

539.1
В.85

МОСКОВСКИЙ
ОРДENA ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А. К. Лиходед

Всесоюзная школа по теоретической
ядерной физике, XII-я.

АДРОННОЕ
ОБРАЗОВАНИЕ
КВАРКОНИЯ

МОСКВА 1981

539.1
B 85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

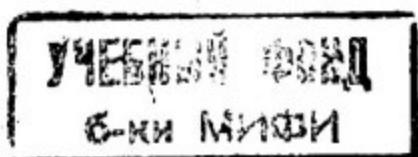
А.К. Лиходед

Всесоюзная школа по георгической
ядерной физике, XII-я

АДРОННОЕ
ОБРАЗОВАНИЕ
КВАРКОНИЯ

ЧО

Текст лекций



Москва 1981

УДК 539.12

Лиходед А.К. Адронное образование кваркония. Текст лекции. – М.: Изд. МИФИ, 1981, 28 с.

Рассмотрены возможные механизмы генерации "новых" адронов в адрон-адронных взаимодействиях в рамках партонной модели. Исследуется роль процессов, запрещенных по правилу Цвейга, в рождении резонансных состояний системы $Q\bar{Q}$ ("ониума"), а также возможное различие в формулировке этого правила в процессах рождения и распада "ониума".

(C) Московский инженерно-физический институт, 1981 г.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение.....	4
2. Парточная модель образования "очарования" и "прелести".....	6
3. Адронное рождение новых кварков в рамках КХД	14
4. Рождение Υ -мезона в адрон-адронных вза- модействиях.....	19
Список литературы.....	24

1. ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью адронного образования новых частиц (ψ^- , D^- , Υ^- и B -мезонов) является их чрезвычайно малое сечение. Так, сечение образования ψ^- и Υ^- в моде $M^+ M^-$ имеет величины порядка 10^{-33} и 10^{-37} см 2 , соответственно. Сечение образования D^- -мезонов находится на уровне нескольких десятков мкб в области максимально доступных пока энергий ISR . Другой характерной особенностью в рождении новых частиц является сильная зависимость сечений от начальной энергии и от квантовых чисел пучка (ρ^\pm , π^\pm , $\bar{\rho}, K^\pm, \dots$).

Если малость сечения адронного образования можно понять исходя из слабой связи новых состояний с обычными адронами (малость $\alpha_s(m_Q^2)$) и малых размеров области генерации этих частиц $1/m_Q^2$, то сильную зависимость от энергии сечения образования этих состояний в области, разрешенной по закону сохранения энергии, невозможно понять, не прибегая к представлениям партонной модели. Она же позволяет понять и сильную зависимость сечений от квантовых чисел начальных адронов [1]. Действительно, из опытов по глубоконеупругому рассеянию хорошо известно, что средний импульс, уносимый партоном, существенно меньше полного импульса адрона. Так, например, средний импульс валентного кварка в нуклоне $\langle x_q \rangle \sim 1/7$ при $Q^2 \approx 3 \div 10$ ГэВ 2 . Это и обуславливает сдвиг эффективного порога рождения в область более высоких энергий. Характерным масштабом энергии при этом является масса рождающей частицы (масса рождающего кварка). Присутствие валентных антикварков в начальных адронах ($\bar{\rho}, K^\pm, \pi^\pm$) приводит к открытию канала $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}(b\bar{b})$ с большей эффективной энергией. Наличие такого канала объясняет существенно большее сечение рождения "чарма" в $\bar{\rho}\rho, \bar{\chi}\rho, \bar{K}\rho$ -столкновениях при низких энергиях, например, по сравнению со случаем $\rho\rho$ -соударений [1]. Обращение к партонной моде-

ли в случае образования новых адронов открывает совершенно новый взгляд на их образование. Достаточно сказать, что присутствие в начальных адронах в качестве партонов помимо кварков (антикварков), также и глюонов, порождает причудливую картину образования не только векторных состояний (Ψ , Υ), но и всех промежуточных уровней - "ониума". Комбинируя данные о ширинах и вероятностях распадов таких уровней, полученных в e^+e^- -аннигиляции, и сечения выходов этих состояний в адрон-адронных взаимодействиях, можно получать информацию о распределении глюонов и кварков в начальных адронах. Напротив, зная эти распределения из глубоконеупругих экспериментов, можно по известным сечениям образования "ониума" судить о его полной ширине и вероятности распадов в различные моды.

Наиболее изученными как с экспериментальной точки зрения, так и с теоретической являются процессы образования частиц скрытого и открытого очарования. Здесь можно считать установленным [1] :

а) что море C -кварков в обычных адронах чрезвычайно мало:

$$s_c(x) \sim \lambda_c S_{\bar{u}, \bar{d}}, \lambda_c \sim 10^{-2}.$$

В противном случае следовало бы ожидать значительного сопровождения Ψ -частиц частицами с открытым очарованием. Действительно, если в каждом из сталкивающихся адронов присутствует пара $C\bar{C}$ и Ψ образуется в результате слияния C -кварка из одного адрона с \bar{C} -кварком из другого, то оставшиеся очарованные кварки, очевидно, образуют

D -мезоны в результате рекомбинации с легкими кварками. Последние примерно в 10% случаев распадаются по полуплетонному каналу $D \rightarrow \mu\nu + X$, и поэтому довольно часто должны наблюдаться трехмюонные события. Экспериментальные данные по образованию Ψ совместно с D -мезонами (с учетом того, что $BR(D \rightarrow \mu\nu + X) = 10\%$) в pN -столкновениях при 225 ГэВ/с таковы, что [2]

$$\frac{\mathcal{S}(\Psi + D + \bar{D})}{\mathcal{S}(\Psi)} < 4\%$$

против ожидаемых 70% в модели, предполагающей наличие "нормального моря" [1]. Более того, при нормальном "море"

C -кварков сечение образования D -мезонов при высоких энергиях получалось бы существенно выше современных экспериментальных границ сверху [3] (такой процесс $h_1 + h_2 \rightarrow D\bar{D}$

пропорционален λ_c , тогда как образование $h_1 + h_2 \rightarrow 4D\bar{D} \sim \lambda_c^2$;

б) основными источниками ψ и ψ' в адронных столкновениях являются процессы, запрещенные правилом Цвейга, хотя этот запрет слабее, чем в случае распада этих состояний в обычные адроны. Почти известна причина такого усиления образования ψ — наличие промежуточных уровней χ_j с положительной C -четностью, которые связаны с обычными адронами, существенно сильнее, чем ψ , и с большой вероятностью распадаются на $\psi + \gamma$ [1]. Экспериментальные данные по спектру масс системы $\psi + \gamma$ обнаруживают усиление в районе масс χ_j [4, 5];

в) существуют экспериментальные данные, измеряющие отношение

$$R = \frac{\mathcal{G}(\bar{p}p \rightarrow \psi + X)}{\mathcal{G}(pp \rightarrow \psi + X)},$$

которое велико при низких энергиях ($R \sim 6$ при 40 ГэВ/с [6]) и близко к 1 при 225 ГэВ/с [5]. Это означает, что в запрещенных по правилу Цвейга переходах основную роль при низких энергиях играет процесс аннигиляции обычных夸克ов в "чарм", тогда как при высоких энергиях существенна аннигиляция глюонов в $c\bar{c}$.

Ниже мы проиллюстрируем, каким образом все известные факты, относящиеся к образованию частиц с открытым и скрытым "чармом", могут быть объяснены в рамках партонной модели и квантовой хромодинамики (КХД).

2. ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ "ОЧАРОВАНИЯ" И "ПРЕЛЕСТИ"

В рамках партонной модели сечение рождения частиц, содержащих тяжелые夸克, при столкновении двух адронов B (пучок) и T (мишень) имеет следующий вид:

$$d\mathcal{G}(B + T \rightarrow Q + \bar{Q} + X) = \sum_{i,j} dx_i dx_j f_i^B(x_i) f_j^T(x_j) \hat{\mathcal{G}}_{ij}(\hat{s}). \quad (2.1)$$

Здесь f_i^H — функция распределения партона (夸克 q , анти-夸克 \bar{q} или глюон g) по переменной $x = \frac{|\vec{p}_i|}{|\vec{p}_H|}$ ($i = 1, 2, \dots, N_H$), $H = B, T$; $\hat{\mathcal{G}}_{ij}(\hat{s})$ — сечение подпроцесса

$$i+j = Q + \bar{Q} + X$$

$$\hat{s} = (\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2 \approx s x_1 x_2, \quad s = (\vec{p}_B + \vec{p}_T)^2.$$

Функции $f_i^h(x)$ измеримы в процессах глубоконеупругого рассеяния [7] и фоторождения тяжелых кварков [8] или, наконец, в адронном образовании лептонных пар [9].

Существует большое количество параметризаций для $f_i^h(x)$, согласующихся с экспериментальными данными по этим процессам [10]. В табл.1 мы приводим один из наборов для $f_i^h(x)$, используемый нами для дальнейших подгонок данных по выходу Ψ -частиц в адронных столкновениях. Заметим, что большинство из имеющихся параметризаций (за исключением, может быть, некоторых) в равной степени пригодно для описания данных.

Таблица 1

Функции распределения глюонов ($f_g^h(x)$) и кварков ($V_q^h(x)$) - валентных и $S_q^h(x)$ - морских) в ρ -, n - и π -мезонах

ρ, n	$f_g^\rho = f_g^n$	$\frac{3}{x} (1-x)^5$
	$V_u^\rho = V_d^n$	$0,95 \frac{1}{\sqrt{x}} (1 + 2,3x)(1-x)^3$
	$V_d^\rho = V_u^n$	$1,108 \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x)^{3,1}$
	$S_{q(\bar{q})}^n = S_{q(\bar{q})}^h$ $q = u, d$	$0,18 \frac{1}{x} (1-x)^7$
$\pi^{+(-)}$	$f_g^{\pi^+(-)}$	$\frac{2}{x} (1-x)^3$
	$V_{u(\bar{u})}^{\pi^+} = V_{\bar{u}(d)}^{\pi^-}$	$0,75 \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x)$
	$S_{q(\bar{q})}^{\pi^+} = S_{q(\bar{q})}^{\pi^-}$ $q = u, d$	$\frac{0,18}{x} (1-x)^5$

Выражение (2.1) с учетом законов сохранения может быть переписано в более удобной форме:

$$\frac{d\sigma}{d\hat{s}dx} = \frac{1}{\hat{s}x^*} \sum_{ij} x_1 f_i^\theta(x_1) x_2 f_j^\tau(x_2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}), \quad (2.2)$$

где $x = x_1 - x_2$, $x_{1,2} = \frac{1}{2}(x^* \pm x)$, $x^* = \sqrt{x^2 + 4\tau}$, $\tau = \frac{\hat{s}}{s}$.

Из экспериментов по адронному рождению лептонных пар известно, что "светимость" составляющих адронов (кварков и глюонов)¹

$$L_{q\bar{q}}^{BT}(x, \tau) = \frac{1}{9} \sum_{i=q} x_1 x_2 \left\{ f_q^\theta(x_1) f_{\bar{q}}^\tau(x_2) + f_{\bar{q}}^\theta(x_1) f_q^\tau(x_2) \right\}; \quad (2.3)$$

$$L_{gg}^{BT}(x, \tau) = \frac{1}{64} x_1 x_2 f_g^\theta(x_1) f_g^\tau(x_2) - .$$

быстро убывающие с ростом τ функции. (Появление факторов $\frac{1}{9}$ и $\frac{1}{64}$ в формулах (2.3) вызвано усреднением по цвету сталкивающихся партонов.) Следовательно, в процессах образования новых частиц существенна область \hat{s} , близкая к порогу образования пары $Q\bar{Q}$, \hat{s}_{th} , насыщаемая в основном связанными состояниями пары $Q\bar{Q}$. Для случая прямого образования частиц — уровней квартония $Q\bar{Q}$ из составляющих ij (т.е. процессов $ij \rightarrow Q\bar{Q}$) — можно ограничиться брейт-вигнеровской формулой для сечения

$$\sigma_{ij}(\hat{s}) = \frac{A(2J+1)}{\hat{s}} \cdot \frac{\Gamma_{ij} \Gamma_f}{(M_0 - \sqrt{\hat{s}})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (2.4)$$

где Γ_{ij} и Γ_f — ширина резонанса в каналах $(Q\bar{Q}) \rightarrow ij, (Q\bar{Q}) \rightarrow f$, соответственно (f — мода распада резонанса, наблюдаемая в эксперименте); Γ — полная ширина резонанса; A — константа, зависящая от процесса, $A = 1$ для $q\bar{q} \rightarrow \psi$, $A = 2$ для $gg \rightarrow \chi_i$; J — спин резонанса; M_0 — масса резонанса.

Интегрирование (2.2) по \hat{s} с учетом (2.4) приводит в этом случае к выражению

$$x^* \frac{d\sigma}{dx} = \sum_{ij} \frac{A(2J+1)}{M_0^3} \cdot \frac{\Gamma_{ij} \Gamma_f}{\Gamma} L_{ij}^{BT}(x, \tau_0). \quad (2.5)$$

¹ В соответствии со сказанным во введении, мы пренебрегаем вкладом Q — кваркового моря: $L_{Q\bar{Q}}(x, \tau) \ll L_{q\bar{q}}(x, \tau)$, $L_{gg}(x, \tau)$.

Таким образом, если пренебречь, пока что, возможным инклюзивным образованием ψ в подпроцессе столкновения кварков (или глюонов) и учесть каскадные переходы $\chi_i \rightarrow \psi + \chi'$, получим¹

$$x^* \frac{d\sigma^{BT}(\psi)}{dx} = 4\pi^2 \sum_{h=\psi, \chi_0, \chi_1, \chi_2, \psi'} \frac{A_h(2J_h+1)}{M_h^3} \Gamma(h \rightarrow q\bar{q}) \times \\ \times B(h \rightarrow \psi + \chi) L_{q\bar{q}}^{BT}(x, \tau_h) + \\ + 8\pi^2 \sum_{h=\chi_0, \chi_2} \frac{2J_h+1}{M_h^3} \Gamma(h \rightarrow q\bar{q}) B(h \rightarrow \psi + \chi) L_{gg}^{BT}(x, \tau_h),$$

где светимости L_{ij}^{BT} заданы формулами (2.3). Формула (2.6) содержит в качестве неизвестных параметров ширины $\Gamma(h \rightarrow q\bar{q})$ и $\Gamma(h \rightarrow gg)$. Величины масс M_h и относительных вероятностей распада $B(h \rightarrow \psi + \chi)$ хорошо известны экспериментально [11], тогда как парциальные ширины неизвестны. Если ширина двухглюонной аннигиляции состояний χ_0 и χ_2 достаточно надежно вычисляется в модели чармония по КХД [12, 13, 14], то этого же нельзя сказать о $\Gamma(h \rightarrow q\bar{q})$. Из рассмотрения диаграмм КХД, ответственных за распады $h \rightarrow q\bar{q}$, можно заключить, однако, что эти ширины пропорциональны соответствующим ширинам в распаде h на глюоны $\Gamma(\psi \rightarrow q\bar{q}) \approx k_1 \Gamma(\psi \rightarrow 3g)$, $\Gamma(\chi_j \rightarrow q\bar{q}) \approx k_2 \Gamma(\chi_j \rightarrow gg)$, при этом [12]

$$\Gamma(\psi, \psi' \rightarrow q\bar{q}) \ll \Gamma(\chi_j \rightarrow q\bar{q}). \quad (2.7)$$

Если верно выражение (2.7), то формула (2.6) существенно упрощается:

$$x^* \frac{d\sigma^{BT}(\psi)}{dx} = \frac{8\pi^2 \tilde{\Gamma}(\chi \rightarrow gg)}{M_\chi^3} (k_2 L_{q\bar{q}}^{BT}(x, \tau_\chi) + L_{gg}^{BT}(x, \tau_\chi)). \quad (2.8)$$

Формула (2.8) может быть использована для подгонки существующих данных по выходу ψ -частиц в $p\bar{p}$ -столкновениях

¹Кинематические эффекты в x -распределении ψ -частиц, связанные с распадом $h(c\bar{c}) \rightarrow \psi + \chi'$, несущественны (5 %), и мы ими пренебрегаем.

