

УДК 535.126

К ОБРАЗОВАНИЮ J/ψ -МЕЗОНОВ В ПИОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

В.М. ЖАМКОЧЯН

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

e-mail: vzh@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 22 июня 2018 г.)

Рассмотрены процессы рождения J/ψ -мезонов в пион-ядерных соударениях. Для определения инклюзивных спектров $\pi A \rightarrow J/\psi X$ использована модель, учитывающая потери энергии жестких глюонов при взаимодействии адронных состояний с нуклонами ядра. Результаты расчетов представлены совместно с экспериментальными данными коллаборации NA3 по спектрам $\pi^- \text{Pt}^{195} \rightarrow J/\psi X$ при энергиях налетающих пионов 150 и 280 ГэВ.

В работе [1] была предложена модель, учитывающая потери энергии жестких глюонов в процессах рождения $c\bar{c}$ -состояний в протон-ядерных соударениях. Результаты расчетов [1] по A -зависимости инклюзивных спектров $pA \rightarrow J/\psi X$ выявили их хорошее согласие с экспериментальными данными FNAL E866 [2].

Целью настоящей работы является обобщение подхода [1] на случай процессов рождения J/ψ -мезонов в пион-ядерных соударениях.

Рассмотрим процесс рождения J/ψ -мезона при столкновении π -мезона высокой энергии с ядром A . Следуя общей картине [1], примем, что доминирующим механизмом в процессе рождения J/ψ в пион-нуклонном соударении является слияние двух глюонов [3]. В этом предположении перед актом рождения $\pi N \rightarrow J/\psi X$ в области фрагментации налетающей частицы в составе π -мезона должен присутствовать жесткий глюон g_h , на который приходится существенная доля импульса адронного состояния. Предположим далее, что при рассматриваемых энергиях время существования флуктуации с глюоном g_h много больше времени пролета состояния через ядро. Отсюда, если произошел акт рождения J/ψ на одном из нуклонов ядра, с подавляющей долей вероятности флуктуация с образованием жесткого глюона должна была иметь место до соударения с ядром, а не в пределах ядра. То есть в ядре, до акта образования J/ψ , будет, в основном, распространяться адронное состояние, уже включающее глюон g_h .

Важное предположение используемой модели [1] заключается в том, что при неупругих взаимодействиях налетающего состояния с нуклонами ядра энергия жесткого глюона g_h в его составе не остается неизменной, а убывает с некоторой средней сохраняемой долей энергии.

Сечение неупругого взаимодействия пары $c\bar{c}$ в ядре предполагается пренебрежимо малым. Все дальнейшие обоснования и выводы для данной задачи аналогичны приведенным в работе [1] для процессов с налетающим протоном. Выражение для инклюзивного сечения процесса $\pi A \rightarrow J/\psi X$ принимает при этом следующий вид:

$$d\sigma^{\pi A \rightarrow J/\psi X}(x, E_\pi)/dx = \sum_{n=1}^A \tilde{N}_n(A, \sigma_{in}^{\pi N}) d\sigma_{(n)}^{\pi \rightarrow J/\psi}(x, E_\pi)/dx, \quad (1)$$

$$d\sigma_{(1)}^{\pi \rightarrow J/\psi}(x, E_\pi)/dx = d\sigma^{\pi N \rightarrow J/\psi X}(x, E_\pi)/dx,$$

$$d\sigma_{(n)}^{\pi \rightarrow J/\psi}(x, E_\pi)/dx = \int P_{n-1}(x') d\sigma^{H_\pi N \rightarrow J/\psi X}(x_n, x' E_\pi)/dx_n \times \delta(x - x' x_n) dx' dx_n, \quad n \geq 2, \quad (2)$$

