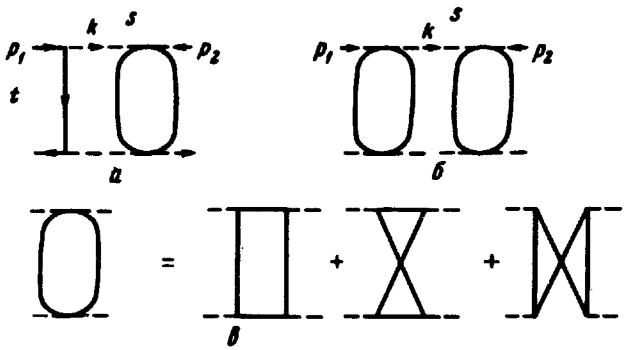
Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 399 – 402 *20 октября 1969 г.*

НЕКОТОРЫЕ ПРОЦЕССЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ И МАЛЫХ УГЛАХ РАССЕЯНИЯ

Л.Н.Липатов, Г.В.Фролов

Как известно, амплитуды процессов рассеяния $\gamma\ell$ и $\gamma\gamma$, вычисленные в первом неисчезающем порядке теории возмущений, при высоких энергиях $\sqrt{s}$ и фиксированных переданных импульсах $q = \sqrt{t}$ слабо зависят от s, что соответствует убывающим с ростом энергии сечениям этих процессов. В настоящей работе мы представим результаты вычисления графиков Фейнмана, изображенных на рисунке. График, со-



ответствующий Дельбруковскому рассеянию, можно получить заменой электронной линии на рисунке *а* линией, отвечающей ядру. В этом порядке теории возмущений упругие сечения $\gamma\ell$-и $\gamma\gamma$-рассеяния не убывают с ростом энергии. Дальнейшее итерирование блока, изображенного на рисунке *в* приводит к ряду по величине $\alpha^2 \ln s$ ($\alpha = 1/137$). Параметр $\alpha^2 \ln s$ становится порядка единицы при фантастически высоких энергиях, однако суммирование этого ряда представляет интерес с общетеоретической тчоки зрения-исследования вопроса о вакуумном реджевском полюсе в квантовой электродинамики.

Графики рисунка вычислялись также Ченгом и Ву, результаты которых приведены в недавней работе [1]. Авторы фактически рассматривали вместо фотона нейтральный векторный мезон с массой λ. Их выражение для амплитуды $\gamma\ell$-рассеяния при $t = 0$ в пределе $\lambda \to 0$ содержит инфракрасную расходимость, которая отсутствует в исходных графиках.

Для вычисления асимптотики графиков мы использовали метод Судакова [2] при котором импульсы интегрирования k раскладываются на составляющие $k_{\parallel}$, лежащие в плоскости p_1, p_2, и $k_{\perp}$ перпендикулярные к этой плоскости. В сходящихся на нижнем пределе интегралах по перпендикулярным составляющим импульсов фотонов можно опустить члены $k_{\parallel}^2$ в пропагаторах фотонов $1/k^2$. Именно так обстоит дело при $\gamma\gamma$-рассеянии, где наши результаты полностью совпадают с результатами Ченга и Ву. В то же время для случая $\gamma\ell$-рассеяния вид амплитуды существенно зависит от порядка величины переданного импульса q. Характерной величиной является импульс $q_0 = 8/s$, соответствующий убывающему с ростом энергии расстоянию до ближайшей к s-каналу Карплюсовской кривой для графика рисунка a (здесь и в дальнейшем масса электрона положена равной единице). В области $q \sim 1 >> q_0$ амплитуда A совпадает с выражением Ченга и Ву в котором следует положить $\lambda = 0$, и имеет вид:

$$A = i\ s\ I\ . \tag{1}$$

Здесь I – интеграл по фейнмановским параметрам и $k_{\perp}$, приведенный в работе [1]. В области $q \sim q_0$ A имеет следующий вид:

$$\mathrm{Im}\,A = \frac{\alpha s}{2}\left\{ r_0^2\left(\frac{28}{9}\ln s - \frac{218}{27}\right)\delta_{\mu\nu} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\pi}\int_4^{\infty}\frac{ds'}{s'}\left[\delta_{\mu\nu}\sigma(s')\left(1 - \frac{2+y^2}{2\sqrt{1+y^2}}L\right) + T_{\mu\nu}\tilde{\sigma}(s')\left(1 - \frac{y^2 L}{2\sqrt{1+y^2}}\right)\right]\right\}, \tag{2a}$$

$$\mathrm{Re}\,A = \frac{\alpha s}{2}\left\{\frac{14\pi r_0^2}{9}\delta_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\int_4^{\infty}\frac{ds'}{s'}\left[\delta_{\mu\nu}\sigma(s')\left(y - \frac{y^2+2}{\sqrt{1+y^2}}\right) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + T_{\mu\nu}\tilde{\sigma}(s')\left(y - \frac{y^2}{\sqrt{1+y^2}}\right)\right]\right\} . \tag{2б}$$

