

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РАССЕЯНИЕ ФОТОНОВ РАЗЛИЧНЫХ ЭНЕРГИЙ
НА ЭЛЕКТРОНАХ

Л. В. Курносова

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	603
1. Законы сохранения энергии и импульса при комптоновском рассеянии	605
2. Эффективное сечение комптоновского рассеяния на свободных электронах	608
а) дифференциальное и интегральное сечение рассеяния на покоящемся свободном электроне	608
б) Сечение комптоновского рассеяния на движущемся электроне	614
в) Поляризация при комптон-эффекте на ориентированных электронах	619
г) Результаты новой квантовой электродинамики	623
3. Комптоновское рассеяние на различных элементарных частицах	625
а) Сводка эффективных сечений рассеяния фотонов на заряженных частицах, обладающих различными спинами и магнитными моментами	625
б) Рассеяние фотонов на нуклеонах	626
4. Экспериментальные данные при малых энергиях	627
5. Экспериментальные данные при больших энергиях	639

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о рассеянии фотонов на электронах сыграл, как известно, заметную роль в развитии квантовых представлений. В 1923 г. Комптон¹ наблюдал явление изменения частоты рентгеновых лучей при рассеянии их на электронах. Комптоном и независимо от него Дебаем² были написаны соотношения для этого процесса, основанные на законах сохранения энергии и импульса, в предположении о существовании фотона как частицы с энергией $h\nu$ и импульсом $\frac{h\nu}{c}$.

Квантовая природа света с особенной ясностью могла быть установлена путём наблюдения электронов отдачи в процессе рассеяния света на свободных электронах. Д. В. Скobel'цыным^[6], был применён метод наблюдения следов электронов отдачи в камере Вильсона, помещённой в магнитное поле. Этот метод позволил по кривизне следов определить энергию электронов отдачи и таким образом установить экспериментально зависимость между энергией и углом вылета электрона отдачи. Опыты Д. В. Скobel'цына по исследованию угловых соотношений и углового распределения электронов отдачи послужили подтверждением представлений о квантовой природе γ -излучения.

Многочисленные исследования были посвящены выяснению фундаментального вопроса о справедливости законов сохранения энергии и импульса при комптоновском рассеянии. Статистическая теория рассеяния Бора, Крамерса, Слетера³ оказалась неверной, а опыты Шэнкланда⁴, якобы подтверждавшие эту теорию, ошибочными. Всё дальнейшее развитие знаний о процессе рассеяния подтвердило правильность первоначальной точки зрения о справедливости законов сохранения. Исследования Д. В. Скobel'цына и ряд других работ^{5, 7, 8} показали, что в пределах экспериментальной точности (порядка 10%) угловое распределение электронов и фотонов (дифференциальное сечение) согласуется с формулой, полученной Клейном, Нишиной⁹ и советским физиком И. Е. Таммом¹⁰ на основе уравнения Дирака.

Вопрос о рассеянии фотонов, как об одном из простейших видов взаимодействия элементарных частиц, представляет интерес и в настоящее время. В связи с успехами новой квантовой электродинамики, развитой в последнее время¹¹, были сделаны теоретические расчёты сечений с учётом радиационных поправок для различных процессов, в частности и для комптоновского рассеяния.

Всё больший интерес проявляется к задачам по рассеянию фотонов большой энергии на протонах и других частицах. При больших энергиях падающих фотонов может оказаться, что сечение зависит от «структурь» частиц. Так, например, при рассеянии фотонов достаточно большой энергии на нуклонах (протонах или нейтронах) можно ожидать, что сечение рассеяния зависит от структуры «мезонного облака», окружающего нуклон. Характер зависимости сечения от энергии падающих фотонов (при энергии фотонов, близких к порогу образования мезонов) может экспериментально обосновать выбор между различными вариантами мезонной теории ядерных сил.

Более детальное изучение рассеяния при больших энергиях сделалось возможным благодаря развитию ускорительной техники, появлению бетатронов и синхротронов, дающих фотоны с энер-

гней порядка сотен мегавольт. Если ранее изучение комптоновского рассеяния послужило ключом к развитию представлений о корпускулярной природе света, то сейчас изучение комптоновского рассеяния на различных частицах может послужить ключом к установлению «структурь» частиц и дать представление о характере связи электромагнитного и ядерного полей.

В обзоре даётся сводка формул, описывающих рассеяние фотонов различных энергий на электронах и на других частицах, и описываются важнейшие экспериментальные работы в этой области.

1. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСА ПРИ КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ

При рассеянии излучения с большой длиной волны на свободных электронах справедлива электромагнитная теория света, и частота рассеянного излучения равна частоте падающего. В случае рассеяния излучения с малой длиной волны, т. е. с большой частотой ($h\nu \gg mc^2$; h — постоянная Планка, m — масса покоя электрона), проявляются корпускулярные свойства электромагнитного излучения. При этом процесс рассеяния следует рассматривать как упругое соударение двух частиц электрона и фотона с энергией $h\nu$ и импульсом $\frac{h\nu}{c}$. Если до рассеяния электрон покоялся, то из законов сохранения энергии и импульса следуют соотношения:

$$\left. \begin{aligned} h\nu &= h\nu' + mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right), \\ \frac{h\nu}{c} &= \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \varphi, \\ -\frac{h\nu'}{c} \sin \theta &+ \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin \varphi = 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$ — отношение скорости электрона отдачи к скорости света *), ν и ν' — частоты падающего и рассеянного фотонов,

*) Приведём численные значения некоторых основных констант согласно данным, опубликованным в 13, 52:

$$h = 6,6242 \cdot 10^{-27} \text{ эрг.сек}, \quad m = 9,1064 \cdot 10^{-28} \text{ з}, \quad c = 2,9978 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}},$$

$$e = 4,8025 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}.$$

θ и φ — угол рассеяния фотона и «угол отдачи» электрона соответственно (рис. 1).

Из закона сохранения импульса следует, кроме того, что направления падающего и рассеянного фотонов и электрона отдачи лежат в одной плоскости. Первое из соотношений (1) выражает закон сохранения энергии при рассеянии: энергия падающего фотона равна сумме энергии рассеянного фотона и кинетической энергии электрона, полученной им в акте рассеяния. Два другие соотношения (1) представляют собой закон сохранения импульса, а именно первое из них отвечает сохранению компоненты импульса в направлении распространения падающего излучения, второе — в направлении, перпендикулярном к направлению распространения падающего излучения.

Путём несложных алгебраических выкладок можно из (1) получить соотношения, связывающие частоты падающего и рассеянного излучений:

$$\frac{h\nu'}{mc^2} = \frac{h\nu}{mc^2 + h\nu(1 - \cos\theta)} \quad (2)$$

или, для соответствующих длин волн:

$$\lambda' = \lambda + \lambda_0(1 - \cos\theta), \quad (3)$$

где $\lambda_0 = 2\pi\lambda_0$, а $\lambda_0 = \frac{h}{2\pi nc} = 3,8619 \cdot 10^{-11}$ см — комптоновская длина волны.

Будем кинетическую энергию электрона ϵ выражать величиной $\gamma_2 = \frac{\epsilon}{mc^2}$. В этих единицах, положив $\frac{h\nu'}{mc^2} = \gamma_1$, $\frac{h\nu}{mc^2} = \gamma$, перепишем первое из соотношений (1) в форме

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2,$$

а (2) в виде

$$\gamma_1 = \frac{\gamma}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}.$$

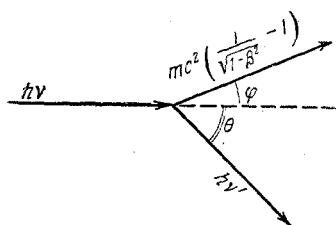


Рис. 1. Эффект Комптона. $h\nu$ — энергия падающего фотона, $h\nu'$ — энергия рассеянного фотона, $mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$ — энергия электрона отдачи, θ — угол рассеяния фотона, φ — угол электрона отдачи.

уменьшением угла рассеяния ($h\nu \gg mc^2$) энергия рассеянного фотона не

Соотношения (2), (3), (4) указывают, что при рассеянии фотонов, энергия которых $h\nu \gg mc^2$, энергия рассеянного фотона не равна энергии фотона падающего, а следовательно, различны и частоты падающего и рассеянного излучений: частота рассеянного излучения всегда меньше частоты падающего излучения (приближаясь к ней с

В случае весьма большой энергии падающего фотона ($h\nu \gg mc^2$) энергия рассеянного фотона не

может быть меньше $\frac{mc^2}{2}$ для любого угла рассеяния. Законы сохранения энергии и импульса дают возможность установить связь и между другими величинами, характеризующими рассеяние. Легко получить ряд соотношений, полезных для экспериментаторов. Для энергии электрона отдачи получим:

$$\gamma_2 = \frac{2\gamma^2}{1 + 2\gamma + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}, \quad (5)$$

где γ_2 — кинетическая энергия электрона отдачи, φ — угол между направлением падающего излучения и направлением движения электрона после акта рассеяния.

Для угла вылета электрона отдачи имеем:

$$\operatorname{ctg} \theta = (1 + \gamma) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad (6)$$

где θ и φ имеют прежний смысл.

Для угла рассеяния фотона имеют место следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \sin^2 \theta &= \left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{1}{\gamma} \right) \left[2 - \left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{1}{\gamma} \right) \right], \\ \sin \theta &= \frac{2(\gamma + 1) \operatorname{tg} \varphi}{1 + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}, \\ \cos \theta &= \frac{(1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi - 1}{(1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi + 1}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Таким образом, из законов сохранения можно получить все энергетические и угловые соотношения для рассеяния фотонов на электроне и на других частицах. Для примера приведём в таблице I зависимость энергии электрона отдачи от угла рассеяния фотона (при энергии падающих фотонов 200 Мэв).

Вероятности рассеяния фотона и вылета электрона отдачи с данной энергией в данном направлении получаются в квантовой электродинамике и рассматриваются в следующем параграфе.

Таблица I
Зависимость энергии электрона отдачи от угла рассеяния фотона θ .
 $\gamma = 400$ (энергия 200 Мэв)

θ°	φ	γ_1	γ_2	θ°	φ	γ_1	γ_2
0	90°	400	0	60	$0^\circ 14'$	1,9	398,1
2	$8^\circ 08'$	370	30	90	$0^\circ 08'$	0,9	399,1
4	$4^\circ 00'$	200	200	105	$0^\circ 06'$	0,7	399,3
6	$2^\circ 44'$	125	275	120	$0^\circ 04'$	0,6	399,4
10	$1^\circ 38'$	56,5	343,5	150	$0^\circ 02'$	0,5	399,5
20	$0^\circ 48'$	15,9	384,1	165	$0^\circ 01'$	0,5	399,5
30	$0^\circ 32'$	7,3	392,7	180	0°	0,5	399,5
45	$0^\circ 20'$	3,4	396,6				

2. ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В этом параграфе даётся сводка формул для эффективных сечений комптоновского рассеяния на свободных покоящихся и движущихся электронах. Рассматриваются выражения сечений для случаев различной поляризации падающих фотонов и различной ориентации электронов в рассеивающем веществе. Приводятся также выражения для радиационных поправок к сечению рассеяния, полученные в последнее время новыми методами квантовой электродинамики.

а) Дифференциальное и интегральное сечения рассеяния на покоящемся свободном электроне

Рассеяние света на свободных электронах в классическом случае описывается как излучение электрона, колеблющегося под действием внешнего светового поля. Эффективное сечение рассеяния для неполяризованного падающего излучения выражается формулой Томсона

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) d\Omega, \quad (8)$$

где $r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2,8182 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ — так называемый «классический радиус» электрона, θ — угол рассеяния фотона, а интегральное сечение равно

$$\sigma_0 = \frac{8}{3} \pi r_0^2 = 6,6537 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2.$$

Эффективное сечение рассеяния в релятивистской квантовой электродинамике получается методом теории возмущений при рассмотрении взаимодействия фотона с электроном, причём электрон описывается уравнением Дирака. При этом используется разложение выражения для энергии взаимодействия фотона с электроном по степеням малой величины $\frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$, где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. Так как матричные элементы взаимодействия отличны от нуля лишь для тех переходов, при которых поглощается или излучается только один фотон, то процесс рассеяния, происходящий с участием двух фотонов, может осуществляться лишь через промежуточные состояния. Вероятность таких переходов пропорциональна e^4 , ибо вероятность поглощения и вероятность излучения пропорциональны e^2 . Вычисление матричных элементов взаимодействия и суммирование по промежуточным состояниям приводят к следующей формуле для дифференциального сечения рассеяния в случае плоско-поляризованного падающего излучения, полученной впер-

вые Клейном-Нишиной⁹ и независимо выведенной более строго И. Е. Таммом¹⁰:

$$d\sigma = \frac{1}{4} r_0^2 \frac{\gamma_1^2}{\gamma^2} \left[\frac{\gamma}{\gamma_1} + \frac{\gamma_1}{\gamma} - 2 + 4 \cos^2 \Theta \right] d\Omega. \quad (9)$$

Формула (9) определяет число фотонов, рассеянных в телесный угол $d\Omega$, ось которого составляет угол θ с направлением падающих фотонов. Величины γ , γ_1 , r_0 имеют прежний смысл, а Θ — угол между направлениями поляризации падающего и рассеянного фотонов (т. е. угол между электрическим вектором падающего излучения e_0 и электрическим вектором излучения рассеянного e). Если падающее излучение не поляризовано, то из формулы (9) путём усреднения по углу α между плоскостью, проведённой через направление падающего луча и его вектор поляризации, и плоскостью, проведённой через направление падающего и рассеянного лучей, получим:

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\gamma_1^2}{\gamma^2} \left[\frac{\gamma}{\gamma_1} + \frac{\gamma_1}{\gamma} - \sin^2 \theta \right] d\Omega. \quad (10)$$

В случае плоско-поляризованного падающего излучения удобно представить рассеянное излучение состоящим из двух линейно поляризованных компонент¹². Сечение рассеяния в случае, когда вектор поляризации рассеянного излучения перпендикулярен вектору поляризации излучения падающего ($\cos \Theta = 0$), обозначим $d\sigma_{\perp}$. Сечение рассеяния в случае, когда векторы поляризации падающего и рассеянного излучения лежат в одной плоскости с направлением падающего излучения, обозначим $d\sigma_{\parallel}$. Из (9) непосредственно ясно, что в нерелятивистском случае ($h\nu \ll mc^2$), когда согласно (2) — (4) частота рассеянного излучения равна частоте падающего излучения, значения сечений $d\sigma_{\perp}$ и $d\sigma_{\parallel}$ будут следующими:

$$d\sigma_{\perp} = 0, \quad d\sigma_{\parallel} = r_0^2 \cos^2 \Theta d\Omega. \quad (11)$$

Если векторы поляризации падающего и рассеянного излучения лежат в одной плоскости с направлением рассеянного излучения, то легко выразить угол Θ между векторами поляризаций через угол рассеяния фотона θ и угол α . Можно легко показать, что

$$\cos^2 \Theta = 1 - \cos^2 \alpha \sin^2 \theta, \quad (12)$$

откуда вместо (11) получим:

$$d\sigma_{\perp} = 0; \quad d\sigma_{\parallel} = r_0^2 d\Omega (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \alpha). \quad (13)$$

Это означает, что рассеянное излучение полностью поляризовано, если поляризовано излучение падающее. Полученный результат

соответствует классическому представлению о рассеянии света свободным электроном, колеблющимся под действием падающей световой волны в направлении её электрического вектора. Формула (13) совпадает с формулой Томсона для поляризованного падающего излучения. В случае неполяризованного падающего излучения из (13) получим (8) путём усреднения по α .