где

$$P_k(x') = (1/\sigma_{\pi N})^{n-1} \int d\sigma^{\pi N \rightarrow H_\pi X}(x_1)/dx_1 d\sigma^{H_\pi N \rightarrow H_\pi X}(x_2)/dx_2 \dots d\sigma^{H_\pi N \rightarrow H_\pi X}(x_k)/dx_k \delta(x' - x_1 \dots x_k) dx_1 \dots dx_k, \quad (3)$$

$$\tilde{N}_1(A, \sigma) = (1/\sigma) \int (1 - \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\}) d^2b,$$

$$\tilde{N}_n(A, \sigma) = \tilde{N}_1(A, \sigma) - \sum_{k=1}^{n-1} N_k(A, \sigma), \quad n \geq 2, \quad (4)$$

$$N_k(A, \sigma) = 1/(\sigma k!) \int (\sigma T_A(\mathbf{b}))^k \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\} d^2b, \quad k \geq 1,$$

$$T_A(\mathbf{b}) = \int \rho_A(\mathbf{b}, z) dz.$$

Здесь $\rho_A(\mathbf{b}, z)$ – одночастичная ядерная плотность ядра-мишени, $\sigma_{in}^{\pi N}$ – полное сечение неупругого πN -взаимодействия. Переменная $x = E^{J/\psi}/E_\pi$ – доля энергии налетающего π -мезона, уносимая чармонием.

При выводе формул (1)–(3) предполагалось, что акту рождения J/ψ может предшествовать произвольное число неупругих взаимодействий с нуклонами ядра промежуточной адронной системы H_π , сохраняющей основные свойства налетающего π -мезона [4].

В выражении (3) в дифференциальных сечениях $d\sigma^{\pi(H_\pi)N \rightarrow H_\pi X}(x_i)/dx_i$ переменные x_i фиксируют сохранившуюся долю энергии жесткого глюона g_h ,

который в конечном элементарном процессе $H_\pi N \rightarrow J/\psi X$ участвует в образовании J/ψ . Сама величина $P_k(x')$ представляет собой вероятность для глюона g_h сохранить долю энергии x' от своей начальной энергии после k неупругих столкновений адронной системы H_π в ядре.

В проведенных расчетах дифференциальные сечения $d\sigma^{\pi(H_\pi)N \rightarrow H_\pi X}(x_i)/dx_i$ нормировались на полное неупругое сечение $\sigma_{\text{in}}^{\pi N}$ с использованием степенной параметризации:

$$d\sigma^{\pi(H_\pi)N \rightarrow H_\pi X}(x_i)/dx_i = (\nu + 1)x_i^\nu \sigma_{\text{in}}^{\pi N}. \quad (5)$$

Показатель степени ν в выражении (5) фиксировался формулой $\nu = (2k_g^{el} - 1)/(1 - k_g^{el})$ с заданием средней сохраняющейся доли энергии k_g^{el} жесткого глюона в неупругих процессах $\pi(H_\pi)N \rightarrow H_\pi X$.

Эффективные нуклонные числа (4) вычислялись в модели Ферми для одночастичной ядерной плотности (параметры взяты из работы [5]).

Для определения сечений рождения на нуклоне $\pi(H_\pi)N \rightarrow J/\psi X$ использовалась параметризация, представленная в работе [6]:

$$d\sigma^{\pi N \rightarrow J/\psi X}(x_F, \sqrt{s_{\pi N}})/dx_F \sim \left[1 - M_\psi/\sqrt{s_{\pi N}}\right]^n (1 - |x_F - x_0|)^{c(x_F)}, \quad (6)$$

где $s_{\pi N} \approx 2m_\pi E_\pi$ – квадрат полной энергии сталкивающейся пары πN в системе ее центра масс и M_ψ – масса чармония. (Величины n , x_0 и зависимость $c(x_F)$ взяты из работы [6]). Далее проводился точный пересчет к переменной $x \equiv x_{\text{Lab}}$ для нахождения величин $d\sigma^{\pi N \rightarrow J/\psi X}(x, E_\pi)/dx$.

Для сравнения с экспериментальными данными NA3 [7] вычислялись отношения вида

$$R_A(x_F) = \frac{A d\sigma^{\pi^- N \rightarrow J/\psi X}/dx_F}{d\sigma^{\pi^- A \rightarrow J/\psi X}/dx_F} \quad (7)$$

для ядра Pt^{195} при энергиях налетающих пионов 150, 200 и 280 GeV. Отметим, что данные NA3 [7] до настоящего времени обладают наилучшей точностью по процессам $\pi A \rightarrow J/\psi X$ при $x_F > 0$ по сравнению с данными других экспериментов.

