

УДК 535.126

О РОЖДЕНИИ Λ - И Ω -ГИПЕРОНОВ 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 30 марта 2015 г.)

Рассмотрены процессы образования Λ^0 - и Ω^- -гиперонов в соударениях двух ядер в области фрагментации нуклонов налетающего ядра. Выполнены расчеты по инклюзивным спектрам таких процессов для различных ядер-мишеней. Представленные результаты могут быть использованы для анализа механизмов фрагментации и точности использованных модельных представлений.

В работе [1] был представлен общий метод вывода выражений для инклюзивных спектров вторичных адронов h в процессах соударения двух ядер, $BA \rightarrow hX$, в области фрагментации налетающего нуклона ядра B . Используемый при этом подход был основан на модели многократного рассеяния промежуточных лидирующих состояний [2], в рамках которой в свое время была описана [2,3] большая совокупность экспериментальных данных по инклюзивным спектрам процессов $hA \rightarrow h'X$.

Указанная модель в применении к процессам вида $hA \rightarrow h'X$ предполагает распространение в ядре промежуточной адроноподобной системы H , сохраняющей основные свойства начального адрона h [3]. Акт образования адрона h' может происходить как локально при взаимодействии с нуклонами ядра (например, образование J/ψ [4]), так и в результате фрагментации состояния H . Существенно, что, по предположению [3], длина фрагментации H при рассматриваемых энергиях превышает размеры ядер.

Необходимо отметить хорошее согласие модели [2] с фрагментационным механизмом образования конечных адронов с экспериментальными данными по соответствующим процессам $hA \rightarrow h'X$ [2,3]. В особенности, это касается процессов рождения Λ^0 -гиперонов, $pA \rightarrow \Lambda^0 X$, ввиду обширности и точности данных [5]. В связи с этим представляло бы интерес исследование аналогичных процессов рождения в ядро-ядерных соударениях. Это позволило бы получить важную дополнительную информацию как о пространственно-временной картине процессов, так и о механизме фрагментации лидирующих состояний в конечные адроны [1,2].

Рассмотрим в общем случае процесс вида $hA \rightarrow h'X$ в предположении, что конечный адрон образуется в результате фрагментации промежуточного лидирующего состояния H . В модели [3] для инклюзивного сечения такого процесса можно получить следующие выражения:

$$d\sigma^{hA \rightarrow h'X}(x) / dx = \sum_{n=1}^A N_n(A, \sigma_{hN}) d\sigma_{(n)}^{h \rightarrow h'}(x) / dx, \quad (1)$$

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

где

$$\begin{aligned} N_n(A, \sigma) &= 1 / (\sigma n!) \int (\sigma T_A(\mathbf{b}))^n \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\} d^2b, \\ T_A(\mathbf{b}) &= \int \rho_A(\mathbf{b}, z) dz. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $x \equiv x_{Lab} \approx x_F$ (x_F – фейнмановская переменная); $\rho_A(\mathbf{b}, z)$ – одночастичная ядерная плотность ядра-мишени с массовым числом A , σ_{hN} – полное сечение недифракционного hN – взаимодействия.

При выводе выражения (1), как и в работах [2,3], не ставилось целью детальное описание процессов при $x \rightarrow 1$, и для спектров $h(H)N \rightarrow HX$ использовалась упрощенная запись

$$d\sigma^{h(H)N \rightarrow HX} / dx = d\sigma_{nd}^{h(H)N \rightarrow HX} / dx + \sigma_{hN}^d \delta(x-1), \quad (4)$$

где $d\sigma_{nd}^{h(H)N \rightarrow HX} / dx$ – спектры в недифракционной области, σ_{pN}^d – сумма сечений упругого рассеяния и дифракционной диссоциации адрона h на нуклоне. Предполагалось также, что в сечениях $h(H)N \rightarrow h'X$ нет существенной зависимости от $s^{1/2}$ в акте соударения, т.е. выполняется фейнмановский скейлинг. Отметим, что для процессов рождения гиперонов это условие согласуется с экспериментальными данными FNAL [6].

Вероятностная трактовка выражений (1) и (2) проста. Величины $d\sigma_{(n)}^{h \rightarrow h'} / dx$ представляют собой дифференциальные сечения n -кратного недифракционного взаимодействия в ядре с регистрацией h' в конечном состоянии, тогда как множители $N_n(A, \sigma_{hN})$ определяют эффективное число нуклонов, на которых может происходить последний (n -ый) недифракционный акт взаимодействия с последующей фрагментацией за пределами ядра, $h(H)N \rightarrow h'X$.

