

УДК 539.12.172

**РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ФОРМФАКТОРЫ ДЕЙТРОНА**

**А. Ф. Крутов, В. Е. Троицкий**

1. Несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования электромагнитной структуры дейтрона, его зарядовый, квадрупольный и магнитный формфакторы все еще недостаточно хорошо известны. Имеются серьезные расхождения теории с экспериментом. Так, например, результаты нерелятивистского расчета структурной функции  $A(Q^2)$  (стандартные обозначения, определения и ссылки на литературу могут быть найдены, например, в обзоре [1]) лежат существенно ниже экспериментальных данных. Учет релятивистских поправок в рамках наиболее широко принятых моделей (см., например, [2]) приводит к снижению теоретических значений и тем самым к еще большему расхождению с экспериментом. Корректный расчет релятивистских поправок для упругого  $ed$ -рассеяния представляет поэтому несомненный интерес.

Проведенные недавно эксперименты [3] по измерению тензора поляризации в упругом  $ed$ -рассеянии, планируемые дальнейшие поляризационные эксперименты [4], в том числе и на проектируемом непрерывном ускорителе электронов на 4 ГэВ, открывают новый этап в изучении физики дейтрона. Эти эксперименты дадут информацию о поведении именно электромагнитных формфакторов дейтрона (а не их квадратичных комбинаций, как в настоящее время).

В работе изложен способ описания электромагнитных формфакторов дейтрона, который обеспечивает положительный знак релятивистской добавки и приводит к согласованию с экспериментом для функции  $A(Q^2)$  во всем диапазоне переданных импульсов  $Q$ .

2. Остановимся на сути нашего подхода, который представляет собой способ релятивистского описания импульсного приближения. Рассмотрим матричный элемент электромагнитного тока  $j_\mu$ , заключенный между состояниями из невязимодействующих между собой протона и нейтрона:

$$\langle p_1, m_1; p_2, m_2 | j_\mu | p_1', m_1'; p_2', m_2' \rangle = \langle p_2, m_2 | p_2', m_2' \rangle \langle p_1, m_1 | j_\mu | p_1', m_1' \rangle + (1 \rightleftharpoons 2), \tag{1}$$

где  $p, m$  — 3-импульс и проекция спина частицы. Используя общие методы параметризации матричных элементов локальных операторов [5], можно выразить матричные элементы одночастичных токов (1) через инвариантные формфакторы:

$$\langle p, m | j_\mu | p', m' \rangle = \langle m | D^{1/2}(p, p') | m'' \rangle \langle m'' | K_\mu f_1(Q^2) + iR_\mu f_2(Q^2) | m' \rangle, \tag{2}$$

где  $f_1, f_2$  — электрический и магнитный формфакторы нуклона,  $D^{1/2}(p, p')$  — матрица трехмерного поворота спина,  $K_\mu$  и  $R_\mu$  — некоторые функции, явный вид которых определяется трансформационными свойствами матричного элемента тока.

Чтобы перейти к дейтрону, выберем базис, в котором явно отделено движение центра масс:  $|P, s, J, l, S, m\rangle$ . Здесь  $P$  — полный импульс системы,  $s = P_\mu^2$ ,  $l$  — орбитальный момент,  $J$  — полный момент количества движения,  $m$  — его проекция и  $S$  — спин. Матричный элемент двухчастичного тока в новом базисе также можно представить в виде, аналогичном (2):

$$\begin{aligned} & \langle P, s, J, l, S, m | j_\mu | P', s', J', l', S', m' \rangle = \\ & = \langle m | D^1(P, P') | m'' \rangle \langle m'' | g_i^{ll'}(s, Q^2, s') L_\mu^i(s, Q^2, s') | m' \rangle. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь  $g_i^{ll'}$  — матрицы (по орбитальному моменту) свободных двухчастичных формфакторов, они имеют простой, но достаточно громоздкий вид, и мы их здесь не приводим;  $L_\mu^i$  — функции, определяемые трансформационными свойствами матричного элемента тока. В (3) мы ограничиваемся набором квантовых чисел, соответствующих дейтронному каналу  $J = J' = 1, S = S' = 1, l, l' = 0, 2$ .