с целью определения параметров

$$\frac{\tilde{\Gamma}(\chi \rightarrow 2g)}{M_\chi^3} = \sum_J \frac{(2J+1)\Gamma(J_J \rightarrow 2g)B(J_J \rightarrow \psi + \gamma)}{M_J^3}. \quad (2.9)$$

Здесь M_χ - "средняя" масса χ_j -состояний, $M_\chi \approx 3,5$ ГэВ. Используя значения параметров

$$\tilde{\Gamma}(\chi \rightarrow 2g) \approx 4 \text{ МэВ}, K_2 = 0,125,$$

определенные из подгонки данных по реакции $p\bar{p} \rightarrow \psi + X$ [15], можно вычислить распределения по переменной $x = \frac{2p_T}{\sqrt{s}}$ и зависимость от полной энергии s в $\bar{p}p$, $\bar{p}\bar{p}$ и др. столкновениях. На рис. 1 представлены результаты такого пересчета по формуле (2.8) в сравнении с экспериментальными данными.

Рассмотрим теперь энергетическую зависимость сечения инклузивного образования ψ -частиц в $p\bar{p}$ -столкновениях при нулевых продольных импульсах в с.ц.м. ($x=0$) несколько подробнее. Как нетрудно видеть из табл. 1,

$$L_{q\bar{q}}^{pp}(0, \tau_\chi) = C_q \sqrt[4]{\frac{M_\chi^2}{s}} \left(1 - \frac{M_\chi}{\sqrt{s}}\right)^{10};$$

$$L_{gg}^{pp}(0, \tau_\chi) = C_g \left(1 - \frac{M_\chi}{\sqrt{s}}\right)^{10},$$
(2.10)

т.е. с точностью до медленно меняющегося множителя $\sqrt[4]{M_\chi^2/s}$ светимости кварков и глюонов при $x=0$ имеют одинаковую зависимость от s . Если устранить эту сильную зависимость в экспериментальных данных [15 - 17], доделив их на величину $(1 - \frac{M_\chi}{\sqrt{s}})^{10}$ с $M_\chi = 3,5$ ГэВ, то можно видеть (рис. 2), что обработанные таким образом данные согласуются со слабой зависимостью типа

$$A + B \sqrt[4]{\frac{M_\chi^2}{s}}.$$

Недостаточно высокая точность данных не позволяет надежно вычислить коэффициент B , однако экстраполяция в точку $s \rightarrow \infty$ позволяет определить константу A и, следовательно, $\tilde{\Gamma}(\chi \rightarrow 2g)$, согласующееся с числом, полученным ранее из подгонки формулы (2.8) к x -распределениям ψ -частиц.

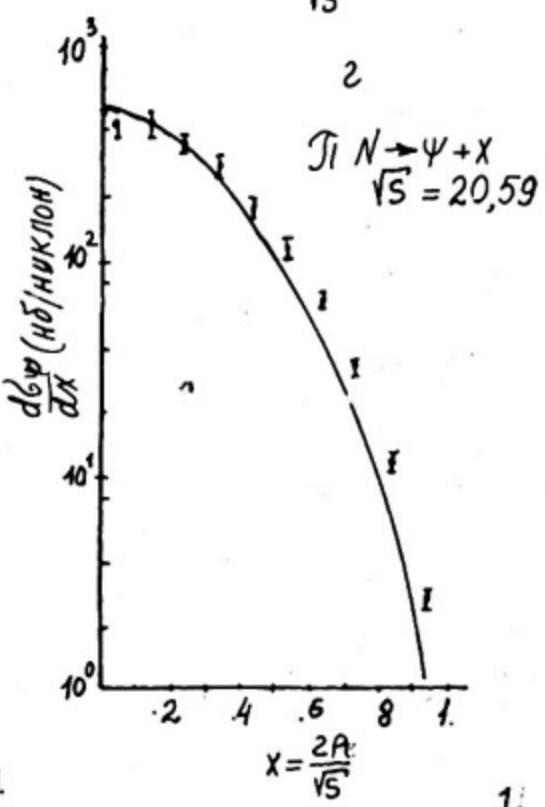
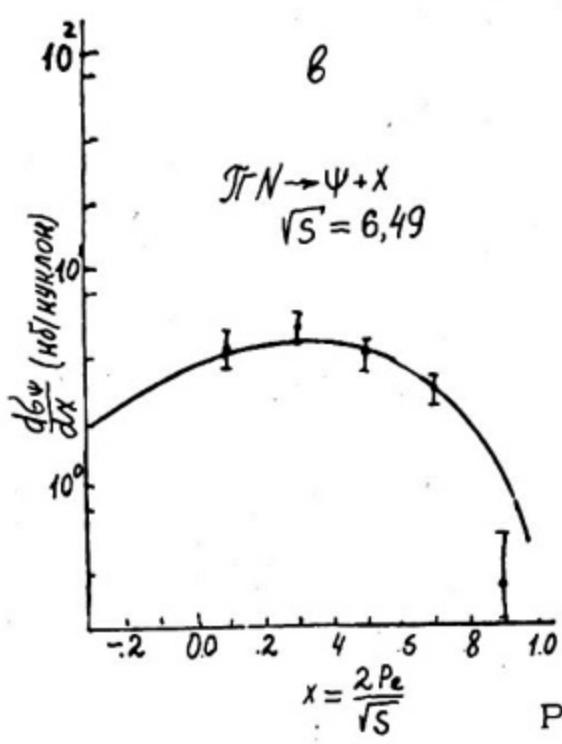
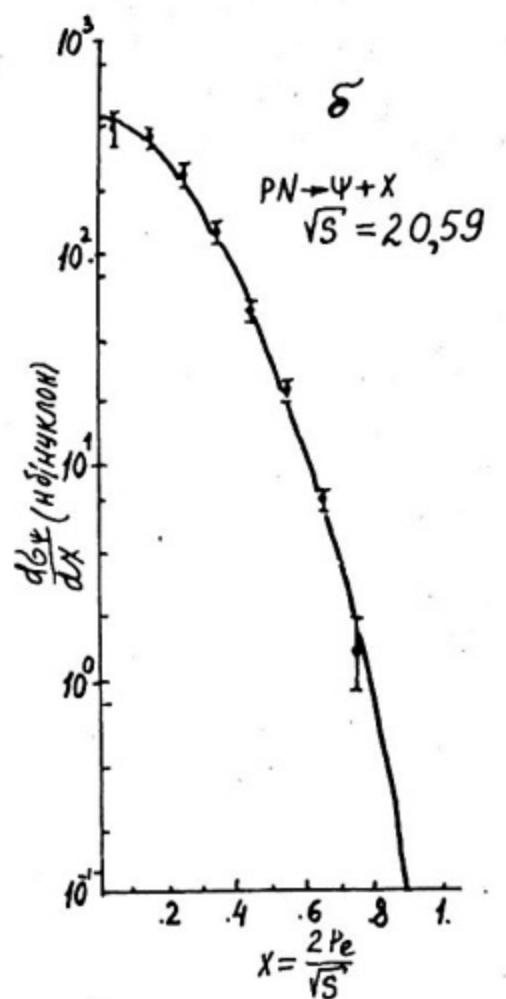
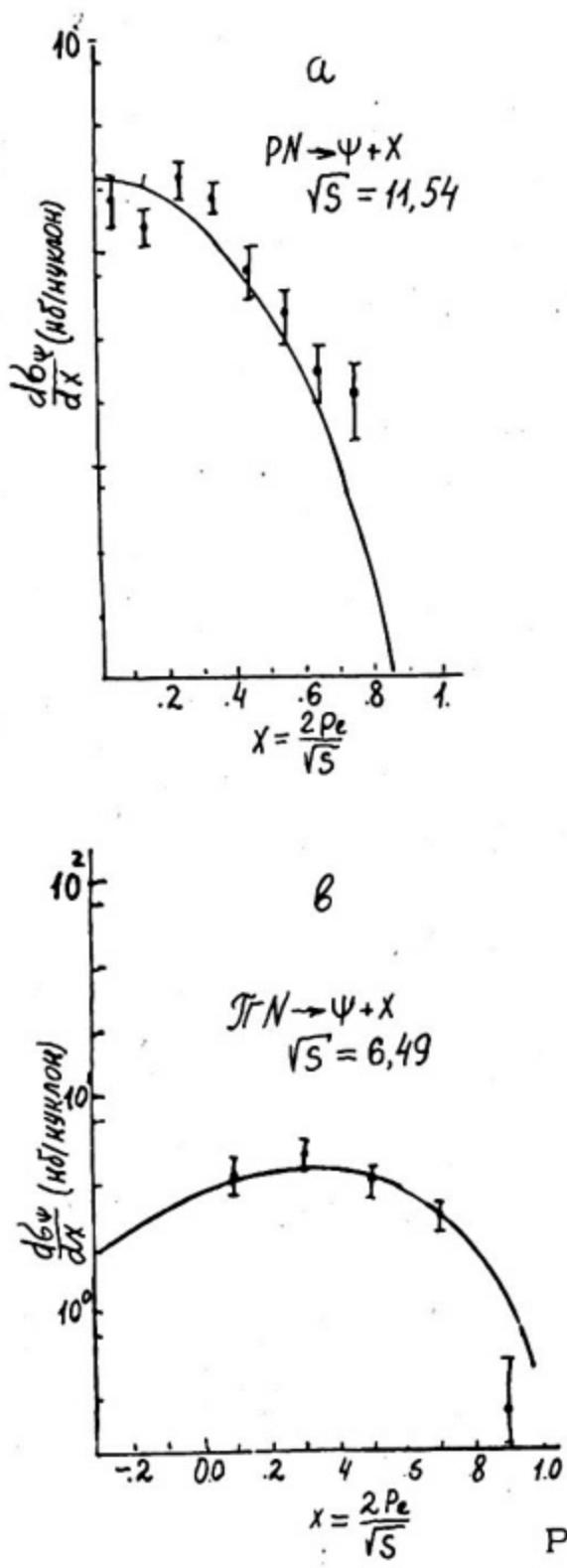


