

3. Вычислить длину волны λ для длинноволновой границы фотоэффекта на цинке, если работа выхода электрона из цинка $A = 3,74$ эВ.

Ответ. $\lambda = hc/A = 330$ нм.

4. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов при освещении цезиевого электрода монохроматическим светом оказалась равной $\mathcal{E}_{\max} = 0,15$ эВ. Вычислить длину волны λ света, применявшегося при освещении, если работа выхода электрона из цезия $A = 1,89$ эВ.

Ответ. $\lambda = hc/(\mathcal{E}_{\max} + A) = 600$ нм.

5. Уединенный медный шарик облучается ультрафиолетовым светом с длиной волны $\lambda = 200$ нм. До какого максимального потенциала зарядится шарик, если работа выхода электрона из меди $A = 4,47$ эВ?

Ответ. $V = \frac{hc/\lambda - A}{e} = 1,04$ В.

6. При каких длинах волн λ облучающего света шарик в условиях предыдущей задачи заряжаться не будет?

Ответ. $\lambda \geq hc/\lambda = 274$ нм.

7. Вакуумный фотоэлемент с катодом из молибдена освещается монохроматическим светом с длиной волны $\lambda = 250$ нм. При наложении задерживающей разности потенциалов фототок уменьшается и обращается в нуль, когда она достигает значения $V = 1,8$ В. Определить внешнюю контактную разность потенциалов между молибденом и материалом анода, если работа выхода электрона из молибдена $A = 4,27$ эВ.

Ответ. $V_c = \frac{hc/\lambda - A}{e} - V = -1,40$ В

Отрицательный знак означает, что при контакте молибдена с материалом анода потенциал молибдена окажется ниже.

8. Определить наибольшую скорость электронов v на аноде рентгеновской трубы, если минимальная длина волны сплошного рентгеновского излучения составляет $\lambda = 0,1$ нм.

Ответ. $v = h/m_e \lambda = 7,3 \cdot 10^3$ км/с.

§ 3. Эффект Комптона

1. В 1922 г. Артур Комптон (1892—1962) открыл явление, которое, как и фотоэффект, подтверждает гипотезу фотонов. Комптон изучал рассеяние *жесткого* рентгеновского излучения на телах, состоящих из *легких атомов* (графит, парафин и пр.). Схема его установки показана на рис. 10. Источником рентгеновского излучения служила рентгеновская трубка с молибденовым антикатодом. Узкий пучок монохроматического рентгеновского излучения выделялся диафрагмами D_1 и D_2 и рассеивался на исследуемом теле R . Для исследования спектрального состава рассеянного излучения оно после прохождения ряда диафрагм попадало на кристалл K рентгеновского спектрографа, а затем в ионизационную камеру или на фотопластинку P . Оказалось, что в рассеянном излучении, наряду с исходной длиной волны λ , появляется *смещенная линия* с длиной волны $\lambda' > \lambda$. Изменение длины волны $\lambda' - \lambda$ в длинноволновую сторону спектра при рассеянии излучения получило название *комптоновского смещения*, а само явление — *эффекта Комптона*. Опыт показал, что *комптоновское смещение* $\lambda' - \lambda$ для исследованных веществ не зависит от состава рассеивающего тела

и длины падающей волны λ . Оно пропорционально квадрату синуса половины угла рассеяния ϑ .

На рис. 11 представлены результаты измерений на графите при различных углах рассеяния для K -линии молибдена ($\lambda = 0,0712605$ нм). Сверху показана форма линии исходного излучения (т. е. угловое распределение интенсивности в линии). Ниже сделано то же самое для рассеянного излучения при различных значениях угла рассеяния. Ясно видно, что первоначально одиночная линия в результате рассеяния становится двойной. Уширение обеих компонент рассеянного излучения обусловлено движением электронов и атомов, на которых происходит рассеяние.

