

## О ГЛУБОКО НЕУПРУГОМ $eD$ -РАССЕЯНИИ В ОБЛАСТИ ЗАПРЕЩЕННОЙ ДЛЯ РАССЕЯНИЯ НА ОДНОМ НУКЛОНЕ

*М.И. Стрикман, Л.Л. Франкфурт*

Предложено описание эффектов малых расстояний в дейтроне, основанное на пространственно-временной картине [4] для рассеяния адронов высокой энергии. Вычислена в согласии с опытом структурная функция дейтрона в области, запрещенной для рассеяния на одном нуклоне.

В последнее время привлекают внимание процессы рассеяния на дейтроне в кинематической области запрещенной для рассеяния на одном нуклоне (область  $F$ ) [1 - 3]. При теоретическом их описании определяющую роль играет способ учета релятивистских эффектов [3] (например, при оценке процесса  $D + p \rightarrow \pi + X$  в области  $F$  виртуальность нуклона достигает  $1 \text{ Гэв}^2$ ) [2]. Здесь мы построим релятивистское импульсное приближение, в котором, в отличие от стандартного [1, 2, 4], входят только амплитуды рассеяния на массовой поверхности и релятивистские волновые функции (ВФ) дейтрона. Способ построения релятивистских ВФ изучался в [5], а затем и в [6] и здесь обсуждаться не будет.

Хорошо известно [7], что наглядное полуколичественное (а часто и количественное) описание свойств адронов возникает при использовании старой теории возмущений (но не графиков Фейнмана) в системе бесконечного импульса (ИМФ), так как при этом естественным образом учитывается упорядоченность процессов в пространстве-времени [7, 8]. Поэтому мы будем основываться на дисперсионном подходе (ДП), предложенном Грибовым [8] для описания рассеяния энергичных  $\gamma$ -квантов на ядрах, который эквивалентен описанию с помощью ИМФ. В случае рассеяния энергичного дейтрона ДП сводится к дисперсионному представлению амплитуды рассеяния по массе дейтрона т.е. в ДП дейтрон состоит из реальных адронов:  $NN, NN\pi, \dots$ , на которых и происходит рассеяние. Поскольку неупругие процессы при низких энергиях, в основном, связаны с рождением нуклонных резонансов, то из-за равенства нулю изоспина дейтрона разумно ожидать, что до порога рождения двух  $\Delta(1240)$  (т.е. вплоть до нуклонных импульсов  $k \sim \sqrt{m_\Delta^2 - m_N^2} \sim 0,8 \text{ Гэв/с}$ ) основной вклад дает конфигурация, где дейтрон состоит из двух нуклонов<sup>1)</sup>. (Данные фазового анализа, по-видимому, указывают, что фазы нуклон-нуклонного рассеяния  $^1S_0, ^3S_1$  практически вещественны в еще более широкой области [9]).

ВФ бесспинового дейтрона (вершинная функция  $D \rightarrow NN$ ) в ДП зависит только от  $\eta$ -инвариантной массы системы двух нуклонов:  $4m^2 + 4k^2$ <sup>2)</sup>. Здесь  $k$  импульс одного из нуклонов в системе покоя дейтрона. (На полезность введения  $k$  указано в работах [6, 10]). (Для дальнейшего удоб-

на переменная  $\alpha = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{k_3}{\sqrt{m^2 + k^2}} \right)$  — доля импульса дейтрона, уно-

симая одним из нуклонов в ИМФ (см. также [10]). ВФ нормирована условием  $\int \phi^2(k) d^3k = 1$ .

В ДП структурная функция глубоко неупругого  $eD$ -рассеяния при  $|q^2| \rightarrow \infty$  и фиксированном  $x = -q^2/2q_0 M_D$  в импульсном приближении имеет вид

$$\int d^3k \phi^2(k) \left( F_{2p} \left( \frac{x}{\alpha} \right) + F_{2n} \left( \frac{x}{\alpha} \right) \right) = F_{2D}(x). \quad (1)$$

Здесь  $F_2$  равна  $\nu W_2$  для любой мишени в скейлинговом пределе. Вывод уравнения (1) следует методу работы [8]. Серьезное упрощение связано с тем, что в ИМФ структурная функция нуклона зависит только от доли импульса дейтрона, уносимой взаимодействующим партоном. Для справедливости (1), важно, что в случае скейлинга для  $F_{2N}$  несохранение энергии в обсуждаемом подходе несущественно в ИМФ [11]. Формула (1) отличается от формул партонной модели лишь учетом структурной функции нуклона.

1) Это рассуждение эквивалентно предположению, что в системе покоя дейтрона вероятность любой конфигурации убывает по мере удаления от энергетической поверхности.

2) В формализме светового конуса этот результат следует из "углового условия" [10].

