Письма в ЖЭТФ, том 30, вып. 8, стр. 546 – 549 *20 октября 1979 г.*

НОВЫЙ ПОДХОД К РАДИАЦИОННЫМ ПЕРЕХОДАМ В ЧАРМОНИИ

М.А.Шифман

В рамках дисперсионной теории чармония рассматриваются радиационные распады типа $J/\psi \to \eta_c \gamma$, $\psi' \to \chi_0 \gamma$. Показано, что для некоторых распадов такого типа J/ψ-доминантность является параметрически точной – поправки к ней оказываются $\lesssim 0(\alpha_s(m_c))$, и пренебрежимо малы. Предсказываемая ширина $J/\psi \to \eta_c \gamma$ составляет $\approx 3{,}2$ кэВ, если $m_{\eta c} = 2{,}977$ ГэВ.

В настоящее время существует два основных теоретических инструмента для описания связанных состояний $c\bar{c}$: нерелятивистская потенциальная модель [1 – 3] и дисперсионная теория чармония [4 – 6]. Потенциальная модель очень наглядна, однако, к сожалению, допускает практически неограниченный произвол в выборе потенциала. Это обстоятельство резко снижает ее предсказательную силу и делает точность и надежность результатов невысокой. Дисперсионная теория обладает необходимой жесткостью, но не дает стандартного рецепта для вычисления всех характеристик чармония – в каждом конкретном случае приходится думать заново. Ранее в рамках этой теории были найдены лептонные ширины типа $\Gamma(J/\psi \to \mu^+\mu^-)$, $\Gamma(\chi_0 \to 2\gamma)$ и т. д. [4, 5] и масса η_c-частицы [6]. Ниже будет показано, что дисперсионный подход позволяет также получить ряд соотношений для радиационных распадов в чармонии и фиксирует, в частности, ширину $J/\psi \to \eta_c \gamma$ с точностью не хуже $\sim 20\%$.

Последний распад представляет особый интерес, поскольку, согласно предварительным сообщениям SLAC [7], наконец обнаружен истинный η_c-уровень с массой 2,977 ГэВ. $X(2{,}83)$ – прежний кандидат на роль парачармония – по-видимому, похоронен. Приятно отметить, что дисперсионная теория чармония предсказывала [6] $m_{\eta c} = 2{,}98-3{,}00$ ГэВ. Если подтвердится новое предсказание,

$$\Gamma(J/\psi \to \eta_c(2{,}977)\gamma) \approx 3{,}2 \text{ кэВ}, \tag{1}$$

то возникнет окончательная уверенность, что вся схема – как в основных аспектах, так и в конкретных деталях – правильна.

Перейдем к систематическому изложению. Исходным объектом является амплитуда $\eta_c \to 2\gamma$,

$$A(\eta_c \to 2\gamma) = \frac{1}{2} F^{(1)}_{\mu\nu} F^{(2)}_{\alpha\beta} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} f, \tag{2}$$

где $F^{(1,2)}_{\mu\nu} = k^{(1,2)}_\mu \epsilon^{(1,2)}_\nu - k^{(1,2)}_\nu \epsilon^{(1,2)}_\mu$, $k^{(1)}_\mu$ и k^2_μ – четырехвекторы фотонов, $\epsilon^{(1)}_\mu$ и $\epsilon^{(2)}_\mu$ – их векторы поляризации. Далее, f – инвариантная функция, зависящая, вообще говоря, от всех трех концов. Ниже мы будем интересоваться, однако, только зависимостью от одной переменной, $k^{(2)\,2}$. Связь между амплитудой f и вероятностью распада $\eta_c \to$

$\to 2\gamma$ такова:

$$\Gamma(\eta_c \to 2\gamma) = \frac{1}{16\pi} f^2 M^3, \tag{3}$$

где $M \equiv m_{\eta c}$.

