Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 6, стр. 378 – 382 20 марта 1975 г.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОПРАВКИ К РОЖДЕНИЮ УЗКИХ РЕЗОНАНСОВ НА ВСТРЕЧНЫХ e^+e^--ПУЧКАХ

Я.И.Азимов, А.И.Вайнштейн[1], *Л.Н.Липатов*
В.А.Хозе

Получены точные по параметру $\frac{4\alpha}{\pi}\ln\frac{W}{m_e}\ln\frac{W}{\Delta E}$ формулы для радиационных поправок к сечениям рождения узких резонансов в опытах на встречных e^+e^--пучках. Обсуждаются явления, связанные с интерференцией резонанса с нерезонансным фоном.

1. В недавних экспериментах на встречных e^+e^--пучках были обнаружены узкие резонансы $\psi(3105)$ и $\psi'(3695)$ [1, 2].

При рождении узких резонансов существенную роль играют радиационные поправки (РП), что впервые было отмечено в работе [3] (см. также [4]). Учет излучения мягких квантов сильно меняет форму резонансной кривой, так как, если суммарная энергия пучков W выше массы резонанса M, становится выгодным испускание γ-квантов, возвращающее электроны на резонанс. Кроме того, вклад виртуальных квантов приводит к сильному подавлению сечения. Параметр, определяющий РП, как известно, равен $\frac{4\alpha}{\pi}\ln\frac{W}{m_e}\ln\frac{W}{\Delta E}$. Специфика узких резонансов состоит в том, что величина ΔE весьма мала даже при плохой точности измерения энергий конечных частиц. Дело в том, что излучение квантов с большой частотой обрезается быстрым падением резонансного сечения. Поэтому величина ΔE определяется большей из трех величин: ширина резонанса Γ, разброс σ суммарной энергии пучков (предполагается гауссовское распределение), $W - M$. Ниже мы приведем формулы, описывающие РП в случае узких резонансов (в предположении, что спин резонанса $J = 1$). Они отличаются от выражений, полученных в [3, 4] тем, что являются точными по большому параметру $\frac{4\alpha}{\pi}\ln\frac{W}{m_e}\ln\frac{W}{\Delta E}$, а также содержат интерференцию с нерезонансным фоном.

Формула, учитывающая взаимодействие начальных электронов с виртуальными фотонами и излучение ими произвольного числа мягких фотонов с суммарной энергией $\omega < \omega_0 << W$, имеет вид

$$\sigma(W) = \int_0^{\omega_0} d\omega\, \sigma_0(W-\omega)\frac{d}{d\omega}\left(\frac{2\omega}{W}\right)^{\beta}(1 + {}^3/_4\,\beta), \tag{1}$$

где $\beta = \frac{4\alpha}{\pi}\left(\ln\frac{W}{m_e} - \frac{1}{2}\right)$, $\sigma_0(W)$ – сечение процесса без РП. При выводе формулы (1) мы пренебрегли членами порядка α, β^2 и диаграммами с поляризацией вакуума. Поляризация вакуума фотоном, переходящим в резонанс, включается в определение ширины его распада на e^+e^- пару $\Gamma_{e^+e^-}$ (которая рассматривается как величина, инклюзивная по γ-квантам). В остальных случаях вклады этих диаграмм численно много меньше β. Такая же малость имеет место и для диаграмм с рождением пар e^+e^- при $\omega_0 > 2m_e$. Таким образом, точность формулы (1), по-видимому, порядка процента. РП, связанные с конечными частицами, зависят от условий эксперимента и малы при плохом разрешении по их энергиям.

2. Предполагая, что амплитуда процесса без РП состоит из резонансного вклада брейт-вигнеровского вида и однофотонного фона, из форму-

[1]) ИЯФ СОАН СССР.

