

К экспериментальному выбору между волновой гипотезой эфира и квантовой гипотезой света

I. Рентгеновское излучение

Й. Штарк
(Получено Ноябрь 1909)

— — ◊ ◊ ◊ — —
Перевод с немецкого выполнен Борняковой Г.Б.
— — ◊ ◊ ◊ — —

1. Постановка общей проблемы

Принято считать, что если отдельный электрон, вследствие ускорения, становится источником излучения, то во всех направлениях испускается волна, плотность энергии которой на больших расстояниях от центра излучения (электрона) во всех направлениях излучения является одинаковой. Я уже объяснял в другом месте,¹ что этот взгляд является гипотезой (волновой гипотезой эфира) и представляет экстраполяцию опыта пространственно-временной суперпозиции излучения многих электронов на элементарный процесс излучения отдельным электроном.

Мы можем последовать другому пониманию элементарного процесса излучения отдельным электроном, исходя из квантовой гипотезы света.

¹J. Stark, Phys. Zeitschr. 10, 585, 1909.

В соответствии с ней уходящее от отдельного электрона электромагнитное излучение распространяется в пространстве не пропорционально квадрату расстояния от центра излучения, а остается, независимо от этого расстояния, сконцентрированным в конечном объеме, и распространяется не во всех направлениях, а только в одном направлении от центра излучения, а именно, направлении, в котором движется центр масс энергии излучения внутри наполненного ею объема, и которое мы можем определить в качестве направления испускания кванта излучения.

Разница между гипотезой эфирных волн и квантовой гипотезой света в понимании элементарного процесса испускания может быть сформулирована особенно ясно с помощью электромагнитного импульса.² Пусть E — электрический, а H — магнитный вектор поля, S — вектор луча; тогда в качестве плотности электромагнитного импульса определяется величина $g = \frac{1}{c^2} S = \frac{1}{4\pi c} [E, H]$, где c означает скорость света. Интеграл $\int g dv$ по объему очень большого шара, в центре которого лежит испускающий электрон и поверхность которого окружает целиком испущенное им излучение, представляет полный испущенный электромагнитный импульс.

По волновой гипотезе эфира в элементарном процессе испускания полный электромагнитный импульс равен нулю, также как во время излучения электроном полная сила, действующая на него, а именно $\frac{d}{dt} \int g dv = 0$, равна нулю. Согласно этой гипотезе, когда электрон, способный к излучению вследствие ускорения, сталкивается с другой материальной частицей, тогда сумма механических моментов ($m_1 v_1 + m_2 v_2 = \text{constant}$) остается постоянной и преобразование механического и электромагнитного импульсов один в другой является невозможным.

Иначе звучат в этом отношении выводы квантовой гипотезы света. В соответствии с ней полный электромагнитный импульс, уходящий от ускоренного электрона, отличен от нуля. А именно: его абсолютное значение равно hn/c , где h — постоянная Планка, n — частота; его направление определяется направлением движения центра тяжести кванта излучения. Соответственно, во время излучения электроном полная сила, действующая на него, отличается от нуля; во время излучения электрон и испущенный им квант оказывают друг на другаponderomotorное действие, и при этом сила, с которой электрон действует на квант излучения, равна силе, которую он испытывает со стороны кванта излучения. Пусть $m_1 v_1$ и $m_2 v_2$ механические импульсы двух частиц до столкнове-

²Vergl. M. Abraham, Theorie der Elektrizität II, S. 23.

ния, которые становятся $m_1 v'_1$, $m_2 v'_2$, и пусть hn/c^2 – электромагнитный импульс, испущенный во время столкновения, где v – скорость центра тяжести, тогда, согласно закону сохранения импульса выполняется уравнение

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v'_1 + m_2 v'_2 + \frac{hnC}{c^2}$$

Если элементарный процесс происходит, в согласно этому уравнению, слева направо, то механический импульс трансформируется в электромагнитный, если же процесс происходит справа налево, то электромагнитный импульс трансформируется в механический.

У источников света (пламя, электрическая дуга, искра, раскаленное тело), которые были до сих пор предметом экспериментального исследования, и свойства излучения которых экстраполируются в волновой гипотезе эфира на излучение элементарного центра, имеется, в среднем, одинаково много атомистических механических импульсов равной величины во всех направлениях. Поэтому сумма $\sum mv$, распространенная на большую часть источника света, в среднем равна, в среднем нулю, то же справедливо для полного электромагнитного импульса $\int g dv$ этой части источника света. Таким образом, во всех направлениях испускается, в среднем, одинаково много излучения равной частоты.

Возможно, что позже мы найдем средство, чтобы наблюдать излучение отдельного электрона изолированно и таким образом, непосредственно на опыте проверить вышеупомянутые выводы из двух гипотез, конкурирующих друг с другом. Пока это невозможно сделать, т.к. энергия, характеризующая элементарный процесс B слишком мала. Тем не менее на основе следующего соображения мы можем провести эксперимент приближенный к упорядоченному элементарному процессу.

Рассмотрим большое число z электронов с механическим импульсом в одном и том же направлении; возьмем, например, пучок катодных или канальных лучей и позволим им столкнуться с материальными частицами. При этом не все электроны получают одно и то же ускорение по направлению и величине, напротив, наблюдается большое число разновеликих и разнонаправленных ускорений. Если частицы, сталкивающиеся с входящим пучком механических импульсов, распределяются в среднем симметрично относительно оси пучка, как в дальнейшем мы и будем предполагаться, то благодаря симметрии, ось пучка и является осью симметрии для распределения возникающих при столкновениях ускорений. Таким образом, во всех направлениях, которые образуют одинаковый угол с осью пучка, наблюдается, в среднем, одинаковое число одинаково больших ускорений сталкивающихся частиц. Что ка-

сается распределения ускорений, относительно плоскости, проходящей через центр соударения перпендикулярно к оси входящего пучка, то вполне возможен случай (симметричный случай), когда она является плоскостью симметрии для распределения ускорений, т. е. в направлениях, которые образуют с этой плоскостью (нормальной плоскостью) равновеликий острый угол, наблюдается одинаковое число равновеликих ускорений. Но возможен также случай (случай асимметрии), когда в направлении определенного острого угла на передней стороне нормальной плоскости (сторона входящего пучка) наблюдается число ускорений, которое отличается от числа равновеликих ускорений, лежащих на обратной стороне и образующих с ней равный угол. В этом случае асимметрии получается, таким образом, направленное или упорядоченное до определенного предела распределение механических импульсов даже после первых столкновений отдельных частиц .

