

МАЛОНУКЛОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ЯДРАХ И ВЫХОДЫ КУМУЛЯТИВНЫХ ЧАСТИЦ

М.И.Стрикман, Л.Л.Фрэнкфурт

Получены выражения для одноинклюзивных спектров кумулятивных $p, \pi, K \dots N^{2,3}, He^3 \dots$ через одночастичную матрицу плотности нуклонов в ядре. Объяснены зависимость спектров от атомного номера и импульса кумулятивной частицы.

В [1] в рамках стандартной картины Грибова – Глаубера для рассеяния адронов на ядрах был вычислен (в согласии с опытом) выход кумулятивных p, π в реакциях $p + D (He^4) \rightarrow p, \pi + X$ [2]. Для ядер с $A \lesssim 6$ было достаточно ограничиться приближением парной корреляции. Для ядер с $A \gtrsim 12$ пренебрежение тройными (четверными) корреляциями является слишком грубым приближением. Формулы, полученные в настоящей статье, учитывают рассеяние на любых малонуклонных корреляциях (МНК) и позволяют связать между собой спектры всех кумулятивных частиц.

Введем однонуклонную матрицу плотности $\rho_A^{p(n)}(a, k_{\perp})$ – вероятность найти в ядре протон (нейтрон), который несет поперечный импульс k_{\perp} и a/A долю импульса ядра в системе, где ядро быстрое ¹⁾ ρ_A^N нормирована согласно

$$\int_0^A \rho_A^{p(n)}(a, k_{\perp}) \frac{da}{a} d^2 k_{\perp} = z(A - z).$$

При отсутствии усиленных реджеонных графиков и каскадов вклад спектаторного механизма (который является доминирующим при больших k_{\perp} [3, 1]) имеет вид ²⁾

$$G_h^{A/N}(a, k_{\perp}) \equiv \frac{a d\sigma^{h+A \rightarrow N+X}}{d a d^2 k_{\perp}} = \kappa_h \rho_A^N(a, k_{\perp}) \sigma_{in}^{hN}. \quad (1)$$

¹⁾ Мы пренебрегаем здесь возможной примесью резонансов (Δ, N^*) в волновой функции ядра. Этот вклад практически не меняет окончательный результат.

²⁾ α_b связано с лаб. импульсом кумулятивной частицы "b" согласно $\alpha_b = (\sqrt{m_b^2 + p_b^2} - p_{b3})/m_N$.

Вывод уравнения (1) основан на наблюдении, что в силу топологической структуры правил АГК [4] вклад от рассеяния на нуклонах, не принадлежащих МНК сокращается при вычислении инклюзивного спектра¹⁾. Учет прямого механизма (ср. уравнение (7)) эффективно увеличивает κ_h на фактор 20 – 40%. Расчет экранировочного фактора в случае парной корреляции показывает [1], что при $2 > \alpha > 1,3$ κ_h практически не зависит от α , k_{\perp} и слабо зависит от сорта налетающего адрона ($\kappa_{\pi} \approx 0,65$, $\kappa_p \approx 0,55$). Для того чтобы эффективно разрушить более сложную корреляцию необходимо выбить все нуклоны, скоррелированные с данным (см. [3]). Оценки показывают, что малость такого процесса оказывается того же порядка, что и κ_h для парной корреляции.

В тяжелых ядрах рассеяние быстрых вторичных частиц может приводить к добавочному разрушению малонуклонных короткодействующих корреляций на фактор λ_A . Очевидно, что λ_A пропорционально числу нуклонов в трубке площадью $\pi\rho_h^2$, где ρ_h – радиус сильного взаимодействия. В рамках двухкомпонентной модели [5] $\lambda_A \approx 1$ для $A = 12$ и $\lambda_A \approx A^{0,2}$ в интервале $12 < A < 200^2$). Этой оценкой λ_A мы будем пользоваться ниже при сопоставлении с опытом (в принципе λ_A может быть измерено независимым способом [1, 3]). В результате в пренебрежении испарительным вкладом (что оправдано при $\alpha > 1,3$) имеем

$$G_h^{A/N}(\alpha, p_{\perp}) = \rho_A^N(\alpha, p_{\perp}) \sigma_{inel}^{hN} \lambda_A \kappa_h. \quad (2)$$

Поскольку κ_h существенно слабее зависит от α , k_{\perp} чем ρ_A^N (ср. [1]) измерение спектра кумулятивных нуклонов при высокой энергии практически эквивалентно измерению однонуклонной матрицы плотности ядра (легко показать, что уравнение (2) справедливо и для фрагментации D, He в реакциях $D(\text{He}^4) + A \rightarrow p + X$, причем $\kappa_A \sim A^{-1/3}$, что неплохо соответствует опыту [6], но противоречит эмпирической гипотезе ядерного скейлинга, впрочем как и данные по рассеянию γ , $\bar{\nu}$ на ядрах (см. [1]).