2. Классическая теория не смогла объяснить закономерности комптоновского рассеяния (см. пункт 8). Они были поняты только на основе *квантовой теории*, предложенной независимо самим Комптоном и Дебаем (1884—1966). По их представлениям рассеяние рентгеновского

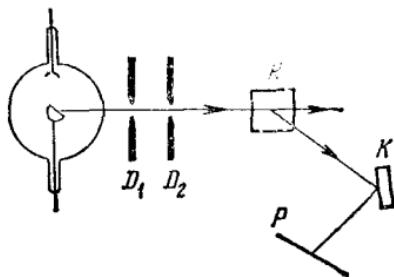


Рис. 10

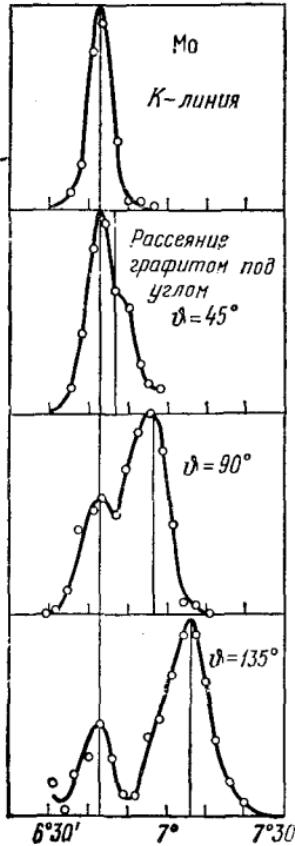


Рис. 11

кванта с изменением длины волны есть результат *одиночного акта столкновения* его с электроном.

В легких веществах, с которыми производились опыты Комптона, энергия связи электрона с атомом мала по сравнению с энергией, передаваемой ему рентгеновским квантом при столкновении. Энергия, передаваемая атому квантом при столкновении, тем больше, чем больше угол рассеяния. Поэтому указанное условие выполняется тем лучше, чем больше угол рассеяния. В легких атомах энергией связи электрона внутри атома можно пренебречь при всех углах рассеяния, т. е. все электроны считать свободными. Это и делается в теории Комптона — Дебая. Тогда одинаковость комптоновского смещения $\lambda' - \lambda$ для

всех веществ становится понятной само собой. Действительно, в теории с самого начала предполагается, что рассеивающее вещество в сущности состоит только из свободных электронов, т. е. индивидуальные особенности вещества никак не учитываются. Но это допустимо только для легких атомов. Для внутренних электронов тяжелых атомов такая идеализация не годится. Учет энергии связи ведет к отступлениям от простой формулы (3.3), выводимой ниже. Такие отступления действительно были обнаружены.

3. Рассмотрим теперь столкновение фотона со свободным электроном. При взаимодействии этих двух частиц должны соблюдаться законы сохранения энергии и импульса. Поскольку при столкновении с фотоном электрон может получить релятивистские скорости, столкновение должно рассматриваться на основе *релятивистской механики*. Обозначим через \mathcal{E}_Φ и \mathbf{p}_Φ энергию и импульс фотона до рассеяния, а через \mathcal{E}'_Φ и \mathbf{p}'_Φ — после рассеяния. Для электрона полная энергия и импульс до рассеяния будут соответственно $\mathcal{E}_e = m_0 c^2$ и 0 (электрон до рассеяния покоялся), а после рассеяния \mathcal{E}'_e и \mathbf{p}'_e . Тогда законы сохранения энергии и импульса дают

$$\mathcal{E}_\Phi + \mathcal{E}_0 = \mathcal{E}'_\Phi + \mathcal{E}_e, \quad \mathbf{p}_\Phi = \mathbf{p}'_\Phi + \mathbf{p}_e,$$

или

$$\mathcal{E}_e = \mathcal{E}_\Phi - \mathcal{E}'_\Phi + \mathcal{E}_0, \quad \mathbf{p}_e = \mathbf{p}_\Phi - \mathbf{p}'_\Phi.$$

Отсюда

$$\left(\frac{\mathcal{E}_e}{c}\right)^2 - \mathbf{p}_e^2 = \frac{(\mathcal{E}_\Phi - \mathcal{E}'_\Phi + \mathcal{E}_0)^2}{c^2} - (\mathbf{p}_\Phi - \mathbf{p}'_\Phi)^2. \quad (3.1)$$

Для каждой частицы квадрат четырехмерного вектора в пространстве Минковского есть инвариант, т. е.

$$(\mathcal{E}/c)^2 - \mathbf{p}^2 = \text{Inv}, \quad (3.2)$$

причем для фотона этот инвариант равен нулю. Это дает

$$(\mathcal{E}_e/c)^2 - \mathbf{p}_e^2 = (\mathcal{E}_0/c)^2,$$

$$(\mathcal{E}_\Phi/c)^2 = \mathbf{p}_\Phi^2, \quad (\mathcal{E}'_\Phi/c)^2 = \mathbf{p}'_\Phi^2.$$

С учетом этого из (3.1) получаем

$$\frac{\mathcal{E}_\Phi \mathcal{E}'_\Phi}{c^2} + \frac{\mathcal{E}'_\Phi \mathcal{E}_0}{c^2} - \frac{\mathcal{E}_\Phi \mathcal{E}_0}{c^2} - \mathbf{p}_\Phi \mathbf{p}'_\Phi = 0,$$

или

$$1 - \cos \vartheta = m_0 c \left(\frac{1}{\mathbf{p}'_\Phi} - \frac{1}{\mathbf{p}_\Phi} \right),$$

где ϑ — угол рассеяния, т. е. угол между векторами \mathbf{p}_Φ и \mathbf{p}'_Φ .

