О НАБЛЮДЕНИИ ВЕКТОРНЫХ РЕЗОНАНСОВ
В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССАХ e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ.

Д. ХЕННИГ, Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

В связи с открытием новых тяжелых резонансов [1—3] с квантовыми числами фотона $J^{PC} = 1^{--}$ в экспериментах на встречных e^+e^- -пучках интерес к последним значительно возрос, и в настоящее время поиски новых резонансных состояний интенсивно продолжаются. В данном сообщении затрагиваются вопросы, связанные с объяснением факта наблюдения только $\psi(3095)$ - и $\psi'(3684)$ -резонансов в процессах $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, и обсуждаются оптимальные условия для поиска новых возможных векторных резонансов в этих реакциях.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ с учетом вклада нейтрального векторного мезона V можно записать в следующем факторизованном виде:

$$\sigma = \sigma_0 A, \quad (1)$$

где

$$A(W) = 1 + \frac{6\Gamma_l m_V^3}{\alpha W^2} \frac{W^2 - m_V^2}{(W^2 - m_V^2)^2 + m_V^2 \Gamma_V^2} + \\ + \frac{9\Gamma_l^2 m_V^6}{\alpha^2 W^4} \frac{1}{(W^2 - m_V^2)^2 + m_V^2 \Gamma_V^2}, \quad (2)$$

σ_0 — либо дифференциальное, либо проинтегрированное по углам ($\sigma_0 = 4\pi\alpha^2/3 W^2$) сечение процесса в однофотонном приближении, W — полная энергия реакции, m_V и Γ_V — масса и полная ширина V -резонанса, Γ_l — парциальная ширина распада $V \rightarrow l^+l^-$ (как обычно, пред. полагается μ - e -универсальность).

Полагая в (2) $W = m_V$, что приводит к обращению в нуль интерференции γ - и V -обменов, для максимального вклада V -резонанса в исследуемый процесс получаем

$$\sigma(m_V) = \sigma_0(m_V) \left[1 + \left(\frac{3\Gamma_l}{\alpha\Gamma_V} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Используя параметры известных векторных мезонов (см. таблицу) и вычислив $A(m_V)$ (эти значения также приведены в таблице), нетрудно понять, почему в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ пики не наблюдаются для большинства векторных мезонов, за исключением ψ - и ψ' -резонансов. Если учесть, что парциальные лептонные ширины Γ_l почти для всех известных векторных мезонов являются величинами одного порядка, то условие наблюдения резонанса в рассматриваемой реакции определяется его полной шириной. Оно выполняется только для очень узких резонансов, каковыми являются ψ и ψ' .

Таблица

Резонанс	ρ	ω	φ	ρ'	ψ	ψ'	ψ''
m_V (Гэв)	0,77	0,783	1,0197	1,6	3,095	3,684	4,105
Γ_V (Мэв)	150	10	4,2	400	$69 \cdot 10^{-3}$	$225 \cdot 10^{-3}$	250
Γ_l (Кэв)	6,5	0,76	1,34	1,7	4,8	2,2	4
A (m_V)	1,0003	1,001	1,017	1,000003	818,85	17,16	1,00004

Если по формуле (3), используя соответствующие величины $A(m_V)$, вычислить сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при энергиях, равных массам ψ и ψ' , то получающиеся пиковые значения сечения оказываются значительно превышающими экспериментальные значения [4]. Это связано с тем, что для узких резонансов очень существенны два фактора, которые в (3) не нашли отражения, — экспериментальное разрешение по энергии и радиационные поправки [5].

Разброс энергии пучков, обусловленный квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, довольно хорошо описывается гауссовским распределением с дисперсией Δ , являющейся величиной порядка 1 Мэв при $W=3$ Гэв и растущей квадратично с энергией [4]. Так как в случае ψ - и ψ' -резонансов $\Gamma_V \ll \Delta$, для нахождения сечения в пике выражение (1) необходимо усреднить по энергии.

Второе обстоятельство, существенное для узких резонансов, — необходимость учета радиационных поправок, связанных с испусканием мягких фотонов, которые не только меняют форму резонансной кривой, но и приводят к заметному подавлению сечения. При условии $\Delta \gg \Gamma_V$ значение сечения в пике уменьшается в $(2\Delta/m_V)^t$ раз [5], где $t = \frac{2\alpha}{\pi} \left(2 \ln \frac{m_V}{m_e} - 1 \right)$.

При учете этих обстоятельств для максимального значения сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при номинальной энергии пучков, равной массе узкого резонанса, получаем

$$\sigma(m_V) = \sigma_0(m_V) \left[1 + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{3\Gamma_l}{2\alpha\Gamma_V} \right)^2 \frac{\Gamma_V}{\Delta} \left(\pi - \frac{\Gamma_V}{\Delta} \right) \left(\frac{2\Delta}{m_V} \right)^t \right]. \quad (4)$$

При $\Delta=1$ Мэв в области ψ -резонанса и $\Delta=1,4$ Мэв в области ψ' -резонанса (из условия квадратичной зависимости от энергии) эффект радиационных поправок примерно одинаков и составляет величину 0,57. Влияние экспериментального разрешения по энергии более существенно, и в результате резонансная часть сечения в случае ψ оказывается подавленной в 0,03 раза по сравнению с (3), а в случае ψ' — в 0,067 раз. С учетом этого нетрудно убедиться, что экспериментальные пиковые значения сечения [4] в области $|\cos\theta| \leq 0,6$ довольно хорошо воспроизводятся простой формулой (4).

