ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-1941

С.Б. Герасимов, Л.Д. Соловьев

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ И ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

1965

P-1941

С.Б. Герасимов, Л.Д. Соловьев

29/10.63 г.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ И ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

Направлено в Nuclear Physics

1. Известно, что сечение рассеяния света низкой частоты на заряженной частице в пределе $\omega \to 0$ равно классическому томсоновскому сечению. В квантовой теории поля этот факт был установлен Тиррингом [1]. Линейные по ω члены в амплитуде рассеяния были найдены Лоу [2] и Гелл-Манном и Гольдбергером [3]. Они определяются зарядом, массой и магнитным моментом заряженной частицы. Однако линейные члены дают в сечение рассеяния на неполяризованной частице вклад порядка ω^2. Возникает вопрос о квадратичных членах амплитуды, которые интерферируют с томсоновской амплитудой и дают в сечение вклад порядка ω^2. Эти члены, если пользоваться аналогией с классической электродинамикой, связаны с поляризуемостью частицы. Мигдал [4] продемонстрировал плодотворность обобщения классического понятия поляризуемости на случай атомных ядер. Затем в ряде работ это понятие было обобщено и для нуклонов [5-8]. Однако в этих работах рассмотрение проводилось в низшем приближении по e^2. В данной заметке мы рассматриваем этот вопрос с учетом членов порядка e^4. При этом благодаря инфракрасным особенностям понятие строго упругого рассеяния на ненулевой угол теряет смысл и необходимо рассматривать квазиупругие процессы, сопровождающиеся излучением недетектируемых фотонов. В дальнейшем мы рассматриваем такие квазиупругие процессы, в которых нерегистрируемые фотоны уносят не больше половины энергии падающего фотона. Оказывается, что главные среди квадратичных по частоте членов в сечении пропорциональны $\omega^2 \ln \omega$. Если ограничиться учетом только этих членов, то для рассматриваемых процессов можно формально ввести коэффициенты поляризуемости, которые оказываются пропорциональными $\ln \omega$. В этом приближении полное сечение рассеяния получается интегрированием по углам дифференциального сечения квазиупругого процесса. С помощью дисперсионных соотношений мы нашли с точностью до членов порядка $\omega^2 \ln \omega$ выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния вперед. Оно справедливо во всех порядках по e и совпадает с выражением для дифференциального сечения квазиупругого рассеяния вперед в e^6-приближении.

2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния фотонов на заряженной частице со спином 0 и 1/2, усредненное и просуммированное по поляризациям, с точностью до членов порядка ω^2 имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \tfrac{1}{2} r_0^2 \left[1 + \omega (1 - \cos\theta) \right]^{-2} \left\{ (1 + \cos^2\theta)\left(1 - 2\frac{am^2}{r_0}\omega^2\right) - 4\frac{bm^2}{r_0}\omega^2 \cos\theta + c(\theta)\,\omega^2 \right\} \quad (1)$$

где ω – частота падающего фотона в единицах массы рассеивателя m, θ – угол рассеяния в лабораторной системе. Коэффициенты a и b определяют электрическую и магнитную поляризуемость частицы. $c(\theta)$ – известная величина, зависящая от магнитного момента частицы (см., например,[6]).

Для рассеяния вперед формула (1) имеет смысл во всех порядках по e^2, а при $\theta \neq 0$ – только в e^2-приближении. Мы воспользуемся (1) для обобщения понятия поляризуемости на случай квазиупругого рассеяния с учетом высших приближений по e^2.