Для приложений полезно разложить ρ_A^N в ряд по вкладам r -нуклонных корреляций:

$$\rho_A^N(\alpha, k_{\perp}) = A \sum_{r=2}^A a_r(A) \rho_r(\alpha, k_{\perp}), \quad \text{где } \rho_r(\alpha, k_{\perp}) = 0 \text{ при } \alpha > r. \quad (3)$$

Для средних и тяжелых ядер A -зависимость коэффициентов может быть оценена согласно уравнению (4)³⁾:

$$a_r(A) \sim \frac{1}{A} \int [\rho_A(r)]^r d^3r, \quad \text{где } \rho_A(r) \text{ плотность ядерного вещества} \quad (4)$$

$$\int \rho_A(r) d^3r.$$

¹⁾В [1] уравнение (1) было доказано в приближении парной корреляции.

²⁾Мы благодарны Николаеву за обсуждение параметров модели [5].

³⁾Мы благодарны В.А.Ходелю за объяснение того как уравнение (4) возникает в теории ферми-жидкости.

Для $12 < A < 200$ $a_2 \sim A^{0,15}$, $a_3 \sim A^{0,22}$, $a_4 \sim A^{0,27}$. Теоретический расчет [7] дает для He^4 $a_2 \approx 3$. Анализ данных по фоторазвалу и π -захвату указывает, что $a_2(C^{12}) \approx 8$ (см. [1]). (Здесь мы использовали нормировку $\rho_2(a, k_{\perp}) \approx \rho_D(a, k_{\perp})$).

Вычисления, приведенные выше, показывают, что при отсутствии каскадов $G_h^{A \rightarrow p} \sim A^{1,2}$ так как тройная и парная корреляции приводят к приблизительно одинаковой A -зависимости. Каскад от быстрых частиц приводит к убыстрению зависимости от A на фактор $A^{0,2 - 0,3}$ по существу не меняя формы спектра. В итоге $G^{A \rightarrow p} \sim A^{1,4 - 1,5}$ в согласии с опытом [8]. Например, используя модель [5] имеем $G^{\text{Ta} \rightarrow p/C^{12} \rightarrow p} \approx 3$, (на опыте [8] — 3,7).

Для оценки функциональной зависимости вкладов в ρ_A^N от многоуклонных корреляций мы примем, что волновая функция r -нуклонной корреляции равна свертке $r - 1$ волновых функций парной корреляции. Тогда, считая, что $\rho_2(a_1, k_{\perp}) \sim (2 - a)^n$ и используя метод, близкий к выводу соотношений размерностного счета для ядер [9] имеем (для простоты мы ограничимся здесь случаем $k_{\perp} = 0$):

$$\rho_A^N(a, k_{\perp}) = \sum_{r=2}^N a_r(A) \left[\frac{r-a}{r-1} \right]^{n(r-1)+r-2} \quad (5)$$

В уравнении (5) a_r/r пропорционально вероятности r -нуклонной корреляции. Из данных [2] по реакции $p + D \rightarrow p + X$ следует, что $n = 2,8 \pm 0,1^1$. На рис.1 приведено сравнение данных [8] для реакции $p + \text{Ta} \rightarrow p + X$ при $E_p = 400$ ГэВ с уравнениями (2), (5) и $\frac{a_3/3}{a_2/2} \approx 0,2$, $\frac{a_4/4}{a_2/2} \approx 0,05$. Таким образом уравнения (2) — (5) позволяют описать зависимость от A и от a спектра кумулятивных протонов при высокой энергии. Тот же расчет указывает, что средний поперечный импульс кумулятивных протонов должен существенно расти с ростом a . Это также соответствует данным [8].

С уменьшением начальной энергии падает эффективное число соударений и кроме того r -кратная корреляция дает вклад только в области $a < a_{max}(r, E_h)$. Если принять световой скейлинг [3] при низких энергиях 1 ГэВ, где эффективно работает только одно столкновение, то в этой области уравнение (2) переходит в:

$$G_h^{A/p}(a, k_{\perp}) = \sigma_{inel}^{hA} \sum_r \rho_r(a, k_{\perp}) \theta[a_{max}(r, E_h) - a]. \quad (6)$$

При $T_p = 640$ МэВ расчет по уравнению (6) с тем же отношением $a_{4,3}/a_2$ приводит к величине наклона $B \sim 17 \text{ ГэВ}^{-2}$ ($G_p \sim \exp - B_p^2$) в области тройной — пятерной корреляций. На опыте [10] $B = 17 - 20 \text{ ГэВ}^{-2}$. Уравнение (6) предсказывает также, что $G_p^{A/p} \sigma_{in}^{hA} a_3,4 \sim A^{0,7} A^{0,3} = A$; что неплохо соответствует опыту при $A > 12$. Рост с A вклада многоуклонных корреляций приводит (в согласии с опытом [10]) к уменьшению B (рост

¹⁾ Отметим, что кварковый счет приводит к $n = 5$ [9].

