

ПРОЯВЛЕНИЕ В РЕАКЦИИ $ed \rightarrow enp$ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ В ДЕЙТРОНЕ

В.А.Карманов

Показано, что описание дейтрона посредством релятивистской волновой функции (ВФ) на световом фронте увеличивает расчетное сечение $d^2\sigma/d\Omega dE'$ реакции $ed \rightarrow enp$ в области $1/2 < x < 1$ и ликвидирует имевшееся расхождение с экспериментом ¹. При $0 < x < 1/2$, напротив, предсказывается уменьшение сечения. Эти оба качественных эффекта есть проявление одного весьма общего свойства неодновременной ВФ.

В работе ¹ было показано, что данные по электрорасщеплению дейтрона $ed \rightarrow enp$ подтверждают так называемый y -скейлинг ^{2,3}. Выполнение y -скейлинга, как и Бьеркеновского скейлинга, связано с импульсным приближением, справедливым при большой относительной энергии в np -системе. Сечение реакции

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega' dE'} = \left(\frac{d\sigma_p}{d\Omega} + \frac{d\sigma_n}{d\Omega} \right) \left(\frac{dE'}{dy} \right)^{-1} F(y) = \left(\frac{d\sigma_p}{d\Omega} + \frac{d\sigma_n}{d\Omega} \right) \frac{m^2 E}{2E' q_L} I \quad (1)$$

пропорционально, согласно ¹, интегралу:

$$I(y) = \int_{|y|}^{|y+q_L|} \psi^2(k) \frac{k dk}{\epsilon(k)}. \quad (2)$$

Переменная y есть минимальный импульс нуклона-спектратора в лаб. системе, определяемый сохранением энергии $E + 2m = E' + \epsilon(q_L - y) + \epsilon(y)$ (E, E' — энергии электрона до и после рассеяния, q_L — переданный 3-импульс в лаб. системе, $\epsilon(y) = \sqrt{m^2 + y^2}$), откуда при $\cos \hat{y}q_L = -1$ находим:

$$y(Q^2, \nu) = -\frac{q_L}{2} + \left(\frac{\nu}{2} + m\right) \left[1 - \left(1 + \frac{\nu}{m}(1-x)\right)^{-1}\right]^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$q_L = \sqrt{\nu^2 + Q^2}, \quad Q^2 = -(k_e - k'_e)^2, \quad \nu = E - E', \quad x = Q^2/4m\nu.$$

Данные ¹ по функции $F(y)$ (см. формулу (1)) при $0,8 \leq Q^2 \leq 6$ (ГэВ/с)² попадают на одну кривую (заштрихованная область на рис.1). С помощью этой кривой и формул (1) и (2) в работе ¹ была извлечена ВФ дейтрона, которая при $k > 0,2$ ГэВ/с оказалась превышающей теоретические предсказания, что отвечает на рис.1 превышению данных при $y < -0,2$ ГэВ/с над штриховой кривой, вычисленной по формулам (1) и (2) с парижской ВФ ⁴ и с асимптотическим значением коэффициента в (1) (формула (5) работы ¹). В работе ⁵ была сделана попытка связать это превышение с б-кварковой структурой дейтрона.

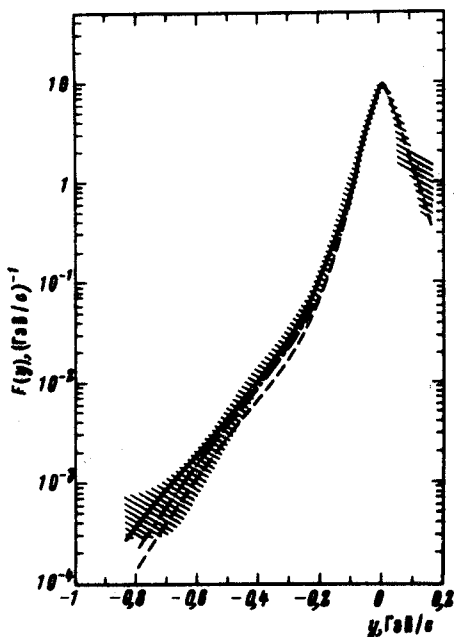


Рис.1.

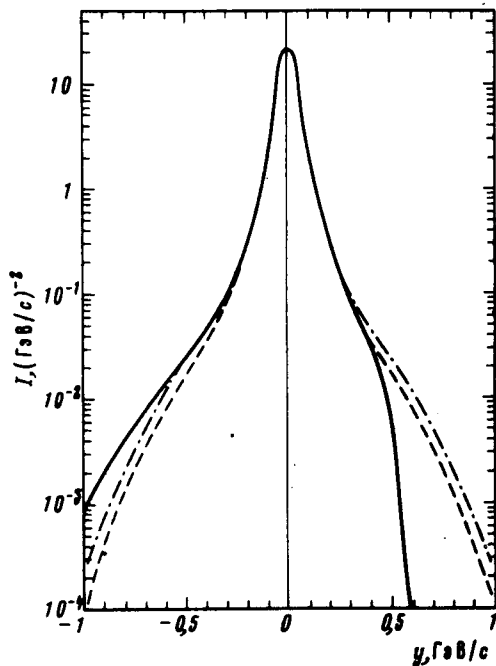


Рис.3.

