

## Лекция 20 Рентгеновские и рентгеноэлектронные спектры атомов

1 Природа рентгеновских спектров атомов.

2 Закон Мозли

3 Серийные закономерности в рентгеновских спектрах

4 Отличия рентгеновских и оптических спектров

5 Практическое применение рентгеновского излучения

В исследовании строения атома (в частности, распределения электронов по оболочкам) большое значение имеют данные о спектрах рентгеновского излучения.

Рентгеновское излучение возникает в процессе бомбардировки вещества потоками электронов с большой кинетической энергией. Источник рентгеновского излучения – рентгеновская трубка – состоит из трех частей (рисунок 20.1): баллона *B* (стеклянного или металлического), катода *K*, являющегося источником электронов и представляющего собой проволоку, накаливаемую электрическим током, и анода *A*, являющегося источником рентгеновского излучения.

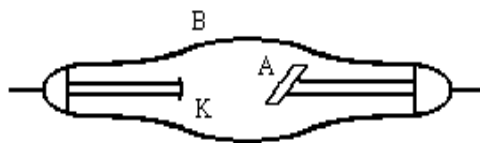


Рисунок 20.1 – Устройство рентгеновской трубки

Между катодом и анодом создается электрическое поле, ускоряющее электроны. Приобретая кинетическую энергию

$$E_k = eV, \quad (20.1)$$

электроны попадают на анод. В формуле (20.1)  $V$  – разность потенциалов между анодом и катодом,  $e$  – модуль заряда электрона.

Для возбуждения рентгеновского излучения электрон должен иметь энергию порядка десятков тысяч электрон-вольт. Чтобы избежать потерь энергии в результате столкновения электронов с атомами газа, внутри баллона создается сильное разрежение ( $p \sim 10^{-6}$  мм рт. ст.). Торможение электронов при столкновении с анодом и их взаимодействие с веществом сопровождаются рентгеновским излучением.

Рентгеновское излучение производит сильное фотографическое действие, возбуждает люминесценцию ряда веществ (например, сернистого цинка, платиносиноеродистого бария и др.), способно

ионизировать атомы и проникать вглубь вещества. Именно на использовании этих свойств основано обнаружение и измерение интенсивности рентгеновского излучения.

В результате исследования спектров испускания рентгеновского излучения установлено, что они имеют сложную структуру, которая зависит как от энергии электронов, так и от вещества анода. На рисунке 20.2 приведена типичная спектральная кривая для рентгеновского излучения. Спектр испускания представляет собой совокупность нескольких монохроматических линий (им соответствуют длины волн  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ , ...), имеющих вид острых пиков на фоне непрерывного спектра, который ограничен величиной  $\lambda_0$  со стороны коротких длин волн.

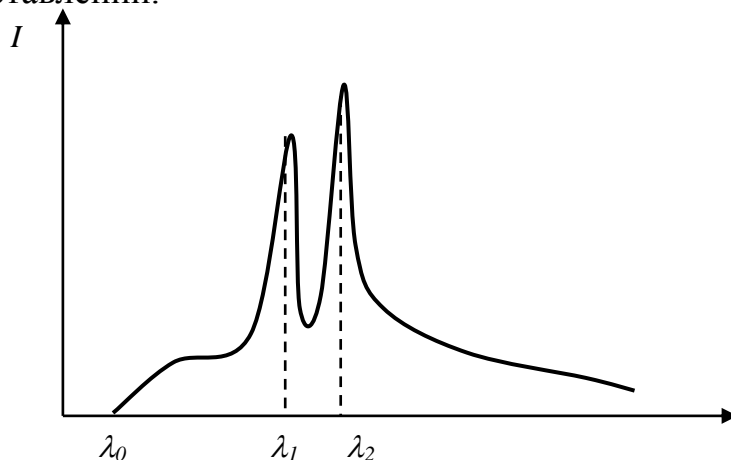
Электромагнитное излучение, соответствующее острым пикам интенсивности, положение которых зависит только от природы вещества анода, называют *характеристическим рентгеновским излучением*, а совокупность длин волн, соответствующих максимумам интенсивности, составляет *линейчатый рентгеновский спектр* вещества анода.

Характер непрерывного (сплошного) спектра не зависит от вещества анода, а зависит от кинетической энергии бомбардирующих его электронов. На этом основании было сделано предположение, что непрерывный спектр излучается электронами пучка при их торможении веществом. По этой причине *сплошной рентгеновский спектр* называют *тормозным спектром*.