Рис. 1

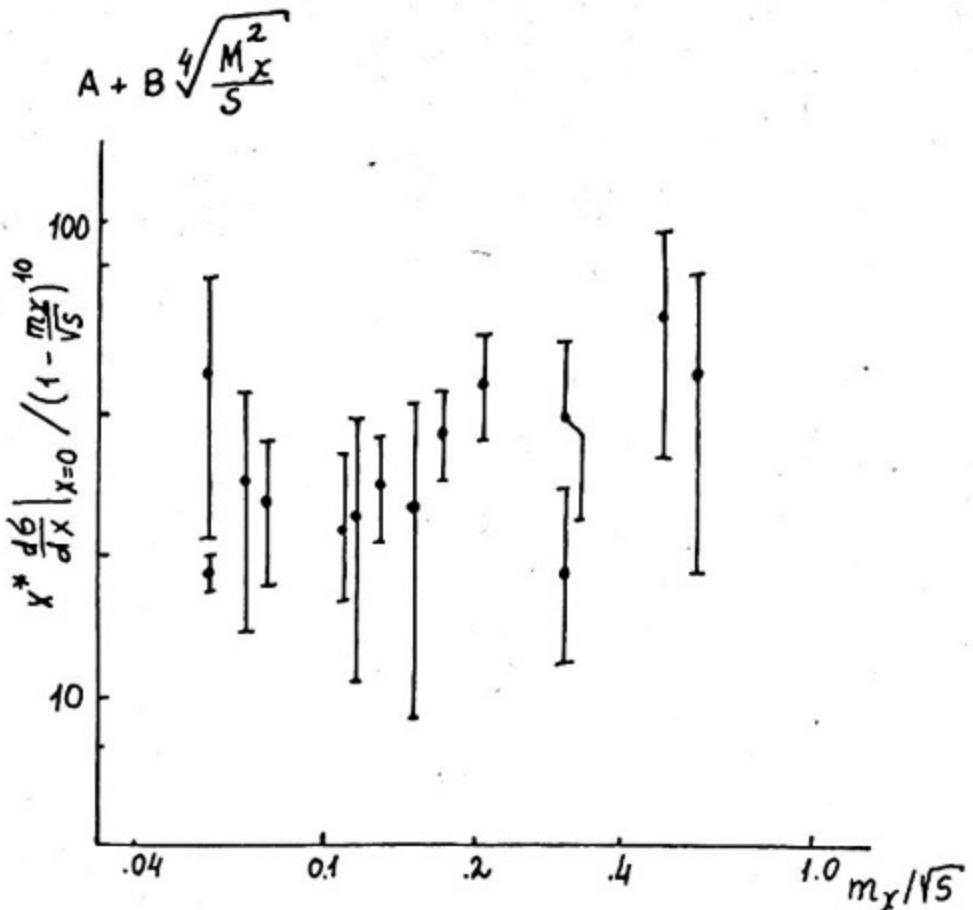


Рис. 2

Следует отметить, что такая процедура определения $\tilde{\Gamma}$ является в некотором смысле независимой (по отношению к фиту x -распределений). Дело в том, что существующие экспериментальные данные можно разделить на две категории:

1) измерение инклозивного сечения в фиксированной области кинематических переменных (чаще $y = x = 0$). При этом само сечение $\frac{d\sigma}{dx} \Big|_{x=0}$ определяется достаточно точно [16, 17];

2) измерение x и p_t - зависимости инклозивного сечения γ -частиц [15]. В этом случае абсолютная нормировка данных, как правило, не фиксирована с достаточной точностью.

Вернемся вновь к величинам параметров K_2 и $\tilde{\Gamma}$. Как и следовало ожидать, $K_2 \ll 1$, тогда как величины $\Gamma(x_0 \rightarrow 2g)$ и $\Gamma(x_2 \rightarrow 2g)$, определенные из $\tilde{\Gamma}(x \rightarrow 2g)$ по известным $B_2(x_j \rightarrow \gamma + j)$ с использованием соотношения $\Gamma(x_0 \rightarrow 2g)/\Gamma(x_2 \rightarrow 2g) = \frac{15}{4}$ [14].

оказываются чрезмерно большими по сравнению с предсказаниями КХД в модели чармония:

$\Gamma(\chi_0 \rightarrow 2g) = 15$ МэВ вместо $3,9 \div 4,6$ МэВ в модели чармония;

$\Gamma(\chi_2 \rightarrow 2g) = 4$ МэВ вместо $1 \div 1,2$ МэВ в модели чармония [14].

