

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ИНКЛЮЗИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ η -МЕЗОНОВ В АДРОН-АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

С.П.Баранов, А.А.Комар

Предложен механизм инклюзивного образования η -мезонов в адрон-адронных столкновениях, основанный на идее о рождении в процессе слияния глюонов сталкивающихся адронов $G(1590)$ -мезона ⁴, преимущественно распадающегося по каналам, содержащим η -мезоны. Оценено сечение инклюзивного рождения η -мезонов в pp и $p\bar{p}$ соударениях, которое приближенно дается выражением

$$\sigma_{\eta}^{incl} = 4,5(\ln(s/M_G^2) - 4,6) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2.$$

Для энергий коллайдера ($\sqrt{s} = 540$ ГэВ) $\sigma_{\eta}^{incl} \cong 3,2$ мбарн, что ведет к величине выхода η -мезонов в $p\bar{p}$ соударениях, близкой к наблюдаемой в эксперименте.

Анализ множественного рождения частиц в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях (энергиях ISR и коллайдера, $\sqrt{s} = 60$ и 540 ГэВ соответственно) указывает на то, что число η -мезонов, возникающих в этих взаимодействиях на больших углах, составляет заметную долю от числа образующихся π^0 -мезонов. Так, по данным эксперимента UA-2 ¹, отношение среднего числа образующихся η -мезонов к среднему числу π^0 -мезонов для области углов $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ и в интервале p_{\perp} от 1,5 до 4,5 ГэВ/с составляет 0,55. Согласно данным эксперимента UA-5 ² отношение $\langle \eta \rangle / \langle \pi^0 \rangle$ для $|\eta| < 5$ (η – псевдобыстрота) равно $0,3 \pm 0,1$. Аналогичные указания имеются и в космических исследованиях, относящихся к энергиям более 100 ГэВ ³.

Ввиду вышесказанного представляет интерес рассмотреть возможные механизмы инклюзивного рождения η -мезонов в адрон-адронных столкновениях, которые для центральных соударений при высоких энергиях могли бы обеспечить увеличение выхода η -мезонов по отношению к выходу π^0 -мезонов. В этой связи привлекают внимание необычные распадные свойства $G(1590)$ -мезона, недавно обнаруженного коллаборацией ИФВЭ – ЦЕРН ⁴. $G(1590)$ -мезон, имеющий массу 1592 ± 25 МэВ, полную ширину $\Gamma_{tot}^G = 240 \pm 40$ МэВ и квантовые числа $J^{PC} = 0^{++}$, преимущественно распадается в каналы, содержащие η -мезоны: $G \rightarrow \eta\eta$, $G \rightarrow \eta\eta'$, причем $Br(G \rightarrow \eta\eta') / Br(G \rightarrow \eta\eta) = 2,7 \pm 0,8$ ⁵. Существенно, что при этом $Br(G \rightarrow \pi^0\pi^0) / Br(G \rightarrow \eta\eta) < 0,3$, а $Br(G \rightarrow K\bar{K}) / Br(G \rightarrow \eta\eta) < 0,6$. Указанные распадные свойства G -мезона были интерпретированы Герштейном, Лиходедом и Прокошкиным ⁶ как отражение его двухглюонной природы, т.е. иными словами того, что G -мезон является глюоболом.

В дальнейшем мы будем исходить из того, что G -мезон является глюоболом, или во всяком случае из того, что парциальная ширина распада $G \rightarrow gg$ велика и сопоставима с полной шириной Γ_{tot}^G . В этом случае G -мезон может эффективно образовываться в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях за счет механизма слияния глюонов. Этот механизм впервые обсуждался Эллисом и Айнхорном ⁷ применительно к проблеме рождения η_c в адрон-адронных столкновениях и был применен в дальнейшем теми же авторами и Квиггом ⁸ в связи с рассмотрением рождения J/ψ частиц через посредство χ_c состояний. Соответствующая формула ⁷ для полного сечения образования G -мезона по указанному механизму при столкновении адронов A и B дается выражением

$$\sigma(A + B \rightarrow G + X) = \frac{1}{64} \frac{8\pi^2}{M_G^2} \Gamma_{tot}^G \tau \int_0^1 F_g^A(x) F_g^B\left(\frac{\tau}{x}\right) \frac{dx}{x}. \quad (1)$$

Здесь $\tau = M_G^2/s$; F_g^A и F_g^B – функции распределения глюонов в адронах A и B ; явно выделен фактор $1/64$, связанный с цветом. Как уже упоминалось, мы считаем $\Gamma(G \rightarrow gg) \cong \Gamma_{tot}^G$.