В рассмотренном случае, когда пучок электронов с одинаковыми импульсами, как по величине, так и по направлению, после столкновения с частицами материи порождает электромагнитное излучение: можно сделать различные выводы из волновой гипотезы эфира и квантовой гипотезы света. В случае симметрии, согласно обеим гипотезам, интенсивность излучения, исходящего из точки столкновения, является равной для всех направлений излучения. Согласно волновой гипотезе эфира, даже и в случае асимметрии, излучение во всех направлениях обладает равновеликой интенсивностью и одинаковой частотой. Напротив, в соответствии с квантовой гипотезой света, излучение является асимметричным относительно нормальной плоскости, как по интенсивности, так и по частоте т.е. интенсивность и частота излучения в направлениях, которые имеют одинаковый наклон к нормальной плоскости, но лежат на разных сторонах, различаются. Пусть z – число элементарных входящих импульсов, тогда, по волновой гипотезе эфира, даже и в случае асимметрии выполняется равенство:

$$zm_1v_1 + \sum m_2v_2 = \sum m_1v'_1 + \sum m_2v'_2.$$

или так как $\sum m_2v_2 = 0$, можно установить: $zm_1v_1 = \sum m_1v'_1 + \sum m_2v'_2$ и кроме того $\int g dv = 0$.

По квантовой гипотезе света в случае асимметрии выполняется:

$$zm_1v_1 = \sum m_1v'_1 + \sum m_2v'_2 + \sum \frac{hn}{c^2} C$$

и

$$\int g dv = \sum \frac{hn}{c^2} C > 0.$$

2. Специальная проблема производства рентгеновских лучей пучком лучей катода; мешающие побочные эффекты

Электроны пучка лучей катода могут обладать равновеликой и равнонаправленной скоростью. При этом они должны падать нормально на тонкую пластину твердого тела. Электроны пучка приобретают разные ускорения в направлении силы взаимодействия при столкновениях с частицами твердого тела; прежде всего мы устанавливаем наблюдение за распределением скорости непосредственно после первых столкновений электронов луча катода. На рисунке 1 схематически изображены возможные для этого случая отклонения электронов луча катода. Величина и направление стрелки определяет величину и направление скорости и, тем самым, импульс до и после первого столкновения.

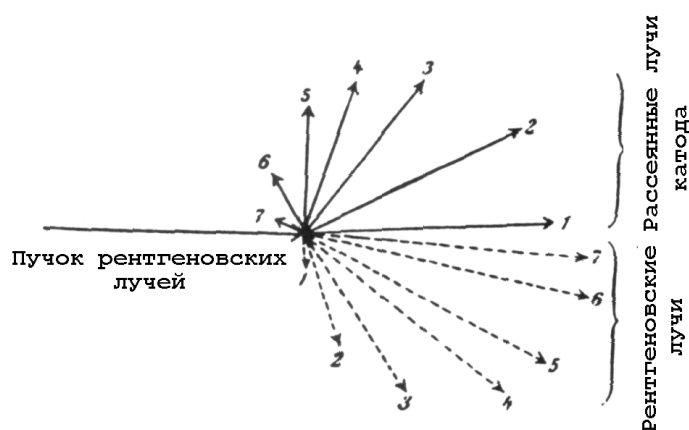


Рис. 1:

Рис. 2 изображает, для частного случая, векторный параллелограмм механических импульсов и электромагнитного импульса кванта излучения, испущенного после соударения, причем, для простоты механический импульс частиц перед ударом равен нулю по сравнению с m_1v_1 . То обстоятельство, что мы ничего не знаем об импульсе m_2v_2 частицы после соударения, является препятствием для дальнейшего точного обсуждения явления. Мы должны удовлетвориться приближением, в котором мы ограничиваемся обсуждением случая, когда механический импульс m_2v_2 мал по сравнению с $\frac{hn}{c}$. Для этого специального случая на Рис. 1 пунктирными прямыми начерчены направления, в кото-

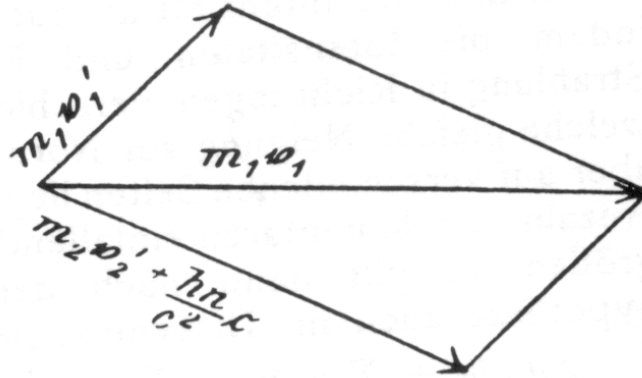


Рис. 2:

рых, вследствие ускорения электронов при ударе, испускаются кванты излучения; их импульсы пропорциональны длине нарисованных стрелок. Пространственное распределение излучения получается вращением нижней полуплоскости вокруг оси входящего пучка катодных лучей. На первый взгляд, при рассмотрении рисунка 1, обращает на себя внимание то, что в этом идеализированном случае рентгеновское излучение при рассеянии пучка катодных лучей, распределение излучения, в соответствии с квантовой гипотезой света, является асимметричным относительно плоскости (нормальной плоскости), проходящей через центр соударения нормально к направлению входящего пучка лучей. Рентгеновское излучение почти полностью испускается по направлению, входящего пучка катодных лучей, а не в противоположном направлении.

Далее, из квантовой гипотезы света вытекает следующее утверждение для идеализированного случая эмиссии рентгеновских лучей. Для разных по величине ускорений абсолютное значение $\frac{hn}{c}$ испущенного электромагнитного импульса является различным. Так как h и c являются константами, то получается, что из одного и того же вещества по разным направлениям испускаются рентгеновские кванты разной частоты, обладающие, соответственно, разной абсорбируемостью. Интенсивность J_n рентгеновского излучения определенной частоты является, в соответствии с этим, функцией угла α между направлением испускания и направлением входящего пучка катодных лучей, частоты n и, очевидно, также скорости v_1 входящего пучка катодных лучей; таким образом $J_n = z f(\alpha, n, v_1)$.

Только что обсуждавшийся идеальный случай излучения рентгеновских лучей в действительности значительно модифицируется вторичными эффектами. В качестве первого вторичного эффекта следует рассмотреть появление, одновременно с электромагнитным импульсом испущенного рентгеновского луча, механического импульса частицы материи, участвующей в соударении. Хотя при этом и получается, в результате, модификация функции $f(\alpha, n, v_1)$, однако этот вторичный эффект не может полностью сгладить охарактеризованную выше асимметрию в распределении интенсивности рентгеновских лучей.