Дифференциальное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ с учетом вклада векторного резонанса в промежуточном состоянии определяется выражением

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{\pi\alpha^2}{W^2} \left\{ \frac{1}{(1-z)^2} [4(1+z) + (1-z)^2] - \frac{(1+z)^2}{1-z} I + \frac{1}{2} (1+z^2) A \right\}, \quad (5)$$

где $z = \cos\theta$, θ — угол между импульсами одноименно заряженных частиц, A дается формулой (2), а I есть

$$I = 1 + \frac{3\Gamma_l m_V^3}{\alpha W^2} \frac{W^2 - m_V^2}{(W^2 - m_V^2)^2 + m_V^2 \Gamma_V^2}.$$

В (5) первый член соответствует диаграмме рассеяния, второй обусловлен интерференцией диаграмм рассеяния и аннигиляции, а третий член связан с аннигиляционными диаграммами.

Полагая в (5) $W = m_V$, легко видеть, что в рассматриваемой реакции, как и в предыдущей, могут наблюдаться только узкие резонансы. С учетом экспериментального разрешения по энергии и радиационных поправок для сечения реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в области узкого резонанса получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(m_V)}{dz} = \frac{\pi\alpha^2}{m_V^2} \left\{ \frac{1}{(1-z)^2} [4(1+z) + (1-z)^2] - \frac{(1+z)^2}{1-z} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (1+z^2) \left[1 + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{3\Gamma_l}{2\alpha\Gamma_V} \right)^2 \frac{\Gamma_V}{\Delta} \left(\pi - \frac{\Gamma_V}{\Delta} \right) \left(\frac{2\Delta}{m_V} \right)^4 \right] \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

Хотя резонансная часть сечения здесь имеет такой же вид, как и в (4), однако в силу того, что основной нерезонансный фон в (6) обусловлен рассеянием и значительно больше, чем в предыдущем случае, один и тот же резонанс в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ менее выражен, чем в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Поэтому поиски резонансов в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ выгоднее всего вести под углом $\theta = \pi$, при котором член рассеяния принимает свое минимальное значение, а интерференционный член обращается в нуль и получаем

$$\left. \frac{d\sigma(m_V)}{dz} \right|_{z=-1} = \frac{2\pi\alpha^2}{m_V^2} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{3\Gamma_l}{2\alpha\Gamma_V} \right)^2 \frac{\Gamma_V}{\Delta} \left(\pi - \frac{\Gamma_V}{\Delta} \right) \left(\frac{2\Delta}{m_V} \right)^4 \right]. \quad (7)$$

Даже в этом наиболее благоприятном для наблюдения резонанса случае превышение пика, соответствующего узкому резонансу, над фоном в этой реакции вдвое меньше, чем в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

В остальных случаях ситуация намного хуже. Оценки, проведенные для ψ - и ψ' -резонансов на основе формулы (6), проинтегрированной по области $|z| \leq 0,6$, показывают, что в случае ψ сечение реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в пике лишь в 2,5 раза больше фонового сечения, а в случае ψ' превышения над фоном практически нет, в согласии с тем, что наблюдалось на эксперименте (см., напр., [4]). Для сравнения укажем, что в случае реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ отношение сечения в пике к фоновому сечению для ψ составляет примерно 21, а для ψ' — 2.

Таким образом, реакция $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ является более предпочтительной для поиска узких резонансных состояний. Обнаружение таковых в бу-

лучших экспериментах при еще больших энергиях будет служить указанием на то, что они обладают совершенно новым квантовым числом, по аналогии с тем, как для объяснения узости ψ и ψ' семейству ψ -резонансов приписывают квантовое число «очарование».

Ереванский государственный
университет
Ереванский физический
институт

Поступила 25.VI.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. J. E. Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1406 (1974).
2. G. S. Abrams et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1453 (1974).
3. J. E. Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 34, 764 (1975).
4. A. M. Boyarski et al. Preprint SLAC-PUB-1599, 1975.
5. J. D. Jackson, D. L. Scharre. Nucl. Instrum. and Meth., 128, 13 (1975).

e^+e^- -ԱՆԻՀԻԼՅԱՑԻՍՅԻ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐՈՒՄ
ՎԵԿՏՈՐԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԵՐԻ ԴԻՏՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Գ. ՀԵՆՆԻԳ, ՅՈՒ. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում բերվում են պարզ արտահայտություններ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ և $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ պրոցեսների կտրվածքների համար նեղ ռեզոնանսների տիրույթում, որոնց օգնությամբ բացատրվում է միայն ψ (3095) և ψ' (3684) վիճակների դիտման փաստը նշված պրոցեսներում: Քննարկվում են այդ ռեզոնանսներում նոր հնարավոր վեկտորական մեզոնների որոնման օպտիմալ պայմանները:

ON THE OBSERVATION OF VECTOR RESONANCES IN ELECTROMAGNETIC PROCESSES OF e^+e^- ANNIHILATION

D. HENNIG, Yu. G. SCHAKHNAZARYAN

Simple expressions for $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ and $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ reactions cross-sections in the region of narrow resonances are obtained. They allow to explain the fact of the observation of only ψ (3095) and ψ' (3684) states in these processes. Optimal conditions for the search of new possible vector resonances in these reactions are discussed.