

ЗАМЕЧАНИЯ О ПРОВЕРКЕ С-ИНВАРИАНТНОСТИ В ОПЫТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ e^+e^- -ПУЧКАХ

B.A.Хозе

1. Байер [1] и Пайс и Трейман [2] предложили проверять С-инвариантность в реакциях рождения адронов при e^+e^- -столкновениях. Если ограничиться случаем самосопряженных конечных состояний, то в отсутствие поляризации начальных частиц для дифференциальных сечений процесса аннигиляции электрон-позитронной пары в адроны, просуммированных по поляризациям конечных частиц, независимо от приближения по a , в силу С-инвариантности должно иметь место соотношение

$$d\sigma(p, k_i) = d\sigma(-p, k'_i). \quad (1)$$

Здесь p — импульс электрона в с.п.и.; k_i — импульс конечной частицы f_i ; k'_i — импульс частицы \bar{f}_i , зарядовосопряженной частице f_i .

Наиболее строгой проверкой С-инвариантности было бы экспериментальное исследование уравнения (1). Однако, более реальным является анализ сечений, проинтегрированных по импульсам всех конечных частиц, кроме импульсов k и k' , соответствующих заданной частице и ее античастице [2]. Если число частиц в конечном состоянии $n > 3$, то эти сечения зависят от пяти независимых переменных: энергий частицы и античастицы E и \bar{E} ; $z = \cos \theta$ и $\bar{z} = \cos \bar{\theta}$, где $\theta, \bar{\theta}$ — углы между векторами импульсов p и k , и p и k' соответственно; и ϕ — азимутального угла между плоскостями, образованными векторами импульсов p, k и p, k' ¹.

В этом случае следствием С-инвариантности является соотношение [2]

$$d\sigma(E, \bar{E}, z, \bar{z}, \cos \phi) = d\sigma(\bar{E}, E, -\bar{z}, -z, \cos \phi). \quad (2)$$

2. В работе [3] Пайс и Трейман рассматривали вопрос о проверке С-инвариантности при аннигиляции $\bar{p}p$ и e^+e^- в случае, если начальные частицы поляризованы. Заметим, что вопрос об учете поляризации начальных частиц в электрон-позитронных столкновениях представляет заметный интерес, поскольку излучение при длительном движении в магнитном поле накопителей может приводить к возникновению поперечной поляризации электронов и позитронов [4, 5]. Как показано в [3], в однофотонном приближении, когда аннигиляция происходит только из триплетного состояния, все результаты работы [2] и в частности, формулы вида (1), (2) имеют место независимо от поляризационного состояния начальных частиц. Однако, авторы считали, что из-за поправок к однофотонному приближению с точностью до 1% эти соотношения не имеют места и поэтому рассматривали сечения, усредненные по углу ϕ для случая $n > 3$ (формулы (7), (8) работы [3]). Формулы (1), (2) по мнению авторов [3] годятся для случая $n = 3$ (например $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, e^+e^- \rightarrow k\bar{k}\pi^0$) при поляризованных начальных частицах лишь в однофотонном приближении.

¹Если $n = 3$, угол ϕ не является независимой переменной.

3. Наше замечание заключается в том, что в силу сохранения спиральности ультрарелятивистских электронов (γ_5 -инвариантность электромагнитных взаимодействий) [6] аннигиляция происходит лишь из триплетного состояния с проекцией момента на $p \pm 1$. Следовательно, вклад интерференции синглетного состояния с триплетным в сечение процесса аннигиляции в адроны имеет порядок малости $a m_e / \epsilon$ (ϵ – энергия начального электрона (позитрона), m_e – масса электрона), а не a , как полагали авторы [3]¹⁾.

