса электрон приобретает скорость $\frac{E \cdot e}{m} \cdot \frac{d}{c}$, где e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света, d — половина ширины импульса. Смещение электрона будет при этом равно $\frac{1}{2} \frac{Ee}{m} \left(\frac{d}{c}\right)^2$. В конце прохождения импульса скорость электрона снова упадет до нуля, но путь, пройденный электроном во вторую половину прохождения импульса, будет такой же. Общее смещение заряда будет, следовательно:

$$x = \frac{eE}{m} \cdot \frac{d^2}{c^2}. \quad (6, 1)$$

Предполагая квази-упругую связь электрона, т. е. считая, что силы, связывающие электрон с положением равновесия, изменяются пропорционально расстоянию

$$F = -k^2x, \quad (6, 2)$$

получим для поглощенной энергии ΔW выражение:

$$\Delta W = \int_0^x -Fdx = \frac{k^2x^2}{2}. \quad (6, 3)$$

Если обозначим частоту собственных колебаний электрона через ν_0 , то для коэффициента k^2 получается хорошо известное выражение:

$$k^2 = 4\pi^2m\nu_0^2. \quad (6, 4)$$

Если теперь в формулу (6,3) подставить значения k и x , то для ΔW получим выражение:

$$\Delta W = \frac{2\pi^2 e^2 d^4}{mc^2 \lambda_0^3} E^2. \quad (6,5)$$

Энергия импульса на единицу сечения будет равна

$$\left(\frac{E^2}{8\pi} + \frac{H^2}{8\pi} \right) 2d = \frac{K^2 d}{2\pi}, \quad (6,6)$$

откуда коэффициент поглощения электронов

$$\tau_e = \frac{\Delta W}{E^2 d} 2\pi = \frac{4\pi^2 e^2 d^2}{mc^2 \lambda_0^3}. \quad (6,7)$$

Если теперь полученное для τ_e значение умножить на число электронов в группе K и подставить вместо λ_0 значение края полосы поглощения K -уровня (собственная длина волны), то получим частичный коэффициент поглощения серии K :

$$\tau_K = \frac{4\pi^2 e^2 d^2}{mc^2 \lambda_K^3} N_K. \quad (6,8)$$

В формулу (6,8) входит величина d , непосредственно на опыте не измеряемая. Вместо нее мы можем ввести длину волны рентгеновых лучей, полагая $d \approx \lambda$. Далее, как известно из закона Мозели, λ_K обратно пропорционально квадрату порядкового номера, следовательно,

$$\tau_K = a Z^4 \lambda^3, \quad (6,9)$$

где

$$a = \frac{2\pi^2 N_K m e^{10}}{n_K^4 c^4 h^3} \approx 10,4 \cdot 10^{-2}. \quad (6,10)$$

Значение константы a , вычисленное по формуле (6,10), получилось того же порядка, что и значение $1,91 \cdot 10^{-2}$, найденное Оуэном на опыте.

Приведенный вывод формулы (6,9) относится к импульсу рентгеновых лучей. Однако измерения коэффициента поглощения могут быть произведены и производятся для монохроматического излучения. В этом случае зависимость поглощения от длины волны должна быть иной; мы должны были бы ожидать весьма сильного поглощения для тех лучей, частота которых совпадает с собственной частотой электрона (резонанс). Опыт показывает, однако, что это не так: ход кривой поглощения обнаруживает вместо резонанса скачок в коэффициенте поглощения.

2. Квантовый характер поглощения рентгеновых лучей

Квантовая природа рентгеновых лучей проявляется в явлении поглощения весьма отчетливо. Можно указать ряд зависимостей, понимание которых без представления о квантах крайне затруднительно, если не невозможно. К числу этих зависимостей мы можем отнести следующие:

а) Скорости электронов, возникающих в результате поглощения рентгеновых лучей, не зависят от интенсивности излучения и по вели-

чине таковы, как если бы они вырывались из атома частицами с энергией $h\nu$:

$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu - W_1.$$

б) Существует резкий скачок в ходе поглощения рентгеновых лучей, который соответствует таким лучам, величина которых равна как раз работе вырывания электрона из атома.

с) Скачкообразное увеличение коэффициента поглощения рентгеновых лучей сопровождается резким увеличением числа фотоэлектронов;

д) Наблюдаемое на опыте число фотоэлектронов оказывается в точности равным числу поглощенных квантов.

К этим данным, разобранным нами уже ранее, можно добавить еще опыт Иоффе и Добронравова, показывающий, что квант света обладает определенным направлением движения. Опыт Иоффе и Добронравова заключался в следующем.

Наблюдался фотоэффект, производимый рентгеновыми лучами при падении их на висмутовую пылинку, помещенную в миллионвольский конденсатор (рис. 105). Положение пылинки в конденсаторе определялось с помощью двух взаимно перпендикулярных микроскопов. Предварительным освещением пылинки заряжалась и затем с помощью соответственно подобранных электрического поля уравнивалась так, что она оставалась в поле зрения микроскопов в течение достаточно долгого времени. Освещение пылинки производилось с помощью рентгеновской трубки, дающей весьма малое число квантов рентгеновых лучей, и притом редкими импульсами. Телом этой трубки служила эбонитовая пластинка, источником электронов — алюминиевая проволока, конец которой освещался через окошко F ультрафиолетовым светом. В результате этого освещения с проволоки срывались электроны, которые направлялись приложенным электрическим полем (10 000 В) к тонкой фольге A , служившей одновременно и антикатодом и окошком для выпуска рентгеновых лучей. Откачка трубки производилась через отстойник V .

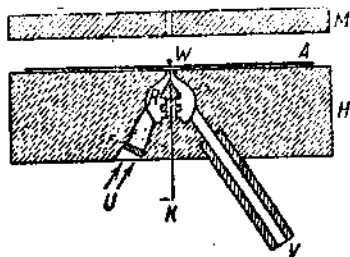


Рис. 105.

Если рентгеновы лучи, согласно классическим представлениям, распространяются в виде шаровых волн, то внутри телесного угла, под которым пылинка видна из антикатада, при каждом импульсе идет энергия, могущая вызвать фотоэффект на висмутовой пластинке. Это тотчас же могло быть обнаружено по изменению положения последней в поле зрения микроскопа. Срывание электронов мы должны наблюдать так часто, как следуют импульсы рентгеновых лучей. Если же имеют место представления Эйнштейна о световых квантах, вылетающих по определенным направлениям, распределение которых в пространстве случайно, то срывание электронов с пластинки будет происходить не при всяком импульсе, а лишь тогда, когда квант попадает на пластинку.

Во время опыта импульсы рентгеновых лучей следовали друг за другом в течение 10^{-3} сек., однако изменение заряда висмутовой пластинки происходило в 20—40 мин. Такое редкое срывание электронов полностью соответствует квантовым представлениям. Если вычислить из величины тока, протекающего через трубку, и значения телесного угла число квантов, попадающих на пластинку и могущих там поглотиться, и отсюда число фотоэлектронов, образующихся за определенный промежуток времени, то оказывается, что один фотоэлектрон должен возникать в 30 мин., что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Перечисленные выше факты заставляют нас включить в рассмотрение явлений поглощения квантовые представления.

3. Теория Крамерса

Согласно Крамерсу атомный коэффициент поглощения, представляющий отношение энергии, поглощенной атомом, к энергии лучей, падающих на единицу поверхности, характеризует вероятность захвата кванта атомом. Мы можем под τ_a понимать эффективное сечение атома по отношению к захвату кванта.

Если квант, проходя мимо атома, попадет в эту область τ_a , то он атомом будет захвачен; если квант проходит вне этой области, то поглощение его атомом не происходит. В результате поглощения кванта частоты ν образуется фотоэлектрон со скоростью v . Можно рассмотреть обратный процесс, процесс испускания кванта. В этом процессе электрон, летящий со скоростью v , захватывается атомом и излучает квант частоты ν . Такому процессу мы можем также сопоставить некоторую величину, представляющую эффективное сечение атома по отношению к захвату электрона.

Условия равновесия, примененные Крамерсом, заключаются в том, что вероятность поглощения атомом кванта с частотой ν и вырывания при этом фотоэлектрона скорости v будет равна вероятности захвата свободным уровнем электрона со скоростью v с испусканием при этом кванта радиации частоты ν .

Считая, в согласии с Бором, априорную вероятность для захвата электрона на орбиту с главным квантовым числом n равной $n(n+1)/h^3$ и предполагая статистическое распределение состояний по различным значениям энергии, Крамерс из виновского закона теплового излучения получил для равновесного состояния соотношение:

$$\tau_a = \frac{mv^2 c^2}{2n(n+1)h^2 \nu^2} \beta. \quad (6, 11)$$

Для определения величины β Крамерс предполагает, следуя принципу соответствия, что распределение энергии в спектре является классическим распределением (пунктирная кривая на рис. 106), но в согласии с требованием теории квант полагает спектр ограниченным со стороны больших частот условием

$$\nu_0 = \frac{1}{2} \frac{mv^2}{h}.$$

Кроме этого участка, обведенного сплошной линией, мы должны ожидать, согласно квантовым представлениям испускания квант, большей частоты, возникающих в результате попадания электрона на свободный внутренний уровень. Частота этих линий будет:

$$h\nu_i = \frac{1}{2} m v^2 + W_i, \quad (6, 12)$$

где W_i — энергия электрона на уровне с квантовым числом n_i .

Такие линии на опыте не наблюдаются из-за малой вероятности нахождения атома в ионизированном состоянии. Относительную интенсивность этих линий Крамерс находит, приписывая каждой из них энергию заштрихованной части спектра, взятой в интервале, соответствующем изменению частоты, эквивалентной изменению квантового числа от

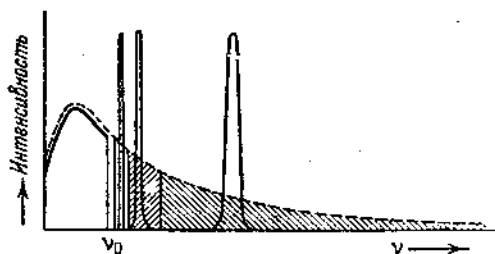


Рис. 106.

$n_i - \frac{1}{2}$ до $n_i + \frac{1}{2}$.

При этих предположениях Крамерсу удалось вычислить величину β :

$$\beta = \frac{128 \pi^4}{3 \sqrt{3}} \cdot \frac{Z^4 \cdot e^{10}}{m c^3 h^4 \nu^2 n^2 \nu}, \quad (6, 13)$$

где Z — атомный номер, а ν — излучаемая частота.

Для энергии спектра в интервале от ν до $\nu + d\nu$ Крамерс на основе формулы (6, 13) и закона Виддингтона получает выражение:

$$I d\nu = \frac{8\pi}{3 \sqrt{3}} \cdot \frac{e^3 h}{m c^3} Z (\nu - \nu_0) d\nu, \quad (6, 14)$$

представляющее не что иное, как формулу Куленкампа.

В соединении с (6, 11) выражение (6, 13) позволяет вычислить частичный коэффициент поглощения для уровня энергии с квантовым числом n_i :

$$\tau_i = \frac{64\pi^4}{3 \sqrt{3}} \cdot \frac{e^{10} m Z^4 \lambda^3}{c^4 h^4 n^4 (n+1)}, \quad (6, 15)$$

что дает для частичного коэффициента поглощения К-серии значение:

$$\tau_K = 0,0104 Z^4 \lambda^3, \quad (6, 16)$$

весьма близко совпадающее с экспериментально найденным.

4. Теория поглощения рентгеновых лучей и фотоэффекта на основе волновой механики

Свободное от внутренних противоречий и не требующее никаких дополнительных гипотез решение задачи о поглощении рентгеновых лучей дает волновая механика, объясняющая при этом все наблюдаемые явления.

Согласно волновой механике поведение электрона может быть описано с помощью некоторой функции координат ψ , квадрат которой ψ^2 ($\psi\bar{\psi}$)¹⁾ определяет вероятность нахождения электрона в заданной точке. Функция ψ может быть определена с помощью уравнения Шредингера:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \psi = 0, \quad (6, 17)$$

где U — потенциальная энергия. Решение этого уравнения при заданных физических условиях определяет функцию ψ и, кроме того, значение энергии («собственные значения») E , которой обладает атом при этих заданных условиях.

Если решить эту задачу в применении к атому, находящемуся в поле электрической волны, то среди собственных значений будут существовать как дискретный ряд с отрицательными значениями энергии — W_n , которые представляют не что иное, как уровни энергии в атоме, так и непрерывный ряд положительных собственных значений энергии. Эти последние решения и представляют собою функцию ψ , соответствующую электрону, выброшенному из атома (фотоэффект), — электрону, обладающему запасом кинетической энергии. В выражении функции ψ , отвечающей решению уравнения (6, 17) для

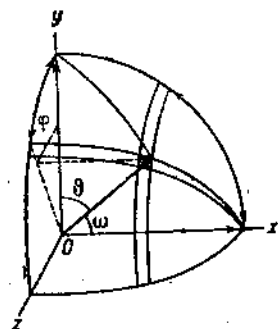


Рис. 107.

положительных значений энергии, содержится множитель, представляющий расходящуюся шаровую волну (фотоэлектрон). Можно показать, что в случае замкнутых орбит, например K -уровня, этот множитель приводится к выражению $\cos \theta$, где θ — угол между электрическим полем и направлением вылета. А так как вероятность этого вылета задается квадратом величины ψ , то число вылетающих фотоэлектронов будет пропорционально $\cos^2 \theta$.

Если обозначить через φ угол, образованный проекцией направления вылета на плоскость, перпендикулярную направлению луча, с направлением электрического поля (рис. 107), а угол, образованный направлением вылета с лучом, обозначить через ω , то

$$\cos^2 \theta = \sin^2 \omega \cos^2 \varphi. \quad (6, 18)$$

При $\omega = 90^\circ$ получаем поперечное распределение электронов. Число электронов, вылетающих в направлении, образующем угол φ с электри-

¹⁾ Волновая функция ψ представляет собой комплексное число вида $a + bi$. Под $\bar{\psi}$ разумеют сопряженное комплексное число, равное $a - bi$. Произведение $\psi\bar{\psi} = \psi^2$.

ческим вектором, пропорционально $\cos^2 \varphi$, что находится в хорошем согласии с результатами Бэбба.

Продольное распределение фотоэлектронов также может быть получено из этой формулы, но при этом надо иметь в виду, что продольное распределение относится к неполяризованным лучам, т. е. надо принять во внимание при заданном ω всевозможные углы φ . Очевидно, что число фотоэлектронов будет пропорционально поверхности шарового пояса, т. е.

$$N_{\omega} = \int n_{\omega\varphi} \sin \omega d\varphi \quad (6, 19)$$

где $n_{\omega\varphi}$ — число фотоэлектронов, вылетающих в направлении, характеризующемся углами ω и φ , а N_{ω} — число фотоэлектронов, образующих угол ω с направлением падающих лучей. Как видно из (6, 19), это число будет приблизительно пропорционально $\sin^3 \omega$.

Формула (6, 19), однако, будет верна лишь для лучей с малой частотой. Для жестких рентгеновых лучей, длина волны которых будет порядка размеров орбиты электрона, необходимо еще учесть соотношение фаз, имеющее место для различных точек орбиты. В этом случае, как показал Зоммерфельд,

$$n_{\omega\varphi} = (1 + \cos \omega) \sin^3 \omega \cos^2 \varphi. \quad (6, 20)$$

Соотношение (6, 20) дает правильное описание опытного факта — смещения максимума числа вылетающих фотоэлектронов в направлении падающих рентгеновых лучей (при $\omega > 90^\circ$ $\cos \omega$ отрицателен).

Таким образом на основе волновой механики получается согласное с опытом распределение вылета фотоэлектронов, не поддававшееся ранее рациональной трактовке.

Подсчитав число фотоэлектронов, вылетающих под действием заданного поля, и зная их энергию, можно найти и коэффициент поглощения. Исходя из этих соображений, Вентцель находит для частичного коэффициента поглощения группы K выражение:

$$\frac{\tau_K}{\rho} A = 1,82 \cdot 10^{12} \left(\frac{\lambda}{\lambda_K} \right)^{\frac{5}{2}} \left(C \lambda^{\frac{1}{2}} + C' \lambda^{-\frac{1}{2}} \right)^2.$$

Если вместо λ_K подставить его значение, взятое из закона Мозели, то мы получим:

$$\frac{\tau_K A}{\rho} = C_1 Z^5 \lambda^{\frac{7}{2}} + C_2 Z^4 \lambda^3 + C_3 Z^3 \lambda^{\frac{5}{2}}. \quad (6, 21)$$

Значения коэффициентов поглощения, подсчитанные согласно формуле (6, 21), прекрасно согласуются с экспериментальными данными.

5. Теория тонкой структуры края полосы поглощения

Тонкая структура края полосы поглощения также может быть истолкована на основе соображений волновой механики. Движение электрона внутри кристалла можно схематически представлять себе как

движение в периодически меняющемся электрическом поле, период которого совпадает с периодом кристаллической решетки.

В упрощенном виде это поле можно представить себе как ряд барьеров (рис. 108). Здесь по оси абсцисс отложены расстояния, а по оси ординат — значения потенциальной энергии. Величина $(a+b)$ представляет период кристаллической решетки в случае одномерной модели. Уравнение Шредингера для стационарного состояния, характеризуемого определенным значением энергии частицы W , может быть в случае одномерной решетки написано в виде:

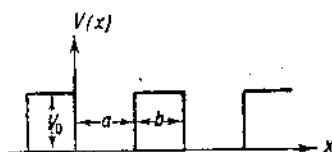


Рис. 108.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} [W - U(x)] \psi = 0. \quad (6, 22)$$

Решение этого уравнения для поля $U(x)$, изображенного на рис. 108, как показал Крониг и Пенни, дает значения ψ , непрерывные и конечные в точках, где происходит скачкообразное изменение потенциала, только тогда, когда будет удовлетворено условие:

$$\frac{P}{\beta a} \sin \beta a + \cos \beta a = \cos \alpha a, \quad (6, 23)$$

где

$$P = \lim_{\substack{b \rightarrow 0 \\ a \rightarrow \infty}} \gamma^2 \frac{ab}{2}, \quad (6, 24)$$

$$\beta^2 = \frac{8\pi^2m}{h^2} W, \quad (6, 25)$$

$$\gamma^2 = \frac{8\pi^2m}{h^2} (U_0 - W), \quad (6, 26)$$

а α представляет некоторую произвольную величину, зависящую от числа периодов в решетке, т. е. от размеров отдельного кристалла:

$$\alpha = \frac{2\pi k}{ga}, \quad (6, 27)$$

где a — постоянная решетки, g — размер кристалла, а k может принимать значения любых целых чисел от единицы до $\frac{g}{a}$.

Решение ур-ния (6, 23) может быть представлено графически (рис. 109). Здесь по оси x отложены значения βa , по оси ординат — соответствующие значения $\frac{P}{\beta a} \sin \beta a + \cos \beta a$. Две прямые, параллельные оси x , проведенные от нее на расстоянии равно единице, представляют область возможных значений $\cos \alpha a$. Следовательно, условие (6, 23) может быть выполнено лишь при таких значениях βa , для которых кривая $\frac{P}{\beta a} \sin \beta a + \cos \beta a$ проходит между этими прямыми. Эти отрезки представлены жирными черточками. Но величина βa , которую мы с помощью этих жирных черточек определяем, характеризует собственное значение энергии электрона (6, 25). Эти значения, как мы видим, не могут быть

произвольны. Существуют такие значения энергии (они на оси абсцисс соответствуют значениям βa , проведенным тонкими черточками), обладая которыми, электрон в кристалле двигаться не может. Движение электрона внутри кристалла с такими значениями энергии противоречит основным уравнениям волновой механики. Эта область энергии носит название запрещенных зон; область значений энергии электронов, представленных жирными черточками, может быть соответственно определена как область дозволённых значений энергии.

Из приведенного чертежа видно, что ширина запрещенной зоны по мере увеличения энергии уменьшается, и в конечном счете мы приходим к непрерывной

области разрешенных значений энергии. Так как ширина разрешенных и запрещенных зон определяется произведением βa , то значения энергии, отвечающие разрешенной зоне W_q , определяются из условия

$$q = \beta^2 a^2 = \frac{8\pi^2 m}{h^2} W_q a^2, \quad (6, 28)$$

откуда

$$W_q = \frac{q h^2}{8\pi^2 m} \cdot \frac{1}{a^2}, \quad (6, 29)$$

т. е. разрешенная зона так же, как и запрещенная зона, должна меняться обратно пропорционально квадрату постоянной решетки. Этот вывод теории Кронига подтвержден измерениями Линдзее.

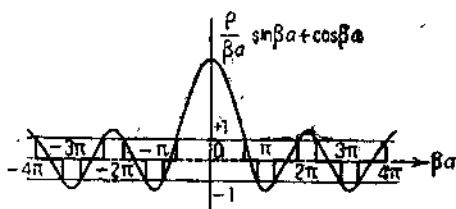


Рис. 109.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

Мы уже отмечали выше (гл. IV), что прохождение рентгеновых лучей через вещество сопровождается их рассеянием. Вещество, подвергнутое действию рентгеновых лучей, становится источником вторичных лучей, распространяющихся во все стороны. На это рассеянное излучение расходуется известная часть энергии падающих лучей. Относительную величину этой потери мы характеризовали коэффициентом рассеяния σ , который представляет собой относительную потерю энергии падающих лучей вследствие рассеяния их на единице длины пути.

В явлении рассеяния рентгеновых лучей так же, как и в их поглощении и возбуждении, проявляются различные свойства излучения. Некоторые из явлений рассеяния рентгеновых лучей мы можем описать достаточно точно и подробно, пользуясь волновыми представлениями о рентгеновых лучах, — в этих явлениях проявляются волновые свойства света; в целом ряде других явлений рассеяния рентгеновых лучей мы обнаружим, однако, проявление корпускулярных свойств света. Для описания этих явлений мы принуждены будем пользоваться языком теории квантов.

1. Рассеяние с классической точки зрения

Рассмотрим сначала явление рассеяния рентгеновых лучей с волновой точки зрения. Будем рассматривать пучок параллельных лучей как электромагнитную плоскую волну; эту волну мы будем характеризовать следующими величинами:

1) Интенсивностью I , т. е. величиной энергии, падающей в единицу времени на единицу площади, поставленную нормально к падающим лучам.

2) Частотой ν , с которой совершаются колебания напряженности электрического поля E и напряженности магнитного поля H волны. Эта частота связана с длиной волны λ и скоростью распространения колебания с известным соотношением:

$$\nu = \frac{c}{\lambda}. \quad (7, 1)$$

3) Фазой δ , которую будет иметь волна в начальный момент времени в заданной точке пространства (например в месте возникновения лучей).

4) Состоянием поляризации волны, т. е. тем, будет ли напряженность электрического поля волны сохранять свое направление или нет.

Такая волна, проходя через вещество, состоящее согласно нашим представлениям из электрических зарядов (электронов, ионов), будет приводить их в движение, а движущиеся электрические заряды, как мы уже знаем, сами становятся источником электромагнитных волн, распространяющихся по всем направлениям.

Эти вторичные электромагнитные волны и представляют собой рассеянные лучи.

2. Рассеяние одним электроном

Найдем энергию и интенсивность лучей, рассеянных одним электроном. Для этого определим амплитуду колебаний рассеянной волны. Согласно формуле (2,1) напряженность электрического поля волны, излучаемой электрическим зарядом, ускорение которого $\dot{v}$, в точке M (рис. 42) равна:

$$E_1 = \frac{e\dot{v}}{rc^2} \cdot \sin \varphi, \quad (7, 2)$$

где φ — угол между направлением движения электрона и радиусом-вектором, проведенным в точку M из точки O , места возникновения вторичных волн, r — расстояние OM , e — заряд электрона и c — скорость света.

Для определения величины E нам нужно знать $\dot{v}$. Будем полагать, что пучок падающих лучей поляризован. Сила, с которой волна будет действовать на электрон, будет равна eE . Поэтому

$$\dot{v} = \frac{eE}{m} = \frac{eE_0 \sin(2\pi\nu t + \delta)}{m}.$$

Направление ускорения электрона будет совпадать с направлением вектора, характеризующего напряженность электрического поля волны, т. е. будет перпендикулярно направлению падающих лучей. Подставив значение для $\dot{v}$ в формулу (7, 2), получим:

$$E_1 = \frac{e^2 E_0 \sin \varphi}{mrc^2} \sin(2\pi\nu t + \delta) = E_{10} \sin(2\pi\nu t + \delta). \quad (7, 3)$$

Формула (7, 3) показывает, что частота колебаний вторичной волны совпадает с частотой колебания падающего излучения. Это чрезвычайно важный вывод. Согласно волновым представлениям длина волны рассеянных лучей должна быть равна длине волны лучей падающих.

Далее, так как E_{10} означает амплитуду колебаний напряженности электрического поля волны, то интенсивность лучей, рассеянных в направлении, характеризуемом углом φ , будет равна:

$$I_\varphi = \frac{c}{4\pi} E_{10}^2 = \frac{e^4 \sin^2 \varphi}{4\pi m^2 c^2} E_0^2, \quad (7, 4)$$

а так как

$$I_0 = \frac{c}{4\pi} \cdot E_0^2,$$

то можно написать:

$$I_\varphi = I_0 \frac{e^4}{m^2 c^2} \sin^2 \varphi. \quad (7, 5)$$

В случае, если лучи будут неполяризованы, соотношение (7,5) несколько изменится.

Пусть OX — направление падающей неполяризованной волны, и пусть OP будет направлением рассеянного излучения, интенсивность которого мы желаем определить. Напряженность электрического поля падающего излучения мы можем разложить на две составляющие (рис. 110), из которых одна лежит в плоскости, проходящей через OX и OP , а другая перпендикулярна ей.

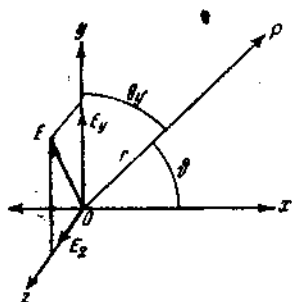


Рис. 110.

Так как всевозможные положения вектора, характеризующего направление электрического поля волны, в плоскости, перпендикулярной распространению волны, одинаково вероятны, то интенсивность обеих составляющих в среднем будет одна и та же, равная половине интенсивности падающего излучения. Таким образом, неполяризованный луч мы можем заменить двумя поляризованными лучами, один из которых будет поляризован в плоскости OXP , другой — в плоскости, перпендикулярной ей.

Обозначим составляющую напряженность электрического поля вдоль оси Y через E_y , а составляющую вдоль оси Z — через E_z . В соответствии с разложением поля падающей волны, ускорение электрона можно разложить на две составляющих:

$$\ddot{v}_y = \frac{eE_y}{m},$$

$$\ddot{v}_z = \frac{eE_z}{m}.$$

Интенсивность волны, рассеянной в направлении, образующем угол θ с направлением падающего луча, будет складываться из обеих волн, рассеянных электроном. Суммарная интенсивность будет равна:

$$I_\theta = I_y + I_z. \quad (7,6)$$

где $I_y = \frac{1}{2} I_0 \frac{e^4}{m^2 c^4} \cos^2 \theta$ представляет собою интенсивность волны, рассеянной электроном в направлении OP при его движении с ускорением $\ddot{v}_y$, а $I_z = \frac{1}{2} I_0 \frac{e^4}{m^2 c^4}$ представляет интенсивность волны, рассеянной в направлении OP электроном с ускорением $\ddot{v}_z$.

В итоге получим:

$$I_\theta = I_0 \frac{e^4}{m^2 c^4} \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}. \quad (7,7)$$

Множитель $\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$, входящий в выражение (7,7), принято называть поляризационным множителем или томсоновским фактором.

Рис. 111 представляет графическое изображение формулы (7,7) в полярных координатах. Длина радиуса-вектора представляет интенсивность рентгеновых лучей, рассеянных под соответственным углом.

Перейдем теперь к вычислению полной энергии лучей, рассеянных электрическим зарядом. Для этого нам нужно просуммировать энергию рассеянного излучения по всем направлениям. Формула (7,7) показывает, что распределение энергии рентгеновых лучей обладает осевой симметрией, т. е. интенсивность рентгеновых лучей, рассеянных по любому направлению, составляющему с направлением падающих лучей угол φ , будет одна и та же.

Энергия рентгеновых лучей dW_{θ} , рассеянных по всем направлениям в интервале углов между θ и $\theta + d\theta$, будет равна:

$$dW_{\theta} = I_0 2\pi \sin \theta d\theta.$$

Энергия же лучей, рассеянных по всем направлениям, W_{θ} , будет равна:

$$\begin{aligned} W_{\theta} &= \int_0^{\pi} I_0 2\pi \sin \theta d\theta = I_0 \frac{\pi e^4}{m^2 c^4} \int_0^{\pi} (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta = \\ &= I_0 \frac{\pi e^4}{m^2 c^4} \left[\cos \theta + \frac{\cos^3 \theta}{3} \right]_0^{\pi} = \frac{8}{3} \pi I_0 \frac{e^4}{m^2 c^4}. \end{aligned} \quad (7,8)$$

Определив общую энергию рассеянного излучения, мы сможем определить и величину коэффициента рассеяния одного электрона:

$$\sigma_e = \frac{N_e}{I_0} = \frac{8}{3} \pi \frac{e^4}{m^2 c^4}. \quad (7,9)$$

Величина σ_e характеризует рассеивающую способность электрона. Оказывается, что согласно волновым представлениям о свете коэффициент рассеяния электрона — рассеивающая способность электрона — не зависит от длины волны падающего излучения.

3. Массовый коэффициент рассеяния

Формулы (7,8) и (7,9) определяют количество общей энергии рассеянных рентгеновых лучей и значение коэффициента рассеяния, производимого электрическим зарядом e с массой m . Масса заряда входит при этом в знаменатель, т. е. чем больше масса заряда, тем меньшее количество энергии им будет рассеяно. Поэтому при учете энергии излучения, рассеянного не одним электроном, а конечным объемом вещества, мы будем рассеянием тяжелых ядер пренебрегать, полагая, что рассеивающими центрами являются одни лишь электроны.

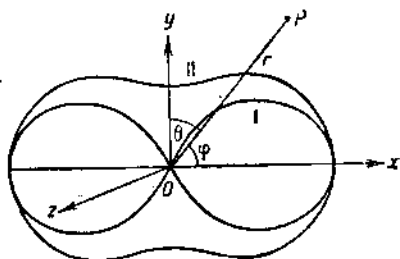


Рис. 111.

От электронов перейдем к атому. Какова будет энергия лучей, рассеянных отдельным атомом вещества, порядковый номер которого Z ? Примем, что все Z электронов атома рассеивают независимо друг от друга; тогда энергия, рассеянная всеми электронами, будет равна сумме значений энергии излучения, рассеянной отдельными электронами, т. е.

$$W_a = Z \cdot W_e,$$

где W_a — энергия, рассеянная отдельным атомом, а величина

$$\frac{W_a}{I_0} = \sigma_a = \sigma_e \cdot Z \quad (7, 10)$$

будет характеризовать рассеивающую способность атома.

Если мы обозначим через N число атомов в единице объема — 1 см^3 — и примем, что все атомы рассеивают независимо друг от друга, то общая энергия лучей, рассеянных единицей объема, будет суммой значений энергии излучения, рассеянного отдельными атомами, т. е.

$$W = N \cdot W_a = NZ W_e$$

и

$$\frac{W}{I_0} = \sigma = N\sigma_a = NZ\sigma_e. \quad (7, 11)$$

Часто пользуются не величиной σ , характеризующей рассеяние, производимое единицей объема и называемой потому объемным коэффициентом рассеяния, а величиной $\frac{\sigma}{\rho}$, где ρ — плотность вещества.

Эта величина $\frac{\sigma}{\rho}$ представляет отношение энергии, рассеянной объемом вещества, масса которого равна единице, к интенсивности падающего излучения; она называется массовым коэффициентом рассеяния. Для нее мы имеем:

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{W}{\rho I_0} = \frac{NZ}{\rho} \sigma_e = \frac{8}{3} \pi \frac{NZ}{\rho} \frac{e^4}{m^2 c^4}.$$

Вместо чисел N и ρ — числа атомов в единице объема и плотности — можно ввести числа L и A , представляющие число Авогадро и атомный вес элемента, производящего рассеяние. Так как отношения $\frac{\rho}{N}$ и $\frac{A}{L}$ означают одно и то же, а именно вес отдельного атома, то

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{8}{3} \pi \frac{L e^4}{m^2 c^4} \cdot \frac{Z}{A}. \quad (7, 12)$$

Можно подсчитать численное значение постоянной в формуле (7, 12). Оказывается, что оно равно 0,402. Следовательно,

$$\frac{\sigma_0}{\rho} = 0,402 \frac{Z}{A}. \quad (7, 13)$$

Так как для всех известных элементов отношение числа электронов в атоме к атомному весу примерно равно половине (для легких элементов — точно 0,5), то массовый коэффициент рассеяния должен быть величиной, равной приблизительно 0,2:

$$\frac{\sigma}{\rho} \approx 0,2, \quad (7,14)$$

т. е. массовый коэффициент рассеяния не зависит не только от длины волны падающих рентгеновых лучей, но также и от вещества, принимающего участие в рассеянии.

Кроме подсчета величины коэффициента рассеяния и интенсивности рассеянного излучения в различных направлениях, волновая теория рентгеновых лучей позволяет сделать заключение и о состоянии поляризации рассеянного излучения.

Определим для примера состояние поляризации лучей, рассеянных под углом в 90° . Пусть AB (рис. 112) — направление падающих лучей, которые мы будем считать неполяризованными, и пусть BC будет направление рассеянных рентгеновых лучей. Разложим опять падающий пучок рентгеновых лучей на две поляризованные волны, напряженности электрического поля в которых взаимно перпендикулярны друг другу. Одно из этих направлений примем за BC . Электрические заряды, находящиеся в рассеивающем теле B , будут приходить в движение, которое мы также можем разложить на два движения: одно в направлении BC , другое в перпендикулярном направлении.

Волна, возникающая от того, что электрон движется в направлении BC , в этом направлении, как известно, распространяться не будет, так как свет представляет собой поперечные волны (векторы напряженности электрического и магнитного поля перпендикулярны направлению распространения волны). В направлении BC будет распространяться волна, возникающая в результате движения электронов, перпендикулярного BC . Направление вектора, характеризующего электрическое поле волны, совпадает по направлению с движением электрона, возбуждающего эту волну, т. е. этот вектор параллелен DE . Иными словами, волна, рассеянная под углом в 90° , будет полностью поляризована. Нетрудно убедиться, что в остальных направлениях волна будет поляризована лишь частично.

Итак, рассматривая явления рассеяния рентгеновых лучей с точки зрения волновой теории света, мы приходим к следующим выводам:

1. Длина волны рассеянных лучей, частота и период колебаний их должны быть такими же, как и длина волны и период лучей падающих.

2. При рассеянии рентгеновых лучей происходит частичная поляризация их. Лучи, рассеянные под углом в 90° , поляризованы полностью.

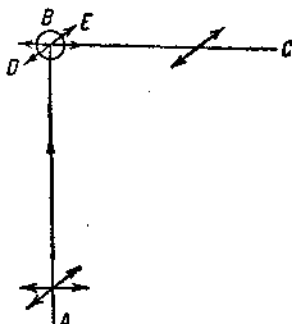


Рис. 112.

3. Интенсивность рентгеновых лучей, рассеянных под различными углами, различна. Зависимость от угла выражается томсоновским поляризационным множителем

$$I = I_0 \cdot \frac{1 + \cos^2 \phi}{2}$$

и должна быть одинаковой для различных веществ.

4. Коэффициент рассеяния — величина постоянная, не зависящая от длины волны и мало меняющаяся с изменением состава рассеивающего вещества.

4. Экспериментальная проверка законов рассеяния

Выводы волновой теории могут быть подвергнуты экспериментальной проверке. Рассмотрим сначала зависимость интенсивности рассеянных лучей от угла. Измерение интенсивности рассеянных лучей может быть произведено с помощью установки, подобной той, которой пользуются

при определении интенсивности вторичного характеристического излучения.

Узкий пучок рентгеновых лучей, вырезаемый щелью или комплексом щелей, падает на рассеивающее тело *B*, которое в таких опытах берется в виде пластинки с параллельными сторонами. Под углом ϕ на расстоянии r от рассеивающей пластинки помещают ионизационную камеру, с помощью которой и определяется интенсивность рассеянных лучей.

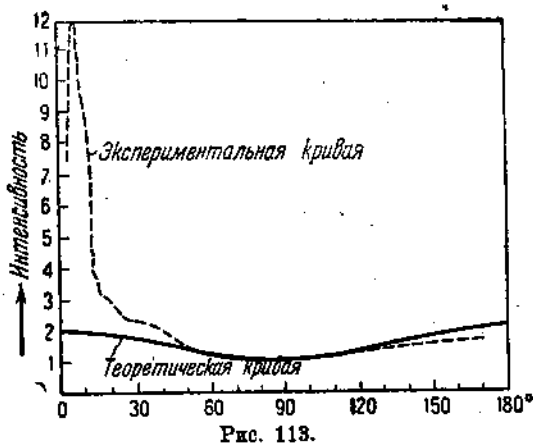


Рис. 113.

Одна из типичных кривых, полученных в результате такого измерения, представлена на рис. 113. Она принадлежит Хьюлетту (Hewlett) и дает зависимость интенсивности лучей (K_α Mo — 0,71 Å), рассеянных мезетиленом. Экспериментальная кривая изображена пунктиром. Сплошная кривая построена по теоретической формуле (7, 8). Приведенные кривые показывают почти на всем протяжении согласие теоретической кривой с опытной, за исключением области малых углов. Здесь мы обнаруживаем резкое увеличение интенсивности рассеянного излучения. Мы имеем как бы «дополнительное рассеяние».

Кривые зависимости интенсивности рассеянных лучей от угла для других веществ носят подобный же характер и отличаются лишь величиной углов, при которых наступает «дополнительное рассеяние» и интенсивность его. В основном, однако, ход кривой экспериментальной следует кривой теоретической.

Гораздо большее расхождение опытных данных с теоретическими мы будем наблюдать, если станем исследовать зависимость интенсивности рентгеновых лучей от угла для лучей с очень малой длиной волны. На рис. 114 приведены данные, полученные Комптоном при рассеянии лучей радия С ($\lambda = 0,02 \text{ \AA}$). Здесь точками показаны опытные данные для интенсивности рассеянных лучей. Сплошная кривая представляет теоретические данные. В этом случае наблюдается значительное отступление от теории: с увеличением угла интенсивность рассеянного излучения резко падает.

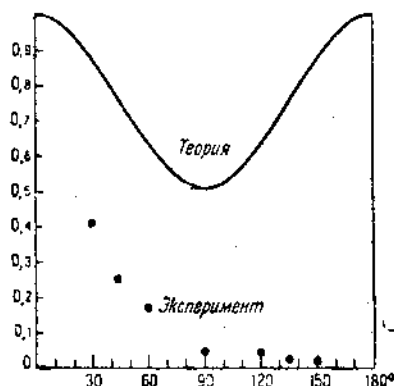


Рис. 114.

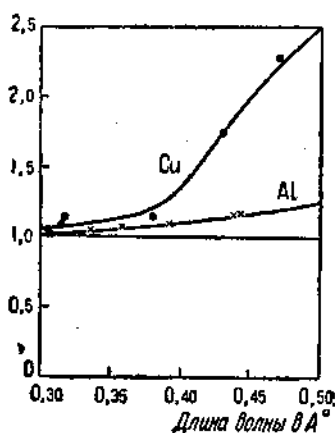


Рис. 115.

Некоторое отступление от выводов теории мы заметим также и при изучении интенсивности рентгеновых лучей, рассеянных различными веществами. На рис. 115 приведены кривые, полученные в результате таких измерений, относящиеся к рассеянию рентгеновых лучей различных длин волн от Cu и Al под углом в 90° . По оси ординат на этом графике отложено, однако, не абсолютное значение интенсивности рассеянного излучения, а отношение его к вычисленному по формуле

$$I_0 = I_{\text{св}} \cdot N \cdot Z \cdot V, \quad (7,15)$$

где $I_{\text{св}}$ — интенсивность лучей, рассеянных одним электроном под углом θ , Z — атомный номер, N — число атомов в единице объема и V — объем вещества, участвующий в рассеянии рентгеновых лучей.

Если бы формула (7,15) была правильной, то мы получили бы в результате измерений прямую, параллельную оси x . В действительности наблюдается отступление от ожидаемого хода, которое гораздо сильнее для Cu, чем для Al.

Обратимся теперь к проверке правильности численного значения массового коэффициента рассеяния $\frac{\sigma}{\rho}$. Здесь мы прежде всего рассмотрим опыты Хьюлетта. Коэффициент рассеяния рентгеновых лучей определялся Хьюлеттом на основе измерений интенсивности лучей, рассеянных по

различным направлениям. Путем суммирования (нахождения площади, например, кривой рис. 113) можно было определить полную энергию рассеянных лучей, а следовательно и величины

$$\sigma = \frac{W}{I_0 V}; \quad \frac{\sigma}{\rho} = \frac{W}{I_0 G},$$

где V — объем вещества, производящего рассеяние, W — энергия рассеянных рентгеновых лучей, I_0 — интенсивность падающих лучей, G — вес рассеивающего вещества.

В табл. 40 приведены значения $\frac{\sigma}{\rho}$, найденные Хьюлеттом при рассеянии лучей K_α молибдена различными веществами. Выбор в качестве объектов для исследования веществ, содержащих только элементы с небольшим атомным весом, вызван необходимостью исключения характеристических лучей, которые для легких элементов настолько мягки, что полностью поглощаются даже небольшими слоями воздуха.

Таблица 40

Рассеивающее вещество	$\frac{\sigma}{\rho}$ теор.	$\frac{\sigma}{\rho}$ экспери.	Рассеивающее вещество	$\frac{\sigma}{\rho}$ теор.	$\frac{\sigma}{\rho}$ экспери.
Алмаз	0,2	0,199	Бензол	0,215	0,238
Графит	0,2	0,201	Мезетилен	0,220	0,244
Литий	0,174	0,168	Октан	0,231	0,282

Приведенная таблица показывает, что действительно значения коэффициента рассеяния находятся в полном соответствии с волновыми представлениями $\frac{\sigma}{\rho} \approx 0,2$.

Совпадение экспериментально найденного значения коэффициента рассеяния с теоретическим $\frac{\sigma}{\rho}$ имеет чрезвычайно важное значение.

Вспомним, что классическое значение $\frac{\sigma}{\rho} = 0,2$ получено в предположении, что отношение числа электронов в атоме к атомному весу равно $\frac{1}{2}$. Правильность численного значения $\frac{\sigma}{\rho}$ подтверждает вместе с тем и правильность сделанного предположения о соотношении между атомным весом и числом электронов. Формула (7, 13) не только может служить формулой для проверки волновых представлений, но является и одним из способов определения числа электронов в атоме.

Посмотрим теперь, остается ли массовый коэффициент рассеяния постоянным для различных длин волн. При опытной проверке этого предположения в области коротких длин волн можно воспользоваться измерениями над ослаблением интенсивности рентгеновых лучей при прохождении их через исследуемое вещество.

Коэффициент ослабления рентгеновых лучей μ характеризует общую потерю интенсивности рентгеновых лучей и может быть рассматриваем как сумма двух членов:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho},$$

один из которых, $\frac{\tau}{\rho}$, представляет истинное поглощение рентгеновых лучей (см. гл. IV), а другой, $\frac{\sigma}{\rho}$, характеризует убыль интенсивности падающей радиации вследствие рассеяния. Обе величины $\frac{\tau}{\rho}$ и $\frac{\sigma}{\rho}$, определяющие коэффициент ослабления $\frac{\mu}{\rho}$, меняются различно с длиной волны рентгеновых лучей. Коэффициент рассеяния мало меняется с длиной волны (по классическим представлениям вовсе не должен меняться), а коэффициент поглощения, как мы знаем, падает с уменьшением длины волны пропорционально, примерно, кубу длины волны. Поэтому отношение величин τ и σ будет меняться с длиной волны, и для достаточно жестких рентгеновых лучей значением τ можно будет пренебречь по сравнению с величиной коэффициента рассеяния.

Поэтому для жестких лучей мы можем принять

$$\mu \approx \sigma. \quad (7,16)$$

На рис. 116 приведены данные Хьюлетта, касающиеся величины коэффициента ослабления в углеороде лучей различных длин волн. По оси абсцисс отложены значения длин волн, по оси ординат — значения коэффициента поглощения. Точки представляют экспериментальные данные Хьюлетта. К ним присоединена одна точка, отмеченная крестиком, представляющая значение коэффициента поглощения γ -лучей радия С. Сплошная кривая (прямая) представляет теоретическое значение коэффициента рассеяния.

Сравнение экспериментальных точек с теоретическим значением $\frac{\sigma}{\rho}$ заставляет сделать следующий вывод. Коэффициент рассеяния рентгеновых лучей для очень коротких длин волн (меньших, чем $0,3 \text{ \AA}$) имеет значение меньшее вычисленного теоретически. При значениях длин волн порядка $0,3 \text{ \AA}$ экспериментальные точки близки к теоретической кривой, и можно полагать, что с дальнейшим повышением длины волны коэффициент рассеяния уже не меняется. Например, для K_{α} молибдена ($0,7 \text{ \AA}$),

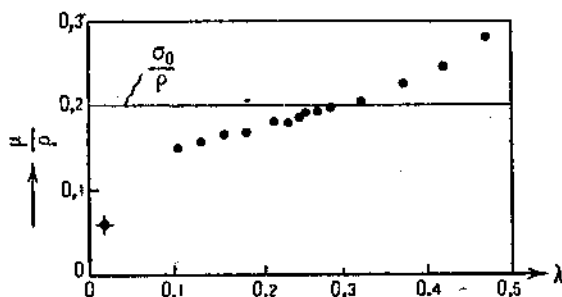


Рис. 116.

как мы уже указывали выше, $\frac{\sigma}{\rho} = 0,2$. Подъем экспериментальных точек над теоретической кривой при больших длинах волн поэтому следует приписать возрастающему значению коэффициента истинного поглощения, что делает неправильным дальнейшее применение формулы (7, 16) для определения коэффициента рассеяния.

Среди перечисленных выше выводов волновой теории рассеяния рентгеновых лучей одним из весьма существенных является вывод о поляризации рассеянного излучения, так как явления поляризации наряду с явлениями интерференции являются неотъемлемыми свойствами волн.

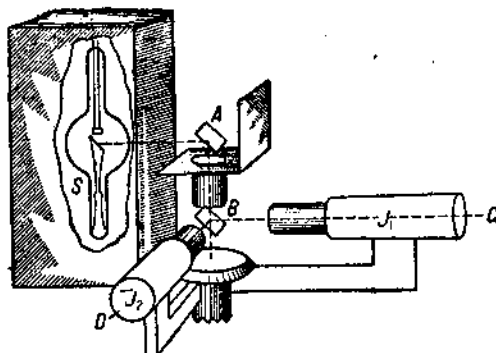


Рис. 117.

Изучение поляризации рентгеновых лучей при рассеянии было впервые предпринято Баркла, а затем рядом других исследователей. Схема опытов Баркла приведена на рис. 117. Здесь SA — падающий луч, A — рассеивающее вещество, B — второе рассеивающее тело, которое служит анализатором стенок поляризации излучения, рассеянного в направлении AB (в соответствии с опытом, для видимого света, рассеивающее вещество A можно назвать поляризатором). Основой для

суждения о степени поляризации луча AB служило измерение интенсивности излучения, рассеянного анализатором B в различных направлениях, в частности в направлениях BC и BD .