A -зависимости спектра в области энергий 1 – 10 ГэВ был объяснен в [1]). Скачки на границе 3, 4 . . . корреляций, формально следующие из уравнения (6) должны в значительной степени замазываться движением корреляций в среднем поле ядра и взаимодействием в конечном состоянии, которое не мало при низких энергиях.

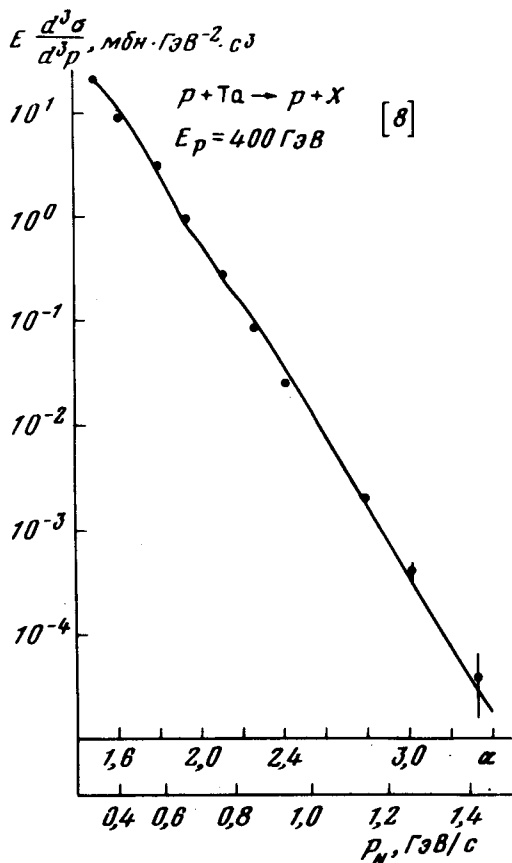


Рис. 1. Выход кумулятивных протонов в реакции $p + Ta \rightarrow p + X$ при $E_p = 400 \text{ ГэВ}$ [8]. Данные при $\theta = 160^\circ$ экстраполированы к $\theta = 180^\circ$, $n = 2,8$, $a_3/a_2 = 1,3$, $a_4/a_2 = 1/10$, $a_5/a_2 = 1/30$, $a_6/a_2 = 1/100$

Таким образом мы показали, что гипотеза МНК позволяет единым образом описать данные по рождению кумулятивных протонов в интервале энергий 0,6 + 400 ГэВ.

Сечение рождения кумулятивных пионов (K , Λ) не содержит фактора Глауберовского экранирования [1] и в силу кинематики вклад низкоэнергетических каскадов в этом случае по-видимому невелик:

$$G_h^{N \rightarrow \pi}(X, p_\perp) = \int \sum_{p, n} \rho_A^N(a, k_\perp) \frac{da}{a} d^2 k_\perp G_h^{N \rightarrow \pi}(X/a, p_\perp - x/a k_\perp). \quad (7)$$

Используя уравнение (7) и параметризуя экспериментальные данные (8) в виде $G_p^{A/p} \sim \rho_A^N \exp(-7,2 a)$; $G_h^{N \rightarrow \pi} \sim (1 - a)^n$, $n \sim 2 - 3$ можно без свободных параметров вычислить зависимость спектра кумулятивных пионов от импульса. Имеем $G_h^{A/\pi} \sim \exp(-7,2 a_\pi) / a_\pi^n \sim \exp(-T_\pi/T_0)$, где $T_0 \approx 65 \text{ МэВ}$, что хорошо согласуется с [2]. A -зависимость спектра определяется поведением $a_{2,3}$, т.е. ожидается, что при $a > 1$ $G_h^{A/\pi} \sim A^{1,2}$.

Несколько более медленный рост $G_p^{A/\pi}$ при $E_p \sim 10$ ГэВ ($A^{1,1}$) по-видимому связан с малостью начальной энергии (см. [3]).