В крайне-релятивистском случае, когда $h\nu \gg mc^2$, следует различать рассеяние на малые углы и на большие углы. При рассеянии на углы, достаточно малые, согласно (4) частота рассеянного излучения равна частоте падающего излучения. Из (4) видно, что условием того, что частота не изменяется при рассеянии, является неравенство

$$\gamma(1 - \cos \theta) \ll 1. \quad (14)$$

В этом случае $\gamma_1 \approx \gamma$ и снова получаются формулы (11), (13) для сечения.

Совсем иначе обстоит дело при рассеянии на большие углы.

Условие (14) в этом случае не выполняется и из (4) получим соотношение

$$\gamma_1 \approx \frac{1}{1 - \cos \theta} \quad (15)$$

(так как $\gamma \gg 1$).

Из (15) следует, что $\gamma_1 \ll \gamma$, и поэтому формула Клейна-Нишины-Тамма (10) даёт в случае больших углов рассеяния

$$d\sigma_{\perp} = d\sigma_{\parallel} = \frac{1}{4} r_0^2 \frac{\gamma_1}{\gamma} d\Omega, \quad (16)$$

так как второй и третий члены, стоящие в скобках формулы (10), малы по сравнению с первым членом.

Полученное соотношение показывает, что в крайне-релятивистском случае рассеянное излучение не поляризовано ($d\sigma_{\perp} = d\sigma_{\parallel}$) даже при поляризованном падающем излучении, т. е. в результате комптоновского рассеяния на большие углы излучение полностью деполяризуется. Следует отметить, что в случае $h\nu \sim mc^2$, когда явление уже не описывается классической формулой Томсона, из формулы (9) видно, что

$$d\sigma_{\parallel} > d\sigma_{\perp}, \quad (17)$$

т. е. что и при рассеянии под большими углами рассеянное излучение частично поляризовано в плоскости, проходящей через вектор поляризации падающего излучения e_0 и через направление рассеяния. Из соотношения (12) следует, что максимальная частичная поляризация достигается, если вектор поляризации падающего излучения перпендикулярен плоскости, проходящей через направления падающего и рассеянного лучей. Поэтому при рассеянии излучения, первоначально неполяризованного, рассеянное

излучение получается частично поляризованным в направлении, перпендикулярном плоскости рассеяния.

Формула Клейна-Нишины-Тамма может быть представлена в несколько ином виде, если энергию рассеянного фотона выразить через его угол рассеяния, а телесный угол — через угол рассеяния θ и азимутальный угол α' :

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{[\gamma(1 - \cos \theta) + \cos^2 \theta][1 + \gamma(1 - \cos \theta)] + 1}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^3} \right\} \sin \theta d\theta d\alpha'. \quad (18)$$

В некоторых случаях удобнее бывает исключить из формулы (10) угол θ и выразить сечение в виде функции энергии падающего и рассеянного фотонов. Для этого заметим, что согласно (4)

$$d\gamma_1 = - \frac{\gamma^2 \sin \theta d\theta}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^2} = - \gamma_1^2 \sin \theta d\theta, \quad (19)$$

и, следовательно,

$$|d\Omega| = |\sin \theta d\theta d\alpha'| = \left| \frac{d\gamma_1}{\gamma_1^2} d\alpha' \right|. \quad (20)$$

Подставляя (20) в (10) и заменяя θ через γ и γ_1 , согласно (7) получим:

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} \frac{d\gamma_1}{\gamma_1} \frac{1}{\gamma} \left[1 + \left(\frac{\gamma_1}{\gamma} \right)^2 - 2 \frac{\gamma_2}{\gamma^2} + \frac{\gamma_2^2}{\gamma^3 \gamma_1} \right] d\alpha', \quad (21)$$

где γ , γ_1 , γ_2 — энергии падающего фотона, рассеянного фотона и кинетическая энергия электрона отдачи, выраженные в единицах mc^2 .

При $\gamma \gg 1$ формула (21) переходит при малых θ в

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} \frac{d\gamma_1}{\gamma_1} \frac{1}{\gamma} \left[1 + \left(\frac{\gamma_1}{\gamma} \right)^2 \right] d\alpha'. \quad (22)$$

Заменяя в (10) $\sin \theta$ по формуле (7), γ_1 по формуле (4) и выразив телесный угол $d\Omega$ через φ , α' , $d\varphi$, $d\alpha'$, получим после интегрирования по α' следующую формулу:

$$d\sigma = 4\pi r_0^2 \frac{(1 + \gamma)^2 \operatorname{tg} \varphi}{\cos^2 \varphi [1 + 2\gamma + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi] [1 + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi]} \left\{ 1 - \frac{2}{\gamma} - \frac{2}{\gamma^2} + \left(\frac{2}{\gamma} + \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{1 + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}{1 + 2\gamma + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\gamma^2} \frac{1 + 2\gamma + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}{1 + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi} + \frac{[1 + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi]^2}{[1 + 2\gamma + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi]^2} \right\} d\varphi, \quad (23)$$

выражающую дифференциальное сечение комптоновского рассеяния с вылетом электрона под углом φ в интервале угла $d\varphi$. Эта формула более удобна для сравнения с экспериментом, чем

формула (10), так как обычно наблюдаются именно электроны отдачи. В качестве примера приведём несколько графиков дифференциального сечения в полярных координатах. Рис. 2 изо-

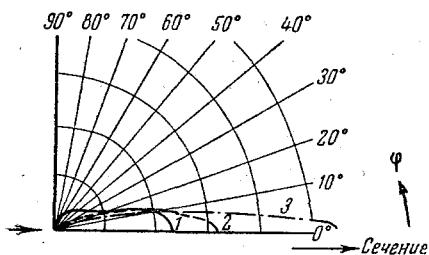


Рис. 2. График дифференциального сечения на единицу телесного угла для числа электронов, рассеянных на данный угол φ , для различных энергий падающих фотонов 1 — при $\gamma = 1$; 2 — при $\gamma = 2,3$; 3 — при $\gamma = 5,4$.

бражает дифференциальное сечение на единицу телесного угла для электронов, рассеянных на угол φ , рис. 3 — то же самое на единицу угла φ . Аналогичные графики показаны на рис. 4 и 5 для числа фотонов, вылетевших в направлении θ .

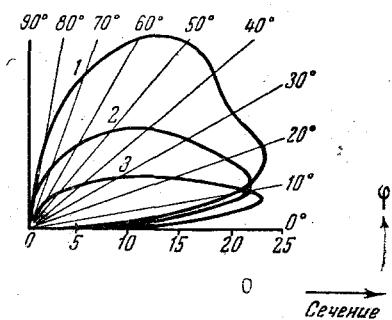


Рис. 3. График дифференциального сечения на единицу угла φ для числа электронов, рассеянных под данным углом, для различных энергий падающих фотонов 1 — при $\gamma = 1$; 2 — при $\gamma = 2,3$; 3 — при $\gamma = 5,4$.

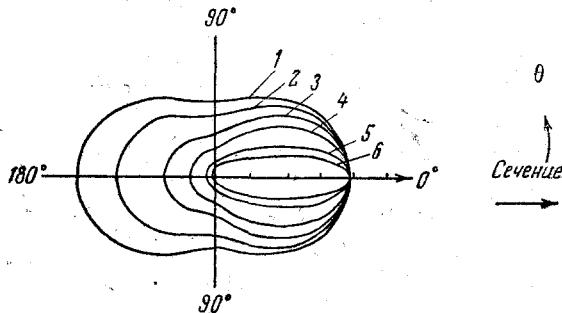


Рис. 4. График дифференциального сечения на единицу телесного угла для числа фотонов, вылетевших в направлении θ , для различных энергий падающих фотонов 1 — при $\gamma \approx 0$; 2 — при $\gamma = 0,1$; 3 — при $\gamma = 0,4$; 4 — при $\gamma = 1$; 5 — при $\gamma = 4$; 6 — при $\gamma = 10$.

Интегрируя выражение (18) по θ и по α' , получим интегральное сечение в виде

$$\sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\gamma}{\gamma^3} \left[\frac{2\gamma(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \ln(1+2\gamma) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right\}. \quad (24)$$

Для малой энергии падающего фотона ($\gamma \ll 1$) выражение (24) переходит в

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \left(1 - 2\gamma + \frac{26}{5} \gamma^2 - \dots \right). \quad (25)$$

Для большой энергии падающего фотона ($\gamma \gg 1$) получим:

$$\sigma = \pi r_0^2 \frac{1}{\gamma} \left(\ln 2\gamma + \frac{1}{2} \right). \quad (26)$$

На рис. 6 показана зависимость σ от энергии падающего фотона. Выражение (26) и кривая на рис. 6 показывают, что сечение

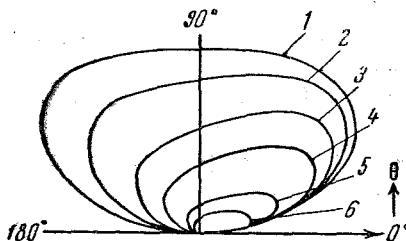


Рис. 5. График дифференциального сечения на единицу угла θ для числа фотонов, вылетевших в направлении θ , для различных энергий падающих фотонов 1 — при $\gamma \approx 0$; 2 — при $\gamma = 0,1$; 3 — при $\gamma = 0,4$; 4 — при $\gamma = 1$; 5 — при $\gamma = 4$; 6 — при $\gamma = 10$.

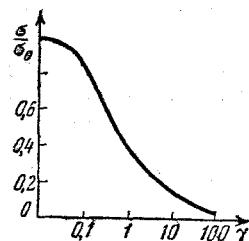


Рис. 6. Зависимость сечения комптоновского рассеяния от энергии падающего фотона.

комптоновского рассеяния убывает при увеличении энергии падающих фотонов.

Современные представления об электроне заставляют нас думать, что формула Клейна-Нишины-Тамма справедлива до чрезвычайно больших энергий падающих фотонов. Отклонений от обычной формулы Клейна-Нишины-Тамма можно ожидать благодаря наличию реакции излучения. В классической электродинамике формула Томсона для полного интегрального сечения рассеяния с учетом реакции излучения имеет вид¹⁴

$$\sigma = \frac{8}{3} \pi r_0^2 \left(1 - \frac{4}{9} \frac{r_0^2}{\lambda^2} \cdot 4\pi^2 + \dots \right). \quad (27)$$

В той области, где вообще применима классическая электродинамика ($\lambda \gg \frac{h}{2\pi mc}$, т. е. $\lambda \gg \lambda_0 = 3,8619 \cdot 10^{-11} \text{ см}$), поправки, обусловленные силой реакции, малы.

В квантовой электродинамике для области больших энергий падающих фотонов П. Немировским¹⁴ была получена формула

$$\sigma = \pi r_0^2 \frac{1}{\gamma} \left(\ln 2\gamma + \frac{1}{2} \right) [1 - \alpha^2 (\ln 2\gamma)^2], \quad (28)$$

отличающаяся от формулы Клейна-Нишины-Тамма множителем

$$[1 - \alpha^2 (\ln 2\gamma)^2], \text{ где } \alpha = \frac{2\pi e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}. \text{ Из (28) видно, что реакция}$$

излучения сильно сказывается лишь при очень больших энергиях падающих фотонов. Второе слагаемое скобки $[1 - \alpha^2 (\ln 2\gamma)^2]$ становится сравнимым с единицей (что соответствует стопроцентному отклонению от обычной формулы для интегрального эффективного сечения) лишь при энергии падающего фотона $h\nu \sim 2 \cdot 10^{60} \text{ эв}$, т. е. при длине волны $\lambda \approx 10^{-70} \text{ см}$. При меньших энергиях поправки падают, достигая для $h\nu \sim 10^{16} \text{ эв}$ примерно 2,5%, а для $h\nu \sim 137 mc^2$ менее 0,2%.

Итак, в квантовой электродинамике, рассматривающей электрон точечным, формула Клейна-Нишины-Тамма справедлива вплоть до весьма больших энергий падающих фотонов.

б) Сечение комптоновского рассеяния на движущемся электроне

В некоторых вопросах, например при рассмотрении комптоновского рассеяния фотонов на частицах космического излучения вне атмосферы Земли¹⁵, необходимо рассматривать рассеяние на движущемся электроне. Рассматривать рассеяние можно либо в системе координат, связанной с электроном, либо в лабораторной системе отсчёта. В последнем случае необходимо соответствующим образом преобразовать эффективное сечение рассеяния.

В этом разделе приведена формула для сечения рассеяния, написанная для такой системы координат, в которой электрон движется с произвольной постоянной скоростью. В частности, из этой формулы получено выражение для сечения рассеяния в системе центра инерции падающего фотона и электрона.

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния $\sigma(\gamma, \theta) d\Omega$ на электроне, движущемся с постоянной скоростью, может быть получено преобразованием формулы Клейна-Нишины-Тамма из той системы отсчёта, в которой электрон поконится. Сечение рассеяния можно определить как отношение числа фотонов, рассеянных в данный телесный угол за единицу времени, к числу фотонов, прошедших за то же время через неподвижную единичную площадку.

Для удобства преобразования сечения рассеяния из одной системы координат в другую введём вспомогательную величину $A(\gamma, \theta) d\Omega$, определённую следующим образом. Пусть из числа частиц N_1 , проходящих через неподвижную площадку площади q , в телесный угол $d\Omega$ рассеивается dN_2 частиц. Обозначим отношение dN_2 к $\frac{N_1}{q}$ через $A(\gamma, \theta) d\Omega$.

$$\text{отношение } dN_2 \text{ к } \frac{N_1}{q} \text{ через } A(\gamma, \theta) d\Omega.$$

Очевидно, что величины N_1 и dN_2 инвариантны по отношению к лоренцевым преобразованиям. Паули¹⁶ показал, что поперечное сечение q пучка фотонов инвариантно по отношению к преобразованиям Лоренца¹⁷). Поэтому в случае рассеяния фотонов величина

$$A(\gamma, \theta) d\Omega = \frac{dN_2}{\frac{N_1}{q}} \quad (29)$$

является инвариантом. Здесь γ — энергия фотонов, θ — угол рассеяния.

