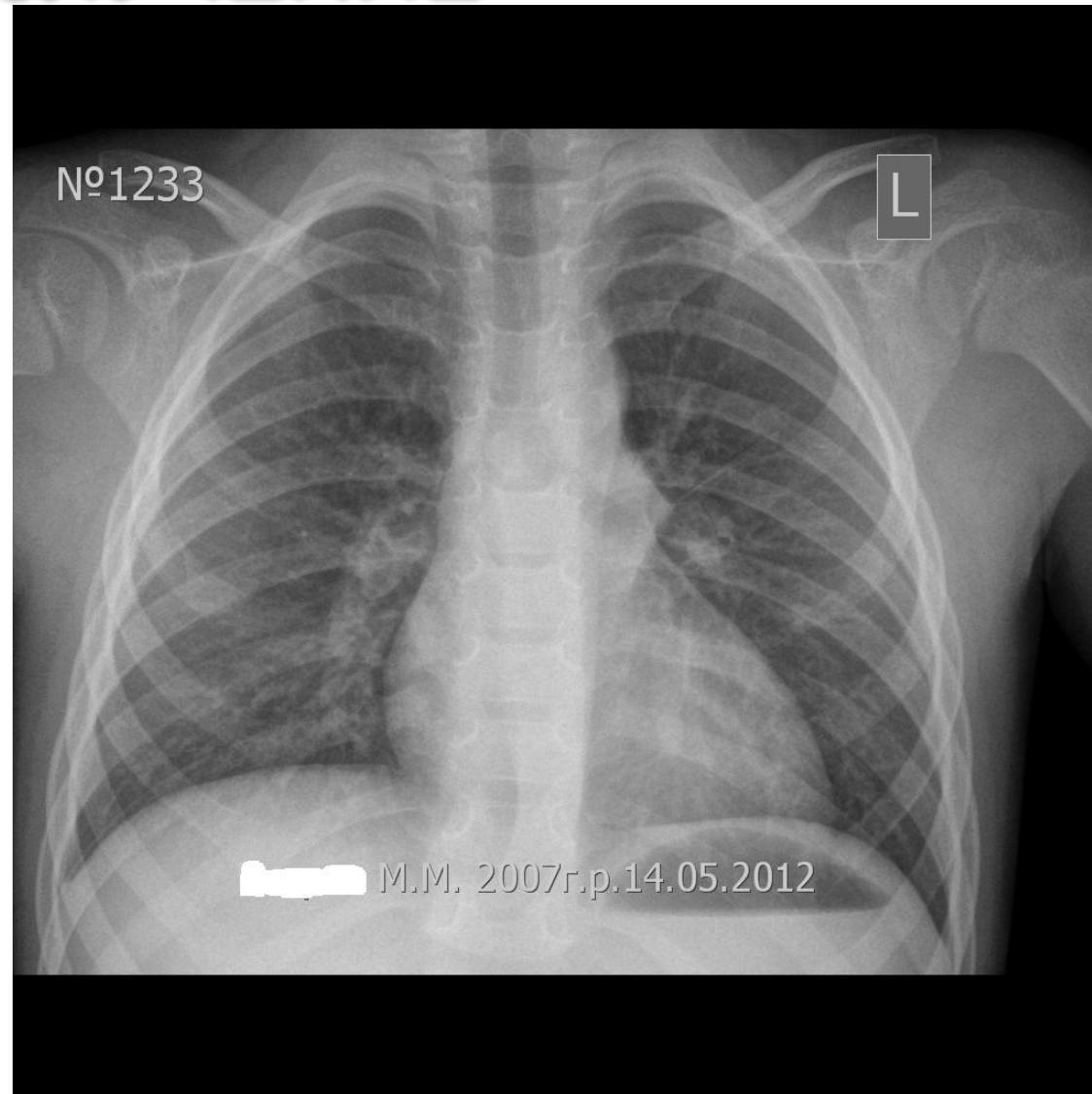


# РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

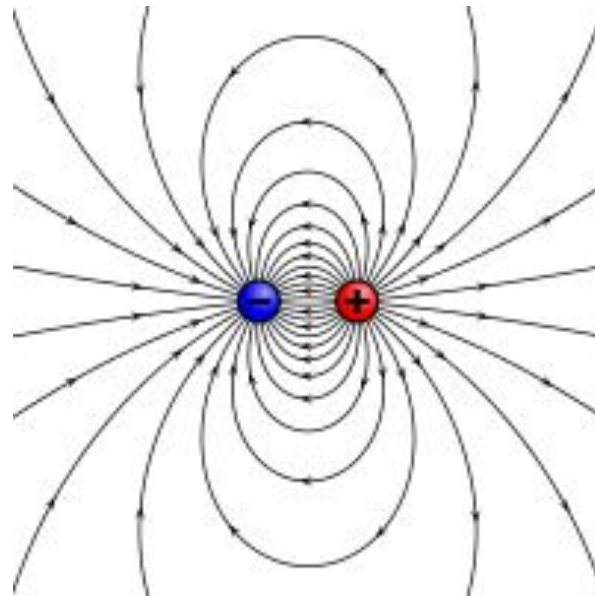


# ИЗЛУЧЕНИЕ ДИПОЛЯ В ВОЛНОВОЙ ЗОНЕ

**Электрический диполь** — идеализированная электронейтральная система, состоящая из точечных и равных по абсолютной величине положительного и отрицательного электрических зарядов, находящихся на некотором расстоянии  $d$  друг от друга.

Произведение вектора  $\vec{d}$  проведённого от отрицательного заряда к положительному, на абсолютную величину зарядов называется электрическим дипольным моментом:  $\vec{p} = q \cdot \vec{d}$

Силовые линии  
электрического диполя



Рассмотрим дипольный момент, изменяющийся со временем. В этом случае его поле также будет изменяться.

Формулы для поля, создаваемого точечным электрическим диполем, находящимся в заданной точке пространства существенно упрощаются если **размеры системы много меньше длины излучаемой волны**, скорости зарядов много меньше скорости света, а поле рассматривается **на расстояниях** много больших, чем длина волны. Такую область поля называют **волновой зоной**.  
 В волновой зоне, в вакууме, для напряженностей электрического и магнитного полей в системе единиц СГС справедливы выражения:

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{c^2 r} \left[ \left[ \ddot{\vec{p}}, \vec{n} \right], \vec{n} \right] = \vec{E}(\vec{r}, t); \quad (1)$$

$$\vec{H}(t) = \vec{B}(t) = \frac{1}{c^2 r} \left[ \ddot{\vec{p}}, \vec{n} \right] = \vec{H}(\vec{r}, t); \quad (2)$$

Полагается, что:

1. Точечный диполь находится в начале системы координат;
2.  $\vec{r}$  - радиус вектор, проведенный из начала СО в точку, в которой определяется поле;
3.  $\vec{p}$  - дипольный момент, которым обладала система, излучающая поле в момент времени  $t$  (то есть  $\vec{p}(t)$ ), а  $\vec{n} = \frac{\vec{r}}{r}$ ,  $c$  - скорость света в вакууме.

4. Две точки над вектором  $\vec{p}$  означают вторую полную производную по времени

Из выражений (1) и (2) на предыдущем слайде следует  $\vec{E} = [\vec{B}, \vec{n}]$ ; (3)

$$[\vec{n}, \vec{E}] = [\vec{n}, [\vec{B}, \vec{n}]] = \vec{B}(\vec{n}, \vec{n}) - \vec{n}(\vec{n}, \vec{B}) = \vec{B}$$

$$\vec{B} = [\vec{n}, \vec{E}];$$

Векторы  $\vec{n}, \vec{E}, \vec{B}$  образуют правую тройку векторов.

Отметим, что в вакууме в системе единиц СГС  $|\vec{E}| = |\vec{B}|$ , в то время как в системе единиц СИ  $|\vec{E}| = B \sqrt{\mu\epsilon_0}$

Из (1), (2) следует

$$|\vec{E}| = |\vec{B}| = \frac{\ddot{p} \sin \theta}{c^2 r},$$

где  $\theta$  - угол между направлениями векторов  $\vec{p}$  и  $\vec{n}$

Так как  $\vec{p} = \sum e r$ ,  $\ddot{\vec{p}} = \sum \ddot{e} r$  - заряды излучают ЭМВ только при ускоренном движении!

# УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МОЩНОСТИ, ИЗЛУЧАЕМОЙ

ДИПОЛЕМ

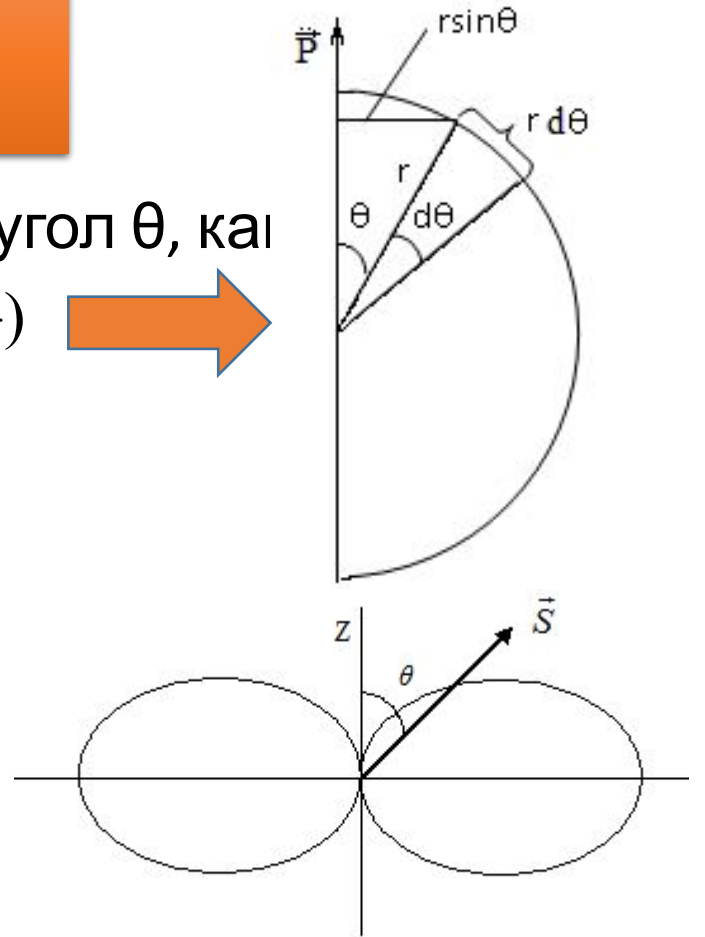
Введем сферическую систему координат. Полярный угол  $\theta$ , как ранее, будем отсчитывать от направления вектора  $\vec{p}$  ( $\vec{r} = \frac{r}{c}$ )

Вектор  
Пойнтинга

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}, \vec{B}] = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \cdot \vec{B} \cdot \vec{n};$$

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \cdot \left( \frac{1}{c^2 r} \ddot{p} \sin \theta \right) \cdot \left( \frac{1}{c^2 r} \ddot{p} \sin \theta \right) \cdot \vec{n};$$

$$\vec{S} = \frac{\ddot{p}^2 \sin^2 \theta}{4\pi c^3 r^2} \vec{n};$$



Максимум интенсивности наблюдается в экваториальной плоскости, минимум - в перпендикулярном направлении.