В качестве второго модифицирующего мешающего вторичного эффекта принимается во внимание то, что отдельные электроны теряют при первом столкновении, в общем-то, не так много импульса, чтобы в дальнейших столкновениях они больше не могли испускать рентгеновские лучи. Скорее возможен случай, что катодные лучи, отклоненные или даже направленные противоположно их исходному направлению, при дальнейших столкновениях испускают рентгеновские лучи в другом направлении, нежели в идеальном случае. Это рентгеновское излучение рассеянных лучей катода не может усилить, а, при определенных условиях может даже значительно уменьшить асимметрию рентгеновского излучения первоначальных лучей.

Третий вторичный эффект может проявиться в испускании атомами, которые сталкиваются с первоначальными или рассеянными катодными лучами, собственного излучения большей частоты. Как я уже излагал раньше,³ атомы некоторых химических элементов могут возбуждаться катодными или рентгеновскими лучами, что приводит к флюоресценции с большей собственной частотой. Из-за большого числа неупорядоченных элементарных флюоресцентных испусканий рентгеновское излучение, полученное из-за флюоресценции от тела, оказывается по всем направлениям от центра удара (антикатода), в среднем, одинаковым по интенсивности. Это флюоресцентное испускание рентгеновского излучения не может, очевидно, полностью устранить асимметрию излучения идеального случая, однако оно будет уменьшать соотношение интенсивности по направлению и против направления катодных лучей настолько, насколько оно интенсивнее по сравнению с излучением, произведенным первоначальными катодными лучами. Из опытов по поляризации рентгеновского излучения антикатода для элемента с большим атомным весом (например, платины) следует, что преобладающим является

³J. Stark, Phys. Zeitschr. 10, 579, 1909.

флюоресцентное излучение. Это объясняет тот факт, что Рентген ⁴ и Вальтер ⁵ не могли найти на антикатадах из платины зависимость интенсивности рентгеновского излучения от направления. Забегая вперед замечу что, получал равновеликую интенсивность от обычной рентгеновской трубки на передней стороне антикатада во всех направлениях излучения. Наблюдение интенсивности с теми же кассетами привело к аналогичным снимкам облучения антикатодом из древесного угля.

В качестве мешающего вторичного эффекта следует, наконец, учесть поглощение рентгеновского излучения на его пути от антикатада к месту наблюдения. Располагая антикатод в центр шарообразной трубки с одинаковой толщиной стен, достигают того, чтобы рентгеновские лучи проходили во всех направлениях слой стекла одинаковой толщины. Рентгеновские лучи равной частоты ослабляются поэтому абсорбцией в стеклянной стенке в равной степени, а рентгеновские лучи разной частоты, напротив, в разной степени, а именно: лучи большой частоты – в меньшей степени, чем лучи малой частоты. Если бы наблюдения проводились строго только в одной частоте, то асимметрия интенсивности не изменялась бы абсорбцией в стеклянной стенке. Если, напротив, наблюдают их интенсивность в массе порожденной ими флуоресценции или фотографического эффекта, не принимая во внимание частоту рентгеновских лучей, тогда, из-за абсорбции в стеклянной стенке, асимметрия идеального случая увеличивается, соответственно она уменьшается, когда испускается на передней стороне нормальной плоскости (относительно падающих катодных лучей) больше, соответственно, меньше рентгеновских лучей малой частоты, чем на обратной стороне. При первоначально имеющейся симметрии испускания во всех встречающихся частотах не может, взамен этого, создаваться асимметрия из-за абсорбции в стеклянной стенке.

То что было сказано выше о влиянии абсорбции одинаково толстой по ширине шарообразной стеклянной стенки, является общим для любого абсорбирующего слоя между местом испускания и местом наблюдения рентгеновского излучения; условием этого является то, чтобы слой (например, алюминиевый лист) был всюду равной толщины и имел бы форму шарообразной поверхности, в центре которой находится место излучения. Это требование равномерной толщины стеклянной стенки, однако, не выполняется в обычных рентгеновских трубках. Г-н Поль обратил мое внимание на работу Вальтера (там же), в которой показано,

⁴W.C. Röntgen, Wied. Ann. 64, 21, 1898.

⁵Walter, Fortsch. a. d. Geb. d. Röntgenstrahl. 11, 1907.

что у обычных рентгеновских трубок толщина стеклянной стенки вблизи приставной трубы, которая содержит катод, может быть значительно больше, чем на противоположной стороне трубки. Хотя трубки, использованные мной при последующих опытах, были тщательно выбраны, все же и у них обнаружилась вариация толщины стеклянной стенки в плоскости, проходящей через направление катодных лучей, в которой и производилось фотонаблюдение. Условие, что пересечение этой плоскости с верхней половиной трубки должно иметь форму окружности конечно, было строго выполнено. Изменение толщины стеклянной стенки в этой плоскости можно увидеть из следующей таблицы.

Таблица I

Угол	Толщина стекла мм	Угол	Толщина стекла мм
-68°	1.68	-10°	0.92
-59°	1.50	-0°	0.85
-52°	1.32	+11°	0.81
-42°	1.20	+22°	0.82
-35°	1.11	+35°	0.87
-30°	1.11	+48°	0.93
-21°	1.08	+65°	0.95
-16°	1.00	+82°	0.94

Углы эмиссии рассчитаны по отношению к нормальной плоскости, а именно: выбраны на передней стороне этой плоскости с отрицательным знаком, в то время как на обратной стороне – с положительным знаком.

Если, кроме вариации толщины a поглощающего слоя известен его коэффициент поглощения κ (cm^{-1}) для некоторого вида рентгеновских лучей, тогда наблюдаемая интенсивность (J) может быть скорректирована до интенсивности J_0 для случая всюду равной толщины (a_0). А именно $J_0 = J e^{\kappa(a-a_0)}$. Я ввел затем эту поправку в результаты наблюдения интенсивности снаружи рентгеновской трубки. Как видно ниже, конечно, прямо наблюдаемая из нее вариация рентгеновского излучения в зависимости от направления эмиссии изменилась несущественно. Это

следует также из сравнения со снимками, в которых влияние абсорбции стекла было исключено вследствие того, что фотографическое наблюдение рентгеновского излучения происходило внутри рентгеновской трубки.