Таким образом, зная закон преобразования телесного угла, из $A(\gamma, \theta) d\Omega = A_0(\gamma_0, \theta_0) d\Omega_0$ легко найти величину $A(\gamma, \theta)$ в новой системе координат, если $A_0(\gamma_0, \theta_0)$ — её значение в старой системе отсчёта. В случае покоящегося электрона сечение $\sigma_0(\gamma_0, \theta_0) d\Omega_0$ совпадает с величиной $A_0(\gamma_0, \theta_0) d\Omega_0$. В случае же движущегося электрона сечение $\sigma(\gamma, \theta) d\Omega$ отличается от величины $A(\gamma, \theta) d\Omega$ множителем $\frac{t_0}{t} = 1 - \frac{v}{c} \cos \alpha$, где α — угол между направлением движения электрона и направлением распространения падающих фотонов, v — скорость электрона до столкновения с фотоном. Действительно, фотоны, пересекающие неподвижную площадку

¹⁶) Поскольку не является очевидным, что площадь поперечного сечения светового пучка инвариантна по отношению к преобразованиям Лоренца, мы приведём здесь элементарное доказательство: число фотонов, которое содержится в цилиндрическом объёме светового пучка, ограниченном сечением q с длиной образующей $l = c\Delta t$, инвариантно:

$$N = \rho V = \rho' V', \quad (a)$$

где N — полное число частиц в объёме V , ρ — плотность фотонов. Буквы со штрихом обозначают соответствующие величины в движущейся системе координат. Из (a) следует:

$$\rho c \Delta t q = \rho' c \Delta t' q'. \quad (b)$$

Из (a) и (b) получим:

$$\frac{V}{\Delta t q} = \frac{V'}{\Delta t' q'}. \quad (b)$$

Воспользовавшись соотношением $Vv = V'v'$ ¹⁷ из (b), находим:

$$v q \Delta t = v' q' \Delta t'. \quad (g)$$

Поскольку число длин волн n , укладывающихся в рассматриваемом объёме инвариантно $\Delta t = nT$ и $\Delta t' = nT'$, где T — период, соответствующий частоте v , формулу (g) можно записать в виде

$$v T q = v' T' q',$$

и следовательно:

$$q = q'. \quad \text{При этом в движущейся системе координат величина}$$

в течение времени t_0 , пересекут движущуюся вместе с электроном площадку за другое время

$$t = \frac{t_0}{1 - \frac{v}{c} \cos \alpha}.$$

Таким образом, зная величину $A(\gamma, \theta)$, легко найти сечение рассеяния на движущемся электроне:

$$\sigma(\gamma, \theta) d\Omega = A(\gamma, \theta) \cdot \frac{t_0}{t} \cdot d\Omega.$$

Величину $A(\gamma, \theta)$ согласно Паули находим из условия

$$A(\gamma, \theta) d\Omega = A_0(\gamma_0, \theta_0) d\Omega_0.$$

Проделав соответствующие подстановки, найдём сечение рассеяния на движущемся со скоростью v электроне:

$$\sigma(\gamma, \theta) d\Omega = \frac{r_0^2}{2} \frac{\gamma_1^2}{\gamma^2} \frac{(1 - \beta^2)}{(1 - \beta \cos \alpha)^2} \times \\ \times \left[\frac{\gamma_1}{\gamma} \cdot \frac{(1 - \beta \cos \alpha)}{(1 - \beta \cos \alpha')} + \frac{\gamma_1}{\gamma} \frac{(1 - \beta \cos \alpha')}{(1 - \beta \cos \alpha)} - \sin^2 \theta_0 \right] d\Omega, \quad (30)$$

где θ_0 — угол рассеяния фотона в системе отсчёта, в которой электрон покоялся до столкновения, а

$$\sin^2 \theta_0 = \sqrt{1 - \beta^2} \left[\frac{1}{\gamma_1(1 - \beta \cos \alpha')} - \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \alpha)} \right] \times \\ \times \left\{ 2 - \sqrt{1 - \beta^2} \left[\frac{1}{\gamma_1(1 - \beta \cos \alpha')} - \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \alpha)} \right] \right\}. \quad (31)$$

Здесь γ и γ_1 — энергии падающего и рассеянного фотонов, а α и α' — углы между направлениями падающего и, соответственно, рассеянного фотонов и направлением скорости электрона до столкновения, $\beta = \frac{v}{c}$, а v — скорость электрона до столкновения.

Обычно принято думать, что при вычислении эффективного сечения рассеяния можно пренебречь движением электрона до акта рассеяния, если кинетическая энергия электрона до рассеяния много меньше энергии падающего и рассеянного фотонов. Это, однако, не так. Независимо от энергий падающего и рассеянного фотонов сечение рассеяния на движущемся электроне отличается от сечения рассеяния, на электроне покоящемся.

Из (30) — (31) следует, что движением электрона при вычислении сечения комптоновского рассеяния можно пренебречь, если выпол-

нено условие $v \ll c$, т. е. если кинетическая энергия электрона много меньше mc^2 . Это условие остаётся в силе для сколь угодно больших энергий падающего и рассеянного фотонов¹⁶. Уже отсюда качественно ясно, что даже для очень энергичных падающих и рассеянных фотонов нельзя пренебречь энергией электрона в атоме, считая электрон свободным, если эта энергия сравнима с mc^2 . Как показано в¹⁸, отступления от формулы Клейна-Ниши-ны-Тамма будут в этом случае порядка $\left(\frac{v}{c}\right)^2$. Для рассеяния на электроне K -оболочки это даст отклонения порядка $\left(\frac{ze^2}{\hbar c}\right)^2 = \left(\frac{z}{137}\right)^2$, что составляет для тяжёлых элементов заметную величину. Таким образом, при рассеянии даже очень энергичных фотонов на электронах внутренних оболочек тяжёлых элементов ни в коем случае нельзя рассматривать электроны как свободные. Напротив, в случае лёгких элементов можно практически всегда рассматривать электроны как свободные.

Пользуясь формулами (30) и (31), легко получить выражение для сечения комптоновского рассеяния в системе центра инерции падающего фотона и электрона, т. е. в системе отсчёта, в которой суммарный импульс фотона и электрона равен нулю. Скорость этой системы относительно лабораторной системы отсчёта может быть получена из условия равенства нулю в этой системе суммарного импульса сталкивающихся частиц и из преобразований Лоренца для импульса. Несложный подсчёт приводит к следующему значению скорости системы центра инерции по отношению к лабораторной системе отсчёта:

$$v = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \cdot c. \quad (32)$$

Подставляя это выражение в (30) и (31) вместо v , найдём формулу для сечения в системе центра инерции сталкивающихся частиц:

$$\sigma_{ц.и}(\gamma, \theta) d\Omega_{ц.и} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{2\gamma + 1}{\gamma + 1} \right) \left\{ \frac{1}{1 + \gamma(1 + \cos \theta_{ц.и})} + \right. \\ \left. + \frac{1 + \gamma(1 + \cos \theta_{ц.и})}{(1 + 2\gamma)^2} - \frac{1 - \cos^2 \theta_{ц.и}}{[1 + \gamma(1 + \cos \theta_{ц.и})]^2} \right\} d\Omega_{ц.и}, \quad (33)$$

где γ выражает энергию падающего фотона в лабораторной системе отсчёта. Энергия падающего фотона в системе центра инерции выражается через γ посредством соотношения

$$\gamma_{ц.и} = \frac{\gamma}{\sqrt{2\gamma + 1}}. \quad (34)$$

В таблице II приведены значения $d\sigma_{\text{д.и}}$ для различных углов рассеяния $\theta_{\text{д.и}}$ и при $\gamma \gg 1$.

Таблица II

Зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния фотона $\theta_{\text{д.и}}$ в системе центра инерции

$\theta_{\text{д.и}}, \text{в}^\circ$	$d\sigma_{\text{д.и}}$	$\theta_{\text{д.и}}, \text{в}^\circ$	$d\sigma_{\text{д.и}}$
0	$r_0^2 \frac{1}{\gamma} d\Omega_{\text{д.и}}$	120	$r_0^2 \frac{1}{\gamma} \frac{17}{8} d\Omega_{\text{д.и}}$
60	$r_0^2 \frac{1}{\gamma} \frac{25}{24} d\Omega_{\text{д.и}}$	180	$r_0^2 d\Omega_{\text{д.и}}$
90	$r_0^2 \frac{1}{\gamma} \frac{5}{4} d\Omega_{\text{д.и}}$		

На рис. 7 показана зависимость дифференциального сечения, отнесённого к единичному телесному углу в системе центра инерции сталкивающихся частиц, от угла рассеяния $\theta_{\text{д.и}}$ в этой же системе при различных энергиях падающего фотона. Энергии падающего фотона даны для лабораторной системы отсчёта. Таким

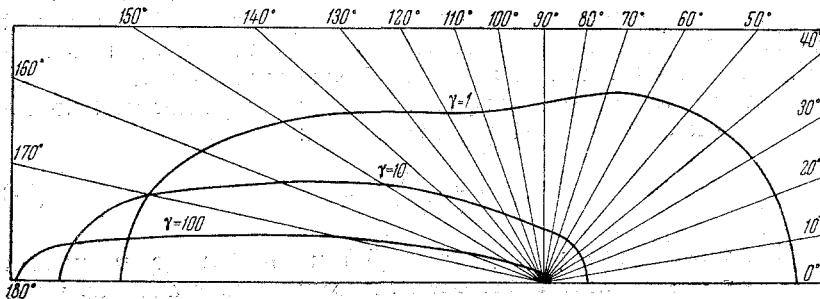


Рис. 7. Зависимость дифференциального сечения на единицу телесного угла в системе центра инерции сталкивающихся частиц от угла $\theta_{\text{д.и}}$ для различных энергий падающих фотонов.

образом, сечение рассеяния и в системе центра инерции оказывается не изотропным. При очень больших энергиях падающего фотона почти все рассеянные фотонны вылетают назад в узком конусе. В этом случае дело обстоит так, как если бы электрон являлся маленьким «зеркалом», отражающим падающие фотонны в направлении назад. Разумеется, полное сечение рассеяния в системе центра инерции, получающееся интегрированием выражения (33) по телесному углу 4π , равно полному сечению рассеяния (24)

в лабораторной системе координат. Действительно, ведь эффективное сечение рассеяния можно рассматривать как площадку, перпендикулярную к направлению движения падающего фотона, т. е. к направлению скорости системы центра инерции. Размер площадки, перпендикулярной к направлению скорости новой системы отсчёта, не изменяется при лоренцовом преобразовании, и, следовательно, полное эффективное сечение инвариантно относительно этого преобразования.

в) Поляризация при комптон-эффекте
на ориентированных электронах

Обычно сечение комптоновского рассеяния вычисляется для случая неориентированных электронов; при вычислении сечения производится суммирование по всем возможным направлениям спинов в начальном и конечном состояниях. Рассеяние на ориентированных электронах теоретически рассматривалось в работах Нишины¹⁹, Франца²⁰, Фано²¹ и Я. Б. Зельдовича²². Как показано в работе Франца²⁰, сечение рассеяния на ориентированных электронах и поляризация рассеянного излучения различны для различного характера поляризации падающих фотонов. В случае плоско-поляризованного падающего излучения сечение рассеяния не зависит от ориентации спина электрона и определяется той же формулой (9), что и для рассеяния на неориентированных электронах. Однако от ориентации рассеивающих электронов зависит характер поляризации рассеянного излучения.

В случае неориентированных электронов рассеянное на большие углы излучение получается неполяризованным при больших энергиях падающих фотонов и частично поляризованным при энергиях падающих фотонов порядка mc^2 . В случае же ориентированных электронов сечение такое же, как для неориентированных электронов, а рассеянное излучение поляризовано по кругу при больших энергиях и эллиптически поляризовано при малых энергиях²⁰.

В случае рассеяния эллиптически поляризованного излучения на ориентированных электронах величина эффективного сечения зависит от ориентации спинов рассеивающих электронов. Согласно¹⁹ оно равно:

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} d\Omega \frac{\gamma_1^2}{\gamma^2} \left\{ \frac{\gamma_1}{\gamma} + \frac{\gamma}{\gamma_1} - 2 [(\mathbf{b}_1 \mathbf{n}_1)^2 + (\mathbf{b}_2 \mathbf{n}_1)^2] \pm \right. \\ \left. \pm 2b_1 b_2 (1 - \cos \theta) [\gamma_1 (\mathbf{n}\sigma) + \gamma \cos \theta (\mathbf{n}\sigma)] \right\}, \quad (35)$$

причём направления векторов \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 совпадают с направлениями главных осей эллипса поляризации, длины этих векторов пропор-

циональны длинам осей и $b_1^2 + b_2^2 = 1$. Единичные векторы \mathbf{n} и \mathbf{n}_1 направлены вдоль падающего и рассеянного лучей соответственно, единичный вектор \mathbf{s} указывает ориентацию спина электрона до рассеяния. Знак $(+)$ соответствует направлению вращения плоскости поляризации падающего излучения по часовой стрелке (т. е. правой поляризации), знак $(-)$ — левой поляризации. Рассеянное излучение получается, вообще говоря, также поляризованным эллиптически.

Частный случай рассеяния на 180° поляризованного по кругу излучения был рассмотрен Я. Б. Зельдовичем²². Тот же результат можно получить из общей формулы. Для падающего излучения, поляризованного по правому кругу (индекс «п» при сечении обозначает правую поляризацию),

$$d\sigma_{\text{п}, +} = r_0^2 d\Omega \frac{1}{1+2\gamma}, \quad (36)$$

если $n\sigma = 1$, т. е. при ориентации спина по направлению падающего фотона (индекс $+$)

$$d\sigma_{\text{п}, -} = r_0^2 d\Omega \frac{1}{(1+2\gamma)^3}, \quad (37)$$

если $n\sigma = -1$, т. е. при противоположной ориентации спина. Знаки п , л , $+$, $-$ обозначают правое или левое направление вращения плоскости поляризации падающего излучения и ориентацию спина по $(+)$ или против $(-)$ направления падающего фотона. Как видно из (35), одновременное изменение ориентации спина и направления вращения плоскости поляризации падающего фотона не меняет величины сечения рассеяния. Поэтому

$$d\sigma_{\text{л}, -} = d\sigma_{\text{п}, +} \quad \text{и} \quad d\sigma_{\text{л}, +} = d\sigma_{\text{п}, -}. \quad (38)$$

Что касается поляризации рассеянных фотонов, то правополяризованные фотоны при рассеянии назад дают левополяризованные фотоны и наоборот.

Из (36), (37) и (38) следует

$$\frac{d\sigma_{\text{п}, +}}{d\sigma_{\text{л}, +}} = (1+2\gamma)^2. \quad (39)$$

Отношение сечений рассеяния назад право- и левополяризованных фотонов на ориентированных электронах существенно зависит от энергии падающих фотонов. Эту разницу в сечениях можно экспериментально обнаружить при рассеянии на намагниченном железе. В случае полной круговой поляризации при одном ориентированном электроне на атом изменение направления намагничивания железа меняет число рассеянных назад фотонов на 4% при

$\gamma = \frac{1}{2}$, на 7% при $\gamma = 1$ и на 8% при более высоких энергиях²².

