

ПРОЦЕСС ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ В ОПЫТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

В. Н. Байер, В. С. Фадин

Процесс электророждения в опытах на встречных пучках ($e^+e^- \rightarrow e^+e^- + N$) многократно обсуждался в последнее время, в частности на Киевской конференции [1 – 3]. В области реальных энергий (в обозримом будущем $\epsilon < 5 \text{ ГэВ}$) будут, по-видимому, доминировать процессы электророждения пар ($\pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$ и т. д.), которые наиболее просто поддаются теоретическому анализу (процесс электророждения e^+e^- -пары на большие углы наблюдался недавно при $\epsilon = 500 \text{ МэВ}$ в Новосибирске [4, 5]). Для оценки полных сечений в [1, 2] использованы варианты метода эквивалентных фотонов, а в [3] аналитические выражения для сечений в случае произвольных масс вычислены в дважды логарифмическом приближении. В настоящей работе проведен более полный анализ процесса электророждения пар с тем, чтобы сопоставить его с результатами последних опытов на встречных пучках.

В низшем порядке теории возмущений по электромагнитному взаимодействию процесс электророждения представляется двумя типами диаграмм: 1) конечные состояния рождаются двумя фотонами (двухфотонные); 2) конечные состояния рождаются одним фотоном (тормозные). К этим же типам принадлежат обменные (для e^-e^- -соударений) и аннигиляционные диаграммы (для e^+e^- -соударений), которые мы рассмотрим отдельно.

Вклад двухфотонных диаграмм является доминирующим, с однологарифмической точностью при $\epsilon \gg \mu$ он имеет вид:

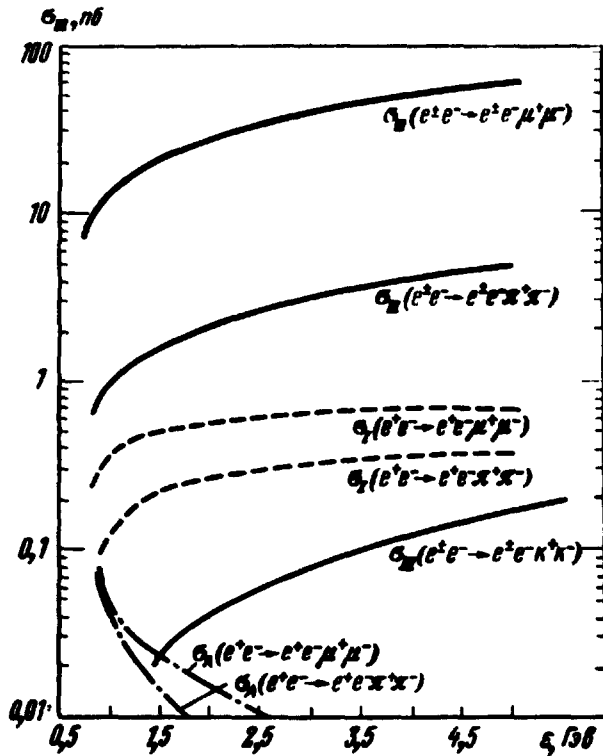
$$\sigma_{\text{III}}^{(sf)} = \frac{\alpha^4}{27\pi\mu^2} \left[g_1^{(sf)} L_p \left(L^2 - \frac{L_p^2}{3} \right) - g_2^{(sf)} (L^2 - L_p^2) - g_3^{(sf)} L L_p + g_4^{(sf)} L + g_5^{(sf)} L_p \right], \quad (1)$$

где $L = \ln(4\epsilon^2/\pi^2)$, $L_p = \ln(4\epsilon^2/\mu^2)$, $\epsilon(m)$ — энергия (масса) начальной частицы, $\mu(s_f)$ — масса (спин) частиц родившейся пары,

$$g_1^{(0)} = 6, \quad g_2^{(0)} = 51/2; \quad g_3^{(0)} = 19, \quad g_4^{(0)} = 569/6 - 4\pi^2, \quad g_5^{(0)} = -\frac{979}{6} + \pi^2, \quad (2)$$

$$g_1^{(1/2)} = 42, \quad g_2^{(1/2)} = 192, \quad g_3^{(1/2)} = 178, \quad g_4^{(1/2)} = \frac{5855}{6} - 28\pi^2,$$

$$g_5^{(1/2)} = -\frac{6925}{6} + 7\pi^2.$$



Сечение $\sigma_{III}^{(s_f)}$ приведено на рисунке, где учтены также члены, содержащие μ/ϵ . При высоких энергиях ($\epsilon > 3$ Гэв для μ^- , π^- -мезонов) применима непосредственно (1). Существенно, что в (1) кубические по L , L_p члены в значительной степени компенсируются квадратичными (при $\epsilon = 5$ Гэв сечение $\sigma_{III}^{(0)}$ в два раза меньше чем кубичный член¹⁾). В довольно ши-

¹⁾ Приведенное в [2] сечение $\sigma_{III}^{(0)}$ соответствует члену $L_p L^2$ в (1) и имеет неправильный численный коэффициент. Сечения σ_{III} для $\mu^+ \mu^-$, $\pi^+ \pi^-$, изображенные на рисунке, отличаются от соответствующих сечений в [2] в 1,5 – 2,5 раза.