Важнее абсорбции в стеклянной стенке является абсорбция рентгеновских лучей на пути, который они проходят в антикатоде от центра излучения к месту наблюдения. Так как требующиеся для использования в рентгеновской трубке катодные лучи уже в очень тонком слое почти совершенно абсорбируются или рассеиваются, то центр соударения катодных лучей и, таким образом, место излучения рентгеновских лучей, лежит в верхнем слое антикатада. Пусть будет антикатодом плоскопараллельная круглая шайба толщиной a , в центр которой на переднюю сторону падает пучок катодных лучей; расстояние до центра удара пусть будет Δa ; угол направления испускания с плоскостью, перпендикулярной к направлению пучка катодных лучей, пусть будет α ; неослабленная интенсивность рентгеновского излучения — J_0 . Из-за малости $\kappa\Delta a$ мы можем тогда пренебречь абсорбцией рентгеновского излучения в диапазоне углов от $-\pi/2$ до $-\delta\alpha$, где $\delta\alpha$ при малости κ является очень маленьким углом. От $-\delta\alpha$ до 0, однако, интенсивность падает резко от J_0 до $J_0 e^{-\kappa r}$, где r — радиус круглого антикатада, расположенного по центру. Для значений угла от 0 до $\alpha_r = \arctan a/d$ при малом значении a/d с хорошей точностью $J = J_0 e^{-\kappa r}$. Для значений угла от α_r до $+\pi/2$

$$J = J_0 e^{-\kappa(a-\Delta a)/\sin \alpha}$$

или, если Δa мало по сравнению с a

$$J = J_0 e^{-\kappa a/\sin \alpha}.$$

Отношение интенсивности рентгеновского излучения для двух направлений излучения, симметричных относительно нормальной плоскости, $-\alpha$ и $+\alpha$ равно, согласно этому, $J_{(+\alpha)}/J_{(-\alpha)} = J_{0(+\alpha)} e^{-\kappa a/\sin \alpha}/J_{0(-\alpha)}$. Если отношение $J_{0(+\alpha)}/J_{0(-\alpha)}$ больше 1, как этого требует квантовая гипотеза для обсуждаемого идеального случая, то эта асимметрия, в соответствии с приведенным выше соотношением, уменьшается из-за абсорбции в антикатоде. Она может, в зависимости от значения κa , исчезнуть или даже стать обратной. В обычных рентгеновских трубках κa такой большой, что на обратной стороне нормальной плоскости почти нет излучения, попадающего к наблюдателю.

3. Методы

На основе приведенных соображений я построил опыт по поиску асимметричного излучения рентгеновских лучей. Важнейшим при этом было выбрать катоды из такого материала, который бы только ограниченно допускал развитие двух последних побочных эффектов. Уголь из дерева бука казался мне, наиболее подходящим в этом отношении, так как даже тогда, когда изготовленные из него антикатоды имеют толщину 2 мм, абсорбция рентгеновских лучей в нем не велика, как из-за его малого удельного веса, так и из-за малого атомного веса вещества угля. Дальше согласно интерпретации, которую я дал наблюдению Хервега⁶ о поляризации первичных рентгеновских лучей угольного антикатада, флуоресцентная эмиссия рентгеновских лучей у угля не должна быть интенсивной по сравнению с ударной эмиссией. Наконец, угольный антикатод может в месте падения катодных лучей раскаляться вплоть до светло-красного жара, не плавясь.

Угольный антикатод имел форму плоскопараллельной круглой мишени с диаметром 20 мм. В первой серии опытов толщина внутренней части диаметром 16 мм составляла 1 мм, она была окружена концентрическим кольцом 2 мм шириной и 2 мм толщиной. Большая толщина этого кольца была важна потому, что на краю угольной мишени должен был вырезаться на глубину 1 мм желоб; в него закладывался платиновый прут толщиной 0,4 мм и туго натягивался, его концы были скручены друг с другом на расстоянии 25 мм, так что диск по краю был схвачен в платиновый прут и удерживался стержнем длиной 25 мм из двойного платинового прута. На рисунке 3 изображен поперечный срез угольного антикатада и его оправы. Как это видно из рисунка, платиновый прут, держащий угольную пластину,

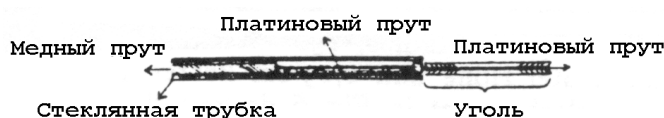


Рис. 3:

закреплялся аксиально в медном штифте, который сам вставлялся в плотно прилегающую стеклянную трубу. Во второй серии опытов использовалась угольная пластина была равномерной толщины 2 мм, а ее закрепление было таким же как прежде. Эта форма угольного антиката-

⁶J. Herweg, Ann. d. Phys. 29, 398, 1909.

тогда является предпочтительной потому, что она позволяет более легкий расчет абсорбции в угле для разных направлений эмиссии. На этом основании я привел здесь только измерения со снимков, которые были получены с равномерной, толщиной 2 мм, угольной пластиной. Она была вырезана из куска букового угля так, чтобы ее широкая сторона была параллельна слоям равного роста; удельная плотность угля составляла $0,4 \text{ д/см}^{-3}$.

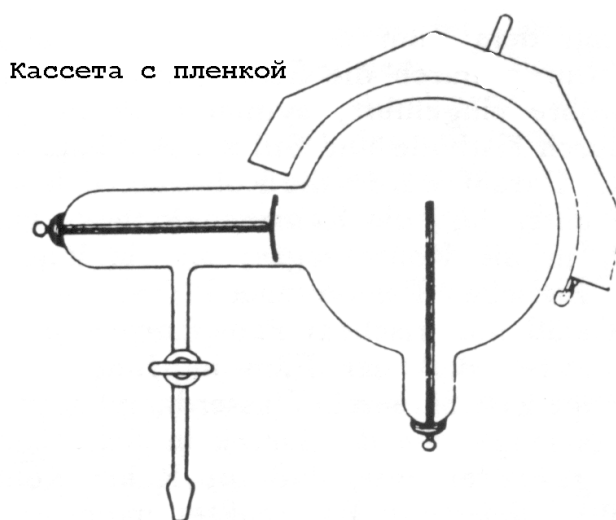


Рис. 4:

Рентгеновской трубкой служила шарообразная стеклянная трубка радиусом 6,5 см (Рис. 4). Из боковой приставной трубки (в первой серии опытов без шлифовки, во втором – со шлифовкой) носитель угольного антикатада вставлялся в трубку так, что середина угольной мишени совпадала с центром трубки. Перпендикулярно к угольной мишени и коаксиально с ней во второй приставной трубе был приделан вогнутый алюминиевый катод с линейным размером 29 мм.

Трубка соединялась прямо с Gaede-насосом длинного трубопровода с краном с целью быстрой откачки газа из нее до низкого давления.

