

Нетрудно видеть, что при  $p = 0$  это выражение совпадает с обычным (при  $|v| \sim 1$ ). Квадратная скобка переходит при этом в  $q_{\perp}^2$ , где  $q_{\perp}$  — трехмерный вектор, ортогональный  $v$ .

Поступило в редакцию  
8 февраля 1961 г.

#### Литература

- [1] E. Fermi. Zs. Phys., 29, 315, 1924.
- [2] C. Weissäcker. Zs. Phys., 88, 612, 1934.
- [3] E. I. Williams. Phys. Rev., 45, 729, 1934; Proc. Roy. Soc., A139, 163, 1933; Mat.-Fys. Mat. Kgl. Dan. Vid. Selsk., 13, 4, 1935.
- [4] F. E. Low. Phys. Rev., 120, 582, 1960.
- [5] I. Ya. Pomeranchuk, I. M. Shmushkevich. Nucl. Phys., 23, 452, 1961.

### УЧАСТИЕ $\pi^0$ -МЕЗОНОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССАХ

В. Н. Байер, В. В. Соколов

Прямое взаимодействие  $\pi^0$ -мезонов с электромагнитным полем, которое, как известно [1], может быть представлено в виде

$$H_{int} = \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{8\pi}{\mu\tau}} \Psi(x) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \frac{\partial A^\alpha(x)}{\partial x_\beta} \frac{\partial A^\gamma(x)}{\partial x_\delta} \quad (1)$$

(здесь  $\tau$  — время жизни  $\pi^0$ -мезона,  $\mu$  — его масса), приводит к возможности рождения  $\pi^0$ -мезонов в электромагнитных процессах:

- 1)  $e + e \rightarrow e + e + \pi^0$  [2]; 2)  $\gamma + e \rightarrow \pi^0 + \gamma + e$ ; 3)  $e^+ + e^- \rightarrow \pi^0 + \gamma$ ;
- 4)  $e^+ + e^- \rightarrow \pi^0$ ; 5)  $\gamma + \text{ядро} \rightarrow \pi^0 + \text{ядро}$ ; 6)  $e + \text{ядро} \rightarrow \pi^0 + e + \text{ядро}$ .

В последних двух случаях имеется в виду кулоновское поле ядра. Сечения этих процессов весьма малы вследствие относительно большого времени жизни  $\pi^0$ -мезона по сравнению с характерным электромагнитным временем. Так, сечение процесса 1) (см. [2]) составляет  $\sim 10^{-6}$  сечения упругого процесса при начальной энергии электронов 300 MeV.

Наряду с этим, в случае наличия  $\pi^0$ -мезонной функции распространения в амплитуде процесса, в ней будут появляться полюсы, часть из которых может лежать в физической области. Вблизи последних диаграммы, содержащие  $\pi^0$ -мезонные линии, могут давать доминирующий вклад в сечение процесса. Для всех диаграмм указанного типа характерно наличие в качестве составной части диаграммы рассеяния фотона на фотоне через  $\pi^0$ -мезон. Такую часть будут содержать диаграммы процессов

- а)  $e^+ + e^- \rightarrow 3\gamma$ ; б)  $e + \gamma \rightarrow e + 2\gamma$ ; в)  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ ;
- г)  $e + e \rightarrow e + e$ ; д)  $\gamma + e \rightarrow \gamma + e$ ; е)  $e + e \rightarrow e + e + 2\gamma$ .

Процесс рассеяния фотона на фотоне через  $\pi^0$ -мезон рассмотрен Ораевским [3], который указал на наличие резкого максимума в сечении этого процесса при энергии фотона  $\omega = \mu/2$ . Аналогичные максимумы будут в сечениях процессов в) и г) (в последнем случае — для аннигиляционной диаграммы рассеяния электрона на позитроне), однако вследствие очень малой вероятности распада  $\pi^0$ -мезона на два электрона, сечения процессов в) и г) через  $\pi^0$ -мезон даже в максимуме меньше, чем чисто электродинамические сечения. Мы здесь и ниже полагаем, что «ширина уровня»  $\pi^0$ -мезона определяется его экспериментальным временем жизни.