Если  $\vec{p} = p_0 \cos \omega t$ ,  $\dot{p} = -p_0 \omega \sin \omega t$ ;  $\ddot{p} = -\omega^2 p_0 \cos \omega t = -\omega^2 p \Rightarrow \ddot{p} \downarrow \uparrow p_0$ ;

и

$$p_0 = e\vec{d}; \quad \ddot{p} \downarrow \uparrow \vec{d}.$$

# Определение полной мощности излучения

ДИПОЛЯ

Физический смысл вектора Пойнтинга – мгновенная поверхностная плотность

мощности. Для определения полной мощности излучения  $I$ , найдем поток энергии через

всю сферическую поверхность. Разделим поверхность сферы на пояса, соответствующие углам  $d\theta$ . Площадь каждого такого пояска  $dF$  есть

$$dF = 2\pi \cdot (r \sin \theta) \cdot (r d\theta) = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta;$$

$$I = \int S dF = \int_0^{\pi} \frac{p^2 \sin^2 \theta}{4\pi c^3 r^2} \cdot 2\pi r^2 \sin \theta d\theta =$$

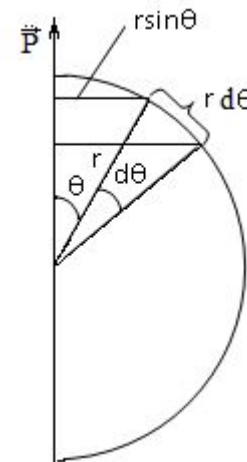
$$= \frac{p^2}{2c^3} \int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta = \frac{p^2}{2c^3} \int_0^{\pi} (1 - \cos^2 \theta) d(-\cos \theta).$$

Введем замену

$$\cos \theta = x.$$

переменных:

$$I = -\frac{p^2}{2c^3} \int_{+1}^{-1} (1 - x^2) dx = -\frac{p^2}{2c^3} \left( x \Big|_{+1}^{-1} - \frac{x^3}{3} \Big|_{+1}^{-1} \right) =$$



$$= -\frac{\ddot{p}^2}{2c^3} \left( -2 - \left( \frac{2}{3} \right) \right) = -\frac{\ddot{p}^2}{2c^3} \left( -\frac{4}{3} \right);$$

$$I = \frac{2\dot{p}^2}{3c^3}.$$

Если из всех зарядов системы ускоренно движется только один, то

$$\dot{\vec{p}} = \sum e \ddot{\vec{r}} = e \dot{V}; \quad \ddot{p} = e \dot{V}.$$

$$I = \frac{2e^2 V^2}{3c^3};$$

или

$$I = \frac{2e^2 a^2}{3c^3} = \frac{2e^2 \dot{x}^2}{3c^3}.$$



# СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕНИЕ МОЩНОСТИ ЭМП, ИЗЛУЧАЕМОЕ ДИПОЛЕМ,

СОВЕРШАЮЩИМ ГАРМОНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

$$p = er; \quad \dot{p} = e\dot{r};$$

$$r = r_0 \cos \omega t; \quad \dot{r} = -r_0 \omega \sin \omega t; \quad \ddot{r} = -r_0 \omega^2 \cos \omega t;$$

$$I = \frac{2\dot{p}^2}{3c^3} = \frac{2e^2}{3c^3} r_0^2 \omega^4 \cos^2 \omega t;$$

Частоты, с которыми приходится иметь дело при изучении явлений атомного масштаба, обычно так велики, что приемники излучения не в состоянии уследить за колебаниями интенсивности и регистрируют среднее значение. Среднее значение  $\cos^2 \omega t$  за время  $t_0$  определится стандартным образом:

$$\overline{\cos^2 \omega t} = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \cos^2 \omega t dt = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \frac{1 + \cos 2\omega t}{2} dt = \frac{1}{2} + \frac{1}{2t_0\omega} \int_0^{t_0} \cos 2\omega t d(2\omega t)$$

Подчеркнутый интеграл ограничен и, по крайней мере, не превышает значения на промежутке, равном половине периода косинуса, в то время как  $t_0$  может быть сколь угодно большим. Так для  $\nu = 10^{14} \text{ c}^{-1}$  и  $t_0 = 1 \text{ c}$

$$2t_0\omega = 2 \cdot 2\pi \cdot 10^{14} \cdot 1 \approx 10^{15}$$

Таким образом

$$\overline{\cos^2 \omega t} = \frac{1}{2}$$

$$\bar{I} = \frac{2e^2}{3c^3} r_0^2 \omega_0^4 \cdot \frac{1}{2} = \frac{e^2 r_0^2 \omega_0^4}{3c^3}.$$

Полученный результат составляет идейную основу для рассмотрения взаимодействия рентгеновских лучей с кристаллами.

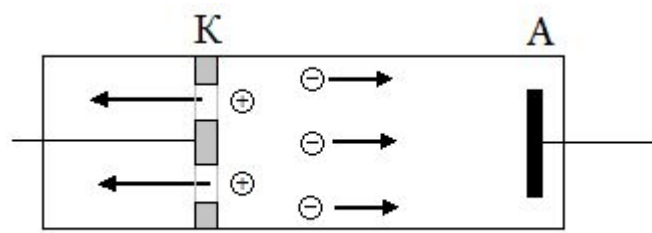
## ОТКРЫТИЕ КАНАЛОВЫХ И АНОДНЫХ

Катодные лучи - поток **отрицательно** заряженных частиц, получивших название электронов.

Возможно ли тем же путем, каким были получены катодные лучи, создать **лучи, заряженные положительно?**

Эуген Гольдштейн в 1886 г. получил положительно заряженные лучи.

Он рассуждал и действовал следующим образом: если сохранить в разрядной трубке небольшое количество газа, то электроны, сталкиваясь на своем пути с молекулами остаточного газа, будут выбивать из их состава электроны, то есть, **ионизировать** их. Образовавшиеся **ионы будут положительно заряженными**. Они увлекаются к катоду приложенным к разрядной трубке напряжением. Эти ионы летят к катоду и застревают в нем, если в катоде не высверлить, каналы, позволяющие ионам свободно пролетать через катод, полученные таким образом лучи были названы **канальными**. Снова захватывая электроны, они испускают свет. Описанная интерпретация свечения в разрядной трубке подтверждена наблюдениями Штарка, изучавшим эффект Допплера на испускаемом канальными лучами свете.

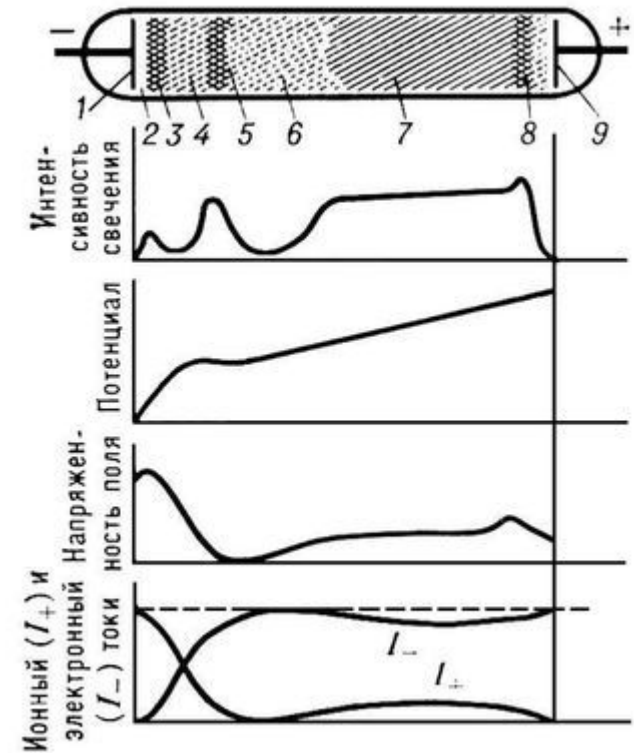


## Схема опыта

### Гольдштейна

Основные процессы в тлеющем газовом разряде происходят вблизи катода. В ближайшем к катоду астоновом темном пространстве электроны ускоряются и начинают возбуждать молекулы газа – образуется светящаяся пленка... затем еще ряд темных и светлых полос. Таким образом, **положительно заряженные ионы образуются во всем пространстве трубки**, но ускоряются только в непосредственной близости от катода.

При определенных условиях **анод также испускает положительно заряженные лучи**. В этом случае они состоят из ионов, вырванных из атомной решетки анода; такие лучи названы анодными лучами. Свойства этих положительных лучей можно изучить теми же способами, которые использовались при изучении катодных лучей. Полученные при этом заряды ионов соответствовали значениям, кратным заряду электрона, а **массы** имели те же значения, которые получали химики своими методами.



Внешний вид и распределение параметров в нормальном тлеющем разряде при относительно низком давлении: 1 — катод; 2 — астоново темное пространство; 3 — астоново свечение (катодная плёнка, катодный слой); 4 — катодное темное пространство; 5 — катодное (отрицательное, тлеющее) свечение; 6 — фарадеево темное пространство; 7 — положительный столб; 8 — анодная область; 9 — анод.

По параметрам траектории заряда, движущегося в электрическом и магнитном поле, можно определить отношение величины заряда к массе, а зная сам заряд – и массу.