Запишем дисперсионное соотношение по переменной $k^{(2)2}$:

$$f(M^2, 0, k^{(2)2}) = \frac{1}{\pi} \int \frac{ds}{s - k^{(2)2}} \operatorname{Im} f(M^2, 0, s). \tag{4}$$

Мнимая часть, входящая в дисперсионный интеграл, естественно разбивается на сумму трех вкладов: J/ψ, радиальных возбуждений (ψ' и т. д.) и континуума (DD, $D\bar{D}\pi\pi$ и т. д).

Основное утверждение заключается в том, что лишь первый из них велик. Радиальные возбуждения и континуум параметрически подавлены по сравнению с J/ψ; параметром подавления служит либо $<v^2>$ (средняя скорость кварков в η_c), либо $a_s(m_c)$.

Действительно, рассмотрим сначала вклад континуума. Его порог составляет примерно $s_{\text{cont. th}} \approx 16$ ГэВ^2, так что $s_{\text{cont. th.}} - 4m_c^2 \sim$ $\sim 4m_c^2 >> 1$ ГэВ^2 (m_c — масса c-кварка). Как известно, в подобной ситуации реальные промежуточные состояния типа $D\bar{D}$ и т. д. можно заменить с хорошей точностью на кварк-глюонные состояния (так называемая адрон-кварковая дуальность). Если перейти в систему покоя "2"-фотона при $k^{(2)2} > s_{\text{cont. th.}}$, возникает следующая картина. "Тяжелый" фотон рождает пару "реальных" кварков $c\bar{c}$, которые разлетаются с большими и противоположно направленными импульсами $|\mathbf{p}| = {}^1/_2(k^{(2)2} - 4m_c^2)^{1/2}$. Чтобы слипнуться в η_c, кварки, сбросив фотон, должны превратиться в пару с практически одинаковыми импульсами (с точностью до энергии связи в η_c). При этом кинематика однозначно требует, чтобы в процессе излучения фотона произошло перераспределение импульса между кварками. Иными словами, неизбежен глюонный обмен. Легко убедиться, что глюон — жесткий, параметром является $(k^{(2)2} - 4m_c^2)^{1/2}$, и соответствующая амплитуда содержит малую константу связи $a_s(m_c)$.

Теперь, что касается ψ' и других возбуждений в (4). Очевидно, что в нерелятивистском пределе их вклад равен нулю, так как скажем, на потенциальном языке интеграл перекрытий, определяющий амплитуды типа $\psi' \to \eta_c\gamma$, зануляется. Учет релятивистских поправок $\sim <v^2> \lesssim 0{,}2$ снимает абсолютный запрет, однако, малость, конечно, остается. Так, если (как это обычно считается [3]) $\Gamma(J/\psi \to \eta_c\gamma) \sim \Gamma(\psi' \to \eta_c\gamma)$, то вклад ψ' в (4) составляет около 3% от вклада J/ψ.

Итак, вводя амплитуды γ и κ,

$$< 0|\frac{2}{3} e\bar{c}\gamma_\mu c\,|J/\psi> = \gamma\epsilon_\mu^{(\psi)} m_\psi^2,$$

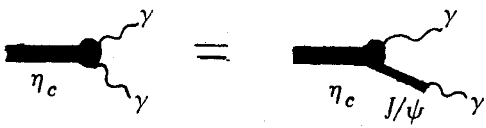
$$A(J/\psi \to \eta_c\gamma) = \kappa F_{\mu\nu} p_\alpha^{(\psi)} \epsilon_\beta^{(\psi)} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}, \tag{5}$$

$$(\Gamma(J/\psi \to e^+e^-) = \frac{\alpha}{3}\, m_\psi \gamma^2, \quad \Gamma(J/\psi \to \eta_c \gamma) = \frac{1}{24\pi}\, \kappa^2 m_\psi^3 (1 - m_{\eta c}^2 / m_\psi^2)^3),$$

сводим (4) с точностью до малых поправок к уравнению

$$f(m_{\eta c}^2, 0, 0) = \gamma\kappa. \tag{6}$$

На диаграммном языке этот результат записывается следующим образом



$\times$ [1 + малые поправки] ,

$$\Gamma(J/\psi \to \eta_c\, \gamma) \approx \frac{2}{9}\, \frac{\Gamma(\eta_c \to 2\gamma)}{\Gamma(J/\psi \to e^+e^-)}\, \alpha M (1 - m_{\eta c}^2 / m_\psi^2)^3, \tag{7}$$

и означает (почти) точную J/ψ-доминантность.