лы (1) получим выражение для полного сечения рождения адронов

$$\sigma^h = \frac{4\pi}{M^2}\left\{\left(1+\frac{3}{4}\beta\right)\frac{3\Gamma_{e^+e^-}}{M}\left(\frac{\Gamma_h}{\Gamma}\right)\operatorname{Im} f - \frac{2\alpha\sqrt{R\Gamma_{e^+e^-}\Gamma_h}}{M}\lambda\left(1+\frac{11}{12}\beta\right)\operatorname{Re} f + \right.$$

$$\left. + \frac{\alpha^2 R}{3}\left(1+\frac{13}{12}\beta\right)\right\}, \qquad f = \left(\frac{\frac{M}{2}}{-W+M-\frac{i\Gamma}{2}}\right)^{1-\beta}. \qquad (2)$$

Здесь Γ_h – адронная ширина резонанса, $R = \sigma^h/\sigma^{\mu^+\mu^-}$ вне резонанса. Параметр λ ($|\lambda| \leqslant 1$) характеризует, насколько близки по своим свойствам конечные состояния в распаде резонанса и однофотонном канале.

3. Полное сечение процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ вблизи резонанса описывается формулой (2), в которой (предполагая $\mu - e$ универсальность) следует заменить Γ_h на $\Gamma_{e^+e^-}$ и положить $R = 1$, $\lambda = 1$. Угловое распределение конечных мюонов имеет обычный вид$\sim(1+\cos^2\theta)$. Подчеркнем, что для узких резонансов асимметрия в угловом распределении мюонов, возникающая за счет РП, не содержит больших логарифмов в отличие от нерезонансного случая.

Сечение упругого e^+e^--рассеяния описывается формулой

$$\frac{d\sigma^{e^+e^-}}{d\Omega} = \frac{1}{M^2}\left\{\frac{9}{4}\,\frac{\Gamma^2_{e^+e^-}}{\Gamma M}(1+\cos^2\theta)\operatorname{Im} f - \frac{3\alpha}{2}\,\frac{\Gamma_{e^+e^-}}{M}\left[(1+\cos^2\theta) - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)}\right]\operatorname{Re} f + \frac{\alpha^2}{4}\,\frac{(3+\cos^2\theta)^2}{(1-\cos\theta)^2}\right\}, \qquad (3)$$

где мы опустили члены$\sim\beta$. Для сравнения с экспериментальными данными формулы (2), (3) следует усреднить по гауссовскому распределению $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left(-\frac{(W-W_0)^2}{2\sigma^2}\right)$. После этого возникают формулы, отличающиеся от (2), (3) заменой

$$f \to \tilde{f} = e^{-x^2/4}\, e^{i\,\pi/2\,(1-\beta)}\, D_{\beta-1}(-ix)\left(\frac{2\sigma}{M}\right)^{\beta-1} \qquad (4)$$

$$x = \frac{W_0 - M + i\,\Gamma/2}{\sigma},$$

где $D_p(z)$ – функция параболического цилиндра [5].

Поведение сечений при $W - M >> \Gamma$, σ не зависит от σ и для σ^h дается формулой

$$\sigma^h\Big|_{(W-M)>>\Gamma,\,\sigma} = \frac{6\pi^2}{M^2}\,\frac{\Gamma_h}{\Gamma}\,\frac{\Gamma_{e^+e^-}}{W-M}\,\beta\left(\frac{W-M}{M/2}\right)^{\beta}\left[\left(1+\frac{3}{4}\beta\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{2\lambda a\sqrt{R}}{3\pi\beta}\sqrt{\frac{\Gamma^2}{\Gamma_h\Gamma_{e^+e^-}}}\left(1+\frac{11}{12}\beta\right)\right]+\frac{4\pi}{3}a^2\frac{R}{M^2}\left(1+\frac{13}{12}\beta\right). \qquad (5)$$