Измеряя число электронов, выбитых вперёд из намагниченного рассеивателя, и меняя направление намагничивания, можно определить степень круговой поляризации падающего излучения.

Обычно исследуется рассеяние неполяризованного излучения. В этом случае справедлива формула Клейна-Нишины-Тамма в её обычном виде (10). Рассеянное излучение получается частично поляризованным. Поэтому сечение для повторного комптоновского рассеяния определяется уже не формулой (10). Сечение повторного (двуократного) комптоновского рассеяния равно²⁰

$$\begin{aligned} d\sigma_{\text{двуократн}} = & \frac{r_0^4}{4} d\Omega d\Omega' \left(\frac{\gamma'}{\gamma} \right)^2 \left\{ \left(\frac{\gamma}{\gamma_1} + \frac{\gamma_1}{\gamma} - [\mathbf{n}\mathbf{n}_1]^2 \right) \left(\frac{\gamma_1}{\gamma} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\gamma_1}{\gamma} - [\mathbf{n}\mathbf{n}_1]^2 \right) + 2([\mathbf{n}\mathbf{n}_1][\mathbf{n}_1\mathbf{n}_1'])^2 - [\mathbf{n}\mathbf{n}_1]^2[\mathbf{n}\mathbf{n}_1']^2 + \right. \\ & \left. + (1 - \mathbf{n}\mathbf{n}_1)(1 - \mathbf{n}_1\mathbf{n}_1')[\gamma(\mathbf{n}\sigma_1) + \gamma_1(\mathbf{n}\mathbf{n}_1)(\mathbf{n}\sigma_1)] [\gamma'(\mathbf{n}_1'\sigma_2) + \right. \\ & \left. \left. + \gamma_1(\mathbf{n}\mathbf{n}_1')(\mathbf{n}_1\sigma_2)] \right\}, \quad (40) \end{aligned}$$

где \mathbf{n} , \mathbf{n}_1 , \mathbf{n}_1' — единичные векторы в направлении падающего, первично рассеянного и вторично рассеянного лучей, σ_1 и σ_2 — единичные векторы направления спинов электронов в первом и втором рассеивателе, $d\Omega$ и $d\Omega'$ — элементы телесных углов, в которые происходит первичное и вторичное рассеяние. Величины γ , γ_1 и γ' определяют энергии падающих, первично и вторично рассеянных фотонов соответственно в единицах mc^2 .

Из (40) видно, что сечение двуократного рассеяния зависит от ориентации спинов электронов в первом и втором рассеивателях. Сечение будет наибольшим, если

$$\sigma_1 \uparrow\uparrow \gamma \mathbf{n} + \gamma_1(\mathbf{n}\mathbf{n}_1) \mathbf{n}_1 \quad \text{и} \quad \sigma_2 \uparrow\uparrow \gamma' \mathbf{n}_1' + \gamma_1(\mathbf{n}_1' \mathbf{n}_1) \mathbf{n}_1, \quad (41)$$

и наименьшим, если один из векторов σ_1 или σ_2 имеет направление, противоположное (41).

В случае двуократного комптоновского рассеяния под прямыми углами сечение принимает вид²⁰:

$$d\sigma_{\text{двуократн}}^{90^\circ} = \frac{r_0^4}{4} \left(\frac{\gamma'}{\gamma} \right)^2 \{2(\mathbf{n}\mathbf{n}_1')^2 + \gamma\gamma' [2 + \gamma^2 + (\mathbf{n}\sigma_1)(\mathbf{n}_1'\sigma_2)]\}. \quad (42)$$

Влияние ориентации электронов в первом и втором рассеивателях особенно велико, если направления падающего луча и луча вторично рассеянного взаимно перпендикулярны, так как в этом случае $\mathbf{n}\mathbf{n}_1' = 0$ и сечение $d\sigma_{\text{двуократн}}^{90^\circ}$ целиком определяется вторым членом фигурной скобки. Для энергичных падающих фотонов первый член в фигурных скобках всегда мал по сравнению со

вторым, и им можно пренебречь. Ориентация спинов электронов в рассеивателях продолжает оказывать влияние на величину сечения рассеяния, так как и при больших значениях γ значение γ_1 остаётся порядка единицы при рассеянии на угол 90° .

В случае двукратного рассеяния под углом 180° из (40) получим:

$$d\sigma_{\text{двукратн}}^{180^\circ} = \frac{r_0^4}{4} d\Omega d\Omega' \left(\frac{\gamma_1}{\gamma} \right)^2 \left\{ \left(\frac{\gamma}{\gamma_1} + \frac{\gamma_1}{\gamma} \right) \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_1} + \frac{\gamma_1}{\gamma_1} \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{\gamma}{\gamma_1} - \frac{\gamma_1}{\gamma} \right) \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_1} - \frac{\gamma_1}{\gamma_1} \right) (\mathbf{n} \sigma_1) (\mathbf{n}' \sigma_2) \right\}. \quad (43)$$

Из формулы (42) в случае двукратного рассеяния под углом 90° $\mathbf{n}' \perp \mathbf{n}$ получаем следующее значение для отношения максимального и минимального сечений, соответствующих различным ориентациям спинов рассеивающих электронов:

$$\frac{d\sigma_{\text{макс}}^{90^\circ}}{d\sigma_{\text{мин}}^{90^\circ}} = \frac{2 + \gamma_1^2 + |\sigma_1||\sigma_2|}{2 + \gamma_1^2 - |\sigma_1||\sigma_2|}. \quad (44)$$

В случае намагниченного железа число электронов, ориентированных по направлению намагничивания, лишь незначительно превышает число электронов, ориентированных против направления намагничивания. При полном намагничивании железа из 26 электронов атома в среднем ориентировано лишь 2,4 электрона. Поэтому в (44) надо заменить абсолютные значения $|\sigma_1|$ и $|\sigma_2|$, равные единице (что указывает на ориентацию спинов всех электронов по направлению σ_1 и σ_2 в каждом из рассеивателей), значениями $|\sigma_1| = |\sigma_2| = \frac{2,4}{26}$. При этом $|\sigma_1||\sigma_2| = 0,0085$.

Следовательно,

$$\frac{d\sigma_{\text{макс}} - d\sigma_{\text{мин}}}{\frac{1}{2} (d\sigma_{\text{макс}} + d\sigma_{\text{мин}})} = \frac{0,0085}{1 + \frac{1}{2} \gamma_1^2}. \quad (45)$$

Эффект составляет согласно (45) 0,85% для мягкого первичного падающего излучения, а для жёсткого падающего излучения он несколько меньше. Для двукратного рассеяния под углом 180° (на намагниченных железных рассеивателях)

$$\frac{d\sigma_{\text{макс}} - d\sigma_{\text{мин}}}{\frac{1}{2} (d\sigma_{\text{макс}} + d\sigma_{\text{мин}})} = 0,017 \frac{\left(\frac{\gamma}{\gamma_1} - \frac{\gamma_1}{\gamma} \right) \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_1} - \frac{\gamma_1}{\gamma_1} \right)}{\left(\frac{\gamma}{\gamma_1} + \frac{\gamma_1}{\gamma} \right) \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_1} + \frac{\gamma_1}{\gamma_1} \right)} \quad (46)$$

и, следовательно, при большой энергии падающих фотонов эффект составляет 1%.

Измеряя интенсивность излучения при двукратном рассеянии, можно судить о характере поляризации падающего излучения.

г) Результаты новой квантовой электродинамики

Формула сечения комптоновского рассеяния, использованная в предыдущих разделах, получена на базе уравнения Дирака методами квантовой электродинамики с использованием теории возмущений. Квантовая электродинамика достаточно хорошо описывает целый ряд и других элементарных процессов, но в ней содержатся трудности, которые проявляются в появлении расходящихся выражений уже во втором приближении теории возмущений. По существу, расходимости появляются из-за бесконечных собственных энергий частиц, участвующих во взаимодействии. Трудности, связанные с бесконечной собственной энергией электрона, возникли уже в классической электродинамике. В квантовой электродинамике эти трудности не только не исчезли, но усугубились появлением расходящейся собственной энергии электрона, обусловленной взаимодействием его с нулевыми флуктуациями электромагнитного поля.

Избавлению от этих теоретических затруднений было посвящено много работ как советских, так и зарубежных авторов¹¹. Как известно, в последнее время квантовая электродинамика была существенно развита на основе последовательного проведения идей перенормировки заряда и массы. Выводы, которые были получены в теории, можно сопоставить с экспериментальными данными. Такими экспериментальными данными, находящимися в согласии с теорией, являются:

1. Сдвиг энергетических уровней электрона в водородоподобных атомах. $2S_{1/2}$ -уровень водородного атома сдвинут на небольшую величину (порядка 1060 Mz) по сравнению с положением, рассчитанным по обычной теории²³.

2. Дополнительный магнитный момент электрона²⁴. В соответствии с теорией, отношение магнитного момента электрона к механическому оказалось равным

$$\mu = \frac{e\hbar}{2mc} \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi}\right)$$

(где $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$, $\hbar = \frac{\hbar}{2\pi}$) вместо принятого в старой теории значения $\frac{e\hbar}{2mc}$.

3. Ещё одним экспериментальным подтверждением правильности новой теории явились бы опыты, позволяющие измерять

эффективные сечения различных процессов с достаточно большой точностью ($\sim 1\%$). Новая теория даёт выражения для эффективных сечений различных процессов, отличающиеся от обычных поправочными членами. Вычисление этих радиационных поправок производилось в ряде работ различными авторами. В частности, радиационные поправки к комптоновскому рассеянию вычислялись в работах²⁵, но все они были получены только для нерелятивистского случая, а работа Шафроса²⁶, дающая радиационную поправку $\sim 10\%$ к формуле для сечения рассеяния Клейна-Нишины-Тамма, оказалась неверной. Наиболее обстоятельной работой, посвящённой вычислению радиационных поправок к комптоновскому рассеянию, является работа Фейнмана²⁷.

Фейнман²⁷ рассмотрел случаи различных энергий падающего фотона и дал сводную таблицу результатов расчёта для двух

углов рассеяния фотона. Поправки (порядка e^6) к сечению, определяемому формулой Клейна-Нишины-Тамма (порядка e^4), даются соотношением

$$d\sigma(\theta) = d\sigma_{K.-N.-T}(\theta) \left(1 + \frac{e^2}{\pi \hbar c} \delta \right), \quad (47)$$

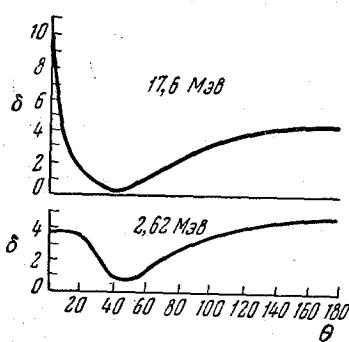


Рис. 8. Зависимость поправки Фейнмана δ от угла рассеяния фотона θ для различных энергий падающих фотонов.

для углов, близких к 0° . Зависимость поправок к сечению комптоновского рассеяния от энергии падающего фотона приведена в таблице III для угла рассеяния $\theta \approx 0^\circ$. Эти поправки, как вид-

Таблица III

Поправки к сечению комптоновского рассеяния для угла рассеяния фотона $\theta \approx 0^\circ$, $\theta \approx 180^\circ$ при различных энергиях падающих фотонов

Энергия в лаб. системе в Мэв	Поправка в % для $\theta \approx 0^\circ$	Поправка в % для $\theta \approx 180^\circ$
50	3,80	
150	5,26	
300	6,41	
1000	8,80	
		$\left. \right\} \sim 1\%$

но из таблицы, возрастают с энергией. Для угла рассеяния $\theta \approx 180^\circ$ поправки слабо зависят от энергии падающего фотона и составляют примерно 1% от сечения, определяемого формулой Клейна-Нишины-Тамма.

3. КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ НА РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦАХ

До сих пор рассматривалось эффективное сечение комптоновского рассеяния на электроне. В этом параграфе приводятся эффективные сечения комптоновского рассеяния на различных заряженных элементарных частицах, отличающихся значением спина и магнитного момента.

При рассмотрении комптоновского рассеяния на протоне необходимо учитывать также рассеяние фотонов на мезонном облаке протона.

а) Сводка эффективных сечений рассеяния фотонов на заряженных частицах, обладающих различными спинами и магнитными моментами

Значения сечений рассеяния фотонов на различных элементарных заряженных частицах приведены в обзорах Паули²⁷ и В. Л. Гинзбурга²⁸.

В таблице IV (на стр. 626) приводятся сечения для различных значений спина и магнитного момента рассеивающей частицы (μ — масса частицы). Предполагается, что рассеивающая частица до процесса рассеяния покоятся. Энергии падающего и рассеянного фотонов K_0 и K соответственно.

Формулы для сечения (3), (4) применимы лишь при $K_0 \ll 137 \mu c^2$. Формулы (1), (2) справедливы для любых энергий.

Как видно из таблицы, для спина и магнитного момента рассеивающей частицы, равных нулю, сечение рассеяния падает с увеличением энергии фотона K_0 независимо от угла рассеяния θ .

В случае частицы со спином $\frac{1}{2}$ и магнитным моментом 1 справедлива формула Клейна-Нишины-Тамма, подробно исследованная в § 1. Сечение рассеяния в этом случае также падает с ростом энергии падающего фотона. Для частицы со спином $\frac{1}{2}$ и магнитным моментом, отличным от единицы, получается сечение, возрастающее с энергией падающего фотона. То же самое имеет место, когда спин и магнитный момент частицы равны единице. Такое возрастание при сколь угодно больших энергиях привело бы к недопустимым расходимостям сечений, однако формулы (3) и (4) получены в предположении $K_0 \ll 137 \mu c^2$.

Таблица IV
Формулы сечений для частиц с различными спинами и магнитными моментами

Спин в единицах \hbar	Магнитный момент в единицах $\chi = \frac{e\hbar}{2\mu c}$	Сечение рассеяния на угол θ	Полное сечение рассеяния при $K \ll 1$
1	0	$\frac{r_0^2 K^2}{2 K_0^2} \cos^2 \theta d\Omega$	$\pi r_0^2 \frac{\mu c^2}{K_0}$
2	$\frac{1}{2}$	$\frac{r_0^2 K^2}{2 K_0^2} \left(\frac{K_0}{K} + \frac{K}{K_0} - \sin^2 \theta \right) d\Omega$	$\pi r_0^2 \frac{\mu c^2}{K_0} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{2K_0}{\mu c^2} \right)$
3	$\frac{1}{2}$	$\chi \neq 1$ $(\chi - 1)^4 \frac{r_0^2 K}{4 K_0} d\Omega + \dots$ $K \gg \mu c^2$	$\frac{\pi}{4} r_0^2 (\chi - 1)^4 \frac{K_0}{\mu c^2} + \dots$
4	1	$\frac{r_0^2 K^2}{2 K_0^2} \left\{ 1 + \cos^2 \theta + \frac{1}{48 (\mu c^2)^2} [KK_0(28 - 64 \cos \theta + 12 \cos^2 \theta) + (K^2 + K_0^2)(29 - 16 \cos \theta + \cos^2 \theta)] \right\} d\Omega$	$\frac{5\pi}{18} r_0^2 \frac{K_0}{\mu c^2}$

б) Рассеяние фотонов на нуклеонах

При рассеянии фотонов большой энергии на нуклеонах (протонах или нейтронах), повидимому, существенную роль играет мезонное поле нуклеонов. Протон окружён мезонным облаком радиуса $\sim \frac{\hbar}{\mu c} \approx 10^{-13} \text{ см}$, где μ — масса π -мезона, и эффективное сечение рассеяния фотонов на такой сложной частице может сильно отличаться от эффективного сечения, полученного по формуле Клейна-Нишины-Тамма для протона без присущего ему мезонного облака.