Этот метод применил к ионам в своем масс-спектрометре английский физик Астон. Решение Нобелевского комитета от 09.11.1922 «Присудить премию по химии Френсису Уильяму Астону за открытие с помощью масс-спектрографа **явления изотопии** у многих простых нерадиоактивных тел, а также закона **Цезия** при свечении разряда в разряженном газе, физики столкнулись с целым рядом до того неизвестных явлений, наблюдали **ряд излучений**, с которыми были ранее незнакомы. Картина была непривычной, сложной и, во многом, неясной.

Физика газового разряда на этом не заканчивается, а, пожалуй, только начинается. До сих пор не разобрались с четочными и шаровыми молниями, не говоря уже о высокотемпературной плазме. А в последнее время в верхних слоях атмосферы, на высотах 50-100 км., где нет грозовых туч, были открыты причудливые скоротечные процессы, сопровождаемые световым излучением. Им даны полумистические названия: эльфы, спрайты, голубые джеты, тайгоры.

# МОЛНИ Я



# МОЛНИЯ



# КОРОННЫЙ





ДЖЕТ

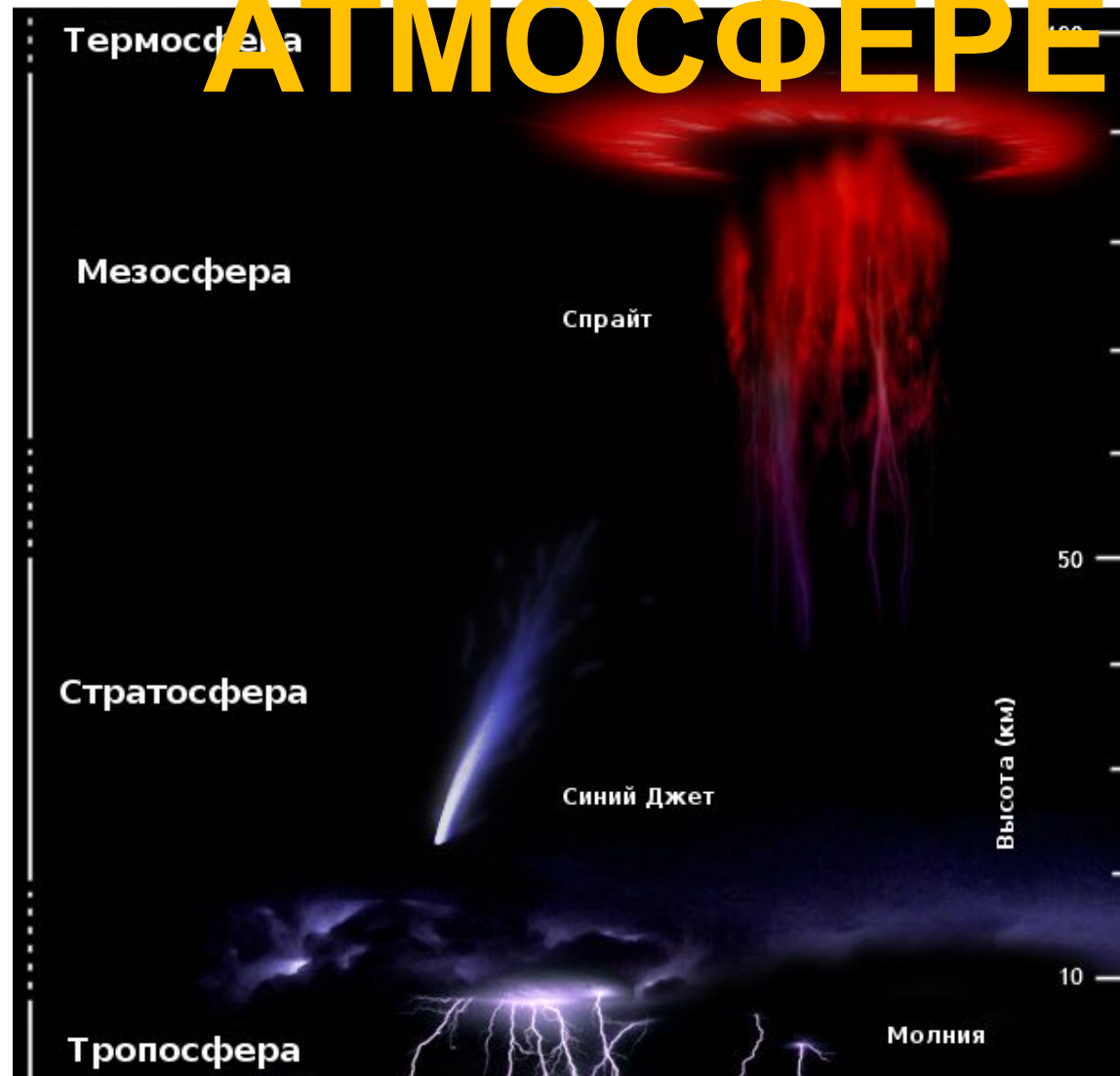
Ы



# СПРАЙТ



# ВЫСОТНЫЕ РАЗРЯДЫ В АТМОСФЕРЕ



Вильгельм Рентген, также изучавший разряд в газе, в декабре 1895 г. открыл лучи, которые отличались от всех предыдущим тем, что они имели невиданную проникающую способность.

Устройство, рентгеновской трубки. Условия ее эксплуатации при которых возникает рентгеновское излучение.

Она представляет собой эвакуированный баллон с несколькими электродами. Нагреваемый током катод К служит источником свободных электронов, испускаемых вследствие термоэлектронной эмиссии. Цилиндрический электрод Ц служит для фокусировки электронного пучка. Мишенью является анод А, который называют часто антикатодом.

Рентген в свое классическом эксперименте обнаружил, что при соударении быстрых электронов с анодом (или вообще с веществом) возникает сильно проникающее излучение неизвестной природы. На Западе рентгеновские лучи обычно называют **X-лучами**.

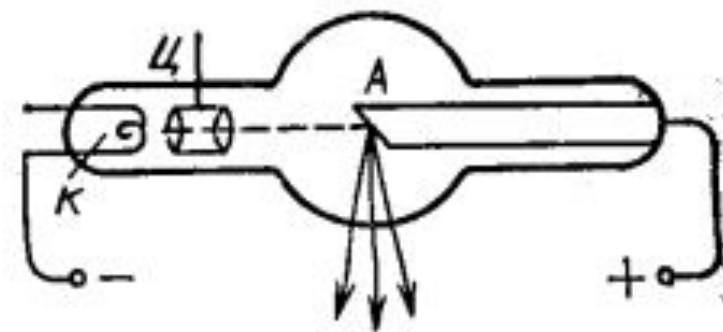


Схема рентгеновской трубки

1. Для ускорения электронов в рентгеновских трубках используют разности потенциалов не менее нескольких **десятков киловольт.**
2. Трубки должны быть откачены до **высокого вакуума.**

Согласно современным представлениям, рентгеновские лучи являются **очень коротковолновым ЭМИ.**

Сам Рентген после открытия лучей предполагал, что они являются **продольными световыми волнами.**

Однако, уже в **1897 г. Стокс** высказал правильное предположение о их природе.

Предположение **о заряженности лучей** было сразу же отвергнуто, так как они не испытывали отклонения ни в электрическом ни в магнитном поле.

# МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При попадании быстрого электронного пучка на антикатод большинство электронов испытывают скользящие (косые, нецентральные) столкновения с атомами антикатада. При таких столкновениях они теряют свою энергию в результате большого количества столкновений, проникают в глубину антикатада и их энергия выделяется, в основном, в виде колебаний решетки, т.е. в виде тепла. Именно для отвода этого тепла аноды делаются массивными и охлаждаемыми.

Однако небольшая доля электронов (не более 1-3%) испытывает резкое торможение в результате центральных соударений с атомами поверхностного слоя. Из теории интеграла Фурье следует, что в этом случае в спектре излучаемой ЭМВ появляется очень высокочастотная компонента.

Испытывающий ускорение заряд становится источником электромагнитных волн. Причем мощность излучения пропорциональна квадрату заряда электрона и квадрату его ускорения:

$$\bar{I} = \frac{1}{3} \cdot \frac{e^2 a^2 \omega^4}{c^3}.$$

Из данной формулы очевидно, что заметное излучение может наблюдаться только для достаточно быстрых электронов при их резком торможении. Исходя из вышесказанного ясно почему на рентгеновские трубки подается большая разность потенциалов, а аноды делаются из тяжелых (и тугоплавких) металлов. Получаемое таким образом излучение называют **тормозным**.

Рентгеновские лучи практически **не испытывают преломления** при прохождении через вещество. В соответствии с теорией поглощения ЭМИ **классическими осцилляторами** показатель преломления вещества должен был бы испытывать тенденцию к падению при уменьшении длины волны излучения. Это свидетельствовало в пользу того, что данные лучи имеют очень **малую длину волны**.