Используемые нами значения парциальных и полных ширин приведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения масс, парциальных ширин в состояния ($\psi + X$) (глюоны) и относительных вероятностей распадов по каналу ($\psi + X$) для частиц-состояний скрытого чарма

Состояние ($c\bar{c}$)	ψ	χ_0	χ_1	χ_2	ψ'
M (МэВ/ c^2)	3095	3415	3500	3555	3686
$\Gamma(\psi + X)$ (МэВ)	-	0,155	0,32	0,355	0,128
Γ (глюоны) (МэВ)	0,058	$4,65 +$ $+ 1,55$	$1,046 +$ $+ 0,010$	$1,864 +$ $+ 0,355$	0,0254
B ($\psi + X$)	-	$0,033 +$ $+ 0,010$	$0,234 +$ $+ 0,008$	$0,16 +$ $+ 0,03$	$0,54 +$ $+ 0,06$

Мы видим, таким образом, что, ограничиваясь только рассмотрением подпроцессов прямого образования частиц со скрытым очарованием в каналах $q\bar{q} \rightarrow h(c\bar{c})$ и $q\bar{q} \rightarrow h(c\bar{c})$, мы получаем величины $\Gamma(\chi_j \rightarrow gg)$, превышающие существующие оценки [14]. Более серьезным противоречием является предсказание в такой схеме 100%-ного образования ψ посредством каскадных процессов $\chi_j \rightarrow \psi + \chi_j$, так что все ψ должны рождаться в сопровождении χ -квантов. Отсутствие пряморожденных ψ означало бы отсутствие таких же ψ' и,

следовательно, почти полное отсутствие сигнала от ψ' вообще, так как рождение ψ' через соответствующие зарядово-четные промежуточные уровни должно быть сильно подавлено ввиду большой вероятности распада этих уровней на частицы с открытым чармом. Оба эти предсказания модели находятся в противоречии с полученными недавно данными, где измерялись γ -кванты, ассоциированные с ψ' , и где в спектре масс $\psi\gamma$ наблюдался пик χ_j (3.5) [4] (табл.3).

Таблица 3

Реакция	\sqrt{s} , ГэВ	$R_{\psi} = \frac{\delta(\psi + \gamma)}{\delta(\psi)}$
$\pi^- p$	20,08	$0,38 \pm 0,13$
$p p$	55,0	$0,43 \pm 0,21$

Сечение образования ψ' также не мало (табл. 4).

Таблица 4

Реакция	\sqrt{s} ГэВ	$R_{\psi'} = \frac{\delta(\psi')}{\delta(\psi)}$
$\pi^- p$	20,06	$0,163 \pm 0,05$
$p p$	27,4	$0,14 \pm 0,04$

В работах [18, 19] был предложен способ устранения этих трудностей, основанный на рассмотрении диаграмм КХД в низшем порядке по константе сильного взаимодействия α_s .

3. АДРОННОЕ РОЖДЕНИЕ НОВЫХ КВАРКОВ В РАМКАХ КХД

Как уже отмечалось выше, S -кварковое море в начальных адronах мало и основными процессами образования

очарованных кварков являются: а) аннигиляция обычных кварков в тяжелые; б) образование пары $\bar{q}\bar{q}$ из двух глюонов.

Фейнмановские диаграммы этих процессов в низшем порядке теории возмущений по α_s изображены на рис.3, а подробный анализ этих процессов представлен в работах [18]. Для нас важно, что система $c\bar{c}$ в конечном состоянии рождается преимущественно не "белой", а "цветной". Причем в случае аннигиляции обычных кварков в $c\bar{c}$ (рис.3,а) последняя всегда находится в октетном состоянии, а в случае процесса $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$

пара $c\bar{c}$ может находиться как в цветном, так и в бесцветном состоянии. Отношение сечения образования синглетных состояний (c — четностью +1), $\delta(c\bar{c}_+^S)$ и октетных $\delta(c\bar{c}_{okt})$ равно [18]:

$$\frac{\delta(c\bar{c}_+^S)}{\delta(c\bar{c}_{okt})} \approx \frac{1}{3} \quad (3.1)$$

и практически не зависит от вида функций распределения глюонов в начальных адронах и от энергии столкновения. Из соотношения (3.1) видно, что синглетные состояния $c\bar{c}$ не исчерпывают всех возможностей, более того, октетные состояния $c\bar{c}$ появляются чаще. Можно думать поэтому, что "обесцвечивание" (потеря цветного заряда) таких состояний за счет излучения тормозного глюона (рис.4) давало бы новый, по сравнению с двухглюонным цветовым синглетом, источник частиц со скрытым очарованием.

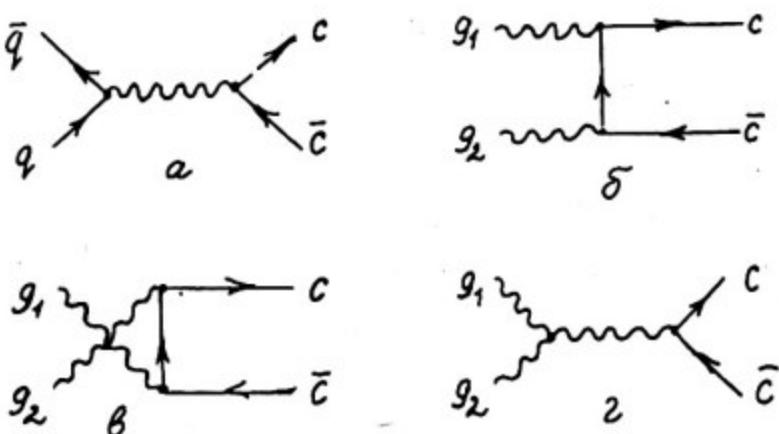


Рис. 3

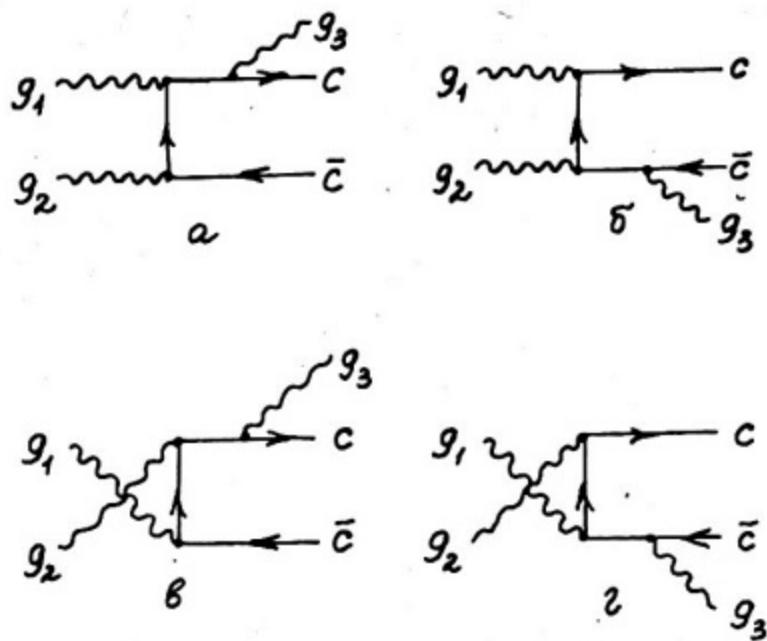


Рис. 4

Как было показано ранее [18], в области высоких энергий ($p_{lab} > 300 \text{ ГэВ/с}$) сечение образования системы $c\bar{c}$ в синглетном зарядно-нечетном состоянии, связанном с Ψ и Ψ' , оказывается пропорциональным сечению C -четного синглета из двух глюонов:

$$\hat{\mathcal{E}}(q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}_-^S + q) = \frac{5}{12} \hat{\mathcal{E}}(q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}_+^S) K(\hat{s}). \quad (3.2)$$

