

§ 80. Корпускулярные свойства фотонов. Явление Комптона¹⁾

Начиная с 1905 г., когда Эйнштейн сформулировал квантовый закон фотоэффекта (т. II, § 54, 1959; в предыдущих изданиях § 96), постепенно были раскрыты корпускулярные свойства света. Важным этапом в развитии корпускулярных представлений о свете оказалось основанное на законе пропорциональности массы и энергии объяснение явления, открытого в 1923 г. Комптоном. Явление Комптона заключается, как подробно пояснено ниже, в особом характере рассеяния рентгеновых лучей и гамма-лучей на свободных электронах. Обнаружилось, что закон пропорциональности массы и энергии чрезвычайно облегчает понимание не только явления Комптона, но и ряда других явлений, в которых сказываются корпускулярные свойства излучения. Вместе с тем именно при анализе корпускулярных свойств фотонов видимого света, рентгеновых лучей и гамма-лучей в убедительной форме выявилась универсальная применимость закона пропорциональности массы и энергии.

Если исходить из закона пропорциональности массы и энергии и законов сохранения энергии и импульса, явление, открытое Комптоном, можно рассматривать как следствие давления света на отдельные электроны или, что физически равнозначно, как результат соударения фотонов с электронами.

Как уже было отмечено в § 41, волновая теория светового давления отличается некоторой сложностью. Наоборот, из корпускулярных представлений о свете сразу становится очевидным, что должно существовать световое давление как следствие ударов световых частиц. Однако старая ньютоновская теория истечения приводила к величине светового давления, в 2 раза превышающей истинное значение. На основании квантовой теории света нетрудно получить формулу (§ 41), правильно связывающую плотность излучения с величиной светового давления.

Действительно, если на единицу поверхности поглощающего тела падает в одну секунду N фотонов, то поток энергии равен $Nh\nu$. Но поток энергии излучения равен объемной плотности энергии u , умноженной на скорость света c , т. е. $Nh\nu = uc$, откуда

$$u = N \frac{h\nu}{c}.$$

Величина $\frac{h\nu}{c}$ представляет собой импульс отдельного фотона; следовательно, полный импульс, передаваемый фотонами поглощающему телу в секунду (и проявляющийся как световое

¹⁾ Этот параграф написан В. А. Фабрикантом.

давление), равен $N \frac{h\nu}{c}$. Таким образом, световое давление при полном поглощении света равно плотности световой энергии u . Это заключение, как было показано в § 41, согласуется с выводами волновой теории и с результатами опытов Лебедева.

Мы видим, что волновая и квантовая теории в данном вопросе приводят к одному и тому же результату. Однако можно так видоизменить опыт Лебедева, чтобы и в явлении светового давления обнаружались специфические квантовые свойства света. Волновая теория дает правильную картину явления только для опытов с

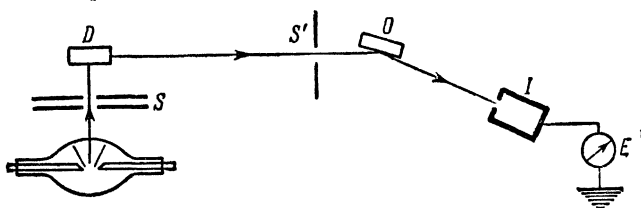


Рис. 336. Схема опытов Комптона.

большим числом фотонов. При достаточно слабом световом пучке должны наблюдаться толчки, возникающие при попадании отдельных фотонов на поверхность освещаемого тела. Но для обычных макроскопических тел (крылышко радиометра) и для фотонов видимого света, обладающих малой энергией, толчки от отдельных фотонов обнаружить практически невозможно, так как сталкивающиеся массы различаются в 10^{30} — 10^{35} раз. Положение становится существенно иным, если в качестве облучаемого тела фигурируют отдельные электроны, а свет состоит из фотонов жестких рентгеновых лучей или гамма-лучей. Масса фотона $\frac{h\nu}{c^2}$ для жестких рентгеновых лучей, как уже упоминалось в § 78, сравнима с массой покоя электрона. Поэтому при взаимодействии жестких рентгеновых или гамма-лучей со свободными электронами должны проявиться, и действительно проявляются, корпускулярные свойства света.

