

Мгновенное направление вектора скорости в произвольный момент времени определяется углом отклонения от плоскости орбиты  $\alpha = \dot{z}/v_0$ , где  $v_0 = \omega_0 R \approx \text{const}$ , а  $z$  следует из (4); иными словами, угол подвержен колебаниям с уже исследованной нелинейностью. Это означает, что при расчете углового распределения СИ в формуле (1) необходимо вертикальный угол  $\psi$  заменить на  $\psi + \alpha$ . В результате физическая картина сводится к ангармоничным колебаниям диаграммы направленности, что при усреднении должно привести к асимметричному угловому распределению СИ.

На рис. 4 приведен результат расчета по (1) интенсивности  $\pi$ -компоненты для случая  $\epsilon = 0,95$  в сравнении с экспериментальной кривой. Согласие можно считать вполне удовлетворительным.

Отметим одно важное практическое обстоятельство. Как известно, СИ широко используется в спектроскопических исследованиях; при этом наиболее тонкие эксперименты проводятся с поляризованным излучением. Полученный результат предоставляет дополнительные возможности для управления поляризационными свойствами реального излучения. В частности, с учетом фазового сдвига  $\pi/2$  между линейными компонентами излучения можно увеличить степень циркулярной поляризации в определенном диапазоне углов. В этом аспекте представляется целесообразным поиск новых нелинейностей магнитного поля.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1974.  
 [2] Кунц К. Синхротронное излучение. М., 1981. [3] Королев Ф. А., Куликов О. Ф., Яров А. С. // ЖЭТФ. 1962. 43. С. 1653. [4] Joos P. // Phys. Rev. Lett. 1960. 4. P. 558. [5] Шорин К. Н., Яров А. С., Орлов В. А. // Опт. и спектр. 1981. 51, № 5. С. 855. [6] Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., 1974.

Поступила в редакцию  
20.06.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 1

УДК 539.12.01

### ПОДАВЛЕНИЕ РОЖДЕНИЯ ЧАРМОНИЯ В АДРОННОМ ГАЗЕ

Р. Н. Фаустов, И. Г. Василевская

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

Исследуется проблема подавления рождения чармония  $J/\psi$  при столкновениях тяжелых ионов. Рассмотрены процессы дезинтеграции чармония в адронном газе  $\pi + J/\psi \rightarrow \pi + c + \bar{c}$  и  $\rho + J/\psi \rightarrow D + D$ . На основании полученных результатов можно полагать, что вклад дезинтеграции чармония при столкновениях с адронами газа в подавление рождения  $J/\psi$  и вклад, обусловленный образованием кварк-глюонной плазмы, являются эффектами одинакового порядка величины.

Эффект подавления рождения  $J/\psi$ -частиц при столкновениях тяжелых ионов был предсказан Мацуи и Затцем в работе [1]. В экспериментах группы NA-38 наблюдалось подавление рождения чармония  $J/\psi$  при столкновениях  $^{16}\text{O} - ^{238}\text{U}$  с энергией 200 ГэВ на нуклон [2]. Интерпретация полученных данных неоднозначна. Экспериментально найденная зависимость подавления рождения чармония от полных передаваемых энергии и импульса может быть объяснена в рамках различных моделей, основанных на следующих механизмах подавления  $J/\psi$ : а) дис-

социация чармония в кварк-глюонной плазме [1, 3, 4]; б) дезинтеграция чармония при столкновениях с адронами [5]; в) ядерные эффекты [3, 5].