Граница сплошного рентгеновского спектра  $\lambda_0$  (рисунок 20.2) изменяется при изменении кинетической энергии электронов: она уменьшается с ростом  $E_k$  в соответствии с зависимостью

$$E_k = eV = \frac{const}{\lambda_0}. \quad (20.2)$$

Объяснение зависимости (20.2) может быть дано только на основе квантовых представлений.



**Рисунок 20.2 – Типичная кривая распределения интенсивности в рентгеновском спектре**

При торможении электрона только часть его энергии превращается в энергию рентгеновского излучения. Максимальная энергия кванта рентгеновского излучения, испускаемого при торможении электрона атомами вещества анода, соответствует процессу, при котором вся кинетическая энергия электрона преобразуется в энергию одного кванта (рентгеновского фотона). В этом случае справедливо соотношение

$$h\nu_0 = eV, \quad (20.3)$$

где  $\nu_0$  – частота, соответствующая коротковолновой границе сплошного рентгеновского спектра. При этом граничная длина волны<sup>1</sup>

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{ch}{eV}. \quad (20.4)$$

Совпадение выражения (20.4) с экспериментально установленной зависимостью (20.2) – факт, которым подтверждается, что квантовое представление об электромагнитном излучении правильно отражает причину ограничения спектра тормозного рентгеновского излучения со стороны малых длин волн.

При ускоряющем напряжении, превышающем некоторое определенное значение, зависящее только от материала анода, в рентгеновском спектре появляется, кроме сплошного, также и характеристическое излучение<sup>2</sup>.

Так как характеристический спектр состоит из отдельных линий, имеются основания утверждать, что характеристическое излучение имеет квантовую природу: каждая линия рентгеновского спектра возникает в результате перехода атома из одного энергетического состояния в другое, а частота излучения определяется правилом частот Бора:

$$h\nu = E_{n_1} - E_{n_2}. \quad (20.5)$$

Рентгеновское излучение характеризуется длинами волн, находящихся в диапазоне  $\sim(10^{-12} \div 10^{-9})$  м. Из этого следует, что в процессе испускания характеристического излучения разность энергий атома в начальном и конечном состояниях очень велика. Для атомов тяжёлых элементов она в  $10^3 - 10^5$  раз больше соответствующей разности в оптической области спектра. Объяснить этот факт можно, если предположить, что квантовые переходы, соответствующие испусканию рентгеновского излучения, совершаются *внутренними*, а не валентными электронами атома.

---

<sup>1</sup> На основании экспериментально установленного значения граничной длины волны из формулы (20.4) можно определить постоянную Планка. Это – один из наиболее надёжных и точных методов её определения.

<sup>2</sup> Характеристическое излучение может быть возбуждено также при бомбардировке вещества протонами или  $\alpha$ -частицами, а также при воздействии рентгеновского излучения, полученного от другого источника. Рентгеновские лучи, испускаемые веществом при действии других рентгеновских лучей, частично состоят из рассеянного первичного пучка, частично – из характеристического излучения самого вещества.

Рассмотрим подробнее механизм возникновения спектра характеристического рентгеновского излучения.

Электрон, падающий на материал анода, может выбить электрон с одной из внутренних оболочек атома, в результате чего в ней образуется вакантное квантовое состояние. Электроны с более удаленных от ядра оболочек, обладающих более высокой энергией, могут перейти в освободившееся состояние. В результате этого перехода испускается квант излучения, соответствующий рентгеновской области.

Энергию электрона, расположенного в одной из внутренних оболочек атома, можно представить в виде

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2}(Z - a_n)^2, \quad (20.6)$$

где  $a_n$  – постоянная экранирования ( $a_n \ll Z$ ).

Частота кванта, испущенного при переходе электрона из состояния, которое характеризуется главным квантовым числом  $n_1$ , в освободившееся состояние на внутренней оболочке, которому соответствует главное квантовое число  $n_2$ , определяется по правилу частот Бора:

$$\nu = \frac{E_{n_2} - E_{n_1}}{h} = \frac{Rc}{n_1^2}(Z - a_{n_1})^2 - \frac{Rc}{n_2^2}(Z - a_{n_2})^2 \quad (20.7)$$

Так как внутренние оболочки атомов имеют аналогичное строение, то поправки  $a_n$  в формуле (20.7) для данной оболочки ( $1s$ ,  $2s$ ,  $2p$  и т.д.) должны быть близкими по величине у разных атомов. Отсюда следует, что все тяжелые атомы должны иметь рентгеновские спектры аналогичной структуры; при этом у более тяжелых атомов спектр смещается в направлении больших частот.