Что мы должны ожидать? Предположим, что падающие лучи не поляризованы. Разложим напряженность электрического поля волны на две составляющие: одну, лежащую в плоскости SAB , другую — в плоскости, перпендикулярной ей. Рассеянный луч AB по вышеприведенным соображениям должен быть полностью поляризован, причем направление вектора напряженности электрического поля будет перпендикулярно плоскости SAB . Под действием этой волны электроны тела B придут в движение по направлению вектора напряженности электрического поля BD , и, следовательно, в этом направлении не должно быть никакого рассеянного излучения (вспомним, что в направлении ускорения электрона волна не распространяется), в то время как в направлении BC рассеяние телом B будет происходить с полной интенсивностью.

Это Баркла и удалось обнаружить. Оказалось, что в направлении BC интенсивность рентгеновых лучей в 3,3 раза больше, чем в направлении BD . Опыты Баркла обнаружили также и частичную поляризацию падающего излучения, т. е. рентгеновых лучей, испускаемых непосредственно рентгеновской трубкой.

Опыты Баркла были произведены не в достаточно точных условиях. Так как интенсивность рассеянного излучения мала, то наблюдение вторичного рассеяния весьма затруднено. Для увеличения энергии рассеян-

ного излучения Баркла пользовался достаточно большими телесными углами, а между тем для углов рассеяния, отличных от 90° , мы, естественно, должны ожидать только частичной поляризации.

Другим источником ошибок в опытах Баркла было наличие многократного рассеяния. Луч, рассеянный под углом в 90° , в результате многократного рассеяния, естественно, не будет поляризован полностью. Степень его поляризации зависит от характера рассеяния. Для исключения этого эффекта следовало бы пользоваться достаточно тонкими пластинками в качестве рассеивающего вещества.

Более точные опыты, произведенные Комптоном и Хейгнау (Compton, Neuhau), показали, что лучи, рассеянные под углом в 90° , полностью поляризованы. Отклонение от полной поляризации (1—2%) лежит в пределах ошибок опыта.

Остался еще нерассмотренным вывод, сделанный нами относительно одинаковости длин волн падающего и рассеянного излучения. Проверка этого положения привела к совершенно неожиданным и весьма важным следствиям. Оказалось, что рассеянное излучение неоднородно. Комптон, впервые поставивший опыты по измерению длин волн рассеянного излучения, показал, что наряду с лучами, имеющими ту же длину волны, что и лучи падающие, в рассеянном излучении содержатся еще и лучи, длина волны которых слегка отличается от длины волны падающего излучения.

Рис. 118 воспроизводит кривые, полученные Комптоном. Они относятся к рассеянию углеродом лучей K_α молибдена, причем анализ длин волн производился путем отражения их от кристалла кальцита. Кривая *A* представляет результат анализа падающего излучения, а *B* — рассеянного.

Подробный разбор самого явления, получившего название эффекта Комптона, будет дан ниже. Здесь мы отметим лишь основную характеристику этого явления. Разность между длинами волн лучей обоего рода оказывается независимой от длины волны рассеиваемых (падающих) лучей и изменяется с углом рассеяния.

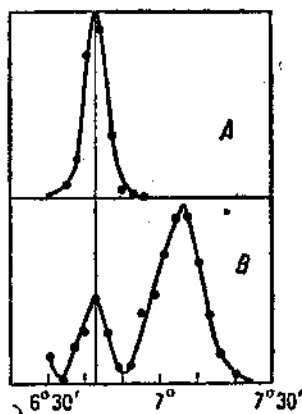


Рис. 118

5. Рассеяние, производимое парой рассеивающих центров

При выводе формул (7,06) и (7,14) нами были сделаны два допущения:

- 1) мы считали все электроны в рассеивающем веществе свободными и
- 2) мы полагали, что рассеяние производится электронами независимо друг от друга.

Оба сделанных предположения, в общем случае, вряд ли можно считать правильными. В самом деле, мы знаем, что электроны в атоме движутся по различным орбитам под действием силы притяжения к ядру. Для удаления электрона из атома необходимо затратить некоторую

работу, различную для различных электронов. Мы можем считать электрон свободным по отношению к рентгеновым лучам только тогда, когда энергия квантов падающих рентгеновых лучей больше, чем работа вырывания электрона. Это условие можно считать выполненным в том случае, если рассеивающими телами являются вещества, состоящие из элементов с небольшим атомным номером, или если падающие лучи обладают весьма малой длиной волны. Для тяжелых элементов это условие можно считать заведомо невыполнимым.

Точно так же мы не всегда можем считать рассеяние, производимое различными электронами в атоме, независимым. В случае рентгеновых лучей с большими длинами волн, — большими по сравнению с расстоянием между электронами в атоме, — мы можем считать, что каждый электрон в атоме будет рассеивать падающие на него лучи в одной и той же фазе и что поэтому амплитуда волн, рассеянных всеми электронами, в каком-нибудь направлении будет равна сумме амплитуд, рассеянных отдельными электронами. Энергия же излучения, рассеянного всеми электронами, будет тогда, очевидно, пропорциональна квадрату числа электронов в атоме, а не просто их числу, как мы это полагали раньше.

Этот результат мы получим непосредственно из формулы (7,8). Рассеяние, производимое Z -электронами, колеблющимися в одной фазе,

будет аналогично рассеянию, производимому одним зарядом, равным Ze , с массой, равной сумме масс всех Z -электронов. Энергия рентгеновых лучей, рассеянных таким зарядом, будет согласно формуле (7,8) равна:

$$W = \frac{8}{3} I_0 \pi \frac{(Ze)^4}{(Zm)^2 c^4} = Z^2 W_0. \quad (7,17)$$

Следовательно, если волны, рассеянные электронами атома, связаны между собой, то мы можем ожидать большего рассеяния, чем это следует из формулы (7, 8). Для учета влияния внутриатомной интерференции на энергию, рассеянную атомами, рассмотрим простейший случай рассеяния, производимого парой электронов. Такому случаю отвечало бы рассеяние рентгеновых лучей, производимое гелием или водородом. Будем полагать, что расстояние между парой электронов одно и то же, но ориентация этой пары по отношению к падающим лучам меняется при переходе от атома к атому, и в каждом атоме меняется со временем. При достаточно большом числе атомов (а это всегда имеет место при сколько-нибудь значительном объеме рассеивающего тела) мы можем считать все положения оси этой пары равновероятными и распределение осей этих пар по атому неизменным.

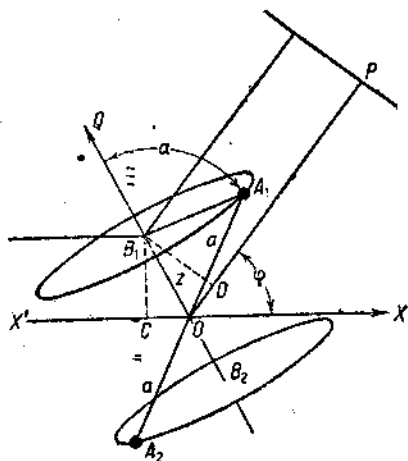


Рис. 119.

Определим энергию рентгеновых лучей, рассеянных единицей объема. Пусть $X'X$ — направление падающего излучения (рис. 119), и пусть A_1A_2 — положение какой-нибудь пары электронов. Определим интенсивность лучей, рассеянных в направлении P , составляющем угол φ с направлением падающих лучей. Для этого нам необходимо знать разность фаз лучей, рассеянных электронами A_1 и A_2 . Величина этой разности фаз зависит от расстояния между электронами и от ориентировки оси пары по отношению к падающему лучу.

Удобнее, однако, ввести в рассмотрение не непосредственно расстояние между электронами, а расстояние между плоскостями, проведенными через точки A_1, A_2 перпендикулярно биссектрисе угла между отклоненным лучом и направлением, противоположным направлению падающих лучей. Точки пересечения этих плоскостей с биссектрисой обозначим через B_1 и B_2 , а расстояние B_1B_2 — через $2z$. Так как разность фаз между точками A_1 и B_1 и точками A_2 и B_2 для лучей, приходящих в точку P , равна нулю¹⁾, то между точками B_1 и B_2 имеет место такая же разность фаз, как и между точками A_1 и A_2 .

Пусть напряженность электрического поля падающей волны в точке A_1 будет

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t + \delta).$$

Падающую волну будем считать линейно поляризованной в направлении электрического вектора, лежащего в плоскости XOP . Ускорение, получаемое электроном, находящимся в A_1 , будет:

$$\ddot{v} = \frac{e}{m} E_0 \cos(\omega t + \delta).$$

Результатом движения электрона A_1 с ускорением $\ddot{v}_1$ будет рассеянная волна, напряженность электрического поля которой будет

$$E'_1 = \frac{e\ddot{v}_1}{rc^2} = \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} E_0 \cos \varphi \cos \left[\omega \left(t - \frac{r_1}{c} \right) + \delta \right],$$

так как фаза в точке P в момент времени t будет такова же, как и фаза в точке A_1 в момент $t - \frac{r}{c}$, отличающийся от t на время, потребное для прохождения пути $A_1P = r_1$.

Совершенно аналогичным путем мы найдем напряженность электрического поля волны, рассеянной электроном A_2 .

$$\begin{aligned} E'_2 &= \frac{e\ddot{v}_2}{rc^2} = \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} E_0 \cos \varphi \cos \left[\omega \left(t - \frac{r_2}{c} \right) + \delta \right] = \\ &= \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} E_0 \cos \varphi \cos \left[\omega \left(t - \frac{r_1}{c} \right) + \delta + \Delta \right], \end{aligned}$$

где Δ означает разность фаз между точками A_1 и A_2 для лучей, приходящих в P .

Геометрическая разность хода лучей между B_1 и B_2 будет равна

$$2(CO + OD) = 4z \sin \frac{\varphi}{2}.$$

¹⁾ При условии что точка P достаточно удалена от точки O .

Поэтому ¹⁾

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 4z \sin \frac{\varphi}{2}. \quad (7, 18)$$

Напряженность электрического поля в точке P будет равна сумме напряженностей полей обеих волн, т. е.

$$E' = E_1' + E_2' = E_0 \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} \cos \varphi [\cos(a + \Delta) + \cos a],$$

где ради сокращения положено $\omega(t - \frac{r'}{c}) + \delta = a$. Просуммировав оба косинуса, получим:

$$E' = \frac{2}{r} \frac{e^2}{mc^2} E_0 \cos \varphi \cos \frac{\Delta}{2} \cos(a + \frac{\Delta}{2}) = E_0' \cos(\omega t + \delta'), \quad (7, 19)$$

где E' представляет амплитуду результирующих колебаний напряженности электрического поля волны, рассеянной парой электронов, а $\delta' = \delta + \frac{4\pi z}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2} - \frac{r_1}{c}$ характеризует его фазу.

Если мы знаем амплитуду результирующих колебаний, то легко найдем и интенсивность их:

$$\begin{aligned} I_{\varphi}' &= \frac{c}{4\pi} E_0'^2 = 4 \cdot \frac{c}{4\pi} E_0 \frac{1}{r^2} \frac{e^4}{m^2 c^4} \cos^2 \varphi \cos^2 \left(\frac{4\pi z}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2} \right) = \\ &= 4 I_0 \frac{1}{r^2} \frac{e^4}{m^2 c^4} \cos \varphi \cos^2 \left(\frac{4\pi z}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2} \right). \end{aligned} \quad (7, 20)$$

Перейдем теперь от рассеяния, производимого парой электронов, к рассеянию, производимому единицей объема. Рассеяние, производимое каждой отдельной парой, мы будем считать независимым от других пар. Это соответствует случайному расположению таких пар. Тогда энергия рассеянного излучения получится в результате простого суммирования энергии лучей, рассеянных отдельными парами.

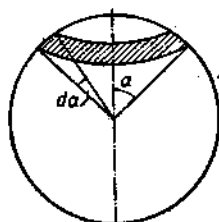


Рис. 120.

Пусть $P_{\alpha} da$ представляет вероятность того, что ось пары электронов составляет с биссектрисой $B_1 B_2$ угол, находящийся в интервале между α и $\alpha + da$, и пусть $\frac{N}{2}$ есть число пар в единице объема. Тогда энергия рентгеновых лучей, рассеянных единицей объема, в направлении φ будет

$$\bar{I}_{\varphi} = \int_0^{\pi} P_{\alpha} \cdot \frac{N}{2} I_{\varphi} d\alpha.$$

¹⁾ Так как разность фаз равна геометрической разности хода, умноженной на $\frac{2\pi}{\lambda}$.

Стр.

Строка

Напечатано

Следует читать

187

13 сверху

$$\frac{1}{k} \int_k^k \cos^2 x dx$$

$$\frac{1}{k} \int_{-k}^{+k} \cos^2 x dx$$

Но P_s представляет собой отношение заштрихованной поверхности (рис. 126) ко всей поверхности шара:

$$P_s d\alpha = \frac{2\pi \sin \alpha d\alpha}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin \alpha d\alpha. \quad (7,21)$$

Следовательно,

$$\bar{I}_\varphi = A' \int_0^\pi \cos^2 \left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2} \cos \alpha \right) \sin \alpha d\alpha, \quad (7,22)$$

так как

$$2s = s \cos \alpha$$

и

$$A' = 2 I_\varphi \frac{N}{2} \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{1}{r^2} \cos^2 \varphi,$$

где s — расстояние между электронами A_1 и A_2 . Далее обозначим

$$\frac{2\pi s}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2} = k.$$

Тогда

$$\int_0^\pi \cos^2 (k \cos \alpha) \sin \alpha d\alpha = \frac{1}{k} \int_k^k \cos^2 x dx = 1 + \frac{\sin 2k}{2k}.$$

Подставив в формулу (7,22) значение интеграла, найдем;

$$\bar{I}_\varphi = A' \cdot \left(1 + \frac{\sin 2k}{2k} \right),$$

или в развернутом виде:

$$\bar{I}_\varphi = 2 \cdot \frac{N}{2} I_0 \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{1}{r^2} \cos^2 \varphi \left[1 + \frac{\sin \left(\frac{4\pi s}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2} \right)}{\frac{4\pi s}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2}} \right]. \quad (7,23)$$

Если бы падающая волна была поляризована так, чтобы вектор напряженности электрического поля был перпендикулярен плоскости XOP , то мы имели бы:

$$I_\varphi = 2 I_0 \frac{N}{2} \frac{1}{r^2} \frac{e^4}{m^2 c^4} \left(1 + \frac{\sin 2k}{2k} \right).$$

В случае неполяризованной падающей волны мы, очевидно, будем иметь:

$$\begin{aligned} I_\varphi &= 2 I_0 \frac{N}{2} \frac{1}{r^2} \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{(1 + \cos^2 \varphi)}{2} \cdot \left(1 + \frac{\sin 2k}{2k} \right) = \\ &= 2 I_{\text{ср}} \frac{N}{2} \left(1 + \frac{\sin 2k}{2k} \right), \end{aligned} \quad (7,24)$$

а в среднем каждая пара рассеивает в направлении P энергию

$$I_\varphi = 2 I_{\text{ср}} \left[1 + \frac{\sin \left(\frac{4\pi s}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2} \right)}{\frac{4\pi s}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2}} \right]. \quad (7,25)$$

6. Рассеяние многими центрами

Выражение (7, 25) характеризует рассеивающую способность пары электронов. Рассмотрим теперь общий случай. Пусть в атоме содержится Z электронов. Каждый электрон будет рассеивать под влиянием падающего излучения волну, которая будет приходить в точку P — место наблюдения — с фазой, отличной от фазы волны, рассеянной другим электроном.

Обозначим фазу, с которой будет приходить волна, рассеянная q -м электроном, через δq . Тогда амплитуда напряженности результирующего электрического поля рассеянной волны будет

$$E' = \sum_1^Z E_q = \sum_1^Z \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} \cos \varphi E_0 \cos(\omega t + \delta q) = B' \sum_1^Z \cos(\omega t + \delta q), \quad (7, 26)$$

где

$$B' = \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} \cos \varphi E_0.$$

Так как сложение ряда колебаний с одной и той же частотой дает в результате колебание с той же частотой, но другой амплитуды и фазы, то выражение (7, 26) можно записать в виде:

$$E' = E_0' \cos(\omega t + \delta) = B' \sum_1^Z \cos(\omega t + \delta q) = B' \sum_1^Z (\cos \omega t \cos \delta q - \sin \omega t \sin \delta q) = B' (\cos \omega t \sum \cos \delta q - \sin \omega t \sum \sin \delta q), \quad (7, 27)$$

и интенсивность лучей, рассеянных атомом,

$$I_{a\varphi} = \frac{c}{4\pi} E_0'^2;$$

то

$$E_0' \cos \delta = B' \sum_1^Z \cos \delta q, \quad E_0' \sin \delta = B' \sum_1^Z \sin \delta q,$$

следовательно,

$$\begin{aligned} I_{a\varphi} &= \frac{c}{4\pi} B'^2 \left[\left(\sum_1^Z \cos \delta q \right)^2 + \left(\sum_1^Z \sin \delta q \right)^2 \right] = \\ &= \frac{c}{4\pi} B' \left(\sum_q \sum_{q'} \cos \delta q \cos \delta' q + \sum_q \sum_{q'} \sin \delta q \sin \delta' q \right) = \\ &= \frac{c}{4\pi} B' \sum_q \sum_{q'} \cos(\delta q - \delta' q). \end{aligned} \quad (7, 28)$$

Выражение, стоящее под знаком косинуса, представляет собой разность фаз между волнами, рассеянными q -м и q' -м электронами. Эту разность фаз мы можем найти способом, совершенно аналогичным тому, который мы употребляли в случае двух электронов.

Если $S_{qq'}$ — расстояние между q -м и q' -м электронами, и $\alpha_{qq'}$ означает угол, образуемый прямой, соединяющей эту пару электронов с биссектрисой угла XOP , и $z_{qq'}$ — проекция $S_{qq'}$ на направление биссектрисы угла XOP , то разность фаз будет равна:

$$\delta_q - \delta_{q'} = \frac{2\pi}{\lambda} 4 z_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2} = \frac{4\pi}{\lambda} S_{qq'} \cos \alpha_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}, \quad (7, 29)$$

а вероятность того, что пара электронов qq' будет образовывать с биссектрисой угол, лежащий в интервале между $\alpha_{qq'}$ и $\alpha_{qq'} + d\alpha_{qq'}$, как мы нашли уже ранее, будет равна $\frac{1}{2} \sin \alpha_{qq'} d\alpha_{qq'}$.

Далее, в соответствии с теми рассуждениями, которые нами были приведены для двух электронов, мы можем написать выражение для средней интенсивности рентгеновых лучей, рассеянных в направлении φ атомом, содержащим Z электронов:

$$\bar{I}_{\alpha\varphi} = \frac{c}{4\pi} B^2 \sum_{q=1}^Z \sum_{q'=1}^Z \frac{1}{2} \int_0^\pi \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} S_{qq'} \cos \alpha_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2} \right) \sin \alpha_{qq'} d\alpha_{qq'}. \quad (7, 30)$$

Интеграл, стоящий под знаком суммы, равен:

$$\int_0^\pi \cos(k_{qq'} \cos \alpha_{qq'}) \sin \alpha_{qq'} d\alpha_{qq'} = \left[1 - \frac{1}{k_{qq'}} \sin(k_{qq'} \cos \alpha_{qq'}) \right]_0^\pi = \frac{\sin k_{qq'}}{k_{qq'}}$$

где

$$k_{qq'} = \frac{4\pi S_{qq'}}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2},$$

следовательно,

$$\bar{I}_{\alpha\varphi} = \frac{c}{4\pi} B^2 \sum_{q=1}^Z \sum_{q'=1}^Z \frac{\sin k_{qq'}}{k_{qq'}}.$$

В развернутом виде это выражение примет вид:

$$\bar{I}_{\alpha\varphi} = I_0 \frac{1}{r^2} \frac{e^4}{m^2 c^4} \cos^2 \varphi \sum_{q=1}^Z \sum_{q'=1}^Z \frac{\sin \left(\frac{4\pi}{\lambda} S_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2} \right)}{\frac{4\pi}{\lambda} S_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}.$$

Если теперь перейдем к неполяризованным лучам, то в выражение интенсивности рассеянного излучения войдет еще поляризационный множитель, и мы будем иметь:

$$\bar{I}_{\alpha\varphi} = I_0 \frac{1}{r^2} \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{(1 + \cos^2 \varphi)}{2} \sum_{q=1}^Z \sum_{q'=1}^Z \frac{\sin k_{qq'}}{k_{qq'}}. \quad (7, 31)$$

В случае двух рассеивающих центров формула (7, 31) превращается в полученную формулу (7, 25), так как $S_{qq'}$ принимает значения:

$$S_{11} = 0, \quad S_{12} = s, \quad S_{21} = s, \quad S_{22} = 0$$

и

$$\bar{I}_{\alpha\varphi} = 2I_s \left(1 + \frac{\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} s \sin \frac{\varphi}{2}\right)}{\frac{4\pi}{\lambda} s \cdot \sin \frac{\varphi}{2}} \right).$$

7. Атомный фактор

Величина F , определенная равенством:

$$F^2 = \sum_{q=1}^Z \sum_{q'=1}^Z \frac{\sin \frac{4\pi}{\lambda} S_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\frac{4\pi}{\lambda} S_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}} \quad (7, 32)$$

характеризует рассеивающую способность атома. Она представляет отношение амплитуды волны, рассеянной атомом, к амплитуде волны, рассеянной одним электроном, и называется атомным фактором. Иначе говоря,

$$F = \frac{E'_a}{E'_e}.$$

В простейшей теории рассеяния рентгеновых лучей мы полагали квадрат атомного фактора равным просто числу электронов в атоме. Учет интерференции, учет взаимодействия волн, рассеянных отдельными электронами, приведший нас к формуле (7, 32), дает для атомного фактора большие значения, чем простая теория рассеянных лучей.

Выделим в выражении (7, 32) члены, содержащие равные значения q и q' . Таких членов будет, очевидно, Z . Тогда

$$F^2 = Z + \sum_q \sum_{q'} \frac{\sin \frac{4\pi}{\lambda} S_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\frac{4\pi}{\lambda} S_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}. \quad (7, 33)$$

В случае лучей с короткими длинами волн знаменатель у всех членов, стоящих под знаком двойной суммы, будет велик, и каждый член будет близок к нулю. В этом случае мы будем иметь:

$$F^2 = Z.$$

В другом предельном случае, когда λ велико по сравнению с расстоянием между электронами в атоме, знаменатель каждого члена, стоящего под знаком двойной суммы, будет обращаться в нуль. Каждый член примет значение, равное единице, так как $\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin x}{x} = 1$, а так как число членов под знаком двойной суммы (7, 33) равно $Z(Z-1)$, то

$$F^2 = Z^2.$$

Для рентгеновых лучей, длины волн которых лежат между предельными случаями, будем иметь для атомного фактора промежуточное значение

$$Z < F^2 < Z^2. \quad (7,34)$$

Значение атомного фактора, приведенное в формуле (7,32), дано Дебаем. При выводе его предполагается неизменным расстояние между электронами внутри атома. Такого рода «жесткие атомы» вряд ли имеют место в действительности. Электроны в атоме движутся друг по отношению к другу с различными скоростями, и поэтому конфигурация электронов должна со временем меняться.

Учет движения электронов в атоме был произведен рядом авторов при различных частных предположениях. На рассмотрении этих предположений мы останавливаться не будем, а перейдем сразу к написанию выражения для атомного фактора в общем виде.

Если электроны в атоме движутся друг по отношению к другу (их взаимное расположение меняется в результате различного движения их внутри ядра), то расстояние между q -м и q' -м электроном мы уже не можем считать постоянным. Пусть вероятность того, что q -й и q' -й электроны находятся друг от друга на расстоянии, численное значение которого находится в интервале между $S_{qq'}$ и $S_{qq'} + dS_{qq'}$, равна $P_{qq'} dS_{qq'}$; тогда среднее значение интенсивности рентгеновых лучей, рассеянных атомом с Z -электронами, будет равно:

$$\bar{I}_{\alpha\alpha'} = I_0 \sum_q \sum_{q'} \int_0^\infty \frac{\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} S_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}\right)}{\frac{4\pi}{\lambda} S_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}} P_{qq'} dS_{qq'}. \quad (7,35)$$

Выражение (7,35) в общем виде не поддается вычислению. Поэтому точное значение атомного фактора не может быть вычислено, но во всяком случае можно утверждать, что атомный фактор является некоторой функ-

цией отношения $\frac{\sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}$, т. е.

$$F = f\left(\frac{\sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}\right). \quad (7,36)$$

Соотношением (7,36) можно воспользоваться для измерения длин волн. Пусть λ_α — длина волны рентгеновых лучей, подлежащая определению. Предположим, что путем измерения интенсивности рассеянного излучения с искомой длиной волны и какого-нибудь другого излучения с известной длиной волны λ нам удалось найти такой угол φ_α , рассеяние под которым искомого излучения дает такую же интенсивность, как и излучение с из-

вестной длиной волны, но под углом φ ; тогда на основе равенства интенсивностей мы будем иметь:

$$f\left(\frac{\sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}\right) = f\left(\frac{\sin \frac{\varphi_x}{2}}{\lambda_x}\right),$$

$$\frac{\sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda} = \frac{\sin \frac{\varphi_x}{2}}{\lambda_x},$$

откуда

$$\lambda_x = \lambda \frac{\sin \frac{\varphi_x}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}. \quad (7,37)$$

Выражением (7,37) воспользовался Комптон для определения длин волн жестких гамма-лучей.

8. Рассеяние, производимое группами атомов — молекулой

При выводе формулы (7,31) мы считали, что рассеивающими центрами являются электроны. Интерференция волн, рассеянных отдельными электронами, определила энергию, рассеиваемую всем атомом. Если рассеяние производится отдельными атомами независимо друг от друга, то мы можем просто вычислить энергию рентгеновых лучей, рассеянных конечным объемом V . Если N — число атомов в единице объема, то

$$I_\varphi = I_{a\varphi} N \cdot V,$$

а коэффициент рассеяния мы найдем суммированием по всему объему:

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi I_\varphi \sin \varphi d\varphi.$$

Однако при учете энергии рентгеновых лучей, рассеянных конечным объемом вещества, мы точно так же, как и в случае рассеяния электронов в атоме, не можем считать рассеяние, производимое отдельными атомами, независимым.

Лучи, рассеянные каждым атомом, представляют волну, центром распространения которой является атом, характеризуемый определенной фазой. Между волнами, испускаемыми отдельными атомами, могут существовать определенные фазовые соотношения, обусловленные неизменностью расстояния между атомами. Поэтому для определения энергии рентгеновых лучей, рассеянных конечным объемом вещества, необходимо учесть и интерференционный эффект, производимый волнами, рассеиваемыми отдельными атомами. Такой учет мы можем произвести методами, аналогичными тем, которые мы употребляли для учета внутриатомного интерференционного эффекта. При этом за рассеивающий центр мы должны будем принимать не электрон, а атом.

Для интенсивности лучей, рассеянных группой атомов, число которых равно n , получим выражение:

$$I_{\varphi} = I_{a\varphi} \sum_{q=1}^{q=n} \sum_{q'=1}^{q'=n} \frac{\sin\left(\frac{4\pi X_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}\right)}{\frac{4\pi X_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}}, \quad (7,38)$$

где $X_{qq'}$ представляет собой расстояние между q -м и q' -м атомом группы, λ — длина волны падающих лучей, $I_{a\varphi}$ — интенсивность лучей, рассеянных отдельным атомом в направлении φ .

Выражение (7, 38) относится к любой группе однородных атомов. В случае, если рассеивающее вещество состоит из сложных молекул, содержащих разнородные атомы, выражение для интенсивности лучей, рассеянных одной молекулой, примет вид:

$$I_{m\varphi} = \frac{c}{4\pi} \sum \sum A_q A_{q'} \frac{\sin\left(\frac{4\pi X_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}\right)}{\frac{4\pi X_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}}, \quad (7,39)$$

где A_q и $A_{q'}$ — амплитуды колебаний волны, рассеянной q -м и q' -м атомами.

Если N' — число молекул в единице объема, и рассеяние, производимое молекулами, можно считать независимым друг от друга, то интенсивность лучей, рассеянных конечным объемом V , будет

$$I_{\varphi} = N' V I_{m\varphi} = \frac{c}{4\pi} N' V \sum \sum A_q A_{q'} \frac{\sin\left(\frac{4\pi X_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}\right)}{\frac{4\pi X_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}}. \quad (7,40)$$

Это предположение верно для газа, молекулы которого находятся друг от друга на произвольных расстояниях. В случае же твердых и жидких тел необходимо ввести еще один множитель, характеризующий интерференцию волн, рассеянных отдельными молекулами между собою. Множитель, характеризующий интерференцию этих волн, имеет тот же вид, что и в формуле (7, 37), с той разницей, что центром рассеяния является здесь молекула. Поэтому в самом общем случае мы для интенсивности рассеянных рентгеновых лучей будем иметь выражение:

$$I_{\varphi} = \frac{c}{4\pi} \sum_{q=1}^n \sum_{q'=1}^n A_q A_{q'} \frac{\sin\left(\frac{4\pi X_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}\right)}{\frac{4\pi X_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}} \sum_{q=1}^{N'} \sum_{q'=1}^{N'} \frac{\sin\left(\frac{4\pi Y_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}\right)}{\frac{4\pi Y_{qq'} \sin \frac{\varphi}{2}}{\lambda}}, \quad (7,41)$$

где $Y_{qq'}$ — расстояние между центрами молекул, индексы которых q и q' .

9. Опыты по наблюдению рассеяния рентгеновых лучей в газах и жидкостях

Развитая выше теория рассеяния заставляет нас ожидать появления интерференционных эффектов при прохождении рентгеновых лучей через вещества. Пока мы ограничимся рассмотрением интерференционных эффектов в жидкостях и газах. Рассеяние рентгеновых лучей, производимое твердыми кристаллическими телами, будет нами рассмотрено особо.

Существование интерференционных эффектов сказывается прежде всего в неравномерности распределения интенсивности рассеянных рентгеновых лучей по углу. Существуют направления, в которых интенсивность рассеянного излучения достигает максимального значения, и направления, в которых интенсивность рассеянных лучей наименьшая. Как само существование таких максимумов, так и направления, при которых они имеют место, определяются расположением рассеивающих центров. В простейшем случае двух рассеивающих центров положение максимумов определяется довольно простым соотношением:

$$\frac{dI_x}{d\varphi} = 2I_0 \left(\frac{\cos x}{x} - \frac{\sin x}{x^2} \right) \frac{dx}{d\varphi} = 0^1, \quad (7,42)$$

где

$$x = \frac{4\pi s}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Из уравнения (7,42) получим экстремальные значения для x :

$$x = \text{tg } x. \quad (7,43)$$

На рис. 121 изображена кривая, представляющая зависимость интенсивности рассеянных лучей от угла. На кривой мы замечаем ряд чередующихся между собой максимумов и минимумов.

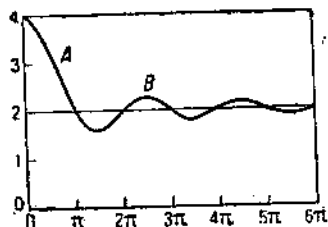


Рис. 121.

На кривой, приведенной нами на рис. 113, полученной Хьюлеттом при изучении рассеяния рентгеновых лучей, испускаемых молибденовым антикатодом на мезетиле, мы также видим интерференционный резкий максимум, наличие которого мы раньше приписывали дополнительному рассеянию.

Впервые явление интерференции рентгеновых лучей при рассеянии их жидкостями было наблюдеено Фридрихом, который обнаружил появление широкого размытого круга вокруг центрального пятна на фотографиях, снимаемых по способу, употреблявшемуся им при получении снимков Лауэ с кристаллов. Эти размытые кольца, получившие впоследствии название «гало», были в дальнейшем получены и рядом других исследователей — Дебайем, Шерером, Уайковым, Резомом и Шмидтом и др.

¹⁾ Строго это выражение будет выполнено лишь в случае лучей, поляризованных перпендикулярно плоскости, в которой находятся падающий и рассеянный лучи.

Фотография, приведенная на рис. 122, воспроизводит такое «гало», полученное Кезомом (Keesom) при рассеянии лучей $\text{Cu } K_\alpha$ в воде.

Особое развитие изучение рассеяния рентгеновых лучей при прохождении их через жидкие тела получило после появления работ Дебая и Шерера, связавших существование интерференционной картины, наблюдаемой ими в бензоле, со строением молекулы бензола. Правильное расположение атомов в молекуле бензола и обусловило, по мнению Дебая и Шерера, интерференционный эффект — образование «гало». В соответствии с химическими данными о строении молекулы бензола Дебай и Шерер предположили, что атомы углерода расположены в вершинах правильного шестиугольника. В случае, если атомы, образующие молекулу,

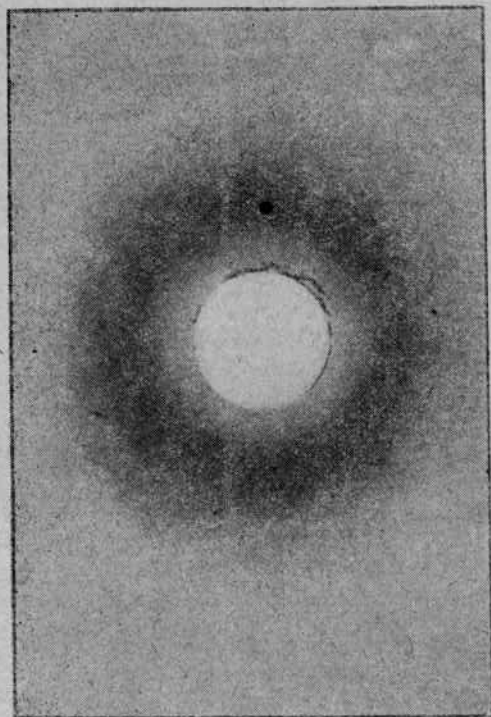


Рис. 122.

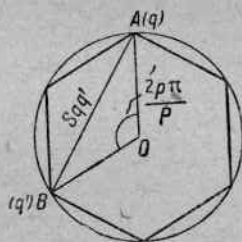


Рис. 123.

будут расположены в виде правильного многоугольника, то, как видно из приведенного рис. 123 величину $S_{qq'}$ можно представить как $20 A \sin \frac{p\pi}{P}$.

В этом случае формула (7, 40) принимает вид:

$$I_\varphi = nN'V \sum_{p=1}^P \frac{\sin \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{p\pi}{P} \sin \frac{\varphi}{2}}{\frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{p\pi}{P} \sin \frac{\varphi}{2}}, \quad (7, 44)$$

где n — число атомов в молекуле, N' — число молекул в единице объема, а a — диаметр круга, описанного вокруг многоугольника.

Характер интерференционных максимумов, полученных на опыте, совпадает с тем, что дает формула (7, 43). Это и послужило для Дебая и Шерера основанием сделать обобщенный вывод, что явление «гало» пред-

ставляет интерференционный эффект внутримолекулярный, т. е. есть результат интерференции рентгеновых лучей, рассеянных отдельными атомами вещества, образующими молекулу.

Однако изучение целого ряда жидкостей, имевших самое разнообразное строение, показало, что предположение Дебая и Шерера о происхождении интерференционных максимумов вряд ли является правильным. Эти максимумы удалось наблюдать и при рассеянии рентгеновых лучей ртутью, и, как показали Кезом и Смит (Smith), появление этих максимумов имеет место и в случае жидкого аргона. Подозревать наличие явления интерференции, обусловленного строением молекулы у ртути, а тем более у жидкого аргона, молекула которого заведомо одноатомна, вряд ли представляется возможным, и поэтому в случае этих веществ необходимо искать другую причину образования «гало». Естественно, конечно, что появление интерференционных максимумов у указанных выше веществ ставит под сомнение и правильность выводов Дебая и Шерера также и в отношении бензола.

Исходя из результатов, полученных для аргона, Кезом и Смит предположили, что появление на фотографических снимках рентгеновых лучей, рассеянных жидкостями широких колец, обязано своим происхождением не внутримолекулярной интерференции, а что оно представляет собой межмолекулярный интерференционный эффект. «Гало», по Кезому и Смигу, есть результат интерференции волн, рассеянных самими молекулами, а не отдельными атомами, образующими молекулу.

Расстояние между молекулами в жидкости меняется сравнительно мало. В первом приближении можно считать это расстояние постоянным и трактовать рассеяние рентгеновых лучей жидкостью как рассеяние центрами, находящимися на одинаковых расстояниях друг от друга (правильность пространственного расположения отдельных молекул предполагается при этом отсутствующей).

При таком предположении зависимость положения дифракционного максимума от расстояния между центрами молекул и длины волны падающих рентгеновых лучей будет даваться формулой (7, 42) или (7, 43), представляющей условие максимума интерференции для двух рассеивающих центров. Положение первого интерференционного максимума согласно этой формуле наступает при угле $\varphi_{\max} = 0$, определяемом соотношением:

$$\frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\lambda} = \frac{7,72}{4 \pi s} \quad (7, 45)$$

Это выражение аналогично употреблявшейся нами формуле Брэгга и отличается от нее множителем 0,81.

Формуле (7, 45) можно придать более привычный вид, именно:

$$0,81 \cdot 25 \cdot \sin \theta = \lambda. \quad (7, 46)$$

Если мы предположим, что молекулы имеют форму шара и упакованы в жидкости наиболее плотно (гексагональная упаковка), то размеры молекул могут быть определены из значений плотности и молекулярного веса в жидкости

$$S = \sqrt[3]{\frac{1,93M}{\rho}} \quad (7, 47)$$

где S — попрежнему выраженное в сантиметрах расстояние между центрами молекул, M — вес молекулы, ρ — плотность.

Пользуясь значением величины ρ , даваемым (7, 47), можно произвести и количественную проверку теории Кезома. Нижепомещенная таблица, взятая из работ Кезома и Смита, содержит в себе значения S , вычисленные по формуле (7, 47) и найденные из рассеяния рентгеновых лучей с помощью формулы (7, 46).

Таблица 41

Название вещества	ϑ	S (7,45)	S (7,46)	Название вещества	ϑ	S (7,45)	S (7,46)
Кислород	20	4,0 Å	4,0 Å	Вода	29	3,75 Å	3,6 Å
Аргон	27	4,0 Å	4,1 Å	Этановое масло	22	4,9 Å	5,2 Å
Бензол	18	6,05 Å	5,9 Å	Этиловый эфир	19	5,7 Å	6,2 Å

Положение Кезома и Смита о том, что интерференция рентгеновых лучей при рассеянии их в жидкостях есть эффект молекулярный, было в дальнейшем подтверждено рядом других исследователей. Детальное изучение явления рассеяния рентгеновых лучей жидкостями, в особенности жидкостями органическими, произведенное Кацем, Стюартом и Морроу и др., показало, однако, наличие у жидкостей и более сложной дифракционной картины.

На рис. 124 даны кривые, представляющие зависимость интенсивности рентгеновых лучей, рассеянных различными жидкостями, от угла. Кривые показывают наличие двух дифракционных максимумов (а в некоторых случаях и большего их числа), характер и положение которых не могут быть объяснены эффектом среднемолекулярного рассеяния. Стюарт находит объяснение наблюдаемой им картины в существовании известной ориентировки молекул внутри жидкости. Ориентация молекул, в отличие от твердого тела, не сохраняется во времени — жидкость подвижна.

Очевидно, что такого рода ориентация будет весьма существенно

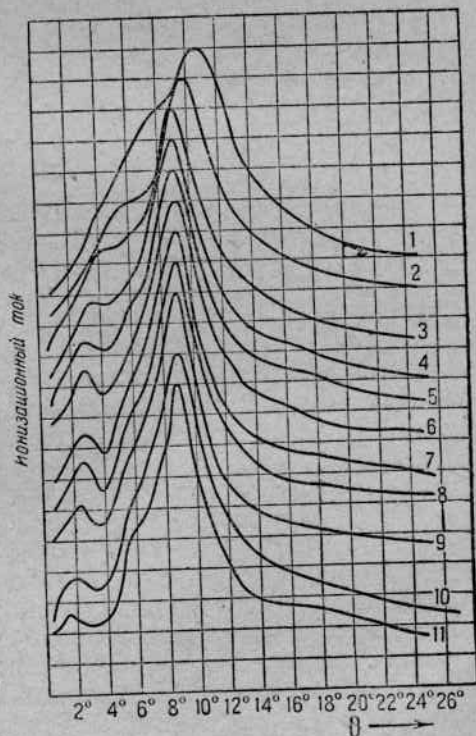


Рис. 124.



при рассеянии рентгеновых лучей газообразными веществами может быть обусловлено лишь структурой самой молекулы.

Появление интерференционных максимумов при рассеянии рентгеновых лучей в газе было впервые обнаружено Дебаем и его учениками Бевилогуа и Эргардтом. В их опытах тонкий пучок рентгеновых лучей (рис. 125), вырезаемый системой щелей, попадал в камеру, наполненную исследуемым газом. Рассеянные газом лучи проходили через тонкую алюминиевую фольгу и затем падали на фотографическую пластинку.

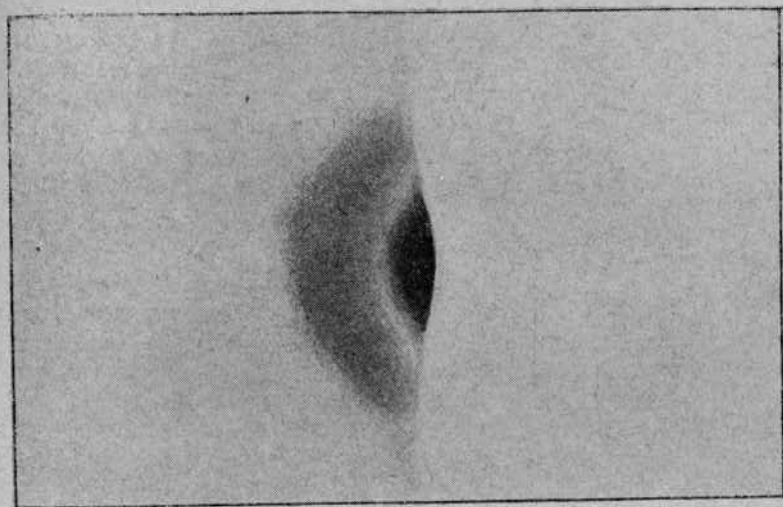


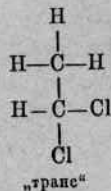
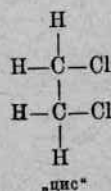
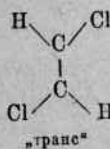
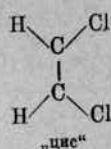
Рис. 126.

Рис. 126 воспроизводит снимок, полученный указанными выше авторами при рассеянии в CCl_4 рентгеновых лучей Cu K_α . Пользуясь формулой (7, 39), можно было из положения максимума найти расстояние между атомами хлора. Оно оказалось равным

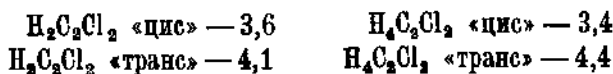
$$a_1 = 3,3 \text{ \AA}.$$

Подтверждением того, что наблюдаемые максимумы интенсивности рентгеновых лучей есть действительно результат интерференции атомов в молекуле, является дальнейшее наблюдение тех же авторов, которым удалось установить, что в случае изомеров $\text{H}_2\text{C}_2\text{Cl}_2$ („цис“ и „транс“), и $\text{H}_4\text{C}_2\text{Cl}_2$ („цис“ и „транс“) ¹⁾ получаются круги разного диаметра, ко-

¹⁾ Структурная формула соединений:



торые отвечают размерам молекул:



Рассеяние рентгеновых лучей газами является, следовательно, одним из надежных способов изучения строения молекулы.

11. Рассеяние связанным электроном

Когда рассеяние рентгеновых лучей производится тяжелыми веществами, в атомах которых, как мы можем полагать, находятся связанные электроны, мы должны ввести в рассмотрение и реакции связи. В простейшем случае это осуществляется путем введения квази-упругих сил.

Будем считать силу, действующую на электрон, пропорциональной смещению. Уравнение движения электрона в поле падающей волны будет иметь вид:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + qx = e E_0 \cos(\omega t + \delta). \quad (7, 48)$$

Величина q , как известно, характеризует частоту свободных колебаний системы. В самом деле, решением уравнения

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + qx = 0 \quad (7, 49)$$

является функция:

$$x = \cos(\omega_0 t + \delta_0).$$

Если мы подставим это значение в формулу (7, 49), то найдем:

$$q = 4\pi^2 m \nu_0^2 = m \omega_0^2.$$

Уравнение (7, 48) будет выражать колебательное движение, но с частотой, совпадающей с частотой падающих лучей (вынужденное колебание) и отличающееся от них по амплитуде и фазе:

$$x = A' \cos(\omega t + \delta'). \quad (7, 50)$$

Если мы подставим значение x из (7, 50) в уравнение (7, 48), то найдем значение амплитуды A' :

$$A' m (\omega^2 - \omega_0^2) = e E_0; \quad A' = \frac{e E_0}{m (\omega^2 - \omega_0^2)}.$$

Ускорение, испытываемое электроном, будет:

$$\ddot{x} = A' \omega^2 \cos(\omega t + \delta) = \frac{\omega^2 e E_0}{m (\omega^2 - \omega_0^2)} \cos(\omega t + \delta).$$

Если бы электрон был свободен, то ускорение, полученное им в результате воздействия падающей волны, было бы:

$$\ddot{x} = \frac{e E_0}{m} \cos(\omega t + \delta).$$

Поэтому отношение интенсивностей лучей, рассеянных связанным и свободным электроном, будет равно:

$$\frac{(I_e)_{\text{связ}}}{(I_e)_{\text{своб}}} = \frac{(\ddot{x}_{\text{связ}})^2}{(\ddot{x}_{\text{своб}})^2} = \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2},$$

и, следовательно,

$$(I_e)_{\text{связ}} = (I_e)_{\text{своб}} \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{e^4}{m^2 c^4} \left(\frac{1 + \cos^2 \varphi}{2} \right) \frac{\nu^4}{(\nu^2 - \nu_0^2)^2}.$$

В случае $\omega_0 \ll \omega$, т. е. в случае свободного электрона,

$$(I_e)_{\text{связ}} = (I_e)_{\text{своб}}.$$

Итак, действие связи приводит к появлению в формуле для интенсивности рассеянных лучей множителя $\frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2}$, не зависящего от угла.

Распределение по углу интенсивности рентгеновых лучей, рассеянных как свободными, так и связанными электронами, будет одинаково. Что же касается величины рассеянной энергии, то она будет для связанных электронов больше, и тем больше, чем ближе будет частота падающих лучей к частоте собственных колебаний электрона (резонанс).

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ

1. Интерференция рентгеновых лучей от кристалла

Существенное отличие явления рассеяния рентгеновых лучей твердыми телами состоит в том, что в твердом теле рассеивающие центры располагаются в пространстве в определенном порядке, следствием чего будет появление новых дифракционных максимумов.

Почти все твердые тела (за исключением лишь небольшой группы стеклообразных веществ) представляют собой кристаллические вещества. Атомы или молекулы вещества, образующего кристалл, располагаются в пространственную решетку. На рис. 127 изображена кристаллическая решетка алмаза. Центры шариков совпадают с центрами атомов, составляющих данную пространственную ре-

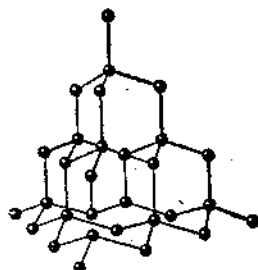


Рис. 127.

