Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 5, стр. 315 – 318 *5 марта 1975 г.*

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРИНЫ РЕЗОНАНСОВ

В.Н.Байер, В.С.Фадин

Обсуждается использование радиационных "хвостов" резонансов, возникающих в процессах с участием электрон-позитронных пар и обусловленных сдвигом на резонанс вследствие излучения фотона электроном или позитроном, для определения ширин резонансов, наблюдавшихся в конце 1974 г. в опытах в Стэнфорде и Брукхавене.

Совсем недавно в эксперименте на встречных электрон-позитронных пучках в Стэнфорде [1] было установлено существование узкого резонанса, названного авторами ψ-частицей, в реакциях

$$e^+e^- \to \psi \to \text{hadrons}; \quad e^+e^-; \quad \mu^+\mu^- + \pi^+\pi^- + K^+K^-. \tag{1}$$

Масса ψ-частицы $m_\psi = 3105 \pm 3$ *Мэв*, полная ширина $\Gamma_\psi \leqslant 1{,}9$ *Мэв*, причем величина 1,9 *Мэв* есть полная ширина (на полувысоте) распределения электронов и позитронов в SPEAR'е по энергии. Одновременно этот же резонанс был обнаружен в опыте на протонном пучке в Брукхавене [2] в реакции

$$p + \text{Be} \to e^+ + e^- + X, \tag{2}$$

где измерялась инвариантная масса электрон-позитронной пары $(p_+ + p_-)^2 = m^2_{e^+e^-}$. Получено, что $m_\psi = 3100$ *Мэв*, $\Gamma_\psi \leqslant 20$ *Мэв* (20 *Мэв* – аппаратурная ширина). В обоих работах отмечается, что данные не противоречат тому, что ширина резонанса Γ_ψ много меньше экспериментального разрешения. Имеется предварительное сообщение [3] об еще одном резонансе такого же типа с $m_{\psi'} = 3700 \pm 20$ *Мэв* и $\Gamma_{\psi'} \leqslant 4$ *Мэв*.

Как известно, при рождении узких резонансов на встречных электрон-позитронных пучках (1) они имеют широкий радиационный хвост, обусловленный тем, что при $2\epsilon - m_\psi > 0$ (ϵ – энергия начального электрона (позитрона)) излучение фотона начальными частицами приводит к тому, что они возвращаются в область резонансной энергии[1] [4]. Если представить сечение образования резонанса в стандартной брейт-вигнеровской форме:

$$\sigma^{Res} = 4\pi(2J+1)\frac{\Gamma_{\psi\to f}\Gamma_{\psi\to e^+e^-}}{(s-m_\psi^2)^2+m_\psi^2\Gamma_\psi^2} = \frac{\pi(2J+1)}{m_\psi^2}\,\frac{\Gamma_{\psi\to f}\Gamma_{\psi\to e^+e^-}}{(2\epsilon-m_\psi)^2+\Gamma_\psi^2/4}, \tag{3}$$

где J – спин частицы, $\Gamma_{\psi\to f}$ – парциальная ширина распада в состояние f; то сечение процесса с излучением фотона имеет вид [4] (см. также [5]):

$$\sigma^{Rad} = \frac{(2J+1)}{m_\psi^2}\,\frac{\Gamma_{\psi\to f}\Gamma_{\psi\to e^+e^-}}{(2\epsilon-m_\psi)^2+\Gamma_\psi^2/4}\,aL\left[\frac{2r(0)}{\Gamma_\psi}\mathrm{Arc\,tg}\frac{2\omega\Gamma_\psi}{r(\omega)r(0)+\Gamma_\psi^2} + \ln\frac{r^2(0)+\Gamma_\psi^2}{r^2(\omega)+\Gamma_\psi^2}\right], \tag{4}$$

где $a = 1/137$, $L = 2\ln(m_\psi/m_e) - 1$, $r(\omega) = 2(2\epsilon - m_\psi - \omega)$, ω – максимальная допустимая энергия излученного фотона[2], определяемая для полного сечения кинематической границей. В выражении (4) мы опустили те радиационные эффекты, которые на связаны с возвращением на резонанс. Логарифмический член в выражении (4) существенен только вблизи резонанса, а справа вдали от резонанса основную роль играет первый член в прямоугольных скобках, причем при $2\epsilon - m_\psi >> \Gamma_\psi$ $\mathrm{Arc\,tg}\frac{2\omega\Gamma_\psi}{r(\omega)r(0)+\Gamma_\psi^2} \to \pi$. В этой области резонансный пик оказывается существенно асимметричным, поскольку левый склон его убывает как $(2\epsilon - m_\psi)^{-2}$ (3), а правый склон согласно (4) убывает как $(2\epsilon - m_\psi)^{-1}$. Согласно эксперименту [1]$\Gamma_{\psi\to hadr} \approx \Gamma_\psi$, тогда очевидно, что сравнивая с (4) правый склон наблюдавшегося в реакции $e^+e^- \to \psi \to$ hadrons резонансного пика можно найти экспериментальное значение парциаль-

---

[1] Для рассматриваемых процессов можно ограничиться областью, где $|2\epsilon - m_\psi| << m_\psi$.