Этот факт подтверждается в экспериментах и рассматривается как доказательство того, что внутренние оболочки атомов имеют аналогичное строение, что и предполагалось при объяснении периодической системы элементов.

Общий вид рентгеновского терма, как следует из (20.6), может быть представлен следующим образом:

$$T(n) = \frac{R(Z - a_n)^2}{n^2}. \quad (20.8)$$

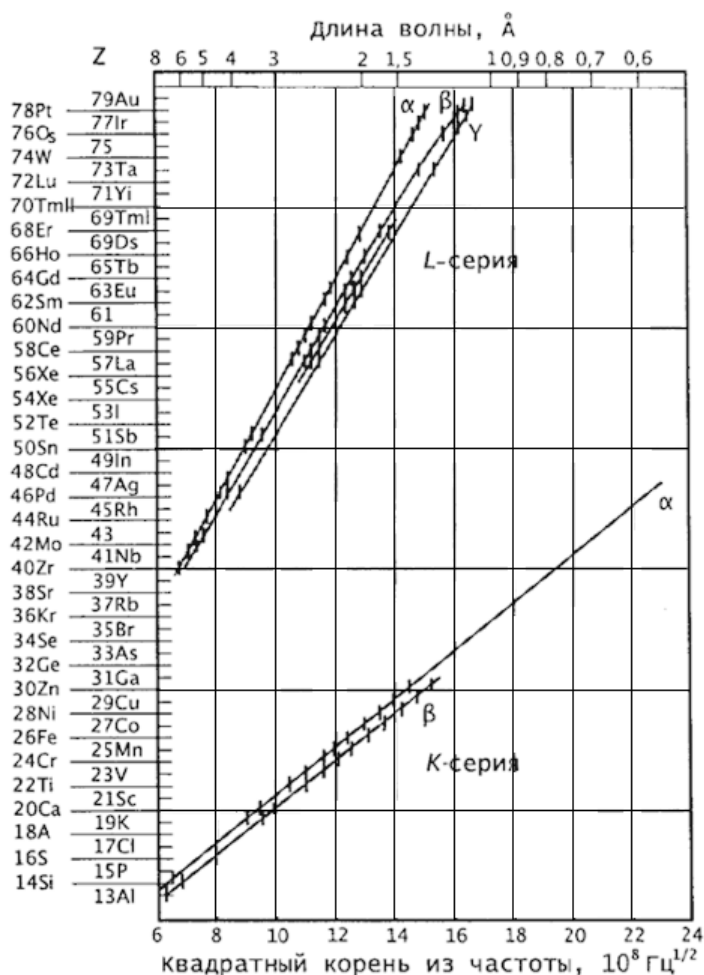
В 1913 году экспериментально был открыт закон Мозли: корень квадратный из частоты спектральной линии характеристического излучения элемента линейно зависит от его порядкового номера:

$$\sqrt{\frac{\nu}{R}} = \frac{Z - a_n}{n} \quad (20.9)$$

где  $R$  – постоянная Ридберга,  $a_n$  – постоянная экранирования,  $n$  – главное квантовое число.

Ясно, что зависимость (20.9) легко получить как приближенное следствие соотношения (20.7), подбирая в качестве значения для постоянной  $a_n$  некоторое среднее из значений постоянных экранирования  $a_{n_1}$  и  $a_{n_2}$ .

На диаграмме Мозли зависимость (20.9) изображается рядом прямых линий, соответствующих  $n = 1, 2, 3, \dots$  (рисунок 20.3).



$Z$  – порядковый номер элемента,  $c$  – скорость света в вакууме

**Рисунок 20.3 – Диаграмма Мозли для К-, L- и M-серий характеристического рентгеновского излучения**

Закон Мозли оказался неопровержимым доказательством правильности размещения элементов в периодической системе элементов Д.И. Менделеева и важным средством для выяснения физического смысла величины  $Z$ .

В более поздних экспериментах выявлены некоторые отклонения от линейной зависимости, которые для элементов переходных групп связаны с изменением порядка заполнения внешних электронных оболочек, а для тяжёлых атомов обусловлены релятивистскими эффектами и тем, что

постоянные экранирования для различных оболочек атома неодинаковы, хотя и близки по величине (смотри формулу (20.7)).

В зависимости от ряда факторов (в частности от числа нуклонов в ядре атома (изотопический сдвиг), состояния внешних электронных оболочек (химический сдвиг) и др.) положение спектральных линий на диаграмме Мозли может несколько изменяться. Изучая эти смещения, можно проводить детализацию сведений об атоме. Таким образом, закон Мозли составляет основу *рентгеновского спектрального анализа*.