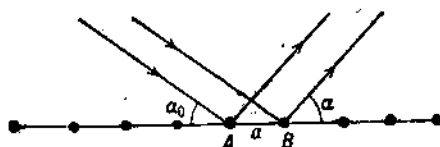


Рис. 128.

шетку. Эти центры принято называть узлами решетки. Само собой разумеется при этом, что сам шарик ничего общего не имеет ни с размерами атома, ни с его формой.

Условие интерференции от пространственной решетки было впервые дано Лауэ.

Пространственную решетку, образующую кристалл, мы можем рассматривать как состоящую из совокупности плоских сеток-плоскостей, в которых располагаются атомы кристалла, и рядов—прямых, проходящих через центры атомов и образующих линейную решетку.

Рассмотрим линейную решетку, составленную из атомов (рис. 128). Расстояние $AB = a$ будем называть периодом решетки. Направление α , в котором лучи, рассеянные всеми атомами решетки, будут приходить с одинаковыми фазами, определяется условием:

$$a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = h_1 \lambda \quad (8, 1)$$

(разность хода равна целому числу длин волн), в котором α_0 — угол, составленный решеткой с направлением падающих лучей, α — с направлением рассеянных лучей, h_1 — целое число, λ — длина волны падающих лучей.

Если мы желаем, чтобы усиливали друг друга волны, рассеянные не только атомами, лежащими на одной прямой, но и всеми атомами, расположенными в одной плоскости, то мы должны потребовать, чтобы все ряды (линейная решетка), на которые мы можем разбить атомы, расположенные в этой плоскости (плоская решетка кристалла), усиливали друг друга. Это условие будет выполнено, если атомы, расположенные на прямой AC (рис. 129), будут рассеивать волны, которые

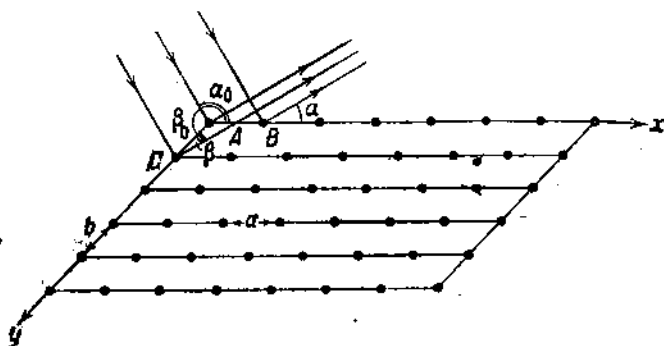


Рис. 129.

в направлении к наблюдателю будут идти с той же фазой. Это дает дополнительное к (8, 1) условие

$$b(\cos \beta - \cos \beta_0) = h_2 \lambda. \quad (8, 2)$$

Здесь β и β_0 — углы, составленные с направлением AC падающим лучом и лучом, идущим к наблюдателю, h_2 — целое число, b — расстояние между соседними атомами по прямой AC .

Если теперь, далее, мы потребуем, чтобы в направлении луча, идущего к наблюдателю, совпадали по фазе не только волны, рассеянные атомами, находящимися в плоскости ABC , но также и атомами, расположенными в остальных плоскостях, то тогда придется ввести еще одно условие:

$$c(\cos \gamma - \cos \gamma_0) = h_3 \lambda, \quad (8, 3)$$

где γ и γ_0 — углы, составленные падающим и рассеянным лучами с направлением оси z , c — расстояние между соседними атомами в этом направлении, h_3 — целое число.

Условие (8, 3), очевидно, представляет условие совпадения фаз волн, рассеянных атомами, расположенными на расстоянии c друг от друга. Совместное выполнение всех трех условий:

$$\left. \begin{aligned} a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= h_1 \lambda, \\ b(\cos \beta - \cos \beta_0) &= h_2 \lambda, \\ c(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= h_3 \lambda, \end{aligned} \right\} \quad (8, 4)$$

называемых условиями Лауэ, обеспечивает нам, что волны, рассеянные всеми атомами, образующими данную кристаллическую решетку, в направлении, определенном углами α , β , γ , будут усиливать друг друга.

Легко видеть, что для заданных трех чисел h_1 , h_2 , h_3 (которые играют здесь роль «порядка» дифракционного спектра) существует только одно направление, в котором рассеянные волны данной длины волны λ будут усиливать друг друга. При этом само усиление будет происходить не при всех углах падения волны на кристалл, а лишь при вполне определенном. В самом деле, каждое из условий (8, 4) определяет при заданном угле падения волны (α_0 , β_0 , γ_0) определенное значение α , β и γ , но и последние не независимы; они связаны условием:

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1, \quad (8, 5)$$

т. е. мы для определения четырех величин α , β , γ и λ имеем четыре условия (8, 4) и (8, 5). Эти четыре уравнения и определяют нам вполне определенные значения α , β , γ и λ , при которых усиление рассеянных волн имеет место.

Для каждой данной длины волны рентгеновых лучей существует вполне определенный угол (α , β и γ), при котором мы сможем наблюдать максимум излучения, рассеянного кристаллом.

Более наглядное представление об этом дифракционном максимуме дано Бреггом. Если мы условия (8, 4) возведем в квадрат и сложим, то получим:

$$2(1 - \cos \theta) = \lambda^2 \left(\frac{h_1^2}{a^2} + \frac{h_2^2}{b^2} + \frac{h_3^2}{c^2} \right), \quad (8, 6)$$

где θ — угол между падающим лучом и направлением дифракционного максимума.

Выражение (8, 6) можно переписать так:

$$4 \sin^2 \frac{\theta}{2} = 4 \sin^2 \vartheta = \lambda^2 \left(\frac{h_1^2}{a^2} + \frac{h_2^2}{b^2} + \frac{h_3^2}{c^2} \right). \quad (8, 7)$$

Покажем теперь, что плоскость, делящая пополам угол между падающим лучом (α_0 , β_0 , γ_0) и направлением дифракционного максимума (α , β , γ), является плоской сеткой кристалла, т. е. плоскостью, проходящей через узлы решетки.

Пусть OS (рис. 130) есть направление падающего луча, а OS' — направление дифракционного максимума. Если отложить в направлении OS и OS' отрезки OA и OB , равные единице, то уравнение плоскости, о которой идет речь, может быть написано в виде:

$$(x - \cos \alpha)^2 + (y - \cos \beta)^2 + (z - \cos \gamma)^2 = (x - \cos \alpha_0)^2 + (y - \cos \beta_0)^2 + (z - \cos \gamma_0)^2, \quad (8, 8)$$

где x , y , z — координаты любой точки этой плоскости, а $\cos \alpha$, $\cos \beta$, $\cos \gamma$ и $\cos \alpha_0$, $\cos \beta_0$ и $\cos \gamma_0$ — координаты точек A и B соответственно.

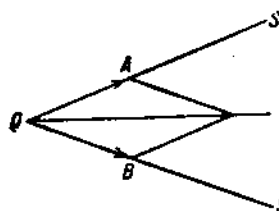


Рис. 130.

[Уравнение (8, 8) выражает равенство расстояний от любой точки этой плоскости до точек A и B]. Преобразование этого уравнения дает нам:

$$x(\cos \alpha - \cos \alpha_0) + y(\cos \beta - \cos \beta_0) + z(\cos \gamma - \cos \gamma_0). \quad (8, 9)$$

Значения разностей косинусов, стоящих множителями у текущих координат плоскости, для направления дифракционного максимума определяются соотношениями (8, 4). Подстановка их значений в (8, 9) дает после сокращения на n — общий множитель, чисел h_1, h_2, h_3 :

$$\frac{xh_1^*}{a} + \frac{yh_2^*}{b} + \frac{zh_3^*}{c} = 0, \quad (8, 10)$$

где

$$nh_1^* = h_1, \quad nh_2^* = h_2, \quad nh_3^* = h_3,$$

а это уравнение есть не что иное, как уравнение плоской сетки кристалла с индексами h_1^*, h_2^* и h_3^* ¹⁾.

Таким образом условие дифракции (8, 4) определяет направление дифракционного максимума, порядков которого h_1^*, h_2^*, h_3^* , так, как если бы падающий луч отразился от плоской сетки кристалла, индексы которого совпадают с порядком отражения. Такая интерпретация интерференции рентгеновых лучей при рассеянии их пространственной решеткой чрезвычайно удобна и весьма наглядна. В случае прямоугольной симметрии кристалла (случай, который мы все время рассматривали) легко можно найти, чему равно расстояние между плоскими сетками кристалла.

Опустим для этого перпендикуляр из начала координат (рис. 131) на ближайшую плоскость с индексами h_1^*, h_2^* и h_3^* . Согласно определению

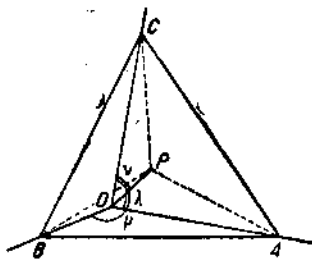


Рис. 131.

¹⁾ Индексами граней (совокупность параллельных плоских сеток) называют такие три числа h_1^*, h_2^*, h_3^* , которые представляют собой отношение величин, обратных отрезкам, отсекаемым на кристаллографических осях этими плоскостями и измеренным в осевых единицах. Если a, b и c — единичные векторы по кристаллографическим осям, а их абсолютные значения a, b и c и OA, OB, OC — отрезки на осях координат, то

$$h_1^* : h_2^* : h_3^* = \frac{a}{OA} : \frac{b}{OB} : \frac{c}{OC}$$

или

$$OA : OB : OC = \frac{a}{h_1^*} : \frac{b}{h_2^*} : \frac{c}{h_3^*}.$$

Уравнение же плоскости, отсекающей отрезки OA, OB и OC , будет

$$\frac{x}{OA} + \frac{y}{OB} + \frac{z}{OC} = 1.$$

Параллельная ей плоскость, проходящая через начало координат, и будет (8, 10).

нию индексов отрезки, отсекаемые этой плоскостью на осях координат, будут:

$$OA = \frac{a}{h_1^*},$$

$$OB = \frac{b}{h_2^*},$$

$$OC = \frac{c}{h_3^*}.$$

Если обозначить через λ , μ и ν углы, образованные перпендикуляром OP , опущенным на эту плоскость из начала координат, с осями координат, то

$$\cos \lambda = OP \cdot \frac{h_1^*}{a},$$

$$\cos \mu = OP \cdot \frac{h_2^*}{b},$$

$$\cos \nu = OP \cdot \frac{h_3^*}{c}.$$

Так как

$$\cos^2 \lambda + \cos^2 \mu + \cos^2 \nu = 1,$$

то

$$OP = \frac{1}{\sqrt{\frac{h_1^{*2}}{a^2} + \frac{h_2^{*2}}{b^2} + \frac{h_3^{*2}}{c^2}}}. \quad (8,11)$$

Величина перпендикуляра OP представляет расстояние между двумя соседними плоскостями с индексами h_1^* , h_2^* , h_3^* (одна из плоскостей проходит через начало координат). Обозначив это расстояние через d , мы получим для (8,7) обычное выражение формулы Брэгга, представляющей одну из основных формул структурного анализа:

$$2d \sin \theta = n\lambda. \quad (8,12)$$

2. Нахождение постоянной решетки

Явление интерференции рентгеновых лучей было впервые на опыте обнаружено Фридрихом и Книпингом (Knipping). Рис. 132 воспроизводит снимок интерференции рентгеновых лучей в каменной соли. Каждое пятно представляет след луча, отраженного от определенных сетчатых плоскостей. Приведенная диаграмма показывает отчетливо симметрию кристалла каменной соли. На рис. 133 воспроизведена фотография снимка по методу Лауэ с берилла.

Открытие интерференции рентгеновых лучей явилось одним из самых важных достижений физики XX столетия. В самом деле, явление интерференции рентгеновых лучей и выражение его условия в форме Брэгга (8,12) дают нам в руки могучее оружие. Пользуясь им, мы мо-

жем определять длины волн рентгеновых лучей, а следовательно определить и фундаментальные характеристики атома (уровни энергии), а с другой стороны, формула (8,12) дает возможность определить и расстояние между сетчатыми плоскостями кристалла и, следовательно, определить кристаллическое строение твердых тел. Открытие интерференции рентгеновых лучей обеспечило быстрое и успешное развитие этих областей физики.

Формула (8,12), являющаяся основной при решении задач как структурных (определение d), так и спектроскопических (определение λ), содержит в себе две неизвестные величины d и λ . Поэтому решение этих задач может быть осуществлено только в том случае, если мы каким-нибудь независимым путем определим одну из величин, входящих в эту формулу. Такое определение может быть проведено для величины постоянной решетки кристалла d .

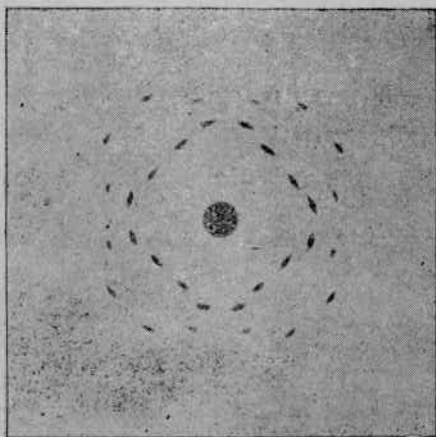


Рис 132.

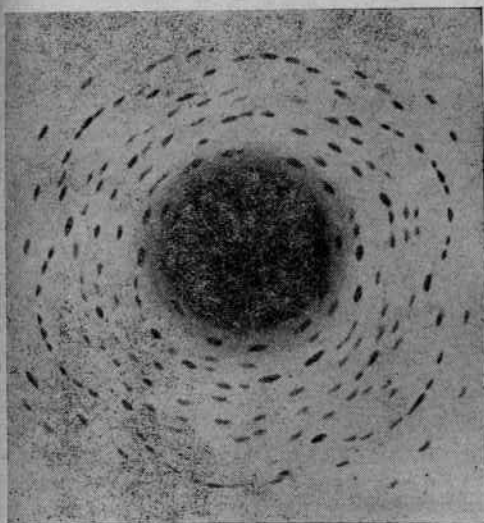


Рис. 133.

Представим себе элементарную ячейку какого-нибудь вещества, расстояние между кристаллографическими плоскостями которой мы хотим определить ¹⁾. Будем для простоты полагать, что мы имеем дело с кубической системой. Пусть элементарная ячейка содержит в себе n узлов. Можно найти длину ребра такой ячейки и, следовательно, расстояние между плоскостями — граниями куба — путем следующих соображений. Обозначим через ρ плотность вещества, через d_{100} — искомое расстояние между плоскостями куба. Тогда вес элементарной ячейки будет равен ρd_{100}^3 . С другой стороны, если M — молекулярный вес вещества, обра-

¹⁾ Элементарной ячейкой называется параллелепипед, симметрия которого совпадает с симметрией самого кристалла и ребра которого равны расстояниям между центрами соседних атомов в направлении главных осей симметрии кристалла.

зующего кристалл, а m_H — масса атома водорода, то вес n молекул, находящихся в элементарной ячейке, будет равен $nm_H M$, следовательно,

$$d_{100} = \sqrt[3]{\frac{n \cdot m_H M}{\rho}}. \quad (8,13)$$

В формулу (8,13) входит только одна неизвестная величина (кроме d_{100}) — это число узлов n . Остальные величины либо известны (m_H), либо могут быть

легко определены (плотность ρ , молекулярный вес M). Следовательно, определение постоянной решетки связано с определением числа узлов n .

Для кубической решетки определение числа n в свою очередь может быть сведено к установлению принадлежности решетки данного вещества к одному из типов решетки Браве. Возможные решетки кубической системы, обладающие полной симметрией, показаны на рис. 134. Числа узлов этих решеток следующие: для про-

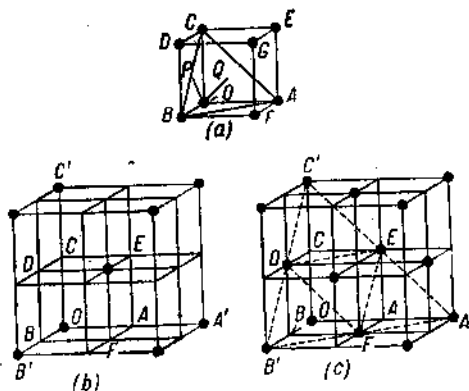


Рис. 134.

стого куба (a) число $n = 1$, центрированного куба (b) число $n = 2$, для куба с центрированными гранями (c) число $n = 4$ ¹⁾.

Для того чтобы определить, с каким именно типом кубической системы мы имеем дело, посмотрим, каково будет отношение синусов углов первых трех дифракционных максимумов. Первый дифракционный максимум получается, очевидно, в результате «отражения» от системы плоскостей с наибольшим параметром (большему d согласно формуле Брэгга отвечает меньшее значение $\sin \theta$). В случае простого куба такой системой плоскостей являются плоскости с индексами (100) — грани куба, — так как согласно формуле (8,11) для кубической системы:

$$d_{h_1 h_2 h_3} = \frac{a}{\sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}}, \quad (8,14)$$

и наибольшее d отвечает наименьшим значениям $\sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}$. Второй и третий дифракционные максимумы будут тогда получаться в результате «отражения» от плоскостей (110) и (111) соответственно. Если мы под-

¹⁾ Число узлов в элементарной ячейке находится так: узлы, находящиеся в вершине куба, изображающего элементарную ячейку, принадлежат не только рассматриваемой ячейке, но и соседним с ней. Таких соседей 8. Поэтому каждый узел, находящийся в вершине куба, принадлежит элементарной ячейке на $1/8$, а так как вершин в кубе восемь, то совокупность всех вершин куба составляет один узел. Атомы, находящиеся в центрах граней, принадлежат рассматриваемой ячейке наполовину. Таких атомов шесть. В итоге это дает три узла и т. д.

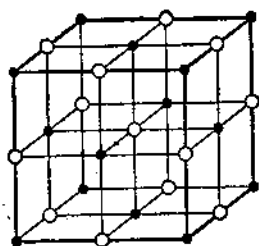
ставим значения величины d для плоскостей (100), (110) и (111) из формулы Брэгга, то получим следующее отношение синусов первых трех максимумов:

$$\sin \theta_1 : \sin \theta_2 : \sin \theta_3 = 1 : \frac{1}{\sqrt{3}} : \frac{1}{\sqrt{3}}. \quad (8, 15)$$

В случае центрированного куба отношение синусов углов для лучей, отраженных от этих же плоскостей, будет иное, именно:

$$\sin \theta_1 : \sin \theta_2 : \sin \theta_3 = 1 : \sqrt{2} : \frac{1}{\sqrt{3}}. \quad (8, 16)$$

Это соотношение вытекает из того, что нахождение атома в центре куба равносильно уменьшению расстояния между соседними плоскостями (100) и (111) в два раза по сравнению с расстоянием между этими плоскостями в простой кубической ячейке; в то время как расстояние между плоскостями (110) остается неизменным.



● Атомы натрия
○ Атомы хлора

Рис. 135.

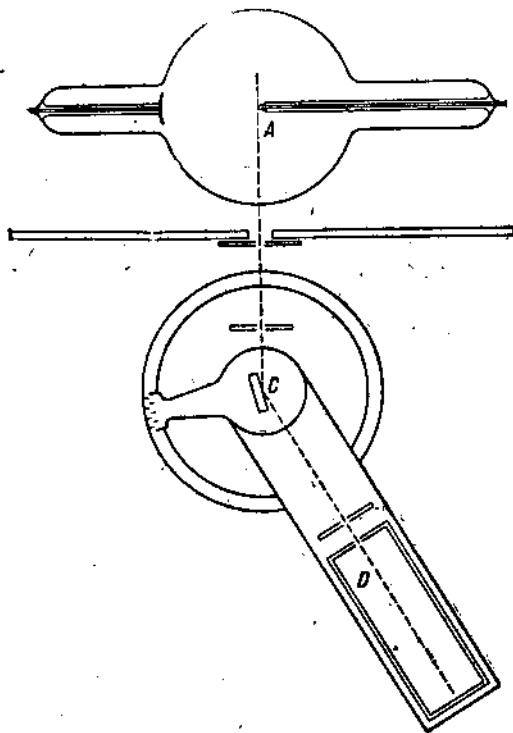


Рис. 136.

Для куба с центрированными гранями для этих же углов получим соотношение:

$$\sin \theta_1 : \sin \theta_2 : \sin \theta_3 = 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{2}{\sqrt{2}}, \quad (8, 17)$$

так как нахождение атомов в центрах граней уменьшает расстояние между плоскостями (100) и (110) в два раза, а расстояние между плоскостями (111) остается неизменным.

При сравнении формул (8, 15), (8, 16) и (8, 17) нетрудно заметить, что отношения синусов углов лучей, отраженных от плоскостей (100)

(грань куба), (110) (грань ромбического додекаэдра) и (111) (грань октаэдра) имеют различное значение для различных типов решеток, и, следовательно, определив из опытных данных эти отношения, мы можем решить, с какого типа решеткой мы имеем дело.

Определение типа решеток помощью вышеприведенных соображений было произведено Брэггом, который нашел в частности для кристаллов каменной соли (NaCl) решетку, изображенную на рис. 135. В элементарной ячейке этой решетки содержится четыре молекулы.

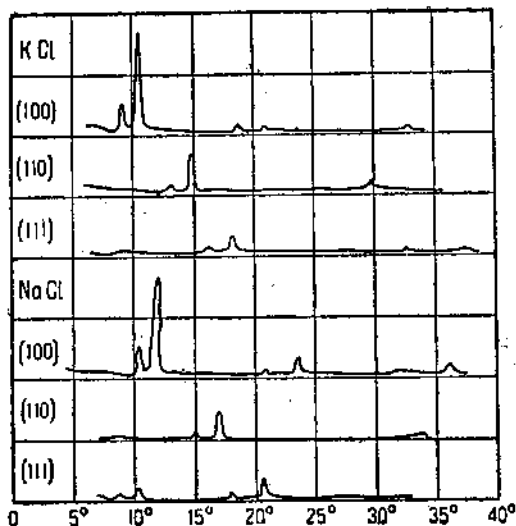


Рис. 137.

Экспериментальная установка, которой пользовался Брэгг, показана на рис. 136. Система щелей вырезывает тонкий пучок рентгеновых лучей, направляемых на кристалл, который монтируется на столике гониометра так, чтобы отражающая грань была параллельна оси вращения гониометра. Углы поворота кристалла по отношению к падающему лучу определяются путем отсчета на лимбе гониометра. Отраженный от кристалла луч попадает в ионизационную камеру, которая поворачивается на угол в два раза больший, чем угол поворота кристалла.

Кривые зависимости тока в ионизационной камере от угла, полученные Брэггом для трех рассмотренных выше плоскостей кристалла NaCl, приведены на рис. 137.

На основе опытов Брэгга Мозели определил впервые постоянную решетки каменной соли, именно:

$$a_{100} = \frac{1}{2} a = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{4M_{\text{NaCl}}}{\rho_{\text{NaCl}}}} = 2,814 \text{ \AA}.$$

С помощью этого значения постоянной решетки каменной соли Мозели определил длины волн рентгеновых лучей.

Современная спектрометрия рентгеновых лучей не может, однако, удовлетвориться этой точностью. Углы отражения определяются в настоящее время с точностью до 0,1 сек., что дает возможность находить значения длин волн вплоть до седьмого знака. Такая точность является излишней, если само значение постоянной мы знаем с меньшей степенью точности. Поэтому Зигбан предложил принять для постоянной решетки каменной соли некоторое условное значение, равное 2,814000 Å. Тогда и значения длин волн могут быть даны с точностью до седьмого знака.

При этом следует помнить, что значение единицы «ангстрем», употребляемой в спектроскопии рентгеновых лучей, несколько отличается от 10^{-8} см; эта разница обусловлена той ошибкой, которую мы совершили, приняв неизвестную нам точно величину постоянной решетки каменной соли равной 2,814000.

3. Методы структурного анализа

Развитие учения о структуре твердых кристаллических тел привело к созданию ряда методов, основанных на дифракции рентгеновых лучей в кристаллической решетке и позволяющих определить кристаллическое строение твердых тел, размеры кристаллов и их взаимную ориентацию. В нашу задачу не входит детальное рассмотрение всех этих методов, довольно многочисленных и разнообразных; мы остановимся лишь на важнейших из них и ограничимся при этом рассмотрением принципиальных основ этих методов.

а) Метод Дебая и Шерера. Наиболее важным в практическом отношении является метод анализа, предложенный Дебаем и Шерером. Указанный метод позволяет производить анализ строения мелкокристаллических тел (вплоть до веществ, состоящих из кристалликов с размерами порядка 10^{-6} — 10^{-7} см). Такое вещество даже в сравнительно малом объеме, принимающем участие в рассеянии рентгеновых лучей (до 1 мм³), содержит огромное число кристалликов, расположенных беспорядочно друг относительно друга. Если мы через такое вещество пропустим пучок монохроматических рентгеновых лучей с длиной волны λ , то каково бы ни было строение кристаллов, т. е. каково бы ни было значение параметра $d_{h_1 h_2 h_3}$ — расстояния между плоскостями кристалла с индексами h_1, h_2, h_3 , — всегда найдется достаточно большое число кристалликов, ориентированных по отношению к падающему лучу так, что плоскость с индексами h_1, h_2, h_3 образует с падающим лучом угол θ , удовлетворяющий условию Брэгга:

$$2d_{h_1 h_2 h_3} \sin \theta = n\lambda.$$

Кристаллик, удовлетворяющий данному условию, дает интерференционный максимум под тем же углом к плоскости $(h_1 h_2 h_3)$, что и падающий луч, образуя с последним угол 2θ . Нормаль к плоскости $(h_1 h_2 h_3)$ образует при этом с падающим лучом угол $(90^\circ - \theta)$. Очевидно, что условию Брэгга будет удовлетворять не только рассмотренный кристаллик, но и все те кристаллы, у которых нормаль к плоскости $(h_1 h_2 h_3)$ будет образовывать с падающим лучом угол $90^\circ - \theta$; иными словами, все кристаллики, у которых нормаль к плоскости $(h_1 h_2 h_3)$ будет лежать на поверхности косинуса, с углом раствора $180^\circ - 2\theta$, будет давать «отражение» (в брэгговском смысле). При хаотическом расположении кристалликов в мелкокристаллическом веществе таких кристалликов будет достаточно много, и поэтому при прохождении рентгеновых лучей через такое вещество мы будем наблюдать не один дифракционный максимум — отражение от плоскости $(h_1 h_2 h_3)$, а много. Легко видеть, что совокупность таких отраженных лучей образует поверхность конуса с углом раствора 4θ и ось которого будет совпадать с направлением первичного луча.

На рис. 138 схематически изображен ход лучей при рассеянии мелкокристаллическим образцом, а на рис. 140 — камера Дебая-Шерера, изготовленная опытным заводом Ленинградского физико-технического института.

Если мы окружим, как это наиболее часто делается, рассеивающее тело цилиндрической фотографической пленкой, то отраженные лучи на этой пленке будут воспроизведены дугами

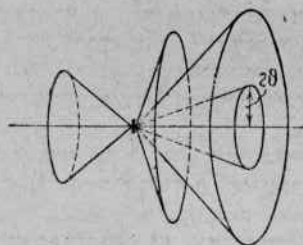


Рис. 138.

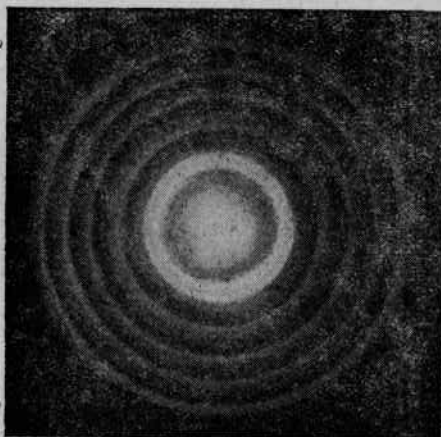


Рис. 139.

кривых, образующихся в результате пересечения конуса (отраженные лучи) и цилиндра (фотопленка) с взаимно перпендикулярными осями. Если же на пути лучей поставить плоскую пластинку, то рассеянные лучи оставят след в виде колец. На рис. 139 изображена фотография снимка, полученная по этому методу с вурцита. На фотографии мы

видим несколько колец, обязанных своим появлением отражению лучей от плоскостей с различными индексами.

Положение колец характерно для данного кристаллического вещества и служит основой для расчета структур. Измерение расстояний между соответственными дугами дает возможность определить синусы углов отражения; по ним мы можем найти параметры

$d_{h_1 h_2 h_3}$ а знание этих последних является ключом к определению кристаллографической системы твердого тела, к определению его элементарной ячейки.

б) Метод Лауэ. Выше мы уже установили, что при прохождении рентгеновых лучей через кристалл может быть наблюдеено появление ди-

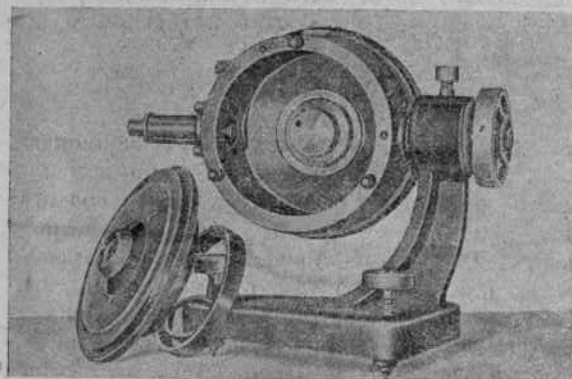


Рис. 140.

дифракционных максимумов, получающихся в результате интерференции волн, рассеянных отдельными атомами кристалла, если кристалл по отношению к падающим рентгеновым лучам с заданной длиной волны λ ориентирован надлежащим образом (должно быть выполнено условие Брэгга хотя бы по отношению к одной из возможных плоскостей кристалла $h_1 h_2 h_3$). Но если мы имеем дело не с монохроматическим пучком рентгеновых лучей, если в падающем пучке содержатся лучи самых разнообразных длин волн, то при любой ориентировке кристалла най-

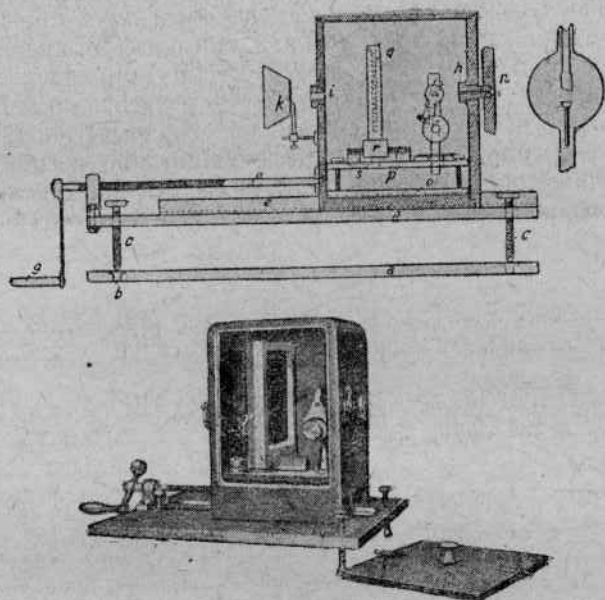


Рис. 141. Камера Лауэ.

дутся плоскости с индексами $h_1 h_2 h_3$, расположение которых по отношению к падающему лучу будет удовлетворять условию Брэгга для одного из содержащихся в пучке лучей с длиной волны λ .

В самом деле, четыре условия (8, 1), (8, 2), (8, 3) и (8, 5) при заданном α_0 , β_0 и γ_0 и α , β , γ определяют четыре величины h_1 , h_2 , h_3 и λ . Однако эти условия при различных значениях α , β , γ могут быть выполнены для различных значений $h_1 h_2 h_3$. Очевидно при этом, что разным значениям $h_1 h_2 h_3$ будут отвечать не только различные значения α , β и γ , но также и различные значения длины волны λ рентгеновых лучей. Поэтому для получения диаграмм Лауэ пользуются «белым» рентгеновским излучением — сплошным спектром. Интервал длин волн, содержащихся в падающем луче, определяет число отраженных лучей.

На рис. 132 была уже приведена фотография интерференционной картины, полученная по методу Лауэ с кристаллом NaCl, а на рис. 133 приведен лауэвский снимок с берилла. В первом случае направление падающих лучей совпадало с направлением ребра куба, во втором слу-

чае — с осью шестого порядка. На снимках отчетливо проявилась симметрия кристаллов. Рис. 141 воспроизводит установку для получения диаграммы Лауэ.

Так как в методе Лауэ неизвестна длина волны лучей, образующих тот или другой максимум, то определение параметра произведено быть

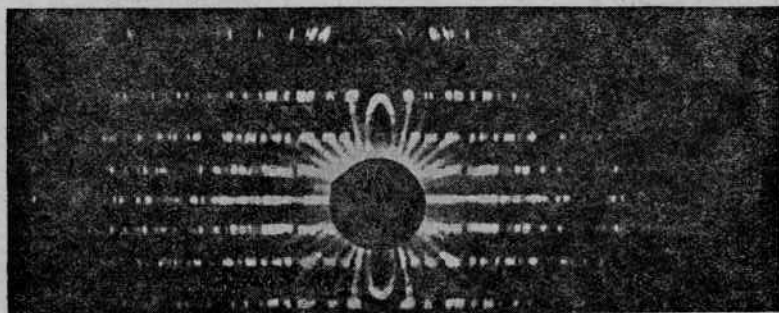


Рис. 142.

не может. Картиной Лауэ пользуются главным образом для определения симметрии кристаллов или определения ориентации крупных кристаллитов.

с) Метод Шибольда-Поляни. Метод Шибольда-Поляни так же, как и метод Лауэ, применим только к большим кристаллам, но в отличие от последнего дает возможность определять абсолютное значение параметров.

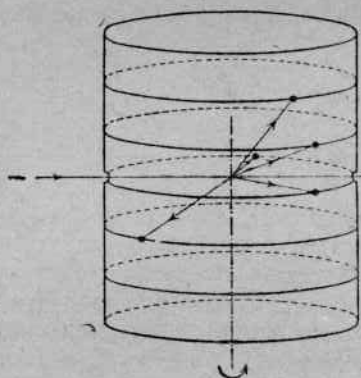


Рис. 143.

Сущность метода заключается в следующем: пучок монохроматических лучей падает на кристалл, который во время опыта вращается вокруг некоторой оси. Обычно такой осью служит кристаллографическая ось, в направлении которой необходимо определить расположение атомов. При вращении кристалла вокруг этой оси расположение линейных решеток по отношению к падающему лучу, за исключением лишь одной, лежащей на оси вращения кристалла, будут меняться, и условия (8, 2), (8, 3) не могут быть выполнены во все время вращении кристалла; усло-

вие же (8, 1) остается неизменным, так как угол α_0 , составленный падающим лучом с осью вращения, остается неизменным. Следовательно, при заданном значении h_1 (индекс h_1 относится к кристаллографической оси, совпадающей с осью вращения кристалла) отраженные лучи будут составлять с осью вращения один и тот же угол α и, следовательно, будут расположены на поверхности конуса, образующего с осью вра-

щения угол α . Если мы окружим теперь исследуемый кристалл цилиндрической фотографической пленкой, ось которой совпадает с осью вращения, то этот конус пересечет пленку по прямой линии. На этой прямой и будут расположены следы отраженных лучей от плоскостей с индексами h_1 . На рис. 142 приведен снимок, полученный с вращающегося кристалла сахара. Рис. 143 схематически определяет нам, очевидно, искомый параметр α :

$$\alpha = \frac{h_1 \lambda}{\cos \alpha - \cos \alpha_0}.$$

4. Интенсивность рентгеновых лучей, рассеянных кристаллическим веществом

Перейдем теперь к рассмотрению вопроса об интенсивности рентгеновых лучей, рассеянных кристаллическим веществом. Мы уже знаем, что интенсивность рассеянного излучения зависит от многих факторов. Степень поляризации падающего первичного излучения, рассеивающая способность атомов, образующих кристаллическое тело, взаимное расположение атомов, число рассеивающих атомов, — являются среди них наиболее важными.

Правильное определение влияния различных факторов на интенсивность рентгеновых лучей дает нам возможность воспользоваться численными значениями интенсивности рассеянного излучения для определения ряда величин. Так, из изучения интенсивности рассеяния рентгеновых лучей мы можем определить расположение различных атомов в кристаллической решетке, распределение электронов в атоме и т. д.

Методы структурного анализа, рассмотренные нами выше, основаны на нахождении положения дифракционных максимумов, возникающих в результате интерференции волн, рассеянных элементами кристаллической решетки, и позволяют нам в основном определять лишь кристаллографическую систему, в некоторых случаях элементарную ячейку — ее размеры. Рассмотрение же интенсивности дифракционных максимумов позволяет сделать нам более полное и более детальное заключение о расположении атомов. Произведя правильный учет всех факторов, влияющих на интенсивность рассеянного излучения, и выделив из них те, которые связаны со строением кристалла (структурный множитель), мы можем определить не только размеры элементарной ячейки, но также и расположение атомов внутри элементарной ячейки. С другой стороны, выделив из ряда других факторов те, которые связаны с распределением электрических зарядов в атоме (атомный фактор), мы можем в ряде случаев действительно такое расположение установить. Более того, как это далее будет установлено, мы сумеем, выделяя соответственные факторы в выражении для интенсивности рассеянного излучения, изучать характер кристаллического состояния (совершенные, несовершенные кристаллы) так же, как в случае рассеяния рентгеновых лучей жидкостями мы могли установить некоторые особенности жидкого состояния тел. Важный в некоторых практических случаях вопрос о величине кристалликов, образующих макроскопическое тело, также может быть учтен при помощи соответствующих факторов в выражении интенсивности рассея-

ного излучения. Вот почему определение интенсивности рассеянных лучей явилось предметом многочисленных теоретических и экспериментальных работ.

Прежде чем перейти к самому учету факторов, определяющих интенсивность рассеянного излучения, мы установим смысл и значение этой величины так, чтобы находиться в соответствии с константами, определяемыми на основе опытных данных.

Наиболее часто употребляемой установкой для измерения интенсивности рассеянного излучения является установка, схема которой изображена на рис. 136. Здесь AC — пучок падающих на кристалл лучей, CD — луч, отраженный от кристалла C . Ионизационная камера D измеряет энергию отраженных лучей.

Очевидно, что энергия отраженных лучей будет зависеть от интенсивности лучей, падающих на кристалл. Чтобы элиминировать влияние интенсивности падающих лучей, можно было бы поступить следующим образом. Кристалл устанавливается в положение, отвечающее максимальному отражению, и измеряется энергия отраженных лучей. Затем кристалл отводится в сторону, а ионизационная камера устанавливается так, что в ионизационную камеру попадает первичный луч; при этом мы измерим энергию падающих лучей. Если мы теперь разделим интенсивность отраженных лучей на интенсивность падающих, то получим выражение, не зависящее от интенсивности падающих лучей. Такому определению, однако, будут присущи другие недостатки; оно будет весьма сильно зависеть от условий опыта. В самом деле, энергия первичных лучей, измеряемая камерой, будет в сильной мере зависеть от размеров щели, в то время как энергия лучей, рассеянных кристаллом, от размеров щели (при достаточной величине ее) зависеть существенно не будет,

т. е. отношение $\frac{W}{I}$, выбранное нами за величину, характеризующую рассеяние, оказывается зависящим от условий опыта. К этому следует еще прибавить, что кристаллы, с которыми мы обычно имеем дело, не являются кристаллами совершенными. Кристалл можно рассматривать как состоящий из ряда отдельных элементов (мозаика), ориентированных друг по отношению к другу в пределах небольшого угла; чем больше этот угол, тем менее совершенным представляется кристалл. Грань такого кристалла будет представлять не плоскость, а совокупность отдельных плоских участков. Поэтому не вся грань будет принимать участие в рассеянии. Лишь для некоторых частей этой грани условие Брэгга будет выполнено, для других же участков оно выполняться не будет.

Таким образом мы приходим к необходимости подыскания вместо $\frac{W}{I}$ другой характеристики рассеянной энергии, характеристики, не зависящей от экспериментальных условий. Такую характеристику мы получим, если будем производить измерение энергии рентгеновых лучей, рассеянных кристаллом, не только в положении максимума отражения, но и при падении на него лучей под другими углами, поворачивая для этого кристалл на некоторый угол. При таком вращении кристалла отражать будут не только отдельные участки его грани, но и вся грань в целом,

так как при вращении кристалла каждый элемент стáнет в положение, удовлетворяющее условию отражения. Кроме того, и энергия рассеянного излучения в этом случае также будет зависеть от ширины щели, так как с увеличением последней будет увеличиваться освещенная поверхность кристалла, а следовательно и энергия рассеянных лучей.

Время, в течение которого кристалл будет отражать рентгеновы лучи, будет зависеть от скорости вращения кристалла: чем больше скорость вращения, тем меньшее время будет кристалл отражать лучи, тем меньше будет энергия рентгеновых лучей, попадающих в ионизационную камеру при вращении кристалла.

Инвариантной величиной, не зависящей от опытных условий, будет величина $\frac{W}{I} \omega$ (где W — энергия рентгеновых лучей, рассеянная кристаллом при одном повороте, ω — угловая скорость вращения кристалла, а I — интенсивность падающего на кристалл излучения), так как согласно сказанному выше величина W пропорциональна интенсивности падающих лучей и обратно пропорциональна скорости вращения кристалла.

Величину $\frac{W}{I} \omega$ мы будем в согласии с Дарвином называть интегральным отражением. В соответствии с установленным понятием яркости отраженных лучей (интегральное отражение) мы и будем изучать различные факторы, ее определяющие.

5. Рассеяние, производимое кристаллом малых размеров

Приступим теперь непосредственно к вычислению энергии рентгеновых лучей, рассеянных отдельным кристалликом, настолько малым, что мы можем считать его однородным и совершенным. Не вдаваясь еще в детальное рассмотрение выражения энергии рассеянного излучения, мы можем заранее установить зависимость ее от некоторых факторов, пользуясь теми данными, которые нами были получены при рассмотрении вопроса о рассеянии рентгеновых лучей свободными и связанными электронами. Мы можем считать, что если падающий пучок рентгеновых лучей неполяризован, то в выражении энергии рассеянного излучения появится множитель $\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$, который мы назвали поляризационным фактором. Далее, в выражение энергии войдет также множитель, характеризующий рассеивающую способность атомов, образующих данный кристалл.

Будем обозначать через $E = FE_e$ амплитуду колебания напряженности электрического поля волны, рассеянной отдельным атомом. Тогда, очевидно, в выражение энергии войдет величина F^2 , представляющая некоторую функцию угла $\sin \frac{\theta}{\lambda}$. В рассмотрение значения этой функции вдаваться не будем, будем считать ее величиной заданной и перейдем к вычислению энергии излучения, рассеянного маленьким кристалликом при падении на него поляризованной волны так, что электрический вектор волны перпендикулярен плоскости, проходящей через лучи падающий и рассеянный. Выберем в кристалле элемент объема dx, dy, dz та-

кой, чтобы для всех точек этого объема (следовательно для всех атомов, в нем заключенных), лежащих в одной плоскости (плоской сетке), можно было считать рассеянные волны идущими с одной фазой, если направления луча падающего и рассеянного близки к направлениям, при которых удовлетворяется условие Брэгга. Для точек этого объема, расположенных в соседних плоскостях, разность фаз составляет 2π . Очевидно тогда, что амплитуды напряженности электрического поля волн, рассеянных атомами, содержащимися в этом элементе объема, будут арифметически складываться, именно:

$$dE' = FE' n dx dy dz, \quad (8, 18)$$

где n — число атомов в единице объема, а dE' — результирующая амплитуда напряженности электрического поля, возникающая в результате рассеяния всем элементом объема $dx dy dz$.

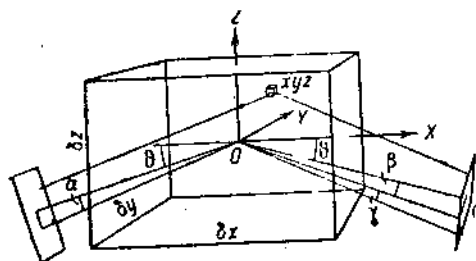


Рис. 144.

Для того чтобы найти полную энергию волн, рассеянных всем кристаллом, нам надо просуммировать рассеянные волны по всему объему кристалла, причем надо иметь в виду, что волны, рассеянные отдельными участками кристалла, будут приходить в место наблюдения с разными фазами.

Поместим начало координат в центре кристалла, тогда каждому элементу dx, dy, dz , находящемуся в точке с координатами x, y, z , будет соответствовать элемент объема с координатами — $x, -y, -z$.

Определим, далее, интенсивность лучей, рассеянных этими двумя элементами объема. Обозначим через δr разность фаз лучей, рассеянных элементом объема с координатами x, y, z и началом координат. Величина δ может быть нами определена из измерения геометрической разности хода лучей, исходящих из указанных точек. Если φ_0 — угол, образованный падающим лучом с OA , а φ — угол, образованный рассеянным лучом с OA , то

$$\delta r = OA (\cos \varphi - \cos \varphi_0).$$

Но так как косинус угла между прямыми равен произведению косинусов углов, составленных последними с координатными осями, то

$$\Delta r = OA \left[\left[\frac{x}{OA} \cos (\theta + \alpha) + \frac{y}{OA} \sin (\theta + \alpha) + \frac{z}{OA} \cos 90^\circ \right] - \left[\frac{x}{OA} \cos (\theta + \beta) + \frac{y}{OA} \sin (\theta + \beta) + \frac{z}{OA} \sin \gamma \right] \right] \quad (8, 19)$$

где θ — угол отражения по Брэггу, α — малый угол, измеряющий отклонение падающего луча от брэгговского направления, β — малый угол, измеряющий отклонение рассеянного луча от брэгговского

направления в плоскости падения, а γ — малый угол, дающий наклон рассеянного луча к плоскости падения (рис. 144).

