

ОБРАЗОВАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПИОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕЙТРОНОВ С ПРОТОНАМИ И ЯДРАМИ

Г. А. Лобов, В. Е. Маркушин, В. В. Соловьев,
И. С. Шапиро

Показано, что экспериментальные данные по рождению быстрых пионов на ядрах могут быть объяснимы по порядку величины в рамках импульсного приближения. Выяснен эффект релятивизации волновой функции дейтрона.

В последнее время появились экспериментальные работы [1–3] по инклюзивным спектрам π -мезонов высокой энергии, образующихся при столкновениях дейтронов с протонами и ядрами. Энергия π -мезонов превышала кинетическую энергию, приходящуюся на нуклон дейтрона. Цель настоящей работы – сравнение с экспериментальными данными [1–3] результатов, полученных в импульсном приближении (см. диаграмму рис. 1) для реакций $d + p(A) \rightarrow \pi^-(0^0) + \dots$ с использованием нерелятивистского и релятивистского описания волновой функции (ВФ) дейтрона в ρ -пространстве [4–6].

Инвариантное сечение инклюзивного образования пионов в реакции $d + p \rightarrow \pi^-(0^0) + \dots$ имеет вид:

$$\frac{1}{p_\pi} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp_\pi} = \frac{4}{\pi} \sigma_{pp} \iint \left(|a|^2 + |b|^2 \right) \frac{I_{Np}}{I_{dp}} \frac{E_N}{E_{N'}} \rho(x, p_\perp^\pi) dz p'^2 dp', \quad (1)$$

где σ_{pp} – полное сечение pp -рассеяния, $I_{Np}/I_{dp} = \sqrt{\frac{(pp_N)^2 - m^2 p_N^2}{(pp_d)^2 - m^2 m_d^2}}$ –

кинематический фактор, учитывающий переопределение плотности потока, $\rho(x, p_\perp^\pi)$ – спектральная плотность одночастичного распределения в реакции $p + p \rightarrow \pi^- + \dots$, $x = p_\parallel^\pi / (p_{max}^\pi)_p$, $p_\parallel^\pi (p_\perp^\pi)$ – продольный (поперечный) импульс π -мезона, $(p_{max}^\pi)_p$ – максимальный импульс пиона в реакции $N + p \rightarrow \pi^- + \dots$, $p' (E_{N'})$ – импульс (энергия) нуклона N' (см. рис. 1), z – косинус угла между импульсами N' и дейтрона, Q – импульс нуклона в системе покоя дейтрона, $a(Q)$ и $b(Q)$ – импульсное представление ВФ дейтрона для s - и d -волн.

Релятивизация ВФ дейтрона осуществлялась путем разложения по неприводимым унитарным представлениям однородной группы Лоренца с помощью преобразования перехода на световой конус (ρ -представление) [4, 6–8]. На больших расстояниях (или для нерелятивистских импульсов) функция в ρ -представлении совпадает с обычной. На расстояниях же, меньших или порядка $1/m$ (или для $Q \gtrsim m$), ВФ ρ -представления Фурье сопряжена не импульсам, а быструтам. Релятивистская ВФ полу-

чалась из обычной ВФ в координатном представлении, в которой радиус-вектор \mathbf{r} отождествлялся с релятивистской переменной $\vec{\rho}$.