Подобно тому, как это было сделано для оптических спектров, линии характеристического рентгеновского спектра можно объединить в серии. Если при этом электрон выбит из  $K$ -оболочки ( $n=1$ ), то в рентгеновском спектре испускания наблюдается  $K$ -серия, из  $L$ -оболочки –  $L$ -серия и т.д. (рисунок 20.4).

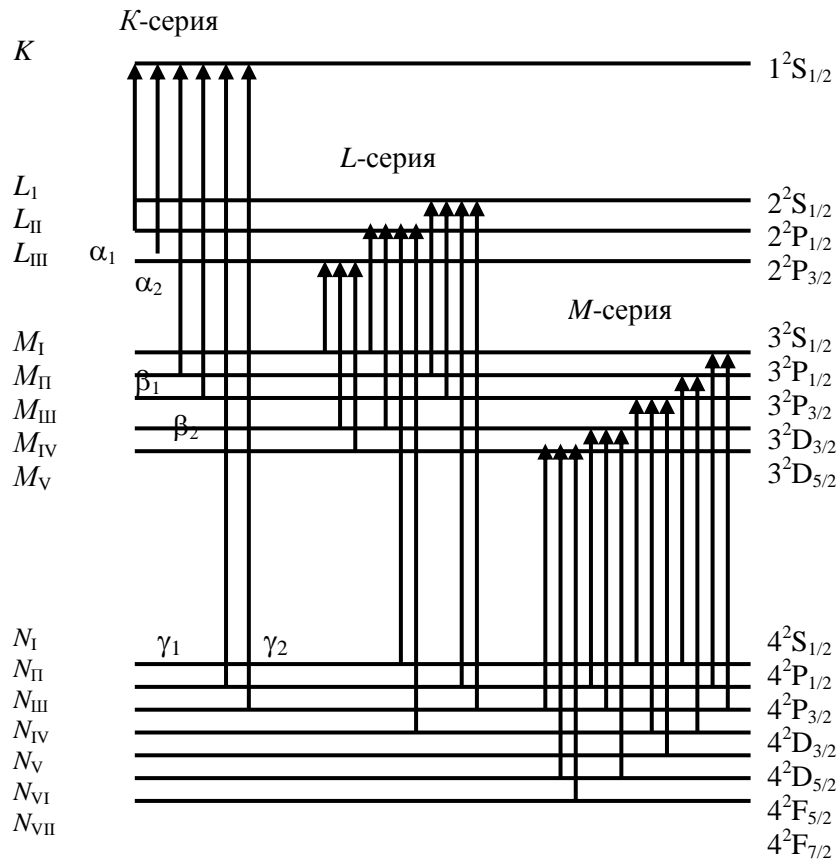
Каждый рентгеновский терм соответствует состоянию атома, из которого удален один из электронов. Поэтому при рассмотрении спектров рентгеновского излучения пользуются схемой уровней энергии для таких состояний атома, в которых с некоторого рассматриваемого одноэлектронного уровня удален один электрон, а число электронов на всех остальных уровнях осталось неизменным.

В результате удаления одного из электронов энергия атома увеличивается на энергию связи того электрона, который был удален из атома. Последняя тем больше, чем глубже лежит соответствующий одноэлектронный уровень на обычной диаграмме уровней. Из сказанного ясно, что схема рентгеновских уровней является *обращенной* по отношению к обычной схеме уровней атома.

У полностью заполненной оболочки полные моменты  $\vec{L}$ ,  $\vec{S}$ ,  $\vec{J}$  равны нулю. Если из этой оболочки удален электрон с некоторыми  $\vec{l}_i$ ,  $\vec{s}_i$ ,  $\vec{j}_i$  то оставшаяся конфигурация характеризуется орбитальным, спиновым и полным моментами, отличающимися только знаком от соответствующих моментов удаленного электрона. Поэтому состояния замкнутой оболочки, потерявшей один электрон, характеризуются теми же квантовыми числами  $L$ ,  $S$  и  $J$ , как и состояния одного электрона. В частности, рентгеновские термы должны быть дублетными (смотри рисунок 20.4).

Пользуясь схемой, представленной на рисунке 20.4, проанализируем структуру рентгеновских спектров. Каждому электрону, находящемуся в  $K$ -оболочке, соответствуют квантовые числа  $n=1$ ,  $l=0$ ,  $s=1/2$ ,  $j=1/2$ . При удалении одного электрона орбитальное, спиновое и внутреннее квантовые числа оболочки принимают значения:  $L=0$ ,  $S=1/2$ ,  $J=1/2$ , то есть реализуется  $^2S_{1/2}$ , и в описанной ситуации не происходит расщепления энергетического уровня.

