

УДК 535.126

О ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ЧАРМОНИЯ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

В.М. ЖАМКОЧЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

* e-mail: vzh@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 31 октября 2014 г.)

Рассмотрены процессы образования $c\bar{c}$ -состояний в соударениях двух ядер. Найдены выражения для инклюзивных спектров $BA \rightarrow J/\psi X$ в области фрагментации налетающего нуклона ядра B . Представлены результаты расчетов для различных ядер-мишеней A и различных значений энергии нуклонов ядра B .

Проблема теоретического описания процессов образования $c\bar{c}$ -состояний (чармония) в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях остается актуальной на протяжении более тридцати лет. Обнаружение в свое время эффекта “подавления” J/ψ по сравнению с процессами типа Дрелла–Яна в столкновениях релятивистских ионов [1] явилось стимулом для нового этапа исследований аналогичных процессов в адрон-ядерных соударениях [2-4].

Термином “подавление” J/ψ в процессах адророждения на ядрах принято характеризовать уменьшение отношения

$$R(A/N) = \sigma^{hA \rightarrow J/\psi X} / A \sigma^{hN \rightarrow J/\psi X} \quad (1)$$

с ростом A – атомного номера ядра-мишени [3-6]. Аппроксимации $\sigma^{hA \rightarrow J/\psi X} \simeq \sigma^{hN \rightarrow J/\psi X} A^\alpha$ соответствует при этом значению $\alpha < 1$, в то время как для процессов типа Дрелла–Яна, $hA \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ ($M_{\mu^+ \mu^-} > 4 \text{ ГэВ}$), $\alpha_{DY} \simeq 1$ [2,3].

Необходимо отметить, что большинство моделей [4-8], объяснявших A -зависимость спектров $hA \rightarrow J/\psi X$, были основаны на предположении о малости в этих процессах эффектов, связанных с взаимодействием начальных адронов h в ядерной среде вплоть до момента образования пары $c\bar{c}$. Основным доводом в пользу такого предположения являлась аналогия с процессами типа Дрелла–Яна, для которых подобная малость следовала из экспериментальных данных [2,9]. При этом A -зависимость сечения образования чармония, как правило, объяснялась присутствием абсорбтивной компоненты сечения $\sigma_{\text{abs}}^{\psi}$ в ядерной среде, а также вкладом начальных состояний со “скрытым чармом” [10].

Напомним, что основным механизмом в процессах типа Дрелла–Яна в

области фрагментации начального адрона является аннигиляция одной из его валентных компонент с морским партеном мишени, в то время как в процессах адророждения чармония доминируют диаграммы, соответствующие слиянию жестких глюонов [10]. Таким образом, существует значительное различие в механизмах двух указанных процессов, что может быть причиной “подавления” J/ψ даже в случае малости $\sigma_{\text{abs}}^{\psi}$ [11].

Альтернативный подход в описании процессов $hA \rightarrow c\bar{c}X$, предполагающий пренебрежимую малость $\sigma_{\text{abs}}^{\psi}$, был в свое время предложен в работах [11-13]. При этом корректный учет неупругих взаимодействий в ядре до акта образования $c\bar{c}$ -пары позволил количественно описать практически всю совокупность данных [3-6] по спектрам $d\sigma^{hA \rightarrow J/\psi X}/dx$ и соответствующим интегральным сечениям. Здесь и ниже $x \equiv x_{\text{lab}} \simeq x_F$.

Использованная модель предполагала распространение в ядре промежуточной адроноподобной системы H , сохраняющей основные свойства начального адрона [14], причем акту рождения $c\bar{c}$ -пары могло предшествовать произвольное число неупругих соударений H с нуклонами ядра. Предполагалось, что сам акт рождения $c\bar{c}$ -пары происходит локально при взаимодействии морских партенов в одном из актов соударения начального адрона h или промежуточного состояния H с нуклонами ядра. Модели глюон-глюонного и $q\bar{q}$ -слияния [15] не противоречат такому подходу.

Сечения поглощения и неупругого рассеяния пары $c\bar{c}$ в ядре предполагались пренебрежимо малыми. Это могло быть как следствием малости таких сечений для состояний чармония, так и следствием большой длины его формирования [16].

Достигнутое согласие практически со всеми существующими экспериментальными данными по процессам $hA \rightarrow c\bar{c}X$ является существенным доводом в пользу обобщения подхода [11,12] на процессы образования чармония в ядро-ядерных соударениях $BA \rightarrow c\bar{c}X$.