Практически нет необходимости иметь совершенно свободные электроны; достаточно, чтобы энергия фотона во много раз превышала энергию связи электрона с атомом. Тогда эта связь при соударении фотона с электроном легко рвется и в целом явление мало отличается от случая соударения фотона со свободным электроном.

Впервые опыты по изучению соударений фотонов с электронами были проведены в 1922—1923 гг. А. Комптоном. Комптон исследовал рассеяние жестких рентгеновых лучей графитом. Схема опытов Комптона показана на рис. 336. Рентгеновская трубка с молиб-

деновым антикатодом служила источником монохроматических рентгеновых лучей — линии K_{α} молибдена с длиной волны $0,7126\text{ \AA}$. Свинцовые диафрагмы S выделяли узкий пучок лучей, падавший на кусок графита D . Изучался спектр лучей, рассеянных графитом под различными углами θ . Для этого был применен рентгеновский спектрометр, состоявший из пластины со щелью S' , кристалла O , ионизационной камеры I и электрометра E .

На рис. 337 представлены итоги измерений, сделанных Комптоном. Оказалось, что в спектре рассеянных лучей, кроме линии, имеющей длину волны излучения, падающего на графит, появляется еще одна линия с большей длиной волны; сдвиг длины волны этой линии по отношению к длине основной растет с увеличением угла рассеяния θ . Возникновение линии с увеличенной длиной волны получило название явления *Комптона*.

Теория явления Комптона основана на чисто корпускулярных представлениях. Рассеяние рентгеновых лучей рассматривается как результат соударения двух частиц: одной из них является фотон, другой — почти свободный электрон.

По закону сохранения энергии

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2, \quad (9)$$

где $h\nu_0$ — энергия падающего фотона, m_0c^2 — полная энергия свободного электрона, который мы считаем до соударения покоящимся, $h\nu$ — энергия рассеянного фотона, mc^2 — полная энергия электрона после соударения. Фотон теряет часть своей энергии, и поэтому $\nu < \nu_0$; электрон приобретает эту энергию и приходит в движение. Его масса становится равной $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, где v — при-

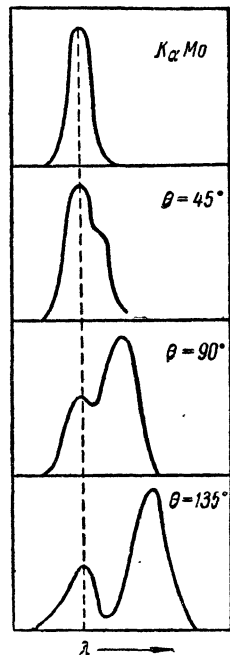


Рис. 337. Эффект Комптона.

обретенная электроном скорость.

По закону сохранения импульса (рис. 338) электрон приобретает импульс mv , равный геометрической разности импульсов фотона до и после соударения (подобно тому, как в опытах Лебедева крылышко радиометра приобретало импульс, потерянный световым пучком); применяя общеизвестную теорему о вычислении стороны треугольника, получаем:

$$\left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 - 2\frac{h\nu}{c}\frac{h\nu_0}{c}\cos\theta = (mv)^2. \quad (10)$$

Совместное решение уравнений (9) и (10) дает (нужно помнить,

$$\text{что } m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$v_0 - v = \frac{h}{m_0 c^2} v v_0 (1 - \cos \theta),$$

или

$$\frac{c}{v} - \frac{c}{v_0} = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta);$$

$$\text{но } \frac{c}{v_0} = \lambda_0, \text{ а } \frac{c}{v} = \lambda, \text{ откуда}$$

$$\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta). \quad (11)$$

Подставив значение констант, получаем:

$$\Delta \lambda = 0,0242 (1 - \cos \theta) \text{ \AA}. \quad (11')$$

Величину $\frac{h}{m_0 c} = 0,0242 \text{ \AA}$ называют *комптоновской длиной волны*.