Насос Gaede работал превосходно, его предварительный вакуум обеспечивал двухрукавный свистящий масляный насос. Трубка прежде всего откачивалась в течение двух часов (на два часа), в это время она находилась под нагрузкой сильного тока большого индуктора таким образом, что она становилась теплой. Потом на короткое время индуктор

отключался или ток был настолько слабым, что насос мог устранить больше газа, чем возникало из угольного антикатада. Вследствие этого, довольно быстро понижалось давление газа, темное пространство катода продлевалось, поперечное сечение катодного пучка стягивалось до нескольких квадратных миллиметров, так что угольная пластина отгораживала всю стеклянную плоскость полушария, лежащую позади нее, от катодных лучей. Напротив, при дальнейшем возрастании напряжения передняя половина стеклянной поверхности шара показывала достаточно яркую флюоресценцию под воздействием лучей катода, отраженных от передней поверхности угольного антикатада, с резкой границей, как это наблюдается у обычной рентгеновской трубки. При наступлении этого состояния угольная пластина на своей передней стороне на площади 1–3 мм² накалялась до слабого темно-красного цвета. Тогда, с помощью флуоресцентного экрана, фиксировалось испускание рентгеновских лучей; кран к насосу тогда закручивался и наблюдение начиналось. Если из-за выделения газа из угля вакуум становился таким плохим, что прекращалось испускание рентгеновских лучей, то кран к насосу открывался, напряжение на трубке уменьшалось или на короткое время прерывалось до тех пор, пока трубка откачивалась снова до такой степени, что она генерировала рентгеновские лучи.

При продолжительной эксплуатации трубки угольный диск на месте столкновения лучей катода оказывался несколько растрескавшимся по поверхности, особенно если он был сильно нагружен. Магнитом можно было отклонить лучи катода немного в сторону, чтобы они падали на неизменное место угольного диска.

В большинстве экспериментов в качестве источника тока служила большая индукционная катушка, которая приводилась в движение ртутным турбинным прерывателем. Перед рентгеновской трубкой была проложена достаточно мощная трубка с клапаном, которая отводила конечный ток во вторичном контуре. Ряд наблюдений проводился с помощью индукционной машины с 20-ю дисками. При этом не было обнаружено различий для случаев, когда катод был заземлен или нет.

Для наблюдения флюоресценции, вызванной рентгеновскими лучами, служил экран из бариево-платинового цианида. Он был вырезан шириной 3 см, длиной 25 см вырезан из обычного флуоресцентного экрана для рентгеновских лучей, согнут в полукруг, закреплен в вырезе непроницаемого картона и смонтирован на деревянной подставке. Таким образом экран передвигался перед трубкой концентрически, и его поверхность неизменно оставалась вертикальной. Сама трубка была установлена так, чтобы катод стоял горизонтально, а балка угольного анти-

катода стояла вертикально.

Для фотографического наблюдения испускания рентгеновских лучей служили плоские пленки Agfa 3,9 см шириной и 24,5 см длиной. Они вкладывались в кассету круглой формы из латунного листа радиусом 8 см (Рис. 5а), покрывались полосами черной бумаги того же размера и потом крепко зажимались

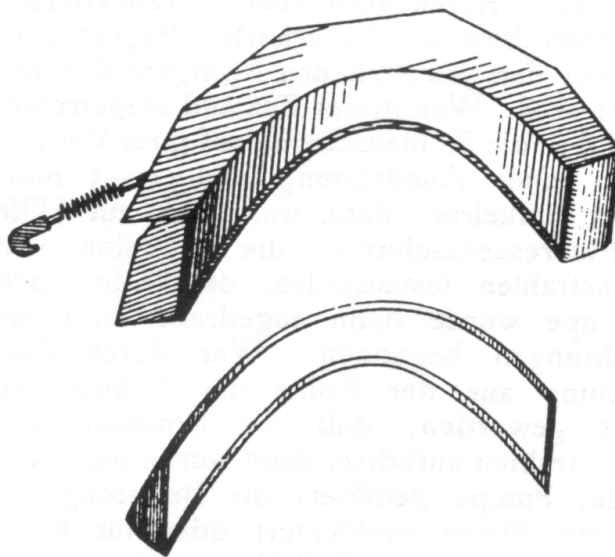


Рис. 5:

рамкой (Рис. 5б), которая имела вырез шириной 2,8 см. Рамка была прочно прижата с помощью крючка, сидящего на пружине, на конце против выскакивающей своим другим концом контропоры на кассете. Между пленкой и рамкой могли прокладываться равновеликие полосы алюминиевого листа толщиной 0,4 мм. В них были предусмотрены вырезы так, что полоса пленки шириной 10 мм была покрыта только черной бумагой, следующая полоса шириной 10 мм была покрыта, кроме того, еще слоем алюминиевого листа толщиной 0,4 мм, а следующая полоса толщиной 10 мм двумя слоями алюминиевого листа толщиной по 10 мм. Кассета с пленкой, как это видно из рисунка 4, устанавливалась концентрически с рентгеновской трубкой так, чтобы линия середины пленки цилиндрического свода совпадала с уровнем симметрии рентгеновской трубки; расстояние пленки от центра трубки составляло 8 см. Продолжительность экспозиции варьировалась от 2 до 10 минут.

Для съемки интенсивности рентгеновского излучения внутри самой трубки служила узкая круглая кассета из алюминиевого листа радиусом 6,1 см, с углом открытия 150, 1,1 см высоты в свету и 0,15 см глубины в свету. Ее поперечный разрез изображен на Рис. 6.



Рис. 6:

Полоска пленки шириной 1,1 см и длиной 16,2 см заворачивалась в тонкую, непроницаемую для света черную бумагу, прижатую к обратной стороне задвижки кассеты и затем с ней вместе задвигалась в рамку кассеты. При таком устройстве кассеты передняя сторона пленки, кроме черной бумаги в середине шириной 5 мм и слоя алюминия толщиной 0,4 мм, была покрыта по краям на ширину 4 мм, соответственно, 2 мм слоем алюминия толщиной 0,8 мм. На пленку, таким образом, попадало наблюдаемое рентгеновское излучение, которое проходило слой алюминия толщиной 0,4 мм, также рентгеновское излучение, которое прошло через двойной слой такой толщины.