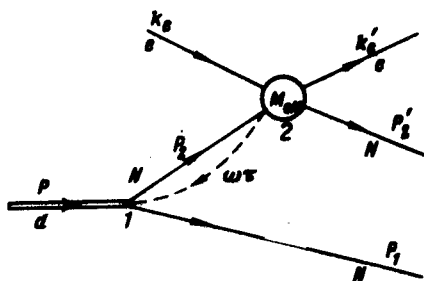


Рис.2.

Развиваемая в настоящей работе точка зрения заключается в том, что в релятивистской области формула (2) не корректно учитывает вклад двухнуклонного состояния в дейтроне, так как соответствует описанию дейтрона фейнмановской вершиной $d \rightarrow NN$, не связанной непосредственно с двухнуклонной компонентой, а справедлива формула, в которой сечение выражено через ВФ на световом фронте. Дело в том, что именно ВФ на световом фронте дают наиболее последовательное описание связанных систем, что подтверждается, например, партонной моделью. Данные ¹ относятся к промежуточной области, в которой хотя релятивистские эффекты уже существенны, но Q^2 и ν еще не настолько велики, чтобы были справедливы асимптотические формулы партонной модели. Сечение $ed \rightarrow enp$ в динамике на световом фронте рассматривалось в работах ^{6, 7}, где проблема u -скейлинга не затрагивалась.

Ниже мы покажем, что расчет в динамике на световом фронте увеличивает сечение при $y < 0$ и ликвидирует расхождение между теорией и экспериментом, а при $y > 0$, наоборот, уменьшает сечение, причем эти оба эффекта есть прямое проявление одного весьма общего свойства ВФ на световом фронте, исследованное ранее в работах ^{8, 9}.

Это на первый взгляд парадоксальное свойство состоит в том, что в неодновременной ВФ система покоя дейтрона не совпадает с системой покоя центра инерции составляющих дейтрон нуклонов. Мы будем пользоваться развитым в работах ^{8, 9} аппаратом ВФ, определенных на инвариантной поверхности светового фронта $\omega x = 0$, $\omega = (\omega_0, \vec{\omega})$, $\omega^2 = 0$. Диаграмма процесса $ed \rightarrow enp$ изображена на рис.2, где пунктирная линия отвечает шпурину ¹⁰. Согласно ⁸ ВФ имеет вид: $\psi = \psi(p_1, p_2, p, \omega\tau)$, где p, p_1, p_2 — 4-импульсы дейтрона и нуклонов, $p^2 = M_d^2$, $p_1^2 = p_2^2 = m^2$, $(\omega\tau)^2 = 0$, $\tau > 0$, причем аргументы в ВФ связаны соотношением (см. вершину 1 на рис.2):

$$p_1 + p_2 = p + \omega\tau. \quad (4)$$

Из (4) видно, что если $p = 0$, то $p_1 + p_2 \neq 0$. Если ввести переменную q — импульс нуклона 1 в ψ -системе np -пары (система покоя промежуточных нуклонов на рис.2) и вектор n — направление $\vec{\omega}$ в этой системе (см. ⁸), то ВФ принимает вид: $\psi = \psi(q, n)$.

Выполненный нами расчет сечения $ed \rightarrow enp$ состоит главным образом в преобразовании интеграла по фазовому объему к переменной q — аргументу ВФ. Мы требуем, чтобы $\omega Q = \omega(k_e - k'_e) = 0$. Это условие подавляет образование $N\bar{N}$ -пар виртуальным γ -квантом (ср. с ^{6, 7}). Элементарные сечения, как и в ¹⁻³, вынесем из-под знака интеграла. Искомое сечение дается выражением (1), где

$$I = q_L \int_{|q_1|}^{|q_2|} \int_0^{2\pi} \frac{|\psi(q, n)|^2}{1 + nq/\epsilon(q)} \frac{d\phi}{2\pi} \frac{q dq}{\epsilon(q) D(q)}, \quad (5)$$

здесь $D(q) = [Q^2 + (m\nu - q^2)^2/\epsilon^2(q)]^{1/2}$, а интегрирование по $d\phi$ осуществляется с помощью формул:

$$\begin{aligned} \cos \hat{nq} &= \cos \theta_n \cos \theta_q + \sin \theta_n \sin \theta_q \cos \phi, \\ \cos \theta_n &= \frac{m\nu - q^2}{\epsilon(q) D(q)}, \quad \cos \theta_q = \frac{Q^2/2 + q^2 - m\nu}{qD(q)}. \end{aligned}$$

Пределы интегрирования в (5) определяются формулой:

$$q_{1,2}^2 = 2\nu^2 x(1-x) \left[1 \mp \sqrt{1 + \frac{m(m+\nu)}{\nu^2 x(1-x)}} \right] + m\nu. \quad (6)$$