[2] Если при фиксированной энергии электронов и позитронов измерять дифференциальное по частоте фотона сечение $d\sigma/d\omega$, то мы получим резонансную кривую с максимумом в точке $\omega = 2\epsilon - m_\psi$.

ной ширины [1] $\Gamma_{\psi \to e^+e^-}$. Отметим также, что сопоставляя наклоны слева и справа от точки резонанса можно определить полную ширину резонанса по одной кривой возбуждения (см. ниже).

Мы хотим обратить внимание на возможность определения полной ширины резонанса Γ_ψ по радиационным эффектам также и для реакции типа (2). Это особенно актуально, поскольку здесь наблюдаемое сечение не имеет абсолютной нормировки и его адронная часть не может быть рассчитана теоретически. Стандартным условием возможности экспериментального определения ширины Γ_ψ является $\Gamma_\psi/2 >> \delta_{exp}$, где δ_{exp} – эффективный разброс по энергиям (инвариантным массам). Радиационные эффекты и в этом случае представляют существенно новые возможности. Дело в том, что если в случае процесса (1) излучение фотона приводило к "возвращению" на резонанс, то в случае процесса (2) излучение фотона электроном или позитроном приводит к "выдвижению" на резонанс. Действительно, тогда в резонансной точке $m_\psi^2 = (p_+ + p_- + k)^2$, тогда как $m^2_{e^+e^-} = (p_+ + p_-)^2 < m_\psi^2$. Иными словами, на плоскости N (число событий), $m^2_{e^+e^-}$ пик в реакции (2) ***является асимметричным с пологим левым склоном.*** Нетрудно убедиться, что в этом случае для радиационного хвоста может быть использована формула (4), в которой надо провести замены: $2\epsilon - m_\psi \to m_\psi - \sqrt{m^2_{e^+e^-}}$. В симметричных относительно максимума резонанса точках $2\epsilon_1 - m_\psi = m_\psi - 2\epsilon_2 > 0$ (где $2\epsilon = \sqrt{m^2_{e^+e^-}}$) имеем

$$\sigma^{Rad}(\epsilon_2) = \frac{4aL|m_\psi - 2\epsilon_1|}{\Gamma_\psi}\sigma^{Res}(\epsilon_1), \qquad (5)$$

откуда можно определить полную ширину резонанса как для реакции (2), так и для реакции (1), (тогда необходимо положить $\epsilon_1 \leftrightarrow \epsilon_2$), если выполняются условия, позволяющие установить асимметрию склонов пика. Рассмотрим эти условия. Пусть R – отношение сечения в точке резонанса ($2\epsilon = m_\psi$) к сечению вдали от резонанса σ^b, т. е.

$$\frac{\sigma^{Res}}{\sigma^b} = \frac{R\Gamma^2}{4\left[\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right]},$$ где $\delta^2 = (2\epsilon - m_\psi)^2$. Тогда нас интересует область энергий, где выполняются неравенства $\sigma^{Rad} > \sigma^{Res}$, $\sigma^{Res} > \sigma^b$. С учетом формулы (5) имеем неравенства на интервал энергии δ

$$R\Gamma^2 > 4\delta^2 > \frac{\Gamma^2}{(2aL)^2}, \qquad (6)$$

кроме того необходимо, чтобы разброс по энергии δ_{exp} не размазал рассмотренный выше эффект, т. е. необходимо, чтобы $\delta >> \delta_{exp}$. Тогда

[1] По имеющейся у нас информации такой способ определения $\Gamma_{\psi\to e^+e^-}$ обсуждался Вайнштейном, Иоффе, Липатовым, Сушковым, Хозе.

да из (6) следует условие для δ_{exp} $\sqrt{R}\frac{\Gamma_+}{2} >> \delta_{exp}$ очевидно гораздо более слабое, чем $\frac{\Gamma_\psi}{2} >> \delta_{exp}$.

Указанные неравенства хорошо выполняются в эксперименте в Стэнфорде [1], что позволяет получить из опубликованных данных приближенные значения $\Gamma_{\psi \to e^+e^-} = 5$ *кэв* (эта оценка была получена большим числом авторов), $\Gamma_{\psi'} = 140$ *кэв*. Резонансная кривая, наблюдавшаяся на опыте в Брукхавене [2] действительно является асимметричной с пологим левым склоном, однако используя ее можно получить только очень грубые оценки. Эти оценки станут существенно более точными, если экспериментальное разрешение будет улучшено в несколько раз.

Институт ядерной физики
Сибирское отделение
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 января 1975 г.

Литература

[1] J.E.Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1406, 1974.

[2] J.J.Aubert et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404, 1974.

[3] G.Abrams et al. Phys. Rev. Lett. in press.

[4] V.N.Baier, V.S.Fadin. Phys. Lett., 27B, 223, 1968.

[5] В.Н.Байер. Лекция на Международной школе в Ереване, 1971 г; Препринт ИЯФ (52 – 72), 1972.