Плотный адронный газ образуется при столкновениях тяжелых ионов: точный состав адронного газа неизвестен. Как предполагается, он может состоять не только из пионов, но и из различных мезонов и барионов. В работе [6] отмечается, что в адронном газе высокой плотности должен быть велик удельный вес  $\eta$ -,  $\rho$ -,  $\omega$ -мезонов. Соответственно возможно множество каналов дезинтеграции чармония в высоко-энергетической плотной адронной материи, например:

$$\pi + J/\psi \rightarrow \pi + c + \bar{c} \rightarrow \pi + D + \bar{D},$$

$$\rho + J/\psi \rightarrow D + \bar{D},$$

$$K + J/\psi \rightarrow \bar{D} + D_s.$$

Вопрос о вкладе дезинтеграции чармония при столкновениях с адронами в подавление рождения  $J/\psi$  и об образовании кварк-глюонной плазмы остается нерешенным. Необходим ряд более точных экспериментов и более подробный анализ теоретических предсказаний. В частности, представляют интерес расчеты ширины распада чармония в моделях кварк-глюонной плазмы и адронного газа.

В данной работе рассматриваются процессы  $\pi + J/\psi \rightarrow \pi + c + \bar{c}$  и  $\rho + J/\psi \rightarrow D + \bar{D}$ .

Диаграмма процесса  $\pi + J/\psi \rightarrow \pi + c + \bar{c}$  приведена на рис. 1. Для матричного элемента получаем следующее выражение:

$$F^{\rho\tau} = \frac{g^2}{(2\pi)^3} \left[ \int d^4q_2 \text{Tr} \left\{ \Gamma_1(q_1, q_2) \Delta(q_2) \Gamma_2(q_2, q_3) \Delta(q_3) \frac{\lambda_a}{2} \gamma^u \Delta(q_1) \right\} \right] \times \\ \times D_{\mu\nu}^{ab}(q_4) \bar{u}^\rho(p_1) \frac{\lambda_b}{2} \gamma^v \Delta(p_3) \Gamma_3(p_3, p_2) v^\tau(p_2), \quad (1)$$

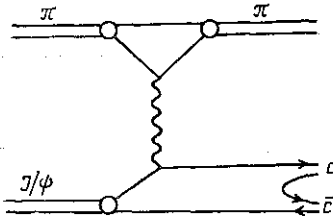


Рис. 1

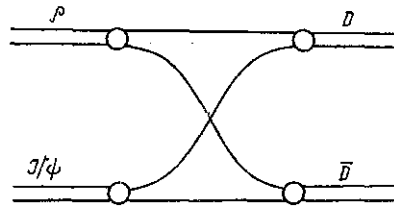


Рис. 2

где  $\Delta$  — пропатор кварка,  $p_1$  — 4-импульс  $c$ -кварка,  $p_2$  — 4-импульс  $\bar{c}$ -антикварка,  $p_3$  — 4-импульс виртуального  $c$ -кварка,  $q_4$  — 4-импульс виртуального глюона,  $q_i$ ,  $i=1, 2, 3$ , — 4-импульсы виртуальных кварков.

Вершина  $\Gamma_3(p_3, p_2)$  удовлетворяет следующему уравнению:

$$\Gamma_3(p_3, p_2) = \int \frac{d^4s}{(2\pi)^4} V(q, s; p) \Delta\left(\frac{p}{2} + s\right) \Gamma_3\left(\frac{p}{2} + s, \frac{p}{2} - s\right) \times \\ \times \Delta\left(\frac{p}{2} - s\right), \quad (2)$$

где  $p = p_2 + p_3$ ,  $q = (1/2)(p_2 - p_3)$ .

Двухвременная волновая функция связана с вершиной  $\Gamma_3$  соотношением

$$\Psi_p(s) = \Delta\left(\frac{p}{2} + s\right) \Gamma_3\left(\frac{p}{2} + s, \frac{p}{2} - s\right) \Delta\left(\frac{p}{2} - s\right).$$