Формула (11) находится в прекрасном согласии с опытом. На рис. 337 вертикальные прямые соответствуют теоретическим значениям изменения длины волны $\Delta \lambda$. Наиболее точные экспериментальные измерения комптоновской длины волны дали $(0,02424 \pm 0,00004) \text{ \AA}$, тогда как теоретическое значение $(0,024265 \pm 0,000006) \text{ \AA}$.

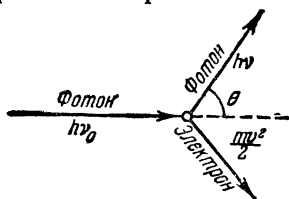


Рис. 338. Схема явления Комптона.

По формуле (11') величина комптоновского сдвига $\Delta \lambda$ не зависит от длины волны рассеиваемого излучения и измеряется даже для больших углов рассеяния всего сотыми долями ангстрема. Однако этот

сдвиг длины волны по порядку величины близок к длине волны гамма-лучей, и поэтому явление Комптона легко наблюдать при рассеянии гамма-лучей и жестких рентгеновых лучей. Понятно, что в области видимого света, имеющего длину волны в тысячи ангстрем, практически почти невозможно обнаружить ее изменение на сотые доли ангстрема. Кроме того, и формула (11) для этого случая не пригодна, так как при взаимодействии с фотонами видимого света электроны вещества уже нельзя считать свободными даже приближенно.

Внутренние электроны атомного остатка так сильно связаны с атомом, что при их взаимодействии даже с жесткими рентгеновыми лучами сказывается масса всего атома в целом. Поэтому рассеяние на электронах атомного остатка происходит практически без изменения длины волны. В итоге при рассеянии периферическими и

внутренними электронами в рассеянном свете наряду с измененной длиной волны λ имеется длина волны λ_0 .

Опыты Комптона оставляли без внимания главный, прямой эффект давления света, т. е. в них не исследовалось движение электронов, вызванное соударением с фотоном (аналогичное движению крылышка радиометра в опытах Лебедева). Позже для изучения движения *электронов отдачи* в явлении Комптона были применены камеры Вильсона. Наиболее обстоятельное исследование электронов отдачи произвел Д. В. Скобельцын, применивший для этой цели магнитное поле. Из уравнений (9) и (10) нетрудно определить, как импульс и энергия электронов отдачи зависят от угла их вылета (рис. 338). В камере Вильсона трэки делают видимым каждый отдельный акт соударения фотона с электроном. Сравнения полученных таким способом результатов с теоретическими с еще большей наглядностью подтвердили справедливость корпускулярной картины явления. Придерживаясь только волновой теории света, было бы невозможно объяснить, почему электрон в одном акте отдачи получает такие большие порции энергии и импульса, которые наблюдаются на опыте.

В 1923 г. Бор, Крамерс и Слэтер высказали сомнение в справедливости закона сохранения энергии для отдельных актов рассеяния. Они предположили, что рассеяние света происходит непрерывно, а электроны отдачи вылетают совершенно случайно, так что баланс энергии оправдывается только статистически для больших промежутков времени.

Однако уже в 1925 г. непосредственными опытами была доказана полная необоснованность сомнений в строгой выполнимости законов сохранения энергии и импульса при каждом акте рассеяния. В опытах Боте и Гейгера при помощи двух счетчиков (счетчика фотонов и счетчика электронов) была установлена полная одновременность возникновения рассеянного фотона и электрона отдачи. Кроме того, исследования углов вылета электронов и фотонов с одновременным определением по методу Скобельцына энергии электронов однозначно подтвердили справедливость уравнений (9) и (10).

В 1936 г. Шенкланд на основании опытов с гамма-лучами опять пытался возобновить точку зрения Бора, Крамерса и Слэтера, но тщательная проверка его опытов, проведенная многими физиками, в том числе и советскими, показала полную ошибочность полученных им результатов.

В настоящее время можно считать неопровержимо доказанным, что законы сохранения энергии и импульса совершенно строго соблюдаются при каждом акте рассеяния. Здесь, как и во всех других случаях, подтвердилось, что законы сохранения энергии, массы и импульса непосредственно связаны с самыми фундаментальными свойствами движущейся материи и никогда не нарушаются.