Алюминиевая кассета, заряженная пленкой, вводилась через шлифотверстие в рентгеновскую трубку симметрично по отношению к плоскости, проходящей через катод и держатель антикатада. Затем трубка устанавливалась так, чтобы кассета лежала внизу, угольный антикатод вдавался сверху в трубу, насаженную на насос. Между насосом и трубкой находился маленький сосуд со свежей пятиокисью фосфора. Вследствие того, что пленка внутри трубки долгое время отдавала водяной пар, требовалось много времени, для того чтобы давление в трубке становилось маленьким, и трубка давала рентгеновские лучи. Требовалось, по меньшей мере, в течение 7 часов производить откачивание насосом, пока трубка не оказывалась в этом состоянии. Даже в этом случае не достигался высокий вакуум, могло вырабатываться только мягкое рентгеновское излучение при относительно малом катодном напряжении. Более того, когда во время предварительного откачивания трубка не была под напряжением, угольный антикатод не дегазировался. Я хотел бы исключить именно некоторые эффекты разряда на пленку до развития рентгеновского излучения.

В объективности и возможности делать количественные наблюдения лежит большое преимущество фотографического метода по отношению к флуоресцентному методу. Напротив, флуоресцентный метод превосходит фотографический в краткости времени наблюдения. Недостатком обоих методов является то, что они дают только грубую величину интенсивности рентгеновских лучей и не позволяют дифференцировать лучи разной частоты.

4. Наблюдения

Как флуоресцентный, так и фотографический метод с самого начала и одинаково явно во всех дальнейших наблюдениях давали результат показывающий, что распределение интенсивности рентгеновских лучей является асимметричным относительно плоскости (нормальной плоскости), проходящей через центр столкновений перпендикулярно к направлению входящих лучей катода. Таким образом, что испускание от передней стороны этой плоскости, то есть, противоположно направлению лучей катода является меньшим, чем от задней стороны этой плоскости, то есть, в направлении лучей катода.

На первый взгляд, при рассмотрении фотограмм, полученных снаружи и внутри трубки, кроме асимметрии серебряного почернения (оптической плотности), обращает на себя внимание непочерневшая полоса, нормально проходящая по фотограмме при нулевом угле, которая на флуоресцентном экране соответствовала темной черте эквивалентной ширины. Она представляет, очевидно, теньевую картинку платинового провода толщиной 0,4 мм, который охватывал угольную пластину по краю и держал ее.

Далее на фотограммах, полученных с применением угольной пластины равномерной толщины, обращает на себя внимание то, что серебряное почернение стороны положительного угла снаружи после перепрыгивания тени платинового провода продолжается, прежде всего, в убывающей плотности в область внутрь отрицательного угла, а потом довольно быстро поднимается, а затем снова убывает.

Эта часть ограниченного серебряного почернения между тенью платинового прута и быстрым подъемом потемнения порождается, очевидно, теми рентгеновскими лучами, которые проходят в угловом поле между плоскостью передней поверхности угля и поверхностью шара, вершина которого лежит в центре удара катодных лучей и образующие которых касаются платинового прута, охватывающего уголь. Место силь-

ного подъема серебряного почернения на границе этой автоматической тени угольного антикатада соответствует, согласно этому, направлению испускания $\alpha = 0$.

Серебряные почернения на трех лучших снимках определялись с помощью микрофотометра Хартмана. В таблице II репродуцировались измерения на фотограмме, которая была получена латунной кассетой (Рис. 5) снаружи трубки; треть ширины пленки была покрыта при этом листом алюминия толщиной 0,4 мм;

Таблица II

Марка cm (Радиус 8 cm)	Серебр. почернение ниже 0.8 mm Al	Серебр. почернение 0.4 mm Al		Почернение без Al
	Наблюдение S_b	Наблюдение S_b	$S_r = S_b$ -0.412	Наблюдение почернения S_b
1	0.405	0.455	0.043	0.603
1.5	0.455	0.474	0.062	0.665
2	0.430	0.512	0.100	0.747
2.5	0.487	0.535	0.123	0.763
3	0.491	0.585	0.173	0.870
3.5	0.488	0.612	0.200	0.927
4	0.496	0.650	0.238	1.000
4.5	0.535	0.710	0.298	1.046
5	0.547	0.710	0.298	1.101
5.5	0.575	0.739	0.327	1.125
6	0.580	0.756	0.344	1.131
6.6	0.592	0.774	0.352	1.177
7	0.602	0.820	0.408	1.200
7.5	0.642	0.909	0.497	1.240
8	0.684	0.964	0.552	1.307
8.5	0.715	0.999	0.587	1.397
7.75	0.708	1.030	0.618	1.413
9	0.721	0.998	0.586	1.372
9.25	0.637	0.833	0.421	1.227
9.5	0.642	0.899	0.487	1.238
9.75	0.665	0.908	0.496	1.194
10	0.425	0.412	0.000	0.589
10.25	0.375	0.600	0.188	0.971
10.5	0.624	0.903	0.491	1.274
10.75	0.680	0.967	0.555	1.320
11	0.694	0.970	0.558	1.318
11.25	0.733	0.990	0.578	1.357
11.5	0.767	1.015	0.603	1.400
12	0.772	1.046	0.634	1.465
12.5	0.776	1.064	0.652	1.479
13	0.845	1.086	0.674	1.496
13.5	0.796	1.065	0.653	1.503
14	0.740	1.083	0.671	1.516
14.4	0.748	1.078	0.656	1.540
15	0.773	1.078	0.666	1.522
15.5	0.729	1.065	0.653	1.506
16	0.755	1.044	0.632	1.480
16.5	0.740	1.050	0.638	1.485
17	0.735	1.35	0.623	1.490
17.5	0.694	1.020	0.608	1.434
18	0.725	1.000	0.588	1.426
18.5	0.739	1.998	0.586	1.398
19	0.718	1.003	0.591	1.409
19.5	0.678	1.005	0.593	1.417
20	0.655	0.979	0.567	

вторая треть была покрыта двумя слоями листа алюминия толщиной 0,4 мм, третья треть, лежащая в середине, была покрыта только черной бумагой. В таблице III переданы измерения на фотограмме, которая была получена внутри трубки с помощью узкой алюминиевой кассеты, описанной выше.

В первом приближении можно легко сделать предположение, что серебряное почернение, вызванное в фотографическом слое рентгеновскими лучами, пропорционально абсорбированной энергии рентгеновских лучей. Оно, правда, само по себе зависит от вида излучения и при прочих равных обстоятельствах, больше для мягких рентгеновских лучей,

нежели для жестких. Прежде всего мы хотим все же отказаться от зависимости серебряного почернения от коэффициента абсорбции вида рентгеновских лучей.

Table III.