Одновременная волновая функция в импульсном представлении вводится следующим образом:

$$\begin{aligned} \Psi_p(s) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds^0}{2\pi} \Psi_p(s) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds^0}{2\pi} \Delta\left(\frac{p}{2} + s\right) \Gamma_3\left(\frac{p}{2} + s, \frac{p}{2} - s\right) \Delta\left(\frac{p}{2} - s\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Предполагая, что взаимодействие является мгновенным, т. е.  $V$  не зависит от нулевых компонент относительных 4-импульсов, можно преобразовать уравнение (2), используя выражение (3). В итоге получим

$$\Gamma_3(p_3, p_2) = \int \frac{d^3s}{(2\pi)^3} V(\mathbf{q}, \mathbf{s}; p) \Psi_p(s).$$

Теперь воспользуемся квазипотенциальным уравнением [7] в системе центра масс  $J/\psi$ :

$$\left(M_{J/\psi} - 2\sqrt{|\mathbf{q}|^2 + m_c^2}\right) \Psi(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3s V(\mathbf{q}, \mathbf{s}; p) \Psi_p(s),$$

где  $\mathbf{q} = \mathbf{p}_2 = -\mathbf{p}_3$ ,  $M_{J/\psi}$  — масса чармония,  $m_c$  — масса  $c$ -кварка. В итоге получим

$$\Gamma_3(p_3, p_2) = \left(M_{J/\psi} - 2\sqrt{p_2^2 + m_c^2}\right) \Psi_{J/\psi}(p_2). \quad (4)$$

Последующие вычисления показывают, что основной вклад дает скалярная часть волновой функции, т. е.  $\Psi_{\alpha\beta} = \Psi_s \delta_{\alpha\beta}$ . Так как мы рассматриваем ширину распадов  $^3S_1$ -состояний чармония, то  $\Psi_s(\mathbf{q}) = \Psi_s(|\mathbf{q}|)$ .

Аналогично

$$\begin{aligned} \Gamma_1(q_1, q_2) &= \left(k_1^0 - \sqrt{q_1^2 + m_u^2} - \sqrt{q_2^2 + m_u^2}\right) \Psi_\pi\left(\frac{q_1 - q_2}{2}\right), \\ \Gamma_2(q_2, q_3) &= \left(k_2^0 - \sqrt{q_2^2 + m_u^2} - \sqrt{q_3^2 + m_u^2}\right) \Psi_\pi\left(\frac{q_2 - q_3}{2}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

где  $k_1^0$  — энергия пиона в начальном состоянии,  $k_2^0$  — энергия пиона в конечном состоянии,  $m_u$  — масса  $u$ -кварка.

Ширина распада выражается следующим образом:

$$\Gamma = \frac{1}{2M_{J/\psi}} \int d^4k_1 \int d^4k_2 \int d^4p_2 \sum_{\rho, \tau} \bar{F}_{\rho\tau} F^{\rho\tau} \delta(k_1^2 - M_\pi^2) \delta(k_2^2 - M_\pi^2) \delta(p_2^2 - m_c^2). \quad (6)$$

Подставляя в выражение (6) соотношения (1), (4) и (5), получим

$$\Gamma = \frac{8\alpha_s^2}{\pi M_{J/\psi}^3} \int_{f_1} dk_1 k_1^2 \int_0^{f_2} dk_2 k_2^2 \int_{-1}^1 dx (M_\pi^2 + k_1 k_2 x - k_1^0 k_2^0)^{-2} \left[ \int_{f_3}^1 dp p^2 \Psi_{J/\psi}^2(p) \times \right.$$