До сих пор квантовая природа света, во всяком случае в ее специальной форме (1.7), не использовалась. Мы оперировали

лишь понятиями энергии и импульса излучения. Наше рассмотрение справедливо и в классической физике, поскольку в ней излучению также присущи определенные энергия и импульс, подчиняющиеся законам сохранения. На основе этих законов сохранения мы и рассмотрели взаимодействие электрона с определенной порцией излучения. Теперь мы учтем, что такой порцией излучения является фотон с начальным импульсом $p_{\phi} = h/\lambda$ и конечным $p'_{\phi} = h/\lambda'$, где λ и λ' — длины волн падающего и рассеянного излучения. В результате получим

$$\lambda' - \lambda = \lambda_k (1 - \cos \theta) = 2\lambda_k \sin^2(\theta/2), \quad (3.3)$$

где

$$\lambda_k = \hbar/m_e c = 2,4263096(15) \cdot 10^{-10} \text{ см}, \quad (3.4)$$

причем в последней формуле массу покоя электрона мы обозначили через m_e (см. конец § 1).

Из (3.3) следует независимость комптоновского смещения $\lambda' - \lambda$ от вещества рассеивающего тела (для легких атомов). Качественно этот результат уже был получен выше. Формула (3.3) приводит также к независимости комптоновского смещения от первоначальной длины волны λ . Это специфично лишь для релятивистского рассмотрения, если дополнительно учесть, что масса покоя одного из сталкивающихся тел (фотона) равна нулю.

Универсальная постоянная λ_k , определяемая формулой (3.4), является одной из важнейших атомных постоянных. Она называется комптоновской длиной для электрона. Комптоновская длина представляет собой изменение длины волны фотона при его рассеянии на угол $\theta = \pi/2$ на свободном неподвижном электроне. Другой физический смысл комптоновской длины будет указан в § 17. Существует комптоновская длина для протона, нейтрона и других элементарных частиц. Она также определяется выражением (3.4), если в нем массу электрона заменить на массу соответствующей частицы. В теоретических исследованиях предпочитают пользоваться другой универсальной постоянной:

$$\lambda_k = \hbar/m_e c = \lambda_k/2\pi = 3,861592(4) \cdot 10^{-11} \text{ см}. \quad (3.5)$$

Ее также называют комптоновской длиной для электрона (перечеркнутой или приведенной).

Следует особо подчеркнуть, что электрон, на котором рассеивается фотон, в рассматриваемой теории предполагается неподвижным. Если же электрон движется, то при столкновении он может передать свою кинетическую энергию фотону, а сам остановиться. Этот процесс сопровождается уменьшением длины волны фотона и называется обратным эффектом Комптона.

4. Формула (3.3) показывает, что рассеяние фотонов на неподвижных свободных электронах всегда должно сопровож-

даться комптоновским увеличением длины волны. Каково же происхождение несмещенной линии (см. рис. 11)? Она вызывается связанными электронами. В этом случае рассеяние происходит на *атомах*, массы которых могут считаться бесконечно большими. Для бесконечно тяжелого атома комптоновская длина, а с ней и смещение $\lambda' - \lambda$, согласно формулам (3.3) и (3.4), обращаются в нуль. Атом получает импульс от падающего фотона, но его энергия остается без изменения. С ростом атомного номера относительное число связанных электронов увеличивается. Поэтому происходит и возрастание интенсивности несмещенной компоненты по сравнению с интенсивностью смещенной.

Как же меняется соотношение между интенсивностями смещенной и несмещенной компонент при изменении угла рассеяния? Выше было отмечено, что условие, при котором электрон может считаться свободным, выполняется тем лучше, чем больше угол рассеяния. Отсюда следует, что при увеличении угла рассеяния увеличивается относительная доля свободных электронов, а с ней и отношение интенсивностей смещенной и несмещенной компонент.