Если произвести некоторое упрощение формулы (8,19), пользуясь малостью углов α , β , γ , то получим выражение:

$$\Delta r = x \sin \vartheta (\alpha - \beta) + 2y \sin \vartheta + y \cos \vartheta (\alpha + \beta) + z\gamma.$$

Значение разности фаз δ мы можем получить теперь, если умножим геометрическую разность хода на $\frac{2\pi}{\lambda}$. Следовательно,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r = \frac{2\pi}{\lambda} [x \sin \vartheta (\alpha - \beta) + y \cos \vartheta (\alpha + \beta) + z\gamma + 2y \sin \vartheta].$$

Но так как волны, рассеянные соседними плоскостями, имеют разность фаз $\frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2y \sin \vartheta$, равную целому числу, умноженному на 2π (формула Брэгга: $2y \sin \vartheta = n\lambda$), то в выражении для разности фаз слагаемое, равное целому числу 2π , можно исключить из рассмотрения, и тогда

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} [x \sin \vartheta (\alpha - \beta) + y \cos \vartheta (\alpha + \beta) + z\gamma].$$

Очевидно, что разность фаз волн, рассеянных точкою с координатами x, y, z , по отношению к началу координат будет равна $-\delta$. Поэтому напряженность электрического поля, создаваемого в точке P волнами, рассеянными обоими элементами объема, будет равна:

$$dE' = dE'_+ + dE'_- = nFE_\infty [\cos(\omega t + \Delta + \delta) + \cos(\omega t + \Delta - \delta)],$$

откуда

$$dE' = 2nFE_\infty \cos \delta \cos(\omega t + \Delta) dx dy dz.$$

Для определения напряженности электрического поля, создаваемого в точке P волнами, рассеянными всем кристаллом, нам остается только просуммировать полученное выражение по всему объему кристалла. Если предположить, что кристалл имеет форму параллелепипеда, то

$$E' = \int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} \int_{-c}^{+c} E'_0 nF \cos \vartheta \cos(\omega t + \Delta) dx dy dz = E'_0 \cos(\omega t + \Delta),$$

где a , b и c — размеры кристалла. Если вместо δ подставим его значение, то получим для E'_0 выражение:

$$E'_0 = nFE'_\infty \int_{-a}^{+a} dx \int_{-b}^{+b} dy \int_{-c}^{+c} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \{x \sin \vartheta (\alpha - \beta) + \\ + y \cos \vartheta (\alpha + \beta) + z\gamma\} dz. \quad (8, 20)$$

Интегрирование этого уравнения приводит нас к выражению:

$$E'_0 = nFE'_{\text{с}0} \frac{\sin \xi}{\xi} \frac{\sin \eta}{\eta} \frac{\sin \zeta}{\zeta} abc,$$

где

$$\xi = \frac{\pi}{\lambda} a (\alpha - \beta) \sin \theta,$$

$$\eta = \frac{\pi}{\lambda} b (\alpha + \beta) \cos \theta,$$

$$\zeta = \frac{\pi}{\lambda} c \gamma.$$

Далее, возведем в квадрат выражение, полученное для амплитуды напряженности электрического поля, и, умножив его на $\frac{c}{4\pi}$, получим значение интенсивности волны, рассеянной в направлении, характеризуемом углами β и γ :

$$I = \frac{c}{4\pi} E'^2.$$

Если мы возьмем щель ионизационной камеры достаточно широкой с тем, чтобы в нее попали не только лучи, идущие под углом отражения θ , но и все лучи, обладающие еще заметной интенсивностью, то мы определим тогда общую энергию рассеянных лучей. Существенным здесь является вопрос о пределах интегрирования. Как легко видеть, эти пределы определяются шириной щели ионизационной камеры. Но так как она берется настолько широкой, что вне ее интенсивность рассеянного излучения равна нулю, то мы можем в качестве пределов интегрирования взять $+\infty$ и $-\infty$, и тогда энергия рассеянного излучения для луча, падающего на кристалл под углом, близким к брэгговскому углу отражения, будет равна:

$$dW_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} r d\beta \int_{-\infty}^{+\infty} I r d\gamma, \quad (8, 21)$$

где r — расстояние от кристалла до щели в ионизационной камере.

От выражения, даваемого формулой (8, 20), мы можем теперь перейти к интересующей нас величине интегрального отражения. Если мы будем вращать кристалл вокруг оси z , то мы будем получать еще заметную энергию рассеянных лучей до тех пор, пока угол φ , образованный падающим лучом с отражающей гранью кристалла, будет находиться в интервале $\theta - \alpha < \varphi < \theta + \alpha$, и тогда

$$W = \int_{-\alpha}^{+\alpha} dW \cdot \frac{d\alpha}{\omega}, \quad (8, 22)$$

так как время $\frac{dt}{\omega}$, в течение которого происходит отражение с энергией dW , равно $\frac{d\alpha}{\omega}$, где ω — угловая скорость.

Но так как вне этих пределов энергия рассеянного излучения становится равной нулю, то мы, как и раньше, можем взять пределы интегрирования от $+\infty$ до $-\infty$, т. е. получим выражение:

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I r^2 d\alpha d\beta d\gamma = \\ = \frac{c}{4\pi} E_{0c}^2 r^2 n^2 F^2 \frac{2a^2 b^2 c^2}{\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 h(\alpha - \beta)}{h^2 (\alpha - \beta)^2} \frac{\sin^2 k(\alpha + \beta)}{k^2 (\alpha + \beta)^2} \frac{\sin^2 l\gamma}{l^2 \gamma^2},$$

где $h = \frac{\pi}{\lambda} a \sin \theta$, $k = \frac{\pi}{\lambda} b \cos \theta$, $l = \frac{\pi}{\lambda} c$. Значение интеграла, стоящего в выражении для W , равно $\frac{\pi^3}{2hkl}$, и, следовательно,

$$W = \frac{c}{4\pi} r^2 F^2 E_{0c}^2 \cdot \frac{h^2 a^2 c^2}{\omega} \cdot \frac{\pi^3}{2hkl} = \frac{c}{4\pi} r^2 F^2 E_{0c}^2 n^2 \frac{abc}{\omega} \frac{\lambda^3}{2 \sin \theta \cos \theta}. \quad (8, 23)$$

Отсюда, заменив $\frac{c}{4\pi} E_{0c}$ через $\frac{c^4}{m^2 c^4} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot I_0$, получим:

$$W = \frac{I_0}{\omega} \frac{c^4}{m^2 c^4} \frac{F^2 n^2 \lambda^3}{\sin 2\theta} \delta V, \quad (8, 24)$$

где δV — объем кристаллика, производящего рассеяние.

Если бы падающие рентгеновы лучи были неполяризованы, то в выражение для энергии рассеянного излучения вошел бы еще поляризационный множитель

$$W = \frac{I_0}{\omega} \cdot \frac{c^4}{m^2 c^4} n^2 F^2 \lambda^3 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2 \sin 2\theta} \delta V. \quad (8, 25)$$

Из формулы (8,25) легко получить выражение и для интегрального отражения, именно:

$$\frac{W \cdot \omega}{I_0} = \frac{1}{2} \frac{c^4}{m^2 c^4} n^2 F^2 \lambda^3 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{\sin 2\theta} \delta V = Q \delta V, \quad (8, 26)$$

где под Q понимается выражение

$$Q = \frac{1}{2} \frac{c^4}{m^2 c^4} n^2 F^2 \lambda^3 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{\sin 2\theta}. \quad (8, 27)$$

Формула (8,27) выражает энергию рентгеновых лучей, рассеянных одним маленьким кристалликом, размеры которого столь малы, что мы можем его считать кристалликом совершенным.

Пользуясь найденным выражением для энергии (8,25), мы можем в двух реальных случаях вычислить энергию, рассеянную конечным объемом V какого-нибудь тела.

Первый случай относится к несовершенному кристаллу, который мы считаем состоящим из отдельных маленьких кусочков совершенных кристаллов, ориентированных друг по отношению к другу так, что кристаллографические элементы их, например плоская сетка, повернуты друг по отношению к другу, причем угол поворота не превосходит некоторого

малого угла; кристаллики расположены приблизительно правильно. Второй случай относится к мелкокристаллическому агрегату, в котором кристаллики располагаются самым хаотическим образом.

В обоих случаях рассеяние, производимое отдельным кристалликом, не связано с рассеянием, производимым другими кристалликами. Каждый кристаллик рассеивает как независимый центр, поэтому общая энергия, рассеянная некоторым объемом вещества, будет определяться простым суммированием энергий, рассеянных отдельными кристаллами.

В этом подсчете необходимо учесть еще и поглощение рентгеновых лучей, происходящее в самом рассеивающем теле. Пока мы имели дело с одним маленьким кристалликом, мы могли пренебрегать поглощением рентгеновых лучей в нем, чего мы, понятно, делать не можем, когда рассеивает конечный, достаточно большой объем.

Учет явления поглощения различен в различных случаях; поэтому каждый из них рассмотрим в отдельности.

6. Рассеяние несовершенным кристаллом

Рассмотрим сначала влияние поглощения рентгеновых лучей на рассеяние в случае несовершенного кристалла. Рис. 145 изображает ход лучей, соответствующий этому случаю. Из этого рисунка видно, что общий путь лучей, рассеянных слоем кристалла, на расстоянии y от наружной плоскости равен $2y \cos \theta$. Интенсивность этих лучей будет ослаблена в $e^{-2\mu y \cos \theta}$ раз. Интегральное отражение от всего кристалла будет равно

$$\frac{W_{\omega}}{I_0} = \int_0^y Q e^{-2\mu y \cos \theta} \cdot s dy, \quad (8, 28)$$

где μ — коэффициент ослабления, s — поперечное сечение пучка, ограниченного щелями, θ — как всегда — брэгговский угол отражения.

Если кристалл взять достаточно больших размеров, так чтобы падающий луч в кристалле полностью поглощался, то в качестве верхнего предела интеграла в формуле (8, 2) можно взять ∞ , и тогда

$$\frac{W_{\omega}}{I} = \frac{Q \cdot s}{2\mu}. \quad (8, 29)$$

В найденное выражение для интегрального отражения входит величина размеров щели. Ее, однако, из рассмотрения можно исключить, если величину интегрального отражения относить не к интенсивности падающего излучения, а к энергии падающих лучей, пропускаемых щелью. Величина этой энергии $W_0 = I_0 \cdot s$, и тогда

$$\frac{W}{W_0} \omega = \frac{Q}{2\mu}. \quad (8, 30)$$

Рассмотрим теперь случай, отвечающий в экспериментальном отношении методу Лауэ.

Ход лучей изображен на рис. 146. Из рис. видно, что в каком бы слое кристалла ни происходило рассеяние, общий путь в кристалле луча,

падающего на этот слой, и луча, рассеянного им, будет один и тот же, а именно $AB = h \sec \theta$. Поэтому значение интегрального отражения может быть найдено просто, именно:

$$\frac{W}{I_0} \omega = Q V e^{-\mu h \sec \theta}, \quad (8,31)$$

где V — объем кристалла, принимающий участие в рассеянии. Если обозначить сечение падающего пучка лучей, вырезаемых щелью, по-прежнему через s , то

$$\frac{W}{I_0} \omega = Q h s \sec \theta e^{-\mu h \sec \theta}. \quad (8,32)$$

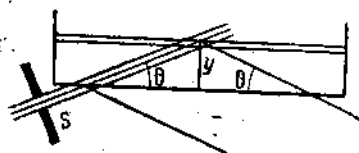


Рис. 145.

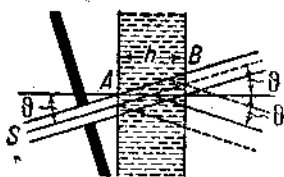


Рис. 146.

При малых толщинах величина h мала, и интегральное отражение будет мало. Для очень толстых кристаллов интегральное отражение также будет мало из-за большого поглощения (множитель $e^{-\mu h \sec \theta}$ мал). Должна существовать оптимальная толщина, при которой интегральное отражение получается наибольшим. Как легко видеть, условие максимума $\frac{W}{I_0} \omega$ соответствует требованию

$$h = \frac{1}{\mu \sec \theta}, \quad (8,33)$$

и следовательно,

$$\left(\frac{W}{I_0} \omega \right)_{\max} = \frac{Qs}{e\mu}. \quad (8,34)$$

Так же, как и в предыдущем случае, мы можем в выражении для интегрального отражения избавиться от неудобной величины s . Для этого отнесем опять интегральное отражение не к интенсивности падающего излучения, а к его энергии. Энергия падающего луча, измеренная нами после прохождения кристалла, будет равна:

$$W_0 = I_0 S e^{-\mu h \sec \theta},$$

следовательно, интегральное отражение

$$\frac{W}{W_0} \omega = Q h \sec \theta. \quad (8,35)$$

При $h = \frac{1}{\mu \sec \theta}$, т. е. в случае максимального интегрального отражения, получим:

$$\left(\frac{W \omega}{W_0} \right)_{\max} = \frac{Q}{e\mu}. \quad (8,36)$$

Сравним теперь энергию излучения, рассеянного несовершенным кристаллом в обоих рассмотренных случаях. Оказывается, что энергия, рассеянная кристаллом, и величина интегрального отражения в случае брегговском несколько больше, чем в случае, отвечающем условиям Лауэ, даже в условиях, дающих наибольшее интегральное отражение ($h = \frac{1}{\lambda \sin \theta}$); зато последнее обладает явными методическими преимуществами, ибо в выражение для интегрального отражения (8,35) не входит величина коэффициента поглощения, определение которой из-за эффекта „экстинкции“ (который будет рассмотрен ниже) весьма затруднительно.

7. Рассеяние мелкокристаллическим образом

Перейдем теперь к случаю мелкокристаллического агрегата, в котором ориентация кристалликов совершенно случайна. При этом для получения сравнимых данных нет необходимости во вращении исследуемого вещества. В этом случае мерой и характеристикой рассеяния может служить просто отношение рассеянной энергии к энергии падающей.

Формула (8,25) позволяет нам определить энергию, рассеянную отдельными кристаллами, когда задан угол падения ($\theta + \alpha$) луча по отношению к отражающей плоскости. Для определения полной рассеянной энергии достаточно определить число кристалликов, расположенных по отношению к падающему лучу так, чтобы угол, составленный им с «отражающей плоскостью» кристалла, находился в интервале между $(\theta + \alpha)$ и $(\theta + \alpha + d\alpha)$. Как и при выводе формулы рассеянного излучения для отдельного кристаллика, мы полагаем α величиной малой. Положение кристаллика в исследуемом объекте может быть задано углом, составленным нормалью отражающей плоскости с падающим лучом ($90^\circ - \theta - \alpha$). Вероятность того, чтобы кристалл занял положение, при котором угол между нормалью и падающим лучом находился в интервале ($90^\circ - \theta - \alpha$) и ($90^\circ - \theta - \alpha - d\alpha$), будет, как мы нашли выше [см. формулу (7,21)] равен

$$\frac{1}{2} \sin(90^\circ - \theta - \alpha) d\alpha = \frac{1}{2} \cos(\theta + \alpha) d\alpha \approx \cos \theta d\alpha,$$

так как α мало по сравнению с θ .

Если мы, далее, обозначим через p фактор повторяемости, под которым мы понимаем число плоскостей в кристалле с одними и теми же параметрами ¹⁾ (расстоянием между соседними плоскостями), то вероятность нахождения кристаллика в положении, характеризуемом углом $\theta + \alpha$, будет равна

$$\frac{1}{2} p \cos \theta d\alpha,$$

¹⁾ Для грани куба число p равно 6, для грани октаэдра $p=8$, для грани ромбического додекаэдра $p=12$. В общем случае для любых h, k, l при $h \neq k \neq l \neq 0$ для кристаллов кубической системы p имеет значение равно 48.

энергия рентгеновых лучей, рассеянная одним кристалликом, в среднем будет равна:

$$\overline{W} = \int_{-\infty}^{+\infty} W \cdot \frac{1}{2} p \cos \theta d\alpha. \quad (8, 37)$$

Пределы интегрирования $-\infty$ и $+\infty$ берутся, как и раньше, исходя из соображения, что W отлично от нуля только в малом интервале углов α . Если подставить в формулу (8, 37) вместо W его значение, взятое из формулы (8, 25), и произвести интегрирование, как при выходе равенства (8, 37), то получим:

$$\frac{\overline{W}}{I} = \frac{1}{2} p \cos \theta Q \delta V = \frac{1}{8} p n^2 F^2 \lambda^3 \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{1 + \cos^2 2\theta}{\sin \theta} \delta V. \quad (8, 38)$$

Вся рассеянная энергия, как мы видели раньше, будет идти коническим пучком. Поэтому на единицу длины на расстоянии r от рассеивающего тела будет приходится энергия, равная

$$\frac{\overline{W}}{2\pi r \sin 2\theta}.$$

Если, далее, s — площадь поперечного сечения пучка в месте встречи с рассеивающим объектом, W_0 — его энергия, а l — длина щели ионизационной камеры (ширина щели подбирается всегда так, чтобы энергия всего дифракционного максимума попадала внутрь ионизационной камеры), то

$$\frac{\overline{W}}{W_0} = Q \frac{p \cdot l \cdot \delta V}{8\pi \cdot s \cdot r \sin \theta}. \quad (8, 39)$$

Формула (8, 39) дает значение средней энергии лучей, рассеянных кристаллическим агрегатом. В случае рассеивающего объекта, конечного объема, содержащего достаточно большое число кристалликов, необходимо учесть еще и поглощение. Учет последнего производится путем совершенно аналогичным тому, как мы его производили в случае несовершенного кристалла.

В результате такого учета мы приходим к следующим выводам:

1. При прохождении рентгеновых лучей через рассеивающее тело отношение $\frac{\overline{W}}{W_0}$ не будет зависеть от коэффициента поглощения (W_0 измеряется после прохождения вещества) и будет иметь вид:

$$\frac{\overline{W}}{W_0} = Q \cdot p \frac{lh}{4\pi r} \frac{\rho'}{\rho} \frac{1}{\sin 2\theta} = Q p \frac{l}{8\pi r \sin \theta} \frac{\rho'}{\rho} h \sec \theta, \quad (8, 40)$$

где p , l , r имеют значения, указанные ранее, h — толщина рассеивающего объекта, ρ — плотность его, а ρ' — плотность отдельного маленького кристалла.

2. При «отражении» рентгеновых лучей

$$\frac{\overline{W}}{W_0} = Q \frac{pl}{16\pi r} \frac{\rho'}{\rho} \frac{1}{\sin \theta}. \quad (8, 41)$$

Значения входящих в формулу (8, 41) величин совпадают с ранее указанными.

8. Рассеяние совершенным кристаллом

В отличие от рассмотренного ранее случая будем считать, что мы имеем дело с кристаллом совершенным, т. е. таким, в котором правильное расположение атомов в плоскостях не ограничивается малыми размерами, а распространяется на значительный объем кристалла.

В этом случае нам необходимо считаться с целым рядом новых факторов и прежде всего с тем, что мы не можем рассматривать падающую рентгеновскую волну как плоскую. В самом деле, мы считаем что при «отражении» от плоскостей так, как это имеет место в случае дифракции по Брэггу, все атомы, расположенные в одной плоскости, дают рассеянное излучение в одной фазе. Очевидно, что в случае больших поверхностей кристалла мы не можем считать пучок выходящих из рентгеновской трубки лучей параллельным, и поэтому отражение рентгеновых лучей от кристалла мы должны рассматривать не для плоской волны, как это мы до сих пор делали, а для волны сферической, что будет находиться в лучшем соответствии с экспериментальными данными.

Рис. 147.

Пусть O — источник рентгеновых лучей (рис. 147). Определим интенсивность рентгеновых лучей, рассеянных кристаллом, в точке P .

Рассмотрим сначала действие одной плоскости кристалла. Будем падающую волну характеризовать величиной напряженности электрического поля не в тригонометрическом виде, как это мы делали до сих пор, а в экспоненциальном:

$$E = \frac{E_0}{R} e^{ik(ct - R)}, \quad (8, 42)$$

где E_0 — амплитуда колебаний волны, излучаемой источником, а $\frac{E_0}{R}$ — амплитуда колебаний напряженности электрического поля в точке A , c — скорость света. Величина R представляет расстояние точки A до источника, а k , как обычно, связано с длиной волны падающих лучей:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Поместим начало координат в точку C , ось Y направим по перпендикуляру к плоскости, проходящей через точки O и P , а ось X поместим в этой плоскости. Будем обозначать расстояние точки P до мнимого изображения точки O — O' , через ρ , через $R_{\xi\eta}$ и $r_{\xi\eta}$ будем обозначать расстояние атома, местоположение которого в отражающей плоскости определяется координатами $R \cos \theta + \xi$, η , 0 от точек O и P соответственно. Напряженность электрического поля волны, рассеянной этим атомом будет равна:

$$E'_a = \frac{F \cdot E_e'}{R_{\xi\eta} r_{\xi\eta}} = \frac{F E_{0e}'}{R_{\xi\eta} r_{\xi\eta}} e^{ik(ct - R_{\xi\eta} - r_{\xi\eta})}.$$

Расстояние

$$\begin{aligned}
 R_{\xi\eta} + r'_{\xi\eta} &= \sqrt{R^2 \cos^2 \vartheta + 2R\xi \cos \vartheta + \xi^2 + \eta^2 + R^2 \sin^2 \vartheta} + \\
 &+ \sqrt{(\rho - R)^2 \cos^2 \vartheta - 2(\rho - R)\xi \cos \vartheta + \xi^2 + \eta^2 + (\rho - R)^2 \sin^2 \vartheta} \approx \\
 &\approx R \left(1 + \frac{\xi}{R} \cos \vartheta + \frac{1}{2} \frac{\xi^2 + \eta^2}{R^2} - \frac{1}{2} \frac{\xi^2 \cos^2 \vartheta}{R^2} \right) + \\
 &+ (\rho - R) \left[1 - \frac{\xi \cos \vartheta}{\rho - R} + \frac{1}{2} \frac{\xi^2 + \eta^2}{(\rho - R)^2} - \frac{1}{2} \frac{\xi^2 \cos^2 \vartheta}{(\rho - R)^2} \right] = \\
 &= \rho + \frac{1}{2} \frac{\rho}{R(\rho - R)} (\xi^2 \sin^2 \vartheta + \eta^2). \quad (8, 43)
 \end{aligned}$$

Что же касается значений $R_{\xi\eta}$ и $\rho_{\xi\eta}$, входящих в первый множитель этого выражения, то мы приближенно можем положить их равными ρ и $\rho - R$, и тогда

$$E'_a = \frac{F \cdot E_0}{\rho(\rho - R)} e^{ikct} \cdot e^{-ik \left[\rho + \frac{1}{2} \frac{\rho}{R(\rho - R)} (\xi^2 \sin^2 \vartheta + \eta^2) \right]}.$$

Возьмем вокруг точки A ($R \cos \vartheta + \xi$, η , 0) площадку $d\xi d\eta$ такую, чтобы разность хода между волнами, рассеянными атомами, заключенными внутри этой площадки, была мала по сравнению с длиной волны падающих рентгеновых лучей. Амплитуда рассеянной волны, представляющая результирующую волн, рассеянных всеми атомами, в этом интервале будет равна просто их сумме. Поэтому если M есть число атомов, находящихся в 1 см^3 (поверхностная плотность), то результирующая волна будет иметь амплитуду:

$$dE' = ME'_a d\xi d\eta = \frac{MFE'_{0a}}{(\rho - R)R} e^{ik(ct - \rho)} \cdot e^{-\frac{ik}{2} \cdot \frac{\rho}{R(\rho - R)} (\xi^2 \sin^2 \vartheta + \eta^2)} d\xi d\eta,$$

а амплитуда колебаний волны, получающейся в результате рассеяния конечной поверхностью кристалла, будет

$$E' = MFE'_{0a} \cdot \frac{1}{R(\rho - R)} \cdot e^{ik(ct - \rho)} \iint e^{\frac{ik}{2} \frac{\rho}{R(\rho - R)} (\xi^2 \sin^2 \vartheta + \eta^2)} d\xi d\eta \quad (8, 44)$$

Выражение (8, 44) получено нами в предположении, что размеры кристалла (а следовательно и область интерференции) малы по сравнению с расстояниями до точек O и P ; тем не менее мы можем за пределы интегрирования взять $+\infty$ и $-\infty$, так как при больших значениях ξ и η значение под интегральной функцией обращается в нуль.

$$\begin{aligned}
 E' &= \frac{FME_{0a}}{R(\rho - R)} e^{ik(ct - \rho)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int e^{-\frac{ik}{2} \frac{\rho}{R(\rho - R)} (\xi^2 \sin^2 \vartheta + \eta^2)} d\xi d\eta = \\
 &= \frac{1}{i} \frac{FME_{0a}}{R(\rho - R)} \frac{2\pi}{k} \frac{R(\rho - k)}{\rho \sin \vartheta} e^{ik(ct - \rho)} = \frac{FME_{0a}}{\rho} \cdot \lambda e^{ik \left(ct - \rho - \frac{\pi}{2} \right)}. \quad (8, 45)
 \end{aligned}$$

Вследствие рассеяния, произведенного атомами, расположенными на одной плоскости совершенного кристалла, амплитуда падающей волны уменьшится. Вследствие этого уменьшится и интенсивность падающего пучка. Относительное уменьшение интенсивности падающих лучей вследствие рассеяния одной плоскостью кристалла будет

$$\frac{\Delta I}{I} = 2 \frac{F'}{E_0} = 2F'M\lambda, \quad (8, 46)$$

где $F' = F \cdot \frac{e^4}{m^2 c^4}$

Численное значение этого выражения легко найти: $\lambda \sim 10^{-8}$, $M \sim 10^{15}$, а $F' \sim 10^{-12}$; все произведение, стало быть, есть величина 10^{-4} .

Сравним это ослабление интенсивности падающих лучей вследствие отражения с ослаблением интенсивности вследствие обычного поглощения. Если μ — коэффициент поглощения, то поглощение, обусловленное одной атомной плоскостью при падении на нее лучей под углом θ , будет $\frac{\mu a}{\sin \theta}$, где a — расстояние между соседними плоскостями. Для длины волны $\lambda = 10^{-8}$ коэффициент поглощения μ для каменной соли имеет порядок 100, следовательно, изменение интенсивности вследствие обычного поглощения при прохождении через одну плоскость будет равно 10^{-6} , т. е. примерно в 100 раз меньше, чем ослабление интенсивности вследствие отражения. Если это так, то мы можем в расчете интенсивности отражения, обусловленного рассеянием всего кристалла, истинным поглощением пренебречь.

Ослабление интенсивности падающих лучей, происходящее вследствие отражения от кристалла, мы можем характеризовать величиной a , которую мы будем называть коэффициентом поглощения через отражение (в иностранной литературе принято называть «extinction»), что значит дополнительное поглощение, и которая будет представлять собой относительное ослабление интенсивности вследствие отражения, рассчитанное на единицу длины:

$$a = \frac{\Delta I}{I \cdot a} = F' \cdot \lambda \frac{M}{a} = nF'\lambda, \quad (8, 47)$$

где $n = \frac{M}{a}$ представляет число атомов в кубич. см. кристалла.

Вернемся вновь к рассеянию от совершенного кристалла, причем будем рассматривать теперь не отдельную плоскость кристалла, а весь кристалл в целом.

Вследствие поглощения через отражение интенсивность лучей будет падать по мере проникновения падающих лучей внутрь кристалла. Наряду с этим ослаблением интенсивности будет происходить и известное увеличение энергии падающего луча за счет энергии рассеянного излучения, распространяющегося в направлении первичных лучей. Напряженность поля волны, рассеянной в направлении падающих лучей первой плоскостью, будет

$$E'_{01} = E_0 F M \lambda e^{-i \frac{\pi}{2}} \frac{e^{ik(ct - R)}}{R}, \quad (8, 48)$$

Если обозначить $MF\lambda$ через q , то результирующая амплитуда может быть представлена как

$$\frac{E_{00}^{ik}(ct-R)}{R} (1-iq) \approx \frac{E_0}{R} e^{ik(ct-R-iq)}.$$

Вторая плоскость под влиянием падающего на нее излучения рассеивает вторичные волны согласно выражению (8, 45). Эти рассеянные волны, идя по направлению к точке P , пройдут еще раз первый атомный слой. Прохождение атомного слоя эквивалентно появлению в выражении фазы колебаний $(ct-R-iq)$ члена $-iq$. Поэтому напряженность поля волны, рассеянной второй плоскостью кристалла, можно записать так:

$$E'_2 = \frac{E_0 MF\lambda}{p_1} e^{ik(ct-p_1-2iq)}.$$

Волна, падающая на третью плоскость кристалла, уже дважды пройдет атомный слой. Это выразится в появлении члена $-2iq$ в выражении фазы падающей волны. В выражение же фазы рассеянной волны войдет член $-4iq$, следовательно:

$$E'_3 = \frac{E_0}{p_2} ME\lambda e^{ik(ct-p_2-4iq)}.$$

В волне, приходящей в точку P , вследствие рассеяния $(s+1)$ -й плоскостью кристалла напряжение электрического поля будет

$$E'_s = \frac{E_0}{p_s} ME\lambda e^{ik(ct-p_s-2siq)}.$$

Напряженность электрического поля результирующей волны будет тогда:

$$E' = E_0 MF\lambda \sum_1^s e^{\frac{ik(ct-p_s-2siq)}{p_s}}. \quad (8,49)$$

Очевидно, что вследствие ослабления интенсивности падающей волны (поглощение через отражение) принимать участие в рассеянии будет ограниченное число слоев, поэтому предел суммы практически будет ограничиваться сравнительно небольшим числом слоев. Но для удобства вычисления мы распространим предел суммирования до бесконечности (это эквивалентно прибавлению некоторого числа членов, каждый из которых равен нулю). При достаточно больших значениях p и R мы можем положить

$$p_{s+1} = p + 2sa \sin \theta,$$

где a — расстояние между соседними плоскостями. Тогда

$$E' = \frac{E_0}{p} ME\lambda e^{ik(ct-p)} \sum_1^{\infty} e^{ik(p-p_s)-2siq}$$

или

$$E' = \frac{E_0}{p} MF\lambda e^{ik(ct-p)} \frac{1}{1 - e^{-2ika \sin \theta - 2iq}}.$$

Отношение интенсивностей падающего и рассеянного луча в точке P будет:

$$\frac{I'}{I_0} = \frac{E_0'^2}{E_0^2} = \frac{M^2 F'^2 \lambda^2}{(1 - e^{-2ika \sin \theta - 2iq})^2}. \quad (8,50)$$

Обозначим через θ_0 угол, удовлетворяющий условию Брэгга, т. е. определяемый соотношением:

$$2a \sin \theta_0 = n\lambda.$$

Тогда

$$2ka \sin \theta - 2ka \sin \theta_0 = 2ka(\theta - \theta_0),$$

$$2ak \sin \theta = 2\pi n + 2ka(\theta - \theta_0) \cos \theta_0.$$

Член $2\pi n$ в выражении фазы можно исключить из рассмотрения, и тогда

$$\frac{I'}{I_0} = \frac{M^2 F'^2 \lambda^2}{(1 - e^{-2ika(\theta - \theta_0) \cos \theta_0})^2}$$

или

$$\frac{I'}{I_0} = \frac{M^2 F'^2 \lambda^2}{(2ka(\theta - \theta_0) \cos \theta_0 + 2MF'\lambda)^2}. \quad (8,51)$$

Выражение (8,51) дает отношение энергий падающих и рассеянных лучей. Очевидно, что это отношение не может быть больше единицы. При

$$\theta_0 - \theta = \frac{MF'\lambda}{2ka \sin \theta_0 \cdot \cos \theta_0} \quad (8,52)$$

$I' = I_0$, т. е. при значении θ , определяемом из условия (8,52), мы будем иметь полное отражение от кристалла ¹⁾. Очевидно, что полное отражение будет происходить не только под этим углом, но и во всем интервале между

$$\theta_0 - \theta + \Delta\theta = \frac{3MF'\lambda}{2ka \cos \theta_0 \sin \theta_0} \quad (8,53)$$

и $(\theta_0 - \theta)$, т. е. в интервале $\Delta\theta$

$$\Delta\theta = \frac{MF'\lambda}{ka \cos \theta_0 \sin \theta_0} = \frac{MF'\lambda^2}{2\pi a \cos \theta_0 \sin \theta_0} = \frac{nF'\lambda^2}{\pi} \cdot \frac{1}{\sin 2\theta_0}, \quad (8,54)$$

где $n = \frac{M}{a}$ представляет собой число атомов, находящихся в единице объема кристалла.

При вычислении интенсивности излучения, рассеянного совершенным кристаллом, мы пренебрегли истинным коэффициентом поглощения по сравнению с поглощением через отражение. Это будет верно для интервала углов, определяемых соотношением (8,53) и (8,54). Для углов падения, лежащих вне этого интервала, истинное поглощение необходимо учитывать.

¹⁾ То, что полное отражение происходит не точно при брэгговском угле, есть результат преломления лучей, так как θ_0 относится к кристаллу, а θ представляет угол падения лучей на кристалл.

Волна, рассеянная $(s+1)$ -й плоскостью кристалла, будет ослаблена вследствие истинного поглощения в $e^{-2\mu a \cos \vartheta}$ раз, а амплитуда колебаний напряженности электрического поля волны в $e^{-\mu a \cos \vartheta}$ раз, поэтому

$$E'_s = E_0 \frac{MF'\lambda}{\rho} e^{ik(ct - \rho - 2s\vartheta)} \cdot e^{-\mu a \cos \vartheta},$$

и, следовательно,

$$\frac{E'_0}{E} = \frac{MF'\lambda}{2ak(\vartheta - \vartheta_0) \cos \vartheta_0 + 2MF'\lambda + \mu a \cos \vartheta}.$$

Поэтому при произвольном угле падения мы получим для интенсивности лучей:

$$I'_\vartheta = I_0 \cdot \frac{M^2 F'^2 \lambda^2}{[2ak(\vartheta - \vartheta_0) \cos \vartheta_0 + 2MF'\lambda + \mu a \cos \vartheta]^2}. \quad (8,55)$$

Зависимость интенсивности рассеянного излучения от угла изображена на рис. 148. Прямолинейный участок отвечает полному отражению.

Формула, выведенная для J_ϑ и для значения $\Delta\vartheta$, получена в предположении, что мы имеем дело с поляризованной падающей волной. В случае волны неполяризованной необходимо в полученное выражение ввести еще и поляризационный множитель, и выражения (8, 54) и (8, 55) примут вид:

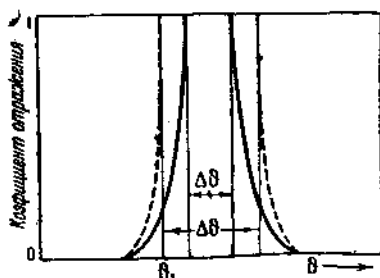


Рис. 148.

$$\Delta\vartheta = \frac{\pi F'\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{1}{\cos \vartheta} \cdot \frac{1 + \cos^2 2\vartheta}{2} \quad (8,56)$$

и

$$I'_\vartheta = I_0 \frac{M^2 F'^2 \lambda^2 (1 + \cos^2 2\vartheta)}{2[2ka(\vartheta - \vartheta_0) \cos \vartheta_0 + 2MF'\lambda + \mu a \cos \vartheta]^2}. \quad (8,57)$$

Ход зависимости интенсивности рентгеновых лучей от угла в случае неполяризованных лучей изображен на том же рис. 148 сплошной кривой.

Перейдем теперь к вычислению величины интегрального отражения для совершенного кристалла.

Пусть ω — угловая скорость вращения кристалла; тогда время, в течение которого кристалл будет полностью отражать падающие на него лучи, будет равно $\frac{\Delta\vartheta}{\omega}$. Значение отраженной энергии при этом будет равно

$$W_1 = I'_\vartheta \frac{\Delta\vartheta}{\omega}. \quad (8,58)$$

Этим выражением не исчерпывается, однако, полная энергия рентгеновых лучей, попавшая в ионизационную камеру, так как частичное отражение будет происходить и под находящимися вне интервала $\Delta\vartheta$ углами. Дарвин показал, однако, что общее количество энергии, рассеян-

ной под углами, лежащими вне интервала $\Delta\theta$, составляет примерно одну треть того, что дает полное отражение от кристалла, т. е.

$$W = \frac{4}{3} W_1 = \frac{4}{3} I'_0 \frac{\Delta\theta}{\omega},$$

откуда

$$\frac{W\omega}{I'_0} = \frac{4}{3} \frac{I'_0}{I'_0} \Delta\theta = \frac{1}{3} \frac{nF'\lambda^2}{\pi} \cdot \frac{1 + \cos^2 2\theta}{\cos \theta}. \quad (8, 59)$$

Сравним теперь выражение интегрального отражения для обоих типов кристаллов. Между ними легко отыскать существеннейшие различия. В то время как для несовершенного кристалла интегральное отражение изменяется пропорционально квадрату атомного фактора, для совершенного кристалла интегральное отражение изменяется пропорционально только первой степени. Для несовершенного кристалла интегральное отражение растет пропорционально кубу длины волны, для совершенного кристалла — пропорционально только второй степени. Это различие в поведении интегрального отражения и может быть нами использовано при определении характера кристаллов, с которыми нам приходится иметь дело.

Еще более резкое отличие в поведении совершенного и несовершенного кристаллов мы обнаружим в отношении величины поглощения через отражение.

9. Поглощение через отражение (extinction)

В отношении рассеяния рентгеновых лучей относительно полно изученными являются кристаллы каменной соли и кальцита. Первый (каменная соль) мы склонны рассматривать как кристалл несовершенный, второй (кальцит) мы, наоборот, склонны отнести скорее к кристаллам совершенным. Ни каменная соль, ни тем более кальцит не являются идеальными представителями своего рода. Несовершенный кристалл — каменная соль, как мы увидим ниже, обладает некоторыми признаками, которые мы приписываем совершенным кристаллам (поглощение через отражение). «Совершенный» кристалл кальцит, однако, не полностью подчиняется законам отражения совершенных кристаллов, показывая довольно заметные отступления от этих законов. И кальцит, и каменная соль, и все остальные реальные кристаллы являются лишь известным приближением к рассматриваемым типам кристаллов.

Если мы станем определять интегральное отражение от кристалла каменной соли по способу, указанному выше, то мы обнаружим наличие заметного отражения в широком интервале углов (до полуградуса), в то время как величина наибольшего отражения будет не более 5% падающей энергии. Совершенно ясно, что мы имеем дело с кристаллом несовершенным. Однако каменная соль обладает коэффициентом поглощения через отражение, отличным от нуля.

Определение коэффициента поглощения через отражение для кристаллов каменной соли было произведено Брэггом и его сотрудниками. Для определения этой величины Брэггом было произведено измерение интегрального отражения от кристалла каменной соли. Экспериментальному

расположению опытов Брэгга отвечает схема прохождения лучей через кристалл, изображенная на рис. 146. Величина интегрального отражения определялась для кристаллов различной толщины. В качестве „отражающих граней“ служили плоскости кристалла (100), (110), (200), (300). Согласно формуле (8, 32) величина интегрального отражения будет равна:

$$\frac{W_{\omega}}{W_0} = Q \cdot de^{-\mu d},$$

где μ — общий коэффициент ослабления, $W_0 = I_0 s$ представляет энергию пучка рентгеновых лучей, падающих на кристалл, d — путь лучей в кристалле. Коэффициент μ может быть легко определен из несколько преобразованного соотношения, именно:

$$\lg \frac{W_{\omega}}{W_0 d} = \lg Q - \mu d, \quad (8, 60)$$

т. е. графически зависимость между величиной $\lg \frac{W_{\omega}}{W_0 d}$ и толщиной кристалла выразится прямой линией, наклон которой и определяет величину общего коэффициента ослабления.

Рис. 149 изображает такого типа прямые, полученные Брэггом при отражении от плоскостей (100), (110), (200), (300) кристалла каменной соли. Наклон прямых для различных плоскостей оказался различным, что свидетельствует о наличии поглощения через отражение.

Нормальный коэффициент ослабления каменной соли (когда поглощение через отражение исключено вовсе) равен 10,70. Если из найденного путем отражения значения μ вычесть эту величину, то мы и получим величину коэффициента поглощения через отражение κ . Приводимая ниже таблица дает значения μ и κ .

Таблица 42

Отражающая плоскость	Коэффициент ослабления	Коэффициент поглощения через отражение	Величина экстинкции в относительных единицах	Отражающая плоскость	Коэффициент ослабления	Коэффициент поглощения через отражение	Величина экстинкции в относительных единицах
(100)	16,30	5,60	100	(200)	12,66	1,96	19,40
(110)	13,60	2,90	50,5	(300)	10,72	0,02	4,87

Наибольшее влияние поглощения через отражение имеет место для малых углов падения, для отражения от плоскостей с малыми индексами. Поглощением через отражение (в каменной соли) можно вовсе пренебречь в случае отражения от плоскостей, сумма квадратов индексов которых больше 9.

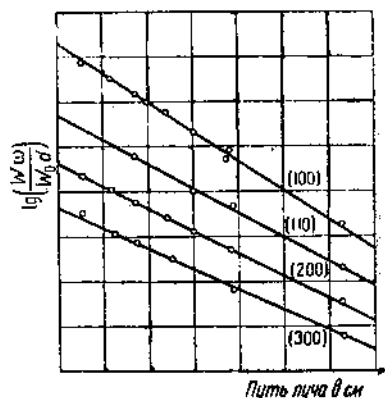


Рис. 149.

Поведение кристалла кальцита в отношении рассеяния рентгеновых лучей отличается от поведения каменной соли. Девис и его сотрудники обнаружили, что свежесколотый кристалл кальцита отражает 44% падающей на него энергии, в то время как интервал углов, в котором интенсивность отраженных лучей уменьшается наполовину, равен 18 сек. Это близко по порядку величины подходит к тому, что было предсказано Дарвином для совершенного кристалла, где $\Delta\theta = 5,8''$. Эти соотношения, полученные для интегрального отражения от плоскости скола кальцита, заставляют нас относить кристалл кальцита к кристаллам приблизительно совершенным.

Экспериментальная установка, которой пользовался Девис с сотрудниками, несколько отличалась от экспериментальной установки Брэгга. Девис пользовался двойным спектрографом с отражением от двух кристаллов; роль первого кристалла заключалась в создании монохроматического параллельного пучка, в то время как второй кристалл служил для непосредственных измерений. Схематическое расположение опытов Девиса дано на рис. 52.

Весьма убедительное и остроумное подтверждение существования поглощения через отражение дал Берг. На снимках спектров поглощения часто наблюдается появление резких белых линий. Природа этих белых линий долгое время оставалась загадочной, пока Берг не показал, что их появление связано с отражением от внутренних плоскостей кристалла.

10. Структурный множитель

До сих пор мы предполагали, что кристалл построен из однородных атомов, находящихся в узлах элементарной ячейки. Рассмотрим теперь, какое изменение мы должны внести в наши формулы, чтобы учесть рассеяние сложной решеткой, состоящей из разнородных атомов.

Пусть F_i — атомный фактор i -го атома внутри элементарной ячейки, и пусть ρ_1^i , ρ_2^i и ρ_3^i — координаты смещения i -го атома внутри элементарной ячейки, которые представляют собой проекции вектора $\mathbf{r}$, проведенного из начала координат, помещенного в одной из вершин элементарной ячейки, в i -му атому, и измеренные в осевых единицах, т. е.

$$\rho_1^i = (\mathbf{r}, \mathbf{a}), \quad \rho_2^i = (\mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad \rho_3^i = (\mathbf{r}, \mathbf{c}). \quad (8, 61)$$

Пусть волна, рассеянная атомом, помещенным в начале координат, приходит в место наблюдения с фазой δ_0 ; тогда напряженность электрического поля волны будет $E'_{os} e^{i\delta_0}$. Напряженность электрического поля волны, рассеянной i -м атомом, будет равна $F_i E'_{os} e^{i(\delta_0 + \delta_i)}$, где δ_i — разность фаз между лучами, рассеянными атомом, находящимся в начале координат, и i -м атомом. Электрическое поле волны, полученной в результате рассеяния всей элементарной ячейкой, будет равно сумме полей отдельных волн. Следовательно,

$$E' = E'_{os} e^{i\delta_0} \sum_{i=1}^{i=n-1} (F_0 + F_i e^{i\delta_i}),$$

где n — число атомов в элементарной ячейке.

Если мы обозначим через $\mathbf{n}_1$ и $\mathbf{n}_2$ единичные векторы в направлении падающих и рассеянных лучей, то величина δ_i (рис. 150) будет равна:

$$\delta_i = \frac{2\pi}{\lambda} (\mathbf{n}_2 - \mathbf{n}_1, \mathbf{r}_i),$$

так как $OA = (\mathbf{n}_2, \mathbf{r}_i)$, а $O'B = -(\mathbf{n}_1, \mathbf{r}_i)$. Выражение в скобках можно раскрыть следующим образом:

$$\begin{aligned} (\mathbf{n}_2 - \mathbf{n}_1, \mathbf{r}_i) &= (\mathbf{n}_2 - \mathbf{n}_1, \rho_1^i \mathbf{a} + \rho_2^i \mathbf{b} + \rho_3^i \mathbf{c}) = \\ &= \rho_1^i a (\cos \alpha - \cos \alpha_0) + \rho_2^i b (\cos \beta - \cos \beta_0) + \rho_3^i c (\cos \gamma - \cos \gamma_0) \end{aligned}$$

или согласно формуле (8, 4):

$$\delta_i = 2\pi (\rho_1^i h_1 + \rho_2^i h_2 + \rho_3^i h_3), \quad (8, 62)$$

где h_1 , h_2 и h_3 — индексы грани, от которой мы наблюдаем отражение. Следовательно,

$$E' = E'_{\text{от}} \sum_{i=1}^{i=n-1} [F_0 + F_i e^{2\pi i (\rho_1^i h_1 + \rho_2^i h_2 + \rho_3^i h_3)}].$$

Выражение, стоящее под знаком суммы, носит название структурного множителя. Ему можно придать несколько более удобный вид, если вспомнить, что координаты смещения атома, находящегося в начале координат (ρ_1^0 , ρ_2^0 и ρ_3^0) равны нулю. Тогда

$$S = \sum_{i=0}^{i=n-1} F_i e^{2\pi i (\rho_1^i h_1 + \rho_2^i h_2 + \rho_3^i h_3)}. \quad (8, 63)$$

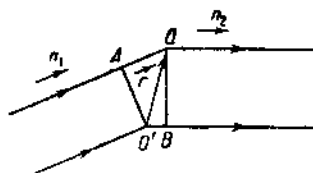


Рис. 150.

В выражение интенсивности войдет квадрат величины S (вернее произведение из структурного множителя на величину сопряженную). Таким образом интенсивность лучей I' , рассеянных сложной решеткой, содержащей n атомов в элементарной ячейке, будет равна:

$$I' = I_a S \bar{S}, \quad (8, 64)$$

где I_a — интенсивность лучей, рассеянных простой решеткой, а черточкой над буквой S ($\bar{S}$) отмечена комплексная величина, сопряженная с S .

В случае, например, каменной соли структурный множитель будет иметь вид:

$$\begin{aligned} S &= [1 + e^{2\pi i (h_1 + h_2)} + e^{2\pi i (h_1 + h_3)} + \\ &+ e^{2\pi i (h_2 + h_3)}] (F_{\text{Cl}} + F_{\text{Na}} e^{\pi i (h_1 + h_2 + h_3)}). \end{aligned} \quad (8, 65)$$

Выражение для S будет отлично от нуля только в двух случаях: либо когда все числа h_1, h_2, h_3 нечетные, либо когда все они четные числа. В первом случае

$$S_{\text{неч.}} = 4(F_{\text{Cl}} - F_{\text{Na}}). \quad (8, 65')$$

Во втором мы будем иметь:

$$S_{\text{четн.}} = 4(F_{\text{Cl}} + F_{\text{Na}}). \quad (8, 65'')$$

11. Температурный фактор

Производя исследование интенсивности лучей, рассеянных кристаллическим телом, мы предполагали расстояние между рассеивающими центрами неизменным. В действительности, однако, это расстояние вследствие теплового движения атомов, составляющих кристаллическую решетку, будет меняться со временем. Изменение расстояния между рассеивающими центрами повлечет за собой изменение в соотношении фаз лучей, рассеянных атомами кристаллического тела, что скажется на интенсивности рассеянных лучей.

Совершенно естественно, что изменение интенсивности рассеянных лучей, обусловленное возмущением в кристаллической решетке, будет зависеть от характера этого возмущения. Дебай первый произвел учет теплового движения, предполагая, что смещение каждого атома из положения равновесия, отклонение его на величину ρ , происходит независимо друг от друга. Каждый атом может смещаться относительно положения равновесия (узел решетки) независимо от других атомов.