$$\begin{aligned}
& \times \left\{ M_{J/\psi}^2 + 4m_c^2 \left( 1 - \frac{M_{J/\psi}}{\varepsilon_c(p)} \right) + (M_{J/\psi} + k_1^0 - k_2^0 - \varepsilon_c(p))^{-1} \left( m_c^2 \left[ 4M_{J/\psi} - \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. - 2\varepsilon_c(p) - \frac{2\rho^2 + M_{J/\psi}^2}{\varepsilon_c(p)} \right] + \frac{M_{J/\psi}^2 \rho^2}{\varepsilon_c(p)} \right) \right\} \left\{ dq q^2 \int_{-1}^1 dy \Psi_\pi \left( \left[ \frac{k_1^2}{4} + q^2 - k_1 q y \right]^{1/2} \right) \times \right. \\
& \times \int_0^\pi d\varphi \Psi_\pi \left( \left[ \frac{k_2^2}{4} + q^2 - k_2 q \cos \varphi (xy + \sqrt{(1-x^2)(1-y^2)}) \right]^{1/2} \right) \times \\
& \times \left[ \frac{(k_1^0 - \varepsilon_u(q))(k_2^0 - \varepsilon_u(q)) + m_u^2((k_1^0 + k_2^0)\varepsilon^{-1}(q) - 1)}{(k_1^0 + f_5 - \varepsilon_u(q))(k_2^0 + f_6 - \varepsilon_u(q))} + \right. \\
& + \left\{ \frac{(k_1^0 + f_5)(k_1^0 - k_2^0 + f_5) + m_u^2(k_2^0 f_5^{-1} - 1)}{((k_1^0 + f_5)^2 - \varepsilon_u^2(q))((k_2^0 - k_1^0 - f_5)^2 - f_6^2)} + \right. \\
& \left. \left. + \frac{(k_2^0 - k_1^0 + f_6)(k_2^0 + f_6) + m_u^2(k_1^0 f_6^{-1} - 1)}{((k_2^0 + f_6)^2 - \varepsilon_u^2(q))((k_1^0 - k_2^0 - f_6)^2 - f_5^2)} \right\} (k_1^0 - \varepsilon_u(q) - f_5)(k_2^0 - \varepsilon_u(q) - f_6) \right\}^2,
\end{aligned}$$

где  $M_\pi$  — масса пиона,  $q = |\mathbf{q}_2|$ ,  $\rho = |\mathbf{p}_2|$ ,  $k_1 = |\mathbf{k}_1|$ ,

$$k_2 = |\mathbf{k}_2|, \quad k_1^0 = \sqrt{k_1^2 + M_\pi^2}, \quad k_2^0 = \sqrt{k_2^2 + M_\pi^2},$$

$$f_1 = [(2m_c - M_{J/\psi})(2(M_\pi + m_c) - M_{J/\psi})]^{1/2},$$

$$f_2 = k_2 - 2f_7^{-1} (f_8 - \sqrt{f_8^2 - f_7 f_9}),$$

$$f_3 = M_{J/\psi} + k_1^0 - k_2^0 - f_4,$$

$$f_4 = (f_{11} + \sqrt{f_{11}^2 + f_{10} + f_{12}}) f_{10}^{-1},$$

$$f_5 = (k_1^2 + q^2 - 2k_1 q y + m_u^2)^{1/2},$$

$$f_6 = [k_2^2 + q^2 - 2k_2 q (xy + \sqrt{(1-x^2)(1-y^2)}) \cos \varphi + m_u^2]^{1/2},$$

$$f_7 = M_{J/\psi} (M_{J/\psi} + 2k_1^0) + M_\pi^2,$$

$$f_8 = k_1 \left[ m_c^2 + \frac{1}{2} M_{J/\psi} \left( \frac{1}{2} M_{J/\psi} + k_1^2 \right) \right],$$

$$f_9 = m_c^2 (k_1^0)^2 - \left[ m_c^2 - \frac{1}{2} M_{J/\psi} \left( \frac{1}{2} M_{J/\psi} + k_1^0 \right) \right]^2,$$

$$f_{10} = (M_{J/\psi} + k_1^0 - k_2^0)^2 - (k_1 - k_2 x)^2,$$

$$f_{11} = \frac{1}{2} (k_1 - k_2 x) [(M_{J/\psi} + k_1^0 - k_2^0)^2 + 2k_1 k_2 x - k_1^2 - k_2^2],$$

$$f_{12} = \frac{1}{4} [(M_{J/\psi} + k_1^0 - k_2^0)^2 + 2k_1 k_2 x - k_1^2 - k_2^2]^2 - m_c^2 (M_{J/\psi} + k_1^0 - k_2^0)^2,$$

$$\varepsilon_c(p) = \sqrt{p^2 + m_c^2},$$

В связи с быстрым убыванием подынтегральной функции основной вклад дают импульсы, меньшие 3 ГэВ. При этом было сделано упрощающее предположение о равномерном распределении пионов по энергии.