Марка см	Почернение ниже 0.8 mm Al		Почернение ниже 0.8 mm Al	
	Наблюдение потемнения S_b	$S_r = S_b$ -1.050	Наблюдение потемнения S_r	$S_r = S_b$ -1.100
1	1.140	0.090	1.457	0.357
1.5	1.135	0.085	1.457	0.357
2	1.160	0.110	1.457	0.357
2.5	1.186	0.136	1.506	0.406
3	1.188	0.138	1.519	0.419
3.5	1.232	0.182	1.534	0.434
4	1.201	0.152	1.567	0.467
4.5	1.250	0.200	1.600	0.500
5	1.280	0.230	1.647	0.547
5.5	1.360	0.310	1.637	0.536
6	1.325	0.275	1.673	0.573
6.25	1.300	0.250	1.672	0.572
6.5	1.280	0.230	1.685	0.585
6.75	1.345	0.205	1.656	0.556
7	1.310	0.260	1.682	0.582
7.25	1.275	0.225	1.573	0.473
7.5	1.270	0.220	1.510	0.410
8	1.050	0.000	1.100	0.000
8.25	1.207	0.157	1.493	0.393
8.5	1.255	0.205	1.512	0.412
8.75	1.267	0.217	1.573	0.473
9	1.268	0.218	1.596	0.495
9.25	1.334	0.284	1.645	0.545
9.5	1.328	0.278	1.648	0.548
9.75	1.387	0.337	1.669	0.569
10	1.350	0.300	1.690	0.590
10.5	1.402	0.352	1.754	0.654
11	1.376	0.326	1.714	0.614
11.5	1.370	0.320	1.745	0.645
12	1.350	0.300	1.742	0.642
12.5	1.361	0.311	1.770	0.670
13	1.307	0.257	1.738	0.638
13.5	1.336	0.286	1.724	0.624
14	1.376	0.326	1.738	0.638

Наблюдавшееся серебряное почернение (S_b) следует положить равным сумме из (редуцированного) серебряного почернения (S_r) рентгеновского излучения и серебряного почернения вследствие вуали или диффузного вторичного излучения. В качестве величины для последнего се-

ребряного почернения я принимал ограниченное серебряное почернение в тени платинового провода на фотограмме. Фотограммы, полученные внутри трубки, показывали особенно сильную вуаль, возможно, вследствие резкого высыхания.

Для коррекции серебряного почернения, приведенного в таблице II, на равномерную абсорбцию в стеклянной стенке, я определял коэффициент абсорбции для стекла тем, что партия пленки, находящаяся в направлении эмиссии $\alpha = 30^\circ$, покрывалась стеклом толщиной 0,4 мм того же самого происхождения, как и рентгеновская трубка, и определялось серебряное почернение покрытых и непокрытых мест. Полученная при этом фотограмма показала вариацию серебряного почернения одинаковую с фотограммой таблицы II. Коэффициент абсорбции стекла оказался равным 8 см^{-1} . Коэффициент абсорбции угля антиматода мог быть выяснен из каждой фотограммы следующим образом. Если обозначить $S_{(-\delta\alpha)}$ – максимальное серебряное почернение (редуцированное) вблизи определенного выше направления испускания $\alpha = 0^\circ$, $S_{(+\delta\alpha)}$ – минимальное серебряное почернение вблизи этого направления, то коэффициент абсорбции угля антиматода будет

$$\kappa = \frac{\lg S_{(-\delta\alpha)} - \lg S_{(+\delta\alpha)}}{r \lg e}.$$

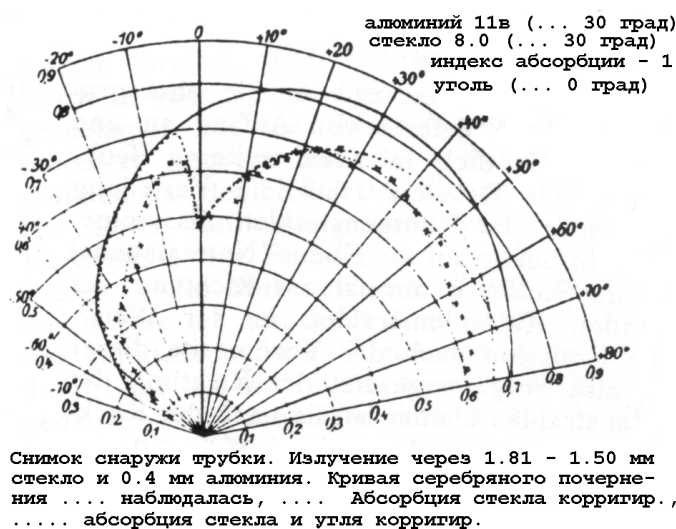
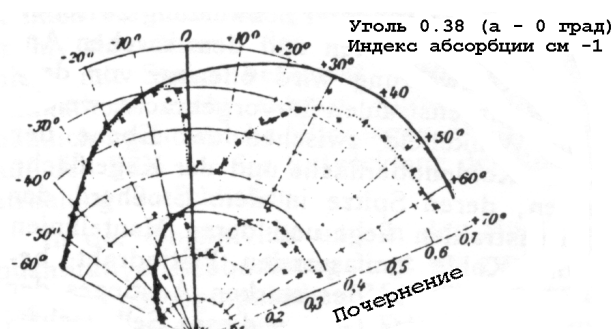


Рис. 7:

На Рис. 7 графически изображены редуцированные серебряные по-

чернения, приведенные в таблице II, для положения листа алюминия в зависимости от направления эмиссии; наряду с наблюдаемой кривой серебряного почернения изображена кривая серебряного почернения для равномерной абсорбции стекла (толщина стекла 0.81 мм) и кривая серебряного почернения для равномерной абсорбции в стекле и для нулевой абсорбции в угольном антикатоде.

На рисунке 8 изображены похожим образом редуцированные серебряные почернения из таблицы III. Здесь была исключительно важна коррекция на нулевую абсорбцию в угольном антикатоде.



Снимок в середине (внутри) трубки. Излучение через алюминий 0.4 соответств. 0.8 мм. Кривая почернения наблюдалась, абсорбция угля корригир.

Рис. 8:

При сравнении рисунков 7 и 8 прежде всего обращает на себя внимание совпадение как скорректированных, так и нескорректированных кривых серебряного почернения двух фотограмм, из которых одна была получена внутри, а другая – снаружи трубки.

Скорректированные (сплошные линии) кривые серебряного почернения двух рисунков позволяют ясно понять, что интенсивность эмиссии рентгеновского излучения, измеренная с помощью фотографического эффекта, асимметрична по отношению к плоскости, проходящей через направление относительно плоскости через фокус удара пучка катодных лучей ортогонально к их направлению. А именно, на обратной стороне этой нормальной плоскости, в направлении катодных лучей, на угольном антикатоде испускается значительно большее рентгеновское излучение, чем на передней стороне нормальной плоскости, то есть противоположно направлению катодных лучей.