Далее разлагаем состояние  $|P, s, J, l, S, m\rangle$  по состояниям  $|p_1, m_1; p_2, m_2\rangle$  (разложение Клебша—Гордана группы Пуанкаре) и выражаем формфакторы  $g_i^{ll'}(s, Q^2, s')$  через нуклонные формфакторы  $f_1, f_2$ . Окончательное выражение для электромагнитных формфакторов дейтрона имеет вид

$$G_i(Q^2) = f d E d E' \psi(E) g_i(E, Q^2, E') \psi^*(E'), \quad i = 0, 1, 2. \tag{4}$$

Здесь  $G_0$  — зарядовый,  $G_2$  — квадрупольный и  $G_1$  — магнитный формфакторы дейтро-

на,  $E$  — энергия, связанная с инвариантной переменной  $s$  соотношением  $s=4M^2+2ME$ ,  $M$  — масса нуклона,  $\psi(E)$  — двухкомпонентная релятивистская волновая функция, компоненты которой в нерелятивистском пределе совпадают с  $S$ - и  $D$ -волновыми функциями дейтрона ( $u$  и  $w$ ). В настоящей работе в качестве  $\psi(E)$  выби-

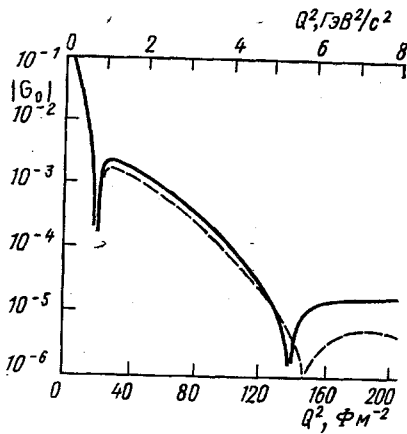


Рис. 1

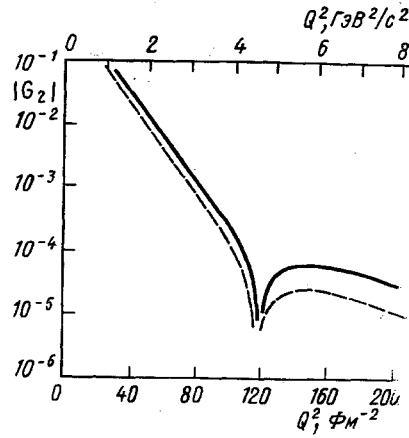


Рис. 2

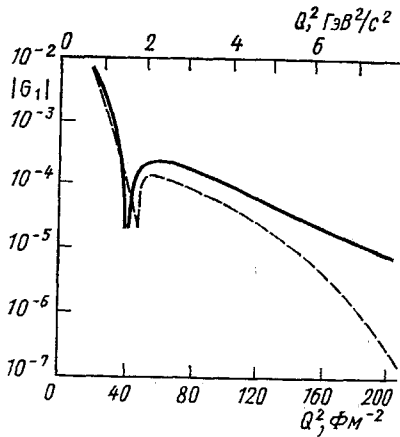


Рис. 3

рается простое обобщение нерелятивистской волновой функции, аналогичное принятому в [6]:

$$\psi(E) = (1 + E/2M)^{-1/4} (u(E), w(E)).$$

Заметим, что нерелятивистский предел (4) совпадает со стандартными выражениями для формфакторов дейтрона.

3. Перейдем теперь к результатам наших вычислений. Электромагнитные формфакторы дейтрона рассчитывались с использованием в качестве  $u$  и  $w$  парижских волновых функций. На рис. 1, 2, 3 приведены соответственно зарядовый  $G_0$ , квадрупольный  $G_2$  и магнитный  $G_1$  формфакторы дейтрона. Пунктиром обозначены результаты нерелятивистского расчета, сплошной линией — релятивистского. Видно, что релятивистские поправки велики и растут с ростом

$$Q^2. \text{ Для функции } A(Q^2) = G_0^2 + \frac{8}{9} \times$$

$\times \left( \frac{Q^2}{16M^2} \right)^2 G_2^2 + \frac{2}{3} \left( \frac{Q^2}{16M^2} \right) G_1^2$  они положительны и значительно уменьшают расхождение между теорией и экспериментом. Структурная функция  $B(Q^2) = \frac{4}{3} \left( \frac{Q^2}{16M^2} \right) \times \left( 1 + \frac{Q^2}{16M^2} \right) G_1^2$ , определяемая магнитным формфактором, отличается от эксперимента [7] как раз на общепринятую величину вклада мезонных обменных токов.