Рассмотрим процесс рождения J/ψ при столкновении одиночного протона p с ядром A . В указанной модели выражение для инклюзивного сечения этого процесса будет иметь следующий вид [12]:

$$d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p)/dx = \sum_{n=1}^A \tilde{N}_n(A, \sigma_{pN}) d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p)/dx, \quad (2)$$

$$d\sigma_{(1)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p)/dx = d\sigma^{pN \rightarrow J/\psi X}(x, E_p)/dx,$$

$$\begin{aligned} d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p)/dx &= (1/\sigma_{pN})^{n-1} \times \\ &\times \int d\sigma_{nd}^{pN \rightarrow HX}(x_1)/dx_1 d\sigma_{nd}^{HN \rightarrow HX}(x_2)/dx_2 \dots d\sigma^{HN \rightarrow J/\psi X}(x_n, x_1 \dots x_{n-1} E_p)/dx \times \\ &\times \delta(x - x_1 \dots x_n) dx_1 \dots dx_n, \quad n \geq 2, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned}
\tilde{N}_1(A, \sigma) &= 1 / \sigma \int (1 - \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\}) d^2b, \\
\tilde{N}_n(A, \sigma) &= \tilde{N}_1(A, \sigma) - \sum_{k=1}^{n-1} N_k(A, \sigma), \quad n \geq 2, \\
N_k(A, \sigma) &= 1 / \sigma k! \int (\sigma T_A(\mathbf{b}))^k \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\} d^2b, \\
T_A(\mathbf{b}) &= \int \rho_A(\mathbf{b}, z) dz.
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $\rho_A(\mathbf{b}, z)$ – одночастичная ядерная плотность ядра-мишени, σ_{pN} – полное сечение недифракционного pN – взаимодействия, E_p – энергия налетающего протона.

Физический смысл (2) весьма прост. Величины $d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi} / dx$ представляют собой дифференциальные сечения n -кратного недифракционного взаимодействия с нуклонами ядра с образованием в последнем соударении $c\bar{c}$ -состояния, в то время как множители $\tilde{N}_n(A, \sigma_{pN})$ определяют эффективное число нуклонов, на которых может происходить указанный акт $p(H)N \rightarrow c\bar{c}X$. Согласно идеологии модели [14], спектры $d\sigma^{pN \rightarrow c\bar{c}X} / dx$ и $d\sigma^{HN \rightarrow c\bar{c}X} / dx$ предполагались одинаковыми.

При выводе выражения (2), также как и в работах [11,12], не ставилось целью детальное описание процессов при $x \rightarrow 1$, и для спектров $p(H)N \rightarrow HX$ использовалась упрощенная запись

$$d\sigma^{p(H)N \rightarrow HX} / dx = d\sigma_{nd}^{p(H)N \rightarrow HX} / dx + \sigma_{pN}^d \delta(x-1), \tag{5}$$

где $d\sigma_{nd}^{p(H)N \rightarrow HX} / dx$ – спектры в недифракционной области и σ_{pN}^d – полное сечение дифракционных процессов.

С учетом результатов работы [13], расчет инклюзивных спектров процессов $pA \rightarrow J/\psi X$, согласно выражениям (2), может иметь приемлемую точность лишь при $x \geq 0.3$. При меньших значениях x становятся существенными поправки, обусловленные вкладом в процесс промежуточных мезонных каналов [13].

Рассмотрим далее в аналогичной модели процесс $BA \rightarrow J/\psi X$. Его схематическое изображение в системе центра масс сталкивающихся ядер представлено на рис.1.

В тех же приближениях, что и при выводе выражений для инклюзивных спектров $d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx$, для спектров $d\sigma^{BA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx$ можно получить следующее выражение:

$$d\sigma^{BA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx = \sum_{n=1}^A \tilde{N}_n(B, A, \sigma_{pN}) d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p) / dx, \tag{6}$$

где величины $d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p) / dx$, $1 \leq n \leq A$, определены в (3).