Фактор $K(\hat{s})$, описывающий излучение глюона, известен из электродинамики:

$$K(\hat{s}) = \frac{2d_s}{\pi} \left[\frac{2-\lambda}{\sqrt{1-\lambda}} \ln \frac{1+\sqrt{1-\lambda}}{\sqrt{\lambda}} - 1 \right] \ln \frac{\omega_{max}}{\omega_{min}} \approx$$

$$\approx \frac{2d_s}{\pi} \ln \frac{\omega_{max}}{\omega_{min}} \frac{4}{3} (1-\lambda),$$

где $\lambda = 4m_c^2/\hat{s}$; ω_{max} и ω_{min} — максимальная и минимальная энергии тормозного глюона: $\omega_{max} \sim m_c$, $\omega_{min} \sim \frac{1}{R}$ ($R \sim 1 \text{ фм}$ — радиус конфайнмента). Множитель $5/12$ в (3.2) возникает из-за учета цвета. Излучение тормозного глюона

приводит к малости [18]:

$$\hat{\delta}(q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}_-^S + q) \approx \frac{1}{30} \hat{\delta}(q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}_+^S), \quad (3.4)$$

сравнимой, однако, с малой средней вероятностью распада \bar{B} зарядово-четных состояний чармония по каналу $\Psi + \gamma$:

$$\bar{B} = \frac{\sum_i (2J_i + 1) \Gamma(h_i \rightarrow 2q) B(h_i \rightarrow \Psi\gamma) M_i^3}{\sum_i (2K+1) \Gamma(h_i \rightarrow 2q) M_i^3} \approx (3 \div 4)\% \quad (3.5)$$

(суммирование в (3.5) следует проводить по всем C -четным состояниям, связанным с двухглюонным каналом). Отношение

$$\Phi(s) = \frac{\int_{4m_0^2}^{4m_c^2} \hat{\delta}(q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}_-^S + q) \frac{1}{\hat{s}} \Phi_{gg}(\tau) d\hat{s}}{\int_{4m_0^2}^{4m_c^2} \hat{\delta}(q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}_{okt}) \frac{1}{\hat{s}} \Phi_{gg}(\tau) d\hat{s}}, \quad (3.6)$$

где

$$\Phi_{gg}(\tau) = \int_{-(1-\tau)}^{(1-\tau)} \frac{dx}{x^*} L_{gg}^{ST}(x, \tau), \quad \tau = \frac{\hat{s}}{s}$$

при $\sqrt{s} \geq 10$ ГэВ слабо зависит от энергии и конкретного вида функций распределения глюонов [18]. Если считать, что относительные вероятности перехода $c\bar{c}$ -системы с квантовыми числами 1^{--} в Ψ - и Ψ' -мезоны пропорциональны

$\Gamma_{\Psi(\Psi')} / M_{\Psi(\Psi')}^3$, т.е. если

$$W_\Psi = \frac{\Gamma_\Psi}{M_\Psi^3 \left(\frac{\Gamma_\Psi}{M_\Psi^3} + \frac{\Gamma_{\Psi'}}{M_{\Psi'}^3} \right)} \approx 0,8;$$

$$W_{\Psi'} = \frac{\Gamma_{\Psi'}}{M_{\Psi'}^3 \left(\frac{\Gamma_\Psi}{M_\Psi^3} + \frac{\Gamma_{\Psi'}}{M_{\Psi'}^3} \right)} \approx 0,2,$$

то для отношений R_Ψ и $R_{\Psi'}$ имеем

$$R_{\gamma} = \frac{\zeta(\psi + \gamma)}{\zeta(\psi)} = \frac{\bar{B}}{\bar{B} + W_{\psi} \Phi(s)}; \quad (3.7)$$

$$R_{\psi'} = \frac{\zeta(\psi')}{\zeta(\psi)} = \frac{W_{\psi'} \Phi(s)}{\bar{B} + W_{\psi} \Phi(s)}.$$

В области высоких энергий, где доминирует вклад глюонной аннигиляции, получим простую связь

$$R_{\gamma} = 1 - \frac{W_{\psi}}{W_{\psi'}} R_{\psi'} \approx 1 - 4 R_{\psi'}. \quad (3.8)$$

Если подставить в (3.7) экспериментальные значения $W_{\psi}, W_{\psi'}$, \bar{B} и значения для $\Phi(s)$ в области энергий ISR , то получим $R_{\gamma} = 0,52$, $R_{\psi'} = 0,12$, хорошо согласующиеся с экспериментальными значениями [4, 17];

$$R_{\gamma}^{exp} = 0,47 \pm 0,08;$$

$$R_{\psi'}^{exp} = 0,14 \pm 0,04.$$

Видно, таким образом, что система $c\bar{c}$ с квантовыми числами ψ и ψ' достаточно часто появляется из цветных состояний, что и объясняет не малое сечение образования ψ' и прямых ψ (без γ -квантов).

Мы думаем, что рассмотрение диаграмм теории возмущений второго (см.рис.3) и третьего порядка по α_s (см.рис. 4) оказывается достаточным для описания процессов рождения частиц скрытого чарма.

В качестве иллюстрации приведем данные по неупругому электророждению ψ -частиц [20], описываемых диаграммами, получающимися из диаграмм рис.4 заменой одного начального глюона фотоном. Излучение тормозного глюона в процессе $\gamma\gamma \rightarrow \psi + \gamma$ приводит к характерному распределению ψ по переменной $Z = \frac{p_{\psi} p_N}{Q p_N}$ (рис.5); Q , p_{ψ} , p_N — четырехимпульсы фотона, ψ и нуклона, соответственно. В лабораторной системе $Z = \frac{E_{\psi}}{E_{\gamma}}$.

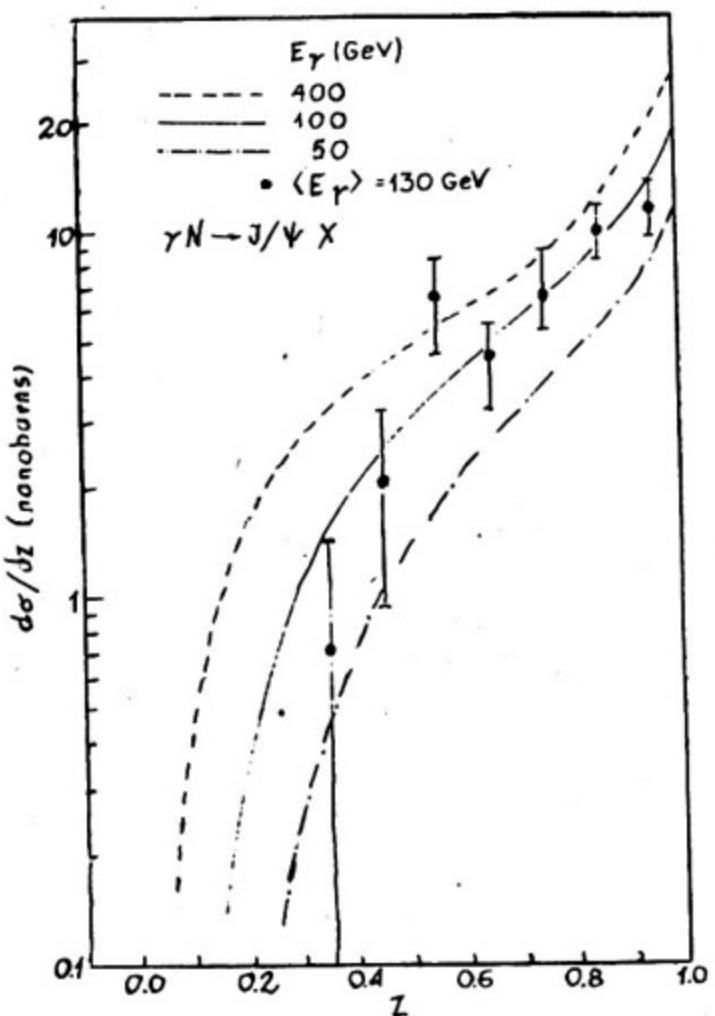


Рис. 5

4. РОЖДЕНИЕ γ -МЕЗОНА В АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Как отмечалось выше, светимости кварков и глюонов $L_{q\bar{q}}$ и L_{gg} в точке $y=0$ для ρN -соударений имеют близкую зависимость от масштабной переменной $\tau = \frac{M^2}{s}$. Если