Таким образом, можно заключить, что предложенный метод учета релятивистских поправок в целом улучшает согласие теории с экспериментом.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Музафаров В. М., Троицкий В. Е., Трубников С. В. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 1112. [2] Franz Gross. Preprint CEBAF 85-002, Virginia, 1985. [3] Schulze M. E. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, p. 597. [4] Meyer W., Schilling E.

УДК 539.12.01

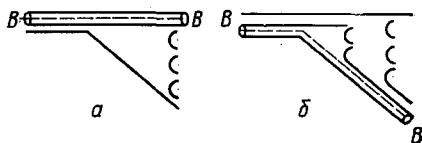
## ПРОЯВЛЕНИЕ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ АДРОНИЗАЦИИ В ПРОЦЕССЕ ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИИ БАРИОНОВ И СВЯЗЬ ХАРАКТЕРИСТИК ЭТОГО ПРОЦЕССА С ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРОЙ АДРОНОВ

Р. К. Дементьев, И. А. Коржавина, Е. М. Лейкин, Н. П. Новокшанов

1. **Введение.** Процессы дифракционной диссоциации барионов (антибарионов) могут служить хорошим инструментом для изучения механизмов адронизации и структурных свойств адронов. Поскольку все фрагменты исходного бариона (антибариона) остаются внутри возбужденного дифракционного кластера, анализ свойств частиц конечного состояния должен давать информацию о природе этих фрагментов и об основных чертах динамики превращения их в адроны. Удобнее всего сравнивать рождение адронов в процессах дифракции и  $e^+e^-$ -аннигиляции, так как  $e^+e^-$ -аннигиляция содержит непосредственную информацию о превращении исходной кварк-антикварковой пары в конечные адроны. Эта аналогия уже отмечалась в работе [1]. Было обнаружено подобие распределений по множественности для процессов дифракционной диссоциации антипротонов и рождения адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции, демонстрирующее универсальность адронизации. В настоящей работе рассматриваются возможные каналы дифракционной диссоциации, обусловленные структурными свойствами барионов. Изложенные в разделе 2 представления позволяют описать энергетическую зависимость среднего заряда бариона и множественности частиц в дифракционно-возбужденном кластере.

2. **Дифракционная диссоциация барионов.** В основе описания лежат следующие представления о динамике диссоциации барионов (антибарионов). На первом этапе процесса один из барионов, содержащий по предположению три валентных кварка и цветовой узел [2], за счет глюонного обмена между кварками сталкивающихся адронов переходит в возбужденную систему, оставаясь в синглетном по цвету состоянии. При этом один из конstituентов, получив значительную часть энергии, переданной адрону и, соответственно, импульс относительно других конstituентов, образует цветовую струну, разрыв которой сопровождается образованием кварк-антикварковых пар. Второй этап, обычно называемый адронизацией, представляет собой переход промежуточной системы кварков в адроны конечного состояния. Естественно предположить, что характер цветового разделения на первом этапе зависит от первоначального распределения энергии и импульса между конstituентами, которое задается структурной функцией кварка. В то же время процесс адронизации не связан со структурными ограничениями и в этом смысле является универсальным. Указания на универсальность механизма адронизации были получены в большом числе экспериментальных работ, где сопоставлялись адрон-адронные взаимодействия с лептон-адронными взаимодействиями и  $e^+e^-$ -аннигиляцией в адроны [3].

Рис. 1. Диаграммы дифракционной диссоциации бариона (антибариона), инициированной рассеянием глюона на конstituенте, не принадлежащем дикварку (а) и на одном из конstituентов дикварка (б). Дикварку соответствуют кварковые линии, соединенные кружком



Дифракционную диссоциацию как процесс фрагментации адронных конstituентов удобно иллюстрировать на языке дуальных кварковых диаграмм. На рис. 1 изображены две возможные реализации цветового разделения. Передача энергии кварку в одном случае (см. рис. 1, а) приводит к образованию струны с кварком и дикварком на концах, а в другом случае (см. рис. 1, б) — к образованию двух струн между кварком с цветовым узлом и двумя другими валентными кварками. Различные ме-