рокой области у порога ($\epsilon \lesssim 5\mu$) разложение сечения по степеням L , L_p не является адекватным (также как в задаче фоторождения), впрочем в этой области сечения малы. В случае рождения π^- , K -мезонов сечение $\sigma_{III}^{(\circ)}$ следует рассматривать как модельное, так как в нем учтен только борновский член. Однако, поскольку основной вклад дает область, где инвариантная масса родившейся пары $\Delta^2 \equiv (p_+ + p_-)^2 \sim 4\mu^2$, то вполне возможно, что этот член удовлетворительно описывает физическую ситуацию. Большой интерес представляет взаимодействие между родившимися адронами в конечном состоянии (ℓ — четное, $C = 1$), информацию о котором можно получить из сравнения наблюдаемого сечения с вычисленным при фиксированном Δ^2 , для которого опуская члены линейные по L_p , имеем:

$$\frac{d\sigma_{III}^{(\circ)}}{dx} = \frac{\alpha^4 \beta}{\pi \mu^2} \left\{ d_1 \left[L_x (L^2 - \frac{L_x^2}{3}) - \frac{3}{2} (L^2 - L_x^2) - 4L \left(L_x + \frac{\pi^2}{6} - \frac{39}{16} \right) \right] + \right. \\ \left. + L \left[d_2 (L_x - 2) + \frac{2}{3} d_3 \left(L_x - \frac{11}{6} \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

где $x = \frac{4\mu^2}{\Delta^2}$, $\beta = \sqrt{1-x}$, $L_x = \ln \frac{\epsilon^2}{\mu^2} x$, $d_1 = \frac{1}{2} \left[1 + x - x \left(1 - \frac{x}{2} \right) \ell_0 \right]$,

$$d_2 = -3 - \frac{x}{2} + \left(1 + x - \frac{x^2}{4} \right) \ell_0, \quad d_3 = \frac{1}{2} \left[1 - x - \left(1 - \frac{3}{2}x + \frac{x^2}{2} \right) \ell_0 \right],$$

$$\ell_0 = \frac{1}{\beta} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}. \quad (4)$$

В области, дающей основной вклад в σ_{III} , поперечный импульс всех конечных частиц $p_{f\perp} \lesssim \mu$, конечные электроны отклоняются на малый угол (распределение $d\theta/\theta$, $(m\mu^2/\epsilon^3) \ll \theta \ll (\mu/\epsilon)$), а их энергия $\sim \epsilon$. Угловое распределение родившихся частиц при $\epsilon \sim \mu$ является плавным, а при $\epsilon \gg \mu$ их спектр ($d\omega/\omega$) ($\omega = \epsilon_+ + \epsilon_-$), так что при $\epsilon_{\pm} \sim \mu$ их угловое распределение плавное, а при $\epsilon_{\pm} \gg \mu$ вытянуто ($\Delta^2 \sim 4\mu^2$) в направлении той начальной частицы, энергии которой получает пара.

Тормозные диаграммы дают равные вклады $\sigma_I = \sigma_{II}$ для каждой из электронных линий:

$$\frac{d\sigma_I^{(s_f)}}{dx} = \frac{\alpha^4 \beta}{9\pi \mu^2} \psi^{(s_f)} \left[\ln \frac{4\mu^2}{m^2 x} \ln \frac{2\epsilon^4 x^{3/2}}{m\mu^3} + \frac{1}{3} \ln \frac{8\epsilon^2 m^8 x^5}{(2\mu)^{10}} \right] \left| F \left(\frac{4\mu^2}{x} \right) \right|^2, \quad (5)$$

где $\psi^{(1/2)} = 1 + \frac{x}{2}$, $\psi^{(\circ)} = \frac{1}{4} (1-x)$, $F(\Delta^2)$ — электромагнитный

формфактор родившихся частиц (для мюонов $F = 1$). В случае образования адронов взаимодействие в конечном состоянии хорошо известно из опытов по аннигиляции в однофотонном канале. Для пар $\pi^+\pi^-$, K^+K^- в сечениях $\sigma_{I, II}$ доминирует тормозное излучение $\rho(\phi)$ мезона (вклад его в сечение в 6–7 (3–4) раз превышает сечение для точечных частиц).