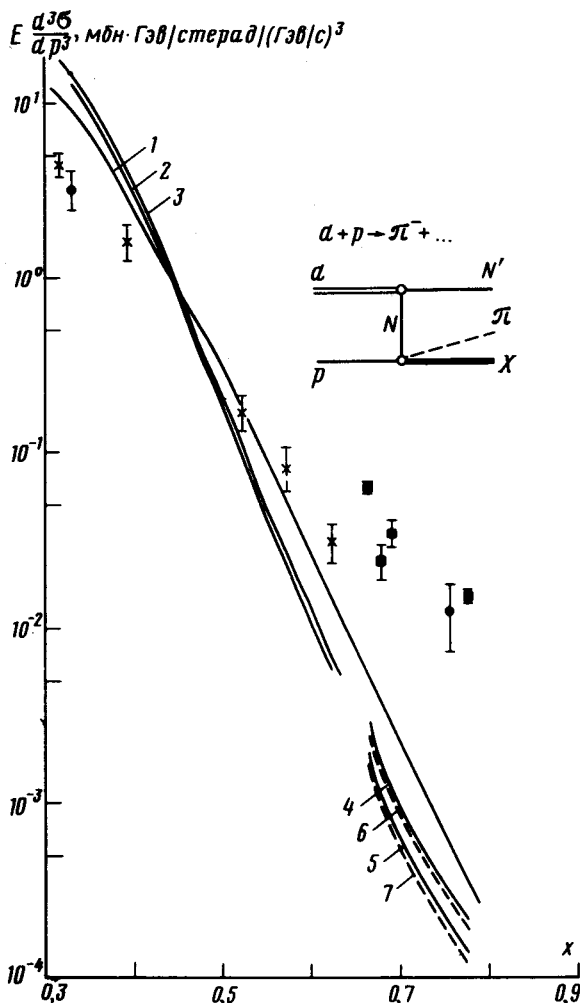


Рис. 1. Инвариантное сечение рождения π^- в реакции $d + p \rightarrow \pi^-(0^\circ) + \dots$ в функции $x = \rho^\pi / \rho_{max}^\pi$. Точки взяты из работы [12]: \times — при $p_d = 16,8 \text{ Гэв}/c$; \downarrow — при $p_d = 12 \text{ Гэв}/c$, \blacksquare — для реакции $d + N_{Cu} \rightarrow \pi^-(0^\circ) + \dots$ при $7 < p_d < 10 \text{ Гэв}/c$. Кривые — результат теоретического расчета: 1 — при $p_d = 5,8 \text{ Гэв}/c$, 2 — при $p_d = 12 \text{ Гэв}/c$, 3 — при $p_d = 16,8 \text{ Гэв}/c$ для фурье-образа ВФ дейтрона [10], 4, 5 — для фурье-образа ВФ дейтрона [10] и [11] соответственно, 6, 7 — для ρ -преобразования этих же функций.

В (1) предполагалось, что сечение рождения π^- протоном и нейтроном дейтрона одинаковы, а для $\rho(x, p_d^\pi)$ использовалась параметризация из [2, 9]. На рис. 1 кривыми представлены результаты вычисления сечения (1) в зависимости от x при разных значениях p_d . Использовались ВФ с твердым кором [10] и без него [11]. При x от 0,67 до 0,78 приведены данные [12] для реакции $d + N_{Cu} \rightarrow \pi^-(0^\circ) + \dots$ ¹⁾. Видно, что эффект релятивизации ВФ дейтрона в ρ -пространстве ($\sim 20\%$) яв-

¹⁾ В [12] процедура получения сечения реакции $d + N_{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots$ из экспериментальных данных $d + Cu \rightarrow \pi^- + \dots$ не пояснена. Нахождение связи этих двух процессов требует, по меньшей мере, конкретизации механизма рождения сверхбыстрых пионов свободными нуклонами на ядрах, поскольку в реакции $d + Cu \rightarrow \pi^- + \dots$ пион получает энергию как из дейтрона, так и из ядра.

ляется сравнимым с отличием между разными типами ВФ ($\sim 50\%$), что аналогично результатам [7] для упругого pd -рассеяния назад при высоких энергиях. При $0,6 < x < 0,8$ наименьшие значения Q , отвечающие эффективной области интегрирования в (1) невелики ($Q \gtrsim 0,4 m$) и поэтому эффект релятивизации ВФ не превосходит эффекта параметризации. При больших x ($x \lesssim 1$) минимальное Q увеличивается ($Q \gtrsim 1,5 m$) и роль эффекта релятивизации возрастает. Так, при $x = 0,97$ ($p_d = 10,29$, $p_\pi = 7,02$ Гэв/с)¹⁾ сечение (1) для ВФ с твердым кором при нерелятивистской параметризации больше в 3,6 раза, чем при релятивистской. Для мягкого кора это отношение равно 0,5. При этом сечение (1) для ВФ с твердым кором больше, чем с мягким кором в 7,8 раза для фурье-преобразования и незначительно различаются ($\sim 12\%$) в случае ρ -преобразования.