Для определения процессов на нуклоне, в которых доминирует фрагментационный механизм образования конечных адронов, могут быть использованы предсказания в модели кваркового счета [7] и их сравнение с экспериментально наблюдаемой зависимостью спектров $pN \rightarrow h'X$ от переменной x .

В работе [8] представлено сравнение предсказаний модели [7] для показателя n в аппроксимации

$$xd\sigma^{pp \rightarrow h'X} / dx \sim (1-x)^n \quad (5)$$

с соответствующими экспериментальными значениями для процессов рождения гиперонов при энергиях FNAL. Отметим, что для ряда гиперонов ($\bar{\Lambda}^0, \Sigma^+, \Xi^0$) теоретические и экспериментальные значения для величины n заметно различаются. Причины такого несогласия могут быть разными – от экспериментальных эффектов, обусловленных влиянием резонансов, до недостатков самой модели [7]. В то же время для процессов рождения Λ^0 -гиперонов такое несогласие минимально ($n_{th} = 1, n_{exp} = 0.9$), а для рождения Ω^- -гиперонов – вообще отсутствует ($n_{th} = 5, n_{exp} = 5$) [8]. Эти факты являются существенным доводом в пользу фрагментационного механизма образования Λ^0 - и Ω^- -гиперонов в pp -соударениях.

На рис.1 в качестве примера представлена простейшая диаграмма [7], описывающая фрагментацию состояния с валентным составом протона в Λ^0 -гиперон и K^+ -мезон.

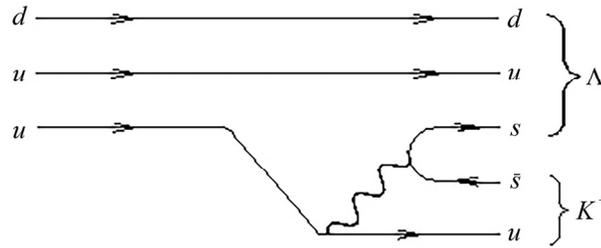


Рис.1. Диаграмма фрагментации состояния с валентным составом протона с образованием Λ^0 -гиперона.

Диаграмма фрагментации состояния с валентным составом нейтрона может быть получена из рис.1 путем замены $u \rightarrow d, d \rightarrow u$ и будет описывать образование Λ^0 -гиперона и K^0 -мезона. Согласно модели [7], ей будет соответствовать тот же показатель $n_{th} = 1$ и, соответственно, тот же спектр рождения Λ^0 , что и для фрагментации протона.

Рассмотрим далее в аналогичном подходе [1] процесс образования Λ^0 -гиперонов при соударении двух ядер B и A .

С учетом равенства вкладов от протонов и нейтронов налетающего ядра, как показано в работе [1], инклюзивное сечение рождения Λ^0 должно линейно

зависеть от массового числа B налетающего ядра:

$$d\sigma^{BA \rightarrow \Lambda^0 X}(x) / dx = B \sum_{n=1}^A N_n(A, \sigma_{pN}) d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow \Lambda^0}(x) / dx, \quad (6)$$

где σ_{pN} – полное сечение недифракционного pN -взаимодействия; величины $d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow \Lambda^0}(x) / dx$ и $N_n(A, \sigma_{pN})$ в общем виде определены в выражениях (2) и (3).

Подчеркнем, что выражения вида (6) могут быть справедливы в модели [1] лишь для спектров конечных частиц в области фрагментации нуклонов налетающего ядра. Линейность спектров по массовому числу B связана с тем, что использованные выше выражения, в их вероятностной трактовке [1,3], учитывают взаимодействия каждого из налетающих нуклонных состояний в среде ядра-мишени A и далее его фрагментацию вне ядра A .

Как было отмечено выше, сечения рождения гиперонов на нуклонах не зависят существенно от $s^{1/2}$ в акте соударения. Отсюда, если последний акт взаимодействия с последующей фрагментацией, $p(H)N \rightarrow \Lambda^0 X$, происходит на нуклоне ядра A , уже испытавшем до этого соударение, сечение этого процесса должно быть таким же, как и на покоящемся нуклоне. В связи с этим, число нуклонов B налетающего ядра, с которым связана вероятность повторных соударений для нуклонов ядра-мишени, в рассматриваемых процессах не имеет тех ограничений ($B \ll A$), какие имеют место для аналогичных процессов с рождением чармония [1]. В принципе, выражения вида (6) для процессов рождения гиперонов должны быть справедливыми и для соударения двух тяжелых ядер.