Падающий как ϵ^{-2} вклад аннигиляционных диаграмм σ_A (для e^+e^- -соударений) рассматривался в [6], его следует учитывать только недалеко от порога. Полные сечения $\sigma_I = \sigma_{II}$ и σ_A (с учетом членов $\sim \mu/\epsilon$) приведены на рисунке. Видно, что $\sigma_I + \sigma_{II}$ составляют заметную часть от полного сечения процесса ($\sigma = \sigma_I + \sigma_{II} + \sigma_{III} + \sigma_A$) при $\epsilon < 1$ Гэв и относительный вклад этих диаграмм падает по мере роста ϵ . Распределение родившихся адронов определяется свойствами распада $\rho(\phi)$ мезона и его движением. При $\epsilon \sim m_\rho$ ρ - мезон имеет малую скорость, а при $\epsilon \gg m_\rho$ мезон движется в направлении родившего его электрона с угловым и энергетическим распределением

$$d\epsilon_\rho d\theta_\rho^2 / \epsilon^3 [\theta_\rho^2 + \epsilon^{-3} m_\rho^2 (\epsilon_{\rho \max} - \epsilon_\rho + \epsilon m^2 m_\rho^{-2})]^2,$$

где $\epsilon_{\rho \max} = \epsilon + (m_\rho^2/4\epsilon)$. Тормозной электрон теряет почти всю энергию (распределение $d\epsilon_B / [\epsilon_B + \epsilon(m^2/m_\rho^2)]$), а электрон отдачи теряет энергию m_ρ^2/ϵ и вылетает в угол $\lesssim m_\rho/\epsilon$.

Заметим, что проводя анализ родившихся частиц можно отождествить процесс и без наблюдения конечных электронов, как это было сделано в [4].

На Киевской конференции было сообщено, что в опытах на встречных пучках в Новосибирске и Фраскати при $0,6 \text{ Гэв} < \epsilon < 1,0 \text{ Гэв}$ наблюдались события, в которых импульсы конечных частиц неколлинеарны и угол между плоскостями рождения (угол некопланарности) $\phi_{\pi\pi} > 5+20^\circ$, эти события интерпретируются как множественное рождение частиц [7, 8]. Полное сечение для этих событий $\sigma_m \sim 10^{-31} \text{ см}^2$, их источником могли бы быть процессы электророждения. Однако из полученных результатов видно (см. рисунок), что полные сечения электророждения в несколько раз меньше, чем это требуется для объяснения эксперимента, не говоря уже о том, что сечение на большие углы для некопланарных событий существенно меньше полного и содержит только первую степень L [5]. Остается обсудить процессы имитирующие рождение адронов. Прежде всего это процесс электророждения e^+e^- -пар на большие углы, для которого сечение имитации (т. е. сечение при реальных углах, энергетических порогах регистрации и т. д., пересчитанное в полное при тех же простейших предположениях, что и экспериментальное) $\sigma_{e^+e^-} \sim 10^{-32} \text{ см}^2$ [5]. Сечение процесса электророждения двух e^+e^- -пар, когда две или более из частиц имеют энергию $\epsilon_\pm > \epsilon_0$ и вылетают под большим углом не превышает $(m/\epsilon_0)^2 \sigma_e$ (в области основного вклада все поперечные импульсы $\lesssim m$). По этой причине сечение имитации $\sigma_2(e^+e^-) < 10^{-34} \text{ см}^2$, что отвергает объяснение, предложенное в работе [9], где часть наблюдаемых событий приписана этому процессу.

Авторы благодарны А.Онучину за обсуждение экспериментальной ситуации и С.Эйдельману за помощь в численных вычислениях.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
11 февраля 1971 г.

Литература

- [1] В.Е.Балакин, В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. Киевская конференция, 1970; Письма в ЖЭТФ, 11, 559, 1970.
 - [2] S.Brodsky, T.Kinoshita, H.Terezawa. Киевская конференция, 1970; Phys. Rev. Lett., 25, 972, 1970.
 - [3] V.N.Baier, V.S.Fadin. Киевская конференция, 1970; Lett. Nuovo Cim., 5, №10, 1971
 - [4] V.E.Balakin, A.Bukin, E.Pachtusova et all. Phys. Lett., 1971, (in print).
 - [5] V.N.Baier, V.S.Fadin. Phys. Lett., 1971, (in print).
 - [6] В.Н.Байер, В.А.Хозе, В.С.Фадин. ЖЭТФ, 50, 156, 1966.
 - [7] В.Е.Балакин, Г.И.Будкер и др. Киевская конференция 1970.
 - [8] В.Bartoly et all, G.Barbellini et all. Киевская конференция 1970.
 - [9] J.Sakurai. Acta Phys. Hung., 1971, (in print)
-