В 1899 г. голландские физики Хэг и Винд пропустили пучок **X**-лучей через **V**-образную щель и изучили картину, полученную на фотографической пластинке. Изображение щели оказалось **шире и структурнее**, чем можно было бы ожидать при прямолинейном распространении пучка. Размытие пучка было объяснено **дифракционными эффектами** и была оценена **длина волны** лучей с наблюдаемой дифракционной картиной. Она оказалась порядка

# ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАССЕЯНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Электрический вектор ЭМВ, излучаемой диполем

$$\vec{E} = \frac{1}{c^2 r} \left[ \ddot{\vec{p}}, \vec{n} \right], \vec{n}$$

Если  $\vec{n} \perp \ddot{\vec{p}}$   $\rightarrow$   $\vec{E} = \frac{1}{c^2 r} \left( \ddot{\vec{p}} - \frac{\ddot{\vec{p}} \cdot \vec{n}}{n^2} \vec{n} \right) = \frac{1}{c^2 r} \ddot{\vec{p}}$

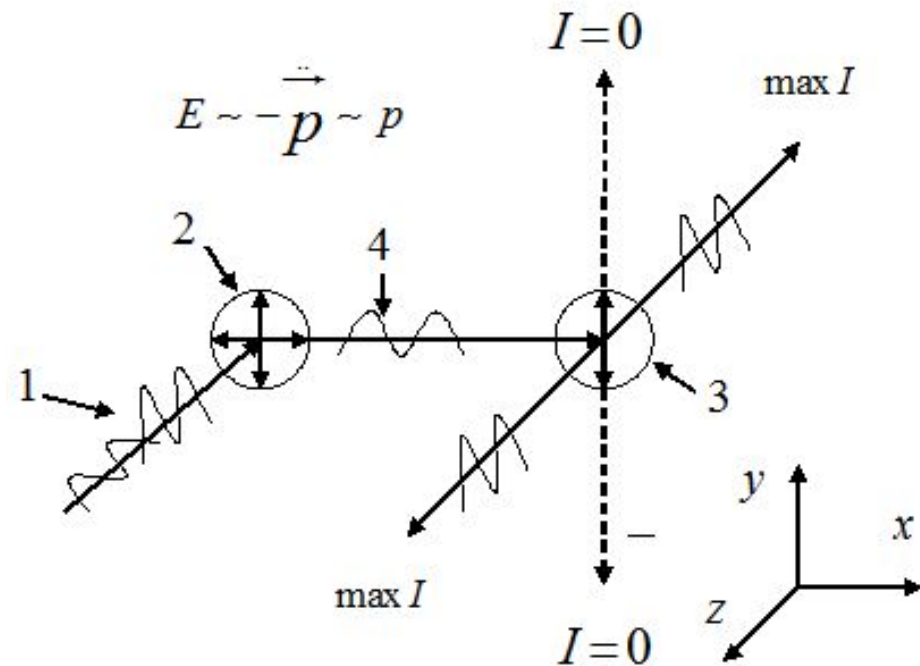
$$\vec{p} \uparrow \downarrow \ddot{\vec{p}} \rightarrow \vec{E} \uparrow \uparrow \vec{p}$$

Электрический вектор совершает колебания в той же плоскости, что и положительный заряд диполя и в фазе с ним.



Если рентгеновское излучение является электромагнитными волнами, то эти волны **должны быть поперечными**. Английский физик Чарлз Баркла в 1904 г. сумел продемонстрировать ЭМ природу лучей и их поляри-

Схема эксперимента Баркла показана на рисунке и соответствует случаю  $n \perp p$



Баркла поставил свой опыт в предположении, что рентгеновские лучи являются электромагнитными волнами.

1 – неполяризованное рентгеновское излучение

2 – первый рассеиватель

3 – второй рассеиватель

250215



**Чарлз Гловер Баркла**  
Charles Glover Barkla, [1877](#)—[1944](#)

1. Пучок неполяризованных рентгеновских лучей, распространяющийся в направлении  $Z$  падает на небольшой блок углерода.
2. Электроны в атомах углерода приводятся в колебание электрическими векторами рентгеновских лучей и затем, так как колебание есть движение ускоренное, вновь излучают.
3. В первичном пучке рентгеновских лучей электрические векторы расположены только в плоскости  $XU$ . Электроны мишени приводятся в колебание только в плоскости  $XU$ .
4. Электрический вектор электромагнитного излучения, распространяющегося после рассеяния в направлении  $X$ , будет расположен только вдоль оси  $U$ , поэтому это излучение является плоскополяризованным.
5. Во втором блоке колебания электронов могут возбуждаться только в направлении  $U$ .
6. Рентгеновские лучи, испускаемые в результате ускоренного движения электронов вдоль оси  $U$ , должны иметь определенную диаграмму  $\Phi$  направленности. Из которой следует **отсутствие излучения в направлении оси  $U$** , что и было экспериментально показано Барклой. Это

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В 1912 году Максом фон Лауэ, был предложен способ определения длины волны рентгеновского излучения методом дифракции. В экспериментах подобного рода период структуры, на которой наблюдается дифракция, должен быть порядка длины волны излучения. Лауэ обратил внимание, что длина волны, приписываемая **X**-лучам порядка 1 Å. т.е. расстояния между атомами в кристаллической решетке.

## Механизм взаимодействия X-лучей с периодической решеткой

В постоянном электрическом поле наблюдается поляризация атомов. В переменном поле индуцируются колебания электрических зарядов, входящих в состав атома. Таким образом, часть энергии электромагнитной волны расходуется на образование осциллирующего электрического диполя, при этом амплитуда падающей волны, естественно, уменьшается. В свою очередь, осциллирующий диполь излучает электромагнитные волны и эти вторичные волны распространяются во всех направлениях, за исключением направления, совпадающего с осью диполя.

Такое описание напоминает принцип Гюйгенса-Френеля, согласно которому при распространении излучения в вакууме каждая точка волнового фронта рассматривалась как источник вторичных волн. В случае взаимодействия с веществом вторичными источниками волн являются атомы вещества.

Одним из следствий принципа Гюйгенса-Френеля являлось описание закона зеркального отражения. Естественно, что он должен выполняться и в этом случае, единственным отличием будет то, что рассеивающие центры расположены не непрерывно, а дискретно, но это может сказаться только на интенсивности рефлексов.

С другой стороны, сразу же становится ясно, что заметные рефлекссы могут наблюдаться только от кристаллических плоскостей с достаточно высокой плотностью атомов. Однако, в данном случае отражение происходит не от одной плоскости, а от системы параллельных плоскостей. Это вносит свою специфику в условия, при которых возможно реальное наблюдение рефлексов.

# ПОНЯТИЕ О КОГЕРЕНТНОСТИ

Рассмотрим в пространстве две произвольные точки  $P_1$  и  $P_2$  выбранные с таким условием, что в момент времени  $t = 0$  через них проходит волновой фронт некоторой ЭМВ. - электрические поля в этих точках. Говорят, что для волнового фронта существует *полная* когерентность, если заданная в момент времени  $t = 0$  разность фаз для поля, прошедшего через сохраняется в любой момент времени  $t > 0$ . Если это условие выполняется для любых пар точек волнового фронта, но в течение ограниченного промежутка времени, то данная волна обладает только ***полной пространственной когерентностью***.

Если условие постоянной разности фаз выполняется внутри некоторой конечной области, то говорят, что волна характеризуется ***частичной пространственной когерентностью***. Причем для любой точки можно определить соответствующую ***область когерентности***.

# УСЛОВИЕ ВУЛЬФА - БРЭГГА

Рассмотрим параллельный пучок рентгеновского излучения, падающий на систему кристаллографических плоскостей с межплоскостным расстоянием  $d$ .

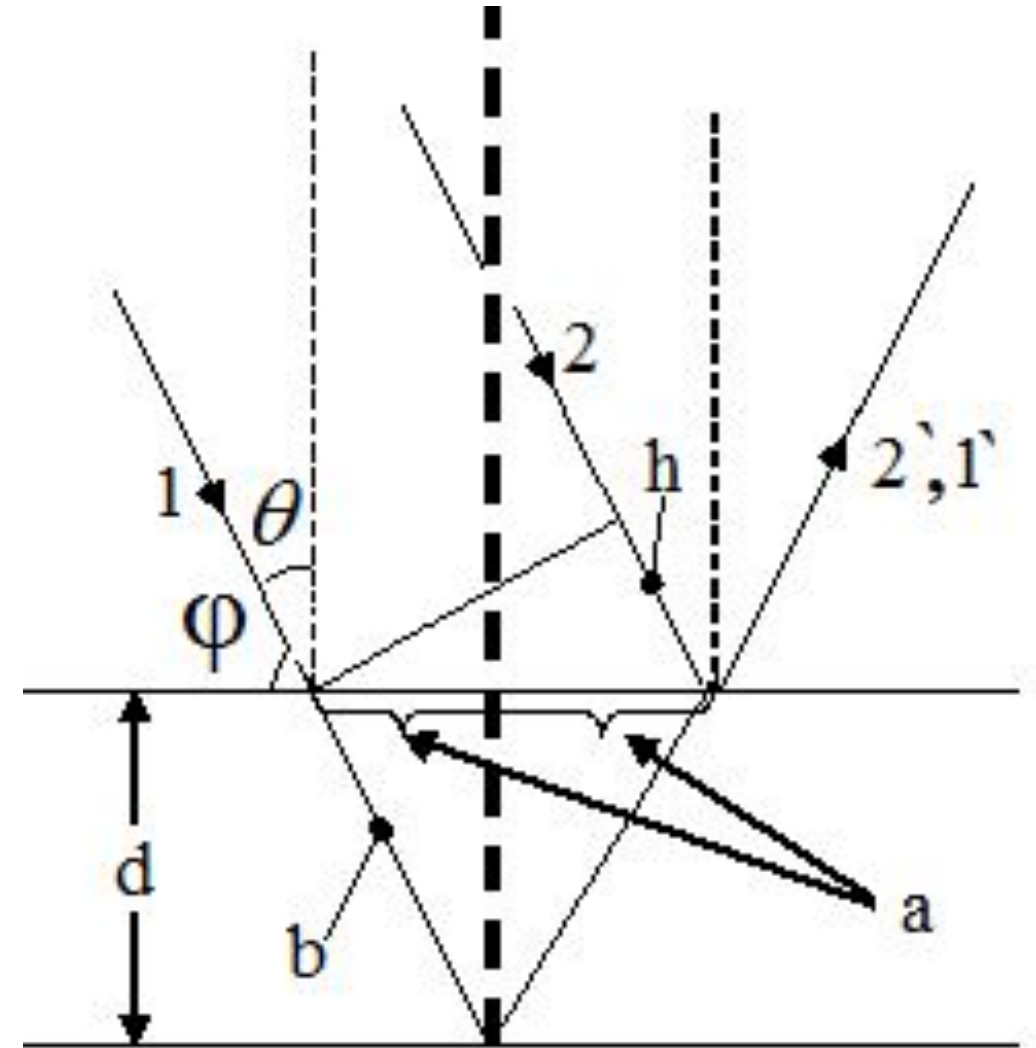
$\Theta$  – угол падения;

$\lambda$  - длина волны;

показатель преломления среды  $n = 1$ .

Возьмем из пучка два луча 1 и 2, которые после отражения от соседних плоскостей распространяются по одному оптическому пути. Будем полагать, что лучи 1 и 2 **принадлежат одной области когерентности**.