Поэтому с указанной точностью формулы (1), (2) могут использоваться для проверки С-инвариантности при аннигиляции поляризованной электрон-позитронной пары (в том числе и для случая $n = 3$). Это обстоятельство может оказаться существенным с экспериментальной точки зрения. Дифференциальное сечение процесса аннигиляции $e^+ e^-$ в адроны, просуммированное по поляризациям конечных частиц с точностью до членов $\sim m_e / \epsilon$ может быть записано в с.ц.и. в виде:

$$d\sigma_{\vec{\zeta}(1)\vec{\zeta}(2)} = d\sigma_0 (1 + \zeta_3^{(1)} \zeta_3^{(2)}) + a_1 (\zeta_3^{(1)} + \zeta_3^{(2)}) + \\ + a_2 (\zeta_1^{(1)} \zeta_1^{(2)} - \zeta_2^{(1)} \zeta_2^{(2)}) + a_3 [\zeta_1^{(1)} \zeta_2^{(2)} + \zeta_2^{(1)} \zeta_1^{(2)}]. \quad (3)$$

Здесь $d\sigma_0$ – дифференциальное сечение процесса с неполяризованными начальными частицами, $(\vec{\zeta}^{(1)}, \vec{\zeta}^{(2)})$ вектор поляризации электрона (позитрона), a_i – действительные функции $a_i = a_i(p, k_i)$ либо $a_i = a_i(E, \bar{E}, z, \bar{z}, \cos \phi)$, ось z направлена по импульсу электрона.

В силу С-инвариантности, аналогично (1), (2), для величин a_i имеют место соотношения

$$a_i(p, k_i) = a_i(-p, k'_i), \quad (4)$$

$$a_i(E, \bar{E}, z, \bar{z}, \phi) = a_i(\bar{E}, E, -\bar{z}, -z, \phi). \quad (5)$$

Если импульсы k, k' , лежат в плоскости xy , то из инвариантности относительно отражений оси x следует, что

$$a_{1,3} = 0. \quad (6)$$

Для величин $d\sigma_0$ и a_i в однофотонном приближении имеют место соотношения (6), (7), (8) работы [2].

4. Вайнштейн и Хриплович [7], рассматривая вопрос о рождении в опытах на встречных пучках резонансов с положительной зарядовой четностью, показали, что зарядовая асимметрия в угловом распределении в реакции $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ при полной энергии 2ϵ , равной массе f мезона ($I^{PC} = 2^{++}$), может достигать 20%. Наше замечание заключается в том, что влиянием резонансов с положительной зарядовой четностью, но с СР-четностью, равной -1 (это могут быть, например, резонансы $A1(1070)$, $A3(1640)$), в случае $I^{PC} = 2^{-+}$, что экспериментально не исключено [8]) на поведение сечения $e^+ e^- \rightarrow 3\pi$ при энергиях, равных массам этих резонансов, можно пренебречь в случае, если имеет ме-

¹⁾Между величинами $X^{(-)}, X^{(+)}$ работы [3] имеет место соотношение $X^{(-)} \sim a m_e / \epsilon X^{(+)}$.

то CF -инвариантность. В самом деле, с точностью до членов (m_e/ϵ) начальное состояние является CF -четным [9], и в этом случае, если CP -инвариантность имеет место, рождение резонансов с $CP = -1$ запрещено. Заметим также, что в силу сохранения спиральности, с $(m_e/\epsilon)^2$ точностью запрещено рождение в опытах на встречных пучках резонансов с $I = 0$. По тем же причинам дополнительно подавлены распады резонансов с $CP = -1$ или $I = 0$ на e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ пары (как $(m_\mu/M)^2$, M — масса разонанса).

Автор выражает глубокую благодарность А.И.Вайнштейну, И.И. Гольдману, М.В.Терентьеву и И.Б.Хрипловичу за обсуждение и полезные замечания.

Поступила в редакцию
26 октября 1970 г.

Литература

- [1] В.Н.Байер. Письма в ЖЭТФ, 2, 330, 1965.
- [2] A.Pais, S.B.Treiman. Phys. Lett., 29B, 308, 1969.
- [3] A.Pais, S.B.Treiman. Phys. Rev., 187, 2076, 1969.
- [4] А.А.Соколов, И.М.Тернов. ДАН СССР, 153, 1052, 1963.
- [5] В.Н.Байер. International school of Physics "Enrico Fermi", 46, Academic Press, 1970.
- [6] Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 41, 912, 1961.
- [7] А.И.Еайнштейн, И.Б.Хриплович. Доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970.
- [8] Particle Data Group Phys. Lett., 33B, 1, 1970.
- [9] В.А.Хозе. ЯФ, 12, 374, 1970.