Наиболее существенное отличие выражения (5) от (2) возникает из-за несовпадения нижних пределов интегрирования $|q_1|$ и $|y|$. При $y < 0$ ($1/2 < x \leq 1$) из сравнения формул (3) и (6) следует: $|q_1| < |y|$, что увеличивает I , вычисленный по формуле (5), по сравнению с (2). При $y > 0$ ($0 \leq x < 1/2$) имеет место обратное соотношение $q_1 > y$, что уменьшает I и сечение. Особенно отчетливо это видно в ультрарелятивистском пределе $Q^2, \nu \rightarrow \infty$, когда при $x \rightarrow 1$ имеем $|q_1| = m/2 \sqrt{1-x} < |y| = m/4(1-x)$, а при $x \rightarrow 0$ $q_1 = m/2\sqrt{x} > y = 3m/4$. Эти соотношения между q_1 и y и есть следствие того свойства ВФ на световом фронте, о котором говорилось выше. Действительно, из равенства $\omega Q = 0$ видно, что $\vec{\omega}$ и q_L почти параллельны ($\cos \hat{\omega} q_L \approx 1 - 2mx/\nu \rightarrow 1$ при $\nu \rightarrow \infty$). Равенство (4) при $p = 0$ дает $\vec{\omega}\tau = p_1 + p_2$. Отсюда следует, что ц-система np -пары движется вдоль $\vec{\omega}$, т.е. почти вдоль q_L . Переход в эту систему уменьшает импульс нуклона-спектатора, вылетающего при $y < 0$ вдоль q_L , т.е. $|q_1| < |y|$. При $y > 0$ этот нуклон вылетает в противоположном направлении, и мы получаем $q_1 > y$.

Результаты численных расчетов функции F (см. (1)) показаны на рис.1. Сплошная кривая – расчет по формулам (1) и (5) при $Q^2 = 6$ (ГэВ/с)² с парижской ВФ⁴. Мы не учитываем пока n -зависимость ВФ. Штрих-пунктирная кривая – расчет по формулам (1) и (2) с ВФ Рейда с мягким кором¹¹. Расчет с ВФ Рейда¹¹ по формулам (1), №(5) (не показан) идет по верхней границе заштрихованной области.

Таким образом, наш расчет (сплошная кривая) совпадает с экспериментальными данными¹, что указывает на адекватность описания дейтрона с помощью ВФ на световом фронте. Вместе с тем, из сравнения сплошной и штрих-пунктирной кривых видно, что при $y < 0$ обсуждаемый эффект может маскироваться эффектом структуры ВФ (если не настаивать на предпочтительности парижской ВФ). Однако при $y > 0$ влияние этих эффектов становится противоположным, что видно из рис.3. На рис.3 показаны значения интегралов (2) и (5) (при $Q^2 = 6$ (ГэВ/с)²). Обозначения кривых те же, что на рис.1. Имеется качественное отличие расчетов по формулам (2) и (5), а их количественное расхождение при $y > 0,5$ ГэВ/с достигает 10 и более раз. Кривые, рассчитанные по формуле (2), симметричны относительно $y = 0$, а по формуле (5) – асимметричны. Отметим, что выражение (5) приближенно следует y -скейлингу (с 10 %-ной точностью при $Q^2 = 2 - 6$ (ГэВ/с)²). Учет n -зависимости ВФ (согласно⁹) слабо меняет результат при $y < 0$ и усиливает эффект при $y > 0$.

Экспериментальное исследование реакции $ed \rightarrow enp$ при $y > 0$ ($0 < x < 1/2$) (к сожалению, весьма осложняемое в этой области пионным фоном) представляло бы исключительный интерес.

Автор искренне благодарен И.С.Шапиро и С.И.Нагорному за полезные и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. Bosted P. et al. Phys. Rev., Lett., 1982, 49, 1380.
2. West G.B. Phys. Reports, 1975, 18C, 263.
3. Kawazoe Y. et al. Prog. Theor. Phys., 1975, 54, 1394.
4. Lacombe M. et al. Phys. Lett., 1981, 101B, 139.
5. Аблеев В.Г., Воробьев Г.Г., Визирева Л., Димитров Х., Запорожец С.А., Кобушкин А.П., Никитин Д.К., Номофилов А.А., Пискунов Н.М., Ситник И.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 196.
6. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys. Reports, 1981, 76C, 217.
7. Инопин Е.В., Нагорный С.И., Инопин А.Е. Препринт ХФТИ 82-57, Харьков, 1982.
8. Карманов В.А., ЖЭТФ, 1976, 71, 399; 1978, 75, 1187; 1979, 76, 1884; 1982, 83, 3.
9. Карманов В.А., Nucl. Phys., 1980, B166, 378; 1981, A362, 331,
10. Кадышевский В.Г. ЖЭТФ, 1964, 46, 654, 872; Nucl. Phys., 1968, B6, 125.
11. Alberi G. et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 34, 503.