Запишем их разность хода  $\Delta = 2b - h$



$$b = \frac{d}{\cos \theta};$$

$$h = 2a \sin \theta;$$

$$a = d \cdot \operatorname{tg} \theta;$$

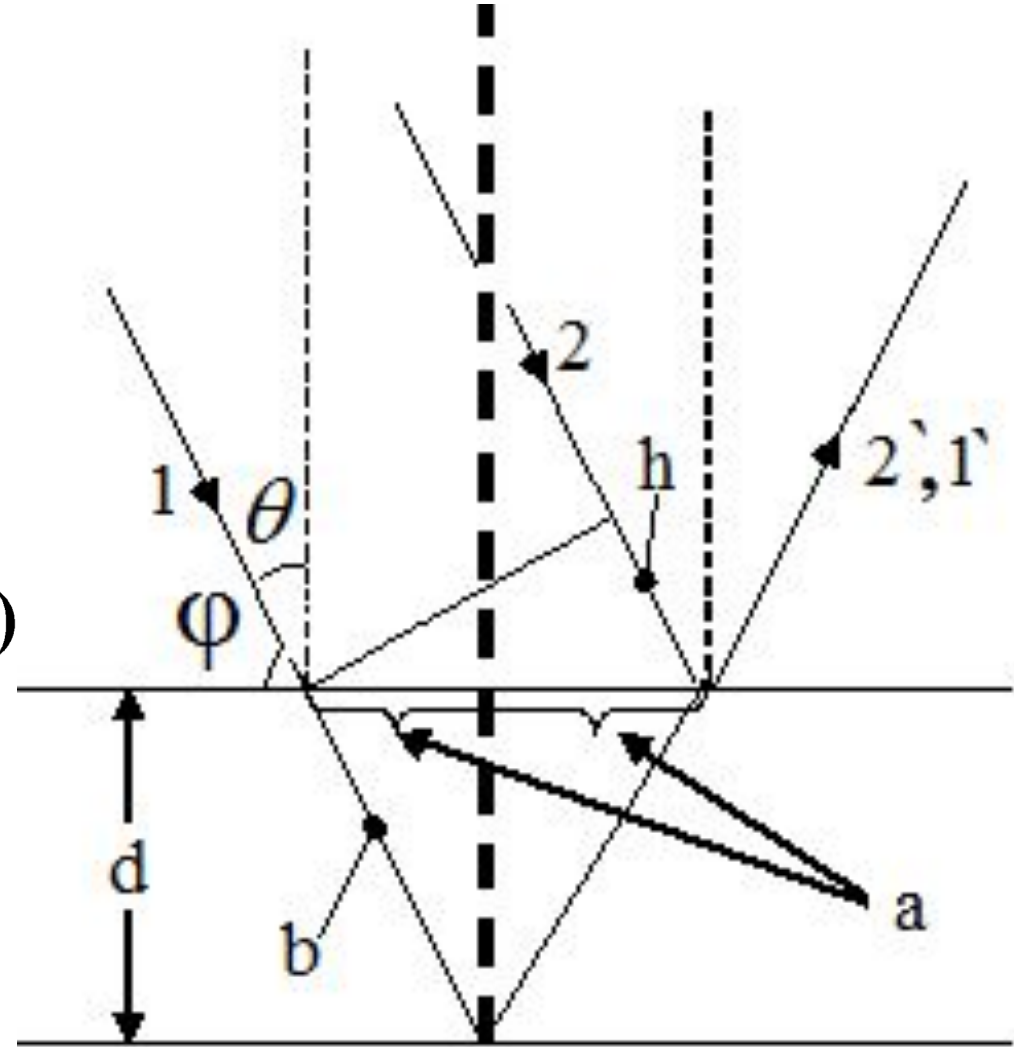
$$\Delta = \frac{2d}{\cos \theta} - \frac{2d \sin^2 \theta}{\cos \theta} = \frac{2d}{\cos \theta} (1 - \sin^2 \theta)$$

$$\Delta = 2d \cos \theta;$$

Условие максимума

интерференции

$$2d \cos \theta = m\lambda; \quad m = 1, 2, 3, \dots$$



Если вместо угла падения использовать угол скольжения  $\varphi$ , то формула запишется в виде  $2d \sin \varphi = m\lambda; \quad m = 1, 2, 3, \dots$

Это соотношение носит названия «условие Вульфа-Брэгга».

При падении монохроматического рентгеновского пучка на кристаллическую плоскость максимумы отражения можно наблюдать только при вполне определенных углах падения.

В реальности, в силу большой проникающей способности X-лучей, отражение и последующая интерференция происходят не от двух плоскостей, а от всех в данном кристалле, составляющих угол  $\Theta$  с падающим пучком. Это приводит к тому, что вместо широких интерференционных максимумов получаются **узкие** интерференционные линии, как в дифракционной решетке.

Сейчас мы рассматривали отражение рентгеновского излучения от плоскости параллельной поверхности кристалла, однако, учитывая близость показателя преломления кристалла к 1 и высокую проникающую способность X-лучей, ничто не мешает нам с теми же результатами рассматривать отражение и от внутренних плоскостей кристалла, которые также будут давать интерференционные максимумы в каждом случае для своего угла.

Метод, в котором осуществляется наблюдение таких максимумов при дифракции монохроматического рентгеновского излучения на **МОНОКРИСТАЛЛЕ** называется **СПОСОБОМ БРЕГГА.**



Схема реализации метода Брэгга приведена на рисунке. **Монокристалл** облучается **монохроматическим** рентгеновским излучением. Исследуется отражение от определенной системы кристаллографических плоскостей при вращении монокристалла.

$\alpha$  - угол скольжения рентгеновского луча относительно выбранной кристаллографической плоскости.

$2\alpha$  - угол между направлением на приемник и падающим лучом.

В соответствии с формулой Вульфа-Брэгга, отражение происходит лишь при углах падения, удовлетворяющих условию

$$2d \cos \theta = m\lambda.$$

Зная  $\theta$ ,  $m$  и  $\lambda$  пользуясь данной формулой можно **определить межплоскостное расстояние в кристалле.**



Исторически впервые дифракция рентгеновских лучей была обнаружена при прохождении рентгеновских лучей **со сплошным** спектром через монокристалл сульфата меди (медный купорос). По инициативе **Макса фон Лауэ** эти эксперименты были поставлены молодыми физиками Вальтером Фридрихом и Паулем Книппингом в 1912 году в Мюнхенском университете.

The Nobel Prize in Physics 1914 was awarded to Max von Laue "*for his discovery of the diffraction of X-rays by crystals*".



**Макс фон Лауэ** (Max von Laue)  
1879-1960

Осуществляется этот эксперимент довольно просто. При падении рентгеновского излучения со сплошным спектром на монокристалл каждая из систем параллельных плоскостей, проведенных через узлы решетки будет давать рефлекс под своим углом зеркального отражения. Причем ясно, что разность хода

может быть набрана различными способами: например, одновременно будут наблюдаться максимумы **первого порядка** для некоторой  $\lambda_1$ , такой, что

$$2d \cos \theta = 1 \cdot \lambda_1$$

Максимумы второго порядка для  $\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{2}$   $2d \cos \theta = 2 \cdot \frac{\lambda_1}{2}$ .

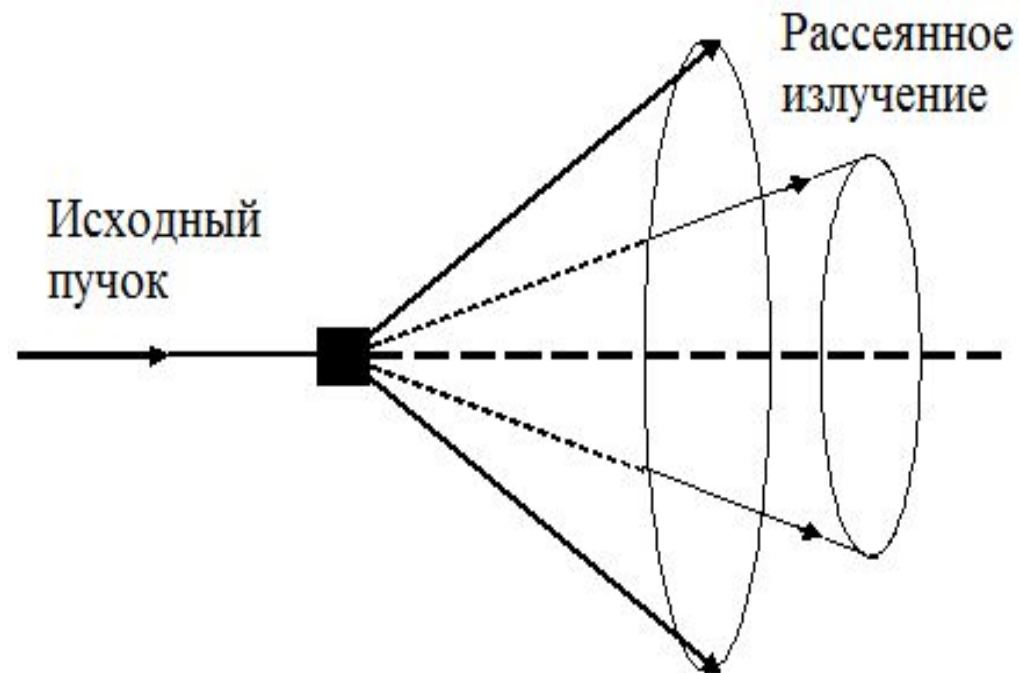
И так далее  $2d \cos \theta = m \cdot \frac{\lambda_1}{m}$ .

Таким образом, каждое пятно **лауэграммы** является результатом интерференционного отражения разных порядков от одной системы кристаллографических плоскостей, что исключает применение метода Лауэ для расшифровки структуры кристаллов. \* Лауэграммы применяются для изучения несовершенств внутреннего строения кристаллов.