В результате проведения расчетов на ЭВМ получим  $\Gamma = 1,8 \pm \pm 0,2$  МэВ.

Мы использовали следующие значения параметров:  $\alpha_s = 0,255$ ,  $m_c = 1,58$  ГэВ. Мы считали массу  $u$ -кварка равной его токовой массе, так как в рассматриваемом случае импульс  $u$ -кварка достаточно велик. Результат практически не зависит от величины  $m_u$ .

Диаграмма процесса  $\rho + J/\psi \rightarrow D + \bar{D}$  приведена на рис. 2. Для матричного элемента получаем следующее выражение:

$$F = \int d^4 q_3 \text{Tr} \{ \Gamma_1(q_1, q_2) \Delta(q_2) \Gamma_4(q_2, q_4) \Delta(q_4) \times \\ \times \Gamma_2(q_3, q_4) \Delta(q_3) \Gamma_3(q_1, q_3) \Delta(q_1) \},$$

где  $q_1, q_2, q_3, q_4$  — 4-импульсы виртуальных  $u$ -кварка,  $\bar{u}$ -антикварка,  $\bar{c}$ -антикварка и  $c$ -кварка соответственно.

В результате вычислений, аналогичных предыдущим, получим

$$\Gamma = \frac{16\pi^2}{M_{J/\psi}} \int_{f_{10}} dk_2 k_2^2 \int_{f_{10}} dk_3 k_3^2 \int_{-1}^1 dx \left\{ \int dq q^2 (M_{J/\psi} - 2\varepsilon_c(q)) \Psi_{J/\psi}(q) \times \right. \\ \times \int_{-1}^1 dy (k_2^0 - \varepsilon_c(q) - f_{13}) \Psi_D(f_{14}) \int_0^\pi d\varphi (k_3^0 - \varepsilon_c(q) - f_{15}) (k_2^0 - M_{J/\psi} + k_3^0 + \\ + f_{13} + f_{15}) \Psi_{\bar{D}}(f_{16}) \Psi_\rho(f_{17}) [(k_2^0 - k_3^0 + M_{J/\psi} - \varepsilon_c(q) + [k_2^0(k_3^0 - M_{J/\psi}) - f_{18}] \times \\ \times \varepsilon_c^{-1}(q)) [(k_2^0 - \varepsilon_c(q))^2 - f_{13}^2]^{-1} [(k_3^0 - M_{J/\psi} + \varepsilon_c(q))^2 - f_{15}^2]^{-1} + (M_{J/\psi} - k_2^0 - \\ - k_3^0 - f_{13} - f_{15} f_{13}^{-1}) [(k_2^0 + k_3^0 - M_{J/\psi} + f_{13})^2 + f_{15}^2]^{-1} [(k_2^0 + f_{13})^2 - \varepsilon_c^2(q)]^{-1} + \\ + (k_2^0 + k_3^0 - M_{J/\psi} - f_{15} - f_{15} f_{13}^{-1}) [(k_2^0 + k_3^0 - M_{J/\psi} - f_{15})^2 - f_{13}^2]^{-1} \times \\ \left. \times [(M_{J/\psi} - k_2^0 + f_{15})^2 - \varepsilon_c^2(q)]^{-1} \right\}^2,$$

где  $q = q_3 = -q_4$ ,  $q = |q|$ ,

$$k_2 = |k_2|, \quad k_2^0 = \sqrt{k_2^2 + M_D^2}, \quad k_3 = |k_3|, \quad k_3^0 = \sqrt{k_3^2 + M_{\bar{D}}^2},$$