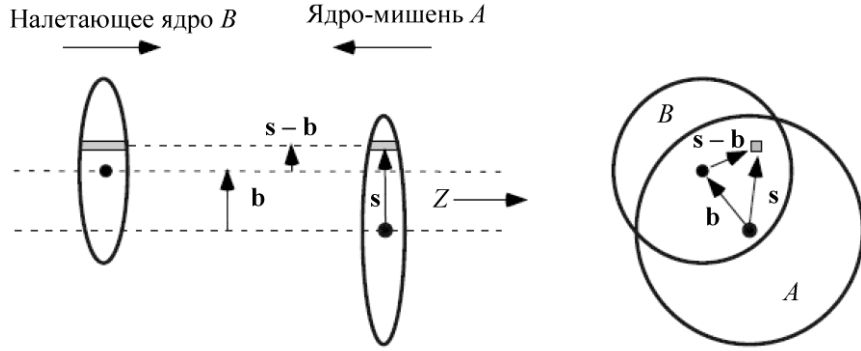


Рис.1. Геометрическая схема процесса столкновения двух ядер в системе их центра масс.

При выводе формулы (6) предполагалось, что все сечения и спектры в данной задаче изотопически инвариантны. Индекс p , обозначающий протон, в формулах, касающихся процессов $BA \rightarrow J/\psi X$, должен указывать на усредненный нуклон. Переменная x в формуле (6), как и в процессе с начальным протоном, определяется отношением энергии конечной частицы к энергии E_p единичного налетающего протона.

Эффективные нуклонные числа $\tilde{N}_n(B, A, \sigma_{pN})$ могут быть получены из величин (4) путем общей замены вида

$$\int F(T_A(\mathbf{b}))d^2b \rightarrow \int T_B(\mathbf{s}-\mathbf{b})F(T_A(\mathbf{s}))d^2b d^2s, \quad (7)$$

где $T_B(\mathbf{b}) = \int \rho_B(\mathbf{b}, z)dz$ и $\rho_B(\mathbf{b}, z)$ – одночастичная ядерная плотность ядра B .

Отметим, что в выражениях (4) интегрирование по d^2b соответствует в эйкональном подходе интегрированию по прицельному параметру налетающего протона. При соударении двух ядер интегрирование по d^2b в правой части выражения (7) соответствует интегрированию по прицельному параметру центра налетающего ядра B . Интегрирование же по d^2s учитывает среднее число $T_B(\mathbf{s}-\mathbf{b})d^2s$ налетающих нуклонов в элементах объемах $d^2s \int dz$ ядра B (см. рис.1).

Очевидно, что с заменой $\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{b}' = \mathbf{s} - \mathbf{b}$ мы получим

$$\int T_B(\mathbf{s}-\mathbf{b})F(T_A(\mathbf{s}))d^2b d^2s = \int T_B(\mathbf{b}')d^2b' \int F(T_A(\mathbf{s}))d^2s = B \int F(T_A(\mathbf{s}))d^2s,$$

откуда

$$\tilde{N}_n(B, A, \sigma_{pN}) \equiv B \tilde{N}_n(A, \sigma_{pN}). \quad (8)$$

Таким образом, инклюзивные спектры $d\sigma^{BA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p)/dx$ оказываются линейно зависящими от массового числа B налетающего ядра:

$$d\sigma^{BA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx = B \sum_{n=1}^A \tilde{N}_n(A, \sigma_{pN}) d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p) / dx. \quad (9)$$

Такая зависимость для инклюзивных спектров получена в данной работе впервые. Она является следствием того, что в примененной модели, фактически, прослеживается путь каждого из налетающих нуклонов (с учетом его перехода в промежуточное состояние), и конечные частицы наблюдаются в области фрагментации этих нуклонов.

Отсюда можно заключить, что линейность по массовому числу B (с другим набором эффективных нуклонных чисел) будет характерна и для процессов, в которых регистрируемые адроны образуются в результате фрагментации лидирующих состояний H [17].

Необходимо отметить, что при взаимодействии двух ядер существует определенная вероятность повторных столкновений для нуклонов ядра A , приводящих к заметному уменьшению эффективного значения $\sqrt{s_{NN}}$ для сталкивающихся нуклонов (по сравнению с взаимодействием с покоящимся нуклоном). Это в свою очередь может оказаться существенным для процессов, в которых нарушается фейнмановский скейлинг, т.е. для процессов с явной зависимостью сечений от $\sqrt{s_{NN}}$. Процессы рождения чармония относятся именно к этому типу. Поэтому, чтобы уменьшить возможные неточности в предсказаниях, целесообразно ограничиться здесь случаями столкновений легких ядер B с тяжелыми ядрами A ($B \ll A$), при которых эти неточности не должны быть существенными.