Заполненной  $L$ -оболочке соответствует электронная конфигурация  $2s^2 2p^6$ . Если электрон удален из  $2s$ -оболочки, то возникает состояние  $2S_{1/2}$ ; если же электрон удален из  $2p$ -оболочки, то реализуется состояние  $2P_{1/2}$  или состояние  $2P_{3/2}$ . Таким образом, с  $L$ -оболочкой связаны три рентгеновских уровня:  $L_I$ ,  $L_{II}$ ,  $L_{III}$ . Аналогичным образом объясняется структура энергетических уровней и последующих рентгеновских термов.



**Рисунок 20.4 – Структура энергетических уровней рентгеновских термов с учетом мультиплетного расщепления (без соблюдения масштаба)**

Линии испускания в рентгеновских спектрах возникают в результате переходов между рентгеновскими уровнями, для которых выполнены обычные правила отбора:

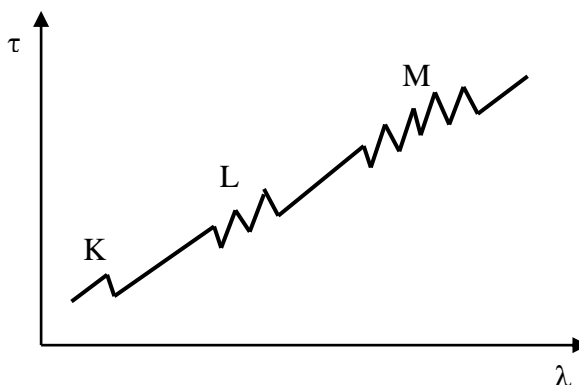
$$\Delta L = \pm 1, \quad \Delta J = 0, \pm 1.$$

В соответствии с этими правилами, в  $K$ -серии возникают линии  $K_{\alpha_1}$  и  $K_{\alpha_2}$  (при переходах между  $L$ - и  $K$ -термами), линии  $K_{\beta_1}$  и  $K_{\beta_2}$  (при переходах между  $M$ - и  $K$ -термами) и т.д. (рисунок 20.4).

Из приведённого объяснения возникновения характеристического рентгеновского излучения следует, что при возбуждении наиболее глубоко лежащего  $K$ -слоя возникает не только  $K$ -серия, но и весь рентгеновский

спектр, а при возбуждении какой-либо серии или линии рентгеновского излучения появляются все серии и линии рентгеновского излучения с бóльшими длинами волн.

Проанализируем теперь *рентгеновские спектры поглощения*. Как видно на рисунке 20.5, они состоят из нескольких *полос* с резким длинноволновым краем. Сравнивая эти спектры с рентгеновскими характеристическими спектрами испускания, видим, что они не являются подобными друг другу.



**Рисунок 20.5 – Структура характеристического рентгеновского спектра поглощения**

В результате поглощения рентгеновского кванта атомом происходит вырывание электрона из внутренних оболочек – *фотоионизация*. Каждая из полос поглощения соответствует вырыванию электрона из соответствующей оболочки атома: *K*-полоса – вырыванию электрона из *K*-слоя, *L*-полоса – из *L*-слоя и т.д. Резкий длинноволновый край каждой полосы соответствует началу фотоионизации, то есть вырыванию электрона из соответствующего слоя без сообщения ему дополнительной кинетической энергии (сравните с фотоэффектом и работой выхода). Рентгеновские спектры поглощения тяжелых элементов аналогичны друг другу (как и рентгеновские спектры испускания) и подтверждают одинаковость строения внутренних оболочек тяжелых элементов.

В результате экспериментальных исследований установлено, что интенсивность  $I$  рентгеновского излучения, прошедшего слой вещества толщиной  $x$ , определяется соотношением

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (20.10)$$

аналогичным закону Бугера для видимого света ( $I_0$  – интенсивность рентгеновского излучения, вошедшего в вещество). *Коэффициент ослабления*  $\mu$  представляет собой относительное ослабление интенсивности в слое единичной толщины:

$$\mu = \frac{1}{I} \frac{dI}{dx}. \quad (20.11)$$



Уменьшение интенсивности рентгеновского излучения происходит в результате фотоэффекта<sup>3</sup> и эффекта Комптона.<sup>4</sup> Это дает основание представить коэффициент ослабления  $\mu$  в виде суммы коэффициента истинного поглощения  $\tau$  и коэффициента рассеяния  $\sigma$ :

$$\mu = \tau + \sigma. \quad (20.12)$$

Так как коэффициенты  $\mu$ ,  $\tau$  и  $\sigma$  пропорциональны плотности вещества  $\rho$ , то удобно ввести массовые коэффициенты:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}, \quad \tau_m = \frac{\tau}{\rho}, \quad \sigma_m = \frac{\sigma}{\rho}. \quad (20.13)$$