Определим тогда, какое влияние на интенсивность рассеянных лучей окажет смещение атома на величину ρ . Так как нас будет при этом интересовать влияние, оказываемое этим смещением на интенсивность дифракционного максимума, который мы можем трактовать как отражение от плоской сетки кристалла, то мы будем принимать во внимание смещение атомов по отношению к этой плоскости (при угле отражения, равном углу падения, все точки отражающей плоскости рассеивают в одной фазе), т. е. нормальную составляющую ξ .

Несложным построением легко убедиться, что разность хода лучей, рассеянных атомами, лежащими в отражающей плоскости, и атомом, смещенным по отношению к ней на величину ξ , будет равна $2\xi \sin \theta$, а разность фаз $\frac{2\pi}{\lambda} 2\xi \sin \theta$. Если напряженность электрического поля волны, рассеянной атомом, помещенным в узле кристаллической решетки, мы обозначим через $E' = E_{\text{ос}}^{i\omega t}$, то напряженность поля в рассеянной волне, созданной атомом, вышедшим из положения равновесия, будет

$$\bar{E}^k = E_0 e^{\frac{2\pi}{\lambda} i \sin \theta \cdot 2\xi_i} e^{i\omega t} = E_0' e^{i\omega t},$$

где

$$E_0' = E_0 e^{\frac{2\pi}{\lambda} i \sin \theta \cdot 2\xi_i}.$$

Если мы теперь произведем суммирование по всем атомам, вышедшим из положения равновесия, то мы определим величину амплитуды результирующего поля всех рассеянных волн, а следовательно их интенсивность:

$$\left. \begin{aligned} E_0'' &= E_0' \sum_i e^{\frac{2\pi}{\lambda} i \sin \theta \xi_i} \\ I'' &= I' \sum_i \sum_{i'} e^{\frac{2\pi}{\lambda} i \sin \theta (\xi_i - \xi_{i'})} \end{aligned} \right\} \quad (8, 66)$$

Интенсивность рассеянных лучей, определенная по полученной формуле (8, 66), соответствует данному распределению атомов, который не остается постоянным, а меняется со временем.

Для определения средней интенсивности рассеянных лучей нам нужно найти вероятность данного распределения, а затем просуммировать по всем распределениям.

Согласно Больцману вероятность $W(\xi_i) d\xi_i$ того, что атом отклонится от положения равновесия на величину, находящуюся в пределах между ξ_i и $\xi_i + d\xi_i$, равна:

$$W(\xi_i) d\xi_i = \sqrt{\frac{f}{2\pi kT}} e^{-\frac{f\xi_i^2}{2kT}} d\xi_i, \quad (8, 67)$$

где k — больцмановская постоянная, f — сила, удерживающая атом в положении равновесия, T — абсолютная температура. Вероятность данного распределения (как вероятность ряда независимых событий) будет тогда равна произведению вероятностей смещения отдельных атомов:

$$\prod_n W(\xi_i) d\xi_i.$$

Поэтому

$$I'' = I' \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_i \sum_{i'} e^{\frac{4\pi i}{\lambda} \sin \theta (\xi_i - \xi_{i'})} \prod_n W(\xi_n) d\xi_n. \quad (8, 68)$$

Выражение, стоящее под знаком интеграла, содержит N^2 членов (число атомов кристалла), среди которых N членов будут соответствовать равным значениям ξ_i и $\xi_{i'}$. Для $\xi_i = \xi_{i'}$

$$e^{\frac{2\pi}{\lambda} 2\xi_i (\xi_i - \xi_i) \sin \theta} = 1$$

и

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \prod_n W(\xi_i) d\xi_i = \int_{-\infty}^{+\infty} \prod_n \sqrt{\frac{f}{2\pi kT}} e^{-\frac{f\xi_i^2}{2kT}} d\xi_i = 1,$$

т. е. значение интеграла для каждого из этих N членов будет равно единице.

Для остальных $(N^2 - N)$ членов мы при интегрировании должны из произведения $\Pi \omega(\xi_i) d\xi_i$ принимать во внимание лишь те сомножители, у которых $\xi_n = \xi_i$ или ξ_i' . Так как

$$\int_{-\infty}^{+\infty} V \sqrt{\frac{f}{2\pi kT}} \cdot e^{-\frac{f\xi_n^2}{2kT}} d\xi_n = 1,$$

то интеграл, соответствующий каждому из членов, для которых $\xi_i \neq \xi_i'$, будем иметь выражение:

$$\frac{f}{2k\pi T} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{2\pi f}{\lambda}\right)^2 (\xi_i - \xi_i')^2 \sin^2 \theta} e^{-\frac{f}{2kT} (\xi_i^2 + \xi_i'^2)} d\xi_i d\xi_i' = e^{-\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta\right)^2 \frac{4kT}{f}}.$$

Общее выражение для $\overline{I'}$ будет тогда равно:

$$I'' = I' \left[N + (N^2 - N) e^{-\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta\right)^2 \frac{4kT}{f}} \right] = IN \left[1 - e^{-\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta\right)^2 \frac{4kT}{f}} + N e^{-\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta\right)^2 \frac{4kT}{f}} \right]. \quad (8,69)$$

Полное выражение содержит два члена, из которых второй, зависящий от N^2 , соответствует лучам, дающим дифракционный максимум, первый же член соответствует диффузному рассеянию.

Таким образом в результате теплового движения смещение интерференционного максимума не происходит. Изменяется лишь величина его

в $e^{-\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta\right)^2 \frac{4kT}{f}}$ раз, и появляется еще диффузное рассеяние.

Величину f , входящую в выражение, заменяют обычно другими константами, связанными с удельной теплоемкостью и частотой собственных колебаний.

$$I'' = N^2 I' e^{-M} = N^2 I' e^{-\frac{6\lambda^2}{Mk\Theta} \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} \left(\frac{1}{4} + \frac{\varphi(x)}{x} \right)}, \quad (8,70)$$

где

$$x = \frac{\Theta}{T} \text{ и } \frac{\varphi(x)}{x} = \frac{1}{x^3} \int_0^x \frac{\xi d\xi}{e\xi - 1}.$$

Здесь Θ — так называемая характеристическая температура, определяемая соотношением

$$\Theta = \frac{h\nu_{\max}}{k},$$

т. е. Θ представляет собой температуру, при которой энергия теплового движения равна энергии кванта границы спектра собственных колебаний.

Полученная Дебаем формула построена на предположении, что смещение атома в решетке независимы друг от друга. Однако это предположение вряд ли можно признать правильным.

Смещение одних атомов из положения равновесия влечет за собой смещение других атомов. Возмущение, созданное в каком-нибудь месте решетки, передается в кристалле упругими волнами. Определение влия-

ния теплового движения на рассеяние рентгеновых лучей с учетом того, что возмущение в решетке распространяется в кристалле волнами, произведено Уоллером (Waller), который получил формулу $I'' = I' N^2 e^{-2M}$, где M — показатель в формуле Дебая. Это дает более быстрое спадание интенсивности. Экспериментальная проверка влияния теплового фактора была произведена Джемсом (James), который установил (рис. 151), что при низких температурах значение теплового фактора совпадает с значением, вычисленным по формуле Уоллера;

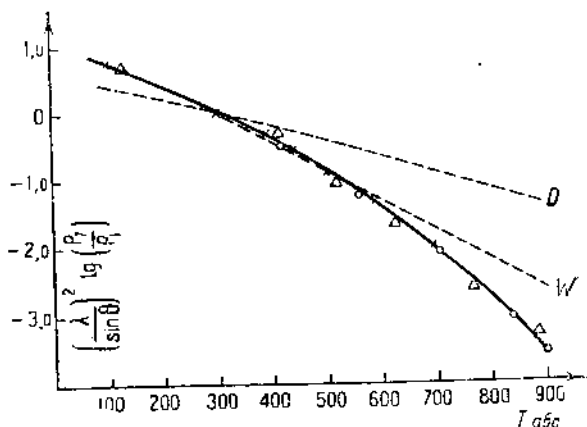


Рис. 151.

при высоких температурах спадание интенсивности происходит еще быстрее, чем это предполагает формула Уоллера. На рис. 151 сплошная кривая построена по точкам, измеренным Джемсом. Пунктирная кривая обозначенная буквой W , вычислена Уоллером. Пунктирная кривая, обозначенная буквой D , представляет спадание интенсивности в зависимости от температуры, по вычислениям Дебая.

12. Распределение электронов в атоме

Определяя рассеяние рентгеновых лучей, производимое как совершенным, так и несовершенным кристаллом, мы установили, что величина его (рассеяния) определяется в числе других факторов и расположением электронов в атоме (атомный фактор).

Если бы распределение электронов в атоме было нам известно или могло быть установлено другим путем, то мы могли бы заранее определить величину рассеянной энергии и сопоставить ее с экспериментальными данными. На самом деле установить распределение электронов в атоме каким-либо иным путем мы не можем и должны воспользоваться выведенными формулами не для проверки, а для установления распределения электричества в атоме.

Существует несколько методов нахождения электронного расположения на основе экспериментально найденных значений атомного фактора F . В качестве примера ограничимся рассмотрением распределения электронов в решетке NaCl . Определение атомного фактора для натрия и хлора может быть произведено на основе нахождения структурного множителя. Брэгг, Джемс и Бозанкетт определили экспериментально интегральное отражение от различных граней кристалла каменной соли. Полученные ими результаты можно представить в виде двух кривых, одна из которых относится к четным индексам, другая — к нечетным (рис. 152). Кривые

получаются соединением вершин отрезков, изображающих интегральное отражение соответствующих граней.

Из полученных значений для интегрального отражения можно найти согласно формуле (8,64) значение $F_{Na} + F_{Cl}$ и $F_{Cl} - F_{Na}$. Эти кривые даны на рис. 153. Значения атомного фактора натрия и хлора в отдельности мы сможем получить путем суммирования и вычитания этих двух кривых, именно:

$$F_{Na} = \frac{1}{2} (S_{четн} - S_{неч}),$$

$$F_{Cl} = \frac{1}{2} (S_{четн} + S_{неч}).$$

Теперь перейдем к непосредственному определению расположения электронов в атоме. Придадим для этого атомному фактору несколько иной вид, чем тот, с которым мы встречались до сих пор.

Рассмотрим кристаллографическую плоскость, проходящую через центры атомов. Вследствие того, что в атомах существует пространственное распределение электронов, вероятность нахождения электрона вне этой плоскости на расстоянии z от нее будет отлична от нуля. Обозначим эту вероятность через $p(z)$. Если в атоме со-

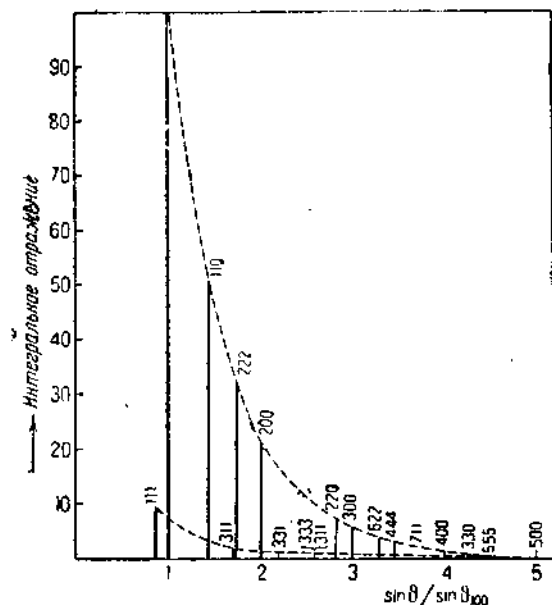


Рис. 152.

держится Z электронов, то число электронов в слое dZ на расстоянии z от плоскости, рассматриваемой нами, будет $zp(z)dz$, а амплитуда электрического поля волны, рассеянной атомом, будет равна:

$$E'_z = E_{\infty} F = E_{\infty} Z \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} p(z) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} z \sin \theta\right) dz.$$

Тогда для атомного фактора получим выражение:

$$F = Z \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} p(z) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} z \sin \theta\right) dz, \quad (8, 71)$$

где d означает расстояние между соседними плоскостями.

Наиболее простой метод определения расположения электронов отвечает предположению о движении электронов по круговым орбитам. Легко

числить, чему в этом случае будет равно $p(Z)$. Пусть r_s — радиус орбита, по которому движется s -й электрон атома, тогда (рис. 120)

$$p(z) dz = \frac{2\pi r_s \sin \alpha}{4\pi r_s^2} \cdot \frac{dz}{\sin \alpha},$$

т. е.

$$p(z) = \frac{1}{2r_s}. \quad (8,72)$$

Подставив в выражение (8,71) значение $p(z)$, получим:

$$\int_{-r_s}^{+r_s} p(z) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} z \sin \theta\right) dz = \frac{\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} r_s \sin \theta\right)}{\frac{4\pi}{\lambda} r_s \sin \theta},$$

а для атомного фактора получим выражение:

$$F = \sum_1^Z \frac{\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} r_s \sin \theta\right)}{\frac{4\pi}{\lambda} r_s \sin \theta} \quad (8,73)$$

Нахождение значений r_s по известным нам значениям F совершается путем подбора. Подыскиваются такие орбиты r_s и числа электронов, находящиеся на этих орбитах, чтобы получились значения F , дающие наилучшее согласие с опытными данными. Так, Брэгг, Джемс и Бозанкет из измеренных ими величин интегрального отражения вывели, что наилучшее согласие с опытными данными получается в предположении, что в Na и Cl содержатся

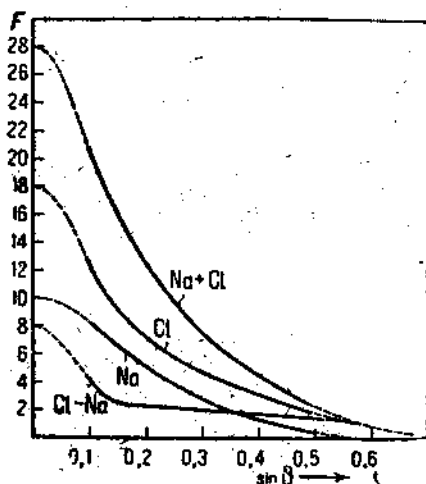


Рис. 158.

Na	7 электронов на орбите с радиусом	0,29 Å
	3 электрона « « « «	0,76 Å
Cl	10 электронов « « « «	0,25 Å
	5 электронов « « « «	0,86 Å
	3 электрона « « « «	1,76 Å

Достигнутое при этих предположениях согласие с опытными числами, однако, является недостаточно удовлетворительным. Гораздо лучшее согласие расчетных данных с экспериментальными получается в случае предположения о непрерывном распределении электричества в атоме.

Для определения непрерывного распределения электричества в атоме Комптон предложил следующий способ. По найденному экспериментально значению интегрального отражения найти эмпирическую формулу, выражающую зависимость интегрального отражения от угла. Такая зависимость была найдена Брэггом; именно, кривые, изображенные на рис. 152, могут быть выражены следующим соотношением:

$$\frac{W_{\omega}}{I_0} = C \frac{1 + \cos^2 2\theta}{\sin^2 2\theta} e^{-B \sin^2 \theta} \quad (8, 74)$$

Фактор $e^{-B \sin^2 \theta}$ учитывает влияние температуры, и при температурах, при которых опыты обычно ставятся, его значение мало отличается от единицы. Сопоставив эту формулу с формулами (8, 25) и (8, 29), мы найдем, что

$$F^2 = \frac{8\pi}{n^2 \lambda^3} \frac{m^2 c^4}{e^4} C \operatorname{ctg} \theta. \quad (8, 75)$$

Для сравнительно небольших углов θ мы можем приближенно ctg заметить на $\operatorname{cosec} \theta$ и писать значение F в виде:

$$F = K \operatorname{cosec}^{\frac{1}{2}} \theta. \quad (8, 76)$$

Сопоставим теперь полученную эмпирическую формулу для F с теоретической и подберем функцию $p(z)$ так, чтобы обе формулы сделались равными, т. е. чтобы

$$Z \int p(z) \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} z \sin \theta \right) dz = K \operatorname{cosec}^{\frac{1}{2}} \theta. \quad (8, 77)$$

Наилучшее выполнение условия (8, 77), как показал Комптон, осуществляется в предположении, что

$$p(z) = bz^{-\frac{1}{2}}.$$

Такое решение обладает, однако, недостатком, так как оно представляет атом неограниченным.

Наиболее удовлетворительным способом нахождения распределения электричества в атоме является метод, предложенный Брэггом и развитый в дальнейшем Хевихерстом, — метод, основанный на применении рядов Фурье.

Будем искать величину $Zp(z)$ (представляющую число электронов, приходящихся на единицу длины в направлении, перпендикулярном отражающей плоскости) в виде бесконечного ряда:

$$\begin{aligned} Zp(z) = & A_0 + A_1 \cos 2\pi \frac{z}{d} + A_2 \cos 2\pi \frac{2z}{d} + \\ & + \dots + A_k \cos 2\pi \frac{kz}{d} + \dots \end{aligned} \quad (8, 78)$$

или

$$Zp(z) = \sum_0^{\infty} A_k \cos \frac{2\pi k z}{d}.$$

Стр.

Строка

Напечатано

Следует читать

242

14 снизу

$$\rho(z) = bz^{-\frac{1}{2}}$$

$$\rho(z) = bz^{-\frac{1}{2}} \quad .$$

Тогда для атомного фактора мы получим следующее выражение:

$$\int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} \sum_0^{\infty} A_k \cos 2\pi \frac{kz}{d} \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} z \sin \theta \right) dz.$$

При отражении от плоскостей, расстояние между которыми равно d , формула Брэгга, очевидно, должна выполняться, и мы находим, что

$$\frac{2 \sin \theta}{\lambda} = \frac{n}{d},$$

т. е.

$$F_n = \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} \sum_0^{\infty} A_k \cos 2\pi k \frac{z}{d} \cos 2\pi n \frac{z}{d} dz.$$

Значок n , подставленный у F , означает, что мы имеем дело со значением атомного фактора, отвечающего n -му порядку отражения от рассматриваемой плоскости.

Каждый из интегралов

$$\int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} \cos 2\pi k \frac{z}{d} \cos 2\pi n \frac{z}{d} dz,$$

как легко убедиться несложным вычислением, равен нулю, за исключением случаев $k = n$. В этом случае интеграл равен $\frac{1}{2}d$. Следовательно,

$$F_n = \frac{1}{2} d \cdot A_n,$$

отсюда

$$A_n = \frac{2F_n}{d}. \quad (8, 79)$$

Таким образом экспериментально определенные значения атомного фактора для различных порядков отражения от данной плоскости дают нам вместе с тем и значение коэффициентов в разложении величины $Zp(z)$ в ряд Фурье. На рис. 154 дава зависимость $Zp(z)$ от z . Тонкие линии представляют отдельные члены ряда Фурье

$$\frac{2}{d} F_n \cos 2\pi n \frac{z}{d}$$

для грани (111) каменной соли, а жирная кривая представляет их результирующую.

Для полного решения задачи необходимо найти еще значение коэффициента A_0 . Условие

$$\int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} p(z) dz = 1$$

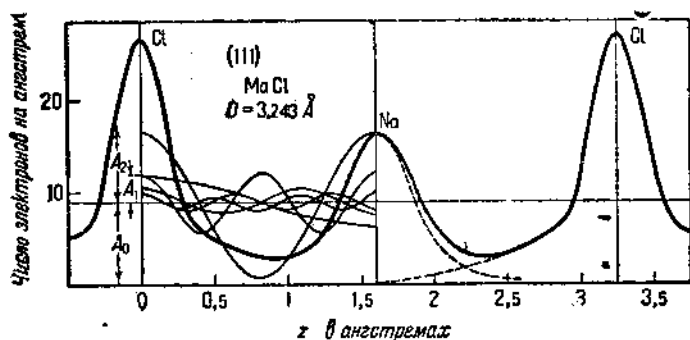


Рис. 154.

и дает нам возможность определить его. В самом деле,

$$Z = Z \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} p(z) dz = \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} A_0 dz + \\ + \sum_1^{\infty} \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} \cos 2\pi k \frac{z}{d} = A_0 d.$$

Следовательно,

$$A_0 = \frac{Z}{d}. \quad (8,80)$$

Найдя коэффициент A_0 , мы можем считать задачу исчерпанной. Все коэффициенты разложения в ряд известны, и мы можем вычислить линейную плотность электронов (число электронов на единицу длины) в направлении, перпендикулярном отражающим плоскостям. Если обозначим эту плотность через ρ_z , то

$$\rho_z = Z dz = \frac{Z}{d} + \frac{2}{d} \sum_1^{\infty} F_n \cos \left(2\pi n \frac{z}{d} \right). \quad (8,81)$$

Распределение электронов, отвечающее найденному условию, изображено на рис. 154 (правая часть рисунка). Полученные максимумы легко интерпретируются, один из них принадлежит хлору (большой горб), дру-

гой — атому натрия, так как в направлении, перпендикулярном грани (111), чередуются между собой плоскости, заполненные то атомами натрия, то атомами хлора. Между обоими горбами нет пустого промежутка; электроны, принадлежащие атому натрия, как бы перекрываются электронами, принадлежащими атомам хлора. Такое распределение электронов удовлетворяет современным предположениям о связи атомов в молекулах, развиваемым на основе волновой механики.

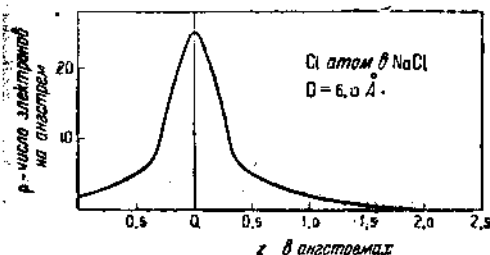


Рис. 155.

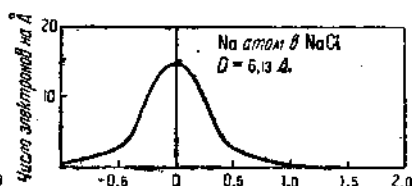


Рис. 156.

Если мы продолжим направление кривых у горбов (пунктир), то отношение площадей обоих горбов оказывается равным 1,8, что соответствует представлению о гетерополярном характере решетки кристалла NaCl (один электрон от натрия переходит к хлору).

Оба горба можно получить отдельно друг от друга, если мы будем исходить не из значений F для молекулы NaCl, а из отдельно вычисленных значений атомных факторов Na и Cl по способу, разобранному выше. Полученные таким путем кривые для зависимости линейной плотности электронов от расстояния изображены на рис. 155 и 156.

13. Распределение электронов в кристалле

Полученные результаты в отношении линейной плотности можно обобщить и поставить вопрос об определении объемной плотности электричества в кристаллической решетке.

Такое обобщение было произведено Хевихерстом. Рассмотрим отражение n порядка от грани с индексами h_1, h_2, h_3 . Обозначим расстояние от рассматриваемой точки этой плоскости через s ; тогда

$$F_n^{h_1 h_2 h_3} = Z \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} p(s) \cos\left(2\pi n \frac{s}{d_{h_1 h_2 h_3}}\right) ds.$$

Если через x, y и z обозначим координаты этой точки по отношению к кристаллическим осям (которые мы выбрали при определении индексов граней), то согласно формулам аналитической геометрии, определяющим расстояние точки до плоскости,

$$s = \frac{h_1 x + h_2 y + h_3 z}{\sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}}.$$

В случае кубической системы

$$d_{h_1 h_2 h_3} = \frac{a}{\sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}},$$

и выражение, стоящее под знаком косинуса в подынтегральной функции, примет вид:

$$2\pi n \frac{h_1 x + h_2 y + h_3 z}{a}.$$

Далее, если мы обозначим объемную плотность электронов через ρ , то количество электричества, заключенное в объеме $dS ds$, где dS — элемент поверхности, будет равно $\rho ds dS$.

Выражение объемной плотности легко связать с линейной плотностью, именно:

$$\rho_s = Zp(s) ds = ds \int \rho dS. \quad (8, 82)$$

Для нахождения распределения электричества внутри кристаллической решетки нам совершенно достаточно ограничиться рассмотрением этого распределения внутри элементарной ячейки, так как элементарная ячейка является прообразом всей кристаллической решетки. Периодическое повторение распределения электрических зарядов в пространстве осуществит тогда нам кристалл в целом. Поэтому будем ограничиваться в интеграле (8, 82) не бесконечными пределами, а пределами элементарной ячейки.

Если общее число электронов в элементарной ячейке обозначим через Z , то

$$Z_s = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \rho dx dy dz,$$

где a — поперечному ребро куба. Атомный фактор, отнесенный к элементарной ячейке, будет тогда иметь вид:

$$F_{h_1 h_2 h_3} = \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \rho \cos \left(2\pi n \frac{h_1 x + h_2 y + h_3 z}{a} \right) dx dy dz. \quad (8, 83)$$

Следуя дальше по пути обобщения, мы будем искать решения задачи $\rho = \rho(x, y, z)$ в виде тройного ряда Фурье:

$$\rho = \sum_0^\infty \sum_0^\infty \sum_0^\infty A_{pqr} \cos \left(2\pi p \frac{x}{a} \right) \cos \left(2\pi q \frac{y}{a} \right) \cos \left(2\pi r \frac{z}{a} \right). \quad (8, 84)$$

Если подставим теперь значение ρ в выражение (8, 83), то получим тройную сумму трехкратных интегралов, каждый из которых будет отличен от нуля только для значений p, q и r , удовлетворяющих одновременно условиям:

$$p = nh_1, \quad q = nh_2, \quad r = nh_3.$$

В этом легко убедиться, произведя необходимые выкладки. Значение же самого интеграла при выполнении этих условий, в чем также нетрудно убедиться, будет равно $A_{nh_1, nh_2, nh_3} \cdot \frac{a^3}{8}$. Таким образом имеем:

$$F_n^{h_1 h_2 h_3} = A_{nh_1, nh_2, nh_3} \cdot \left(\frac{a}{2}\right)^3,$$

или проще, обозначив

$$nh_1 = H_1, \quad nh_2 = H_2, \quad nh_3 = H_3,$$

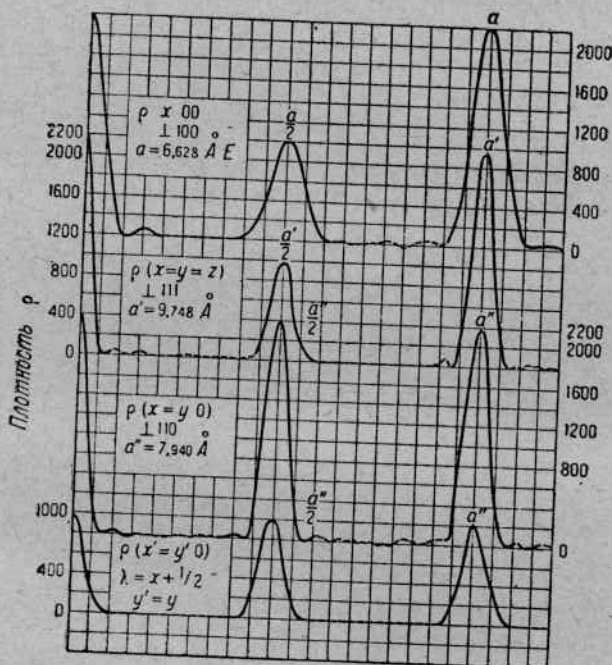


Рис. 157.

Идем, что

$$A_{H_1, H_2, H_3} = \frac{8F_{H_1, H_2, H_3}}{a^3}, \quad (8,85)$$

скуда

$$A_{000} = \frac{Z}{a^3}, \quad (8,86)$$

следовательно,

$$\rho_{xyz} = \frac{Z}{a^3} + \frac{8}{a^3} \sum_0^\infty \sum_0^\infty \sum_0^\infty F_{H_1, H_2, H_3} \cos\left(2\pi H_1 \frac{x}{a}\right) \cos\left(2\pi H_2 \frac{y}{a}\right) \cos\left(2\pi H_3 \frac{z}{a}\right). \quad (8,87)$$

Таким образом, определив экспериментально величины $F_{H_1 H_2 H_3}$, мы сумеем определить и распределение электронов внутри элементарной ячейки. На рис. 157 приведены кривые, полученные Хевихерстом путем применения формулы (8, 87) к значениям $F_{H_1 H_2 H_3}$, найденным Брэггом.

14. Радиальное распределение электронов в атоме

Перейдем теперь, наконец, к радиальному распределению электронов в атоме. Пусть η_r представляет собой радиальную плотность атомов, тогда число электронов в шаровом слое толщиной dr будет $\eta_r dr$. Электроны, находящиеся внутри этого слоя, будут составлять только некоторую часть общего числа электронов, обуславливающих значение линейной плотности ρ_z . Эта часть будет равна:

$$d\rho_z = \eta_r dr p(z),$$

где $p(z)$ — поперечному вероятности того, что электрон находится на расстоянии z от атомной плоскости. В случае сферического распределения нами было установлено, что

$$p(z) = \frac{1}{2r}, \text{ поэтому}$$

$$d\rho_z = \eta_r \frac{dr}{2r}$$

или

$$\eta_r dr = 2r d\rho_z. \quad (8, 88)$$

Соотношению (8, 88) легко дать графическую интерпретацию (рис. 158). Рассмотрим горб, изображающий ход ρ_z как функции от z . Общее число электронов,

принадлежащих атому, выражается площадью этого горба. Часть этого числа, соответствующая величине $\eta_r dr$, будет представлена полоской, заштрихованной на чертеже, ширина которой $2z = 2r$. Весь горб мы можем разбить на ряд таких полосок, что будет соответствовать расчленению всех электронов, содержащихся в атоме, на ряд шаровых слоев. Тогда

$$\frac{d\rho_z}{dz} = \frac{\eta_r}{2r} = \frac{d\rho_z}{dz}$$

или

$$\eta_r = 2r \frac{d\rho_z}{dz}.$$

Но

$$\frac{d\rho_z}{dz} = \frac{4\pi}{a^3} \sum_1^{\infty} n F_n \sin \left(2\pi n \frac{r}{a} \right),$$

и, следовательно,

$$\eta_r = \frac{8\pi r}{a^3} \sum_1^{\infty} n F_n \sin \left(2\pi n \frac{r}{a} \right). \quad (8, 89)$$

В последней формуле (8, 89) под знаком синуса величина z заменена на r согласно условию, написанному выше. Вычисления, произведенные по этой формуле, дали распределение электронов натрия и хлора, изображенные на рис. 159.

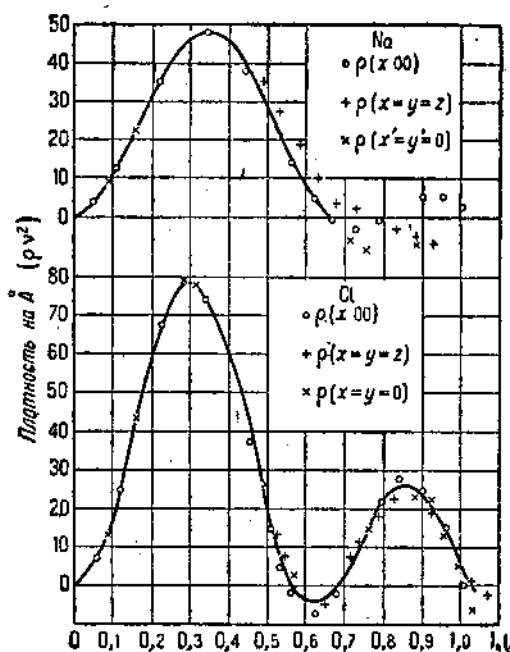


Рис. 159.

Указанное распределение электронов в атомах натрия и хлора нельзя считать достоверно установленным, так как численные данные для интегрального отражения не обладают еще необходимой степенью точности. Изложенное выше следует понимать лишь как иллюстрацию тех методов, с помощью которых распределение электронов в атоме может быть установлено.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ТЕОРИИ КВАНТОВ

1. Рассеяние свободными электронами

Математическая теория рентгеновых лучей, развитая Дебаем, Дарвином, Эвальдом, Комптоном, Уоллером и др. на основе классических волновых представлений, дает в огромном большинстве разобранных нами явлений правильное их описание и позволяет нам вычислить ряд констант, имеющих весьма важное значение: число электронов в атоме, их распределение, строение кристалла, параметры решеток. Вместе с этим,

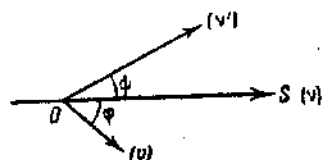


Рис. 160.

как мы уже отмечали выше, не все стороны явления рассеяния рентгеновых лучей поддаются описанию на основе волновых представлений. Волновая теория, которую мы рассматривали в предыдущих главах, не дает нам никаких физических предпосылок для объяснения уменьшения коэффициента рассеяния жестких рентгеновых лучей. Изменение длины волны рентгеновых лучей на основе чисто классических воззрений кажется еще менее понятным. И перед нами вновь возникает вопрос о необходимости введения дополнительных представлений.

Эти представления могут быть легко развиты на основе предположения о рентгеновых лучах как о частицах (квантах), обладающих определенной величиной энергии и количества движения.

С квантовой точки зрения явление рассеяния наступает в результате столкновения кванта с электроном, при котором происходит обмен не только энергией, но и количеством движения. Рассмотрим сначала столкновение кванта со свободным и покоящимся электроном.

Пусть OS — направление летящего кванта (рис. 160). В результате столкновения электрон придет в движение и полетит в направлении, которое будем характеризовать углом φ . Вследствие передачи части своего количества движения электрону квант изменит направление своего движения и отлетит в направлении, составляющем с начальным направлением угол φ' . Вместе с изменением количества движения произойдет изменение и величины кванта.

Обозначим начальную частоту кванта, которую он имел до столкновения, через ν , а конечную частоту — через ν' . Скорость электрона после столкновения обозначим через v . Вообще говоря, при достаточно жестких

рентгеновых лучах скорость, которую будет приобретать электрон при таких столкновениях, будет весьма значительной, сравнимой со скоростью света. Поэтому при дальнейших рассуждениях мы будем пользоваться выражением для энергии электрона, учитывающим изменение массы со скоростью.

Величины ψ , φ , v и v' , характеризующие условия столкновения, не независимы. Они связаны между собой соотношениями, выражающими законы сохранения энергии и количества движения, которые в нашем случае могут быть записаны так¹⁾:

$$\left. \begin{aligned} h\nu &= h\nu' + mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right), \\ \frac{h\nu}{c} &= \frac{h\nu'}{c} \cos \psi + \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \varphi, \\ 0 &= \frac{h\nu'}{c} \sin \psi + \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (9, 1)$$

где β есть отношение скорости электрона к скорости света. Написанные три уравнения дают возможность выразить три интересующих нас величины как функцию четвертой.

Прежде всего определим, каково будет изменение величины кванта рентгеновского излучения или частоты ν .

Введем для сокращения обозначения:

$$\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}, \quad \alpha' = \frac{h\nu'}{mc^2}$$

и исключим из последних двух уравнений (9,1) величину φ . Получим:

$$\alpha^2 + \alpha'^2 - 2\alpha\alpha' \cos \psi = \frac{\beta^2}{1-\beta^2} = \frac{1}{1-\beta^2} - 1. \quad (9, 2)$$

Теперь остается исключить из полученного уравнения (9,2) и уравнения, выражающего закон сохранения энергии, величину β , и тогда мы получим выражение для частоты кванта, отлетевшего при столкновении с электроном под углом ψ . Величина β исключается легко. В самом деле, возведение в квадрат первого из уравнений (9,1) дает:

$$\alpha^2 + \alpha'^2 - 2\alpha\alpha' + 1 + 2(\alpha - \alpha') = \frac{1}{1-\beta^2}. \quad (9, 3)$$

Если соединить вместе оба уравнения (9,2) и (9,3), то будем иметь:

$$\alpha - \alpha' = \alpha\alpha'(1 - \cos \psi) = 2\alpha\alpha' \sin^2 \frac{\psi}{2}. \quad (9, 4)$$

Из полученного уравнения мы можем найти ν' , а следовательно и разность $\nu - \nu'$. Гораздо более наглядным, однако, является не разность

¹⁾ Согласно принципу относительности, частица обладающая энергией ϵ и движущаяся со скоростью света имеет количество движения равно $\frac{\epsilon}{c}$. Поэтому количество движения квантов с частотой ν равно $\frac{h\nu}{c}$.

начальной и конечной частот кванта, но изменение длины волны, происходящее при столкновении.

Это значение мы легко найдем, подставив в выражение для α и α' вместо ν и ν' величины $\frac{c}{\lambda}$ и $\frac{c}{\lambda'}$:

$$\frac{h}{mc\lambda} - \frac{h}{mc\lambda'} = \frac{2h^2}{m^2 c^2 \lambda \lambda'} \sin^2 \frac{\psi}{2},$$

откуда по приведении к общему знаменателю и сокращении на $\frac{h}{mc\lambda\lambda'}$ получим:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} \sin^2 \frac{\psi}{2}. \quad (9,5)$$

Формула (9,5) дает характеристику явления рассеяния с квантовой точки зрения. Особенностью этого рассеяния является следующее:

1. При рассеянии рентгеновых лучей должно происходить изменение длины волны. Длина волны рассеянного кванта отлична от длины волны падающего и всегда больше ее.

2. Величина изменения длины волны $\Delta\lambda$ не зависит от рода лучей. Какой бы длины волны мы ни взяли лучи, изменение в длине волны будет одно и то же [формула (9,5)].

3. Величина этого смещения является функцией угла, под которым происходит рассеяние кванта.

Изменение длины волны кванта не является, однако, полной и исчерпывающей характеристикой явления рассеяния квантов. Рассеяние квантов сопровождается еще появлением движущихся электронов.

Посмотрим, какова будет энергия электрона E_k (электроны, приобретающие скорость при рассеянии квантов, называются электронами отдачи), образующего угол φ с направлением падающего кванта:

$$E_k = h\nu - h\nu' = 2mc^2\alpha\alpha' \sin^2 \frac{\psi}{2} = \frac{2h\nu \sin^2 \frac{\psi}{2}}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\psi}{2}} \alpha. \quad (9,6)$$

Так как определение энергии электрона производится в направлении вылета электрона, а не кванта, то в формулу для E_k следует вместо угла ψ ввести угол φ . Это можно произвести путем непосредственного исключения ψ и ν' из условий (9,1). Произведи это исключение, получаем для величины E_k выражение:

$$E_k = h\nu \frac{2\alpha \cos^2 \varphi}{(1 + \alpha)^2 - \alpha^2 \cos^2 \varphi}. \quad (9,7)$$

Таким образом в перечисленных уже основным чертам квантового рассеяния можем прибавить еще следующее:

4. Рассеяние рентгеновых лучей должно сопровождаться появлением электронов отдачи.

5. Энергия электронов отдачи является функцией угла, под которым происходит вылет электрона, и для данного угла вылета будет тем больше, чем больше энергия рассеивающихся квантов.

Соотношения между энергией электрона и энергией рассеянного кванта могут быть иллюстрированы прекрасной диаграммой, предложенной Дебаем (рис. 161). Верхняя половина этой диаграммы изображает в полярных координатах интенсивность рассеянных лучей, а нижняя половина диаграммы — кинетическую энергию электронов отдачи.

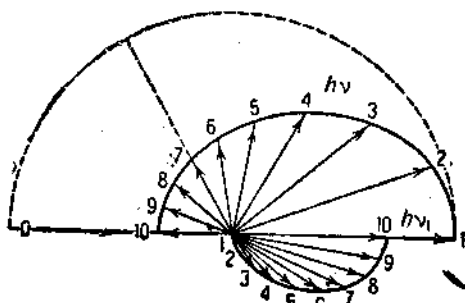


Рис. 161.

Все перечисленные свойства квантового рассеяния могут быть подвергнуты экспериментальной проверке.

2. Проверка теории квантового рассеяния

Работа по экспериментальной проверке закона квантового рассеяния, носящего название эффекта Комптона, была проведена большим числом исследователей. Проверка в основном производится в двух направлениях, одно из которых, очевидно, связано с судьбой рассеянного кванта, другое — с судьбой электрона отдачи.

Экспериментальная установка, в которой производится изучение рассеяния квантов, сравнительно проста. На рис. 162 дана схема опыта Комптона в том виде, в котором она была применена самим Комптоном.

Лучи, испускаемые рентгеновской трубкой, падают на рассеивающее тело R . Система щелей вырезывает тонкий пучок рассеянной радиации, идущий под углом 90° в направлении падающих на радиатор лучей, и направляет его на кристалл, с помощью которого производится анализ рассеянных лучей по длинам волн.

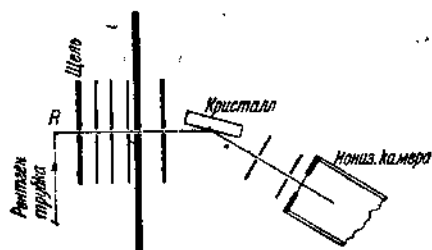


Рис. 162.

Наблюдение самого эффекта производилось различными исследователями как фотографическим, так и ионизационным методом регистрации рентгеновых лучей.

На рис. 163 приведены результаты измерений длины волны рассеянных лучей, произведенных Комптоном. Источником рентгеновых лучей служила трубка с молибденовым антикатодом, радиатором — углерод. На рисунке отчетливо заметно появление в рассеянном свете двух родов лучей. Первый представляет собой лучи, совпадающие по длине волны с лучами падающими. Второй тип лучей обладает длиной волны, которая

действительно меняется с углом наблюдения. Эти лучи обычно называются несмещенной и смещенной компонентами комптоновского рассеяния, а соответствующие им следы на фотографическом снимке «смещенной» и «несмещенной» линиями.

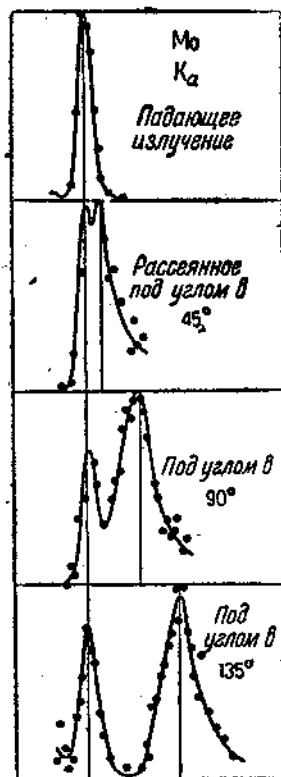


Рис. 163.

Прекрасные фотографические снимки комптон-эффекта получены Россом (Ross). Рис. 164 позволяет сравнить спектр молибдена, полученный непосредственно от рентгеновской трубки, с тем же спектром в рассеянных лучах. И на этих снимках наряду со смещенными в сторону больших длин волн линиями можно отчетливо видеть также и несмещенные линии, обладающие такой же длиной волны, как и лучи падающие.

Оба приведенных снимка могут быть использованы для проверки выводов теории квантового рассеяния. В самом деле, первый рисунок, данный Комптоном, показывает, что разница в длинах волн между смещенной и несмещенной линиями изменяется с изменением угла рассеяния, именно увеличивается с увеличением его.

Более точные опыты Кальмана и Марка (Kalman, Mark), имевшие задачей подтвердить выводы теории квантового рассеяния количественно, показали, что законы этого явления полностью совпадают с выводами формулы (9,5) (см. табл. 43).

На втором снимке мы наблюдаем комптоновский эффект на двух длинах волн K_{α} молибдена (0,710) и K_{β} молибдена (0,613). Изменение длины в обоих случаях одно и то же, чего и следовало ожидать согласно формуле (9,5).

Таблица 43

ϕ	$\Delta\lambda_{\text{набл.}}$	$\Delta\lambda_{\text{вычисл.}}$	ϕ	$\Delta\lambda_{\text{набл.}}$	$\Delta\lambda_{\text{вычисл.}}$
30	0,004	0,0032	120	0,033	0,0363
60	0,013	0,0121	135	0,038	0,0418
90	0,025	0,0242	165	0,042	0,0476

Уже эти два снимка дают нам почти исчерпывающую проверку теории эффекта Комптона. Основные выводы — изменение длины волны, зависимость изменения от угла, независимость этого изменения от длины волны — находят свое подтверждение. Единственное, что остается еще не ясным с точки зрения квантовых представлений, это появление несме-

щенной линии в рассеянном свете. Раз происходит рассеяние, значит квант меняет количество движения, а следовательно и энергию. Мы должны были бы наблюдать только присутствие лучей с измененной длиной волны.

Для исследования этого вопроса обратимся к опытам, которые были произведены Ву (Woo). Ву произвел измерение интенсивности смещенной и несмещенной линий при рассеянии лучей Ag (линии K_α) различными рассеивающими веществами. Результаты его работы сведены в диаграмму, изображенную на рис. 165.

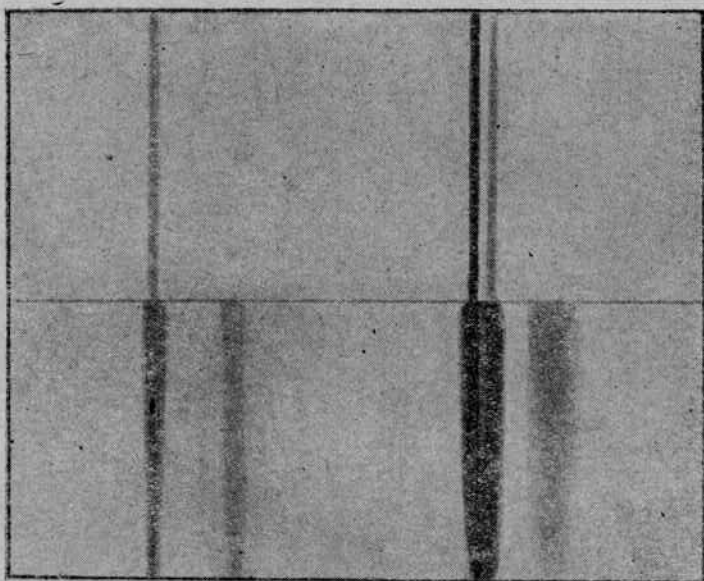


Рис. 164.

Из этой диаграммы отчетливо видно, что несмещенные линии присутствуют при рассеянии всеми элементами, но интенсивность их различна. Чем меньше атомный номер рассеивающего вещества, тем относительно более интенсивными оказываются лучи, претерпевшие изменение длины волны при рассеянии, и, наоборот, чем больше атомный номер рассеивающего тела, тем относительно менее интенсивными оказываются измененные лучи. Для таких рассеивающих веществ, как медь, интенсивность смещенной линии составляет только 0,1 интенсивности лучей, не изменивших своей длины волны, в то время как при рассеянии литием наблюдаются почти только одни лучи с измененной длиной волны. Такая зависимость наводит на следующую мысль.

Увеличение атомного номера соответствует усилению связи электронов с атомами; последнее обстоятельство должно затруднять появление эффекта Комптона; электрон под действием кванта может и не прийти в движение, и тогда квант принужден будет рассеяться без передачи энер-

гии электрону и, следовательно, без изменения частоты. Это вынуждает нас прибавить еще один штрих к картине квантового рассеяния, именно — возможность упругого столкновения кванта с электроном. Позже, при учете квантового рассеяния связанными электронами, мы еще вернемся к этому вопросу.