Чем больше энергия фотона, тем в меньшей степени проявляется связь электрона с атомом. Вот почему для наблюдения эффекта Комптона должны применяться *жесткие рентгеновские лучи*. Однако, когда энергия фотона начинает превышать удвоенную энергию покоя электрона $2m_e c^2$, при взаимодействии его с веществом начинается процесс *образования пар*, т. е. превращение фотона в пару электрон — позитрон. С увеличением энергии фотона этот процесс идет относительно все быстрее и быстрее и при энергиях, значительно превышающих $2m_e c^2$, подавляет комптоновское рассеяние. Для видимого света энергия связи электронов в атоме превышает энергию фотона. Вот почему в видимой области эффект Комптона не наблюдается.

Отметим еще, что рассеяние фотонов на атомах *когерентно*, а на свободных электронах *некогерентно*. Последнее очевидно, поскольку свободные электроны и их движения независимы, а потому независимы и рассеяния на них. Колебания же связанных электронов, вызванные падающей волной, согласованы. Поэтому волны, рассеянные на связанных электронах, могут интерферировать между собой и с падающей волной. Именно такая интерференция проявляется при прохождении рентгеновских лучей через кристаллы и определяется известными условиями Лауз и Вульфа — Брэгга (см. т. IV, § 61).

5. При рассеянии рентгеновского фотона на свободном электроне электрон получает отдачу, как это изображено параллелограммом на рис. 12. Из этого параллелограмма получаем

$$p'_e \cos \varphi + p'_\Phi \cos \theta = p_\Phi, \quad p'_e \sin \varphi = p'_\Phi \sin \theta.$$

Исключая отсюда p'_e и учитывая соотношение $p_\phi/p'_\phi = \lambda'/\lambda$, получим

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \theta}{\lambda'/\lambda - \cos \theta}.$$

Отношение λ'/λ найдем с помощью формулы (3.3). После несложных преобразований получаем

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\operatorname{ctg}(\theta/2)}{1 + \lambda_K/\lambda} = \frac{\operatorname{ctg}(\theta/2)}{1 + h\nu/(m_e c^2)}. \quad (3.6)$$

Этой формулой определяется направление вылета электрона отдачи. Аналогично нетрудно получить его энергию и импульс (см. задачу 2 к этому параграфу).

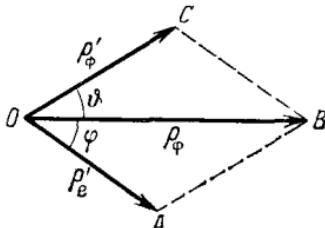
6. Процесс, изображенный на рис. 12, наблюдался в камере Вильсона (1869—1959). Напомним, что в камере Бильсона

быстрым адиабатическим расширением создается пересыщенный водяной пар (см. т. II, § 119). Заряженная частица, пролетая через камеру, ионизует окружающий воздух. На ионах оседают капельки тумана, делающие видимым след заряженной частицы. Такой след называется *треком*. Направление движения электрона отдачи (OA на рис. 12) можно, следовательно, фиксировать в камере

Рис. 12

Вильсона. Энергия же и величина импульса электрона отдачи определяются длиной его пробега, т. е. длиной трека. Импульс p'_e электрона отдачи может, таким образом, считаться известным.

Но как определить отрезки OB и OC , изображающие импульсы падающего и рассеянного фотонов? Фотоны не заряжены и не оставляют следов в камере Вильсона. Однако начало отрезка OB отмечается точкой, в которой начинается трек электрона отдачи, а длина этого отрезка определяется величиной импульса падающего фотона. Этими данными отрезок OB определен полностью. Остается определить только отрезок OC , для чего достаточно знать положение точки C . Но она будет определена, если рассеянный фотон сам претерпит комптоновское рассеяние, в результате чего будет отмечен новый электрон отдачи. В этом случае все три отрезка OA , OB и OC будут известны, и можно убедиться, что OB действительно является диагональю параллелограмма, построенного на OA и OC , как того требует квантовая теория эффекта Комптона. Можно, в частности, убедиться, что между углами рассеяния фотона и электрона отдачи действительно выполняется соотношение (3.6). Конечно, все это нельзя получить с полной достоверностью в результате только одного опыта. На основании одного опыта нельзя утверждать, что новый трек оставлен не каким-то



случайным электроном, не имеющим отношения к рассматриваемому явлению, а именно новым электроном отдачи, о котором говорилось выше. Это можно утверждать только с той или иной степенью вероятности, на основе статистической обработки результатов очень большого числа опытов. Такая статистическая обработка и подтвердила правильность исходных положений фотонной теории эффекта Комптона. Она показала, в частности, что законы сохранения энергии и импульса выполняются в элементарных актах рассеяния фотонов на электронах.