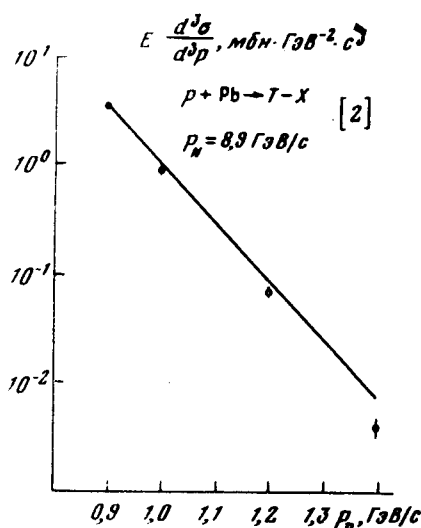
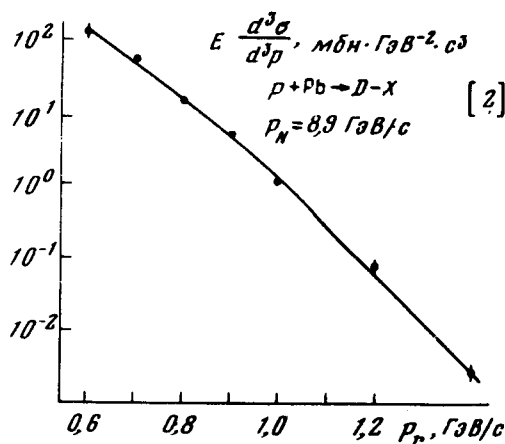


Рис. 2, а, б. Расчет спектров кумулятивных D, T при $\theta = 180^\circ$, $E_p = 9$ ГэВ [2] согласно уравнению (8)

В обсуждаемой картине легкие кумулятивные ядра (D, T) возникают в результате слипания близких по z -кумулятивных протонов и нейтронов в поле ядра (этот механизм близок [1]). Сечение рождения ядра B из Z протонов и N нейтронов при $p_B > p_F$ и малых $p_{B\perp}$ есть

$$G_p^{A/B}(P) = \xi_B [G_p^{A/P}(p/B)]^Z [G_p^{A/N}(p/B)]^N (\lambda_A \sigma_{in}^{hN} A p^2 / p_F^2)^{1-B} \approx$$

$$\approx \xi_B \left(\frac{N}{Z}\right)^N [G_p^{A/P}(p/B)]^B (\lambda_A \sigma_{in}^{hN} A p^2 / p_F^2)^{1-B}. \quad (8)$$

Множитель $p^{-2} (B-1)$ учитывает малость на слипание нуклонов. $\xi \sim 10^{-2}$ и может быть в принципе оценен в рамках стандартной теории ядра. Уравнение (8) хорошо описывает как зависимость от импульса кумулятивного ядра (см. рис.2), так и A -зависимость спектров [2, 8, 10].

Таким образом, все существующие данные по одноинклюзивным спектрам согласуются с развитым подходом. Для окончательного установления роли каскадов и влияния эффектов прохождения кумулятивных частиц через ядро необходимы корреляционные измерения. Данные первых нейтринных экспериментов [12] согласуются с величиной корреляции между средним x и a предсказанной в [3].

Мы благодарны В.Б.Гаврилову и Г.А.Лексину за стимулирующие вопросы.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 июля 1979 г.

Литература

- [1] L.L.Frankfurt, M.I.Strikman. Phys. Lett., B83, 407, 1979.
- [2] А.М.Балдин и др. ОИЯИ Е1-8054, 1974, P1-11168, 1977, P1-11302, 1978.
- [3] М.И.Стрикман, Л.Л.Франкфурт. ЯФ, 25, 1177, 1977; 29, 490, 1979; Phys. Lett., B69, 93, 1977.
- [4] В.А.Абрамовский, В.Н.Грибов, О.В.Канцели. ЯФ, 18, 595, 1973.
- [5] N.N.Nikolaev. Phys. Lett., B70, 95, 1977.
- [6] J. Papp. LBL 3633, 1975; R.Anderson. LBL-6769, 1978.
- [7] J.G.Zabolitsky, W.Ey. Phys. Lett., 76B, 527, 1978.
- [8] Ю.Д.Баяков и др. ИТЭФ-6,23, 1979.
- [9] I.A.Schmidt, R.Blankenbecker. Phys. Rev., D15, 3321, 1977.
- [10] S.Frankel et al. Phys. Rev. Lett., 36, 642, 1976; Phys. Lett., 71B, 79, 1977; V.I.Komarov et al. Phys. Lett., 69B, 37, 1977.
- [11] S.T.Butler, C.A.Pearson. Phys. Lett., 29, 843, 1963.
- [12] J.P.Berge et al. Phys. Rev., 18, 1367, 1978.