Теперь обратимся еще к одной детали явления, наблюдаемой на опыте и не учитывавшейся нами до сих пор. Это — размытие смещенной комptonовской линии. Большая ширина смещенной линии по сравнению с

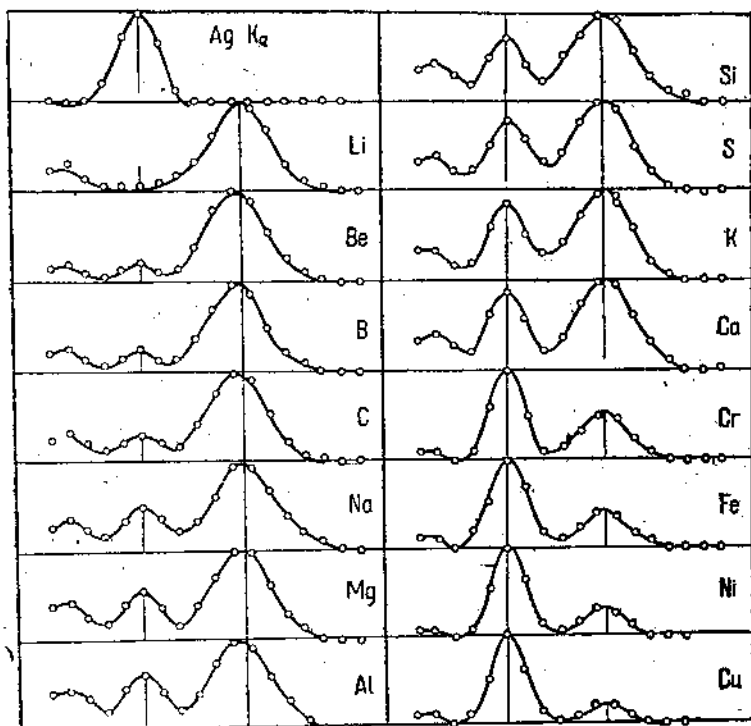


Рис. 165.

несмещенной видна на приведенных кривых Ву. Отчетливо она видна и на кривой, полученной Комптоном. Это размытие можно было бы приписать тому, что мы производим измерение лучей, рассеянных не строго под одним углом, а в некотором интервале углов, поэтому к естественной ширине линий должно прибавиться некоторое дополнение, обусловленное тем, что для разных углов изменение длины волны рассеянных лучей различно. Для того чтобы решить этот вопрос, Шэри предпринял исследование эффекта Комптона на лучах, рассеянных под очень большими углами. В опытах Шэрпа угол, под которым производилось наблюдение рассеянных лучей, равнялся 169° . При таком большом угле изменение угла рассеяния уже почти не связывается на изменении вели-

чины $\sin^2 \frac{\varphi}{2}$; $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ достигает здесь уже значения, близкого к максимальному. Поэтому при рассеянии под такими углами мы можем считать почти исключенным расширение линии из-за геометрических условий. Однако и опыты Шэрпа показали, что измененная линия, наблюдающаяся при эффекте Комптона, обладает заметно большей шириной, чем линия, отвечающая рассеянной волне с неизменной длиной. Объяснение этому явлению будет дано ниже, при рассмотрении рассеяния связанными электронами.

Рассмотрим теперь вторую сторону квантового рассеяния — судьбу электронов отдачи. Наличие электронов отдачи было установлено Вильсоном и независимо от него Боте спустя некоторое время после открытия эффекта Комптона. Появление электронов можно наблюдать с помощью камеры Вильсона. При прохождении рентгеновых лучей через камеру можно наблюдать на снимках появление «трэков» — путей электронов, образующихся в результате прохождения рентгеновых лучей. Наблюдаемые пути электронов можно разделить на две категории — короткие пути, имеющие неправильную форму и производимые сильно ионизирующими медленными электронами, которые мы рассматриваем как электроны отдачи, и длинные пути, состоящие из отдельных точек, принадлежащие быстрым электронам (фотоэлектрон). Относительное число тех и других следов, очевидно, должно определяться числом рассеянных и поглощенных квантов. Это и было нами уже установлено (см. гл. V).

Действительно, число электронов отдачи N_d находится в числу фотоэлектронов N_p в отношении $\frac{N_d}{N_p} = \frac{\sigma}{\tau}$, где σ — коэффициент рассеяния, а τ — коэффициент поглощения.

Таблица 44

Величина пробега электрона отдачи в зависимости от энергии кванта

Потенциал на трубке	Наблюд. максим. пробег	Вычисленный пробег	Потенциал на трубке	Наблюд. максим. пробег	Вычисленный пробег
21	0	0,06	74	6	6
34	0	0,3	88	9	12
52	2,5	1,8	114	2,4	25

Таблица 45

Число электронов отдачи в различных направлениях

φ	Ср. пробег наблюдаемый	Ср. пробег вычисленный
0—30	9	19
30—60	4	4
60—90	0,9	0,3

Посмотрим теперь, как меняется скорость электронов отдачи в зависимости от их направления и от энергии падающего излучения.

Из снимков, произведенных в камере Вильсона, видно, что с увеличением энергии кванта, т. е. с уменьшением длины волны падающих лучей, растет длина путей электронов, что свидетельствует об увеличении их энергии, как мы и должны были ожидать согласно формуле (9,7). Качественно явление протекает так, как это предсказывает квантовая теория рассеяния. Но можно произвести и количественную оценку, пользуясь законом Виддингтона. Именно, можно по величине трэков, по пробегу

электронов определить их энергию. Такое определение было произведено рядом исследователей. Ниже мы приводим данные, взятые из работы Комптона и Симона. Эти данные относятся к максимальному пробегу электронов в зависимости от энергии падающих квантов (табл. 44) и к величине пробега в зависимости от величины угла (табл. 45).

Следует заметить, что вычисление пробега как функции угла весьма затруднительно, так как траектории электронов отдачи имеют весьма причудливую форму, не позволяющую сделать сколько-нибудь точных промеров угла φ . Поэтому на результаты как табл. 44, так и табл. 45 следует смотреть как на достаточно хорошее совпадение опытных данных с предсказаниями квантовой теории.

3. Рассеяние связанными электронами

Сопоставляя выводы теории квантового рассеяния с экспериментальными данными, мы пришли к необходимости для полного согласования теории и опыта рассмотреть и рассеяние, производимое связанными электронами, так как совершенно ясно, что несмещенная комптоновская линия может возникать лишь оттого, что энергия, могущая быть переданной квантом электрону, недостаточна для того, чтобы преодолеть работу сил связи. Поэтому для того чтобы наблюдать появление комптоновской линии, необходимо чтобы энергия, передаваемая квантом электрону, была больше работы вырывания электрона. В силу этого уравнение, выражающее закон сохранения энергии, необходимо записать в виде:

$$h\nu = h\nu' + mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) + h\nu_e, \quad (9,8)$$

где $h\nu_e$ представляет работу выхода электрона.

Принимая сокращенное обозначение

$$\frac{h\nu_e}{mc^2} = \alpha_e,$$

можно записать выражение (9,8) еще так:

$$\alpha = \alpha' + \alpha_e + \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right).$$

Для полного описания картины нам нужно еще принять во внимание и изменение количества движения электрона. Но движение электронов в атоме, как известно, происходит по замкнутым кривым. Количество движения электрона меняется со временем, постоянное значение сохраняет лишь момент количества движения. Поэтому нельзя прямо, без каких-либо дополнительных предположений, учесть изменение момента количества движения электрона под влиянием налетающего кванта. Наиболее простое допущение, которое здесь может быть сделано, это предположение о мгновенном взаимодействии между квантом и электроном. Это допущение будет законным лишь до тех пор, пока скорость кванта велика по сравнению с скоростью движения электрона, что можно без особых погрешностей допустить в отношении слабо связанных электронов, для которых и на-

блюдается эффект Комптона. Допуская мгновенное взаимодействие между квантом и электроном, мы даем себе право считаться лишь с тем значением количества движения электрона, которым он обладает непосредственно в момент столкновения.

Если мы обозначим это количество движения через p , а количество движения электрона после столкновения через p' , то, выбрав поперечному оси координат так, чтобы ось x совпадала с направлением падающего кванта, а ось z была перпендикулярна плоскости, проходящей через направление падающего и рассеянного квантов, и обозначив угол между падающим и рассеянным квантом через ψ , углы, образованные вектором p с плоскостью xz , через χ , и проекцией его с осью x через φ , получим для p' следующее выражение (рис. 166):

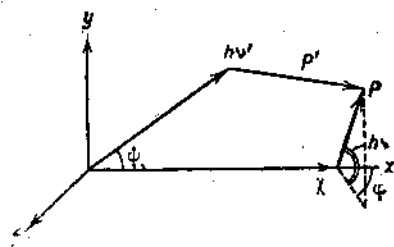


Рис. 166.

$$p'^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 + p^2 - \frac{2h\nu}{c} \cdot \frac{h\nu'}{c} \cos \psi - \frac{2h\nu}{c} p \cos \varphi \cos \chi - \\ - \frac{2h\nu'}{c} p (\cos \psi \cos \varphi \cos \chi - \sin \psi \sin \varphi), \quad (9, 9)$$

или, разделив это выражение на $m^2 c^2$:

$$\frac{\beta^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \alpha^2 + \alpha'^2 + \left(\frac{p}{mc}\right)^2 - 2\alpha\alpha' \cos \psi - 2\alpha \frac{p}{mc} \cos \chi \cos \varphi - \\ - 2\alpha' \frac{p}{mc} (\cos \psi \cos \chi \cos \varphi + \sin \psi \sin \varphi).$$

Значение величины p — количества движения электрона — может быть определено, если нам известна его траектория. В случае круговой бортовой орбиты между величинами p и α , существует соотношение ¹⁾:

$$p = \frac{mc \sqrt{2\alpha_s - \alpha_s^2}}{1 - \alpha_s} = mcb,$$

где $\frac{\sqrt{2\alpha_s - \alpha_s^2}}{1 - \alpha_s}$ заменено для сокращения буквой b .

¹⁾ Для круговой орбиты

$$\frac{m\beta^2 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{eE}{r}.$$

Общая энергия электронов:

$$h\nu_s = T + U = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) - \frac{eE}{r} = mc^2 \left(\frac{1-\beta^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$$

или

$$1 - \alpha_s = \sqrt{1-\beta^2}, \quad \beta = \sqrt{2\alpha_s - \alpha_s^2}.$$

Отсюда

$$p = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{mc \sqrt{2\alpha_s - \alpha_s^2}}{1 - \alpha_s}.$$

Столкновение кванта с электроном в атоме может происходить при любом положении электрона на его орбите, что соответствует произвольным значениям углов χ и φ , в то время как абсолютная величина вектора p остается для круговых орбит неизменной. Эффект Комптона, наблюдаемый нами макроскопически, представляет собой статистическое явление; поэтому для заданного угла рассеяния ψ мы уже не будем наблюдать квантов с определенной частотой ν' , а будем наблюдать некоторый спектральный интервал частот, соответствующий граничным значениям в положении вектора p . Иными словами, два уравнения (9, 8) и (9, 9), определяющие рассеяние связанными электронами, содержат теперь не три параметра ψ , ν' , p , как раньше, а еще два: χ и φ , что и является причиной размытия смещенной комптоновской линии.

Согласно вычислениям Джонси (Jounsey) этот спектральный интервал частот определяется соотношением:

$$\delta\lambda = \alpha \frac{(1 - \cos \psi) \lambda}{1 - \alpha_s} - \lambda (1 - \cos \psi) \left(1 - \frac{1}{(1 - \alpha_s)^2}\right) \pm \frac{\lambda \nu}{1 - \nu^2} \sqrt{1 + u^2 - 2u \cos \psi + m_1 \nu^2}, \quad (9, 10)$$

где

$$u = 1 - \alpha(1 - \alpha_s)(1 - \cos \psi)$$

и

$$\nu = \sqrt{2\alpha_s + \alpha_s^2}.$$

В случае, если α_s мало по сравнению с α , соотношение (9, 10) принимает несколько более простой вид:

$$\delta\lambda = \alpha\lambda(1 - \cos \psi) \pm 2\lambda \sqrt{\alpha_s(1 - \cos \psi)}. \quad (9, 11)$$

Кроме расширения смещенной комптоновской линии, влияние связи электрона на рассеяние, производимое им, проявляется в соотношении интенсивности смещенной и несмещенной линий. Последняя полностью обязана своим присутствием связанным электронам.

Таблица 46

Соотношение интенсивностей смещенной и несмещенной линий при комптон-эффекте

Угол	Парафин	Дерево	Углерод	Алюминий	Сера
60°	2,29	1,19	1,08	0,46	—
75°	3,10	1,35	1,31	0,74	0,25
90°	4,69	2,75	1,45	0,91	0,42
105°	5,16	3,21	1,82	1,23	0,67
120°	5,49	4,57	2,28	1,45	—
135°	6,52	5,38	3,42	2,11	—
150°	6,98	6,21	4,05	2,52	—
165°	7,47	7,00	4,86	—	—

Вышеприведенная табл. 46 показывает, что интенсивность несмещенной комптоновской линии гораздо больше при малых углах, чего и следовало ожидать, так как отклонение кванта на малые углы соответствует меньшему изменению величины кванта. Электрон при таком столкновении приобретает меньшее количество движения, влияние связи, естественно, будет выражено более резко.

Точно так же интенсивность несмещенной линии возрастает с увеличением атомного номера — с увеличением связи электрона. В указанном теории направлении меняется и соотношение интенсивностей обеих линий в зависимости от длины волны рентгеновых лучей. С увеличением длины волны энергия кванта падает, и увеличивается отношение интенсивности смещенной линии к несмещенной.

4. Элементарный комптон-эффект

Сохранение законов количества движения, на основе которых была дана теория эффекта Комптона, может быть подтверждено изучением элементарных актов рассеяния, в которых мы можем проследить судьбу отдельного кванта и связанного с ним электрона.

Опытов по изучению элементарного рассеяния мы знаем два. Один из них принадлежит Комптону и Симону, другой — Боте и Гейгеру.

Первый из них заключается в наблюдении явления рассеяния рентгеновых лучей в камере Вильсона. Наблюдение электронов отдачи производится непосредственно по их «трекам». Рассеянный квант можно определить по производимому им фотоэффекту или вторичному комптон-эффекту. Для того чтобы различить электроны, возникающие под действием рассеянных лучей, от электронов, связанных своим происхождением первичным лучам, необходимо пользоваться чрезвычайно узким первичным пучком. Схематическое расположение этих опытов дано на рис. 167.

Ход лучей в камере Вильсона, приведенный на рис. 167, соответствует снимку на рис. 168. На этом снимке можно констатировать одновременное появление электрона отдачи и рассеянного кванта, причем направление вылета кванта и электрона, а также их энергия измерены по величине пробега (энергия рассеянного кванта — по величине пробега фотоэлектрона, им освобожденного). Некоторое расхождение между вычисленным направлением рассеянного кванта и наблюдаемым должно быть приписано неточности в определении направлений вылета электрона отдачи.

Опыты Боте и Гейгера, предпринятые для подтверждения существования элементарного комптон-эффекта, построены на наблюдении одно-

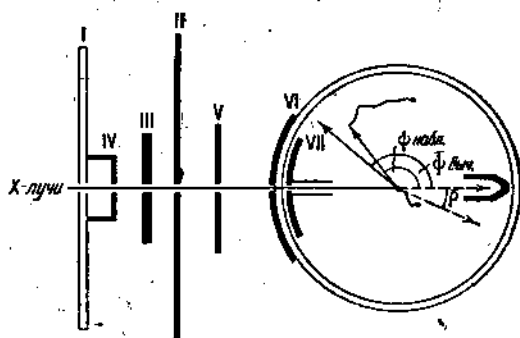


Рис. 167.

временного появления кванта и электрона. Схематическое расположение опытов показано на рис. 169. Узкий пучок лучей, вырезанный щелями,

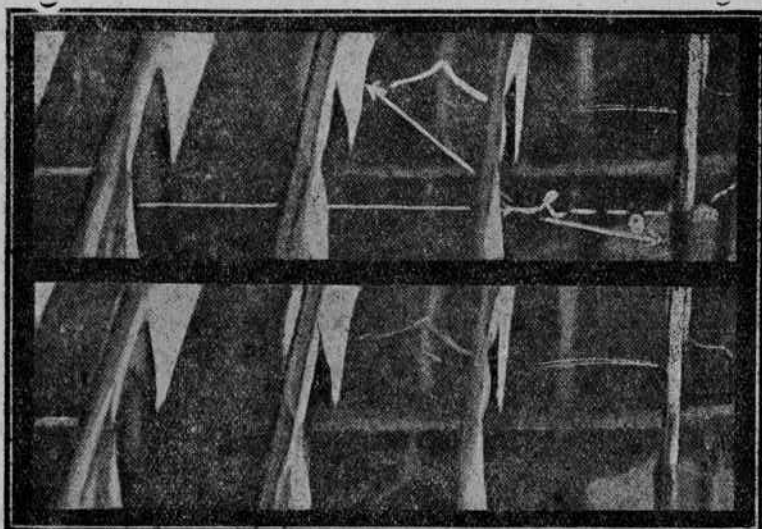


Рис. 168.

проходит в прибор, наполненный водородом и защищенный от рассеянных рентгеновых лучей свинцовыми экранами. Существенную часть прибора составляют два счетчика. Один из них, открытый, предназначен для счета электронов отдачи, другой, закрытый фольгой, предназначен для счета квантов. Счет квантов вторым счетчиком производится по фотоэлектронам, для чего внутрь счетчика помещалась платиновая пластинка.

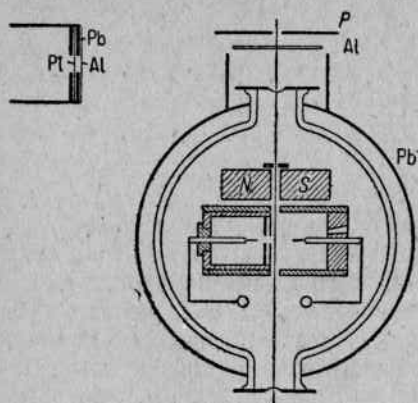


Рис. 169.

Так как не каждый рассеянный квант попадет в счетчик (меньшее отверстие в счетчике квантов по сравнению с счетчиком электронов) и не каждый квант вызывает фотоэффект, то ожидать полного совпадения отбросов обоих счетчиков нельзя. Можно, однако, заранее подсчитать коэффициент полезного действия обоих счетчиков и установить число совпадений обоих счетчиков в случае выполнимости закона коли-

чества движения и энергии в элементарном эффекте Комптона. Этот расчет показал, что если рассеянный квант и электрон отдачи возникают одновременно, то примерно на 10 отбросов счетчика квантов должно

приходиться одно совпадение со счетчиком электронов отдачи. Опыт показал, что одно совпадение отбросов обоих счетчиков приходится на 11 отбросов счетчика квантов. (Число таких совпадений по Бору, Крамерсу и Слеттеру¹⁾ должно быть порядка 10^{-10} , т. е. практически равно нулю).

5. Волновая трактовка комптон-эффекта

Шредингер первый показал, что можно с помощью волновой механики, на основе учета фазовых соотношений между падающей волной и волной рассеянной де-Бройлевским электроном, получить выражение для закона сохранения энергии и импульса при комптон-эффекте. В этом случае, как показал Шредингер, имеет место аналогия брегговскому отражению от системы электрических зарядов, распределенных в виде волны, которую согласно де-Бройлю представляет рассеивающий электрон. Совершенно также происходит частичное отражение светового луча, когда он, распространяясь в однородной изотропной среде, коэффициент поглощения которой зависит от плотности, проходит через упругую волну (сжатие).

Вентцель и Стреттон (Stratton) разобрали вопрос о рассеянии атомами водорода. Благодаря пространственному распределению зарядов в атоме мы получим чисто классическое рассеяние электронами лишь для лучей с большой длиной волны; для лучей с длиной волны, сравнимой с размерами атома, будет наступать явление интерференции, которое уменьшит интенсивность излучения²⁾ и изменит направление волн. Классический характер рассеяния исчезнет.

Вентцель показал при этом, что наступающее вследствие интерференции уменьшение интенсивности происходит только при таком рассеянии, при котором рассеивающий электрон остается связанным в атоме. Если же электрон в процессе рассеяния переходит на непрерывные уровни энергии, т. е. если электрон удаляется из атома, то при этом излучается непрерывный спектр, который по Вентцелю и представляет комптоновское рассеяние. Интенсивность последнего должна, по Вентцелю, совпадать с классическим рассеянием точечного электрона.

Если в атоме Z электронов и I_0 —рассеяние, производимое каждым электроном, то вследствие некогерентности лучей, излучаемых отдельными электронами (отсутствия интерференции), мы получим для смещенной комптоновской линии выражение:

$$\begin{aligned} \text{для коротких волн} \quad I_{\alpha \text{ смещ}} &\approx I_0 Z, \\ \text{для длинных} \quad I_{\alpha \text{ смещ}} &\approx 0, \end{aligned}$$

в то время как обычное рассеяние, производимое точечным электроном, будет давать интерференцию, а интенсивность его будет меняться:

$$\begin{aligned} \text{для коротких волн} \quad I_{\alpha \text{ несмещ}} &\approx 0, \\ \text{для длинных} \quad I_{\alpha \text{ несмещ}} &\approx I_0 Z^2. \end{aligned}$$

¹⁾ В 1924 году Бором, Крамерсом и Слеттером было высказано предположение о том, что в элементарных процессах законы сохранения энергии и количества движения не выполняются; видимое же их выполнение связано с тем, что наблюдаемые нами величины относятся к статистическим явлениям, в которых участвует большое число объектов. Для проверки этого предположения и были предприняты опыты Боте и Гейгера.

²⁾ Напомним, что с классической точки зрения казалось совершенно непонятным уменьшение коэффициента рассеяния для жестких лучей.

Итак, по Вентцелю, смещенная комптоновская линия представляет максимум непрерывного спектра. Этот максимум по теории будет выражен тем резче, чем слабее связь электрона. Расстояние максимума до исследуемой линии, вычисленное теоретически, хорошо совпадает с данными опыта. Можно подсчитать теоретически и отношение интенсивностей обеих линий. Принимая для k -электрона сложного атома собственные значения функции ψ , полученные для водорода, Вентцель получил для части общей интенсивности, приходящейся на долю несмещенной линии, значение ε .

$$\varepsilon = \left(\frac{4\nu_k}{\nu - \nu' + 3\nu_k} \right)^2, \quad (9,12)$$

где ν' — частота рассеянных лучей, ν — падающих, $h\nu_k$ — уровень энергии.

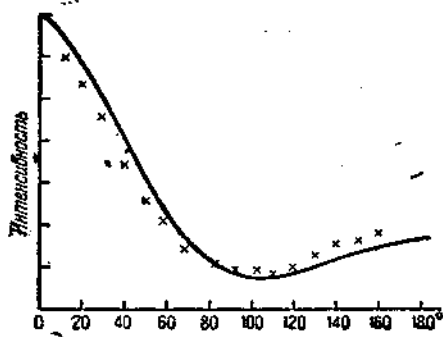


Рис. 170.

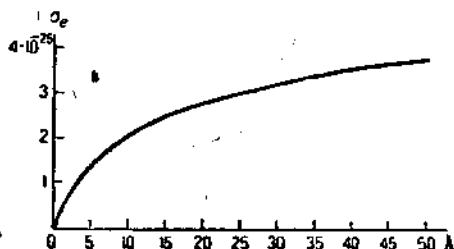


Рис. 171.

Эта формула согласно измерениям Кирхнера довольно хорошо соответствует опытным данным.

На основе соображений Вентцеля можно вычислить коэффициент рассеяния для жестких рентгеновых лучей. Однако наилучшее согласие с экспериментальными данными получено Клейном и Нишиной (Klein, Nishina), вычислившими коэффициент рассеяния для рентгеновых лучей на основе релятивистской теории Дирака (рис. 170). Коэффициент рассеяния, полученный ими, представлен формулой:

$$\sigma_e = \frac{3}{4} \sigma_{0e} \left[\frac{2}{\alpha^2} + \frac{1+\alpha}{(1+\alpha)^2} + \left(\frac{1}{2\alpha} - \frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\alpha^3} \right) \lg(1+2\alpha) \right], \quad (9,13)$$

а для интенсивности лучей, рассеянных в направлении θ :

$$I_\theta = I_{\theta \text{ кл}} \left(\frac{1}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right)^3 \left\{ \frac{2\alpha^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\cos^2 \theta (1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2})} \right\}, \quad (9,14)$$

где $I_{\theta \text{ кл}}$ — интенсивность лучей, рассеянных одним электроном согласно классической теории, σ_{0e} — классическое значение коэффициента рассея-

ния одного электрона, а $\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$ характеризует частоту падающего кванта.

В первом приближении формула (9, 13) превращается в формулу, полученную Комптоном для коэффициента рассеяния жестких лучей

$$\sigma_s = \sigma_0 \frac{1}{1 + 2\alpha}.$$

При вычислении коэффициентов рассеяния по известным длинам волн жестких рентгеновых и γ -лучей и, наоборот, определении длины волны или энергии кванта по найденному значению σ , удобно пользоваться не формулой (9, 13), а ее графическим изображением, данным на рис. 171.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ПРЕЛОМЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

1. Коэффициент преломления рентгеновых лучей

Первые попытки обнаружить преломление рентгеновых лучей были произведены еще самим Рентгеном, но окончились неудачно. Явление преломления рентгеновых лучей при переходе из одной среды в другую не было обнаружено. После Рентгена попытка наблюдения преломления рентгеновых лучей при прохождении их через призму была повторена многими исследователями, но вплоть до 1919 г. эти попытки остались безуспешными. В 1919 г. Штенгштрему (Stengstrem) впервые удалось обнаружить существование преломления рентгеновых лучей по отклонению от закона Брэгга.

Развивая теорию рассеяния рентгеновых лучей, Дарвин показал, что коэффициент преломления рентгеновых лучей должен быть весьма близок к единице. Разница между коэффициентом преломления и единицей по подсчетам Дарвина настолько мала, что обнаружение ее на опыте (в той постановке, при которой преломление ранее изучалось) было невозможно. Получить теоретическое значение коэффициента преломления можно на основе обычных классических представлений. Коэффициент преломления, представляющий, как известно, отношение скорости света в вакууме к скорости распространения электрических волн в среде, представляется согласно максвелловской теории как

$$\eta = \sqrt{\mu \epsilon}, \quad (10, 1)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная, а μ — магнитная проницаемость.

Так как для большинства тел магнитная проницаемость равна единице, то

$$\eta^2 = \epsilon.$$

Как хорошо известно из электродинамики, между величиной диэлектрической постоянной среды и поляризацией, возникающей в этом диэлектрике под действием какого-нибудь электрического поля напряженности E , существует соотношение:

$$\epsilon = 1 + 4\pi \frac{P}{E}, \quad (10, 2)$$

где P представляет собой электрический момент диполей, заключенных в единице объема. Его величину легко вычислить. Обозначим через x

смещение зарядов в диэлектрике, возникающее под влиянием приложенного поля. Если n — число диполей в единице объема, то

$$P = nex, \quad (10, 3)$$

где e — заряд диполя. В случае, если на вещество падают рентгеновы лучи, то под действием поля волны будет происходить смещение электронов в атоме. Электрон будет испытывать со стороны волны периодическое меняющееся воздействие. Пренебрежем затуханием колебаний электронов и определим смещение электрона от положения равновесия. Уравнение движения электрона:

$$m\ddot{x} + m\omega^2 x = eE_0 \cos pt,$$

где ω — частота (круговая) собственных колебаний электрона. Решение этого уравнения должно дать вынужденные колебания электрона, т. е. колебания, совершающиеся с частотой падающего излучения:

$$x = A \cos pt.$$

Значение A найдем подстановкой значения x в уравнение движения электрона:

$$A = \frac{eE_0}{m(q^2 - p^2)}; \quad x = \frac{eE_0 \cos pt}{m(q^2 - p^2)}.$$

Оказывается, что смещение, испытываемое отдельным электроном, зависит от частоты собственных колебаний электрона, поэтому момент P можно записать так:

$$P = \sum_i n_i ex_i = \sum_i \frac{n_i e^3 E_0 \cos pt}{4\pi^2 m (\nu_i^2 - \nu^2)} = \frac{e^3 E_0 \cos pt}{4\pi^2 m} \sum_i \frac{n_i}{\nu_i^2 - \nu^2}. \quad (10, 4)$$

Суммирование, очевидно, производится по всем частотам, которыми обладает электрон в атоме. Величина n_i означает число электронов в единице объема, имеющих собственную частоту колебаний ν_i , ν — частота падающих рентгеновых лучей.

Найдя, чему равен электрический момент поляризации, вызываемой рентгеновыми лучами, мы можем установить и выражение для коэффициента преломления:

$$\eta^2 = 1 + \frac{e^2}{\pi m} \sum_i \frac{n_i}{\nu_i^2 - \nu^2}.$$

Если попытаться оценить, чему равно выражение

$$\frac{e^2}{\pi m} \sum_i \frac{n_i}{\nu_i^2 - \nu^2}$$

и $\nu \approx 10^{18}$, то мы увидим, что эта величина мала по сравнению с единицей

$$\left(\frac{e^2}{\pi m} \sum_i \frac{n_i}{\nu_i^2 - \nu^2} \approx 10^{-6} \right),$$

тогда

$$\eta = 1 + \frac{e^2}{2\pi m} \sum_i \frac{n_i}{\nu_i^2 - \nu^2}. \quad (10, 5)$$

Для правильной оценки формулы (10, 5) необходимо интерпретировать значение ν_e — собственной частоты колебаний электрона в атоме. Естественно, конечно, сопоставить эту величину с тем значением ν_0 , которым мы определяли величину уровней энергии. Если N — число атомов в единице объема, а n_K, n_{L_1}, n_{L_2} — числа электронов на соответственных уровнях, то

$$\eta = 1 + \frac{e^2 N}{2\pi m} \left(\frac{n_K}{\nu_K^2 - \nu^2} + \frac{n_{L_1}}{\nu_{L_1}^2 - \nu^2} + \frac{n_{L_2}}{\nu_{L_2}^2 - \nu^2} + \dots \right). \quad (10, 6)$$

В том случае, когда частота падающего излучения велика по сравнению с собственными частотами колебаний, мы можем всеми ν_e пренебречь, и тогда

$$\eta = 1 - \frac{e^2 N Z}{2\pi m \nu^2}, \quad (10, 7)$$

откуда

$$\delta = 1 - n = \frac{e^2 N Z}{2\pi m \nu^2} = \frac{e^2 N Z}{2\pi m c^2} \lambda^2 = k \lambda^2. \quad (10, 8)$$

Если λ выражать в ангстремах, то численное значение δ получим равным $1,35 \cdot 10^{-6} \rho \lambda^2$, так как

$$NZ = \frac{\rho Z}{A \cdot m_H} \approx \frac{1}{2} \frac{\rho}{m_H},$$

где m_H означает массу атома водорода, A — атомный вес.

2. Методы определения коэффициента преломления

Мы уже указывали, что определение коэффициента преломления рентгеновых лучей было впервые произведено Штенгштремом по отклонению от закона Брэгга. В чем это отклонение должно выразиться?

Пусть плоская волна падает на кристалл под углом θ_n , при котором брэгговское отражение имеет место. При этом наблюдается луч, отраженный от кристалла. Угол, который составляет при этом падающий или отраженный луч, может быть измерен с помощью одного, из обычных спектральных методов. Определение длины волны производится путем соответствующего подсчета по формуле:

$$2d \sin \theta_n = n\lambda,$$

где n — порядок отражения. Если бы преломления рентгеновых лучей не существовало вовсе (или мы им могли по какой-либо причине пренебречь), то подсчет по этой формуле был бы законен. Угол, измеряемый на опыте, и угол θ_n , входящий в эту формулу, представляли бы одно и то же. Но если мы собираемся учесть влияние преломления, если мы в состоянии повысить технику измерения длин волн настолько, что влияние преломления рентгеновых лучей даже при коэффициенте преломления, весьма близком к единице, может уже сказаться, то тогда измеряемый нами на опыте угол будет отличаться от того угла, который входит в формулу Брэгга, так как в этой формуле стоит не угол падения луча

на кристаллическую поверхность (который мы измеряем), а угол, образованный лучом, идущим внутри кристалла, с плоскими сетками. Вследствие явления преломления направления обоих лучей будут отличаться друг от друга.

Пусть θ_n — попрежнему угол, составленный падающим лучом с поверхностью кристалла, а θ'_n — угол, составленный лучом с отражающей гранью внутри кристалла (рис. 172). Тогда

$$2d \sin \theta'_n = n' \lambda', \quad (10, 9)$$

где λ' — значение длины волн падающих лучей внутри кристалла.

Коэффициент преломления может быть выражен двояким образом, именно:

$$\eta = 1 - \delta = \frac{\cos \theta_n}{\cos \theta'_n}.$$

Попытаемся теперь в выражении (10, 9) заменить θ'_n на θ_n :

$$\frac{1 - \sin^2 \theta_n}{1 - \sin^2 \theta'_n} = 1 - \delta,$$

или

$$\sin^2 \theta'_n (1 - 2\delta) = \sin^2 \theta_n - 2\delta = \sin^2 \theta_n \left(1 - \frac{2\delta}{\sin^2 \theta_n}\right).$$

Извлекая квадратный корень, получаем:

$$\eta \sin \theta'_n = \sin \theta_n \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \theta_n}\right),$$

а подстановка в уравнение (10, 9) дает:

$$2d \sin \theta_n \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \theta_n}\right) = n \lambda. \quad (10, 10)$$

Член $\frac{\delta}{\sin^2 \theta_n}$ дает малую поправку по отношению к единице, поэтому мы вместо $\sin \theta_n$ можем ввести величину $\frac{n \lambda}{2d}$, и тогда

$$2d \sin \theta_n \left(1 - \frac{4\delta d^2}{n^2 \lambda^2}\right) = n \lambda. \quad (10, 11)$$

Если бы явления преломления не было, то мы, измеряя отражение рентгеновых лучей для различных порядков, должны были бы иметь отношение:

$$\frac{n}{\sin \theta_n} = \frac{2d}{\lambda} = \text{const.} \quad (10, 12)$$

Наличие преломления является причиной отступления от этого закона, именно:

$$\frac{n}{\sin \theta_n} = \frac{2d}{\lambda} \left(1 - \frac{b}{n^2}\right), \quad (10, 13)$$

где

$$b = \frac{4d^2}{\lambda^2} \delta. \quad (10, 14)$$



Рис. 172.

Штенгштрем измерил значение угла θ_n для отражения K_α меди от гипса, вплоть до 11-го порядка. На рис. 173 изображен график, выражающий зависимость между величиной $\frac{n}{\sin \theta_n}$ и n . Сплошной линией

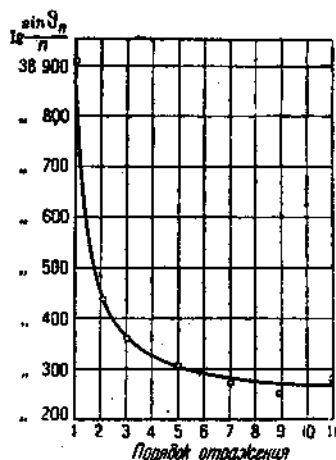


Рис. 173.

начерчена кривая, соответствующая формуле (10, 14), кружками экспериментально измеренные точки. Значение δ определяется путем измерения значений θ_n для каких-нибудь двух известных порядков отражения, например первого и какого-нибудь m -го.

$$\frac{m}{\sin \theta_m} - \frac{1}{\sin \theta_1} = \frac{4d^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{m^2}\right) \delta. \quad (10, 15)$$

Из приведенного графика видно, что найденные значения $\frac{n}{\sin \theta_n}$ хорошо ложатся на теоретическую кривую.

Дальнейшие исследования, предпринятые Ларссоном (Larsson), подтвердили результаты работы Штенгштрема. На рис. 174 изображены кривые, полученные Ларссоном.

Когда какое-нибудь явление уже замечено, когда нам известны, хотя может быть и с малой точностью, константы, его определяющие, то легко найти те условия опыта, в которых различные следствия найденного эффекта могут проявляться. Труден только первый шаг. Это общее положение оказалось верным по отношению к явлению преломления

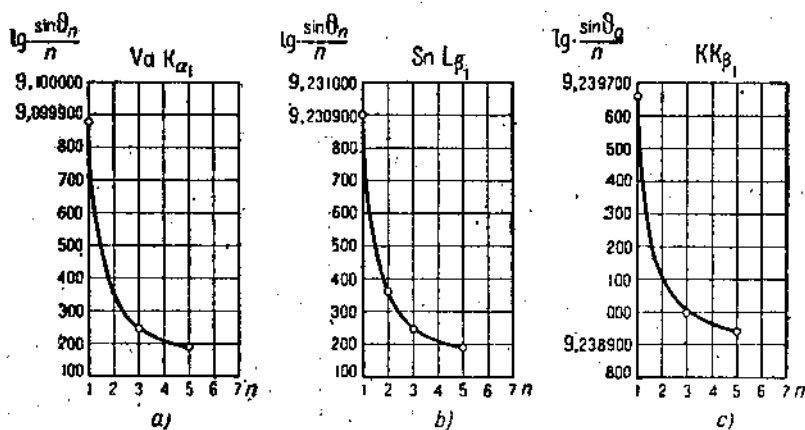


Рис. 174.

рентгеновых лучей. Почти 25 лет (1895—1919 гг.) потребовалось (несмотря на многочисленные попытки) на то, чтобы обнаружить влияние преломления рентгеновых лучей, и всего несколько лет оказалось уже

достаточным, чтобы привести в полное соответствие законы преломления рентгеновых лучей и лучей видимых.

Первая успешная попытка или, вернее, дальнейший шаг был сделан Ларссоном, Зигбаном и Уоллером (Waller), которым удалось обнаружить отклонение рентгеновых лучей при прохождении их через призму. Схема опытов Ларссона, Зигбана и Уоллера изображена на рис. 175. Узкий пучок рентгеновых лучей падает на призму, отклоненный и падающий луч регистрируются затем на фотографической пластинке. Существенным в установке названных авторов (обязательное условие для обнаружения явления) была весьма малая расходимость пучка. Ясно, что для того, чтобы преломленный луч отделился от непреломленного, проходящего мимо призмы, нужно, чтобы угол расхождения падающего луча был меньше

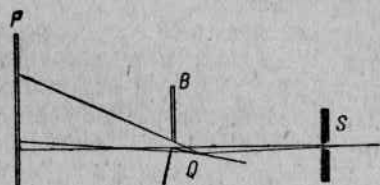


Рис. 175.

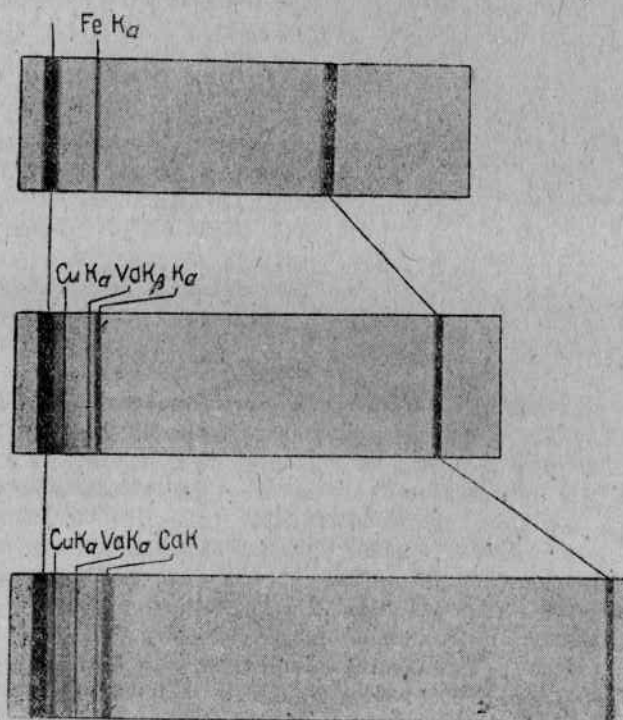


Рис. 176.

угла отражения призмой. Нетрудно вычислить, что для значений δ порядка 10^{-6} этот угол будет всего несколько десятков секунд. В дальнейшем условия для преломления рентгеновых лучей с помощью призмы

были еще улучшены. Ларссон построил специальный спектрограф, и ему удалось не только заметить отклоненный луч, но и разложить его в спектр. На рис. 176 воспроизведены некоторые из превосходных спектрограмм Ларссона, полученные им при преломлении рентгеновых лучей кварцевой призмой.

Весьма изящный метод измерения коэффициента преломления рентгеновых лучей был предложен Девисом и Слэком (Davis, Slack). В их опытах (рис. 177) луч, отраженный от кристалла, падал на второй кристалл, могущий поворачиваться вокруг оси O , перпендикулярной к плоскости чертежа. Специальная система рычагов и передач позволяла поворачивать кристалл на весьма малые углы, порядка 1 сек., и измерять эти

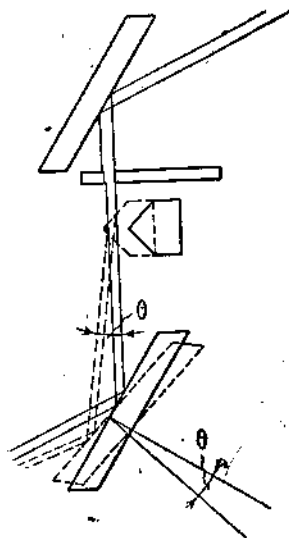


Рис. 177.

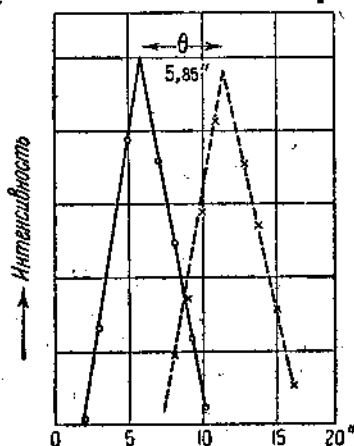


Рис. 178.

повороты с достаточной точностью. Когда второй кристалл B стоит параллельно кристаллу A , то интенсивность отраженных лучей будет максимальная; при повороте кристалла в ту или другую сторону интенсивность отраженных лучей будет вкратце падать. Если мы теперь на пути рентгеновых лучей поставим призму из исследуемого вещества, то луч, отраженный от A , изменит после прохождения призмы свое направление, и нам для достижения опять максимального по интенсивности отражения придется повернуть кристалл B на угол, равный углу отклонения лучей призмой. Интенсивность рентгеновых лучей измерялась позиционной камерой. Зависимость тока в позиционной камере от положения кристалла B показана на рис. 178. Жирная кривая отвечает ходу лучей без призмы, пунктирная кривая получается при прохождении лучей через призму. Приведенный рисунок относится к преломлению K_α молибдена в призме из алюминия.

Как спектрограммы Ларссона, так и кривые Девиса и Слека показывают, с каким малым эффектом мы имеем дело и как тонко необходимо ставить эксперимент для обнаружения эффекта преломления. Измеряемая величина равна всего нескольким секундам.

Можно создать условия, при которых измеряемый эффект преломления может быть увеличен. Для этого можно воспользоваться тем, что при падении лучей на кристаллическую поверхность под малым углом отклонение преломленных лучей делается сильнее. В самом деле, ведь

$$\eta = 1 - \delta = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} = \sqrt{\frac{1 - \alpha^2}{1 - \beta^2}}, \quad (10, 16)$$

где α — угол падения, а β — угол, образованный преломленным лучом с поверхностью. Если в равенстве (10, 16) пренебречь малыми величинами, то легко заметить, что

$$\alpha - \beta = \frac{\eta}{\alpha}. \quad (10, 17)$$

Следовательно, чем меньше угол падения α , тем больше будет отклонение лучей от их первоначального направления в результате преломления, претерпеваемого ими при вхождении в какую-нибудь среду.

Указанным фактором воспользовался Девис, который совместно со своим сотрудником Нардровом разработал весьма удачный метод измерения коэффициента преломления рентгеновых лучей по отклонению от законов Брэгга. Суть метода, примененного ими для определения коэффициента преломления, заключается в следующем. Кристалл кальцита, употребляемый для спектроскопических целей, шлифовался и затем отполировывался так, чтобы образуемая при этом на кальците поверхность составляла с плоскостью спайности кристалла угол, близкий к тому углу, под которым должны падать на плоскость спайности лучи, коэффициент преломления которых мы желаем измерить, и чтобы при этом условие отражения Брэгга было выполнено.

Если луч падает на нетронутую часть кристалла (рис. 179), то вследствие сравнительно большого угла падения преломление будет мало, и им можно будет пренебречь; измеренный при этом угол падения и будет брэгговским углом. Если же луч упадет под тем же углом на скошенную часть кристалла *В*, то вследствие малого угла падения преломление будет здесь достигать заметной величины, луч в кристалле пойдет под другим углом, и отражение от кристалла происходить не будет. Для того чтобы отражение от плоскостей, параллельных плоскости спайности, имело место, нужно, очевидно, изменить угол падения луча так, чтобы луч преломленный образовал с внутренними плоскостями угол, удовлетворяющий брэгговскому требованию. Для этого необходимо повернуть кристалл как раз на величину угла отклонения ($\alpha - \beta$). Измерив эту величину на опыте и зная угол падения луча на скошенную поверхность кристалла, мы

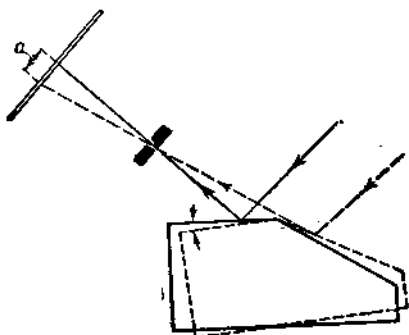


Рис. 179.

можем по формуле (10,17) определить δ , а следовательно и коэффициент преломления кристалла для измеряемых длин волн. Результаты измерения Нардрова (Nardroff) вместе с измерениями других исследователей сведены в табл. 47.

Собранный нами материал может послужить первым испытанием правильности приведенного выше значения коэффициента преломления. Мы можем, например, проверить, как меняется величина δ в зависимости от длины волны рентгеновых лучей. Построенные на основе сводки графики (рис. 180) показывают, что мы действительно можем считать, что δ меняется приблизительно пропорционально квадрату длины волны.

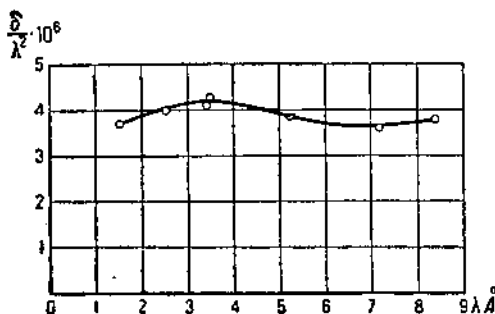


Рис. 180.

3. Полное отражение рентгеновых лучей

Помимо отклонения рентгеновых лучей призмой было найдено и явление полного отражения рентгеновых лучей¹⁾. Честь этого открытия принадлежит Комптону. Не представляет труда вычислить, при каком условии будет происходить полное отражение, если нам известен коэффициент преломления.

В самом деле

$$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta} = 1 - \delta = \eta.$$

При полном отражении $\cos \beta = 1$, и, следовательно,

$$(1 - \delta)^2 = 1 - \alpha_0^2,$$

откуда и определяется угол α_0 , при котором наступает полное отражение:

$$\alpha_0 = \sqrt{2\delta}. \quad (10,18)$$

Само собой разумеется, что это будет граничный угол и что полное отражение будет иметь место и при углах падения, меньших α_0 .

Наблюдение полного отражения для рентгеновых лучей облегчено тем, что оно происходит при переходе рентгеновых лучей из среды оптически менее плотной в среду более плотную, так как коэффициент преломления рентгеновых лучей меньше единицы.

Наступление явления полного отражения удалось наблюдать на ряде веществ. Так, Комптон заметил полное отражение лучей K_α меди и K_α молибдена от стекла. Линник и Лашкарев наблюдали полное отражение K_α и K_β меди от полированного стекла, кварца, стальной пластинки.