Тогда выражение (20.10) примет вид

$$I(x) = I_0 e^{-\mu_m \rho x}. \quad (20.14)$$

В теоретических расчетах удобно пользоваться так называемыми атомными (молярными) коэффициентами

$$\begin{aligned} \mu_a &= \frac{\mu}{\rho} m_0 = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N_A} = \mu_m m_0 \\ \tau_a &= \frac{\tau}{\rho} m_0 = \frac{\tau}{\rho} \frac{A}{N_A} = \tau_m m_0, \\ \sigma_a &= \frac{\sigma}{\rho} m_0 = \frac{\sigma}{\rho} \frac{A}{N_A} = \sigma_m m_0, \end{aligned} \quad (20.15)$$

где  $m_0 = A/N_A$  – масса одного атома (одной молекулы),  $A$  – атомная (молярная) масса вещества,  $N_A$  – число Авогадро. Эти коэффициенты имеют размерность площади, и поэтому их называют *поперечными сечениями ослабления, поглощения и рассеяния* рентгеновских лучей соответственно.

Особенность поглощения рентгеновских лучей состоит в том, что оно является чисто атомным свойством. Молекулярный коэффициент поглощения аддитивно складывается из атомных коэффициентов поглощения элементов, входящих в состав молекулы. Другая его особенность проявляется в характере зависимости коэффициента поглощения  $\tau_a$  от длины волны. Приблизительно эта зависимость может быть выражена эмпирически установленным соотношением

$$\tau_a = CZ^4 \lambda^3, \quad (20.16)$$

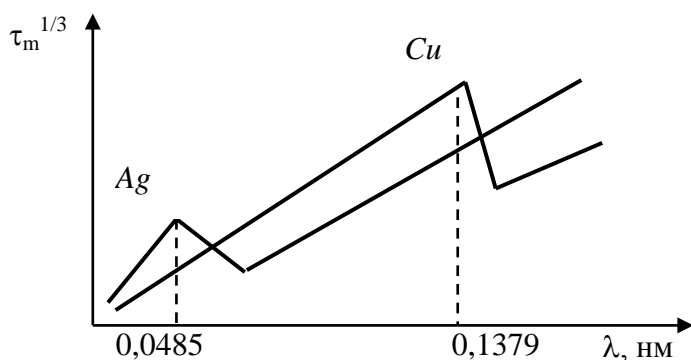
---

<sup>3</sup> Ослабление интенсивности за счет фотоэффекта, при котором в результате взаимодействия с электронами внутренних оболочек квант света исчезает, называют «истинным поглощением» рентгеновских лучей.

<sup>4</sup> Ослабление интенсивности при эффекте Комптона обусловлено выбыванием фотонов из исходного пучка вследствие их рассеяния под всевозможными углами, сопровождающегося изменением частоты излучения (так называемое «поглощение через рассеяние»).

где  $Z$  – порядковый номер элемента,  $C$  – постоянная величина, зависящая от плотности вещества и скачкообразно меняющаяся при переходе через так называемый *край поглощения* (рисунок 20.6).

Особенности в ходе спектральной зависимости коэффициента поглощения  $\tau_m$  имеют простое физическое объяснение. Пусть длина волны возбуждающего рентгеновского излучения настолько мала, что возбуждаются все рентгеновские уровни, включая и  $K$ -уровень. С увеличением длины волны энергия рентгеновских квантов уменьшается и, начиная с некоторого значения  $\lambda_k$ , её становится недостаточно для возбуждения  $K$ -уровня. Это проявляется резким уменьшением поглощения, – появляется *край поглощения*. При дальнейшем росте  $\lambda$  перестают возбуждаться  $L_I$ -,  $L_{II}$ -,  $L_{III}$ -уровни (рисунок 20.4), что обуславливает появление новых краёв поглощения и т.д.



**Рисунок 20.6 – Спектральная зависимость массового коэффициента поглощения для линий  $K_\alpha$  серебра и меди (масштаб произвольный)**

Отмеченные закономерности поглощения рентгеновских лучей обусловили их применение для аналитических целей в различных областях науки, техники, промышленности, а также в медицине.