7. Д. В. Скобельцыным (р. 1892) наблюдалась электроны отдачи в камере Вильсона, помещенной в сильное магнитное поле, при облучении ее γ -лучами радиоактивного препарата. Их траекториями были окружности радиуса

$$R = cp_e'/eB, \quad (3.7)$$

где B — напряженность магнитного поля. Измерив этот радиус, можно с помощью этой формулы вычислить импульс, а затем по формуле

$$\mathcal{E}^2 = (p_e'c)^2 + (m_0c^2)^2 \quad (3.8)$$

и энергию электрона. Оказалось, что это действительно *релятивистские электроны*, а потому пользоваться теорией относительности для них обязательно.

8. В связи с последним результатом затронем вопрос о невозможности классического истолкования эффекта Комптона. Поскольку электроны в легких атомах могут считаться свободными, никакими собственными частотами они не обладают. Рассмотрим с классической точки зрения их поведение в поле монохроматической электромагнитной волны. Пренебрежем сначала действием магнитного поля. В этом приближении, если пренебречь также затуханием, электрон приходит в колебания, частота которых совпадает с частотой электромагнитной волны. Колеблющийся электрон переизлучает электромагнитные волны, которые и представляют собой рассеянное излучение. Поэтому с классической точки зрения частота рассеянного излучения должна совпадать с частотой падающего.

Этот вывод, однако, был получен в пренебрежении действием магнитного поля. Если учесть магнитное поле \mathbf{B} и снова пренебречь затуханием, то движение свободного электрона будет описываться уравнением

$$\dot{\mathbf{p}} = -e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right).$$

В нерелятивистском приближении это — линейное дифференциальное уравнение с переменными коэффициентами. Благодаря этому при вынужденных колебаниях электронов могут возбуждаться частоты, отличные от частоты падающей волны. Конечно,

такая возможность может проявиться только тогда, когда скорость электрона v не пренебрежимо мала по сравнению со скоростью света. Особо существенной она может быть при релятивистских скоростях, когда движение электрона к тому же осложнено нелинейными эффектами. Но в эффекте Комптона появляются именно релятивистские электроны отдачи, как это следует из опытов с камерой Вильсона. Казалось бы, появляется надежда, что при рассеянии на свободных электронах может возникать изменение частоты электромагнитной волны.

Однако если бы даже это изменение частоты подчинялось наблюдаемой зависимости от угла рассеяния, такую надежду следует оставить. Достаточно поставить вопрос, откуда в непрерывной электромагнитной волне могут появиться релятивистские электроны отдачи? (А опыт показывает, что, как и в случае фотоэффекта, они при освещении гамма-лучами появляются без запаздывания!) Невообразимо, как может непрерывная электромагнитная волна сжаться в плотный сгусток энергии и сосредоточить свое действие на отдельном электроне! Поэтому следует признать, что опыт вынуждает нас принять квантовую точку зрения, согласно которой комптоновское рассеяние излучения и электроны отдачи появляются в результате *одиночного действия* фотона на отдельный электрон.

ЗАДАЧИ

1. В результате комптоновского рассеяния на свободном покоящемся электроне длина волны фотона с энергией \mathcal{E}_Φ увеличилась в α раз. Найти кинетическую энергию \mathcal{E}_e электрона отдачи.

Ответ. $\mathcal{E}_e = \mathcal{E}_\Phi(\alpha - 1)/\alpha$.

2. Фотон рентгеновского излучения с энергией \mathcal{E}_Φ в результате комптоновского рассеяния на свободном покоящемся электроне отклонился от первоначального направления на угол ϑ . Определить кинетическую энергию $\mathcal{E}_{\text{кин}}$ и импульс p'_e электрона отдачи. Показать на основе геометрических соображений, что импульс электрона по абсолютной величине окажется больше импульса падающего фотона, если фотон отклонится от первоначального направления на угол $\vartheta = \pi/2$.

Ответ.

$$\mathcal{E}_{\text{кин}} = \frac{\hbar c}{\lambda} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda + 2\lambda_K \sin^2(\vartheta/2)} \right), \quad (p'_e c)^2 = \mathcal{E}_{\text{кин}}^2 + 2m_e c^2 \mathcal{E}_{\text{кин}}.$$

3. Фотон с длиной волны λ рассеялся на движущемся свободном электроне. В результате электрон остановился, а фотон отклонился от первоначального направления на угол ϑ . Найти изменение длины волны фотона $\lambda' - \lambda$ в таком процессе. Свести эту задачу к задаче о рассеянии фотона на неподвижном электроне.