пренебречь нарушением скейлинга, что оправдано масштабным поведением сечения образования лептонных пар большой массы [21], то следует ожидать, что при $y=0$ кривая возбуждения $\zeta_Y \left(\frac{M_\tau}{\sqrt{s}} \right)$ такая же, что и $\zeta_\psi \left(\frac{M_\psi}{\sqrt{s}} \right)$. Действительно, как видно из рис.6, это соотношение выполнено в пределах экспериментальных погрешностей, так что при одинаковых значениях τ [22]

$$B_{e^+e^-} \frac{d\sigma(Y)}{dy} \Big|_{y=0} = AB_{e^+e^-} \frac{d\sigma(\psi)}{dy} \Big|_{y=0}, \quad (4.1)$$

где $A = (1,25 \div 1,4) \cdot 10^{-3}$.

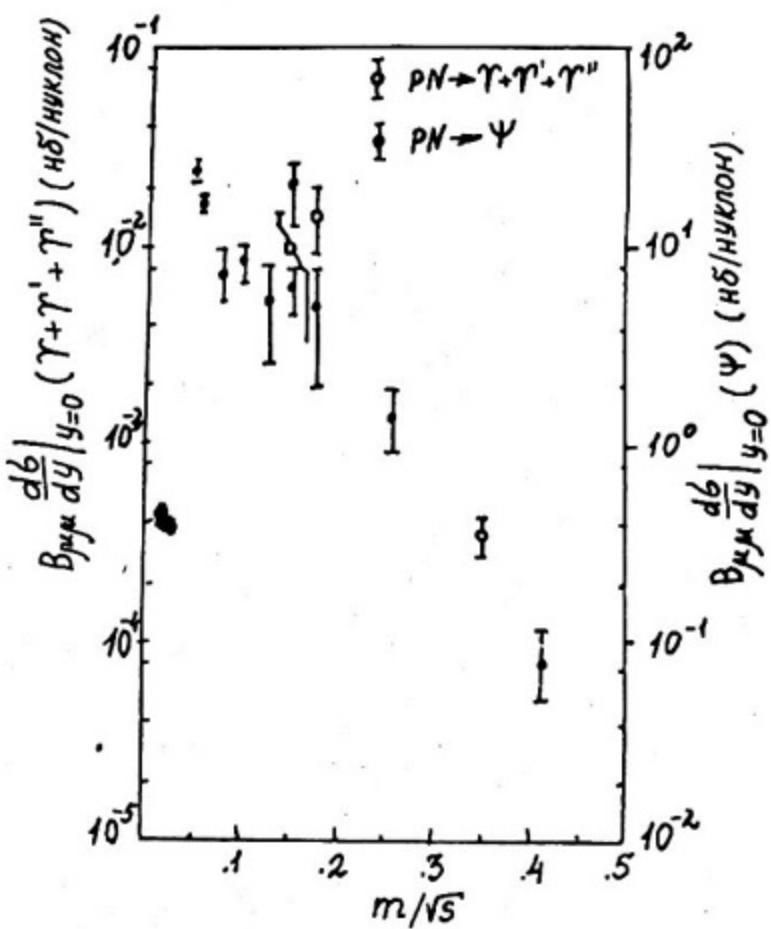


Рис. 6

В соответствии со сказанным выше о сечении образования (см., например, (2.8)), имеем

$$A = \frac{\tilde{\Gamma}_{2g}^b M_c^3}{M_b^3 \tilde{\Gamma}_{2g}^c} \cdot \frac{B(Y \rightarrow e^+ e^-)}{B(\psi \rightarrow e^+ e^-)}, \quad (4.2)$$

где

$$\tilde{\Gamma}_{2g}^{b(c)} = M_{X_b(X_c)}^3 \sum_J \frac{(2J+1)\Gamma(J_J \rightarrow 2g)}{M_{X_J}^3} B[J \rightarrow Y(\psi) + \gamma].$$

Оценим отношение $\tilde{\Gamma}_{2g}^b / \tilde{\Gamma}_{2g}^c$. Для этого воспользуемся простыми размерными соображениями. В потенциале типа $V(r) \sim r^{-\epsilon}$ масштаб длины определяется величиной $m^{-\frac{1}{2}+\epsilon}$ [23], следовательно,

$$\begin{aligned} \Gamma(n^3 s_1 \rightarrow \mu^+ \mu^-) &\sim \Gamma(n^3 s_1 \rightarrow 2g) \sim m^{-\frac{1+2\epsilon}{2+\epsilon}}; \\ \Gamma(n^3 p_J \rightarrow 2g) &\sim m^{-\frac{3+4\epsilon}{2+\epsilon}}; \\ \Gamma(n^3 p_J \rightarrow n^3 s_1 + J) &\sim m^{-\frac{2+5\epsilon}{2+\epsilon}}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Из данных о лептонных ширинах Y и ψ можно заключить, что $\epsilon = -0,41 \pm 0,13$, так что из (4.3) и (4.2) легко получить

$$A = \frac{Q_b^2}{Q_c^2} \cdot \frac{M_c^3}{M_b^3} \sqrt{\frac{M_c}{M_b}} \frac{BR(Y \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{BR(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)}. \quad (4.4)$$

Используя экспериментальные значения для $BR(Y(\psi) \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, получим

$$A = 1,65 \cdot 10^{-3},$$

что хорошо согласуется с экспериментальным значением (4.1).

Таким образом, даже из простых размерных соображений можно получить правильные соотношения в выходах ψ и Y , предполагая, что заряд b -кварка равен $-1/3$, и что при высоких энергиях доминирует двухглюонное рождение частиц, скрытых очарования и прелести. Более аккуратные оценки ширины семейства Y показывают, что в случае заряда $+2/3$ относительный выход Y , Y' и Y'' существенно отличался бы от наблюдения на эксперименте [24]:

$$\delta_Y : \delta_{Y'} : \delta_{Y''} = 1 : 0,3 : 0,15$$

и составил бы отношение

$$\delta_Y : \delta_{Y'} : \delta_{Y''} = 1 : 0,15 : 0,08,$$

которое исключено, по-видимому, последними экспериментальными данными [21].