Отношение $\Gamma(\eta_c \to 2\gamma)/\Gamma(J/\psi \to e^+e^-)$ было найдено в дисперсионной теории чармония ранее [5, 6] и численно близко к нерелятивистскому ответу $\approx 4/3$[1]. Воспользовавшись этим числом, получаем

$$\Gamma(J/\psi \to \eta_c \gamma) \approx \frac{64}{27}\, \frac{\alpha}{M^2}\, (m_\psi - m_{\eta c})^3, \tag{8}$$

что совпадает с первоначальным предсказанием наивной нерелятивистской модели, еще не испорченной позднейшими усложнениями. При $m_{\eta c} = 2{,}977$ ГэВ получаем (1).

Для того, чтобы проверить надежность метода, я вычислил ширину $\psi' \to \chi_0 \gamma$, давно измеренную экспериментально. Стартуем с распада $\psi' \to h\gamma$, где h — (вспомогательная) безмассовая частица с взаимодействием $h\bar{c}c$. Тогда аналог уравнения (7) имеет вид

$$\Gamma(\psi' \to \chi_0 \gamma) = g^{-2}\Gamma(\psi' \to h\gamma)\, (m_{\psi'}^2 - m_{\chi_0}^2)^3\, m_{\psi'}^{-6}, \tag{9}$$

где $g \equiv \langle 0 | \bar{c}c | \chi_0 \rangle\, m_{\chi_0}^{-2}$. Далее, согласно Вильчеку [8] $\Gamma(\psi' \to h\gamma) = \Gamma(\psi' \to e^+e^-)/2\pi\alpha$, а дисперсионная теория чармония дает [5] $g^2 \approx 1{,}1 \cdot 10^{-2}$ (при $m_{\chi_0} = 3{,}41$ ГэВ). Подставив числа, получаем

$$\Gamma(\psi' \to \chi_0 \gamma)_{\text{теор}} \approx 11 \text{ кэВ}, \tag{10}$$

что следует сравнивать с экспериментальным значением 16 ± 5 кэВ.

В заключение отметим, что настоящая работа генетически связана с [9]. Родственным является также подход, предложенный в [10], хотя

---

[1] Предполагалось, что $m_{\eta c} = 2{,}98 - 3{,}00$ ГэВ.

в рамках последнего выкладки и, особенно, оценка точности, представляют собой гораздо более сложную задачу.

Институт теоретической и экспериментальной физики

Поступила в редакцию 17 сентября 1979 г.

Литература

[1] T.Appelquist, H.D.Politzer. Phys. Rev. Lett., 34, 43, 1975.

[2] E.Eichten et al. Phys. Rev. Lett., 34, 369, 1975.

[3] T.Appelquist, R.M.Barnett, K.Lane. " Charm and beyond" , in Ann. Rev. Nucl. and Part. Science, 28, 1978.

[4] V.Novikov et al Phys. Rev. Lett., 38, 626, 1977; Phys. Lett., 67B, 409, 1977.

[5] V.Novikov et al. Phys. Rep., 41C, 1, 1978; M.Shifman et al. Nucl. Phys., B147, 450, 1979.

[6] А.Вайнштейн и др. ЯФ, 28, 465, 1978.

[7] E.D.Bloom. Talk at the Int. Symp. on Photon and Lepton Int. at High Enrgies, Batavia, 1979.

[8] F.Wilczek. Phys. Rev. Lett., 39, 1304, 1977.

[9] V.Novikov et al. Preprint ITEP-73, 1979.

[10] А. Ходжамирян. Препринт ЕрФИ-9, 1979.