На основе симметричной теории скалярных и псевдоскалярных мезонов сечение рассеяния фотонов различных энергий на нуклео-

нах было вычислено Фолди и Заксом²⁹. Для случая псевдоскалярного варианта мезонной теории эффективное сечение рассеяния сильно возрастает при энергии падающих фотонов, близкой к порогу образования мезонов.

На рис. 9 приведён график эффективного сечения в зависимости от энергии, полученный Фолди и Заксом.

Как видно из рис. 9, имеется довольно большой эффект резонансного рассеяния при энергиях, близких к пороговой энергии образования мезонов. Этот максимум полного сечения рассеяния

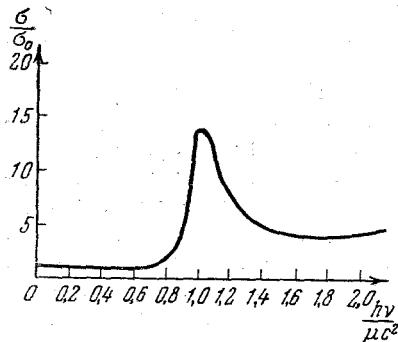


Рис. 9. Зависимость сечения рассеяния фотонов на нуклеонах от энергии падающих фотонов, вычисленная Фолди и Заксом.

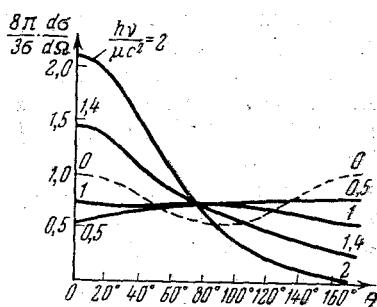


Рис. 10. Кривые углового распределения рассеянных фотонов для различных энергий падающих фотонов при рассеянии на нуклеоне, вычисленные Фолди и Заксом.

фотонов на протонах при энергиях фотонов порядка 150 Мэв может быть найден экспериментально. На рис. 10 приведены кривые углового распределения рассеянных фотонов для различных энергий падающих фотонов.

Если существуют изобарные состояния нуклеонов (состояния с высшими значениями спина и заряда по сравнению с основным состоянием²⁸), то по этой причине при рассеянии фотона на нуклеоне должен наблюдаться специфический максимум в области энергий, отвечающих энергии возбуждённого изобарного состояния.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ

Экспериментальные исследования в области малых энергий падающих фотонов подтвердили правильность представлений о фотоне и электроне, развиваемых в квантовой электродинамике. Изучение рассеяния при небольших энергиях падающих фотонов проводилось в направлении изучения единичного акта рассеяния и в направлении исследования поглощения фотонов в веществе.

При энергии меньше $2mc^2$ легко выделить элементарный акт и определить коэффициент поглощения в веществе, обусловленный комптоновским рассеянием. При энергиях, превышающих $2mc^2$, экспериментальное изучение комптоновского рассеяния затруднено тем, что существенную роль начинает играть эффект образования пар, а при энергиях больше $4mc^2$ образование троек (образование пар в поле электрона).

В этом параграфе описываются работы по измерению дифференциального и интегрального сечений и эффектов поляризации при комптоновском рассеянии фотонов энергии 1—20 Мэв.

Большой вклад в изучение комптоновского рассеяния был сделан Д. В. Скобельцыным.

Опыты Д. В. Скобельцына⁶ по измерению углового распределения электронов отдачи при комптоновском рассеянии, проведённые в 1926—1929 гг., показали несостоительность формул Дирака-Гордона и Комптона для сечения рассеяния. Вместе с тем, детальные исследования Д. В. Скобельцына непосредственно подтвердили формулу Клейна-Нишины-Тамма. Таким образом, этими опытами был по существу решён вопрос об основном уравнении релятивистской квантовой механики. В опытах Д. В. Скобельцына исследование углового распределения комптоновских электронов проводилось в камере Вильсона, помещённой в магнитное поле. Измерения производились с различными источниками γ -лучей и охватывали область энергий от 160 кэв до ~ 3 Мэв.

В таблице V приведены результаты измерений отношения числа электронов отдачи для двух интервалов углов $\left(\frac{N_{0^\circ}^{10^\circ}}{N_{10^\circ}^{20^\circ}}\right)$ в зависимости от энергии падающего излучения.

Таблица V
Результаты опытов Д. В. Скобельцына

$h\nu$ в кэв	Наблюденное $\frac{N_{0^\circ}^{10^\circ}}{N_{10^\circ}^{20^\circ}}$	Вычислено по		
		Клейну-Нишине	Комптону	Дираку, Гордону
160—435	$\frac{30}{49} = 0,61$	0,68	0,74	0,65
435—855	$\frac{69}{89} = 0,78$	0,75	0,84	0,96
855—1300	$\frac{58}{60} = 0,97$	0,93	0,95	1,01
1300—3000	$\frac{117}{98} = 1,2$	1,15	1,03	0,94

Кривые углового распределения для энергии падающих фотонов $2,35 \text{ Мэв}$ показаны на рис. 11. В области больших углов распределения (от 60 до 90°) обнаруживается очень хорошее согласие экспериментальных данных с теоретическими. Этот участок кривой распределения представляет собой гладкую кривую независимо от выбираемого интервала углов, в котором сосчитываются электроны отдачи.

Если брать интервалы углов $0-10^\circ$, $10-20^\circ$, $20-40^\circ$, $40-60^\circ$, $60-80^\circ$ и $80-90^\circ$ для электронов отдачи, то кривая будет иметь

вид, показанный на рис. 12. По оси абсцисс отложены интервалы углов, по оси ординат — число электронов отдачи, наблюдавшихся в газе каме-

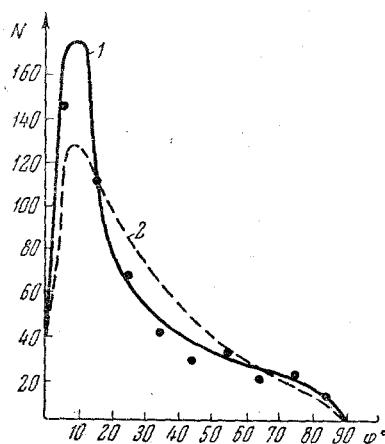


Рис. 11. Кривые углового распределения электронов отдачи. 1 — эксперимент, 2 — теория.

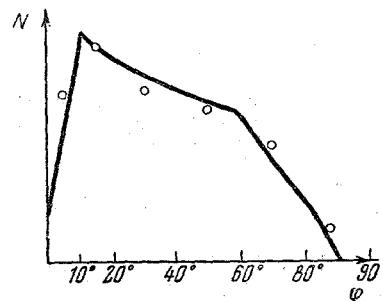


Рис. 12. Зависимость числа электронов отдачи от интервалов углов. Сплошная кривая — теоретическая, вычисленная по формуле Клейна-Нишины-Тамма.

ры в выбранном интервале углов. Для сравнения построена теоретическая кривая, учитывающая размер интервалов углов. Из опыта видно, что имеется согласие с кривыми Клейна-Нишины, особенно для энергий падающих фотонов $2,35 \text{ Мэв}$. Для энергий падающих фотонов $1,35$ и $1,07 \text{ Мэв}$ наблюдается согласие с общим ходом кривой распределения. Таким образом, из опытов Д. В. Скобельцына можно было сделать вывод о справедливости формулы Клейна-Нишины-Тамма для фотонов малых энергий.

В опытах Крейна, Гертнера и Турина⁸ использовалась камера Вильсона диаметром 15 см , глубиной $2,5 \text{ см}$, наполненная воздухом и парами этилового спирта при атмосферном давлении. Камера помещалась в магнитное поле. Внутрь камеры были введены рассеиватель и тонкие свинцовые пластиинки для поглощения рассеянных фотонов. Рассеивателем служил целлULOид, а в неко-

торых опытах — слюда. Пучок фотонов от ториевого источника, предварительно коллимированный, входил и выходил из камеры через тонкие слюдяные окошки. Энергия падающих фотонов была заключена в области от 0,5 Мэв до 2,6 Мэв. Установка показана на рис. 13. Фиксировался вылет электрона отдачи из рассеивателя после акта рассеяния под углом φ и вылет рассеянного фотона под углом θ к направлению падающего фотона по месту образования фотоэлектрона в тонкой свинцовой пластинке. Такой способ отбора актов позволял достаточно хорошо определять как угол φ , так и угол θ . Зависимость между измеренными углами вылета электрона отдачи и рассеянного фотона сравнивалась с соотношением (6). На достаточно большом статистическом материале (10 000 фотографий,

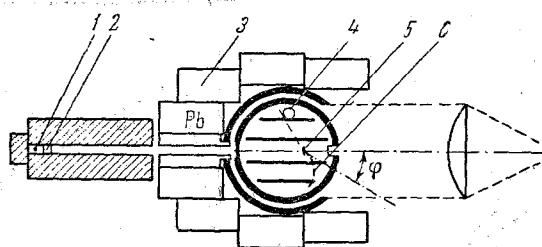


Рис. 13. Установка для наблюдения комптоновского рассеяния в камере Вильсона: 1 — источник; 2 — фильтр; 3 — защита; 4 — фотоэлектрон; 5 — мишень; 6 — электрон отдачи.

300 электронно-фотонных комбинаций) были получены угловые и энергетические соотношения при комптоновском рассеянии в данной области энергий падающих фотонов. Опыты были проведены в 1936 г. и явились дополнительным и наглядным доказательством соотношений Комптона, основанных на законах сохранения энергии и импульса. Кроме того, авторы хотя и не привели в статье подробных сравнений эффективного сечения рассеяния, но сделали вывод, что результат их измерений для зависимости эффективного сечения от углов рассеяния электрона и фотона совпадают с вычислениями по формуле Клейна-Нишины в пределах точности эксперимента. К сожалению, авторы не указывают, с какой именно точностью осуществлялось это совпадение с теорией.

Определение углового распределения рассеянных γ -лучей и электронов отдачи с использованием больших толщин рассеивателей было проведено в работах Кольрауна³², Комптона³³, Чаб³⁴ и других. Сложность учёта многократного рассеяния в рассеивателе приводила к большим ошибкам в определении углового распределения. При использовании рассеивателей малой толщины

число актов рассеяния мало. Для увеличения статистики Бей и Сцепези³⁸ развили довольно оригинальный метод исследования рассеянных фотонов. Разрез установки для измерения зависимости сечения комптоновского рассеяния от угла рассеяния фотонов показан на рис. 14. Рассеивающий фотонами слой вещества (в опыте использовался Al) расположен вдоль дуги окружности перпендикулярно плоскости рисунка. Углы рассеяния, соответствующие каждому отдельному элементу рассеивателя, равны друг другу, как углы, опирающиеся на одну и ту же дугу. Различные углы рассеяния в опыте получались при передвижении рассеивателя на некоторое расстояние от линии, соединяющей источник γ -лучей и счётчик, фиксирующий рассеянные фотоны, и изменением радиуса рассеивателя при неизменном расстоянии между источником Ra и счётчиком Z. Счётчик для регистрации рассеянных фотонов и источник γ -лучей устанавливались, как показано на рис. 14, перпендикулярно плоскости чертежа. Счётчик был защищён от прямого попадания первичного γ -излучения свинцом. Отсчёты счётчика регистрировались усилителем с выходом на механический нумератор. Опыты были проведены для интервала углов рассеяния фотонов от 50 до 140°. Результаты измерений приведены на рис. 15. Экспериментальные результаты сравнивались с теоретической кривой для сечения комптоновского рассеяния, полученной с учётом неменохроматичности падающего излучения. Ошибки, показанные на рис. 15 пунктиром и имеющие довольно значительную величину ($\sim 17\%$), обусловлены неточностями при определении расстояния между Ra и Z, неточностью при определении толщины рассеивателя, его высоты, конечными размерами счётчика и т. д., но эти ошибки не сильно влияют на общий ход кривой. Из сопоставления экспериментальной и теоретической кривых можно сделать вывод о том, что для углового

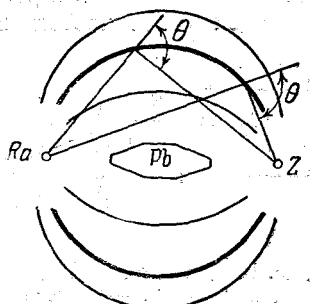


Рис. 14. Схематическое изображение установки, использованной Сцепези.

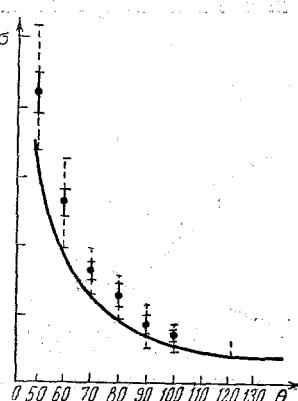


Рис. 15. Зависимость сечения комптоновского рассеяния от угла рассеяния, полученная в опытах Сцепези. Сплошной кривой показана теоретическая зависимость, вычисленная по формуле Клейна-Нишины-Тамма.

размерами счётчика и т. д., но эти ошибки не сильно влияют на общий ход кривой. Из сопоставления экспериментальной и теоретической кривых можно сделать вывод о том, что для углового

распределения рассеянных фотонов, так же как и из других опытов для углового распределения электронов отдачи, имеется согласие с формулами Клейна-Нишины-Тамма.

В связи с развитием техники счёта при помощи сцинтилляционных счётчиков и разработкой счётных схем с высокой разрешающей способностью в период 1949—1950 гг. появился ряд

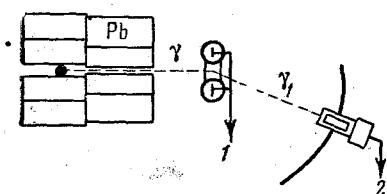


Рис. 16. Схема опыта Гофштадтера и Интайера: 1 — счётчики электронов отдачи; 2 — счётчик рассеянных фотонов.