## Наблюдение дифракции рентгеновских лучей способом Дебая -

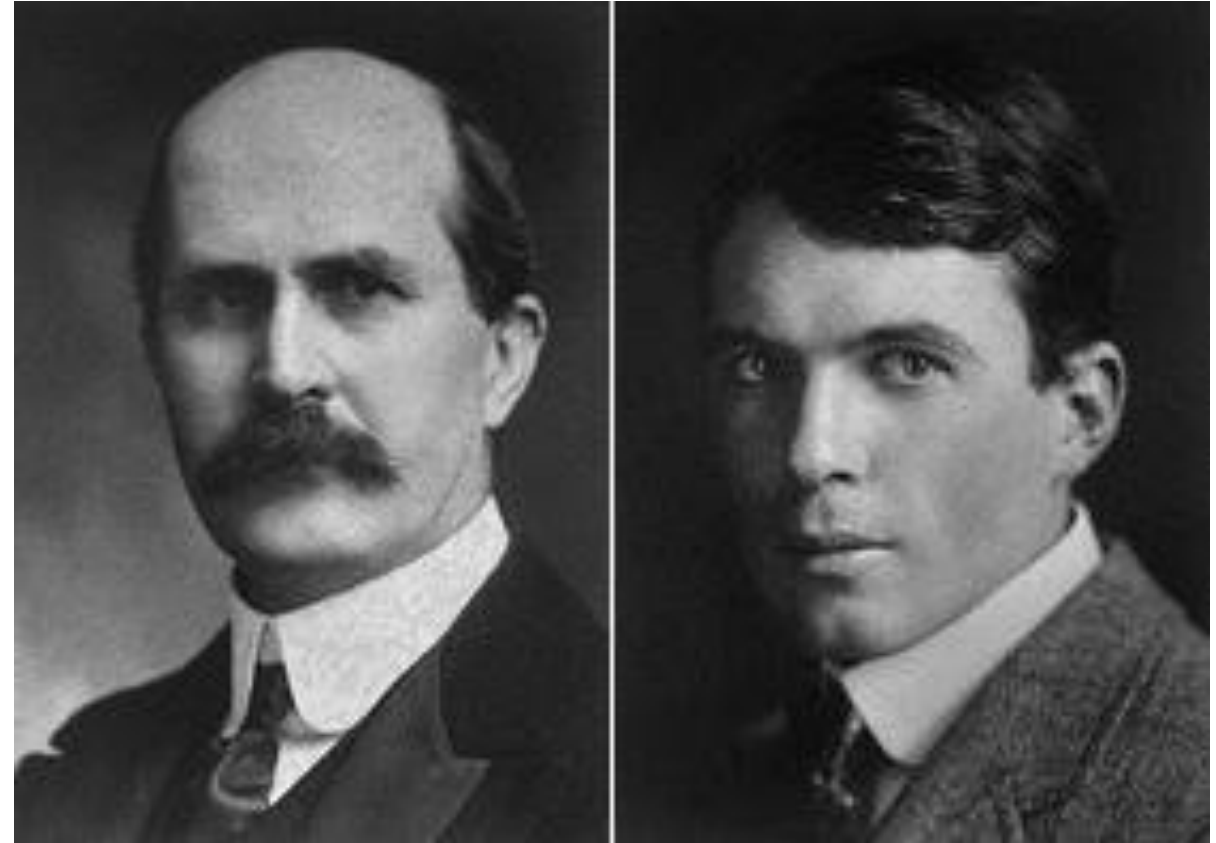
Щерба  
Монокристаллы больших размеров получать трудно. Проще получить порошок, который состоит из маленьких монокристаллов, **ориентированных беспорядочно**. Метод предложен в 1916 году. В нем тонкий пучок монохроматического рентгеновского излучения падает на поликристаллический образец. В реализуется сразу весь набор углов падения на все кристаллографические плоскости.

~~Однако, условие Вульфа-Брэгга~~ выполняется только для некоторых углов. Именно при этих углах наблюдается интенсивное рассеяние, причем так как опыт имеет аксиальную симметрию, то излучение рассеивается вдоль образующих **соосных конусов**, имеющих соответствующие углы раствора. Рассеянное излучение можно регистрировать на фотопленке (дебаеграмме), либо приемником рентгеновского излучения, который движется вокруг источника рассеянного излучения.



**Метод Дебая-Шерера широко применяется для установления размеров и формы элементарной ячейки, размеров и формы элементарной кристаллической ячейки, размеров и пространственной ориентации кристалликов, определения деформаций и напряжений, а также для фазового анализа поликристаллических объектов.**

В основе всех экспериментальных методов, лежит формула Вульфа-Брэгга, кажущаяся нам сейчас чуть ли не очевидной. Однако, Нобелевский комитет был совершенно другого мнения и решением от 12.11.1915 года присудил Нобелевскую премию по физике Уильяму Генри Брэггу и Уильяму Лоуренсу Брэггу – **«за крупный вклад в изучении структуры кристаллов с помощью рентгеновских лучей».**



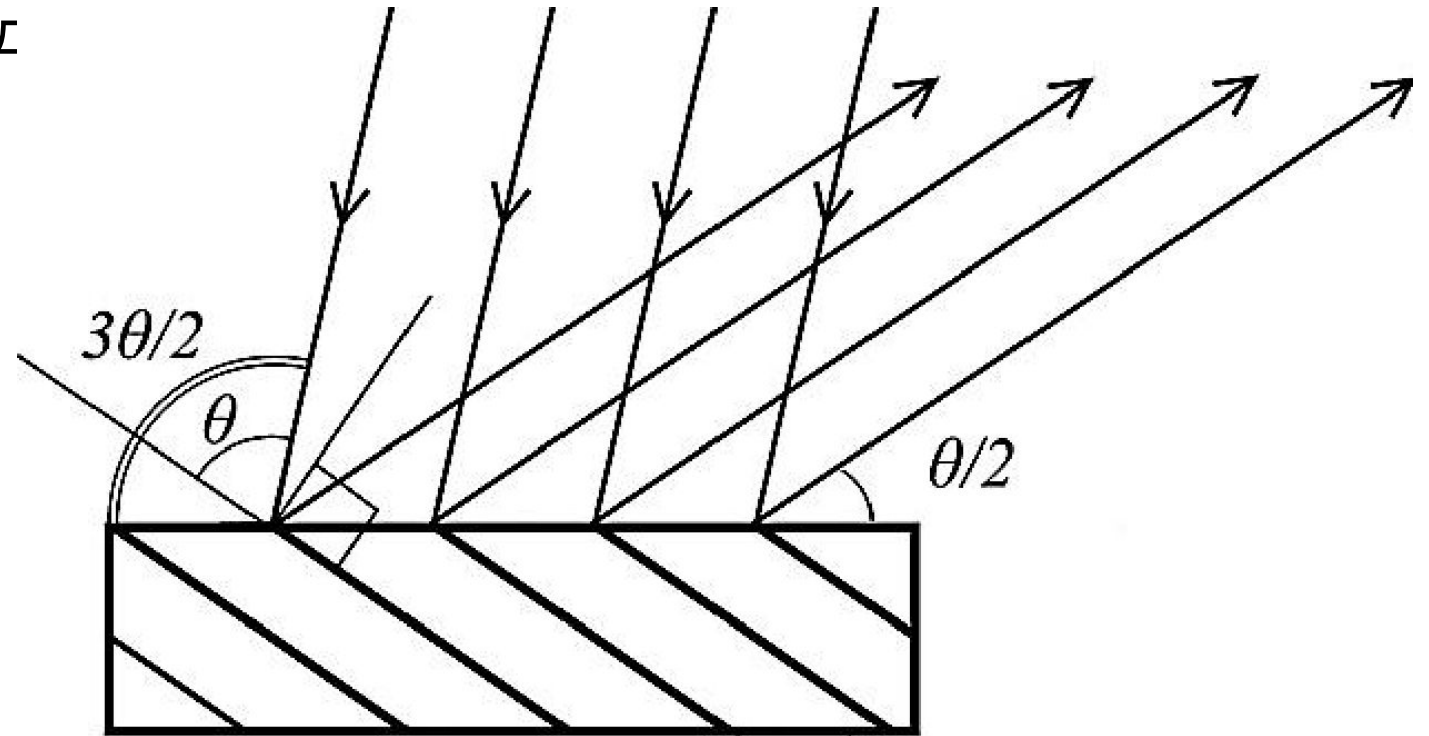
**William Henry Bragg, 1862–1942**

**William Lawrence Bragg, 1890–1971**

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

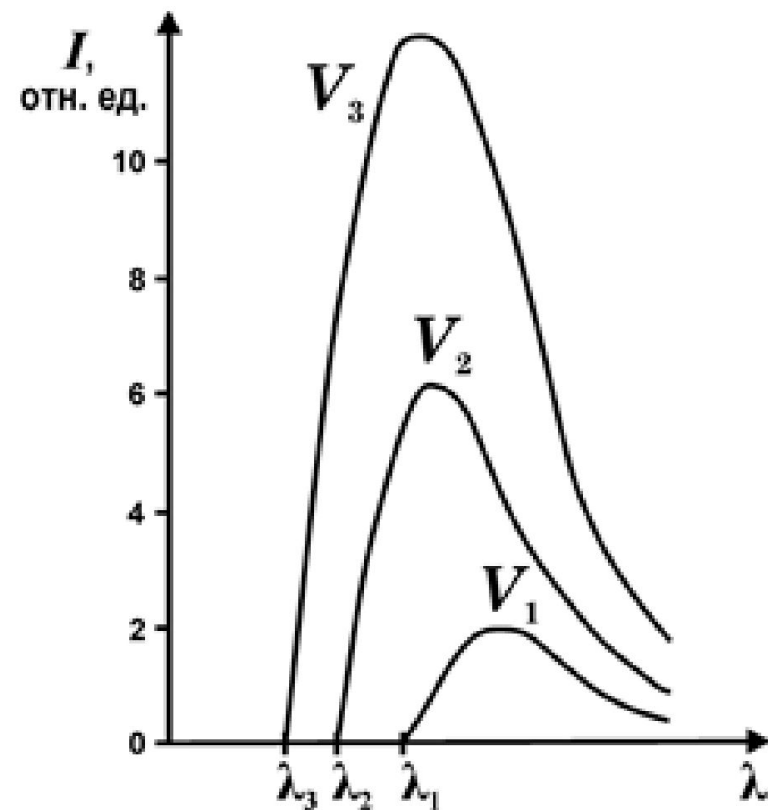
На формуле Вульфа-Брегга основан простой принцип выделения нужных длин волн из полихроматического спектра излучения. В самом простом случае используется плоская пластинка, например, из монокристалла кремния или германия, поверхность которой параллельна кристаллографическим плоскостям. Меняя расположение монохроматора, можно добиться выполнения условия дифракции  $d$

В результате оказалось возможным построить зависимость интенсивности излучения от угла дифракции.