В проведенных расчетах по процессам $BA \rightarrow \Lambda^0 X$ для параметризации спектров рождения Λ^0 на нуклоне использовалась эмпирическая зависимость, описывающая экспериментальные данные FNAL, с параметрами из работы [6]:

$$\begin{aligned} d\sigma^{pp \rightarrow \Lambda^0 X}(x) / dx d^2 p_{\perp} = \\ = \exp\{c_1 + c_2 x + c_3 x^2 + c_4 x p_{\perp} + c_5 p_{\perp}^2 + c_6 p_{\perp}^4 + c_7 p_{\perp}^5 + c_8 x^4 + c_9 x^5 p_{\perp}\} \\ \times (1-x)^{(c_{10} + c_{11} p_{\perp}^2)} / x \left[\text{мб} / (\text{ГэВ} / \text{с})^2 \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Для сечений $d\sigma^{p(H)N \rightarrow HX} / dx$ использовались те же параметризация и константы, что и в работе [3].

Расчет эффективных нуклонных чисел (3) выполнялся в модели Ферми для одночастичной ядерной плотности [9].

В настоящей работе вычислялись отношения вида

$$R(x) = \frac{1}{BA} \left[\frac{d\sigma^{BA \rightarrow \Lambda^0 X}(x) / dx}{d\sigma^{pN \rightarrow \Lambda^0 X}(x) / dx} \right] \quad (8)$$

для различных ядер-мишеней и при величинах сечений σ_{pN} , соответствующих энергиям FNAL.

Отметим, что ввиду линейной зависимости спектров (6) от массового числа B , отношения $R(x)$ будут одинаковыми для любых налетающих ядер, включая одиночный протон.

На рис.2 представлены расчетные кривые $R(x)$ для процессов $BA \rightarrow \Lambda^0 X$ для ядер-мишеней Al^{27} , Cu^{64} и Pb^{207} .

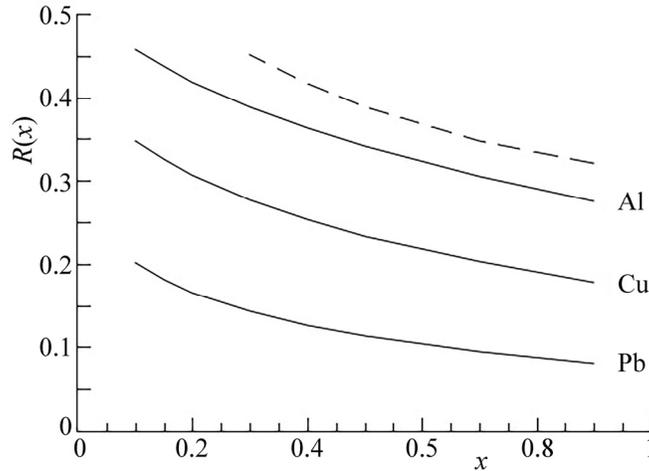


Рис.2. Отношения $R(x)$ для процессов $BA \rightarrow \Lambda^0 X$ для ядер-мишеней Al^{27} , Cu^{64} и Pb^{207} (сплошные кривые). Пунктирная кривая – величины $R(x)$ для процессов $BW \rightarrow J/\psi X$ для ядра W^{184} при $E_p = 200$ ГэВ [1].

С точки зрения модели [3], фрагментационный механизм образования конечных адронов должен доминировать в области фрагментации налетающей частицы, если регистрируемое состояние содержит хотя бы один из валентных кварков начального адрона. Это условие, однако, не является необходимым.

Примером процесса, где указанное условие не выполняется, является процесс образования Ω^- -гиперонов, $pp \rightarrow \Omega^- X$.

Ω^- -состоянию, состоящему из трех s -кварков, согласно модели [7], должен соответствовать в этом процессе спектр рождения вида (5) с показателем $n = 5$, соответствующий механизму фрагментации протонного состояния с испусканием трех глюонов и образованием трех $s\bar{s}$ -пар. (Диаграмма фрагментации нейтронного состояния приводит к аналогичному результату). Как отмечалось выше, именно такое поведение спектров $pp \rightarrow \Omega^- X$ было обнаружено экспериментально [8].

Для сечений процессов $BA \rightarrow \Omega^- X$ в области фрагментации нуклонов ядра B справедливы выражения вида (6) и (8) с заменой индексов $\Lambda^0 \rightarrow \Omega^-$, поскольку условие отсутствия зависимости от $s^{1/2}$ в сечении рождения гиперона остается в силе [6].

При расчете инклюзивных спектров $d\sigma^{BA \rightarrow \Omega^- X}(x)/dx$ была использована экспериментально определенная зависимость $d\sigma^{pp \rightarrow \Omega^- X}/dx \sim (1-x)^5/x$ [8].