опытов показана на рис. 16. В опыте фиксировались совпадения между электроном отдачи и рассеянным фотоном. В зависимости от положения детектора, показанного на рис. 16, изучалось изменение числа совпадений. Авторами были сделаны поправки на эффективность детектора и другие факторы, например, поглощение стенками фотоумножителя, изменение величины поглощения в рассеивающем кристалле в зависимости от энергии фотона и, следовательно, от углового положения детектора. Сумма различных поправок приведена для различных углов. Для 20° она составляет 9%, для 50° —21% и для 90° —30%. Результаты опыта показаны на рис. 17. Интенсивность источника γ -лучей (Co^{60}) с энергией 1,69 Мэв и 1,33 Мэв определена с точностью $\sim 15\%$. Как видно из этой работы, использование сцинтилляционных счётчиков при некотором улучшении постановки опыта может привести к более точным результатам, но всё же не позволяет измерить сечение с однопроцентной точностью, даже при хорошем знании абсолютной интенсивности падающих фотонов, так как указанные поправки всё ещё будут существенны. Проблема одновременности³⁷ в комптоновском рассеянии дискутировалась длительное время. Существуют ли возбуждённые состояния электрона и появ-

новых экспериментальных работ по проверке угловых и энергетических соотношений при комптоновском рассеянии, а также измерению эффективного сечения рассеяния и поляризации. Исследовалась также одновременность появления рассеянного фотона и электрона отдачи. В опыте Гофштадтера и Интайера³⁶ исследовались угловые соотношения при рассеянии. Схема

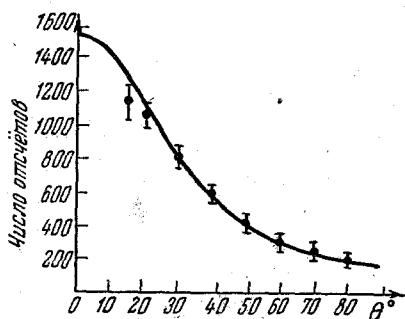


Рис. 17. Зависимость числа отсчётов от положения детектора.

ляются ли при одиночном акте комптоновского рассеяния рассеянный фотон и электрон отдачи одновременно? Современная теория даёт для времён взаимодействия значения, далеко лежащие за пределами экспериментальных возможностей. (Время взаимодействия порядка 10^{-20} сек.)

Хотя нет никаких теоретических оснований для проверки одновременности, авторы, получив в своё распоряжение технику счёта совпадений с разрешающим временем 10^{-8} сек., провели опыты по прямому доказательству того, что при комптоновском рассеянии рассеянный фотон и электрон отдачи появляются одновременно в пределах $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек. Опыты по определению одновременности были поставлены ещё Боте и Гейгером⁵ в 1925 г. Одновременность в их опытах означала приход вместе электрона отдачи и рассеянного фотона в пределах интервала времени 10^{-3} сек. Эти опыты были в своё время чрезвычайно важны, так как опровергали статистическую теорию законов сохранения³.

Опыт Гоффштадтера³⁶ был проведён с источником γ -лучей (Co^{60}) методом сцинтилляционных счётчиков, работающих на совпадения, с различными задаваемыми временами запаздывания. Использовались стильбеновые, нафталиновые и комбинированные кристаллы. Схема опыта представлена на рис. 16. Измерения были проведены для различных углов вылета электронов отдачи

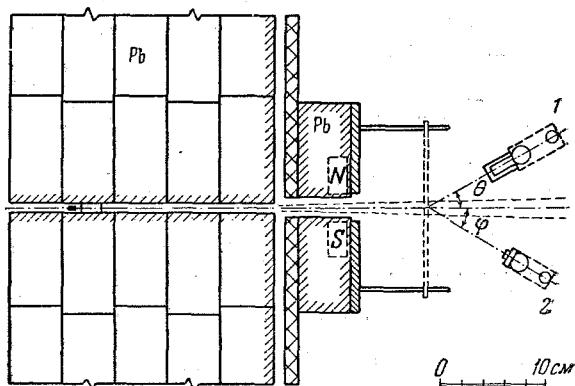


Рис. 18. Схема установки Кросса и Рамзей.

и показали (для любых углов рассеяния) одновременность появления фотона и электрона в пределах разрешающего времени $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек.

В 1950 г. Кросс и Рамзей³⁸ провели опыты, аналогичные опыта Боте, Майер-Лейбниц⁷ с источником γ -лучей от RaGn (энергия 2,62 Мэв). Установка показана на рис. 18. В отличие от предыдущих опытов различные углы рассеяния θ и ϕ

задавались перемещением Ве-мишени на различные расстояния от источника при фиксированном положении счётчика. Рассеивающая Ве-мишень и сцинтилляционные счётчики были заключены в наполненную гелием коробку с металлическими стенками, эффект стенок не вносил заметного вклада в число отсчётов, а замена воздуха гелием заметно уменьшала рассеяние γ -лучей и электронов в газе. При обработке результатов опыта были введены поправки на число фоновых совпадений, связанных с космическими лучами, радиоактивными загрязнениями и пр. В опыте было проверено соотношение между углом рассеяния фотона и углом вылета электрона отдачи. Результаты показаны на рис. 19. Для того чтобы проверить, что направления падающего пучка, рассеянного фотона и электрона отдачи лежат в одной плоскости, счётчик, считающий электроны отдачи, выводился из этой плоскости на расстояние 2,5 см. Сравнивалось число совпадений при нормальном расположении счётчиков с числом совпадений, зафиксированных установкой при выведенном из плоскости счётчике электронов. Результаты этого опыта приведены в таблице VI.

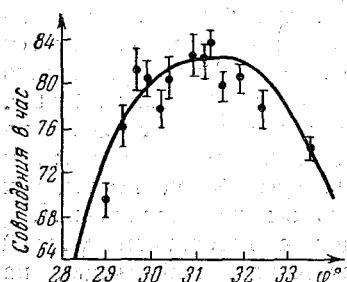


Рис. 19. Кривая углового распределения электронов отдачи в опытах Кросса и Рамзея.

При фиксированном положении счётчиков с числом совпадений, зафиксированных установкой при выведенном из плоскости счётчике электронов. Результаты этого опыта приведены в таблице VI.

Таблица VI

Различие в числе совпадений в зависимости от положения счётчика

Положение электронного счётчика	Число совпадений в час		
	без мишени	с мишенью	эффект
В плоскости	14,3 \pm 0,6	83,0 \pm 1,4	68,7
На 2,5 см выше плоскости . . .	7,3 \pm 0,5	23,7 \pm 1,0	16,4

Кроме того, проведены измерения с целью более точного исследования максимума на кривой распределения числа электронов отдачи в зависимости от угла вылета. Кривая распределения представлена на рис. 19. Сплошная кривая означает вычисленное теоретически распределение с максимумом при $31,3^\circ$. Измеренный максимум находится в пределах экспериментальной ошибки в согласии с этим значением. Авторы³⁸, к сожалению, не провели измерений углового распределения до больших значений углов и мы не имеем возможности сопоставить их результаты

с другими ранее цитированными измерениями. Далее, в работе было показано, что ожидаемое число электронов, вылетевших в направлении, предсказанном законами сохранения, появляется одновременно с рассеянными фотонами в пределах $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек.*).

В работе Делсассо, Фоулера и Лауритсена³⁹ с помощью камеры Вильсона в магнитном поле исследовалось рассеяние γ -излучения с энергией в $17,1 \text{ Мэв}$, получаемого при реакции $\text{Li}^7 + \text{H}^1$ в Pb и Al . Коллимированный пучок γ -лучей пропускался через камеру, в которой находились пластинки исследуемого вещества. В камере Вильсона наблюдались следы пар, образованных в пластинке, а также следы одиночных электронов и позитронов. Значительная часть одиночных электронов и позитронов принадлежала парам, одна из компонент которых не была зарегистрирована или из-за больших потерь энергии и рассеяния или из-за несовершенства фотографии. Число одиночных электронов превышало число позитронов за счёт электронов отдачи при комптоновском рассеянии в исследуемом веществе. В таблице VII приведены числа пар, одиночных электронов, позитронов и электронов отдачи в Pb и Al .

Таблица VII

Число пар, одиночных электронов, позитронов и электронов отдачи в свинце и алюминии

	Вещество	Пары	Электроны	Позитроны	Электроны отдачи
Без коллиматора	Pb	513	381	155	
С коллиматором	Pb	257	101	49	52
	Al	71	105	12	93

Была оценена средняя энергия электронов отдачи при энергии падающих фотонов в $17,1 \text{ Мэв}$. Средняя энергия электронов отдачи оказалась равной $12,7 \pm 0,7 \text{ Мэв}$, что находится в согласии с теоретическим значением средней энергии $12,2 \text{ Мэв}$, вычисленным по формуле Клейна-Нишины. В опыте было измерено также распределение по энергии электронов отдачи. Результаты опыта приве-

*) Более точные измерения были сделаны Беллом и Грахамом. Они проверили одновременность появления рассеянного фотона и электрона отдачи в пределах $5 \cdot 10^{-10}$ сек.³⁸.

дены на рис. 20. Полученное распределение довольно точно согласуется с теорией.

В работе Розенблюма, Шредера, Вернера⁴⁰ измерялись полные эффективные сечения поглощения в различных веществах (Си, Sn, Pb, U) для энергий падающих фотонов 5,3; 10,8; 17,6 Мэв.



Рис. 20. Распределение электронов отдачи по энергиям.

тонов в различных веществах. Сводка теоретических значений эффективных сечений для фотоэффекта, комптон-эффекта, образования пар в поле ядра и в поле электрона, ядерного фотоэффекта и полного эффективного сечения

Установка, используемая в опытах, аналогична применявшейся ранее в работе Лоусона и Де-Вайера, показана на рис. 21. Счётчики Гейгера заменены сцинтиляционными детекторами. Источником γ -излучения служило излучение бетатрона. Результаты измерений эффективных сечений для различных энергий падающих фотонов приведены в таблице VIII.

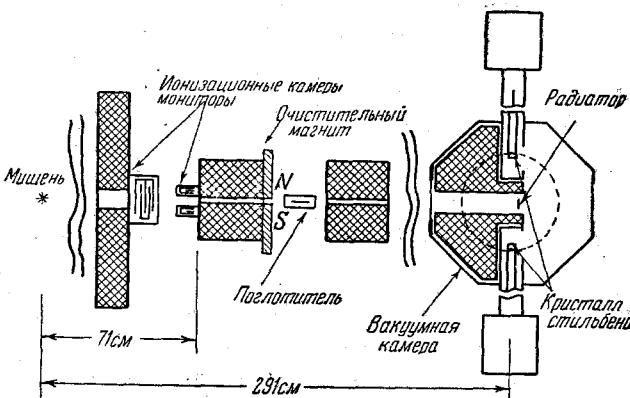


Рис. 21. Схема установки для измерения полного эффективного сечения поглощения в различных веществах.

поглощения дана в той же таблице VIII (на стр. 637). Авторы отмечают, что имеется согласие полученных результатов с результатами Лоусона⁴¹ и Де-Вайера⁴².

В работе Бирман⁴³, опубликованной в 1952 г., измерялось полное эффективное сечение поглощения фотонов с энергией 19,5 Мэв. Измерения проводились в различных веществах от водорода до урана. Детекторами служили счётчики Гейгера. Расчётыным путём из полного эффективного сечения поглощения было

Таблица VIII

Результаты измерений эффективных сечений для энергий падающих фотонов 5,3 Мэв и 17,6 Мэв в различных веществах.

Во второй части таблицы показаны теоретические значения эффективных сечений для различных процессов.

Вещество	Толщи-на (см)	Плот-ность (г/см ³)	Коэффициент поглощения (см ⁻¹)	Эффективное сечение поглощения (10 ⁻²⁴ см ²)
Экспериментальные значения эффективных сечений				
а) 5,3 Мэв				
Cu	8,638	8,898	0,2735 \pm 0,0027	3,244 \pm 0,032
Sn	8,365	7,275	0,260 \pm 0,004	7,05 \pm 0,10
Pb	4,742	11,34	0,497 \pm 0,005	15,07 \pm 0,15
U	2,056	18,70	0,872 \pm 0,009	18,43 \pm 0,18
б) 17,6 Мэв				
Cu	7,817	8,878	0,3103 \pm 0,0034	3,688 \pm 0,040
Sn	8,365	7,275	0,3404 \pm 0,0034	9,222 \pm 0,092
Pb	3,005	11,34	0,6750 \pm 0,0068	20,47 \pm 0,21
U	2,000	18,70	1,198 \pm 0,012	25,32 \pm 0,25
Теоретические эффективные сечения				
а) 5,3 Мэв				
Cu . . .	0,0042	2,2822	0,9717	0,0115
Sn . . .	0,054	3,935	2,880	0,020
Pb . . .	0,515	6,453	7,714	0,033
U . . .	0,862	7,240	9,690	0,037
б) 17,6 Мэв				
Cu . . .	0,0013	0,9691	2,496	0,059
Sn . . .	0,0174	1,6708	7,347	0,102
Pb . . .	0,168	2,7402	19,53	0,167
U . . .	0,281	3,074	24,51	0,187

выделено интегральное сечение комптоновского рассеяния. Авторы утверждают, что формула Клейна-Нишины-Тамма подтверждена с точностью $\sim 7\%$.

Кроме указанных работ, комптоновское рассеяние изучалось также рядом других исследователей. Совокупность измерений интегрального и дифференциального сечений в различных работах, с использованием разнообразной методики, указывают на согласие с формулой Клейна-Нишины-Тамма в пределах точности порядка 10% в области энергий падающих фотонов до 20 Мэв.

Как видно из § 2, при комптоновском рассеянии фотонов малой энергии рассеянное излучение частично поляризовано. Детальное экспериментальное изучение поляризации при комптоновском рассеянии проведено лишь в последнее время⁴⁴. Для изучения поляризации удобнее всего использовать двукратное рассеяние.

Поляризация излучения при двукратном комптоновском рассеянии экспериментально исследовалась в работе⁴⁵. В качестве источника γ -лучей использовался Co^{60} (интенсивность 5 кюри). Применённая установка схематически изображена на рис. 22.

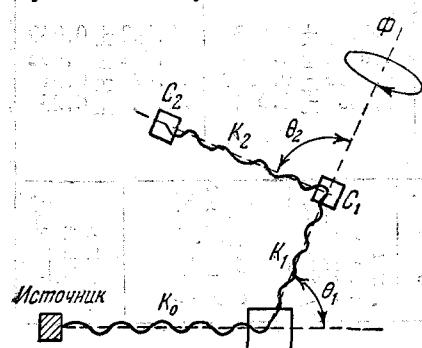


Рис. 22. Схема установки для исследования поляризации рассеянных фотонов при двукратном комптоновском рассеянии.

использованные кристаллы NaI имели площадь $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ и располагались на расстоянии 10 см друг от друга. Счетчик C_1 отстоял на расстоянии 10 см от медной мишени S .