Рентгеновское излучение способно проникать, хотя и в разной степени, во все вещества. Как и видимый свет, при действии на фотопленку поглощённое рентгеновское излучение обуславливает её почернение.

Проходя сквозь исследуемый объект и падая затем на фотопленку, рентгеновское излучение формирует на ней изображение внутренней структуры «просвечиваемого» объекта. Так как проникающая способность рентгеновского излучения различна для разных материалов, менее прозрачным для него частям объекта соответствуют более светлые участки на фотоснимке, чем тем, через которые излучение проникает хорошо. Например, костные ткани менее прозрачны для рентгеновского излучения, чем ткани, из которых состоят кожа и внутренние органы. Поэтому на рентгенограмме кости проявляются в виде более светлых участков, и более

прозрачное для излучения место перелома может быть достаточно легко обнаружено. Рентгеновская съёмка используется в стоматологии для обнаружения кариеса и абсцессов в корнях зубов, в промышленности для обнаружения полостей и трещин в литье, пластмассах и резинах, а также во многих других областях техники.

Рентгеновское излучение используется в химии для анализа соединений и в физике для исследования структуры кристаллов.

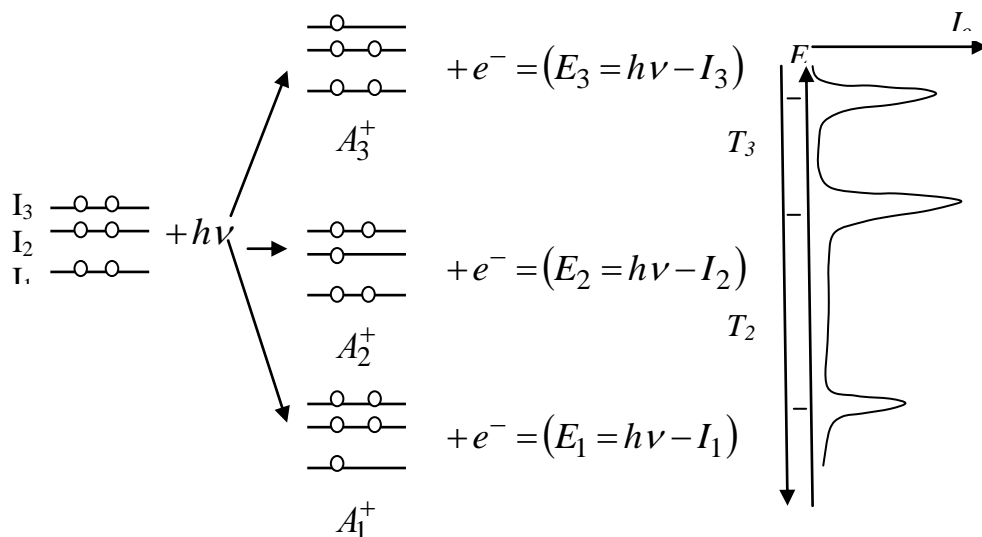
Пучок рентгеновского излучения, проходя через химическое соединение, вызывает характерное вторичное излучение; в результате его спектроскопического анализа химики устанавливают состав соединения. Рассмотрим подробнее принципы такого анализа.

В результате поглощения рентгеновского излучения атомными системами может происходить их ионизация. Электрон, находящийся на внутренней (остовной) орбитали атомной системы, поглощает квант возбуждающего рентгеновского излучения. Энергия поглощенного кванта расходуется им на работу по отрыву от атома и приобретение некоторой кинетической энергии. Кинетическая энергия  $T$  электрона, покинувшего вещество, зависит от энергии кванта возбуждающего рентгеновского излучения  $h\nu$  и энергии ионизации  $E_i$  атомной системы с соответствующего уровня. Закон сохранения для элементарного акта фотоионизации электрона приближенно можно записать следующим образом:

$$T = h\nu - E_i. \quad (20.17)$$

Так как в реальности возбуждающее излучение взаимодействует с множеством идентичных частиц вещества, электроны могут быть выбиты с любого энергетического уровня, для которого  $E_i \leq h\nu$ . Пучок испущенных электронов в анализаторе рентгеноэлектронного спектрометра разделяется по величине их кинетической энергии. Детектором спектрометра регистрируется сигнал  $I_{omn}$ , величина которого прямо пропорциональна количеству фотоэлектронов с определенной кинетической энергией. Таким образом, рентгеноэлектронный спектр графически представляется в координатах «относительная интенсивность электронного пучка  $I_{omn}$  – кинетическая энергия фотоэлектронов  $T$ ». На рисунке 20.7 схематически показан процесс формирования фрагмента рентгеноэлектронного спектра, обусловленного ионизацией трёх модельных остовных орбиталей атомной системы.