¹⁾ К рентгеновым лучам нельзя применять термин „полное внутреннее отражение“, как это мы говорим по отношению к видимым лучам, ибо для рентгеновых лучей полное отражение происходит от наружной грани, а не от внутренней.

Очевидно, что малый наклон рентгеновых лучей при полном отражении позволяет этому явлению происходить даже и в тех случаях, когда поверхность пластинки не является гладкой поверхностью, с точностью до длины волны (условие, несобходимое для полного внутреннего отражения видимых лучей).

4. Линейная дифракционная решетка

С обнаружением явления полного отражения рентгеновых лучей оказалось связанным обнаружение и другого явления — дифракции рентгеновых лучей от линейной решетки, — сыгравшего чрезвычайно важную роль в спектроскопии мягких рентгеновых лучей. Известно, что решетка может быть дифракционным аппаратом лишь для таких лучей, которые рассеиваются различными частями дифракционной решетки различным образом.

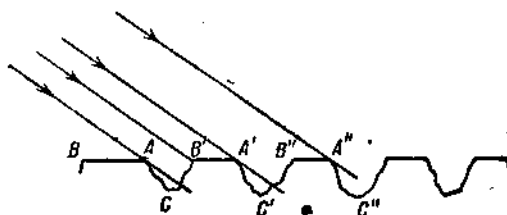


Рис. 181.

Для видимых лучей гладкие части решетки отражают сильнее, чем «матовые» места решетки (штрих, углубление). Для рентгеновых лучей этого, однако, происходить не будет. Рентгеновы лучи будут рассеиваться одинаково как от глад-

ких мест решетки, так и от матовых, и обычная решетка не может служить для них дифракционным аппаратом. Можно было бы воспользоваться малыми углами падения и сделать так, чтобы углубления, наносимые на дифракционную решетку, действовали геометрически. Так, например, части решетки AC , $A'C'$, $A''C''$ и т. д. (рис. 181) не будут рассеивать вовсе, потому что на них лучи, идущие под малыми углами, непосредственно не падают. Однако в силу малого поглощения рентгеновых лучей ослабление их на пути BC , $B'C'$ и т. д. будет весьма незначительным, и мы в этом случае (за исключением очень мягких лучей, для которых коэффициент поглощения будет настолько велик, что лучи на пути в тысячную миллиметра ослабляются заметным образом) не можем с помощью дифракционной решетки создать рассеивающие центры, периодически меняющиеся по интенсивности.

Совершенно иной будет картина, если мы направим пучок рентгеновых лучей на дифракционную решетку под углом, меньшим или равным предельному углу отражения. В этом случае от гладких частей дифракционной решетки будет происходить полное отражение. Интенсивность отражения лучей будет во много раз превосходить интенсивность лучей, рассеянных штрихованными местами решетки, и, следовательно, основные требования, предъявляемые дифракционному аппарату, мы можем считать выполненными.

Впервые дифракция рентгеновых лучей от линейной дифракционной решетки была наблюдаема Комптоном. Методика работы с дифракционной решеткой в процессе последующей работы была значительно улучшена, и в настоящее время удается путем специально приготовленных решеток

(Зигбана) получать превосходные спектры рентгеновых лучей. На рис. 182 приведен ряд спектров, полученных Беклином (Bäklin).

Вычисление длин волн из спектров, даваемых решеткой, может быть произведено весьма просто. Пусть α — постоянная решетки, и пусть α_0 — угол падения луча на плоскость решетки, а α — угол, под которым наблюдается дифракционный максимум. Тогда

$$\alpha (\cos \alpha - \cos \alpha_0) = n\lambda. \quad (10, 19)$$

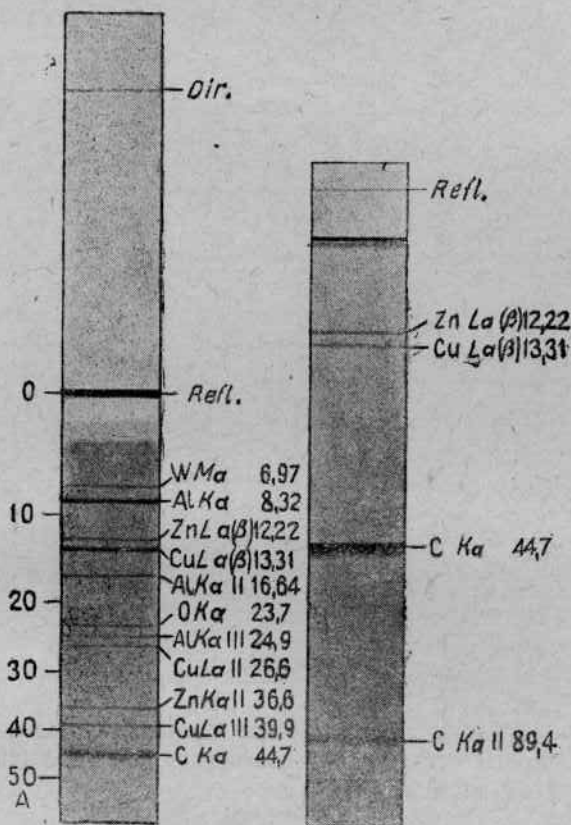


Рис. 182.

Так как α и α_0 малы, то, заменяя синусы самими углами и обозначая разность $\alpha - \alpha_0$ через Δ , получим:

$$\alpha \Delta \left(\alpha_0 + \frac{\Delta}{2} \right) = n\lambda. \quad (10, 20)$$

Зная угол падения лучей на решетку α_0 и вычислив из спектров Δ и порядок отражения n , мы можем определить λ .

Следует отметить, что дифракция будет происходить не только в направлении, отвечающем положительным значениям n , но также и в на-

правлениях, соответствующих значениям n , меньшим нуля. Ясно, что отрицательным значениям n отвечает отрицательное значение Δ , т. е. в этом случае дифракционный максимум составляет с плоскостью решетки угол меньший, чем угол падения. Эту часть спектра принято называть отрицательным спектром.

На рис. 183 воспроизведены фотографии спектров K -излучения углерода для различных углов падения. Отрицательные и положительные порядки видны на прилагаемых фотографиях весьма отчетливо.

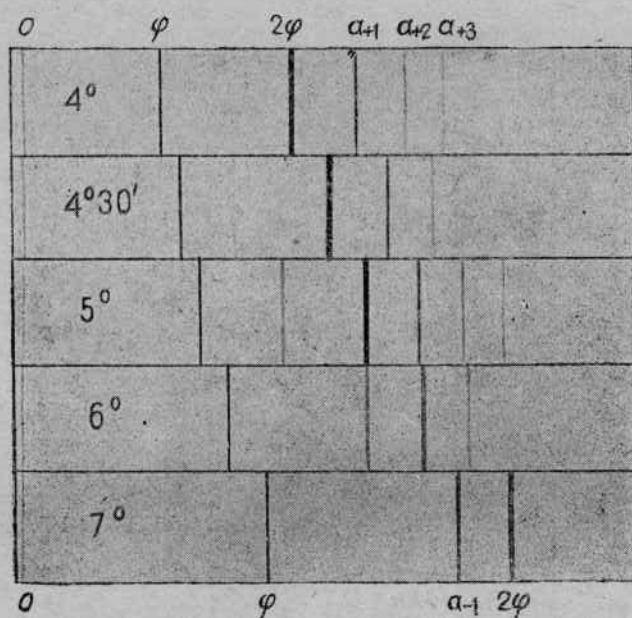


Рис. 183.

Линейная дифракционная решетка оказывает и некоторое фокусирующее действие. В самом деле, посмотрим, как меняется величина Δ с изменением угла падения α_0 :

$$ad\Delta \left(\alpha_0 + \frac{\Delta}{2} \right) + a\Delta \left(d\alpha_0 + d\frac{\Delta}{2} \right) = 0,$$

откуда

$$\frac{d\Delta}{d\alpha_0} = \frac{\Delta}{\Delta + \alpha_0}, \quad (10, 21)$$

а так как Δ мало по сравнению с α_0 , то величина Δ сравнительно мало меняется с изменением угла α_0 .

Измерениями длин волн, произведенными с помощью линейной решетки, завершилось исследование спектров. Вся область длин волн между рентгеновыми лучами, измеренными с помощью кристаллов, и видимой частью спектра оказалась перекрытой.

В табл. 48 приведена сводка значений длин волн, измеренных с помощью дифракционной решетки.

Таблица 48

Длины волн рентгеновых лучей различных элементов, измеренные с помощью линейной решетки

K-серия

Название элемента	λ	Название элемента	λ	Название элемента	λ
11 Na K_{α}	11,88	7 N K_{α}	31,557	5 B K_{α}	67,71
9 F K_{α}	18,275	6 C K_{α}	44,54	${}^{14}_{6}$ Be K_{α}	115,7
8 O K_{α}	23,567				

L-серия

Название элемента	λ				Название элемента	λ			
	L α	L β	L γ	L δ		L α	L β	L γ	L δ
30 Zn	14,02	—	12,25	11,96	24 Cr	24,73	—	21,74	—
29 Cu	15,33	14,95	13,37	—	23 V	27,70	—	24,31	—
28 Ni	16,73	16,36	14,62	14,28	22 Ti	31,33	—	27,37	—
27 Co	18,34	—	15,99	15,64	21 Sc	35,71	—	31,37	—
26 Fe	20,25	—	17,66	17,29	20 Ca	40,90	—	36,27	—
25 Mn	22,34	—	19,55	19,17					

M-серия

Название элемента	λ				Название элемента	λ			
	λ_1	λ_2	λ_3	λ_4		λ_1	λ_2	λ_3	λ_4
42 Mo	54,9	65,0	—	—	30 Zn	133,5	150,5	—	—
73 Ta	58,3	61,4	—	—	29 Cu	—	164	—	—
74 W	56,0	59,1	—	—	26 Fe	—	215	—	—
78 Pt	48,0	51,0	—	—	38 Sr	86,9	101,5	107,0	—
79 Au	46,8	49,4	—	—	56 Ba	75,7	154,0	159,0	160,1

5. Заряд Электронов

Представляет чрезвычайно большой интерес сопоставить результаты измерений длин волн рентгеновых лучей, произведенные с помощью кристалла, и те измерения, которые произведены с помощью линейной дифракционной решетки. В последнем случае мы производим абсолютное измерение длин волн, так как величины, определяющие длину волны с помощью дифракционной решетки, могут быть измерены и измеряются на опыте. Длины волн рентгеновых лучей, определенные с помощью кристалла, имеют, однако, относительный характер, так как их численные значения связаны с значением, условно нами принятым для постоянной решетки каменной соли, которая была определена по формуле:

$$d = \sqrt[3]{\frac{n}{\rho} M' \cdot m_n} = \sqrt[3]{\frac{n}{\rho} \cdot \frac{M}{L}} \quad (10, 22)$$

где ρ — плотность кристалла, M — молекулярный вес, L — число Авогадро и n — число молекул в элементарной ячейке. Сопоставление длин волн позволит нам более точно определить значение констант, входящих в эту формулу (10, 22), в частности число Авогадро L , которое из всех величин, входящих в эту формулу, определено наименее точно. Более тщательное определение величины L представляет поэтому существенный интерес, так как посредством его могут выражаться другие физические величины, имеющие фундаментальное значение. Одной из таких величин является заряд электрона.

Как известно, при электролизе для выделения определенного количества вещества необходимо провести через раствор вполне определенное количество электричества. Из соотношения между количествами выделившегося вещества и протекшего электричества можно определить заряд электрона

$$e = \frac{A}{EL} \cdot \frac{c}{10}, \quad (10, 23)$$

где A — атомный вес, E — электрохимический эквивалент, L — число Авогадро, c — скорость света. Величина E электрохимического эквивалента известна с большой точностью для серебра; для него

$$E = 0,00111827 \text{ г}, \quad A = 107,88.$$

Если подставить в соотношение (10, 23) значения A , E и L , то мы можем вычислить заряд электрона e .

Вычисление L с достаточной точностью, при которой может обнаружиться разница в длинах волн, вычисленных из дифракции линейной решеткой и кристалла, было произведено Беклиным в 1929 г. Им были измерены с помощью решетки некоторые длины волн молибдена в L -серии и Al , Mg в K -серии. В нижеследующей таблице сопоставлены его измерения со значениями длин волн тех же лучей, промеренными с помощью кристалла кальцита.

Таблица 49

Рентгеновская линия	$\lambda \cdot 10^{11}$ (решетка)	$\lambda \cdot 10^{11}$ (кристалл)	$\Delta\lambda \%$	Рентгеновская линия	$\lambda \cdot 10^{11}$ (решетка)	$\lambda \cdot 10^{11}$ (кристалл)	$\Delta\lambda \%$
Mo L_{α_1}	5 402	5 394	1,4	Al $K_{\alpha_{12}}$	8 333	8 321	1,4
Mo L_{β_2}	5 174	5 166	1,6	Mg $K_{\alpha_{12}}$	9 883	9 868	1,5

Между обоими измерениями — расхождение в 1,5%, лежащее за пределами ошибки опыта.

Значение постоянной решетки кальцита, вычисленное из значения длины волны, определенной Беклиным, оказалось равным 3,03310 (вместо принятого 3,02904 Å). Если из этого значения найти L и подставить в формулу (10, 22), то получим для e значение:

$$e = 4,793 \cdot 10^{-10} \text{ эл.-стат. единиц,}$$

т. е. примерно на 4% больше, чем то, которое получил Милликен для заряда электрона ($4,774 \cdot 10^{-10}$). Для объяснения этого противоречия Цвики указал, что определение L из значения постоянной решетки, совершенное с помощью формулы (10, 22), применимо лишь к совершенному кристаллу. В действительности все реальные кристаллы обладают мозаичной структурой, вследствие чего их средняя постоянная решетка будет несколько больше ее истинного значения. Это приводит нас к преуменьшенному значению для L , а следовательно дает повышенное значение для e . К сожалению, эта точка зрения проверена быть не может, и поэтому вопрос о причине расхождения чисел таблицы 49 остается открытым.

6. Аномальная дисперсия рентгеновых лучей

Мы установили, что в случае если частота рентгеновых лучей сильно отличается от частоты собственных колебаний электронов в атоме, коэффициент преломления меняется монотонно с изменением δ . Отношение $\frac{\delta}{\lambda^2}$ должна быть величиной постоянной. Это, как мы видели раньше, и было подтверждено на опыте Хьяльмаром (Hjalmar) и другими исследователями.

Однако отношение $\frac{\delta}{\lambda}$ не будет оставаться постоянным в случае, если ν — частота падающих лучей — близка к собственным частотам колебаний электронов. В этом случае мы должны ожидать изменения δ с длиной волны соответ-

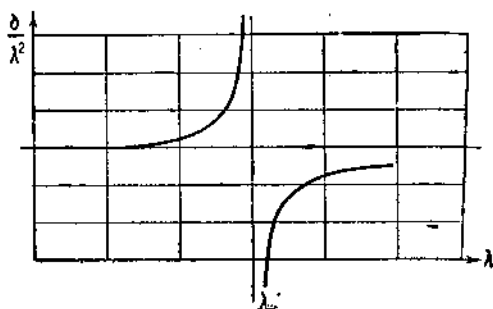


Рис. 184.

ственно ходу кривой (рис. 184), как это следует по формуле Дарвина и как это имеет место и в оптике видимого излучения. Величина δ здесь уже не растет непрерывно с длиной волны: в некоторой области (близкой к частотам собственных колебаний) δ уменьшается с возрастанием длины волны. Мы имеем здесь дело с областью аномальной дисперсии.

Исследование явления аномальной дисперсии для рентгеновых лучей было предпринято Хьяльмаром, а затем продолжено Ларссоном. В резуль-

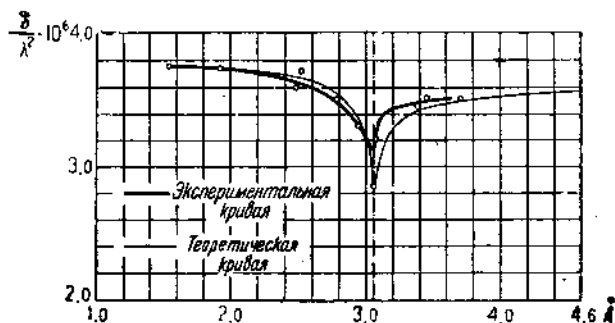


Рис. 185.

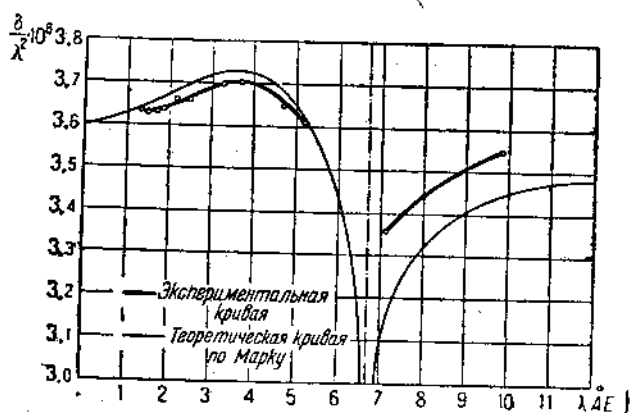


Рис. 186.

тате их измерений, подтвержденных в дальнейшем исследованиями других авторов, оказалось, однако, что явление аномальной дисперсии в рентгеновых лучах протекает отлично от того, что мы наблюдаем для видимого света. На рис. 185 и 186 приведены кривые дисперсии рентгеновых лучей для кристаллов кальцита и кварца. Ход кривой для обоих веществ совершенно аналогичен и отличается весьма сильно от кривой, изображенной на рис. 185.

Итак, полной аналогии между ходом аномальной дисперсии в рентгеновых и видимых лучах нет. Мы можем установить и причину такого различия, если проанализируем, что следует понимать в рентгеновых лучах под частотой собственных колебаний электрона. В оптике видимого

света определение этого понятия не представляет особенных затруднений, мы можем понимать под этим определением те частоты, которые избирательно поглощаются. Как известно, спектр поглощения газов линейчатый, соответственно этому мы подбираем вполне однозначно значения и собственных частот.

Совсем иначе обстоит дело с рентгеновыми лучами. Линейчатого спектра поглощения рентгеновых лучей не существует. В поглощении рентгеновых лучей мы имеем дело с поглощением целой спектральной области; так, электроны группы *K* поглощают все лучи, от сколь угодно малых длин волны до края полосы поглощения. Край полосы поглощения — вот что характеризует поглощение рентгеновых лучей.

Вычерчивая кривую (рис. 185), мы молчаливо принимали частоту края полосы поглощения ν_k за частоту собственных колебаний электрона в атоме, но законность такого допущения является весьма и весьма сомнительной. Более того, расхождение опытных данных с подсчетами, произведенными согласно формуле (10, 8), иной ход аномальной дисперсии в области поглощения рентгеновых лучей, чем в области поглощения видимых лучей свидетельствуют, что это допущение является неправильным, и что рассмотрение хода аномальной дисперсии необходимо вести с учетом того, что мы имеем дело с полосой поглощения, а не с линией поглощения. Формально этот учет может быть произведен в предположении, что в поглощении рентгеновых лучей мы имеем дело с вибраторами, обладающими различными собственными частотами поглощения от нуля до ν_k , где ν_k — край полосы поглощения одной из групп. Число вибраторов с различными собственными частотами мы должны предполагать различным, а чтобы не находиться в противоречии с ходом поглощения от длины волны, будем полагать число вибраторов с собственной частотой ν (лежащей в интервале между 0 и ν_k) обратно пропорциональным ν^3 .

Выражение для коэффициента преломления при этом предположении примет несколько более сложный вид. Члены в выражении суммы, представлявшие влияние на преломление отдельных групп электронов, заменяется интегралами, которые мы должны будем брать между пределами нуля и край полосы поглощения. Так, вместо члена, отвечающего *K*-группе, мы теперь будем иметь:

$$\delta_k = \frac{e^2}{2\pi m} \int_{\nu_k}^{\infty} \frac{f}{\nu^2 - \nu_k^2} \cdot \frac{d\nu}{\nu^2}, \quad (10, 24)$$

где f — множитель пропорциональности, определяемый из условия:

$$f \int_{\nu_k}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^2} = N \cdot n_k, \quad (10, 25)$$

где $N \cdot n_k$ — число электронов *K*-группы в единице объема, ν_k — частота падающих лучей, e и m — заряд электрона и его масса.

Из формулы (10, 25) можем определить

$$\left| \frac{f}{2\nu^2} \right|_{\nu_k}^{\infty} = \frac{f}{2\nu_k^2} = N \cdot n_k, \quad (10, 26)$$

$$f = 2Nn_k \nu_k^2. \quad (10, 27)$$

Подставим значение f в выражение для δ_k и для удобства интегрирования перейдем от частот к длинам волн; тогда имеем:

$$\delta_k = \frac{e^2 N \cdot n_k \cdot \nu_k^2}{2\pi m} \int_{\nu_k}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^3 (\nu_0^2 - \nu^2)} = \frac{e^2 N \cdot n_k}{\pi m \lambda_k^3} \lambda_0^2 \int_0^{\lambda} \frac{\lambda^2 d\lambda}{\lambda_k^2 - \lambda^2},$$

$$\delta_k = \frac{e^2 N \cdot n_k}{\pi m c^2} \lambda_0^2 \left[1 + \frac{\lambda_0^2}{\lambda_k^2} \ln \left(1 - \frac{\lambda_k^2}{\lambda_0^2} \right) \right]. \quad (10, 28)$$

Найденная нами величина представляет часть коэффициента преломления, обусловленную электронами группы K . Мы получим полное выражение для коэффициента преломления, присоединив к нему ряд членов учитывающих влияние на преломление остальных групп электронов. Тогда

$$\delta = \frac{e^2}{2\pi m c^2} \lambda_0 N \sum_i n_i \left\{ 1 + \frac{\lambda_0^2}{\lambda_i^2} \ln \left(1 - \frac{\lambda_i^2}{\lambda_0^2} \right) \right\}, \quad (10, 29)$$

где сумма берется по всем группам электронов, λ_i — длина волны края полос поглощения соответственных групп, а λ_0 — длина волны падающих лучей. Полученную для хода дисперсии вблизи границы поглощения K группы формулу мы можем представить в таком виде:

$$\frac{\delta}{\lambda^2} = \frac{e^2 N Z}{2\pi m c^2} + \frac{e^2}{2\pi m c^2} N \cdot n_k \frac{\lambda_0^2}{\lambda_k^2} \ln \left(1 - \frac{\lambda_k^2}{\lambda_0^2} \right), \quad (10, 30)$$

так как дополнительный член имеет значение, сколько-нибудь отличное от нуля, только вблизи края полосы поглощения.

Полученная нами формула была впервые дана Кальманом (Kalmann) и Марком (Mark). Графическое ее изображение приведено на рис. 186 и 187 в виде сплошной линии. Сопоставление этой кривой с экспериментальными значениями коэффициента преломления, найденными Ларссоном, дает весьма удовлетворительное согласие вычислений с опытом.

7. Влияние поглощения на преломление рентгеновых лучей

Для более точного выражения коэффициента преломления необходимо учесть и затухание, обусловленное поглощением рентгеновых лучей при прохождении их через преломляющую среду. В этом случае

$$\eta = 1 - \delta - \gamma i, \quad (10, 31)$$

где $\gamma = \frac{\lambda}{4\pi}$, а η — коэффициент поглощения.

Учет этого затухания мало сказывается на величине предельного угла отражения.

Гораздо более существенно сказывается затухание на ходе интенсивности рентгеновых лучей, отраженных от преломляющей поверхности. Как показал Иенчш (Jentzsch), отражающая способность R может быть

представлена следующим образом (аналогичное выражение существует и в оптике отражения от металлических поверхностей):

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{1 - aq + \frac{1}{2} a^2}{1 + aq + \frac{1}{2} a^2}; & q &= \frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{\alpha}{\sqrt{2\delta}}; \\ \frac{1}{2} a^2 &= q - 1 + \sqrt{q^2 + \frac{\gamma^2}{\delta^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (10, 32)$$

где угол α_0 — предельный угол полного отражения, α — угол падения, для которого определяется R , а δ — отклонение коэффициента преломления от единицы.

Если мы пренебрегаем затуханием, т. е. считаем коэффициент поглощения малым, то тогда при $\alpha = \alpha_0$ мы имеем полное отражение, так как $q = 1$ и $R = 1$. Зависимость отражающей способности от угла в этом случае изображена на рис. 187 кривой с пометкой $K = 0$. В этом случае мы имеем действительно резкое ограничение области, отвечающей полному отражению.

Совсем иной ход кривой интенсивности отраженных лучей мы получим при учете поглощения рентгеновых лучей. На рис. 188 приведены кривые, рассчитанные Нерингом (Nähring) для веществ с различными значениями коэффициента поглощения. По оси абсцисс для

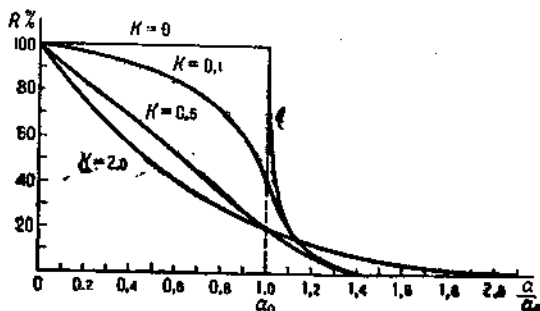


Рис. 187.

этих кривых отложены значения $q = \frac{\alpha}{\alpha_0}$, а по оси ординат — значения R .

Значок, стоящий у этих кривых, представляет отношение $\frac{\gamma}{\delta}$. Влияние затухания, как видно из приведенных кривых, сказывается прежде всего на размывании границы полного отражения. Переход от полного отражения к простому совершается непрерывно, и само полное отражение оказывается в некоторых случаях вовсе не существующим. Размытие границы полного отражения делает невозможным применение метода Комптона — наиболее простого и удобного метода определения коэффициента преломления, в случае лучей с большим коэффициентом поглощения.

Правильность вычислений Неринга была проверена экспериментально. Сам Неринг измерил интенсивность отражения лучей K_α меди от серебрянного зеркала. Результаты его измерений приведены на рис. 188. Сплошная кривая здесь представляет вычисленный Нерингом ход интенсивности. Крестиками обозначены экспериментальные значения. Рис. 189 относится к результатам, полученным Валоучем (Valouch) при измерении интенсивности отражения K_α углерода от стеклянного зеркала. Лучи, испускаемые углеродом, обладают весьма большой длиной

волны, и поэтому данные Валоуча соответствуют большим значениям коэффициента затухания. Влияние последнего в этом случае должно быть выражено весьма отчетливо. Это действительно и имеет место. Вычисленные и найденные экспериментально значения соответствуют друг другу. Экспериментальные точки прекрасно ложатся на теоретическую кривую.

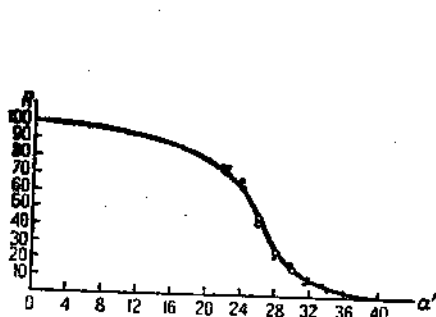


Рис. 188.

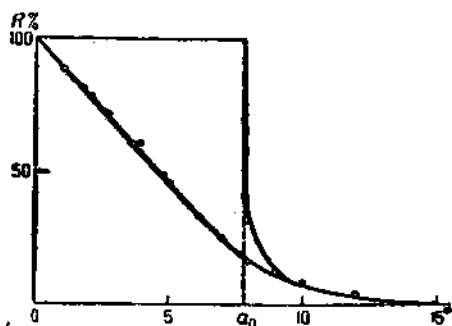


Рис. 189.

Одним из существенных вопросов, встающих при рассмотрении влияния затухания на отражательную способность, является вопрос об изменении интенсивности лучей, отраженных под углами, меньшими предельного. При этом нас прежде всего будет интересовать количественная оценка этого влияния.

Дифракционная решетка работает, как нами было уже указано раньше, только потому, что лучи, отраженные от «гладких» мест решетки, при углах падения меньше предельного α_0 на много превосходят по интенсивности лучи, рассеянные штрихованными частями решетки. В отношении дифракционной решетки вопрос, поставленный нами, может быть сформулирован так: не может ли изменение интенсивности лучей, отраженных под углами меньше предельного, оказаться настолько значительным, что для лучей с сильным поглощением дифракционная решетка вновь перестанет быть спектральным

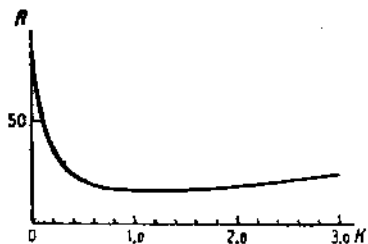


Рис. 190.

аппаратом? Ответ на этот вопрос дает подсчет, произведенный Нерингом для отражающей способности различных веществ при предельном угле полного отражения. Результаты его вычисления можно изобразить графически (рис. 190). Из приведенного чертежа видно, что опасения в отношении дифракционной решетки не должны иметь места. Отражающая способность не делается сколь угодно малой. В самом худшем случае (минимум на кривой) он составляет $\frac{1}{5}$ от полного отражения.

ЛИТЕРАТУРА

К главе второй

1. Rutherford E. and Barnes, I. Efficiency of Production of X-Rays from a Coolidge Tube. „Phyl. Mag.“, (6), 30, 361, 1915.
2. Rutherford E., Barnes I. and Richardson H. Maximum Frequency of the X-Rays from a Coolidge Tube for Different Voltages, „Philosophic. Mag.“, (6), 30, 339, 1915.
3. Weeks P. T., A determination of the efficiency of production of X-Rays. „Physic. Rev.“, 10, 564, 1917.
4. Müller A., Untersuchungen am kontinuierlichen Röntgenspektrum, „Physik. Zeit.“, 19, 489, 1918.
5. Ulrey C. T., An Experimental Investigation of the Energy in the continuous X-Ray Spectrum of certain Elements, „Phys. Rev.“, 11, 401, 1918.
- 5a. Duane W. and T. Shimizu, The relation between the general X-radiation and the Atomic Number of the target, „Phys. Rev.“, 11, 491, 1918.
6. Dessauer E. und. Back E., Über Röntgenstrahlenerregung mit sehr hohen Spannungen, „Verh. dtsh. physik. Ges.“, 21, 168, 1919.
7. Duane W. and T. Shimizu, On the Relation between the Intensity of General Radiation and the Atomic Number of the Anticathode, „Phys. Rev.“, 14, 525, 1919.
8. Wagner E., Bericht über das kontinuierliche Röntgenspektrum, „Jb. Radioakt.“, 16, 190, 1919.
9. Webster D. L., The Origin of the general Radiation Spectrum of X-Ray, „Phys. Rev.“, 13, 303, 1919.
10. Behnken H., Ein Beitrag zur Kenntnis des kontinuierlichen Röntgenspektrum, „Zeit. f. Phys.“, 3, 247, 1920.
11. Behnken H., Das kontinuierliche Röntgenspektrum, „Zeit. f. Phys.“, 4, 241, 1921.
12. March A., Die Röntgen-Bremsstrahlung, „Physik. Zeit.“, 22, 209, 1921.
13. March A., Die Energieverteilung im kontinuierlichen Röntgenspektrum, „Ann. Physik“, (4) 65, 449, 1921, „Physik. Zeit.“, 22, 429, 1921.
14. Widdington R., Note on the Velocity X-ray Electrons, „Proc. Cambridge philos. Soc.“, 20, 442, 1921.
15. Kirkpatrick P., Energy distribution in continuous X-Ray Spektra, „Physic. Rev.“, 20, 197, 1922.
16. March A., Die Abhängigkeit der Röntgen-Bremsstrahlung von der Emissionsrichtung, „Physik. Zeit.“, 23, 84, 1922.
17. Kirkpatrick P., Continuous Spectral Energy Distribution within the X-ray Tube, „Phys. Rev.“, 22, 37, 1923.
18. Kirkpatrick P., Polarisation of X-rays as a Function of Wavelength, „Phys. Rev.“, 22, 226, 1923.
19. Wentzel G., Zur Quantentheorie des Röntgenspektrums, „Zeit. f. Phys.“, 27, 257, 1924.
20. Bronstein M., Zur Theorie des kontinuierlichen Röntgenspektrum, „Zeit. f. Phys.“, 32, 881, 1925.
21. Belz M. H., The Distribution of Energy in the Continuous X-Ray Spektrum, „Phil. Mag.“, (7), 1, 50, 1926.
22. Ross P. A., Polarisation of X-Rays, „Physic. Rev.“, (2), 28, 425, 1926.
23. Wall C. N., Energy Distribution in the Continuous Spektrum, „Phys. Rev.“, (2), 27, 104, 1926.

24. Vallarta, M. Sandoval, Theory of the continual X-Ray Spektrum, „Phys. Rev.“, (2), 27, 160, 1926.
25. Webster D. L., The Continuity of the X-Ray Spektrum at a Wavelength twice the Short - Wave Limit, „Phys. Rev.“, (2), 27, 638, 1926.
26. Kulenkampff H., Das kontinuierliche Röntgenspektrum, „Handbuch der Phys.“, B. XXIII, 1926.
- 26a. Wentzel, Zur Quantentheorie des Röntgenbremsspektrum, „Naturwiss.“, 14, 621, 1926.
27. Duane W., The General Radiation from a very Thin Target, „Phys. Rev.“, (2), 29, 606, 1927.
28. Duane W., The Character of the General or Continuous Spektrum Radiation, „Proc. nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 13, 662, 1927.
29. Nasledow D. u. P. Scharawsky, Die Abhängigkeit der Gesamtintensität der Röntgenstrahlen von der Stromstärke in der Röntgenröhre, „Phys. Zeit.“, 28, 549, 1927; „Phys. Zeit.“, 28, 625, 1927.
30. Kulenkampff H., Untersuchungen der kontinuierlichen Röntgenstrahlung dünner Aluminiumfolien, „Ann. Phys.“, 87, 597, 1928.
31. Nicholas W. W., X rays from thin targets, „Phys. Rev.“, 31, 1119, 1928.
32. Ross P. A., Polarisation of X-ray from a tungsten target, „J. Optical Soc. Amer.“, 16, 375, 1928.
33. Treloar L. R. G., The Intensity distribution of the general and characteristic X-radiation from molybdenum, „Phil. Mag.“, 6, 1008, 1928.
34. Duane W., and Hudson I. C., Intensities of general X-radiation proceeding from an atom in different direction, „Phys. Rev.“, 33, 635, 1929.
35. Eckart C., Continuous X-Ray Spektrum, „Phys. Rev.“, 34, 167, 1929.
36. Kulenkampff H., Untersuchungen über die kontinuierliche Röntgenstrahlung, „Phys. Zeit.“, 30, 513, 1929.
37. Nicholas W. W., Continuous Spektrum X-rays from thin targets, „Bur. of Stand. I. of Res.“, 2, 837, 1929.
38. Sommerfeld A., About the production of the continuous X-ray spektrum, „Proc. nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 15, 393, 1929.
39. Webster D. L. and Hansen W. W., The Relation between the continuous and line spectra of X-rays from thin targets, „Phys. Rev.“, 33, 635, 1929.
40. Dasannacharya, Balabail, Polarisation of the continuous X-Rays from Single Electron Impacts, „Phys. Rev.“, 36, 1675, 1930.
41. Nicholas W. W., Efficiency of production of continuous spektrum X-rays „Phys. Rev.“, 35, 128, 1930.

К главе третьей

1. Moseley H. G. I., The High-Frequency Spectra of the Elements, „Phil. Mag.“, (6), 24, 1024, 1913; (6), 27, 703, 1914.
2. Siegbahn M., Untersuchungen über die Spektren der Röntgenstrahlen (schwedisch „Akr. Mat. Astr. och Fysik“ 10, 1915.
3. Friman E., Untersuchungen über die Hochfrequenz spektra (L - Reihe) der Elemente, Diss., Lund 1916.
4. Kossel W., Bemerkungen zum Seriencharakter der Röntgenspektren, „Verh. dtsh. physik. Ges.“, 18, 339, 1916.
5. Ledoux-Lenard R. et A. Dauvillier, La serie K du tungstène et l'excitation les rayons X au point de vue de la théorie des quanta, „C. r. Acad. Sci.“, Paris, 163, 754, 1916.
6. Siegbahn M., Über eine neue Serie (L-Reihe) in den Hochfrequenzspektrum der Elemente, „Verh. dtsh. phys. Ges.“, 18, 39, 1916.
7. Siegbahn M., Über eine weitere Reihe (M-Reihe) in den Hochfrequenzspektrum der Elemente, „Verh. dtsh. phys. Ges.“, 18, 278, 1916.
8. Siegbahn M. und Friman F., Über die Hochfrequenzspektra der Elemente, „Phys. Zeit.“, 17, 17, 1916; „Ann. Phys.“, (4), 49, 611, 1916; „Ann. Phys.“, (4), 49, 616, 1916; „Phys. Zeit.“, 17, 61, 1916; „Phys. Zeit.“, 17, 176, 1916; „Phil. Mag.“, 31, 403, 1916.
9. Siegbahn M. und Stengström W., Über die Hochfrequenzspektra der Elemente, „Phys. Zeit.“, 17, 48, 1916; 17, 138, 1916.

10. Webster D. L., The Emission Quanta of Characteristic X-rays, Acad. Sci. U. S. A., 2, 40, 1916; „Phys. Rev.“, (2), 8, 528, 1916.
11. Uhler H. S., On the Moseley law for X-ray spectra, „Phys. Rev.“, 9, 562, 1917.
12. Uhler H. S., Critical examination of the law of X-ray line spectra, „Phys. Rev.“, 9, 325, 1917.
13. Wagner F., Über Röntgenspektroskopie, „Phys. Zeit.“, 18, 405, 432, 461, 488, 1917.
14. Webster D. L., X-ray intensity as a function of Cathodepotential, „Phys. Rev.“, 9, 220, 1917.
15. Webster D. L. and Clark H., Intensities of X-rays of the L-series as a function of Voltage, „Phys. Rev.“, 9, 571, 1917.
16. Davis B., Characteristic X-ray Emission as a Function of the applied Voltage, „Phys. Rev.“, 11, 433, 1918.
17. Darkschew E., Wavelengths of the W X-ray spektrum, Phys. Rev. 11, 461, 1918.
18. Duane W. and Kang-Fu-Hu, On the relation between the K-Series and atomic Numbers of the chemical Elements, „Phys. Rev.“, 11, 488, 1918.
19. Stengström, Experimentale Untersuchungen der Röntgenspektren M-Serie, „Ann. Physik“, (4), 57, 847, 1918.
20. Siegbahn M., Precision measurements in the X-ray spectra, „Phil. Mag.“, (6), 37, 601; 38, 639; 38, 647, 1919.
21. Siegbahn M., Röntgenspektroskopische Präzisionsmessungen, „Ann. Phys.“, 59, 56, 1919.
22. Smekal A., Zur Theorie der Röntgenspektren, „Wien. Anz.“ 126, 1919.
23. Smekal A., Bohrsche Frequenzbedingung und Röntgenspektren, „Verh. dtsch. phys. Ges.“, 21, 149, 1919.
24. Stengström W., Experimentelle Untersuchungen der Röntgenspektren, Diss., Lund 1919.
25. Wooten B. A., Energy of the characteristic X-Ray Emission from Mo and Pt as a Function of applied Voltage, „Phys. Rev.“, 13, 71, 1919.
26. Davis B., Intensity of Emission of X-rays and their Reflexion from Crystals, „Bull. Nat. Res. Council“, 1, 409, 1920.
27. Duane and R. Patterson, On the relative position and Intensities of Lines on X-ray spectra, „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 6, 518, 1920.
28. Duane W. and W. Stengström, On the K-Series of X-Rays, „Phys. Rev.“, (2), 15, 338, 1920.
29. Hjalmar, Präzisionsmessungen in der L-Reihe der Röntgenspektren, „Zeit. f. Phys.“, 3, 262, 1920; „Z. f. Phys.“ 1, 489, 1920; „Phil. Mag.“, 11, 675, 1921.
30. Kossel W., Zum Bau der Röntgenspektren, „Z. f. Phys“, 1, 119, 1920.
31. Rice C. W., Energy content of characteristic radiations, „Phys. Rev.“, 15, 232, 1920.
32. Siegbahn, Methoden und Resultate der Röntgenspektroskopie, „Verh. dtsch. physik. Ges.“, (3), 1, 74, 1920.
33. Sommerfeld A., Bemerkungen zur Feinstruktur der Röntgenspektren, „Z. f. Phys.“, 1, 135, 1920.
34. Stenstrom N., Über die Dubletten der K-Reihe der Röntgenspektren, „Z. f. Phys.“, 3, 60, 1920.
35. Wagner E., Über Spektraluntersuchungen an Röntgenstrahlen, „Phys. Zeit“, 21, 621, 1920.
36. Webster, Critical Potentials of the L-series of Platinum, „Phys. Rev.“, 15, 238, 1920; „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 6, 26, 1920.
37. Coster, Zur Systematik der Röntgenspektren, „Z. f. Phys.“, 6, 185, 1921.
38. Coster D., Über das Kombinationsprinzip in den Röntgenspektren, „Z. f. Phys.“, 5, 139, 1921.
39. Coster, Sur la structure fine des series de rayons X, „C. r. Acad. Sci.“, Paris, 173, 77, 1921.
40. Dauviller, Sur la structure de la serie L, „C. r. Acad. Sci. Paris“, 172, 350, 1921.
41. Hjalmar, Beiträge zur Kenntnis der Röntgenspektren, „Z. f. Phys.“, 7, 641, 1921.
42. Siegbahn, M., Bericht über die letzte Entwicklung der Röntgenspektroskopie, „Jb. Radioakt.“, 18, 240, 1921.

43. Siegbahn M., Lindh A. E. u. Stenstrom N., Über ein Verfahren der spektral Analyse mittels Röntgenstrahlen, „Z. f. Phys.“, 4, 61, 1921.
44. Smekal, Zur Feinstruktur der Röntgenserien, „Z. f. Phys.“, 4, 26; 5, 91.
45. Sommerfeld A., Bemerkungen zur Feinstruktur der Röntgenspektren, „Z. Phys.“, 5, 1, 1921.
46. Sommerfeld A. u. Wentzel, Über reguläre und irreguläre Dubletts, „Z. f. Phys.“, 7, 86, 1921.
47. Wentzel, Zur Systematik der Röntgenspektren, „Z. f. Phys.“, 6, 84.
48. Wentzel, Klassifizierung der O- und N-Niveaus mittels des Auswahlprinzips für die Röntgenspektren.
49. Wentzel, Funkenlinien im Röntgenspektrum, „Ann. Phys.“, 66, 437, 1921.
50. Bohr u. D. Coster, Röntgenspektren und periodische System der Elemente, „Z. f. Phys.“, 12, 342, 1922.
51. Dolejšek, Über die N-Serie der Röntgenspektren, „Z. f. Phys.“, 10, 129, 1922.
52. Rosseland, Om Intensiteten av karakteristiske Röntgenstråler. „Fysik. Tidskr.“, 20, 124, 1922.
53. Wentzel, Bericht über neue Ergebnisse der Röntgenspektroskopie, „Naturwiss.“, 10, 369, 1922.
54. Wentzel, Röntgenspektren und chemische Valenz, „Naturwiss.“, 17, 464, 1922.
55. Auger P. et A. Dauvillier, Sur l'existence de nouvelles lignes dont un doublet de Sommerfeld, exclus par le principe de selection, dans la série L des éléments lourds, „C. r. Acad. Sci. Paris“, 176, 1297, 1923.
56. Lande, Sur Theorie der Röntgenspektren, „Z. Phys.“, 16, 391, 1923.
57. Bäcklin, Notiz über die Erregung der sogenannten Funkenlinien in der K-Reihe der Röntgenspektren und die Theorie von Wentzel, „Z. f. Phys.“, 27, 30, 1924.
58. Wentzel, Funkenlinien im Röntgenspektren, „Ann. Phys.“, (4), 647, 1924.
59. Coster D. u. Coudsmits S., Intensität der Röntgenspektrallinien, „Naturwiss.“, 13, 11, 1925.
60. Sommerfeld A. Über die Intensität der Röntgenlinien, „Ann. Phys.“, 76, 285, 1925.
61. Wentzel, Über die Komplexstruktur der Röntgenspektren, „Z. f. Phys.“, 31, 445, 1925.
62. Coster D. u. Druyvesteyn M. Über die Satelliten der Röntgendiagrammlinien, „Z. Phys.“, 40, 765, 1926.
63. Coster D. u. Mulder F. Über die Röntgenniveaus der Elemente Cu (29), bis La (57), „Z. Phys.“, 38, 264, 1926.
64. Ehrenberg u. Mark H., Über die natürliche Breite der Röntgenlinien, „Z. f. Phys.“, 38, 129, 1926.
65. Friman, Präzisionsmessungen in der L-Serie der Elemente W bis U, „Z. f. Phys.“, 39, 813, 1926.
66. Leide, Messungen in der K-Serie der Röntgenspektren, „Z. Phys.“, 39, 686, 1926.
67. Loring F., The problem of X-Ray Line Intensities, „Nature“, 117, 622, 1926.
68. Smekal A., Notiz zur Abhängigkeit der Intensität der Röntgenspektrallinien von der Erregung Spannung, „Z. f. Phys.“, 36, 638, 1926.
69. Wentzel, Über die Intensitäten in den Röntgenspektren, „Naturwiss.“, 14, 621, 1926.
70. Allison S., Experimental study of the relative Intensities of the X-Ray Lines in the L-spektrum of Thorium, „Phys. Rev.“, 30, 245.
71. Dolejšek V., Über die Abweichungen vom Moseleyschen Gesetz, „Z. Phys.“, 46, 132, 1927.
72. Druyvesteyn M. I., Das Röntgenspektrum zweiter Art, „Z. f. Phys.“, 43, 707, 1927.
73. Ehrenberg W. u. Susich G., Über die natürliche Breite der Röntgenemissionlinien, „Z. f. Phys.“, 42, 823, 1927.
74. Ehrenberg W. u. Mark H., Über die natürliche Breite der Röntgenemissionlinien, „Z. f. Phys.“, 42, 807, 1927.
75. Iönnson A., Beitrag zur Kenntnis der Intensitäten in der L-Röntgenreihe, „Z. f. Phys.“, 41, 221, 1927.
76. Iönnson A., Eine Ausnahme von der Intensitätenregeln im Röntgengebiet, „Z. f. Phys.“, 41, 801, 1927.