3. Из-за возможности излучения произвольного числа мягких фотонов строго упругий процесс в высших приближениях по e^2 не имеет смысла. На опыте регистрирующий прибор всегда обладает некоторой разрешающей способностью ΔE определения энергии рассеянного излучения. Найдем такие ограничения на ΔE, чтобы при всех энергиях ω падающих фотонов мы не могли бы кинематически отличить неупругий процесс от упругого. В случае упругого рассеяния при $\omega \to 0$ частота рассеянного фотона $\omega' = \omega + O(\omega^2)$. Поэтому мы не можем опытным путем отличить неупругий процесс от упругого, если ω' будет лежать в интервале

$$\omega - \Delta E \leq \omega' \leq \omega. \tag{2}$$

С другой стороны, все частоты, регистрируемые в неупругом процессе, удовлетворяют условию:

$$\Delta E \leq \omega' < \omega \quad . \tag{3}$$

Неупругие процессы будут кинематически неотличимы от упругого рассеяния, если интервал (3) содержится в интервале (2), т.е. если

$$\tfrac{1}{2}\omega \leq \Delta E < \omega . \tag{4}$$

Если же интервалы (2) и (3) совпадают, то все регнстрируемые события будут неотличимы от упругих. В этом случае

$$\Delta E = \tfrac{1}{2}\,\omega . \tag{5}$$

Процессы рассеяния фотонов, для которых выполняется условие (5), мы будем называть квазиупругими.

4. Найдем сечение квазиупругого рассеяния с точностью до членов порядка ω^2 и e^6 Радиационные поправки порядка e^4 к комптоновскому рассеянию на частице со спином 0 и 1/2 были получены, соответственно, Коринальдези и Иостом[9] и Брауном и Фейнманом[10]. В указанных работах для устранения инфракрасных расходимостей в сечении наряду с упругим процессом рассматривался двойной комптон-эффект, причем предполагалось, что энергия недектируемого фотона много меньше ω.

В нашем случае энергии обоих фотонов в конечном состоянии могут быть сравнимы с ω. Поэтому, воспользовавшись выражениями для радиационных поправок к упругому рассеянию, полученными в [9] и [10], мы заново вычислили сечение двойного комптон-эффекта с учетом ограничения (5) на величину ΔE. Расчет показывает, что если ограничиться в сечении только членами порядка $\omega^2 \ln \omega$ (т.е. главными при $\omega \to 0$ среди всех квадратичных по ω членов), то дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния на частицах со спином 0 и 1/2 имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \tfrac{1}{2} r_0^2 [(1+\cos^2\theta)(1 - \frac{8a}{3\pi}\omega^2 \ln\omega) - \cos\theta \frac{16a}{3\pi}\omega^2 \ln\omega]. \qquad (6)$$

Заметим, что оно может быть получено формальной заменой $\Delta E \to \omega$ в соответствующих формулах работ [9,10]. Сравнивая (6) с (1), мы видим, что в таком логарифмическом приближении можно ввести коэффициенты динамической поляризуемости

$$a(\omega) = b(\omega) = \frac{4a}{3\pi m^3} \ln \omega , \qquad (7)$$

которые имеют по отношению к сечению квазиупругого рассеяния тот же смысл, что и постоянные коэффициенты a и b в (1) по отношению к сечению упругого рассеяния в e^4 -приближении. Если же в сечении оставить помимо членов порядка $\omega^2 \ln\omega$ также и члены порядка ω^2, то определение поляризуемости в e^6 -приближении потеряет смысл, так как угловое распределение квазиупругого рассеяния будет иметь характер, отличный от (6) (например, дифференциальное сечение будет содержать члены с $\cos^3\theta$, которых нет в (6)).

Можно показать, что в логарифмическом приближении полное сечение квазиупругого рассеяния, которое получается интегрированием (6) по углам, совпадает с полным сечением рассеяния, равным сумме сечения упругого рассеяния и полного сечения двойного комптон-эффекта, когда каждый из фотонов в конечном состоянии может иметь любой кинематически допустимый импульс.