Сечение $\sigma(A+B \rightarrow G)$ оценивалось прежде всего для pp и $p\bar{p}$ столкновений. В этом случае в качестве $F_g^{A,B}(x)$ были использованы так называемые "наивные" функции распределения⁹:

$$F_g^p(x) = F_g^{\bar{p}}(x) = 3(1-x)^5/x. \quad (2)$$

"Наивные" функции распределения, однако, неплохо подтверждаются экспериментом, например, недавним анализом рождения J/ψ в нуклон-нуклонных соударениях через посредство рождения χ_c ¹⁰. Подстановка (2) в (1) приводит к выражению

$$\sigma(NN \rightarrow G) = \frac{9\pi^2}{8M_G^3} \Gamma_{tot}^G \left(\ln \frac{s}{M_G^2} - 4,6 \right). \quad (3)$$

Если считать, что $\Gamma_{tot}^G = \Gamma_{\eta\eta}^G + \Gamma_{\eta\eta'}^G$, и учесть, что $\Gamma_{\eta\eta}^G / \Gamma_{\eta\eta'}^G \cong 3$, т.е. $Br(G \rightarrow \eta\eta) = 1/4$, а $Br(G \rightarrow \eta\eta') = 3/4$, то выход η -мезонов определяется сечением:

$$\sigma_{\eta}^{incl}(NN) = \sigma(NN \rightarrow G) [Br(G \rightarrow \eta\eta) \cdot 2 + Br(G \rightarrow \eta\eta') \cdot 1,65] = 1,74 \sigma(NN \rightarrow G). \quad (4)$$

Наличие факторов 2 и 1,65 в скобках отражает образование двух η -мезонов при распаде G -мезона по каналу $G \rightarrow \eta\eta$ и в среднем 1,65 η -мезонов при распаде $G \rightarrow \eta\eta'$.

Численное значение $\sigma_{\eta}^{incl}(NN)$ для энергии коллайдера ($\sqrt{s} = 540$ ГэВ) равно примерно 3,2 мбарн. Это значение следует сравнивать со значением $\sigma_{\pi^0}^{incl}(NN)$, относящимся к центральным (не дифракционной природы) соударениям, т.е. при конечных p_{\perp} . Реально в эксперименте UA-2 выходы η -мезонов и π^0 -мезонов сопоставляются в диапазоне $p_{\perp} 1,5 \div 4,5$ ГэВ/с. и $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$. Поскольку инклюзивное рождение π^0 -мезонов в этом эксперименте хорошо описывается зависимостью

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = A \left(\frac{2}{1+p_{\perp}} \right)^n, \quad (5)$$

где $A = 1,43$ мбарн/ $\frac{\text{ГэВ}^2}{c^3}$, $n = 8$, нетрудно оценить суммарное сечение образования π^0 -мезонов в указанных условиях. Оно составляет $\sigma_{\pi^0}^{incl}(NN) = 1,8$ мбарн. Чтобы оценить аналогичное сечение для η -мезонов, мы должны задаться определенной зависимостью от p_{\perp} дифференциального сечения рождения G -мезона, от распада которого образуются η -мезоны. В рассматриваемой до сих пор модели $p_{\perp} \equiv 0$. Дополнительной размазкой по p_{\perp} , возникающей при распадах $G \rightarrow \eta\eta$ и $G \rightarrow \eta\eta'$, можно в первом приближении пренебречь, так как характерные значения импульсов, приобретаемых η -мезонами при распаде, малы по сравнению с интервалом p_{\perp} , в котором ведутся наблюдения. В качестве ориентира можно использовать распределение по p_{\perp} глюонных струй, возникающих в адрон-адронных столкновениях (за счет взаимодействия двух глюонов), рассчитанное в рамках КХД¹¹. Мы предполагаем, что глюонная струя в этом рассмотрении заменена G -мезоном. Следуя авторам¹¹, имеем:

$$\frac{d^3 \sigma}{dy dp_{\perp}^2} = (p_{\perp}^2)^{F(k_1) + F(k_2) - 2},$$

$$\text{где } k_{1,2} = 12,7 \left(\ln \frac{\sqrt{s}}{p_{\perp}} \pm y \right) / \ln^2 \left(\frac{p_{\perp}^2}{\Lambda^2} \right), \quad (6)$$

$$F(k) = \begin{cases} [k(1 - 0,21 \ln k)]^{1/2}, & k \leq 1 \\ 1 & k > 1. \end{cases}$$

$\Lambda = 63$ МэВ

Анализ формулы (6) показывает, что зависимость $d^3 \sigma / dy dp_{\perp}^2$ от y слабая, во всяком случае в интересующем нас диапазоне $-1 \lesssim y \lesssim 1$ и для дальнейшего рассмотрения можно положить

$y = 0$. Обозначим $(d^3 \sigma / dy dp_{\perp}^2)_{y=0} = f(p_{\perp}^2)$ и при интегрировании по x (т.е. по продольному импульсу G -мезона) в формуле (1) учтем, что при заданных $\theta_{min} = 40^\circ$ и $\theta_{max} = 140^\circ$ с каждым значением x связано определенное значение $(p_{\perp})_{min}$. Модификация формулы (1) будет выглядеть следующим образом:

$$\sigma(NN \rightarrow G) = \frac{1}{64} \frac{8\pi^2}{M_G^3} \Gamma_{tot}^G \tau \int_{\tau}^1 F_g^N(x) F_g^N\left(\frac{\tau}{x}\right) \frac{\int_{(p_{\perp})_{min}}^{(p_{\perp})_{max}} p_{\perp} f(p_{\perp}^2) dp_{\perp}}{\int_0^{\infty} p_{\perp} f(p_{\perp}^2) dp_{\perp}} \frac{dx}{x}, \quad (7)$$

где $(p_{\perp})_{max} = 4,5$ ГэВ, $(p_{\perp})_{min} = \max \{ 1,5 \text{ ГэВ}, |p_{\parallel}| \operatorname{tg} 40^\circ \}$, $(p_{\parallel}) = (x - \tau/x)\sqrt{s}/2$. Оценка по этой формуле дает $\bar{\sigma}_G^{incl}(NN) = 0,26$ мбарн, или $\bar{\sigma}_{\pi^0}^{incl}(NN) = 0,45$ мбарн. Поскольку $\bar{\sigma}_{\pi^0}^{incl}(NN)$ для этих условий равно 1,8 мбарн, имеем: $\langle \eta \rangle / \langle \pi^0 \rangle = 0,25$ в неплохом согласии с данными эксперимента. Этот результат, по-видимому, свидетельствует о том, что рождение η -мезонов через посредство образования и распада G -мезона в действительности может составлять один из важных механизмов инклюзивного образования η -мезонов при высоких энергиях.

Авторы признательны Г.Б. Жданову, обратившему их внимание на данные по инклюзивному рождению η -мезонов при высоких энергиях.

Литература

1. Conta C. In the Proceedings of the Third Topical Workshop on Proton-Antiproton Physics, Geneva, 1983, p. 50.
2. Ward D.R. ibidem.
3. Shibuya E. In the Proceedings of the 18-th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, 1983.
4. Бинон Ф. и др. ЯФ, 1983, 38, 934.
5. Бинон Ф. и др. ЯФ, 1984, 39, 831.
6. Герштейн С.С., Лиходед А.К., Прокошкин Ю.Д. ЯФ, 1984, 39, 251.
7. Ellis S.D., Einhorn M.B. Phys. Rev. Lett., 1975, 34, 1190.
8. Ellis S.D., Einhorn M.B., Quigg C. Phys. Rev. Lett., 1976, 36, 1263.
9. Gunion J.F. Phys. Rev., 1974, D10, 242.
10. Charpentier F. Proc. of Intern. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton 1983, p. 130.
11. Gribov L.V., Levin E.M., Ryskin M.G. Phys. Lett., 1983, 121B, 65.