77. Nasledow D. u. Scharawsky P., Die Abhängigkeit der Intensität der Röntgenspektrallinien von der Zahl der Katodenelektronen, „Z. f. Phys.“, 41, 155, 1927; „Z. f. Phys.“, 42, 870, 1927.
78. Nasledow D. u. Scharawsky P., Zur Frage nach der Abhängigkeit der Intensität der Röntgenspektrallinien von der Spannung, „Z. f. Phys.“, 43, 431, 1927.
79. Robinson H. R., Multiple Ionisation in X-Ray Levels, „Phil. Mag.“, (7), 4, 763, 1927.
80. Edlén, Präzisionsmessungen in der K-Serie der Elemente 30 Zn bis 44 Rn, „Z. f. Phys.“, 52, 364, 1928.
81. Lönsson A., Weiteres über Intensitätsverhältnisse in der L-Röntgenreihe, „Z. Phys.“, 46, 383, 1928.
82. Purks H., Fine structure in the K-series of copper and nickel and the width of spektral lines, „Phys. Rev.“, 31, 931, 1928.
83. Allisson S. K., Experimental Evidence for the Filling Levels from the relative intensity of X-Ray Spektrum Lines, „Phys. Rev.“, 34, 7, 1929; 33, 1087, 1929.
84. Bazzoni C. B., Faust L., Weatherby B., The fine structure and satellites of the K-alpha lines of the light elements, „Phys. Rev.“, 33, 1101, 1929.
85. Mark u. Susich, Neue Messungen über die Linienbreite der Röntgenstrahlen, „Phys. Z.“, 30, 526, 1929; „Z. f. Phys.“, 65, 253, 1930.
86. Meyer, Über die Intensität der K-Linien des Röntgenspektrums in Abhängigkeit von den Ordnungszahl, „Wiss. Veröff. d. Siemens-Konz.“, 7, 108, 1929.
87. Ray, On the Origin of the Spark Lines in X-Ray spektra, „Phil. Mag.“, 8, 772, 1929.
88. Richtmeyer, Satellites of certain X-ray Lines, „Phys. Rev.“, 33, 291; „Phys. Rev.“, 34, 574, 1929.
89. Richtmeyer, Some secondary phenomena in X-ray spektra, „I. Franklin Inst.“, 208, 825, 1929.
90. Allison S. and Williams I., Experiments on the reported fine structure of the molybdenum K_{β} -Lines, „Phys. Rev.“, 35, 135, 1930; „Phys. Rev.“ 35, 149, 1930.
91. Du Mond, Lesse W., Evidence for the Richtmeyer Double Jump Hypothesis of X-Ray Satellites, „Phys. Rev.“, 36, 1015, 1930.
92. Richtmeyer F. and Ramberg E., Satellites of K_{α} for the elements Ni (28) to As (33), „Phys. Rev.“, 35, 661, 1930.
93. Richtmeyer F., Barnes S. and Manning K., Hyperfine Structure of X-Ray Lines, „Phys. Rev.“, 36, 1017, 1930.
94. Richtmeyer F. and Taylor, Intensity of X-Ray Satellites, „Phys. Rev.“, 36, 1044, 1930.
95. Zahradnick, Relativistische L-Dublettes in Röntgengebiet, „Z. Phys.“, 60, 712, 1930.
96. Landger, Interpretation of X-ray satellite lines, „Phys. Rev.“, 37, 457, 1931.
97. Deodhar, X-Ray Nondigram Lines, „Proc. royal. soc. Lond.“, (A), 131, 476, 1931.
98. Duane W., New K-Series X-ray Lines, „Phys. Rev.“, 37, 1017, 1931.

Еґлаве четвертоґ

1. Broglie M., Sur la bande d'absorption K des éléments pour les rayons X suivie du brome au bismuth et l'émission d'un tube Coolidge vers les très courtes longueurs d'onde, „C. r. Acad. Sci. Paris“, 163, 87, 1916.
2. Broglie M., Sur un système de bandes d'absorption correspondant aux rayons L des spectres de rayons X, „C. r. Acad. Sci. Paris“, 163, 352, 1916.
3. Hull A. W. and Rice M., The law of Absorption of X-rays at high frequencies, „Phys. Rev.“, (2), 8, 326, 1916.
4. Miller, The Absorption Coefficient of Soft X-rays, „Phys. Rev.“, 2, (8), 829, 1916.
5. Blake and Duane, The High-frequency Absorption Bands of some of the Elements, „Phys. Rev.“, 10, 98, 697, 1917.
6. Duane W. and Kang-Fu-Hu, On the Critical Absorption and Characteristic Emission X-ray Frequencies, „Phys. Rev.“, 11, 469, 516, 1918; 14, 369, 1919; 14, 516, 522, 1919.

7. Glocker R., Absorptiongesetze für Röntgenstrahlen, „Phys. Zeit.“, 19, 60, 1918.
8. Compton A., The law of Absorption of High Frequency Radiation, „Phys. Rev.“, 13, 296, 1919.
9. Siegbahn u. Jönsson, Über die Absorptionsgrenzfrequenzen der Röntgenstrahlen bei den schweren Elementen, besonders bei den selten Erden, „Phys. Zeit.“, 20, 231, 1919.
10. Auren, The absorption on X-rays, Medd. Nob.-Inst., 4, № 3, 1920; 4, № 5, 1920.
11. Bergengren, Über die Röntgenabsorption des Phosphors, „Z. f. Phys.“, 3, 247, 1920.
12. Broglie M. et Dauviller, Sur la structure fine des discontinuités d'absorption dans les spectres des rayons X, „C. r. Acad. Sci. Paris“, 170, 274, 1920.
13. Broglie L., Sur l'absorption des rayons de Röntgen par la matière, „C. r. Acad. Sci. Paris“, 171, 1137, 1920.
14. Bulavaud, La loi de masse de l'absorption des rayons Roentgen, „Ann. Physique“, (9), 13, 161, 1920.
15. Duane W. and Patterson, Characteristic Absorption of X-rays *L*-series, „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 6, 509, 1920.
16. The absorption of X-rays by chemical elements of high atomic numbers, „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 6, 607, 1920.
17. Hertz G., Über Absorptionslinien im Röntgenspektrum, „Phys. Z.“, 21, 680, 1920.
18. Hertz G., Über die Absorptionsgrenzen in der *L*-Reihe, „Z. f. Phys.“, 3, 19, 1920.
19. Richtmyer and Grant, The Mass-Abs. Coeff. of Water, Aluminium, Copper and Mo for X-rays of short Wave-Length, „Phys. Rev.“, 15, 547, 1920.
20. Duane W., On the calculation of the X-ray absorption frequencies of the chemical elements, „Proc. nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 7, 260, 267, 1921.
21. Lindh A., Zur Kenntnis des Röntgenabsorptionsspektrums von Chlor, „Z. Phys.“, 6, 303, 1921.
22. Richtmyer, The laws of Absorption of X-rays, „Phys. Rev.“, (2), 18, 13, 1921.
23. Richtmyer, Mass-Absorption Coefficient as a Funktion of Wave-Length above and below the X-Ray Limit of the Absorber, „Phys. Rev.“, 17, 264, 1921.
24. Auren T., Absorption of X-rays in Crystals, „Medd. Vetensk. Nobelinstit.“ 4, 10, 1922.
25. Statz W., Eine experimentelle Bestimmung des wahren Absorptionskoeffizient von harten Röntgenstrahlen, „Z. f. Phys.“, 11, 804, 1922.
26. Taylor, Absorption Coefficients for Homogeneous X-Rays, „Phys. Rev.“, 20, 709, 1922.
27. Lindh A., Experimentelle Untersuchungen über die *K*-Röntgenabsorptionsspektren der Elemente Cl, S und P, Diss., Lund 1923.
28. Richtmyer F., Warburton, X-Ray absorption Coefficient, „Phys. Rev.“, 22, 259, 1923; „Phys. Rev.“, 21, 721, 1923; „Phys. Rev.“, 23, 291, 1924.
29. Richtmyer, Absorption of Short X-rays by Water and Carbon, „Phys. Rev.“, 21, 478, 1923.
30. Allen, The Absorption Coefficients of Homogeneous X-Rays, „Phys. Rev.“, 2, 24, 1924; „Phys. Rev.“, (2), 28, 907, 1926; „Phys. Rev.“, (2), 27, 286, 1926; 37, 456, 1931.
31. Chamarlan K., Fine structure of X-Ray Absorption, „Edges Nature“, 114, 500, 1924; „Phys. Rev.“, 23, 525, 1925.
32. Coster, Über die Absorptionsspektren im Röntgengebiet, „Z. Phys.“, 25, 83, 1924.
33. Bothe, Die Energiebilanz für die Absorption der Röntgenstrahlen, „Phys. Zeit.“, 26, 410, 1925.
34. Fricke, Glasser u. Rothstein, An Experimental Determination of the true Absorption of Hard X-Rays in Water, „Phys. Rev.“, (2), 25, 581, 1925.
35. Stelling O., Beitrag zur Kenntnis des Zusammenhang zwischen chemischer Konstitution und *K*-Röntgenabsorptionsspektren, „Z. Phys. Chem.“, 117, 101, 1925; „Z. Electrochem.“, 36, 605, 1930.

36. Andrews, Davies and Horton, The soft X-Ray Absorption Limits of Certain Elements, „Proc. roy. Soc. Lond.“, 110, 64, 1926.
37. Bothe, Absorption und Zerstrahlung von Röntgenstrahlen, „Handb. d. Phys.“, 23, 307, 1926.
38. Coster und van der Tuck, Das Röntgenabsorptionsspektrum des Argons, „Z. f. Phys.“, 37, 367, 1926.
39. Lindsay and van Dyke, The X-Ray Absorption of Calcium, „Phys. Rev.“, (2), 28, 613, 1926; (2), 27, 508, 1926.
40. Read, An Effect of Temperature of X-Ray Absorption, „Phys. Rev.“, (2) 27, 373, 1926; (2) 27, 795, 1926; „Phys. Rev.“, (2), 28, 898, 1926.
41. Allen, X-Ray Absorption Formula, „Phys. Rev.“, (2), 29, 818, 1927.
42. The X-Ray L-Absorption Edges of the Element Sn to Ru, „Phys. Rev.“, (2), 29, 205, 1927; (2), 30, 562, 1927.
43. Gray, Laws of X-Ray Absorption, „Trans. roy. Soc. Canada“, III, 21, 179, 1927.
44. Hanawalt, The influence of the presence of hydrogen on L X-ray absorption edge of palladium, „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 14, 953, 1928.
45. Iönsson, Absorptionsmessungen im langwelligen Röntgengebiet und gesetz der Absorption, Diss., Upsala 1929.
46. Lindsay and Voorhees, The K X-Ray Absorption edge of Iron, „Phil. Mag.“, 6, 910, 1928; „Phys. Rev.“, (2), 31, 306, 1928.
47. Nuttall, K-Absorption Edges of Potassium and Chlorine in various Compounds, „Phys. Rev.“, (5), 31, 742, 1928.
48. Ray, Secondary absorption Edges in X-rays, „Nature“, 122, 771, 1928.
49. Robinson and Young, The absorption of X-rays, „Nature“, 123, 203, 1929.
50. Kievit and Lindsay, Fine Structure in K X-ray absorption spektra, „Phys. Rev.“, 35, 292, 1930; 36, 648, 1930.
51. Meyer, K-Absorptionskanten im Röntgenspektren, „Naturwiss.“, 18, 34, 1930.
52. Ray, Teilabsorption von Röntgenstrahlen, „Z. f. Phys.“, 66, 291, 1930.
53. Hanawalt, The characteristic X-ray absorption of molecules in the vapor state, „Phys. Rev.“, 37, 453, 1931.
54. Hanawalt, Dependence of X-Ray Absorption spektra from chemical and physical state, „Phys. Rev.“, 37, 715, 1931.

К ГЛАВЕ ПЯТОЙ

1. Glocker, Über die Abhängigkeit der Sekundärstrahlung Emissionskoeffizienten von der Wellenlänge der erregenden Röntgenstrahlen, „Phys. Zeit.“, 17, 488, 1916.
2. Richardson, The Photoelectric Action of X-Rays, „Proc. roy. Soc. Lond.“, (A) 94, 289, 1918.
3. Broglie M., Sur les spectres corpusculaires des éléments, „C. r. Acad. Sci. Paris“, 172, 274, 746, 806, 1921; 173, 1157, 1921; 174, 939, 1922.
4. Broglie M., Les phénomènes photo-électriques pour les rayons X et les spectres corpusculaires des éléments, 1. Physique et Radium (6), 2, 265, 1921.
5. Simon L., The Beta Ray Emission from thin Films of the Elements exposed to Röntgen-Rays, „Phil. Mag.“, 41, 120, 1921.
6. Grav, Energy Relations between X- and β -rays, „Verh. dtsh. physik. Ges.“, (9), 8, 41, 1922.
7. Widdington, X-ray electrons, „Phil. Mag.“, 43, 1116, 1922.
8. Becker, Magnetic X-ray Analysis of soft X-rays, „Phys. Rev.“, 22, 524, 1923; „Phys. Rev.“, 24, 478, 1924.
9. Bothe W., Über eine neue Sekundärstrahlung der Röntgenstrahlung, „Z. f. Phys.“, 16, 319, 1923; 20, 237, 1923.
10. Robinson, The Secondary Corpuscular Rays produced by Homogeneous X-rays, „Proc. roy. Soc. Lond.“, (A), 104, 455, 1923.
11. Auger, Sur les rayons beta secondaires produits dans un gaz par des rayons X, „C. r. Acad. Sci. Paris“, 178, 929, 1924.
12. Barkla and Dallas, Notes on Corpuscular Radiation Emitted by X-rays, „Phil. Mag.“, 47, 1, 1924.
13. Bothe W., Die Emissionrichtung durch Röntgenstrahlen ausgelöster Photoelektronen, „Z. Phys.“, 26, 74, 1924.

14. Bubb, Direction of Ejection of Photo-Electrons by Polarized X-Rays, „Phys. Rev.“, 23, 137, 1924.
15. Fricke u. Glaser, Über die durch Röntgenstrahlen in Elementen niederen Atomgewichts ausgelösten sekundären Elektronen, „Z. Physik“, 29, 374, 1924.
16. Kunz, Photo-electric effect of X-Rays, „Phys. Rev.“ 23, 106, 1924.
17. Lukirsky P., Über weiche Röntgenstrahlen, „Z. Phys.“, 22, 551, 1924; „Phil. Mag.“, 47, 266, 1924.
18. Richtmeyer, The Relative Number of *K* and *L* Electrons Expelled by X-Rays, „Phys. Rev.“, 23, 292, 1924.
19. Seitz, Über die Asymmetrie der Elektronemission an sehr dünnen Metallschichten unter der Einwirkung von Röntgenstrahlen, „An. Phys.“, 73, 182, 1924.
20. Allison and Duane, On the Fluorescent X-Radiation, „Phys. Rev.“, 25, 581, 1925.
21. Berthold, Über die photographische und ionisierende Wirkung von Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge, „Ann. Phys.“, 76, 409, 1925.
22. De Foc, Longitudinal Asymmetry in the Direction of Ejection of Photo-Electrons by X-Rays, „Phys. Rev.“, 25, 581.
23. Ioffe und Dobronrowoff, Beobachtung über die Ausbreitung von Röntgenimpulsen, „Z. Phys.“, 34, 188, 1925.
24. Loughridge, Photo-electrons produced by X-rays: Direction of Ejection, „Phys. Rev.“, 26, 697, 1926.
25. Auger P., Sur le rendement de la fluorescence dans le domaine des rayons X: 1. „Phys. et Rad.“, (6), 7, № 8, 94, 1926; „C. r. Acad. Sci. Paris“, 182, 773, 1215, 1926.
26. Auger, Compound Photo-electric effect, „Ann. Phys.“, 6, 183, 1926.
27. Kirchner, Über die Richtungsverteilung der von polarisierten Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen, „Ann. Phys.“, 71, 1113, 1926; „Ann. Phys.“, 83, 521, 1927.
28. Robinson, X-Ray Internal Absorption and „Spark“ Lines, „Nature“ (Lond.), 118, 224, 1926.
29. Robinson H. and Cassi A. M., The secondary and tertiary Cathode Rays produced by External and Internal Absorption of Homogeneous X-rays, „Proc. roy. soc. Lond.“, 118, 282, 1926.
30. Auger P., Direction of Emission of Photoelectrons, „J. d. Phys.“, 8, 85, 1927.
31. Auger and Perrin, Repartition in space of the Directions of Emission of Photoelectrons, „J. d. Phys.“, 8, 98, 1927.
32. Kirchner, Spatial Distribution of the electrons produced by Polarised X-Rays, „Ann. Phys.“, 84, 7, 889, 1927.
33. Watson, Spatial Distribution of the Photo-electrons ejected by X-rays, „Phys. Rev.“, (2), 29, 752, 1927; „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 13, 584, 1927.
34. Watson, The velocity and Number of the Photo-electrons ejected by X-rays as a Function of the angle of Emission, „Phys. Rev.“, (2), 29, 751, 1927; 30, 479, 1927.
35. Watson and van den Akker, The Direction of Ejection of X-Ray Electrons, „Proc. nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 13, 659, 1927; „Phys. Rev.“, 32, 323, 1928; „Phys. Rev.“, 34, 547, 1929; „Proc. roy. soc. Lond.“, (A), 126, 138, 1929.
36. Pietenpol, Direction of ejection of photo-electrons by polarised X-rays, „Phys. Rev.“, 32, 564, 1928.
37. Richardson and Charklin, The Excitation of soft X-Rays, „Proc. roy. soc. Lond.“, (A), 119, 531, 1928; 121, 218, 1928.
38. Richardson, The emission of secondary electrons and the excitation of soft X-rays, „Proc. roy. soc. Lond.“, (A), 119, 531, 1928.
39. Anderson, Spatial distribution Photoelectrons ejected from a gas by X-rays, „Phys. Rev.“, 34, 547, 1929; „Phys. Rev.“, 35, 1139, 1930.
40. Anderson, Momentum of photoelectrons in relation to the momentum of the ejecting X-rays, „Phys. Rev.“, 33, 265, 1929.
41. Compton, The Efficiency of Production of Fluorescent X-rays, „Phil. Mag.“, 8, 961, 1929; „Phys. Rev.“, 35, 127, 1930.
42. Pearson, Relative probabilities of the ionisation *K*- and *L*-electrons of equal ionisation energy, „Proc. nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 15, 658, 1929.
43. Robinson and Young, New Results of the Magnetic Spectroscopy of X-ray Electrons, „Proc. roy. soc. Lond.“ (A), 128, 92, 1930.
44. Simon, The Space Distribution of X-Ray Photoelectrons from a solid Film, „Phil. Mag.“, 10, 387, 1930.

В главе шестой

1. Broglie L., Rayons X et équilibre thermodynamique, „J. Phys. et Rad.“, (6), 3, 33, 1922.
2. Kramers, On the theory of X-ray Absorption and the Continuous X-ray Spectrum, „Phil. Mag.“, 46, 836, 1923.
3. Bubb A., Quantum Theory of the Impulse Radiation, „Phys. Rev.“, (2), 25, 243, 1923.
4. Stoner and Martin, The Absorption of X-rays, „Proc. roy. Soc. Lond.“, (A), 107, 312, 1925.
5. Houstoun, On the theory of the Absorption of X-Rays, „Phil. Mag.“, (7), 2, 512, 1926.
6. Bothe, Die Absorption der Röntgenstrahlen vom klassischen Standpunkt, „Z. Phys.“, 40, 653, 1927.
7. Richtmyer, Classical Theories of X-ray Absorption and Refraction, „Phil. Mag.“, 4, 1296, 1927.
8. Richtmeyer, Further Test of the Theorie of Absorption of X-rays, „Phys. Rev.“, (2), 30, 6, 755, 1927.
9. Richtmeyer and Taylor, Further Test of the Theorie of Absorption of X-rays, „Phys. Rev.“, (2), 29, 606, 1927.
10. Kronig und Kramers, Zur Theorie der Absorption und Dispersion in den Röntgenspektren, „Z. Phys.“, 48, 174, 1928.
11. Richtmeyer, Multiple Ionisation and the absorption of X-rays, „Phil. Mag.“, 6, 64, 1928.
12. Kramers, Die Dispersion und Absorption von Röntgenstrahlen, „Z. f. Phys.“, 30, 522, 1929.
13. Ray and Machanti, Feinstruktur absorptions kanten der Metalle und Metalloide in Röntgengebiet, „Z. f. Phys.“, 54, 646, 1929.
14. Beuthe, Über die nichtstationäre Behandlung des Photoeffekts, „Ann. Phys.“, 4, 443, 1930.
15. Cohn-Peters und Lange, Statistische Schwankungen der quantenhaften Absorption von Röntgenstrahlen, „Ann. Phys.“, 4, 453, 1930.
16. Sommerfeld u. Schur, Über den Photoeffekt in der K-Schale der Atome insbesondere über die Voreilung der Photoelektronen, „An. Phys.“, 4, 409, 1930.
17. Fischer, Beiträge zur Theorie der Absorption von Röntgenstrahlen, „Ann. Phys.“, 8, 821, 1931.
18. Roess, Mass-absorption Coefficient of the K-Shell According to the Dirac Relativistic Theory of the Electron, „Phys. Rev.“, 37, 532, 1931.
19. Siegbahn M., Auswahlregeln in den Absorptionsspektren der Röntgenstrahlen, „Z. f. Phys.“, 67, 567, 1931.

В главе седьмой

1. Barkla and Danlop, Note on the Scattering of X-Rays and atomic Structure, „Phil. Mag.“, (8), 31, 222, 1918.
2. Compton, Secondary High Frequency Radiation, „Phys. Rev.“, 18, 336, 1921.
3. Compton and Hagenow, The polarisation of secondary X-rays, „Phys. Rev.“, 18, 97, 1921.
4. Hewlett, The Absorption and Scattering Coefficient for homogeneous X-Rays in Several Elements of low atomic Weight, „Phys. Rev.“, 17, 267, 1921.
5. Hewlett, The Mass-Absorption and Mass-Scattering for homogeneous X-Rays of Wave-length between 0,13 — 1,05 Å, „Phys. Rev.“, 17, 284, 1921.
6. Kirkpatrick, Experiments on polarisation of X-rays, „Phys. Rev.“, 18, 323, 1921.
7. Hewlett, An experimental Study of the scattering of approx. homog. X-rays etc, „Phys. Rev.“, 20, 658, 1922.
8. Hewlett, Measurements of the Amount of scattered Homogeneous X-rays of Wave length 0,718 of Carbon, „Phys. Rev.“, 19, 265, 1922.
9. Zur Theorie der Röntgenstrahlenstreuung, „Z. Phys.“, 30, 153, 1924.

10. Bothe, Die Polarisation der gestreuten Röntgenstrahlen, „Z. f. Phys.“, 31, 24, 1925.
11. Merz, Measurement of X-Ray Mass-Scattering Coefficient, „Phys. Rev.“, (2), 27, 795, 1926.
12. Merz, Direct Measurement of X-Ray Mass-Scattering Coefficient, „Phys. Rev.“, (2), 28, 891, 1926.
13. Gray and Cave, Scattering of X-Rays by Gases, „Trans. roy. Soc. Canada“, III, 21, 157, 1927.
14. Barrett, The scattering of X-Rays from Gases, „Phys. Rev.“, 31, 1119, 1928; 32, 22, 1928; „Proc. nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 14, 539, 1928; „Phys. Rev.“, (2), 31, 159, 1928.
15. Scherrer, Zerstreuung von Röntgenstrahlen durch Quecksilberdampfatom, „Helv. Phys. Acta“, 1, 289, 518, 1928.
16. Stewart, X-ray diffraction in liquids, „Phys. Rev.“, 31, 174, 1928; 32, 153, 558, 1928.
17. Debye, Bewilogau u. Ehrhardt, Zerstreuung von Röntgenstrahlen an einzelnen Moleküln, „Phys. Z.“, 30, 524, 1929.
18. Debye, Interferometrische Messungen am Moleküln, „Phys. Zeit.“, 30, 524, 1929; „Phys. Zeit.“, 31, 142, 1930.
19. Debye, Röntgeninterferenzen am Flüssigkeiten und Gasen, „Phys. Zeit.“, 31, 348, 1930.
20. Debye, Röntgeninterferenzen und Atomgröße, „Phys. Z.“, 31, 419, 1930.
21. Wollan, Scattering of X-rays by Gases, „Phys. Rev.“, 37, 104, 1931; „Phys. Rev.“, 37, 862, 1931.

К ЛАВЕ ВОСЬМОЙ

1. Bragg W. H., The Reflection of X-Rays, „Proc. roy. soc. Lond.“, 89, 430, 1914.
2. Bragg W. H. and Bragg W. L., The Reflection of X-Rays by Crystals, „Proc. roy. Soc. Lond.“, 88A, 428, 1913.
3. Mosely and Darwin, The Reflection of the X-Rays, „Phil. Mag.“, 26, 210, 1913.
4. Compton, The Reflection Coefficient of monochromatic X-rays from Rock-salt and Calcite, „Phys. Rev.“, 10, 95, 1917.
5. Compton, The Intensity of X-Ray Reflection and the distribution of the electrons in atoms, „Phys. Rev.“, 9, 563, 1917.
6. Ewald, Zum Reflexionsgesetz der Röntgenstrahlen, „Z. f. Phys.“, 2, 332, 1920.
7. Bragg, James, Rosanquet, The Intensity of Reflection of X-Rays by Rock-salt, „Phil. Mag.“, 41, 309, 42, 1, 1921.
8. Bragg, James, Rosanquet, Über die Streuung der Röntgenstrahlen durch die Atome eines Kristalls, „Z. Phys.“, 8, 77, 1921.
9. Backhurst, Variation of the Intensity of the reflected X-radiation with the temperature of the Crystal, „Proc. roy. Soc. Lond.“, (A), 102, 340, 1922.
10. Compton and Freman, The Intensity of X-ray Reflection from powdered Crystals, „Nature“, 110, 38, 1922.
11. Darwin, The Reflection of X-rays from Imperfect Crystals, „Phil. Mag.“, 43, 800, 1922.
12. Davis and Stempel, Reflection of X-rays from Rock-Salt, „Phys. Rev.“, 29, 504, 1922.
13. Clark and Duane, On the abnormal Reflection of X-rays by Crystals, „Science“ № 1, 58, 400, 1923; „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 9, 131, 1923.
14. Bragg, James, Rosanquet, The Atomic Structure Factor in the Intensity of Reflection of X-rays by Crystals, „Phil. Mag.“, 50, 2-9, 1925.
15. Duane, An Application of certain Quantum laws to the Analysis of Crystals, „Phys. Rev.“, (2), 25, 881, 1925.
16. Duane, The Calculation of the X-Ray Diffracting Power at Point in a Crystals, „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 11, 489, 1925.
17. Bragg, Darwin and James, The Intensity of Reflection of X-rays by Crystals, „Phil. Mag.“, (7), 1, 897, 1926.

18. Berg, Aufhellungslinien im Röntgenspektrum. „Naturwiss.“, 14, 886, 1926; „Verh. dtsch. Phys. Ges.“, (3), 7, 25, 1926.
19. Havihurst, The Intensity of Reflection by Powdered Crystals, „Phys. Rev.“, (2), 28, 869, 1926; (2), 28, 882, 1926; (2), 27, 243, 1926; „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 12, 375, 1926.
20. Laue, Der Einfluss der Temperatur auf die Röntgenstrahlinterferenzen, „Ann. Phys.“, 81, 877, 1926.
21. Waller, Zur Theorie der Röntgenreflektion, „Ann. Phys.“, 79, 261, 1926.
22. James, Intensity of Reflection by Crystals at Low Temperature, „Manch. Phil. Soc. Mem.“, 71, 9, 1926/27.
23. Waller, On the Scattering Radiation from Atoms, „Phil. Mag.“, (7), 4, 1228, 1927.
24. Waller and James, Temperature Factor of X-Ray Reflection from Sodium and Chlorine in the Rock-Salt Crystals, „Proc. royal Soc. Lond.“, (A), 111, 214, 1927.
25. Havihurst, Scattering of X-rays and Electron Distribution in the Atoms of Crystals, „Phys. Rev.“, (2), 31, 1, 16, 1928.
26. James and Brindley, A quantitative study of the reflection of X-rays by silvite, „Proc. royal Soc. Lond.“, (A), 121, 155, 1928.
27. Jauncey and Claus, Is crystal reflection of X-rays entirely a classical phenomenon? „Nature“, 121, 983, 1928.
28. Jauncey and Claus, Intensity of reflected X-rays and the distribution of electrons in Crystals, „Phys. Rev.“, 31, 714, 717, 1928.
29. Jauncey and Claus, Interpretation of atomic structure factor curves in crystal reflection of X-rays, „Phys. Rev.“, 32, 12, 1928.
30. Waller, Über eine verallgemeinerte Streuungsformel, „Z. f. Phys.“, 51, 219, 1928.
31. Waller and James, Is crystal reflection of X-rays entirely a classical phenomenon? „Nature“, London, 122, 192, 1928.
32. Davis and Parks, An usual Reflecting Power of a Pair of Calcite Crystals, „Phys. Rev.“, 34, 181, 1929.
33. Waller, Theoretische Untersuchungen über die Streuung von Röntgenstrahlen, „Phys. Z.“, 30, 518, 1929.
34. Waller and Hartrie, On the Intensity of total scattering of X-rays, „Proc. royal Soc. Lond.“, (A), 124, 119, 1929.
35. Coade, X-ray scattering Coefficient as a Function of Wave-Length and Atomic Number, „Phys. Rev.“, 36, 778, 1109, 1930.
36. Compton, Scattering of X-rays and the distribution of electrons in helium, „Phys. Rev.“, 35, 1427, 1930.
37. Compton, Determination of Electron Distribution from Measurements of Scattered X-Rays, „Phys. Rev.“, 35, 925, 1930.

ГЛАВА ДЕВЯТОЙ

1. Compton, The spectrum of secondary rays, „Phys. Rev.“, 19, 267, 1922; 22, 409, 1923; 21, 715, 1923.
2. Compton, A Quantum theory of the Scattering of X-Rays by Light elements, „Phys. Rev.“, 21, 483, 715, 1923.
3. Compton, Absorption Measurements of the Change of Wave-Length accompanying the Scattering of X-rays, „Phil. Mag.“, 46, 897, 1923.
4. Debye, Zerstreuung von Röntgenstrahlen und Quantentheorie, „Phys. Zeit.“, 24, 161, 1923.
5. Ross, Change in Wave-Length by Scattering, „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 9, 246, 1923.
6. Becker, The Compton and the Duane Effects, „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 10, 324, 1924.
7. Compton, A General Quantum-Theory of the Wave-Length of Scattered X-Rays, „Phys. Rev.“, 23, 763, 1924.
8. Compton and Hubbard, Recoil of electrons from scattered X-Rays, „Phys. Rev.“, 23, 763, 1924.
9. Jauncey, Angular Distribution of Recoil Electrons produced by Polarised X-Rays, „Phys. Rev.“, 23, 289, 580, 1924.

10. Jauncey, Corpuscular Quantum Theorie of the Scattering of Polarised X-Rays, „Phys. Rev.“, 23, 106, 313, 1924.
11. Allison and Duane, The Compton effect, „Phys. Rev.“, 25, 235, 1925.
12. Bothe und Geiger, Über das Wesen des Comptoneffects, ein experimenteller Beitrag zur Theorie der Strahlung, „Z. Phys.“, 32, 639, 1925.
13. Compton, On the mechanism of X-Ray scattering, „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 11, 803, 1925.
14. Compton and Simon, Beta rays Associated with Scattered X-Rays, „Phys. Rev.“, 25, 306, 1925.
15. Compton and Simon, Directed Quanta of Scattered X-Rays, „Phys. Rev.“, 26, 289, 1025; 27, 107, 1927.
16. Davis, Note on the Dependence of the Intensity of the Compton effect upon the Atomic Number, „Phys. Rev.“, 25, 737, 1925.
17. Jauncey, Quantum Theory of the Unmodified Spectrum Lines in the Compton Effect, „Phys. Rev.“, 25, 314, 1925; „Phys. Rev.“, 27, 637, 1926.
18. Jauncey, Quantum Theorie of the Intensity of the Modified Band in the Compton Effect, (2), 251, 723, 1925.
19. Jauncey, Theorie of the Width of the Modified Spectrum Lines in the Compton Effect, „Phil. Mag.“, 49, 427, 1925.
20. Jauncey and de Foe, Number of Beta-Rays Associated with Scattered X-Rays, „Phys. Rev.“, 26, 438, 1925.
21. Kallmann und Mark, Zur Grösse und Winkelabhängigkeit des Comptoneffects, „Naturwiss.“, 13, 247, 1925.
22. Ross, The Ratio of Intensity of the Compton Lines, „Phys. Rev.“, 26, 282, 1925; „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 11, 56, 1925; „Phys. Rev.“, 28, 849, 1926.
23. Wentzel, Zur Theorie des Comptoneffects, „Phys. Z.“, 26, 436, 1925, „Z. f. Phys.“, 43, 1, 779, 1927.
24. Breit, Correspondence Principle in the Compton Effect, „Phys. Rev.“, 27, 242, 362, 1926.
25. Gordon, Der Comptoneffect nach der schrödingerschen Theorie „Z. Phys.“, 40, 117, 1926.
26. Jauncey, Theorie of the Intensity of Scattered X-Rays, „Phys. Rev.“, 27, 103, 1926; 29, 757, 1927.
27. Jauncey and Bayd, The Disappearance of Unmodified Line in the Compton-effect, „Phys. Rev.“, 26, 620, 1926; 27, 103, 795, 1926.
28. Jauncey and de Foe, The Separation of the Modified and Unmodified; Scattering Coefficients of X-Rays, „Phil. Mag.“, 1, 711, 1926; „Phys. Rev.“, 27, 102, 1926.
29. Kirchner, Über den Comptoneffect und Lichtelektrische Effect an polarisierten Röntgenstrahlen, „Z. f. Phys.“, 36, 484, 1926.
30. Woo, Ratio of Intensities of Modified und Unmodified Rays in the Compton-effect, „Phys. Rev.“, 28, 426, 1926; 27, 102, 119, 1926.
31. Woo, The Disappearance of the Unmodified Line in the Compton-effect, „Phys. Rev.“, 28, 426, 1926.
32. The Intensity of Scattered X-Rays and the Compton-effect, „Phys. Rev.“, 29, 605, 206, 1927.
33. Lukirsky, Elektronengeschwindigkeiten beim Comptoneffect, „Z. Physik“, 42, 516, 1927.
34. Schrödinger, Über den Comptoneffect, „Ann. Phys.“, 82, 257, 1927.
35. Sauter, Intensitätsproblem und Lichtquantentheorie, „Z. Phys.“, 52, 225, 1928.
36. Chandrasekhar, The Compton Scattering and the New Statistik, „Proc. royal Soc. Lond.“, 125, 231, 1929.
37. Du Mond, Compton Modified line structure and its relation to the electron theory of solid bodies, „Phys. Rev.“, 33, 643, 1929.
38. Jauncey and Bauer, Temperature and the Compton-effect, „Phys. Rev.“, 33, 1086, 1929; 34, 887, 1929.
39. Klein-Nischina, Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Röntgenstrahlen, „Z. Phys.“, 52, 853, 1929.
40. Lukirsky, Über die Polarisation beim Compton-effect, „Z. Phys.“, 55, 702, 1929.

41. Nischina, Die Polarisation der Comptonstreuung nach der Diracschen Theorie des Electrons, „Z. Phys.“ 52, 869, 1929.
42. Varian, Intensity Measurements on the Compton-effect for soft X-rays, „J. Optic. Soc. Amer.“, 19, 851, 1929.
43. Ray, Scattering of X-Rays by bound electrons, „Nat.“ (Lond.), 125, 746, 856, 1930; 126, 399, 1930.
44. Ross and Clark, Modified line in scattered rays, „Phys. Rev.“, 36, 378, 1930.

К ЛАВЕ ДЕСЯТОЇ

1. Barkla, Note on experiments to detect Refraction of X-rays, „Phil. Mag.“ 31, 257, 1916.
2. Webster and Clark, A test for X-ray refraction made with monochromatic rays, „Phys. Rev.“, 8, 528, 1916.
3. Ewald, Abweichungen vom Bragg'schen Reflexionsgesetz der Röntgenstrahlen, „88 Naturf. Vers. Bad. Nauh.“, 1920; „Phys. Z.“, 21, 617, 1920.
4. Knipping, Zur Frage der Brechung der Röntgenstrahlen, „Z. Phys.“, 1, 40, 1920.
5. Compton, Total reflection of X-rays from Glass and Silver, „Phys. Rev.“, 20, 84, 1922.
6. Davis and Terrill, The refraction of X-rays in Calcite, „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 8, 357, 1922.
7. Davis and Nardroff, Refraction of X-Rays in Pyrites, „Phys. Rev.“, 23, 291, 1924; „Proc. nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 10, 60, 60, 384, 1924.
8. Ewald, Über den Brechungsindex für Röntgenstrahlen und die Abweichungen vom Bragg'schen Reflexions Gesetz, „Z. Phys.“, 30, 1, 1924.
9. Hatley and Davis, Refraction of X-rays in Calcite, „Phys. Rev.“, 23, 290, 1924.
10. Larsson, Siegbahn und Waller, Der experimentelle Nachweis der Brechung von Röntgenstrahlen, „Naturwiss.“, 52, 212, 1924; „Phys. Rev.“, 25, 235, 1925.
11. Nardroff, The Refraction of X-rays in Ironpyrites, „Phys. Rev.“, 24, 143, 1924.
12. Blake, On the Index of refraction of X-Rays and Deviations from Bragg's law, „Phys. Rev.“, 25, 881, 1925.
13. Compton and Duan, X-ray spectra from a Ruled Reflection Crating, „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 11, 568, 1925; „Phys. Rev.“, 27, 104, 1926.
14. Hjalmar and Siegbahn, Anomalous Dispersion in the field of X-Rays, „Nature“, 115, 1925.
15. Larsson, Untersuchungen über die Abweichungen vom Bragg'schen Gesetz bei Glimmerkristallen, „Arc. Mat. Ast. o. Fys.“, 19, 14, 1925.
16. Siegbahn M., La reflection et la réfraction des rayons X, „J. Phys.“, 6, 228, 1925.
17. Davis and Slack, Refraction X-rays in Prism, „Phys. Rev.“, 25, 881, 1925; 27, 18, 1926; 27, 796, 1926.
18. Duane, Refraction of X-Rays by the Method of total Reflection, „Phys. Rev.“, 27, 796, 1926; „Phil. Mag.“, 4, 100, 1926; „Phys. Rev.“, 29, 20, 1927.
19. Hjalmar, Dispersion der Röntgenstrahlen bei Gips, „Ann. Phys.“, 79, 550 1926.
20. Kronig, The Theory of X-Ray Dispersion, „Phys. Rev.“, 27, 797, 1926; „Jour. Opt. Soc.“, 12, 547, 1926; „Phys. Z.“, 30, 521, 1929.
21. Linnik und Laschkarew, Die Bestimmung des Brechungsindex der Röntgenstrahlen aus der Erscheinung der Totalreflexion, „Z. Phys.“, 38, 659, 1926.
22. Nardroff, The Refraction of X-Rays by Small Particles, „Phys. Rev.“, 28, 10, 1926; 27, 797, 1926.
23. Davis, Refraction of X-Rays, „J. Frank. Inst.“, 204, 29, 1927.
24. Edwards, Total Reflection and the Index of Refraction, „Phys. Rev.“, 30, 11, 1927; „Phys. Rev.“, 33, 463, 1929.
25. Forster, Anomale Dispersion im Röntgengebiet, „Naturwiss.“, 15, 969, 1927; „Helv. Phys. Acta“, 1, 18, 1929.

26. Kaimann und Mark, Über die Dispersion und Streuung von Röntgenstrahlung, „Ann. Phys.“, 82, 585, 1927.
27. Larsson, Experimentelle Untersuchungen über Brechung und Dispersion der Röntgenstrahlen im Kalkspat, „Z. Phys.“, 41, 507, 1927; „Upsala Univ. Arsskrift“, 1929.
28. Osgood, X-Ray spectra of Long Wave-Length, „Phys. Rev.“, 30, 567, 1927.
29. Bäcklin, Absolute Wellenlängebestimmungen der Röntgenstrahlen, Diss., Upsala, 1928, „Fysik Tidsk.“, 27, 143, 1929.
30. Compton, X-Ray as a branch of Optics, „J. Opt. Soc. Amer.“, 16, 2, 71, 1928; 21, 75, 1931.
31. Prins, Über die Dispersion und Absorption von Röntgenstrahlen, „Z. Phys.“, 47, 479, 1928.
32. Prins, Anomale Dispersion im Röntgengebiet, „Naturwiss.“, 16, 555, 1928.
33. Bearden, Absolute Wave-length of the K_{α} -u. K_{β} -lines of Cu, „Phys. Rev.“, 33, 1088, 1929; „Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 15, 528, 1929.
34. Dershem, X-Ray Anomalous dispersion in the region of the L-series of Platinum, „Phys. Rev.“, 33, 120, 1929.
35. Ehrenberg und Jentsch, Über die Auflösung von Photoelectronen durch Röntgenstrahlen, „Ann. Phys.“, 4, 381, 1929.
36. Larsson, Röntgenstralarnas dispersion, „Fysik. Tidskr.“, 27, 128, 1929.
37. Prins, X-ray Diffraction by Plane Gratings, „Nature“, Lond., 124, 870, 1929.
38. Valouch, Sur la reflection et l'absorption des rayons X de Grande longueur d'onde, „C. r. Acad. Sci. Paris“, 189, 283, 1929; „Phys. Z.“, 30, 911, 1929.
39. Nahring, Die Totalreflektion der Röntgenstrahlen, „Phys. Z.“, 31, 799, 1930.
40. Prins, Die Reflection von Röntgenstrahlen an absorbierenden idealen Kristallen, „Z. Phys.“, 63, 477, 1930.
41. Stauss, Use of the Refraction of X-Rays for the Determination of the Specific charge of electron, „Phys. Rev.“, 38, 1101, 1930.
42. Stauss, Comparison of the Critical Angle of Reflection and the Index of Refraction of X-rays, „J. Opt. Soc. Amer.“, 20, 616, 1930.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Авогадро 176, 280
 Аллен 114, 115, 117
 Алиссон 62
 Андерсон 152

Б

Баркль 9, 156, 159, 182,
 183
 Баслер 49
 Бауэрс 42
 Бевингоуз 199
 Бевкин 34
 Берг 234
 Бергергрее 136
 Бехем 110
 Бованкотт 239, 241
 Больцман 237
 Бор 52, 83, 84, 85, 87, 88,
 166, 263
 Борн 9
 Ботс 3, 151, 152, 257, 261,
 263
 Браве 208
 Да Бройль 8, 9, 118, 119,
 121, 145, 263
 Брегг 33, 59, 60, 105, 196,
 206, 208, 209, 210, 211,
 216, 218, 226, 230, 232,
 233, 234
 Бекк 152, 153, 169
 Беклин 277, 280, 281
 Бьютти 154, 158

В

Вагнер 49, 119, 120
 Валоу 285, 286
 Ватсон 152
 Вебстер 57
 Вентцель 53, 54, 69, 89,
 100, 101, 169, 263, 264
 Виддингтон 30, 43, 53, 64,

65, 141, 143, 155, 257
 Вильсон 21, 22, 143, 147,
 150, 152, 157, 161, 257,
 261

Вильямс 62, 157
 Вин 42
 Вирль 9
 Ву 255, 256
 Вургас 130
 Вуттон 64

Г

Гапалуа 136, 137, 138
 Гармс 161
 Гаудсмит 91
 Герц 121
 Гейгер 3, 151, 152, 257,
 261, 263
 Глокер 11, 114, 115
 Гюйгенс 8

Д

Далас 156
 Даркин 217, 231, 250, 268,
 282
 Дебай 191, 194, 195, 196,
 199, 211, 236, 238, 239,
 250, 253
 Девис 60, 234, 272, 273
 Девисон 9
 Джермер 9
 Джонс 260
 Дикот 159
 Дирек 9, 264
 Добролюбов 165
 Дэвис 34
 Доун 140
 До-Монд 102
 Дьюэн 31, 126

З

Зигбан 3, 8, 50, 60, 67,
 68, 91, 210, 276, 277

Зоммерфельд 56, 68, 69,
 88, 91, 92, 93, 169

И

Иенсон 64, 65, 115, 117
 Иенч 284
 Иоффе 165

К

Кальман 254, 264
 Кад 197, 198
 Казом 194, 195, 196, 197,
 198
 Кей 11
 Кавит 131, 135, 136
 Киркпатрик 49
 Кирхнер 3
 Клейн 264
 Книппинг 8, 206
 Комpton 8, 32, 160, 161,
 162, 179, 183, 192, 242,
 250, 253, 254, 255, 256,
 257, 258, 259, 260, 261,
 262, 265, 275, 276, 285
 Корсунский 136
 Косса 131, 136
 Костер 139
 Крамерс 52, 53, 163, 167,
 263
 Кронинг 170, 171
 Куленкамф 31, 40, 42, 46,
 53, 54, 55, 167
 Кулидж 14

Л

Ларссон 270, 271, 272,
 282
 Лауэ 8, 194, 202, 204,
 206, 212, 213, 214, 222
 Лашкаров 275
 Лебе 28
 Леонард 30, 140
 Ленджер 102, 103

Линдвей 130, 181, 185,
166, 171

Линдт 127, 128, 130

Линник 275

Лукирский 142, 148

М

Максвелл 8

Марк 9, 64, 254, 284

Майер 94

Менделеев 65, 66

Мейтнер 146

Милликен 281

Мозель 58, 65, 66, 67, 84,

164, 169, 210

Морроу 197

Мур 156

Мюллер 17

Н

Нардров 278, 276

Нернст 285, 286

Ниния 264

Ньюмон 8

Неттел 180, 137

О

Оже 145, 147, 162, 153,

161, 162

Ора 42

Отт 49

Оуэн 164

П

Пенни 170

Планк 8, 9, 51

Поляны 214

Р

Рамзауэр 9

Резерфорд 82

Рентген 7, 8, 266

Радберг 67, 84, 88, 145

Ричардсон 16, 126

Ричмайер 102

Робинзон 140, 141, 143,
149

Роса 49, 254

Россалянд 64

Роулинсон 140, 141

Руми 42, 108

Руш 9

С

Симон 258, 261

Слек 272

Слеттер 263

Смит 194, 196, 197

Стокс 8, 25

Стреттон 283

Стюарт 197, 198

Т

Томсон 8, 9, 53, 64, 65,

163

Триалль 198

У

Уленбек 91

Ульри 33, 34

Уолл 239, 2560, 271

Ф

Фридрих 8, 194, 206

Фурье 32, 50, 242, 243, 246

Х

Хавихерст 243, 245, 248

Хейгнау 183

Хейт 102

Хьюлетт 178, 179, 180,
181, 194

Хьюмарт 281, 282

Ц

Циники 281

Ч

Чамберлен 130

Ш

Шеррер 194, 195, 193,
211

Шебольд 214

Шредингер 9, 168, 170, 283

Штотлинг 128, 130

Штенгштрем 8, 124, 266,
268, 270

Шгуми 64

Шери 256, 257

Э

Эвальд 250

Эллис 149, 160

Эргард 199

Эренберг 61

Эйнштейн 8, 51, 140, 143,
148, 150, 165

Ответ. редактор А. Я. Лисютин Технический редактор Е. А. Максимова

Сдано в набор 29 августа 1935 г. Поступило в печать 20/XII—35 г. Формат бумаги 62×94. Количество бум. листов 9¹/₄. Авторских листов 26,0. Количество печатных знаков в 1 бум. листе 105 600. Заказ № 2229. Тираж 3000. Изд. № 11. Ленизгорлит № 377.

4-я тип. ОНТИ НКВД СССР „Красный Печатник“, Ленинград, Международный 75а.

Замеченные опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
5	6 снизу	лучей от кристалла	лучей в кристалле
83	8 "	рис. 25	рис. 24
48	6 сверху	<i>R</i> —рассеивающее тело	<i>P</i> —рассеивающее тело
89	11 "	уровней	уровней
147	16 снизу	от падающей	от энергии падающей
153	2 "	вывода	выхода
264	7 "	(рис. 170)	(рис. 171)