Рассмотрим ее основные особенности. Как отмечалось ранее, рентгеновское излучение образуется при торможении быстрых электронов, согласно представлениям классической электродинамики. Такое излучение называется **тормозным** и, если энергия электронов не превышает некоторой характеристической для данного вещества величины, имеет **сплошной «белый» спектр**. Пример такого спектра приведен справа.

Зависимость интенсивности от длины волны имеет **максимум** при определенной длине волны. Спадание интенсивности в коротковолновую и длинноволновую сторону происходит **различным образом**: в сторону длинных волн кривая спадает полого, как и должно быть по теории классического осциллятора асимптотически приближаясь к нулю по мере увеличения длины волны, напротив, спадание интенсивности в коротковолновую сторону



Смещение минимальной длины волны рентгеновского излучения с увеличением разности потенциалов в рентгеновской трубке:

$$\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3,$$

$$V_1 < V_2 < V_3$$

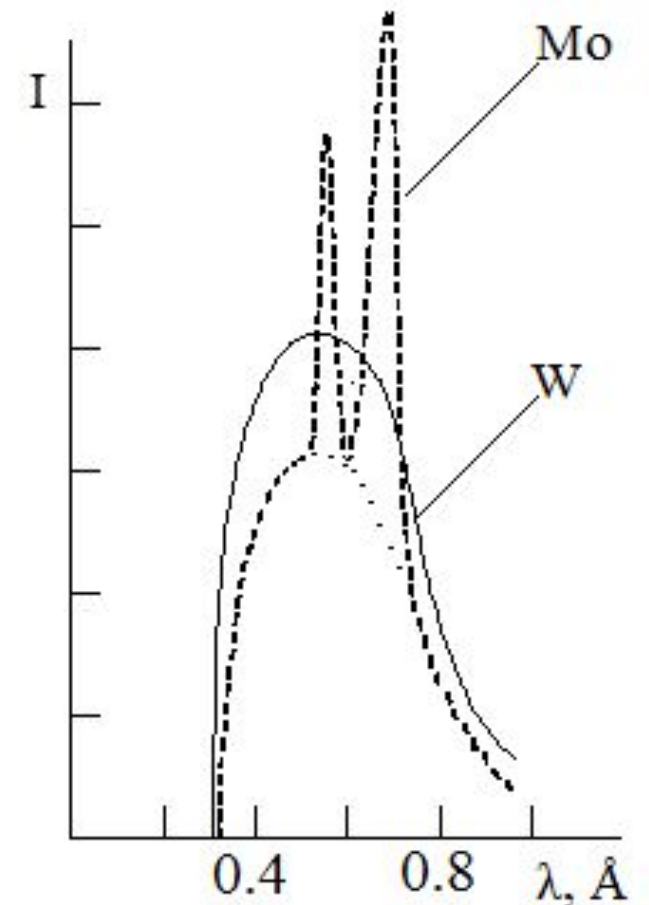
Что оказывается удивительным, эта коротковолновая граница спектра зависит только от ускоряющего напряжения и **не зависит от материала антикатада**. Существует однозначная связь между ускоряющим напряжением и длиной волны коротковолновой границы:

$$\lambda_{\min} (\text{Å}) = 12,4/V(\text{кэВ}).$$

Если энергия электронов (ускоряющее напряжение) превышает некоторую критическую величину для данного антикатада, то возникает излучение, называемое **характеристическим**.

Критическое напряжение свое для каждого элемента. Так на рисунке справа при одном ускоряющем напряжении спектр вольфрама чисто тормозной, в то время как спектр излучения молибдена имеет добавку в виде **узких линий**. Эта добавка и называется характеристическим излучением.

Данное излучение названо характеристическим по той причине, что оно **характеризует вещество антикатада** в той же степени, в какой оптический спектр испускания или поглощения газа или пара характерен для этого вещества





Открыто характеристическое рентгеновское излучение было все тем же **Чарлзом Гловером Барклой**, что открыл поляризацию рентгеновского излучения, в 1906 г.

Решение Нобелевского комитета от 12.11.1918 г.: «Присудить Нобелевскую премию по физике 1917 г. Чарлзу Гловеру Баркле за открытие характеристического рентгеновского излучения».



**Чарлз Гловер Баркла**  
*Charles Glover Barkla, [1877](#)—[1944](#)*

Рентгеновский спектр элемента не зависит от того в каком агрегатном состоянии или химическом соединении находится данный элемент.

Оптический спектр элемента зависит от его агрегатного состояния и от вхождения его в химические соединения (спектр атомарного кислорода, молекулярного, воды или окисла любого другого элемента совершенно различны и не складываются из спектров входящих в соединение элементов).

Наличие критического ускоряющего потенциала (коротковолновой границы спектра тормозного излучения) и характеристического излучения можно последовательно объяснить **только с позиций квантовой теории**.

**Отличие же поведения** характеристических оптических и рентгеновских спектров объясняется тем, что оптическое излучение взаимодействует с **внешними электронными оболочками** атомов, которые перестраиваются при изменении агрегатного состояния элемента, или вхождения его в химическое соединение. В то время как характеристическое рентгеновское излучение обусловлено переходами электронов с и на **внутренние электронные оболочки** атомов, которые никак не затрагиваются сравнительно низкоэнергетическими процессами, сопровождающими химические

# РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРЫ

## ЭЛЕМЕНТОВ

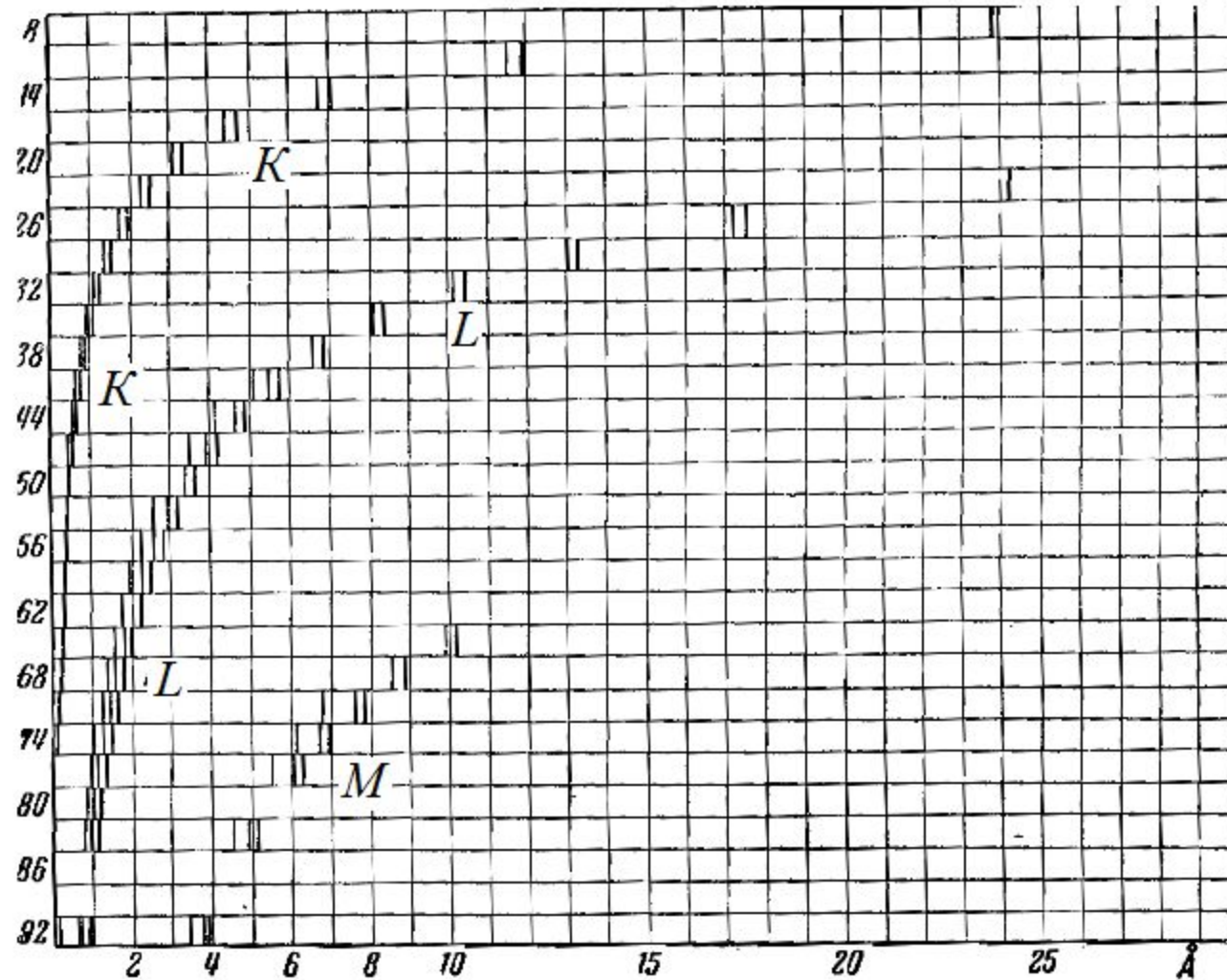


Схема рентгеновских спектров элементов от кислорода до урана.