Учет спина дейтрона в (1) сводится к замене  $\phi^2(k)$  на  $u^2(k) + w^2(k)$  [10], где  $u$  и  $w$  — аналоги квантово-механических ВФ  $S$ - и  $D$ -волны. Для грубой оценки можно отождествить  $u$  и  $w$  с нерелятивистскими ВФ, например работы [12], поскольку они неплохо описывают формфактор дейтрона. (Заметим, что учет релятивистских эффектов приводит к замедлению падения формфактора дейтрона при больших переданных импульсах по сравнению с квантово-механическим расчетом [13] и, следовательно, к улучшению согласия с опытом).

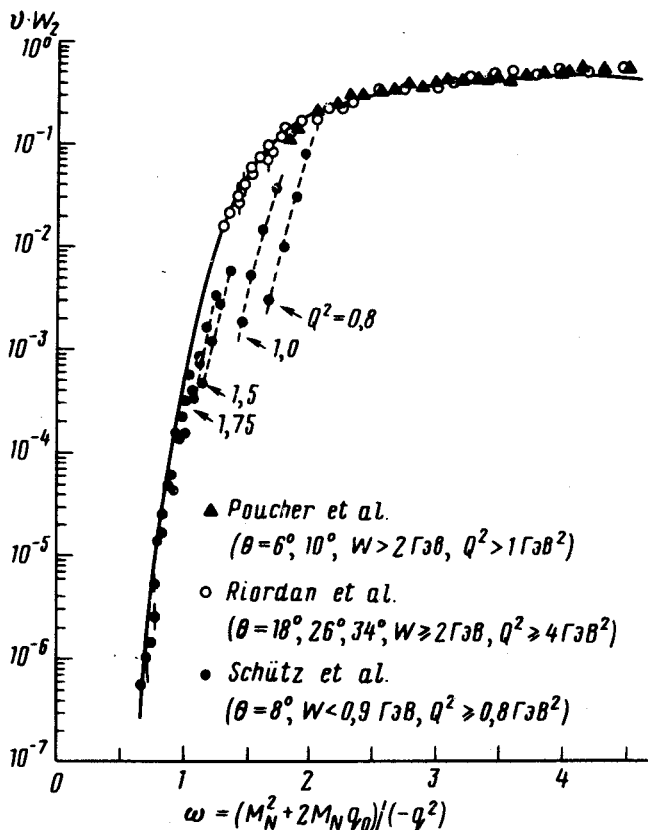


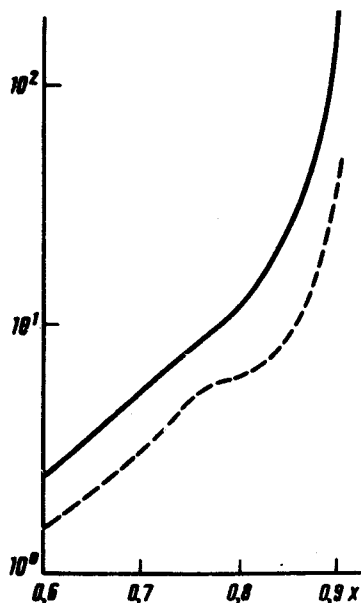
Рис. 1

Недавно появились данные по измерению глубоко неупругого  $eD$ -рассеяния при малых  $\omega$  ( $\omega = 1/2x$ ) [14]. Результаты расчета с помощью формулы (1) и ВФ [12] приведены на рис. 1. Для  $F_{2p}$  использовалась стандартная параметризация [15]; а  $F_{2n}$  считалась равной  $F_{2p}(x) \times (1 - 3x/4)$ . Результаты расчета не противоречат эксперименту. В диапазоне  $0,55 < \omega < 1$  теоретическая кривая может быть аппроксимирована формулой:  $F_{2D}(x) = 0,12(\omega - 1/2)^n$ , где  $n = 5,7$ . Экспериментальная подгонка дает  $n = 6 \pm 0,5$  [14].

В [14] отмечалось, что наблюдаемое поведение  $F_{2D}$  противоречит предсказаниям кваркового счета ( $n = 9$ ). Более слабая зависимость  $F_{2D}$  от  $\omega$  при  $\omega > 0,6$  ожидалась в составной модели дейтрона [3] как результат больших фермиевских импульсов кварков ( $\sim 0,4$  Гэв/с).

На рис. 2 приведено отношение результатов расчета по формуле (1) и по формулам [4] (сплошная кривая), аналогичным использовавшимся в [1, 2]. Различие между результатами расчетов при больших  $x$  (ма-

ных  $\omega$ ) связано, в основном с тем, что в ДП взаимодействующий нуклон и спектейтор входят симметрично, как и в квантовой механике, в то время как в [1, 2, 4] спектейтор уносит большую долю импульса. Иными словами связь между  $\alpha$  и  $k$  здесь другая чем в этих работах.