Покажем теперь, что дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния вперед

$$\left(\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega}\right)_{q.\,el} = r_0^2 \left(1 - \frac{16a}{3\pi}\omega^2 \ln\omega\right) \qquad (8)$$

в логарифмическом приближении совпадает с дифференциальным сечением упругого рассеяния вперед. Для нахождения последнего мы можем воспользоваться дисперсионными соотношениями для амплитуды упругого рассеяния вперед и оптической теоремой

$$\left(\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega}\right)_{el} = |\operatorname{Re} T(\omega, 0^\circ)|^2 + |\operatorname{Im} T(\omega, 0^\circ)|^2 =$$

$$= \left(-r_0 + \frac{\omega^2}{2\pi^2} P \int_0^\infty \frac{\sigma_{tot}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'\right)^2 + \left(\frac{\omega}{4\pi}\sigma_{tot}(\omega)\right)^2 . \qquad (9)$$

С точностью до членов порядка $\omega^2 \ln \omega$ в дисперсионном интеграле достаточно учесть область малых энергий и воспользоваться томсоновским пределом при $\omega \to 0$

$$\sigma_{tot}(\omega) = \frac{8\pi}{3} r_0^2 (1 - 2\omega) + o(\omega) . \qquad (10)$$

В результате получаем

$$\left(\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega}\right)_{el} = r_0^2 \left(1 - \frac{16a}{3\pi} \omega^2 \ln \omega\right) + O(\omega^2) , \qquad (11)$$

что совпадает с (8).

Подчеркнем, что формула (11) для упругого рассеяния вперед справедлива при учете сильного и электромагнитного взаимодействий во всех порядках по константам связи.

Разумно допустить, что и выражения (7) для коэффициентов поляризуемости квазиупругого рассеяния, полученные в e^2 -приближении, справедливы также при учете сильных взаимодействий и высших поправок по e.

В заключение приведем несколько численных оценок величины коэффициентов $a(\omega)$ и $b(\omega)$ в (7), которые назовем коэффициентами "инфракрасной" поляризуемости.

Теоретически при $\omega \to 0$ они стремятся к бесконечности и заведомо превосходят все другие вклады в коэффициенты поляризуемости. Рассмотрим коэффициенты "инфракрасной" поляризуемости при таких малых ω, которые тем не менее уже находятся в пределах возможностей эксперимента, и сравним их с вкладом сильных взаимодействий в поляризуемость нуклона и пиона (этот вклад обычно называется мезонной поляризуемостью).

Для значения ω =20 Мэв отношение "инфракрасной" поляризуемости к мезонной в случае протона пренебрежимо мало. Оно составляет около 0,1%, если для мезонной поляризуемости протона принять значение/5-8/ порядка 10^{-42} см^3.

Мезонная поляризуемость пиона неизвестна. Качественные соображения указывают на то, что она существенно меньше мезонной поляризуемости нуклона. Если все же принять, что мезонная поляризуемость пиона составляет по порядку величины 10^{-42}см^3, то для ω =20 Мэв отношение "инфракрасной" поляризуемости пиона к мезонной будет составлять 10-15%. Таким образом в случае пионов эффекты высших порядков по e могут играть существенную, а может быть, и доминирующую роль при определении коэффициентов поляризуемости.

Литература

1. W.Thirring, Phil. Mag., 41, 1193 (1950).
2. F.E.Low, Phys. Rev., 96 1428 (1954).
3. M.Gell-Mann, M.L.Goldberger, Phys. Rev., 96, 1433 (1954).
4. А.Б. Мигдал, ЖЭТФ, 15, 81 (1945).
5. A.M.Baldin, Nucl. Phys., 18, 310 (1960).
6. В.А. Петрунькин, ЖЭТФ, 40, 1148 (1961).
7. V.S.Barashenkov, H.J.Kaiser, Fortschr. d. Phys., 10, 33 (1962).
8. Л.И. Лапидус, ЖЭТФ, 43, 1358 (1962).
9. E.Corinaldesi, R.Jost, Helv. Phys. Acta, 21, 183 (1948).
10. L.M.Brown, R.P.Feynman, Phys. Rev., 85 231 (1952).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 января 1965 г.