

СПЕКТР ПРОТОНОВ В РЕАКЦИИ ФРАГМЕНТАЦИИ ДЕЙТРОНА

В.А.Карманов

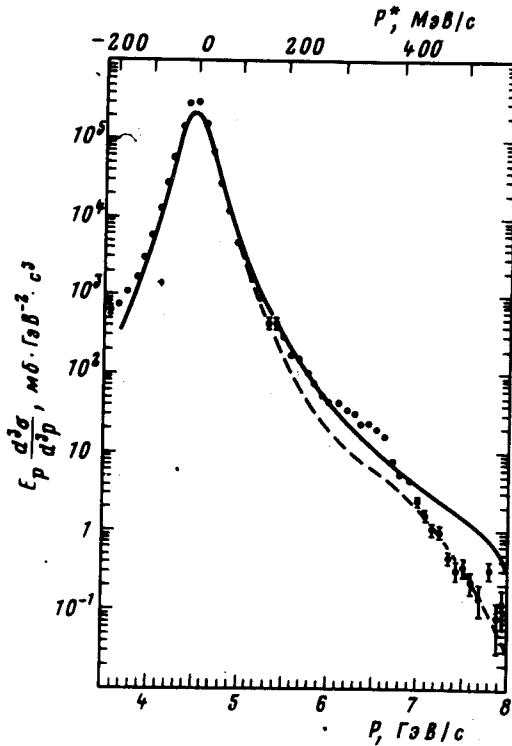
При вычислении амплитуд ядерных реакций в рамках динамики на световом фронте возникает необходимость определять оптимальное положение поверхности светового фронта. Учет этого обстоятельства позволяет согласовать теоретическое сечение фрагментации дейтрона с экспериментальным ¹ без добавления к волновой функции (ВФ) дейтрона слагаемого, интерпретируемого как вклад шестикваркового состояния.

В работах ¹ были выполнены прецизионные измерения импульсного распределения протонов в реакции фрагментации дейтрона $d + A \rightarrow p (0^0) + X$ при импульсе дейтрона 8,9 ГэВ/с. Предварительные результаты при импульсе 9,3 ГэВ/с были опубликованы в ². Анализ этой реакции в рамках подхода ³, опирающегося на глауберовское приближение с учетом релятивистских эффектов в дейтроне в динамике на световом фронте ⁴ показывает, что сечение пропорционально квадрату ВФ дейтрона. При импульсах протонов $p > 5,2$ ГэВ/с (что в системе покоя дейтрона отвечает вылету протонов с импульсами $p^* > 200$ МэВ/с на 180^0 по отношению к падающему ядру) было обнаружено ^{1,2} заметное превышение (достигающее 200 – 300 %) экспериментальных данных над расчетами со стандартными ВФ дейтрона (штриховая кривая на рисунке). В работах ^{1,2} этот эффект интерпретируется как проявление шестикварковой компоненты дейтрона, а в работе ⁵ – как влияние перерассеяния пиона, испускаемого в NA -взаимодействии.

Мы хотели бы обратить внимание на то, что при приближенном решении задачи в динамике на световом фронте сама точность приближения в релятивистской области существенно зависит от положения поверхности светового фронта, а при формулировке теории в системе с бесконечным импульсом (СБИ), – от направления бесконечного импульса. Поэтому положение поверхности светового фронта должно быть определено из условия оптимизации используемого приближения ⁶. В настоящей работе мы покажем, что учет этого обстоятельства ликви-

116

дирует расхождение между теорией и экспериментом в области, где вообще можно рассчиты-
вать на применимость подхода ³.



Согласно работам ¹⁻⁴ сечение фрагментации на угол 0° может быть представлено в виде

$$E_p \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} \equiv \sigma(p, \omega) = C_d \sigma_{NA}^{in} m F(p) \frac{\psi^2(q)}{2(1-x)}, \quad (1)$$

где для ядра ^{12}C $C_d \cong \sigma_{dA}^{in} / \sigma_{dA}^{tot} = 0,54$, $\sigma_{NA}^{in} = 265$ мбн. Функция $F(p) = R_2(p) / R_2(p_d/2)$ учитывает обращение в нуль фазового объема $R_2(p)$ ядра ^{12}C и нейтрона на кинематической границе импульса протона. Аналитическая форма $F(p)$ отличается от ^{1,2}, но численное отличие не велико. В формуле (1) в соответствии с ^{1,2,4} выполнен простейший учет релятивистских эффектов в аргументе и нормировке ВФ. Квадрат аргумента ВФ (при $p_\perp = 0$) имеет вид

$$q^2 = \frac{m^2}{4x(1-x)} - m^2. \quad (2)$$

Входящая в (1) ВФ нормирована следующим образом:

$$m \int \psi^2(q) \frac{d^3 q}{E_q} = m \int \frac{\psi^2(q)}{2(1-x)} \frac{d^3 p}{E_p} = 1. \quad (3)$$

Мы будем отождествлять $\psi(q)$ с парижской ВФ ^{7 1)}.

Для x удобно использовать инвариантное выражение ⁸:

$$x = \omega p / \omega p_d, \quad (4)$$

где ω — 4-вектор, задающий поверхность светового фронта $\omega_0 t - \vec{\omega} x = 0$ ($\omega^2 = 0$), на которой определена ВФ. При формулировке теории в СБИ единичный вектор $\vec{\omega} / \omega_0$ указывает на-

¹⁾ Нам представляется более последовательным не вводить (в отличие от ^{1,2,4}) множитель E_q/m в формулу (1), сохраняя его в нормировочном интеграле (3).