Следуя методу [8] можно также вычислить амплитуду реакции  $D + p \rightarrow \pi + X$  в области  $F$ :

$$\rho_D^\pi(x, p_\perp) = \int (\rho_p^\pi(\frac{x}{\alpha}, p_\perp + k_\perp) + \rho_n^\pi(\frac{x}{\alpha}, p_\perp + k_\perp)) (u^2(k) + w^2(k)) d^3k. \quad (2)$$

Здесь  $x$  — доля импульса дейтрона, уносимая пионом. При написании (2) предположен скейлинг для  $\rho_N^\pi(x, p_\perp) = (1/\sigma_{tot})(d\sigma/dx d^2p_\perp)$ . Так как  $\rho_N^\pi(x, p_\perp)$  убывает при  $x \rightarrow 1$  медленнее, чем  $F_{2N}(x)$ , то для обсуждаемой реакции усиление меньше, чем для  $eD$ -рассеяния (см. пунктирную кривую на рис. 2). Такое усиление по-видимому не противоречит опыту.

Реакция  $D + p \rightarrow p + X$  в области  $F$  будет рассмотрена подробно в последующих публикациях. Отметим только, что сечение этой реакции здесь ожидается меньше, чем в формализме [1, 2] (при одинаковой ВФ). Изучение этой реакции позволяет проверить гипотезу о наличии кора в волновой функции дейтрона. Например, в области  $k \sim 0,4$  Гэв/с, где  $S$ -волна проходит через ноль, ожидается сильная зависимость сечения от поляризации дейтрона.

Поскольку волновые функции в обсуждаемых явлениях входят при больших импульсах (например, при  $\omega = 0,65$  — минимальном значении  $\omega$  в опыте [14] — в расчете существенны  $k \sim 0,7 - 1,3$  Гэв/с) возникает естественный вопрос: какой физический смысл имеет при таких импульсах рассмотрение основанное на двухнуклонной волновой функции дейтрона? Кроме аргументов, приведенных в начале статьи существуют дополнительные аргументы, основанные на модели кварков. В процес-

сах, где хорошо работает кварковая аддитивность, во взаимодействии участвует один кварк и, следовательно, для согласованного описания всех этих процессов достаточно, чтобы двухнуклонная ВФ правильно описывала одночастичное распределение кварков в дейтроне (электромагнитный формфактор дейтрона).

С этой точки зрения в адронных реакциях типа  $D + p \rightarrow p + X$  понятие ВФ определено хуже, так как нет однозначного соответствия между кварками и адронами. Например, кварковой модели не противоречит наличие конфигурации  $\Delta + \Delta$  в ВФ дейтрона в ДП. Поэтому интересно экспериментальное изучение рождения  $\Delta$ ,  $N^*$  и т.п. в области  $F$ .

Авторы благодарны В.Н.Грибову, М.Г.Рыскину, В.М.Шехтеру за стимулирующие обсуждения.

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

Поступила в редакцию  
22 июня 1976 г.  
После переработки  
1 июля 1976 г.

### Литература

- [ 1 ] А.М.Балдин и др. ЯФ, 18, 79, 1973.
- [ 2 ] Г.А.Лобов, В.Е.Маркушин, В.В.Соловьев, И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 23, 118, 1976.
- [ 3 ] М.И.Стрикман, Л.Л.Франкфурт. Материалы 10 школы ЛИЯФ по физ. ядра и элем. частиц. Л., т. 2, стр. 449, 1975 г.; Препринт ЛИЯФ № 173, 238.
- [ 4 ] G.West. Annals of Phys., 74, 464, 1972.
- [ 5 ] И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 18, 650, 1973.
- [ 6 ] В.А.Карманов. Письма в ЖЭТФ, 23, 62, 1976; Препринт ИТЭФ-54, 1976.
- [ 7 ] V.De Alfaro et al. Currents in Hadron Physics North-Holland Publ. Comp. Amsterdam, 1975.
- [ 8 ] В.Н.Грибов. ЯФ, 9, 640, 1969.
- [ 9 ] Н.Хошизаки. ЭЧАЯ, 4, 79, 1973.
- [ 10 ] М.В.Терентьев. ЯФ, 24 в печати; Препринт ИТЭФ № 5, 6, 1976.
- [ 11 ] Р.П.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами. М., изд. Мир, 1975.
- [ 12 ] Т.Hamada, I.D.Johnston. Nucl. Phys., 34, 382, 1962.
- [ 13 ] Н.Cheng, Т.Т.Wu. Phys. Rev., D9, 2627, 1972.
- [ 14 ] W.P.Schiitz et al. Submitted to Phys. Rev. Lett.
- [ 15 ] D.Bloom et al. Phys. Rev., D5, 528, 1972.