

## РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ЭЛЕКТРОНЕ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

В. Н. Байер, С. А. Хейфец

В дважды логарифмическом приближении вычислено сечение рассеяния электрона на электроне при больших энергиях и больших углах рассеяния.

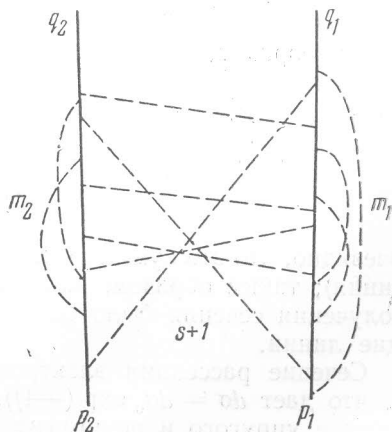
Поскольку при рассеянии электронов на электронах покоящейся мишени энергия сталкивающихся электронов в системе центра инерции (с. ц. и.) равна  $E_{с.ц.и.} = \frac{1}{2}\sqrt{2E_{л.с.}mc^2}$  (для наибольшей энергии  $E_{л.с.} = 1,2$  BeV, достигнутой в настоящее время,  $E_{с.ц.и.} = 17$  MeV), то вследствие указанной малости энергии в с. ц. и. при вычислении сечения рассеяния можно было бы с большой степенью точности ограничиться низшими порядками теории возмущений (см., например, [1]).

В настоящее время ставятся опыты по рассеянию электронов во встречных пучках с целью проверки квантовой электродинамики на малых расстояниях (см., например, [2]), причем энергия сталкивающихся электронов будет несколько сот мегаэлектронвольт в с. ц. и. Как известно, основные члены, возникающие при учете высших приближений теории возмущений, содержат на каждую степень  $e^2$  квадрат большого логарифма, например  $\ln^2(E/m)$  [3], в силу чего при вычислении сечений электромагнитных процессов нельзя ограничиться низшими порядками теории возмущений. В то же время для установления нарушения квантовой электродинамики на малых расстояниях необходимо иметь достаточно корректно вычисленные сечения.

Абрикосовым [3] был предложен метод вычисления сечений электродинамических процессов при больших энергиях, в рамках которого сохраняются только те вклады, которые содержат максимальную степень большого логарифма. Мы воспользуемся этим методом для вычисления сечения рассеяния электрона на электроне при углах рассеяния в с. ц. и.  $\theta \gg m/E$ .

Произвольная диаграмма  $2(n+1)$  порядка теории возмущений (см. рисунок) содержит:  $s+1$  виртуальных фотонных линий, соединяющих различные электронные линии («лестничные» линии);  $m_1$  линий виртуальных фотонов, испускаемых и поглощаемых одним и тем же электроном («охватывающие» линии); аналогично,  $m_2$  охватывающих линий для другой электронной линии, причем  $s+m_1+m_2+1 = n+1$ , где  $n+1$  — полное число линий виртуальных фотонов.

Матричный элемент будет содержать максимальную степень логарифма  $(e^2 \ln^2(E/m))^n$  при выполнении двух условий: а) одна из лестничных линий переносит большой импульс  $l^2 \sim (q_1 - p_1)^2$ , а импульсы остальных лестничных линий  $k^2 \sim 0$ ; б) лестничная линия с большим импульсом



находится внутри всех охватывающих линий. В дальнейшем мы будем рассматривать только класс таких диаграмм.

Если лестничная линия с большим импульсом соединяет  $r_1$ -ую и  $r_2$ -ую лестничные вершины, то соответствующий матричный элемент равен

$$Q = (-1)^{n+r_1+r_2+s} \frac{M_0 f^n}{(r_1 + m_1)! (r_2 + m_2)! (s + m_1 - r_1)! (s + m_2 - r_2)!}, \quad (1)$$

где  $M_0$  — матричный элемент второго порядка,

$$f = \frac{e^2}{2\pi} \int \frac{du dv}{u v},$$

$u$  и  $v$  введены в статьях Абрикосова [3]. Здесь мы использовали условие, что для не слишком малых углов все скаляры задачи  $(q_1 p_1)$ ,  $(p_1 p_2)$ ,  $(p_1 q_2)$  одного порядка (различие между ними выходит за пределы точности метода).