На рис. 1a,b представлены результаты расчетов для зависимости $R_{\text{Pt}}(x_F)$ при энергиях $E_\pi = 150$ и $E_\pi = 280$ GeV совместно с данными работы [7]. Отметим, что согласие с данными [7] при $E_\pi = 200$ GeV оказывается примерно таким же, как и на рис. 1a,b.

Приведенные результаты получены при средней сохраняющейся доли энергии жесткого глюона $k_g^{el} = 0.82$, что весьма близко к аналогичной величине $k_g^{el} = 0.84$, найденной для процессов $pA \rightarrow J/\psi X$ [1].

Достигнутое в настоящей работе согласие с данными NA3 [7] совместно с результатами работ [1, 8] по процессам $pA \rightarrow J/\psi X$ представляет существенный интерес для уточнения механизма образования чармония на ядерных мишенях.

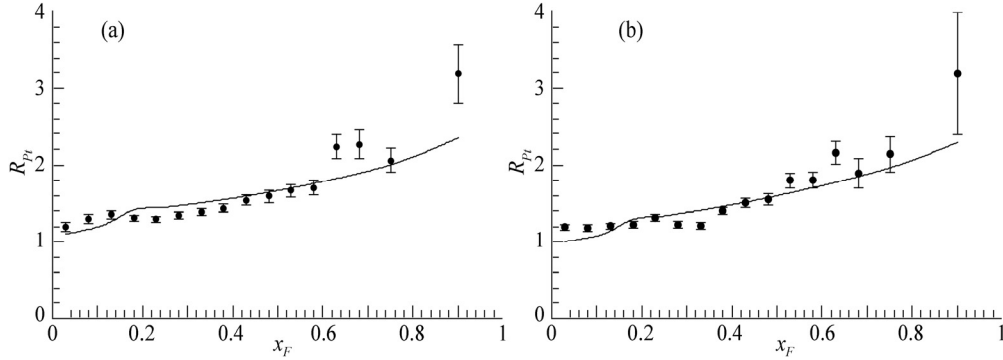


Рис.1. Отношения (7) для процессов $\pi^- Pt \rightarrow J/\psi X$ при энергии налетающих пионов (а) $E_\pi = 150$ ГэВ и (б) $E_\pi = 280$ ГэВ в сравнении с экспериментальными данными NA3 [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.М. Жамкочян.** Изв. НАН Армении, Физика, **52**, 3 (2017).
2. **M.J. Leitch, et al.** Phys. Rev. Lett., **84**, 3256 (2000).
3. **B.L. Combridge.** Nucl. Phys. **B151**, 4299 (1979); **J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman.** Nucl. Phys. **B263**, 37 (1986).
4. **В.М. Жамкочян.** Ядерная физика, **52**, 1127 (1990); **V.M. Zhamkochyan.** Z. Phys., **C58**, 435 (1993).
5. **P.V. Murthy, et al.** Nucl. Phys. B, **92**, 269 (1975).
6. **V. Abramov, et al.** FERMILAB-PUB-91-062-E (1991).
7. **J. Badier, et al. (NA3 Collab.)** Z. Phys., **C20**, 101 (1983).
8. **В.М. Жамкочян.** Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 135 (2016).

ON THE PRODUCTION OF J/ψ -MESON IN PION-NUCLEUS COLLISIONS

V.M. ZHAMKOCHYAN

Processes of production of J/ψ -mesons in pion-nucleus collisions are considered. For the determination of inclusive spectra $\pi A \rightarrow J/\psi X$ the model was used which takes into account energy losses of hard gluons in interactions of hadron states with nucleus nucleons. Results of calculations are presented together with experimental data of NA3 Collaboration on $\pi Pt^{195} \rightarrow J/\psi X$ spectra at incident pions energies 150 and 280 GeV.