В проведенных расчетах инклюзивные сечения рождения J/ψ в нуклон-нуклонных соударениях параметризовались в виде [18]

$$d\sigma^{N(H)N \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{NN}}) / dx \sim (1+c) \left[1 - M_\psi / \sqrt{s_{NN}} \right]^n (1-x)^c, \quad (10)$$

где $c = a / (1 + b / \sqrt{s_{NN}})$ и M_ψ – масса чармония. Значения параметров a , b и n приведены в работе [18]. Для сечений $d\sigma^{p(H)N \rightarrow HX} / dx$ использовались те же параметризация и константы, что и в работах [11,12].

Расчет эффективных нуклонных чисел (4) выполнялся в модели Ферми для одночастичной ядерной плотности (параметры взяты из работы [19]).

В работе вычислялись отношения вида

$$R(x) = \frac{1}{BA} \left[\frac{d\sigma^{BA \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{NN}}) / dx}{d\sigma^{pN \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{NN}}) / dx} \right] \quad (11)$$

для различных ядер-мишеней и различных значений энергии E_p , приходящейся на нуклон налетающего ядра B .

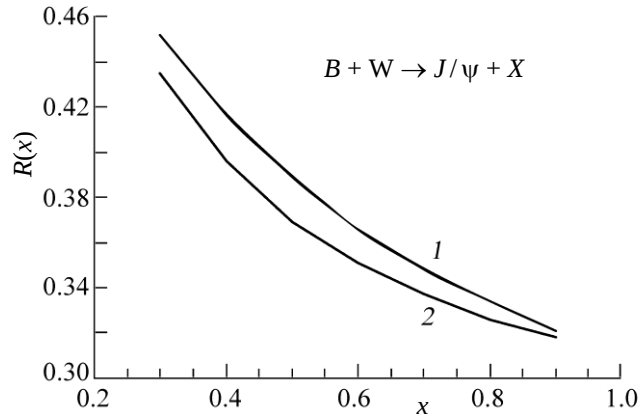


Рис.2. Отношения $R(x)$ для ядра-мишени W^{184} : кривая 1 – $E_p = 200$ ГэВ, кривая 2 – $E_p = 1$ ТэВ.

Отметим, что ввиду линейной зависимости спектров (9) от массового числа B , отношения $R(x)$ будут одинаковыми для любых налетающих ядер, включая одиночный протон.

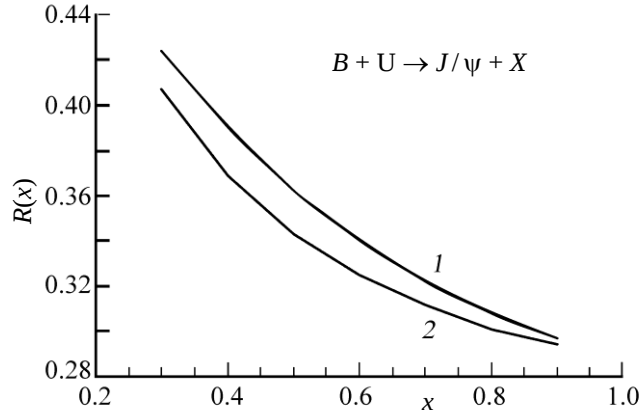


Рис.3. Отношения $R(x)$ для ядра-мишени U^{238} : кривая 1 – $E_p = 200$ ГэВ, кривая 2 – $E_p = 1$ ТэВ.

На рис.2,3 представлены полученные кривые $R(x)$ для ядер-мишеней W^{184} и U^{238} при энергиях $E_p = 200$ ГэВ и $E_p = 1$ ТэВ, соответственно.

Как видно из приведенных кривых, величины $R(x)$ в расчетных областях всюду существенно меньше единицы и падают с ростом x и ростом массового числа ядра-мишени. Это можно рассматривать как проявление эффекта “подавления” J/ψ . Напомним, что сечения поглощения и неупругого рассеяния пары $c\bar{c}$ в ядре считались пренебрежимо малыми, и эффект “подавления” в примененной модели является исключительно следствием энергетических потерь лидирующего состояния в ядре до акта образования $c\bar{c}$ -пары.