Все диаграммы с разной топологией фотонных линий, но фиксированными  $s$ ,  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $m_1$  и  $m_2$  дают одинаковый вклад. Как легко видеть, число таких диаграмм равно

$$N = \binom{m_1 + r_1}{m_1} \binom{m_1 + s - r_1}{m_1} \binom{m_2 + r_2}{m_2} \binom{m_2 + s - r_2}{m_2} m_1! m_2! s!. \quad (2)$$

Таким образом, матричный элемент порядка  $2(n+1)$  равен

$$M_{2(n+1)} = \sum_{\substack{s r_1 r_2 m_1 m_2 \\ s + m_1 + m_2 = n}} (-1)^{n+r_1+r_2+s} \frac{M_0 f^n N}{(r_1 + m_1)! (r_2 + m_2)! (s + m_1 - r_1)! (s + m_2 - r_2)!} = \\ = (-1)^n \frac{2^n f^n}{n!} M_0. \quad (3)$$

Очевидно, что эта сумма отлична от нуля лишь при  $s = 0$  (одна лестничная линия); таким образом, вклады лестничных фотонов сокращаются, и для получения сечения было бы достаточно рассматривать только охватывающие линии.

Сечение рассеяния электронов получается отсюда суммированием по  $n$ , что дает  $d\sigma = d\sigma_0 \exp(-4f)$ . Практически интересно знать суммарное сечение упругого и неупругих процессов с заданной максимальной энергией испущенных квантов.

$\omega$ , MeV	$d\sigma/d\sigma_0$	
	$E = 100$ MeV	$E = 500$ MeV
0,5	0,59	0,41
5	0,74	0,55
10	0,79	0,60
50	0,95	0,74

Рассмотрение излучения реальных квантов, ввиду аналогичности обобщенных диаграмм [3] с рассмотренными выше, может быть проведено таким же способом. Для устранения инфракрасной расходимости мы ограничимся рассмотрением реальных квантов с импульсом  $k$ , удовлетворяющим условию  $(p_{1,2}k) \gg (p_{1,2}k) \sim m^2$ . В с. п. и. этот импульс будет одинаков для всех концов электронных линий. В результате мы получаем экспоненту, показатель которой складывается с показателем экспоненты от виртуальных фотонов. Если максимальная энергия излученных фотонов равна  $\omega$ , то суммарное сечение оказывается равным

$$d\sigma = d\sigma_0 \exp \left[ -\frac{8e^2}{\pi} \ln \frac{E}{\omega} \ln \frac{E}{m} \right], \quad (4)$$

где  $E$  — начальная энергия электронов. Если регистрирующая аппаратура фиксирует все рассеянные электроны независимо от потери ими энергии, то  $\omega = E$  и сечение  $d\sigma$  совпадает с сечением мёллеровского рассеяния [3]. Отклонение от мёллеровского рассеяния иллюстрируется таблицей для энергий 100 и 500 MeV.

Ввиду классического характера излучения реальных квантов, распределение последних по углам и энергиям не зависит от их числа. Учитывая это и интегрируя по углам вылета фотонов, находим распределение излученных фотонов по энергиям:

$$dn(\omega) = \frac{8e^2}{\pi} \frac{d\omega}{\omega} \ln \frac{E}{m}. \quad (5)$$

Вероятность потери электроном энергии в интервале  $\varepsilon \div \varepsilon + d\varepsilon$  отсюда равна

$$dN(\varepsilon) = \frac{8e^2}{\pi} \ln \frac{E}{m} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \exp \left\{ -\frac{8e^2}{\pi} \ln \frac{E}{m} \ln \frac{E}{\varepsilon} \right\}. \quad (6)$$

В заключение авторы благодарят А. А. Абрикосова за обсуждение.

Поступила в редакцию  
20 августа 1960 г.;  
после переработки  
19 ноября 1960 г.

#### Литература

- [1] А. И. А х и е з е р, В. Б. Б е р е с т е ц к и й. Квантовая электродинамика, Физматгиз, 1959.
- [2] В. К. П а н о ф с к и й. Докл. на IX Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1959.
- [3] А. А. А б р и к о с о в. ЖЭТФ, 30, 96, 386, 1956.

#### HIGH ENERGY ELECTRON-ELECTRON SCATTERING

*V. N. Bayer, S. A. Kheifitz*

The cross section for large angle scattering of high energy electrons by electrons is calculated in the double logarithmic approximation.