При поворотах счетчиков видимая ими площадь сохранялась неизменной. Азимутальный угол φ изменялся в измерениях от 0

Падающий фотон с импульсом k_0 рассеивался медным рассеивателем S на угол θ_1 . Рассеянный фотон, обладающий импульсом k_1 , рассеивался вторично в кристалле сцинтиляционного счетчика C_1 , регистрировавшем электрон отдачи при этом рассеянии. Фотон, рассеянный в этом вторичном акте рассеяния под углом θ_2 , при попадании в кристалл C_2 сцинтиляционного счетчика регистрировался за счет фотоэффекта. Счетчик C_2 был защищен от попадания однократно рассеянных в медной мишени фотонов слоем свинца толщиной 5 см. Установка регистрировала совпадения в счетчиках C_1 и C_2 , т. е. регистрировала двукратное комптоновское рассеяние под определенными углами θ_1 и θ_2 и при определенном азимутальном угле φ направления k_1 относительно плоскости $k_0 k_1$.

до 90° . Разрешающее время схемы совпадений было равно примерно 10^{-7} сек.

В таблице IX даны значения отношения числа совпадений при нулевом азимутальном угле к числу их при азимутальном угле ϕ для двух значений угла рассеяния θ_1 и для $\theta_1 = 90^\circ$. В таблице приведены также теоретические значения этого отношения, полученные с учётом телесных углов, перекрываемых кристаллами счётчиков. Как видно из таблицы, экспериментальные и теоретические значения в общем согласуются.

Таблица IX

Отношение числа фотонов, рассеянных под углом $\phi = 0$, к числу фотонов, рассеянных под углом ϕ , при двойном комптоновском рассеянии

Угол рассеяния $\theta_1 = 83^\circ$			Угол рассеяния $\theta_1 = 50^\circ$		
ϕ°	эксперимент	теория	ϕ°	эксперимент	теория
90	$1,778 \pm 0,111$	1,76	90	$1,494 \pm 0,044$	1,445
70	$1,342 \pm 0,073$	1,561	70	$1,534 \pm 0,046$	1,368
50	$1,094 \pm 0,045$	1,218	50	$1,274 \pm 0,039$	1,222
30	$1,041 \pm 0,033$	1,085	30	$1,096 \pm 0,035$	1,081

Исследование поляризации указывает, таким образом, на соответствие экспериментальных данных с теоретическими формулами, приведёнными в § 2. Интересно заметить, что сведения о поляризации при комптоновском рассеянии могут быть использованы для расчётов поляризации при других элементарных процессах, например при образовании пар, тормозном излучении. Такие расчёты проведены Мейем⁴⁶ и Виком⁴⁷. В случае тормозного излучения весь расчёт проводится в системе координат, в которой электрон покоятся. Поле ядра, движущегося в этой системе, представляется совокупностью виртуальных фотонов со спектром $\frac{1}{\gamma}$, где γ — энергия фотонов⁴⁸. В расчёте рассматривается далее комптоновское рассеяние этих фотонов на покоящемся электроне. Рассеянные фотоны соответствуют тормозному излучению. После перехода в лабораторную систему отсчёта находят эффективные сечения для различных поляризаций испущенных фотонов.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

До последнего времени отсутствовали опыты по исследованию комптоновского рассеяния при больших энергиях падающих фотонов. Если в области малых энергий (порядка 1—20 Мэв) можно с уверенностью утверждать, что формула Клейна-Ниши-

ны-Тамма справедлива без существенных поправок, то для энергий порядка 100 Мэв и выше такое утверждение нельзя считать экспериментально обоснованным с достаточной надёжностью. Между тем имеются соображения, заставляющие искать отступлений от обычного вида формул для сечения рассеяния в области достаточно высоких энергий. Мы уже упоминали в § 2 о поправках, связанных с реакцией излучения. Поправки эти малы и вряд ли могут быть обнаружены при существующей точности эксперимента. Несколько больше радиационные поправки к эффективному сечению рассеяния, полученные Фейнманом²⁵. Из приведённой в § 2 таблицы III виден рост этих поправок с энергией. Экспериментальное их обнаружение представляло бы значительный интерес.

Помимо поправок, предсказываемых теоретически в необследованной до сих пор области высоких энергий, возможны также отступления от известных теоретических формул для эффективных сечений комптоновского рассеяния за счёт факторов, не учитываемых существующей теорией. Так например, введение тем или иным способом «структуры» электрона может повести к существенным изменениям формул эффективных сечений. По существу введение «размеров» электрона ликтуется требованием конечности его собственной энергии. Например, для того, чтобы в классической электродинамике энергия электрического поля электрона не расходилась, необходимо приписать источнику поля (электрону) конечные размеры. Из условия $\frac{e^2}{r_0} \approx mc^2$ определяется так называемый классический радиус электрона $r_0 = 10^{-13}$ см. Аналогичным образом для «гравитационного радиуса» электрона получим значение $r_{\text{гр}} = 10^{-55}$ см. Учёт взаимодействия электрона с нулевыми флуктуациями электромагнитного поля в вакууме приводит к введению «размера» $\sim 10^{-70}$ см. Проведённый В. П. Силиным⁴⁹ для одного из вариантов теории учёт взаимодействия электрона с мезонным полем даёт значение «радиуса» электрона $\sim 10^{-16}$ см⁴⁹.

Таким образом, из различных соображений можно пытаться приписать электрону те или иные размеры. Наделяя электрон определёнными размерами, мы вправе ожидать отступлений от теоретических формул для эффективного сечения рассеяния, полученных в предположении точечного электрона. Действительно, при длине волны падающего излучения, близкой или меньшей «размеров» электрона, должны иметь место эффекты, подобные дифракции световой волны длины λ на препятствии, размеры которого больше λ . Иными словами, это можно формулировать ещё так, что в случае высокой энергии падающего фотона большая часть актов комптоновского рассеяния сопровождается передачей электрону значительного импульса, т. е. в большом числе

случаев рассеяние происходит с малым «параметром удара». При достаточно малых «параметрах удара» структура электрона может оказаться существенным образом.

Все известные попытки ввести размер электрона не могут пока считаться обоснованными, но и теория точечного электрона не является удовлетворительной. Вопрос о структуре электрона остается таким образом в настоящее время открытым. Исследования в области высоких энергий, может быть, смогут пролить свет на этот интереснейший вопрос. Даже простое подтверждение существующих формул квантовой электродинамики для эффективного сечения комптоновского рассеяния в области высоких энергий явилось бы в этом отношении весьма важным, определив по крайней мере верхнюю границу предполагаемых размеров электрона. К сожалению, выделение комптон-эффекта в чистом виде является задачей весьма трудной, особенно при большой энергии падающего фотона, так как с увеличением этой энергии сечение комптоновского рассеяния падает и становится малым по сравнению с сечениями других процессов, например по сравнению с сечением образования пар. Пока что выполнена всего лишь одна работа, в которой сделана попытка проверки формулы Клейна-Чишины-Тамма при сравнительно большой (88 Мэв) энергии падающих фотонов. В описываемых опытах⁴¹ точность определения сечения не превышала 15% и, кроме того, определялось полное интегральное сечение рассеяния, которое обусловлено в основном «параметрами удара», ещё недостаточно малыми, чтобы можно было ожидать появления эффектов, связанных с предполагаемой структурой электрона. Чтобы выделить акты рассеяния с малыми «параметрами удара», следовало бы измерять дифференциальное сечение при больших углах рассеяния фотона, или же интегральное сечение, но при начальном более высоких энергиях.

Помимо указанной уже основной трудности, возникающей при изучении комптоновского рассеяния в области высоких энергий (малость эффективного сечения по сравнению с сечениями других процессов), существует и другая трудность, связанная с получением фотонов большой энергии. В распоряжении экспериментаторов нет монохроматического (или хотя бы близкого к монохроматическому) источника γ -излучения высокой энергии.

Даже для сравнительно малых энергий γ -излучения при реакции $\text{Li}^7 + \text{H}^1$ имеется размазывание в энергии испускаемых фотонов. При больших энергиях γ -лучей, получаемых из бетатронов и синхротронов, γ -излучение обладает спектром энергии. Спектр тормозного излучения теперь достаточно хорошо известен и описывается формулой Шиффа⁵⁰. При работе с немонохроматическим излучением невозможно определить сечение рассеяния для определённой энергии падающих фотонов и приходится с теоре-

тическими формулами сравнивать сечение рассеяния, полученное для того или иного интервала энергий падающих фотонов. В этом случае в теоретические формулы входит вид спектра. В описываемых работах измерение спектра не было достаточно точным, вследствие чего измерение интегральных сечений также не являлось вполне удовлетворительным.

Нельзя также измерять дифференциальное сечение рассеяния по электронам отдачи, так как для каждого акта рассеяния неизвестна энергия падающего фотона.

Для больших энергий падающих фотонов при малых «параметрах удара» электроны отдачи вылетают под малыми углами, измерение которых с достаточной точностью весьма затруднительно. Помимо указанных трудностей, с возрастанием энергии всё большее влияние оказывают другие побочные эффекты (например, образование мезонов).

В опытах Лоусона⁴¹ измерялись коэффициенты поглощения высокозэнергичных γ -лучей в различных веществах. Коэффициенты поглощения были измерены со статистической точностью 1,5%.

Помимо коэффициентов поглощения, измерялось также непосредственно число электронно-позитронных пар, образованных в различных веществах. Из сопоставления полученных данных автор находит полное эффективное сечение комптоновского рассеяния в лёгких веществах. Опыты были проведены с γ -излучением от 100-Мэв бетатрона. Для измерения коэффициента поглощения служила установка, представленная на рис. 23. Пучок γ -лучей пропускался через поглотители из различных веществ: Be, Al, Cu, Sn, Pb, U.

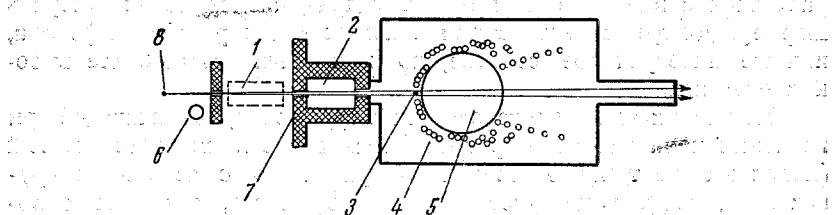


Рис. 23. Схема опытов Лоусона: 1 — поглотитель, 2 — очищительное магнитное поле, 3 — мишень, 4 — счётчики, 5 — анализирующее магнитное поле, 6 — измеритель интенсивности, 7 — защита, 8 — источник фотонов высокой энергии.

Использовались поглотители, специально исследованные на загрязнения. Для всех поглотителей, кроме Be, чистота образцов была не менее 99,85 %. После прохождения через поглотитель пучок коллимировался свинцовым коллиматором с двумя щелями. Первая щель вырезала часть пучка, вторая (более широкая) щель была рассчитана так, что пучок не задевал за её края. На пути

от первой до второй щели пучок проходил через магнитное поле, очищающее пучок от заряженных частиц. Вторая щель коллиматора не пропускала рассеянных частиц. По выходе из коллиматора пучок попадал на тонкую мишень Ац, в которой образовывались электронно-позитронные пары. Электроны и позитроны пар, отклоненные магнитным полем, регистрировались счетчиками Гейгера. Регистрировались отсчеты отдельных групп счетчиков, совпадения отсчетов счетчиков, считавших электроны, и счетчиков, считавших позитроны, т. е. регистрировались электронно-позитронные пары, а также регистрировалось одновременное появление нескольких пар. Запуск электронных схем производился синхронно с испусканием фотонов.

Парспектрометр, состоящий из нескольких групп счетчиков, выбирал различные энергии пар через интервалы в 15 Мэв. Всё устройство, начиная с очистительного магнитного поля, помещалось в вакуумную камеру для того, чтобы избавиться от образования в воздухе на пути пучка заряженных частиц. В опыте отбирались пары с энергией выше заданной, образованные фотонами выше этой энергии. Для определения энергии электронов и позитронов пар использовалось магнитное поле напряженностью 4000 гаусс. Диаметр полюсных наконечников был равен 60 см. Поле измерялось протонно-резонансным методом⁵¹ с точностью до 0,01%, что необходимо для достаточно точного измерения энергии частиц пар. Измеряя число пар спектрографом, можно было определить изменение числа фотонов, достигающих мишени парспектрографа, в зависимости от вещества поглотителя, расположенного на пути пучка. Таким образом, число пар, образованных в Ац-мишени, служило индикатором числа фотонов с энергией выше данной, достигающих этой мишени. Так как авторов интересовали лишь большие энергии падающих фотонов, то отбирались только те пары, энергия которых превышала примерно 82 Мэв. Средняя эффективная энергия, регистрируемая парспектрографом, была 88 \pm 1 Мэв. Из-за флуктуаций конца спектра значение эффективной энергии могло меняться. При изменении максимальной энергии на 1% число регистрируемых пар должно было меняться на $\sim 6\%$. Поэтому был необходим контроль максимальной энергии излучаемых фотонов. Контроль осуществляется с точностью до $\sim 0,1\%$.

Полученные коэффициенты поглощения и соответствующие сечения поглощения в различных веществах приведены в таблице X (стр. 644). Поглощение при этих энергиях обусловлено в основном двумя процессами:

- 1) образованием пар в поле ядра и в поле электрона и
- 2) комптоновским рассеянием. При комптоновском рассеянии рассеянные в поглотителе фотоны частично выходят из пучка и не фиксируются парспектрографом.

Таблица X
Коэффициенты поглощения в различных веществах

Образец	$\text{см}^2/\text{г}$	$\text{см}^2/\text{атом}$	Статист. ошибка в %
Be	0,0107	$0,161 \cdot 10^{-24}$	1,2
Al	0,0252	$1,128 \cdot 10^{-24}$	1,5
Cu	0,0471	$4,971 \cdot 10^{-24}$	1,5
Sn	0,0665	$13,11 \cdot 10^{-24}$	0,95
Pb	0,0909	$31,27 \cdot 10^{-24}$	1,6
U	0,0973	$38,46 \cdot 10^{-24}$	1,1

Для того чтобы выделить сечение комптоновского рассеяния из измеренного полного сечения поглощения используется следующий приём.

Измеряется полное поглощение в лёгком и тяжёлом веществах — σ' и σ'' соответственно. Определяются экспериментально сечения образования пар в этих веществах — σ'_n и σ''_n соответственно.

Пусть сечение для комптоновского рассеяния связано с сечением для образования пар следующим образом:

$$\left. \begin{array}{l} \sigma'_k = \alpha^I \sigma'_n, \\ \sigma''_k = \alpha^{II} \sigma''_n, \end{array} \right\} \quad (48)$$

тогда

$$\frac{\sigma'}{\sigma''} = \frac{\sigma'_n (1 + \alpha^I)}{\sigma''_n (1 + \alpha^{II})}. \quad (49)$$

Для вещества с большим атомным номером величиной α^{II} можно пренебречь по сравнению с единицей.

Тогда из (49)

$$\frac{\sigma'}{\sigma''} = \frac{\sigma'_n}{\sigma''_n} (1 + \alpha^I), \quad (50)$$

откуда можно определить величину α^I , т. е. $\sigma'_k = \alpha^I \sigma'_n$. Таким образом, можно определить комптоновское сечение рассеяния для вещества с малым атомным номером.