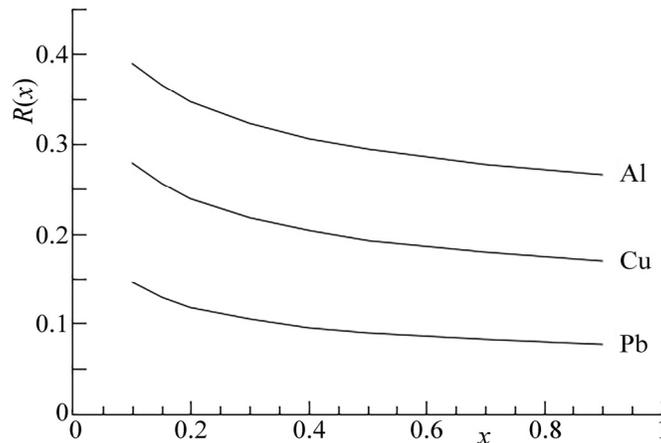


Рис.3. Отношения $R(x)$ для процессов $BA \rightarrow \Omega^- X$ для ядер-мишеней Al^{27} , Cu^{64} и Pb^{207} .

На рис.3 представлены полученные кривые $R(x)$ для процессов $BA \rightarrow \Omega^- X$ для ядер-мишеней Al^{27} , Cu^{64} и Pb^{207} .

Представленные на рис.2,3 значения для отношений $R(x)$ заметно отличаются от аналогичных результатов для процессов рождения чармония [1]. На рис.2 для сравнения приведена кривая из работы [1], описывающая величины $R(x)$ для таких процессов для ядра-мишени W^{184} . Очевидно, такое поведение кривых является следствием существенно разной пространственно-временной картины процессов: локализованного образования $c\bar{c}$ -состояний внутри ядра-мишени A и фрагментацией $H \rightarrow \Lambda^0$ или $H \rightarrow \Omega^-$ за пределами ядра A .

Учитывая хорошее согласие предсказаний модели [3] с большим набором данных по процессам $pA \rightarrow \Lambda^0 X$ [5], сравнение представленных на рис.2 результатов с экспериментальными данными позволило бы судить о справедливости и точности аналогичного подхода [1] в случае ядро-ядерных взаимодействий.

В отношении процессов $pA \rightarrow \Omega^- X$ и $BA \rightarrow \Omega^- X$ необходимо отметить, что обнаружение характерного поведения величин $R(x)$, в соответствии с кривыми рис.3, служило бы прямым указанием на доминирование фрагментационного механизма образования Ω^- -гиперонов в pN -соударениях [7].

Автор признателен Г.Р. Гулкянну за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М. Жамкочян. Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 151 (2015).
2. В.М. Жамкочян. Ядерная физика, **52**, 1127 (1990); V.M. Zhamkochyan. Z. Phys., **C58**, 435 (1993).
3. В.М. Жамкочян. Ядерная физика, **58**, 1338 (1995).
4. V.M. Zhamkochyan. Z. Phys., **C60**, 557 (1993).
5. P. Skubic, et al. Phys. Rev. D, **18**, 3115 (1978).
6. L.G. Pondrom. Phys. Rep., **122**, 57 (1985).

7. **R. Blankenbecler, et al.** Phys. Rev. D, **12**, 3469 (1975); **I.F. Gunion.** Phys. Lett. B, **88**, 150 (1979).
8. **K.-B. Luk.** FERMILAB-Conf-89/40 (1989).
9. **P.V. Murthy, et al.** Nucl. Phys. B, **92**, 269 (1975).

Λ- ԵՎ Ω-ՀԻՊԵՐՈՆՆԵՐԻ ԾՆՄԱՆ ՄԱՍԻՆ
 ՄԻՋՈՒԿ-ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԲԱԽՈՒՄՆԵՐՈՒՄ
 Վ.Մ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ

Դիտարկված են երկու միջուկների բախումներում Λ^0 - և Ω^- -հիպերոնների ծնման պրոցեսները ընկնող միջուկի նուկլոնների բեկորացման տիրույթում: Հաշվարկված են այդպիսի պրոցեսների ինկլուզիվ սպեկտրները տարբեր թիրախ-միջուկների համար: Ներկայացված արդյունքները կարող են օգտագործվել բեկորացման մեխանիզմների և օգտագործած մոդելային պատկերացումների ճշգրտությունը վերլուծելու համար:

ON THE PRODUCTION OF Λ - AND Ω -HYPERONS
 IN NUCLEUS-NUCLEUS COLLISIONS

V.M. ZHAMKOCHYAN

Processes of production of Λ - and Ω -hyperons in collisions of two nuclei in the fragmentation region of the incident nucleus nucleons are considered. Calculations on inclusive spectra of such processes for different target nuclei are performed. Presented results may be used for the analysis of fragmentation mechanisms and the accuracy of used model approximations.