Имея в виду хорошее согласие модели [11,12] практически со всеми данными [3-6] по инклюзивным спектрам $hA \rightarrow J/\psi X$ ($h = p, \pi$), на наш взгляд, представляло бы существенный интерес сравнение приведенных результатов с экспериментальными данными по процессам $BA \rightarrow J/\psi X$ в области фрагментации единичного налетающего нуклона ядра B . К сожалению, такие данные в настоящее время отсутствуют.

Согласие с экспериментом было бы важным аргументом в пользу описанной выше картины образования чармония [11-13], без привлечения дополнительных гипотез, таких как, например, гипотеза о “скрытом чарме”, которая является принципиально необходимой в моделях [4-8] для объяснения A -зависимости спектров $hA \rightarrow J/\psi X$ при $x \rightarrow 1$.

С другой стороны, расхождения с экспериментальными данными могли бы свидетельствовать о новых коллективных явлениях в ядро-ядерных взаимодействиях, не сводящихся лишь к нуклон-нуклонным столкновениям. Так увеличение эффекта “подавления” J/ψ по сравнению с предсказанным в данной работе могло бы указывать на процессы диссоциации чармония в кварк-глюонной плазме, образующейся в ядро-ядерном взаимодействии [20].

Автор выражает глубокую благодарность Г.Р. Гулканяну за обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Bussiere, et al. Z. Phys., C38, 117 (1988).
2. D.M. Alde, et al. Phys. Rev. Lett., 64, 2479 (1990).
3. S. Kartik, et al. Phys. Rev. D, 41, 1 (1990).
4. D.M. Alde, et al. Phys. Rev. Lett., 66, 133 (1991).
5. J. Badiar, et al. Z. Phys., C20, 101 (1983).
6. S. Katsanevas, et. al. Phys. Rev. Lett., 60, 2121 (1988).
7. A. Capella, et al. Phys. Lett. B, 206, 354 (1988).
8. D. Blashke, J. Hüfner. Phys. Lett. B, 281, 364 (1992).
9. A.S. Ito, et al. Phys. Lett. D, 23, 604 (1981).
10. R. Vogt, S.J. Brodsky, P. Hoyer. Nucl. Phys. B, 360, 67 (1991).
11. В.М. Жамкочян. Ядерная физика, 55, 543 (1992).
12. V.M. Zhamkochyan. Z. Phys., C60, 557 (1993).
13. Ш.С. Еремян, В.М. Жамкочян. Ядерная физика, 59, 1097 (1996).
14. В.М. Жамкочян. Ядерная физика, 52, 1127 (1990); V.M. Zhamkochyan. Z. Phys., C58, 435 (1993).
15. B.L. Combridge. Nucl. Phys. B, 151, 4299 (1979); J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman. Nucl. Phys. B, 263, 37 (1986).
16. S.J. Brodsky, A.H. Mueller. Phys. Lett. B, 206, 685 (1988).
17. В.М. Жамкочян. Ядерная физика, 58, 1338 (1995).
18. V. Abramov, et al. FERMILAB-PUB-91-062-E (1991).
19. P.V. Murthy, et al. Nucl. Phys. B, 92, 269 (1975).
20. P.P. Bhaduri, A.K. Chaudhuri, S. Chattopadhuri. Phys. Rev. C, 88, 061902(R) (2013).

ՄԻՋՈՒԿ–ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԲԱԽՈՒՄՆԵՐՈՒՄ ՉԱՐՄՈՆԻՈՒՄԻ
ԾՆՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Վ.Մ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ

Դիտարկված են երկու միջուկների բախումներում $c\bar{c}$ վիճակների առաջացման պրոցեսները: Գտնված են $BA \rightarrow J / \psi X$ ինկլյուզիվ սպեկտրների համար արտահայտությունները՝ B – միջուկի ընկնող նուկլոնի բեկորացման տիրույթում: Ներկայացված են հաշվարկների արդյունքները տարբեր A – թիրախ միջուկների համար և B – միջուկի նուկլոնների տարբեր էներգիաների համար:

ON THE PROCESSES OF CHARMONIUM PRODUCTION
IN NUCLEUS–NUCLEUS COLLISIONS

V.M. ZHAMKOCHYAN

Processes of production of $c\bar{c}$ -states in collisions of two nuclei are considered. Expressions for inclusive spectra $BA \rightarrow J / \psi X$ in the fragmentation region of the incident nucleus B nucleon are derived. Results of calculations for different target nuclei A and for different energies of nucleus B nucleons are presented.