Измеренные в опытах сечения образования пар отличались от теоретически вычисленных, что автор относит за счёт неприменимости борновского приближения в случае тяжёлых элементов.

Поэтому полные сечения поглощения, найденные экспериментально, также получились отличными от вычисленных теоретически.

На рис. 24 показано отношение теоретических значений полных сечений поглощения к экспериментальным в функции Z^2 . Так как поправки к борновскому приближению пропорциональны Z^2 , то точки рис. 24 лежат примерно на одной прямой. Исключение составляет точка, соответствующая Be, для которой экспериментальное значение лежит ниже этой прямой. В таблице XI приведены теоретические значения полных сечений для процессов образования пар в поле ядра, образования пар в поле электрона и комптоновского рассеяния. Сопоставление экспериментальных данных и теоретического значения сечения комптоновского рассеяния (с учётом ошибок, связанных с ложными отсчётами пар

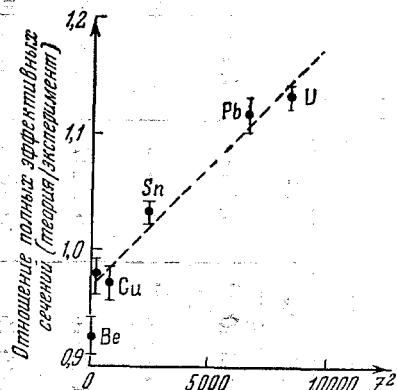


Рис. 24. Отношение теоретических значений полных сечений к экспериментальным в зависимости от Z^2 .

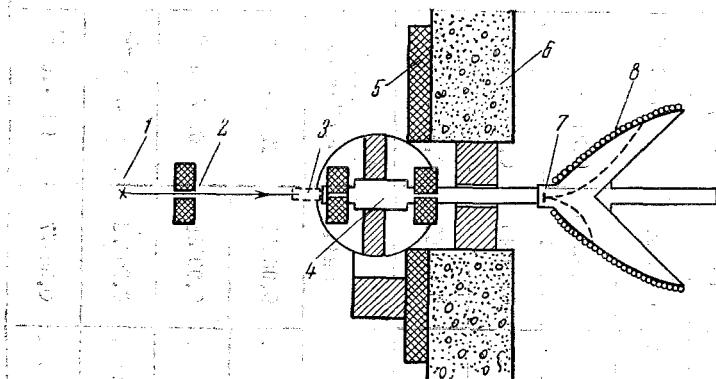


Рис. 25. Схема установки Де-Вайера: 1 — источник, 2 — коллиматор, 3 — поглотитель, 4 — область очистительного магнитного поля, 5 — защита, 6 — мишень, 7 — счётчики Гайгера, расположенные в магнитном поле.

из-за наличия диффузного фона рассеянных γ -лучей и заряженных частиц, множественного рассеяния в поглотителе и других побочных эффектов) приводит к заключению о соглашении экспериментального значения сечения комптоновского рассеяния с формулой Клейна-Нишины-Тамма для энергии падающих фотонов 80 Мэв в пределах 15% точности.

Теоретические значения сечений различных процессов

Таблица XI

	Be		Al		Cu	
	$см^2/г$	$см^2/атом$	$см^2/г$	$см^2/атом$	$см^2/г$	$см^2/атом$
Пары на ядре	0,005928	$0,0888 \cdot 10^{-24}$	0,02035	$0,9113 \cdot 10^{-24}$	0,04186	$4,418 \cdot 10^{-24}$
Пары на электроне	0,001565	$0,0234 \cdot 10^{-24}$	0,00167	$0,0748 \cdot 10^{-24}$	0,00153	$0,161 \cdot 10^{-24}$
Комптоновское рассеяние . . .	0,00240	$0,0359 \cdot 10^{-24}$	0,00261	$0,1169 \cdot 10^{-24}$	0,00247	$0,261 \cdot 10^{-24}$
Полное сечение	0,00989	$0,1482 \cdot 10^{-24}$	0,02463	$1,103 \cdot 10^{-24}$	0,04586	$4,84 \cdot 10^{-24}$
	Sn		Pb		U	
	$см^2/г$	$см^2/атом$	$см^2/г$	$см^2/атом$	$см^2/г$	$см^2/атом$
Пары на ядре	0,06511	$12,83 \cdot 10^{-24}$	0,09803	$33,72 \cdot 10^{-24}$	0,1068	$42,21 \cdot 10^{-24}$
Пары на электроне	0,00138	$0,27 \cdot 10^{-24}$	0,00127	$0,44 \cdot 10^{-24}$	0,0012	$0,49 \cdot 10^{-24}$
Комптоновское рассеяние . . .	0,00228	$0,45 \cdot 10^{-24}$	0,00214	$0,74 \cdot 10^{-24}$	0,0021	$0,83 \cdot 10^{-24}$
Полное сечение	0,06877	$13,55 \cdot 10^{-24}$	0,1014	$34,9 \cdot 10^{-24}$	0,1101	$43,53 \cdot 10^{-24}$

Измерение сечения поглощения в различных веществах при энергии падающих фотонов 280 Мэв было проведено Де-Вайером⁴². Установка, использованная в этих опытах, показана на рис. 25. В основных чертах установка подобна описанной выше установке Лоусона⁴¹. Полученные сечения поглощения в опытах Де-Вайера⁴² сведены в таблицу XII.

Таблица XII
Эффективное сечение поглощения фотонов при энергии
280 Мэв

Поглотитель	Эффективное сечение $\text{см}^2/\text{г}$	Статистич. ошибки в %
Be	0,01060	1,2
Al	0,0284	1,2
Cu	0,0521	1,5
Sn	0,0776	1,0
Pb	0,1039	1,2
U	0,1148	1,4

Однако в цитируемой работе не производится выделения сечения комптоновского рассеяния. Вычисляя теоретические значения сечений для образования пар в различных веществах, можно, используя соотношение (50), определить сечение комптоновского рассеяния. При этом надо использовать точные значения сечений образования пар, борновское же приближение непригодно.

Таким образом, на основании приведённых в обзоре данных можно сделать вывод о справедливости формул квантовой электродинамики для дифференциального и интегрального сечений рассеяния фотонов на электронах в области энергий до 20 Мэв. В области энергий до 88 Мэв имеются экспериментальные данные, подтверждающие правильность формулы для интегрального сечения рассеяния. При более высоких энергиях (фотоны от синхротронов и фотоны в космических лучах) можно судить о справедливости теоретических формул квантовой электродинамики для рассеяния на основании косвенных данных по измерению суммарного коэффициента поглощения фотонов в веществе*). Так как

*) Примечание при корректуре.

Недавно была опубликована краткая заметка о работе по измерению дифференциального сечения комптоновского рассеяния при энергии падающих фотонов 250 Мэв, выполненной методом сцинтилляционных счётчиков. Авторы указывают на хорошее согласие результатов измерений дифференциального сечения с формулой Клейна-Нишины-Тамма. (Bulletin of the American Physical Society 23, 7 (1953).)

сечение комптоновского рассеяния падает с увеличением энергии фотонов и роль его в суммарном коэффициенте поглощения небольша, то чтобы заметить сколько-нибудь существенное изменение в ходе кривых поглощения, необходимы значительные отклонения от формулы сечения Клейна-Ништи-Тамма. Косвенные данные не дают указаний на такие отклонения даже при очень больших энергиях.

В § 5 указано на возможное влияние структуры частиц на рассеяние фотонов при высоких энергиях. Хотя сейчас неясно, каким образом могла бы войти в квантовую электродинамику структура частиц, опыты по исследованию рассеяния фотонов больших энергий, безусловно, интересны.

Автор приносит благодарность Л. А. Разорёнову и проф. В. Л. Гинзбургу за помощь при составлении обзора.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. H. Compton, Phys. Rev. **21**, 483 (1923). A. H. Compton, A. Simon, Phys. Rev. **26**, 289 (1925).
2. P. Debye, Phys. Zeits. **24**, 161 (1923).
3. N. Bohr, Kramers, Slater, Phil. Mag. **47**, 785 (1924). Zeits. f. Physik **24**, 69 (1924).
4. R. S. Shankland, Phys. Rev. **49**, 8 (1936). Phys. Rev. **50**, 571 (1936). Phys. Rev. **52**, 414 (1937).
5. W. Bothe, H. Geiger, Zeits. f. Physik **26**, 44 (1924); Naturwiss **13**, 440 (1925).
6. Д. В. Скобельцын, Comp. Rend. **194**, 1914, (1932); Nature **123**, 411 (1929); Zeits. f. Physik **65**, 773 (1930).
7. H. Maier-Leibnitz, W. Bothe, Zeits. f. Physik **162**, 143 (1936); Phys. Rev. **50**, 187 (1936).
8. H. R. Crane, C. R. Gaerttner, J. J. Tuzin, Phys. Rev. **50**, 302 (1936).
9. O. Klein, I. Nischina, Zeits. f. Physik **52**, 853 (1929).
10. И. Е. Тамм, Zeits. f. Physik **62**, 545 (1930).
11. F. I. Dyson, Phys. Rev. **75**, 486 (1949). I. Schwinger, Phys. Rev. **73**, 416 (1948); **74**, 1439 (1948); **75**, 651 (1949); **76**, 790 (1949); **75**, 898 (1949). R. P. Feynman, Phys. Rev. **74**, 1420 (1948). S. Томонага, Prog. theor. Phys. **1**, 27 (1946); Phys. Rev. **74**, 224 (1948). А. Д. Галанин, ЖЭТФ **23**, 448 (1952); ЖЭТФ **23**, 462 (1952). В. Б. Берестецкий, УФН **46**, вып. 2, 231 (1952). R. P. Feynman, L. Brown, Phys. Rev. **85**, 231 (1952).
12. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, Гостехиздат, 1940.
13. C. M. Davisson, R. D. Evans, Rev. of. Mod. Phys. **24**, 79 (1952).
14. П. Е. Немировский, ЖЭТФ **14**, 14 (1944).
15. E. Feenberg, H. Primakoff, Phys. Rev. **73**, 449 (1948).
16. W. Pauli, Helv. Phys. Acta **6**, 279 (1933).
17. В. Паули, Теория относительности, Гостехиздат, 1947.
18. H. Casimir, Helv. Phys. Acta **6**, 287 (1933).
19. I. Nischina, Zeits. f. Physik **52**, 869 (1929).
20. W. Franz, Ann. d. Physik **33**, 689 (1938).
21. U. Fano, J. Opt. Soc. Am **39**, 859 (1949).
22. Я. Б. Зельдович, ДАН **83**, № 1, 63 (1952).
23. W. E. Lamb, R. C. Rutherford, Phys. Rev. **72**, 241 (1947).

24. I. E. Nafe, E. B. Nelson, I. I. Rabi, Phys. Rev. **71**, 914 (1947); P. Kusch, H. M. Foley, Phys. Rev. **74**, 250 (1948); G. Breit, Phys. Rev. **72**, 984 (1947); **74**, 656 (1948).
Сдвиг уровней атомных электронов и дополнительный момент электрона, Сборник статей, ИЛ, Москва, 1950.
25. D. Feldman, I. Schwinger, Phys. Rev. **75**, 388 (1949); A. N. Mittra, Nature **4311**, № 169 (1952); R. P. Feynman, L. Brown, Phys. Rev. **85**, 231 (1952); Z. Koba, G. Takeeda, Prog. Theor. Phys. **3**, 407 (1948); E. Corinaldesi, R. Jost, Helv. Phys. Acta **21**, 183 (1948).
26. R. Schaffroth, Phys. Rev. **75**, 1111 (1948); R. Schaffroth, Helv. Phys. Acta **22**, 392 (1949); R. Schaffroth, Helv. Phys. Acta **22**, 501 (1949).
27. Б. Паули, Релятивистская теория элементарных частиц, ИЛ, Москва, 1947.
28. В. Л. Гинзбург, Сборник «Мезон» стр. 227, Гостехиздат, 1947.
29. L. L. Foldy, R. G. Seelch, Phys. Rev. **80**, 824 (1950); P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **111**, 405 (1926).
30. W. Gordon, Zeits. f. Physik **40**, 117 (1926).
31. A. Compton, Hubbard, Phys. Rev. **23**, 439 (1924).
32. K. W. F. Kohlrausch, Sitzber. Akad. Wiss., Wien. **126 IIa**, 441, 683, 887 (1917); Handbuch d. Exp. Phys. **15**, 78 (1928).
33. A. H. Compton, S. K. Allison X-rays in Theory and Experiment, N. J. 1935.
34. K. T. Chao, N. L. O. Ceson, H. R. Crane, Phys. Rev. **60**, 378 (1941); C. J. Chao, Phys. Rev. **36**, 1519 (1930).
35. Z. Szepesi, Z. Bay, Zeits. f. Physik **112**, 20 (1938).
36. R. Hofstadter, I. Mc. Intyre, Phys. Rev. **76**, 1269 (1949); R. Hofstadter, Phys. Rev. **78**, 24 (1950).
37. Э. В. Шпольский, УФН **16**, 458 (1936); К. Вульфсон, УФН **17**, 93 (1937); Э. В. Шпольский, УФН **46**, 315 (1952); E. Gora, Phys. Rev. **88**, 1212 (1952).
38. W. Cross, Ramsey Phys. Rev. **80**, 929 (1950).
39. L. Delsasso, W. Fowler, C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **51**, 391 (1937).
40. E. S. Rosenblum, E. F. Shrader, R. M. Warner, Phys. Rev. **88**, 612 (1952).
41. J. L. Lawson, Phys. Rev. **75**, 433 (1949); J. L. Lawson, M. Perlman, Phys. Rev. **74**, 1190 (1948).
42. J. W. De-Wire, Ashkin, Beach, Phys. Rev. **83**, 505 (1951).
43. A. I. Berman, Phys. Rev. **85**, 774 (1952).
44. A. Wightman, Phys. Rev. **74**, 1813 (1948); U. Fano, J. Opt. Soc. Am. **39**, 859 (1949); O. Halpern, Nature **168**, 782 (1951); F. L. Hereford, Phys. Rev. **81**, 482 (1951).
45. J. I. Hoover, W. R. Faust, C. F. Dohne, Phys. Rev. **85**, 58 (1952).
46. M. May, Phys. Rev. **84**, 265 (1951).
47. G. Wick, M. May, Phys. Rev. **81**, 628 (1951).
48. Weizsäcker, Zeits. f. Physik **83**, 612 (1934); Williams, Phys. Rev. **45**, 729 (1934).
49. Б. П. Силин, ЖЭТФ **21**, 3 (1951).
50. L. I. Schiff, Phys. Rev. **83**, 252 (1951).
51. E. Purcell, H. Torrey, R. Pound, Phys. Rev. **69**, 37 (1946).
52. R. T. Birge Rev. Mod. Phys. **13**, 233 (1941).