Основная неопределенность в оценках (4.3), (4.4) должна возникать из-за адронных переходов (n^3S) $\rightarrow (1^3S) + 2\pi$, (n^3S) $\rightarrow (1^3S) + \eta$ и т.д., ширины которых для ψ' -мезона составляют $0,54 \Gamma_{tot}^{\psi'}$. Однако в случае тяжелых夸克ов можно думать, что вероятность таких переходов подавлена. Действительно, полное сечение взаимодействия системы, состоящей из тяжелых夸克ов $Q\bar{Q}$ с обычными адронами, в соответствии с экспериментальными данными и теоретическими соображениями [6] при высоких энергиях ведет себя как M_Q^{-2} . Сечение квазиупругой реакции дифракционного типа $\psi\pi \rightarrow \psi'\pi$ при высоких энергиях пропорционально квадрату полного сечения, т.е. M_Q^{-4} . Канал $\psi\pi$, с точки зрения夸克овой модели, представляется экзотическим, и, следовательно, мы не должны ожидать какой-либо сильной зависимости сечения реакции $\psi\pi \rightarrow \psi'\pi$ от полной энергии. Поэтому можно думать, что и низкоэнергетическая амплитуда этой реакции порядка M_Q^{-2} , и, следовательно, ширины адронного распада (n^3S) $\rightarrow (1^3S) + 2\pi$ должны быть подавлены для тяжелых夸克ов, как M_Q^{-4} . Это находится в соответствии с наблюдаемой малостью адронной ширины $\psi' \rightarrow \psi + 2\pi$, которая на 2 - 3 порядка меньше типичных адронных ширин. Если принять $m_{u,d} \sim 360 \text{ МэВ}$, $M_c \sim 1500 \text{ МэВ}$, то фактор подавления для c -夸克ов составляет $3 \cdot 10^{-3}$, что согласуется с шириной переходов $\psi' \rightarrow \psi + 2\pi(\eta)$, составляющей около 120 кэВ. Для夸克ов с массой $M_b = 5 \text{ ГэВ}$ ширины адронных переходов $n^3S \rightarrow 1^3S + 2\pi(\eta)$ должны быть порядка 1 кэВ. Наличие дополнительного кинематического фактора $\Gamma_{2\pi} \sim \frac{\theta^2}{4\pi} \times (\frac{M' - M}{M})^3 M$ разве что еще уменьшит это значение. Поэтому правильно будет считать, что полные ширины возбужденных (n^3S)-состояний должны быть близки к величинам

$$\Gamma'_{tot} = \Gamma_{gg} + \Gamma_{J/\psi} + 3\Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\gamma p}, \quad (4.5)$$

где Γ_{3g} - трехглюонная ширина; $\Gamma_{J/\psi}$ - ширина электромагнитных переходов второго порядка в обычные адроны и $\Gamma_{J/\psi} = (R-1) \Gamma_{\mu\mu}$, где R - известное отношение сечения аннигиляции e^+e^- в адроны к сечению аннигиляции в $\mu^+\mu^-$ -пары.

$\Gamma_{J/\psi}$ - ширина радиационных переходов в ρ -волновые состояния системы $Q\bar{Q}$, а $\Gamma_{\mu\mu}$ - лептонная ширина. Таким образом, с хорошей степенью точности в оценках (4.2) можно пренебречь адронными переходами по сравнению с радиационными [24]. Отсутствие на сей день информации о полных ширинах семейства $b\bar{b}$ не позволяет пока что в полной мере фиксировать механизм образования Υ , Υ' и Υ'' . Прояснить картину можно будет, по-видимому, в ближайшем будущем после измерения в e^+e^- -аннигиляции полных ширин семейства Υ и ширин их радиационных переходов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Картвелishvili В.Г., Лиходед А.К., Пронько Г.П. Препринт ИФВЭ-ОТФ 76-38, Серпухов, 1976.
Зайцев А.И., Картвелishvili В.Г., Лиходед А.К., Пронько Г.П. Письма в ЖЭТФ, 23, 664, 1976.
Картвелishvili В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. Препринт ИФВЭ ОТФ 77-50, Серпухов, 1977.
A. Donnachie, P.V. Landshoff. Nucl. Phys. 812, 233, 1976.
2. J.G. Branson et al. Phys.Rev.Lett. 38, 580, 1979.
3. N.A. Abolins et al. Phys.Lett., 75B, 355, 1978.
D. Spelbring et al. Phys.Lett., 40, 605, 1978.
D. Drijarc et al. Phys.Lett., 81B, 205, 1979.
Bozzoli et al. Lett at Nuovo Cim., 19, 32, 1977.
H. Fuchi et al. Preprint DPMU-8-79, 1979.
P. Alibran et al. Phys.Lett., 74B, 134, 1978.
T. Hansl et al. Phys.Lett., 74B, 139, 1978.
P.C. Bosetti et al. Phys.Lett., 74B, 143, 1978.
Cal. Tech-Stanford Collaboration Communication to the 6th Trieste Conf. (July, 1978).
R. Lipton et al. Phys.Rev.Lett., 40, 608, 1978.
A.G. Clark et al. Phys.Lett., 77B, 339, 1978.
4. J.H. Cobb et al. Phys.Lett. 72B, 497, 1973.
A.G. Clark et al. Nucl. Phys., 3142, 29, 1976.
5. K.J. Anderson et al. Phys.Rev.Lett., 42, 944, 1979.
6. M.J. Corden et al. Phys.Lett., 68B, 96, 1977.
J. Badier et al. CERN preprint EP/80-149, 1980.
7. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами.- М.; Мир, 1975.

8. V.A. Novikov et al. Preprint ITEP-83, 1977.
9. S.D. Drell and T.M. Yan. Ann. of Phys., 66, 578, 1971.
10. R. McElhaney and S.F. Tuan. Phys.Rev., D8, 2267, 1973.
- V. Barger and R.J.N. Phillips. Nucl. Phys., B73, 269, 1974.
- M. Duong-Van. Phys.Lett., 60E, 287, 1976.
- A. Donachie and P.V. Landshoff. Nucl. Phys., B112, 23, 1976.
- E.T. Dao et al. Phys.Rev.Lett., 39, 1388, 1977.
- K. Kinoshita et al. Phys.Lett., 68B, 355, 1977.
- M.K. Chase and W.J. Stirling. Preprint DAMTP 77/15, Cambridge, 1977.
- R.D. Field and R.P. Feynman. Phys.Rev., D15, 259C, 1977.
11. Review of Particle Properties, Particle Data Group. Phys. Lett., 75E, 1, 1978.
12. R. Barbieri. R. Gato. R. Kogeler. Phys.Lett., 60b, 185, 1976.
13. C.E. Carlson and R. Suaya. SCAL-PUB-2076, 1977.
14. А.И. Вайнштейн и др. УФН, I23, 217, 1977.
- J.D. Jackson. SLAC-Pub 198, 1976.
15. Yu.M. Antipov et al. Phys.lett., 60B, 305, 1976.
- J.G. Branson et al. Phys.Rev.Lett., 38, 1331, 1977.
- M.J. Corden et al. Phys.Lett., 76B, 226, 1976.
- K.J. Anderson et al. Phys.Rev.Lett., 42, 944, 1979.
- J.J. Aubert et al. Phys.Rev.Lett., 22, 1404, 1974.
16. P.W. Büsser et al. Phys.Lett., 55B, 482, 1975.
17. H.D. Snyder et al. Phys.Rev.Lett., 36, 1415, 1976.
18. В.Г. Картвелишвили, А.К. Лиходед, С.Р. Слабоспичкий, ЯФ, 28, 1315, 1978.
- V.G. Kartvelishvili, A.K. Likhoded, S.R. Slabospitsky. Proceedings of the II International symposium of Hadron structure and multiparticle production. Kazimierz, Poland, 1979.

19. В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед, С.Р.Слабоспицкий.
Труды II Международного семинара по проблемам физики высоких
энергий и теории поля, Протвино, 1979.
20. E.L. Berger, D. Jones. Preprint ANL-HEP-PR-80-72, Argonne, 1980.
21. L.M. Lederman et al. "Prompt Dilepton by Hadron Reaction", submitted to the XIX International Conference of High Energy Physics. Tokyo, Japan, 1978.
22. K. Ueno et al. Phys.Rev.Lett., 42, 486, 1979.
23. J.L. Rosner, C. Quigg and H.B. Thacker . Phys.Lett., 74B, 550, 1978.
24. Герштейн С.С., Лиходед А.К., Широгов Ю.Ф. ЗФ, 27, 194, 1978.