Совсем другое положение имеет место для процессов а) и б); в этом случае сечение процесса через  $\pi^0$ -мезон содержит лишь дополнительный характерный множитель  $e^2 = 1/137$  по сравнению с сечением рассеяния фотона на фотоне. Вследствие этого вклад диаграммы процесса через  $\pi^0$ -мезон становится доминирующим в области полюса в функции распространения  $\pi^0$ -мезона. Например, сечение трехфотонной аннигиляции пары при энергии электрона (позитрона) в системе центра инерции (с. ц. и.) 140 MeV имеет порядок  $10^{-29} \div 10^{-30} \text{ см}^2/\text{рад}$ , что на 5—6 порядков больше сечения соответствующего чисто электродинамического процесса и совпадает по порядку величины с сечением двухфотонной аннигиляции пары. Поскольку процессы столкновений с тремя частицами в конечном состоянии характеризуются пятью кинематическими параметрами, максимум амплитуды рассеяния для процесса а) будет лежать на линии  $\omega = \varepsilon - \mu^2/4\varepsilon$ , где  $\omega$  — энергия одного из конечных фотонов,  $\varepsilon$  — энергия электрона (позитрона) в с. ц. и.; для процесса б) — на линии  $\varepsilon_2 = \omega - \mu^2/4\omega$ , где  $\omega$  — энергия начального фотона в с. ц. и.,  $\varepsilon_2$  — энергия конечного электрона.

В процессах не аннигиляционного характера, а также в процессе д) полюс функции распространения  $\pi^0$ -мезона лежит в нефизической области (например, для процесса д) при угле рассеяния в с. ц. и.  $\cos \vartheta = 1 + \mu^2/2\omega^2$ ).

Среди возможных процессов рождения  $\pi^0$ -мезона наибольший интерес представляет процесс 3), который не затенен процессами фоторождения на нуклонах, как процессы 5) и 6), имеет сечение большее, чем процессы 1) и 4), и более прост для наблюдения, чем процесс 2). Сечение его в с. ц. и. имеет вид

$$\sigma(\vartheta) = (e^2/4\pi\mu^3)(q/\varepsilon)^3(1 + \cos^2\vartheta)f^2(\varepsilon^2), \quad (2)$$

где  $q$  — импульс  $\pi^0$ -мезона,  $\vartheta$  — угол между импульсами начальных и конечных частиц,  $f(\varepsilon^2)$  — формфактор  $\pi^0$ -мезона. Последний возникает потому, что взаимодействие (1) не является фундаментальным и, вообще говоря, должно быть выбрано в нелокальной форме. При энергии 130 MeV сечение процесса имеет порядок  $10^{-36} \text{ см}^2$ .

В последнее время широко обсуждается возможность существования нейтрального векторного мезона с массой  $M \sim 3 \mu$ , предложенного Намбу [4] для объяснения изоскалярной части хойштадтеровских функций распределения. В связи с этим нам хотелось бы отметить, что существование такого мезона можно проверить с помощью реакции  $e^+ + e^- \rightarrow \pi^0 + \gamma$ . В самом деле, в этом случае в сечении реакции появляется резонансный знаменатель вида  $[(2\varepsilon - M)^2 + \Gamma^2/4]$  ( $\Gamma$  — «ширина уровня»). Если время жизни указанного мезона по отношению к распаду на  $\pi^0 + \gamma$  равно  $\sim 10^{-20} \div 10^{-21} \text{ сек}$ , то сечение реакции в области резонанса, усредненное по интервалу энергий  $\sim 5 \text{ MeV}$ , имеет порядок  $10^{-27} \div 10^{-28} \text{ см}^2$ , что существенно больше всех электродинамических сечений при этих энергиях.

В заключение авторы благодарят И. Б. Хрипловича за обсуждение.

Поступило в редакцию  
8 февраля 1961 г.

#### Литература

- [1] R. H. Dalitz. Proc. Phys. Soc., A64, 667, 1951. А. Д. Галанин, В. Г. Соловьев. ЖЭТФ, 27, 112, 1954.
- [2] F. Low. Phys. Rev., 120, 582, 1960.
- [3] В. Н. Ораевский. ЖЭТФ, 39, 1049, 1960.
- [4] Y. Nambu. Phys. Rev., 106, 1366, 1957.