$M_D$  — масса  $D$ ,  $k_2$  — импульс  $D$ ,  $k_3$  — импульс  $\bar{D}$ ,

$$f_{13} = (k_2^2 + q^2 - 2k_2 q y + m_u^2)^{1/2},$$

$$f_{14} = \left( \frac{1}{4} k_2^2 + q^2 - k_2 q y \right)^{1/2},$$

$$f_{15} = (k_3^2 + q^2 + 2k_3 q (xy + \sqrt{(1-x^2)(1-y^2)}) \cos \varphi + m_u^2)^{1/2},$$

$$f_{16} = \left( \frac{1}{4} k_3^2 + q^2 + k_3 q (xy + \sqrt{(1-x^2)(1-y^2)}) \cos \varphi \right)^{1/2}.$$

$$f_{17} = \left[ k_2 \left( \frac{1}{4} k_2 - \frac{1}{2} k_3 x - qy \right) + \frac{1}{4} k_3^2 + q^2 + \right. \\ \left. + k_3 q (xy + \sqrt{(1-x^2)(1-y^2)}) \cos \varphi \right]^{1/2},$$

$$f_{18} = k_2 k_3 x + q [k_2 y - q - k_3 (xy + \sqrt{(1-x^2)(1-y^2)}) \cos \varphi] + m_u^2,$$

$$f_{19} = \left[ \frac{1}{4} (M_{J/\psi} + M_\rho)^2 - M_D^2 \right]^{1/2},$$

$$\varepsilon_c(q) = \sqrt{q^2 + m_c^2}.$$

В результате проведения расчетов на ЭВМ получим  $\Gamma = 2,8 \pm \pm 0,3$  МэВ.

На основании полученных результатов и результатов работы [8] можно полагать, что вклад дезинтеграции чармония при столкновениях с адронами газа в подавление рождения  $J/\psi$  и вклад, обусловленный образованием кварк-глюонной плазмы, являются эффектами, равными по порядку величины. Для более полного решения проблемы механизма подавления рождения чармония необходима конкретизация предположений о качественном и количественном составе адронного газа, а также о функциях распределения его компонент по импульсам.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Matsui T., Satz H. // Phys. Lett. 1986. 178B. P. 416. [2] Bussiere A. // Z. f. Phys. C: P.&F. 1988. 38. P. 117. [3] Satz H. // Nucl. Phys. 1988. A 488. P. 555. [4] Kapusta J. // Phys. Rev. 1988. D 36. P. 2857. [5] Ftáčnik J., Lichard P., Pisutová N., Pisút J. Preprint CERN-TH. 5090/88, June 1988. [6] Gavin S., Gyulassy M., Jackson A. // Phys. Lett. 1988. 207 B, N 3. P. 257. [7] Faustov R. N. // Ann. of Phys. (N. Y.). 1973. 78. P. 176. [8] Hansson T. H., Lee Su H., Zahed I. // Phys. Rev. 1988. D 37. P. 2672.

Поступила в редакцию  
18.09.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 1

#### РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9.082

#### ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕННОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ВЕЛИЧИНУ ТОКА НАСЫЩЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ЗОНДА

А. М. Девятов, А. А. Кузовников, М. А. Мальков

(кафедра физической электроники)

Определено влияние дрейфовой скорости электронов на ток насыщения сферического зонда в диффузионном режиме, когда необходимо учитывать эффект стока электронов. Показано, что при достаточно больших электрических полях  $E$ , когда  $eEa \geq kT_e$  ( $a$  — радиус зонда,  $T_e$  — температура электронов), величина тока насыщения может значительно превышать рассчитанную в случае нулевой дрейфовой скорости.

Диагностика плазмы средних давлений с помощью зонда Ленгмюра возможна лишь до давлений  $p \leq 10$  Тор [1]. Нарушение условия малого радиуса зонда  $a$  по сравнению со средней длиной свободного про-