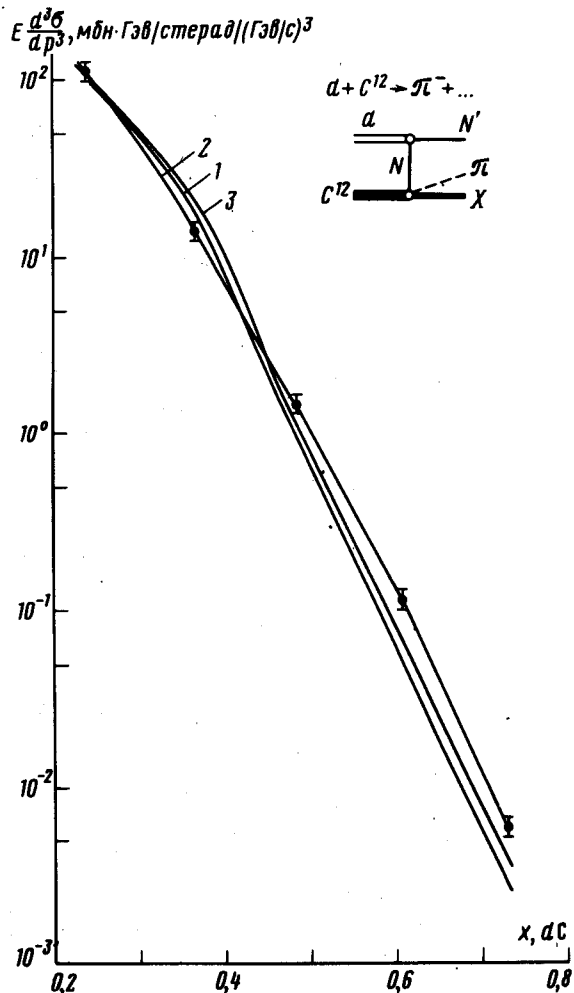


Рис. 2. Инвариантное сечение процесса $d + C^{12} \rightarrow \pi^-(0^\circ) + \dots$. Теоретические кривые: 1 — с учетом обрезания по p_\perp^π , 3 — без учета обрезания по p_\perp^π для ВФ дейтрона [10]. Кривая 2 проведена через экспериментальные точки [3].

Для расчета сечений $d + A \rightarrow \pi^-(0^\circ) + \dots$ была использована параметризация нижнего блока диаграммы рис. 2, согласующаяся с экспериментальными данными по реакции $p + A \rightarrow \pi^-(0^\circ) + \dots$ [3]. Из рис. 2 следу-

¹⁾ Соответствующее значение сечения (1) не приведено в работе [12]

ет, что рассматриваемая модель хорошо описывает экспериментальные данные. В несколько иной модели аналогичное согласие было получено авторами работы [3].

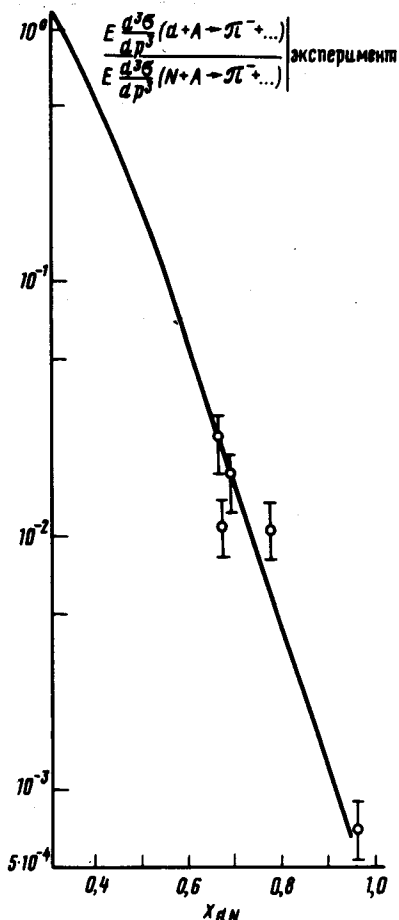


Рис. 3. Отношение инвариантных сечений реакций $d + A \rightarrow \pi^-(0^\circ) + \dots$ и $p + A \rightarrow \pi^-(0^\circ) + \dots$ при $p_d = p_N$ и одинаковых импульсах p_π . Кривая получена из экспериментальных данных [3] для ядра C^{12} при $p_d = 5,8$ Гэв/с. Точки взяты из работы [2] для ядра Cu^{64} при $7 < p_d < 10$ Гэв/с.