где введены следующие обозначения:

$$y = \frac{2s'}{\sqrt{-t s^2}}\ , \quad L = \ln\frac{\sqrt{1+y^2}+1}{\sqrt{1+y^2}-1}\ , \quad T_{\mu\nu} = \frac{q_\mu q_\nu}{|\mathbf{q}|^2} - \frac{\delta_{\mu\nu}}{2}\ ,$$

$$\sigma(s') = 4\pi r_0^2 s'^{-3}\left[(s'^2 + 4s' - 8)\ln\frac{s' + \sqrt{s'(s'-4)}}{s' - \sqrt{s'(s'-4)}} - (s'+4)\sqrt{s'(s'-4)}\right]$$

$$\tilde{\sigma}(s') = 16\pi r_0^2 s'^{-3}\left[2\ln\frac{s' + \sqrt{s'(s'-4)}}{s' - \sqrt{s'(s'-4)}} - \sqrt{s'(s'-4)}\right],$$

$$\sigma(s') = \frac{\sigma_\perp + \sigma_\parallel}{2}, \qquad \tilde{\sigma} = \sigma_\perp - \sigma_\parallel,$$

причем $\sigma_\perp$ и $\sigma_\parallel$ имеют физический смысл сечений образования $\ell_+\ell_-$-пар при рассеянии двух фотонов с взаимно перпендикулярными или параллельными соответственно векторами поляризации. Индексы μ, ν соответствуют двум возможным поляризациям падающего и отраженного γ-кванта. r_0 – классический радиус электрона.

Таким образом, в области $q \not\sim 1$ амплитуда чисто мнима, в то время как в области $q \sim q_0$ реальная и мнимая части сравнимы по величине: $\mathrm{Im}\,A \sim s\ln s$, $\mathrm{Re}\,A \sim s$. Асимптотика амплитуды (2) соответствует с точки зрения j-плоскости наличию неподвижного "вакуумного" полюса при $j = 1$ и семейства "дочерних" полюсов с сингулярными при $t \to 0$ вычетами. В области $q_0 << q << 1$ обе формулы (1) и (2) дают одинаковый результат:

$$A = \frac{i\,a s}{9} r_0^2 \left[\delta_{\mu\nu}\left(\frac{41}{3} - 7\ln(-t)\right) + 2T_{\mu\nu}\right]. \qquad (3)$$

Амплитуду, отвечающую Дельбруковскому рассеянию, можно получить путем замены в формулах (2) $s \to 2\omega$, где ω-энергия γ-кванта в лабораторной системе. При этом мы получим результат, отличный от общеизвестных формул Бете и Рорлиха [3]. В области $q << q_0$ выражения (2) дают известные ранее результаты [4, 5] для рассеяния на атоме без учета экранирования ядра. В области $q \sim 1$ следует умножить дифференциальное сечение, вычисленное с помощью формулы (1), на z^4 при упругом рассеянии γ-квантов или на $(z^2 + z)^2$ при рассеянии с развалом атома, что соответствует импульсному приближению для рассеяния на ядре и электронах.

Амплитуду рассеяния света на свете, отвечающую графику рисунка 6 тоже можно представить в виде (1). С помощью оптической теоремы легко вычислить сечение образования двух пар при рассеянии γ-квантов:

$$\sigma_T(2) = \frac{\alpha^2 r_0^2}{9\pi}\left[50\ln 2 - \frac{25\pi^2}{12} - \frac{19}{2}\right] . \qquad (4)$$

Заметим, что в отличие от сечения образования одной пары сечение (4) не падает с ростом энергии. Эти сечения сравниваются при энергиях $\sqrt{s}$ порядка 3 *гэв*. Этот результат может оказаться интересным для астрофизики.

Авторы благодарят В.Н.Грибова и В.Г.Горшкова за полезные обсуждения.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 сентяюря 1969 г.

Литература

[1] H.Cheng, T.T.Wu. Phys. Rev. Lett., 22, 666, 1969.
[2] В.В.Судаков ЖЭТФ, 30, 87, 1956.
[3] H.A.Bethe, F.Rohrlich.Phys. Rev., 86, 10, 1952.
[4] K.S.Suh, H.A.Bethe. Phys. Rev., 115, 672, 1959.
[5] F.Rohrlich, R.Gluckstem. Phys. Rev., 86, 1, 1952.