Измерения на фотограмме, полученной внутри трубки (таблица III, Рис. 8), позволяют получить следующий результат. Если для каждого

направления эмиссии коэффициент абсорбции для алюминия толщиной от 0,4 до 0,8 мм рассчитывать в соответствии с уравнением

$$\kappa_{\alpha} = \frac{\lg S_{\alpha(0.4)} - \lg S_{\alpha(0.8)}}{0.04 \lg e},$$

то коэффициент абсорбции оказывается функцией направления испускания.

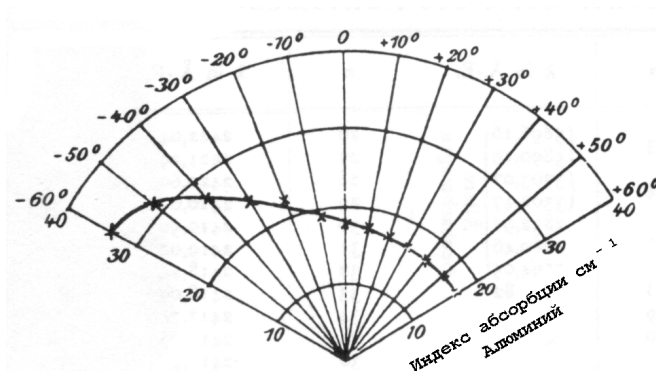


Рис. 9:

Как можно увидеть из Рис. 9, существует также значительная асимметрия коэффициента абсорбции испущенного угольным антикатодом рентгеновского излучения относительно нормальной плоскости. Это значит, что рентгеновское излучение на передней стороне нормальной плоскости является более абсорбируемым, чем на обратной стороне.

Я намеревался исследовать зависимость интенсивности и коэффициента абсорбции рентгеновских лучей от направления эмиссии для значительно отличающихся друг от друга, но постоянных во время съемки, величин напряжения катода. Однако для меня это оказалось невозможным при использованном расположении, так как во время съемки давление газа колебалось неподдающимся регулированию образом вследствие выделения газа из древесного угля.

5. Выводы

Вышеуказанные наблюдения показали, что испускание рентгеновских лучей угольным антикатодом является асимметричным относительно

нормальной плоскости как в отношении интенсивности, так и в отношении коэффициента абсорбции. Возможно, что этот результат симулирован ошибочным источником, который я упустил из виду. И я хотел бы просить тех, кто предполагает наличие определенного источника ошибки, обратить на это мое внимание, чтобы в дальнейших экспериментах я мог принимать его во внимание с помощью улучшенных средств.

Если асимметрию эмиссии рентгеновских лучей, полученных посредством пучка катодных лучей считать экспериментально установленной, то в теоретическом отношении из этого явления можно сделать различные выводы. Конечно, можно было бы привести некоторые аргументы против возможности четко выбрать между гипотезой эфирных волн и квантовой теории света. Может быть спорным, является ли рентгеновское излучение поляризуемым электромагнитным излучением со скоростью света или корпускулярным излучением, примерно соответствующим гипотезе Брагга об излучении нейтральных пар (положительный и отрицательный электрон) .

Если же принять точку зрения, что рентгеновское излучение является электромагнитным излучением, которое распространяется со скоростью света и является поляризуемым, тогда для выбора между гипотезой эфирных волн и квантовой гипотезой света имеется два факта. Одним фактом является то, что пучок катодных лучей, когда его электроны из-за столкновений изменяют свой механический импульс, вызывает эмиссию рентгеновского излучения. Оно не имеет одинаковой интенсивности и абсорбируемости во всех направлениях, а имеет на обратной стороне нормальной плоскости большую интенсивность и меньшую абсорбируемость, чем в противоположном направлении. Вторым фактом,⁷ на значение которого для теории излучения⁸ я обратил внимание некоторое время назад, служит то явление, что рентгеновские лучи и на больших расстояниях от центра их эмиссии приводят к эмиссии катодных лучей, с энергией порядка энергии первичных электронов, которые сами испускают рентгеновское излучение. Оба факта едва ли поддаются объяснению с помощью гипотезы эфирных волн, но их можно хорошо объяснить с помощью квантовой гипотезы света. А именно, с помощью гипотезы, что электромагнитная энергия излучения распространяется не равномерно по всем направлениям в гипотетической среде эфира, а остается сконцентрированной в конечном объеме с центром тяжести,

⁷E. Dorn, Abh. d. Naturf.-Ges. Halle 22, 39, 1900; A. Bestelmeyer, C.R. 130, 1013, 1907.

⁸J. Stark, diese Zeitschr. 10, 579, 1909.

движущимся со скоростью света.

Если асимметрию интенсивности и поглощаемости эмиссии рентгеновских лучей, по отношению к нормальной плоскости, считать доказанной, то легко искать родственные явления.

Обращением явления эмиссии рентгеновских лучей посредством катодных лучей является эмиссия вторичных катодных лучей посредством поглощения рентгеновских лучей. Можно предположить, что когда рентгеновские лучи поглощаются в тонкой пластине некоторого вещества, на обратной стороне нормальной плоскости (плоскость через фокус поглощения нормально к направлению падения рентгеновских лучей) эмитируется больше вторичных катодных лучей, чем на передней стороне.⁹ Кроме того, катодные лучи, испущенные на передней стороне, должны были бы иметь, в среднем, меньшую скорость, чем катодные лучи, испущенные на обратной стороне.

β - лучи радиоактивных элементов являются быстрыми катодными лучами, γ лучи, возможно, рентгеновскими лучами большей частоты. По аналогии следует заключить, что β - лучи при их попадании на атом твердого тела приведут к небольшой эмиссии γ - лучей в направлении, противоположном их направлению, а на обратной стороне нормальной поверхности – к большой эмиссии γ - лучей. Напротив, γ - лучи радиоактивных элементов при их поглощении в твердом веществе должны были бы приводить к испусканию большего количества и более быстрых вторичных β - лучей по направлению, чем противоположно их направлению.

Теория излучения электромагнитного импульса вследствие столкновения электронов, развитая здесь на основе квантовой теории света, должна быть применена к световому излучению в области длины волн 450 – 250 мкм в отдельном исследовании.

1. Вышеупомянутые выводы сделали г-да Мейер и Штойбинг из моих наблюдений и предприняли попытку проверить экспериментально.

Аахен, высшая техническая школа, 5 ноября 1909.
(Вышла 16-го ноября 1909.)

⁹Auch veröffentlicht in Phil. Mag. 18, 530, 1909.