На рис. 3 приведены отношения инвариантных сечений процессов $d + A \rightarrow \pi^-(0^\circ) + \dots$ и $p + A \rightarrow \pi^-(0^\circ) + \dots$. Кривая получена из экспериментальных данных [3] по реакции $d + C^{12} \rightarrow \pi^- + \dots$ при $T_d = 4,2$ Гэв в предположении скейлинга для сечения $p + C^{12} \rightarrow \pi^- + \dots$. Из рис. 3 следует, что экспериментальные данные этих двух групп не противоречат друг другу. Этот результат подтверждает отмеченную в [3] универсальную зависимость сечения инклюзивного рождения пионов на ядрах от атомного номера A -мишени. Таким образом, импульсное приближение должно описывать по порядку величины и данные [2] на ядре Cu^{64} , что противоречит выводу [9] о существовании расхождения более, чем на два порядка. Отметим, что различие наших расчетов и работы [9] состоит еще и в том, что в данной работе из эксперимента берется не только сечение реакции $p + p \rightarrow \pi^- + \dots$, но и $p + A \rightarrow \pi^- + \dots$. Приведенные здесь результаты получены без учета схода с массовой поверхности нуклона N (учет экспоненциального фактора, обсуждавшегося в [9]¹⁾,

¹⁾ Введение такого фактора при больших сходах с массовой поверхности представляется нам физически необоснованным.

уменьшает теоретические сечения данной работы и работ [2, 9] более, чем на два порядка). Сход с массовой поверхностью по промежуточному нуклону N не учитывался нами из-за отсутствия приемлемой теоретической параметризации такого схода для реакции $N + p(A) \rightarrow \pi^- + \dots$.

Учет его является важным, так как квадрат 4-импульса N в эффективной области интегрирования достигает значения $p_N^2 \cong -m^2$. Таким образом, данная модель не претендует на строгое количественное описание экспериментальных данных. Проведенное рассмотрение указывает тем не менее, что значительная доля экспериментального сечения и его ход с x достаточно хорошо передается данной моделью даже при $x > 0,5$, т. е. в области, где квазисвободная кинематика не справедлива.

Вместе с тем отметим, что согласие при "обычных" предположениях о ВФ дейтрона с экспериментальными данными на ядрах (рис. 2) и расхождение с данными на протоне, в особенности при $x > 0,6$ (рис. 1), представляется не совсем понятным, поскольку эффективные Q как в реакциях на ядрах, так и на протонах, примерно одинаковы¹⁾. Учет перерассеяния пионов на нуклонах [13] не приводит к объяснению указанного расхождения. Все это указывает на необходимость дополнительных экспериментов на свободных протонах при больших x , которые можно было бы использовать для уточнения механизма реакций. Подробное изложение приведенных выше результатов будет опубликовано в другой статье.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
22 ноября 1975 г.

Литература

- [1] А.М.Балдин и др. Препринт Р1-5819, ОИЯИ, 1971.
- [2] А.М.Балдин и др. ЯФ, 18, 79, 1973.
- [3] J. Papp et al. Phys. Rev. Lett., 34, 601, 1975.
- [4] И.С.Шапиро. ДАН СССР, 106, 647, 1956.
- [5] V. G. Kadyshevsky, R. M. Mir-Kasimov, V. B. Skachkov. Nuovo Cimento, 55A, 233, 1968.
- [6] И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 18, 650, 1973.
- [7] В.А.Карманов. Письма в ЖЭТФ, 21, 289, 1975.
- [8] Б.О.Кербиков, В.М.Колыбасов, А.Е.Кудрявцев. Семинар по теории ядра. Препринт ИТЭФ, №79, 1975.
- [9] С.Б.Герасимов, Н.Гиордэнеску. Препринт Р2-7687, ОИЯИ, 1974.
- [10] J. Hamberstone, J. S. Wallarce. Nucl. Phys., A141, 362, 1975.
- [11] I. J. Mc Gee. Phys. Rev. Lett., 151, 772, 1966.
- [12] А.М.Балдин и др. ЯФ, 20, 1201, 1974.
- [13] Л.А.Кондратюк, В.Б.Копелиович. Письма в ЖЭТФ, 21, 88, 1975.

¹⁾ В реакциях на ядрах эффективные Q несколько меньше.