Ответ. $\lambda' - \lambda = -(2\hbar/m_e c) \sin^2(\vartheta/2)$. В результате рассеяния длина волны фотона уменьшается.

4. Гамма-квант с энергией $h\nu$ рассеивается на неподвижном электроне. Найти направления рассеянного кванта, чтобы при взаимодействии с веществом он мог породить электрон-позитронную пару. Найти также предельное значение $\vartheta_{\text{пред}}$ угла рассеяния, при котором этот процесс возможен для гамма-квантов очень высоких энергий.

Ответ. Рассеянный гамма-квант может породить электрон-позитронную пару, если рассеяние происходит внутри конуса

$$\cos \theta > \frac{1}{2} + \frac{m_e c^2}{\hbar v}.$$

Если же направление рассеяния лежит вне этого конуса, то рождение электрон-позитронных пар невозможно. Для квантов очень высоких энергий ($\hbar v \rightarrow \infty$) пары могут образовываться, если угол рассеяния не превосходит $\theta_{\text{пред}} = 60^\circ$.

5. Показать, что при взаимодействии с веществом фотон сколь угодно высокой энергии, испытавший комптоновское рассеяние на неподвижном электроне строго назад ($\theta = \pi$), не может породить электрон-позитронную пару.

6. Пусть v — частота фотона до комптоновского рассеяния на электроне в системе отсчета, где электрон покоятся после соударения с фотоном, а v' — частота фотона после соударения в системе отсчета, где электрон покоялся до соударения (т. е. в лабораторной системе). Показать, что $v = v'$ (теорема взаимности).

Решение. Обозначим большими буквами \mathcal{P} и \mathcal{K} четырехмерные импульсы электрона и фотона ($p, \mathcal{E}/c$) до соударения. Те же величины после соударения обозначим такими же буквами, но штрихованными. При упругом столкновении четырехмерный импульс системы фотон — электрон сохраняется:

$$\mathcal{P} + \mathcal{K} = \mathcal{P}' + \mathcal{K}'.$$

Переписав это соотношение в виде $\mathcal{P} - \mathcal{K}' = \mathcal{P}' - \mathcal{K}$ и возведя его в квадрат, получим

$$\mathcal{P}^2 + \mathcal{K}'^2 - 2\mathcal{P}\mathcal{K}' = \mathcal{P}'^2 + \mathcal{K}^2 - 2\mathcal{P}'\mathcal{K}$$

Квадрат 4-импульса частицы в пространстве Минковского¹⁾ есть инвариант. Для электрона он равен

$$\mathcal{P}^2 = p^2 - \mathcal{E}_e^2/c^2 = p'^2 - \mathcal{E}_e'^2/c^2 = -m_0^2 c^2,$$

где через m_0 обозначена масса покоя электрона. Для фотона такой же инвариант равен нулю: $\mathcal{K}^2 = 0$ (так как масса покоя фотона равна нулю). Таким образом,

$$\mathcal{P}\mathcal{K}' = \mathcal{P}'\mathcal{K}.$$

В системе отсчета, где электрон до столкновения покоялся,

$$\mathcal{P} = (0, m_0 c), \quad \mathcal{K}' = (p'_\phi, h\nu'/c), \quad \text{так что} \quad \mathcal{P}\mathcal{K}' = -m_0 h\nu'.$$

В системе же отсчета, где электрон покоялся после соударения,

$$\mathcal{P}' = (0, m_0 c), \quad \mathcal{K} = (p_\phi, h\nu/c), \quad \mathcal{P}'\mathcal{K} = -m_0 h\nu.$$

Отсюда $v = v'$, что и требовалось доказать.

7. Показать, что частота фотона после комптоновского рассеяния в системе отсчета, в которой электрон покоялся после соударения, равна частоте падающего фотона в лабораторной системе.

8. Показать, что при комптоновском рассеянии в системе отсчета, все время связанной с электроном, частоты падающего и рассеянного фотонов одинаковы, а импульсы равны по величине, но противоположно направлены.

¹⁾ Напомним, что в таком пространстве квадрат 4-вектора равен разности квадратов пространственной и временной составляющих. В скалярное произведение 4-векторов произведение временных составляющих также входит со знаком минус.