Сопоставляя полученные формулы с экспериментальными данными, можно довольно просто определить величины $(\Gamma_{e^+e^-} - \Gamma_h)/\Gamma$, $\Gamma^2_{e^+e^-}/\Gamma$. Например, применение формулы (5) (и аналогичного выражения для сечения $\sigma^{\mu^+\mu^-}$) в случае резонанса ψ (3105) [1] дает $(\Gamma_{e^+e^-} - \Gamma_h)/\Gamma = 4{,}8 \pm 0{,}3$; $\Gamma^2_{e^+e^-}/\Gamma = 0{,}3 \pm 0{,}06$. Другим, не зависящим от величины σ, способом определения этих величин является сравнение площадей под экспериментальными резонансными кривыми с результатами интегрирования теоретических формул. При этом для ψ (3105) возникают те же значения $(\Gamma_{e^+e^-} - \Gamma_h)/\Gamma$, $\Gamma^2_{e^+e^-}/\Gamma$. Форма экспериментальной кривой (в частности значение в максимуме) существенно зависит от величины σ. Сравнение формы теоретической и экспериментальной кривой позволяет, в принципе, определить Γ и параметр λ.

4. Обсудим некоторые явления, связанные с интерференцией резонанса и фона. Полные сечения σ^h и $\sigma^{\mu^+\mu^-}$ сpдержат интерференционный член лишь при $J^{PC} = 1^{--}$. Величина $\sigma^{\mu^+\mu^-}$ имеет минимум при $-(W-M)_{min} \approx$

$$\approx \frac{\gamma_e}{2}\left[\left(1+\sqrt{1+\left(\frac{\Gamma}{\gamma_e}\right)^2}\right)\right] \quad \gamma_e = \frac{3}{2a}\Gamma_{e^+e^-}.$$ Если $\Gamma << \gamma_e$, то $(W-M)_{min} \approx$ $\approx -\gamma_e$ и сечение в минимуме достигает половины экспериментального. При $\sigma \gtrsim \gamma_e$ такой эффект сильно замазывается усреднением по разбросу энергии. Без учета этого разброса положение максимума в сечении $\sigma^{\mu^+\mu^-}$ сдвигается вправо на величину $\sim \frac{\Gamma^2}{2\gamma_e}\Big/\left(1+\sqrt{1+\left(\frac{\Gamma^2}{\gamma_e}\right)}\right)$.Если $\Gamma << \sigma$ то величина сдвига после усреднения $(W-M) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{\Gamma}{\gamma_e}\,\sigma$ (при $\Gamma < \gamma_e$).

Для $\psi'(3695)$ $\Gamma_{\psi'} > 500$ *кэв*, а $\Gamma_{e^+e^-} \approx 2 - 3$ *кэв* [2] и соответствующий сдвиг ~ 1 *Мэв*. В реакции $e^+e^- \to e^+e^-$, благодаря обменной диаграмме, интерферировать с фоном могут резонансы с любым J. При $J = 0,1 (\theta < \pi/2)$ интерференция конструктивна левее резонанса. Положение максимума при этом должно сдвигаться влево. При $J \geqslant 2$ такая ситуация имеет место для малых углов рассеяния. При переходе к большим углам θ интерференция левее резонанса становится деструктивной, так как угловые гармоники, описывающие резонансный процесс, меняют знак в области углов $0 \leqslant \theta \leqslant \pi/2$.

Авторы благодарят В.Н.Грибова, В.Г.Горшкова, В.И.Захарова, Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окуня и Л.Л.Франкфурта за полезные обсуждения.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 января 1975г.

Литература

[1] J.E.Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1406, 1974; J.J.Aubert et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404, 1974, C.Bacci et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1408, 1974.

[2] G.S.Abrams et al. Phys. Rev. Lett., (to be published).

[3] V.N.Bayer, V.S.Fadin. Phys. Lett., 27B, 233, 1968.

[4] G.Bonneau, F.Martin. Nucl. Phys., B27, 322, 1971.

[5] И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М. 1962.