**Простота** (малое число линий) и единообразие рентгеновских спектров.

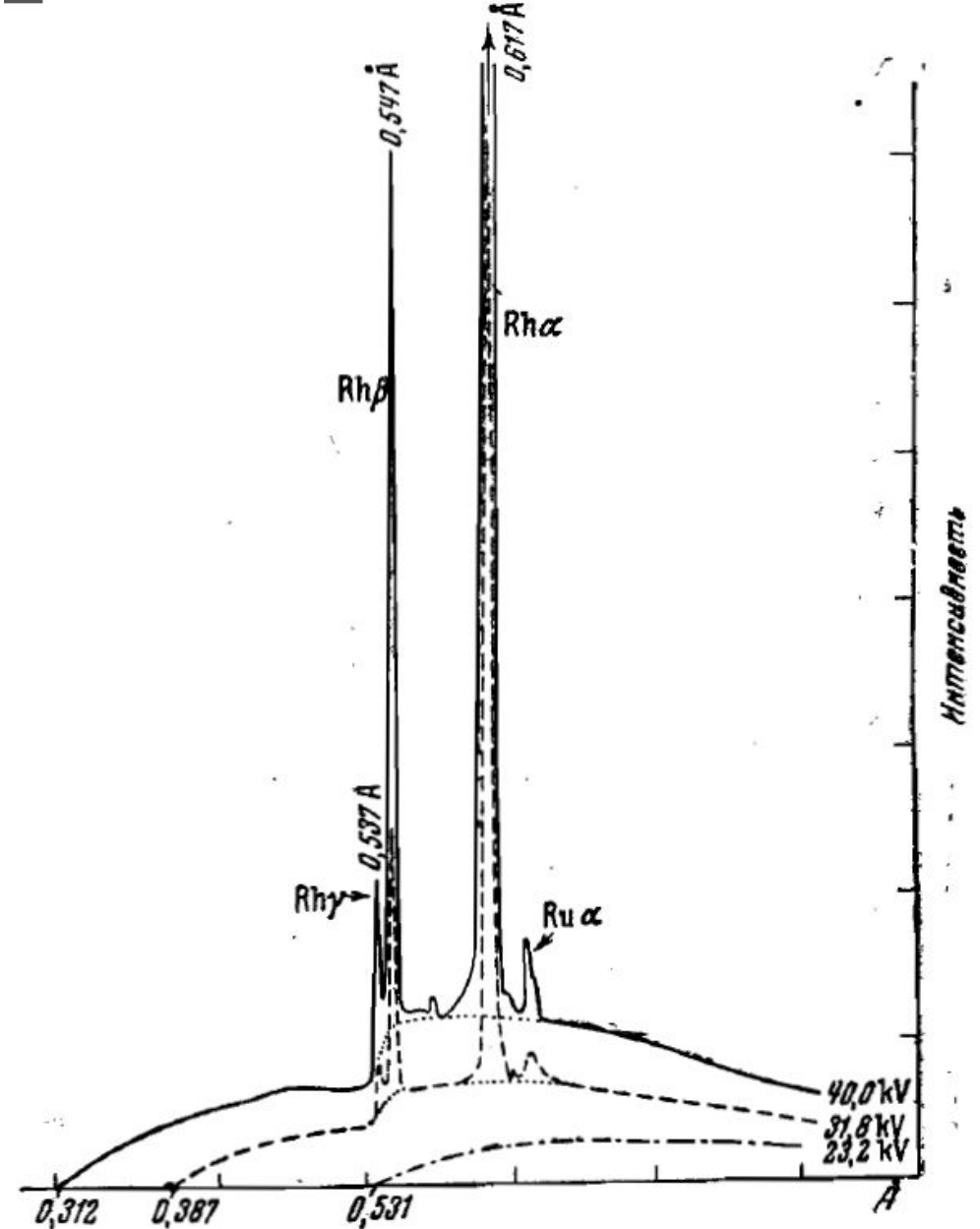
Оптические спектры нередко очень сложны и иногда состоят из **сотен и даже тысяч линий** /например спектр железа/.

При переходе от элемента к элементу оптические спектры резко изменяются, обнаруживая в своей структуре **периодичность**, идущую параллельно с периодичностью остальных свойств элементов.

**Рентгеновские спектры построены совершенно однотипно**, никакой периодичности не показывают и единственное изменение, которое наблюдается при переходе от легких элементов к тяжелым, заключается в монотонном смещении линий в коротковолновую сторону.

Наконец, как уже отмечалось ранее, **рентгеновские спектры являются чисто атомным свойством** и в первом приближении вовсе не меняются, когда атом вступает в какое-либо соединение.

Линии в рентгеновских спектрах собраны в несколько групп или серий, самая коротковолновая из них называется **K**-серией, следующая в сторону длинных волн – **L**-серией, далее идут серии **M** и **N**, наблюдаемые, правда, только у тяжелых элементов. Из всех серий наиболее простой структурой характеризуется серия **K**. Она состоит из трех линий, которые принято называть  $K_\alpha$ ,  $K_\beta$ ,  $K_\gamma$ . Линия  $K_\alpha$  самая длинноволновая и вместе с тем самая яркая. Она является дублетом и состоит из отчетливо разделяющихся линий  $K_{\alpha_1}$  и  $K_{\alpha_2}$ .  $K_\beta$  – следующая по длине волны и интенсивности, она также является дублетом, но очень тесным.  $K_\gamma$  – самая коротковолновая и слабая линия.



Структура K-серии

# ЗАКОН МОЗЛИ

$$\nu_{K\alpha} = R_{\nu} (Z - 1)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right); \quad \nu = \frac{1}{\lambda}.$$

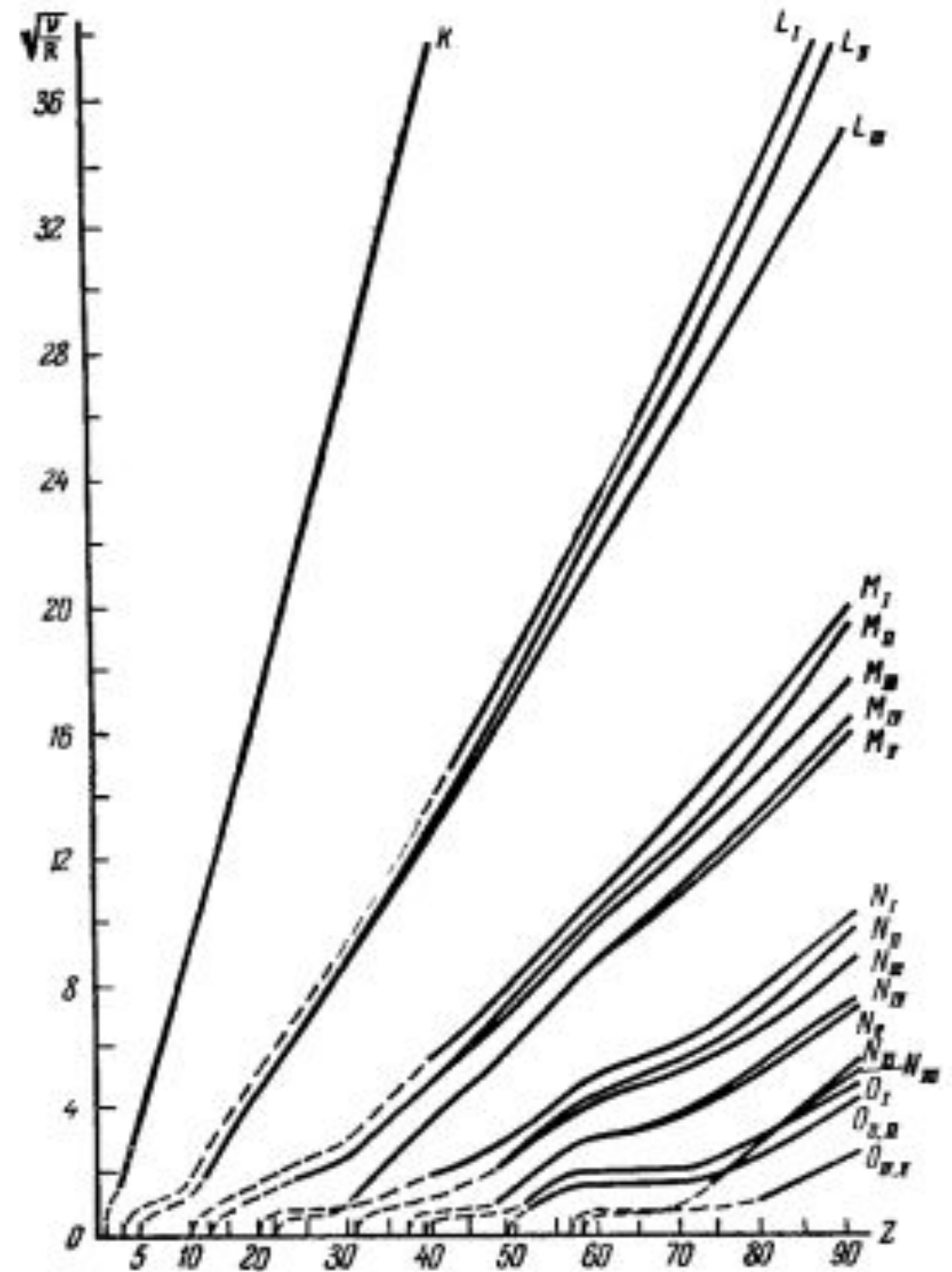
$$\nu_L = R_{\nu} (Z - \sigma)^2 \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right); \quad \sigma \approx 7,5.$$

$\sigma$  - постоянная экранирования, учитывающая влияние на отдельный электрон всех остальных электронов атома;

$R_{\nu} = 109737,42 \text{ с}^{-1}$  - постоянная Ридберга, ранее использовавшаяся в спектроскопии.

Закон Мозли устанавливает **линейную зависимость между квадратным корнем из частоты и атомным номером элемента**. Эта связь позволяет по измеренной длине волны точно установить атомный номер элемента, а следовательно – заряд ядра.

Более точные измерения показали, что имеются некоторые отступления от простой линейной зависимости. Эти отступления весьма незначительны для K и L – серий и становятся более заметными при переходе к M, N, Q – сериям. Связаны эти изломы оказываются с началом или окончанием заполнения электронных оболочек.



## Значение закона Мозли

1. Во времена Мозли **расположение элементов** в периодической таблице, основанное на атомных весах и химических свойствах элементов далеко не во всех случаях было сделано с полной уверенностью.
2. В некоторых частях таблицы еще имелись **пустые** места.
3. Сильные сомнения вызывал участок, занятый **редкоземельными** элементами.
4. Путаницу вносил неизвестный тогда факт, что практически все элементы имеют **изотопы**.

Закон Мозли раз и навсегда устранил все эти затруднения.

Он показал с полной определенностью, что между водородом и ураном должно существовать ровно **92 типа атомов** с различными атомными номерами и тем самым точно указал число еще неоткрытых тогда элементов, разрешил всякие сомнения в расположении тех или иных элементов.