После определения из рентгеноэлектронного спектра значений кинетической энергии фотоэлектронов  $T_1, T_2, T_3, \dots$  по формуле (20.17) можно найти значения энергии ионизации  $E_{i1}, E_{i2}, E_{i3}, \dots$  электронов с остовных уровней исследуемой атомной системы.



**Рисунок 20.7 – Схема процесса формирования рентгеноэлектронного спектра атомной системы**

Рентгеноэлектронная спектроскопия является исторически первым надёжным методом определения числовых значений энергии ионизации орбиталей атомов и молекул. С использованием этого метода осуществляют идентификацию веществ, а также получают ценную информацию, необходимую для теоретического описания электронного строения вещества и природы химической связи.

С поглощением рентгеновских лучей может быть связано перераспределение энергии внутри возбужденного атома. Этот процесс протекает в две стадии. Сначала происходит поглощение рентгеновского кванта, сопровождающееся возбуждением атома: освобождением электрона из  $K$ -слоя с образованием в нём дырки. На втором этапе происходит заполнение вакансии электроном, осуществляющим переход из  $L$ -слоя. Избыток энергии  $E_K - E_L$  выделяется в виде кванта характеристического излучения или обуславливает отрыв от атома одного электрона (*Оже-электрона*) из вышележащих оболочек атома. Таким образом, дырка в  $L$ -слое сохраняется, но дополнительно возникает дырка в одном из вышележащих слоев, то есть атом становится дважды ионизированным. Описанное явление называется *эффектом Оже* или *автоионизацией возбуждённого атома*. В эксперименте этот эффект наблюдается с помощью камеры Вильсона, в которой один след из двух начавшихся в одной точке соответствует обычной фотоионизации в  $K$ -слое, а другой обусловлен эффектом Оже.

Оже-электроны уносят значительную часть энергии возбуждённого атома. Особенно интенсивно эффект Оже проявляется в тех случаях, когда переходы с излучением фотонов запрещены (например, в переходах, для которых  $\Delta L = 0$ ).

При падении пучка рентгеновских лучей на кристаллическое вещество происходит дифракция излучения на трёхмерной кристаллической решётке. При регистрации испытавшего дифракцию (рассеянного) излучения на фотопластинке формируется чёткая правильная картина пятен и полос, которую используют для установления внутренней структуры кристалла. В настоящее время применяются различные методы рентгеновской кристаллографии. В частности для изучения структуры монокристаллов применяют метод Лауэ, который в 1912 году вместе с В. Фридрихом и П. Книппингом открыл дифракцию рентгеновских лучей на кристаллах, а затем разработал теорию этого явления. Для изучения структуры поликристаллических материалов применяется дифракционный метод, предложенный П. Дебаем и П. Шеррером в 1916 году. В 1913 году У.Л. Брэгг и одновременно с ним Г.В. Вульф показали, что дифракционный пучок можно рассматривать как результат отражения падающего излучения от одной из систем кристаллографических плоскостей. Полученная ими формула (*условие Вульфа – Брэгга*) в том же году её авторами была впервые использована для исследования структуры простейших кристаллов. Это условие оказалось полезным также при экспериментальной проверке гипотезы Л. де Бройля в опытах Дэвиссона и Джермера (смотри лекцию 4).

Практически сразу после открытия рентгеновского излучения возник новый раздел медицины – рентгенология, в которой изучается применение рентгеновского излучения для исследования строения и функций органов и систем, для рентгенодиагностики<sup>5</sup> и рентгенотерапии<sup>6</sup> заболеваний. Применение рентгеновского излучения при лечении рака основано на том, что при облучении раковые клетки погибают. Однако рентгеновское излучение может оказать нежелательное влияние и на клетки здоровых тканей. Поэтому при использовании рентгеновского излучения должны соблюдаться все необходимые меры предосторожности.

## [Задачи по теме лекции 20](#)

Лабораторные работы:

Тормозное рентгеновское излучение ([теория и задание](#), [моделирование спектров](#))

Характеристические рентгеновские спектры ([теория и задание](#), [моделирование спектров](#))

---

<sup>5</sup> Рентгенодиагностика – распознавание заболеваний на основе данных рентгенологических исследований, произведённых методами рентгеноскопии, рентгенографии, компьютерной томографии.

<sup>6</sup> Рентгенотерапия заключается в применении рентгеновского излучения для лечения опухолевых и других заболеваний.