правление движения СБИ (в этом направлении движется наблюдатель). В работах ^{1,2,4} расчет был выполнен с $\vec{\omega} \parallel -\mathbf{p}_d$ в лаб. системе, что отвечает следующему значению x :

$$x = \frac{E_p + |\mathbf{p}|}{E_d + |\mathbf{p}_d|} . \quad (5)$$

Из формул (1) – (4) видно, что сечение (1) явно зависит от 4-вектора ω . Эта зависимость отражает, в частности, наличие неучтенного вклада многочастичных промежуточных состояний. Ясно, что точная амплитуда зависит только от 4-импульсов частиц и не может зависеть от ω . Поэтому точное сечение может быть представлено в виде

$$\sigma^{\text{точн}}(p) = \sigma(p, \omega) + \Delta\sigma(p, \omega), \quad (6)$$

где $\sigma^{\text{точн}}(p)$ не зависит от ω , а $\sigma(p, \omega)$ дается формулой (1). Ограничиваясь вкладом $\sigma(p, \omega)$, мы должны определить ω (т.е., выразить ω через 4-импульсы частиц), так, чтобы минимизировать неучтенный вклад $\Delta\sigma(p, \omega)$. Прямой анализ зависимости $\Delta\sigma(p, \omega)$ от ω возможен только в случае простейших механизмов (см. ⁶). В данном же случае мы вынуждены судить о зависимости $\Delta\sigma(p, \omega)$ от ω по поведению $\sigma(p, \omega)$ (при условии, что известен знак $\Delta\sigma(p, \omega)$). Из сравнения расчета по формулам (1), (2), (5) (штриховая кривая на рис. 1) с данными ¹ видно, что $\Delta\sigma > 0$. Поэтому минимуму $\Delta\sigma$ отвечает максимум сечения $\sigma(p, \omega)$. Легко проверить, что максимальное значение $\sigma(p, \omega)$ достигается при $\vec{\omega} \parallel \mathbf{p}_d$. При таком ω находим из (4) выражение, отличающееся от (5):

$$x = \frac{E_p - |\mathbf{p}|}{E_d - |\mathbf{p}_d|} . \quad (7)$$

На рисунке сплошной линией показан расчет по формулам (1), (2), (7). При $p < 6,9$ ГэВ/с ($p^* < 0,42$ ГэВ/с) этот расчет совпадает как с экспериментальными данными, так и с расчетом ¹, учитывающим примесь $6q$ в дейтроне. Отметим, что точки в области "наплыва" в интервале $p = 6 - 6,7$ ГэВ/с не учитывались в работе ¹ при определении примеси $6q$. В работе ² такой наплыв отсутствует. При $p > 6,9$ ГэВ/с проявляется расхождение между теорией и экспериментом, но в этой области вблизи кинематической границы нарушаются условия для применимости глауберовского приближения (импульс нейтрона стремится к нулю, возрастают немассовые эффекты и вклад механизма ⁵). На кинематической границе при $\mathbf{p}_d \rightarrow \infty$, $\mathbf{p} \rightarrow \infty$ из (7) и (2) формально получаем следующие предельные значения: $x = 1/4$ и $q = m/\sqrt{3}$. Из-за заведомой неприменимости формулы (1) вблизи кинематической границы не следует трактовать эти значения как принципиальные ограничения на импульсы нуклонов из дейтрона в реакции фрагментации.

Подчеркнем, что хотя в рассматриваемом случае ω было определено из условия наилучшего описания данных ¹, 4-вектор ω не является подгоночным параметром, поскольку обсуждаемая неопределенность состояла лишь в двузначности ω . Источником неопределенности (помимо поправок к формуле (1)) могла бы явиться экстраполяция нерелятивистской ВФ в релятивистскую область. Однако в работах ⁹ показано, что в реакции $ed \rightarrow enp$ учет релятивистских эффектов в динамике на световом фронте с парижской ВФ ⁷ (с надлежащим определением ω , опирающимся в этом случае на теоретические соображения) также ликвидирует расхождение между теорией и экспериментом. Поэтому ВФ можно считать определенной из реакции $ed \rightarrow enp$.

Таким образом, в динамике на световом фронте достигается совместное описание с единой точки зрения совокупности данных по электрорасщеплению и фрагментации дейтрона. Данные ¹, по нашему мнению, дают важное независимое подтверждение того, что парижская ВФ действительно описывает двухнуклонный сектор в дейтроне в релятивистской об-

ласти. В рамках кваркового подхода с учетом bq -примеси в дейтроне представляло бы интерес воспроизвести эту эмпирическую ВФ в целом, а не поправки к ней.

Автор выражает искреннюю благодарность А.П.Кобушкину и Л.Н.Струнову за стимулирующие и полезные обсуждения.

Литература

1. *Аблеев В.Г., Воробьев Г.Г., Визирева Л. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 196; Nucl. Phys., 1983, A393, 491.
2. *Аблеев В.Г. и др.* Кн.: "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях", Ленинград, ЛИЯФ, 1984, с. 98.
3. *Bertocchi L., Treleani D.* Nuovo Cim., 1976, 36A, 1.
4. *Kobushkin A.P., Vizireva L.* J. Phys. G : Nucl. Phys., 1982, 8, 893.
5. *Браун М.А., Вечернин В.В.*, ЯФ, 1984, 40, 1588.
6. *Карманов В.А.* ЖЭТФ, 1978, 75, 1187.
7. *Lacombe M. et. al.* Phys. Lett., 1981, 101B, 139.
8. *Карманов В.А.* ЖЭТФ, 1976, 71, 399.
9. *Карманов В.А.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 311; ЯФ, 1984, 40, 699.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 мая 1985 г.