

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПОПРАВКИ К ЗАРЯДОВОМУ ФОРМФАКТОРУ ДЕЙТОНА ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАНЫХ ИМПУЛЬСАХ

В.М.Музафаров, В.Е.Трощинский, Ю.М.Широков

Для зарядового формфактора дейтона G_c^d используется интегральное представление в терминах фаз триплетного n - p -рассеяния. Проведен полный учет релятивистских поправок к G_c^d . Показано, что они дают существенный вклад в G_c^d при больших переданных импульсах. Отмечается возможность пренебрежения эффектом поворота спина.

Последние результаты Стэнфордского эксперимента по измерению сечения упругого ed -рассеяния, сделанные в области квадратов переданного импульса q^2 до 160 ф^{-2} [1] инспирировали возрастающий интерес к релятивистскому описанию ed -рассеяния. Расчеты в рамках нерелятивистских потенциальных моделей с последующим учетом ре-

лятивистских поправок не позволяют удовлетворительно описать ed -рассеяние при таких больших q^2 . Для дальнейшего прогресса в теории ed -рассеяния необходимо создание последовательно релятивистского подхода. Определенные надежды на создание такого подхода связывались с дисперсионными методами. Однако к настоящему времени стало ясно, что на таком пути трудно получить надежные количественные результаты при больших q^2 .

В работе [2] одним из авторов был предложен новый возможный подход к построению последовательно релятивистской теории ed -рассеяния. Дальнейшее развитие этого подхода и его возможности отражены в обзоре [3]. В данной работе в рамках этого подхода исследовалось влияние релятивистских эффектов на G_c^d при q^2 до $300 \phi^{-2}$. Используемое нами релятивистское интегральное представление для s -волнового формфактора G_c^d имеет вид [4]

$$G_c^d(q^2) = \frac{\Gamma^2}{B^{-2}(M_D^2)} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{ds \Delta(s)}{s - M_D^2} \frac{s_2(s, t)}{s_1(s, t)} \frac{ds' \Delta(s') F(s, s', t)}{s' - M_D^2} \quad (1)$$

где $(-t) = q^2$. Функция $B(s)$ является релятивистским аналогом нерелятивистской функции Йоста и выражается через 3S_1 -фазу триплетного n - p -рассеяния квадратурной формулой

$$B(s) = \left(1 - \frac{M_D^2 - 4M^2}{s - 4M^2} \right) \exp \left\{ \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk \delta(k)}{k - \sqrt{s} - i0} \right\}. \quad (2)$$

Величина $\Delta(s) = B(s + i0) - B(s - i0)$ определяет скачок функции Йоста на разрезе. Функция $F(s, s', t)$ представляет электромагнитный ток невзаимодействующей n - p -системы:

$$F(s, s', t) = \frac{(s + s' - t)(-t)}{\sqrt{(s - 4M^2)(s' - 4M^2)}} \frac{1}{\sqrt{\lambda^3(1 - t/4M^2)}} \times$$

$$\times \left\{ 2(s + s' - t) \cos \phi G_{EN}^s(q^2) + \frac{1}{M} \sqrt{(-1)(M^2\lambda + ss't)} \sin \phi G_{MN}^s(q^2) \right\},$$

$$\phi = \arctg \left\{ \frac{\sqrt{(-1)(M^2\lambda + ss't)} (4M^2 - t - a^2)}{M(s + s' - t)a^2 + (4M^2 - t)[M(s + s' - t) + 2\sqrt{ss'a}]} \right\},$$

$$a = \sqrt{s} + \sqrt{s'} + 2M,$$

$$\lambda = s^2 + s'^2 + t^2 - 2(ss' + st + s't). \quad (3)$$

Пределы интегрирования в (1), определяющие положение аномального порога дейтона, даются выражением

$$s_{2,1}(s,t) = 2M^2 + (1/2M^2)(2M^2 - t)(s - 2M^2) \pm (1/2M^2)\sqrt{(-t)(4M^2 - t)s(s - 4M^2)}.$$

В формулах (1) – (3) M и M_D равны массам нуклона и дейтона соответственно, G_{EN}^s и G_{MN}^s обозначают изоскалярные формфакторы нуклона, а константа Γ определяется условием $G_c^d(0) = 1$. Делая в (1) – (3) переход к нерелятивистскому пределу, мы можем получить аналогичное (1) представление для нерелятивистского G_c^d .

При численных расчетах формфакторов было использовано дипольное приближение для G_{EP} и скейлинговые соотношения для G_{MP} , G_{MN} . Формфактор G_{EN} полагался равным нулю. Входящие в (2) 3S_1 -фазы выбирались при $k < 2, 2\phi^{-1}$ по данным фазового анализа [5]. При $k > 2, 2\phi^{-1}$ имеющиеся данные фазового анализа плохо определены [6]. Поэтому при k от 4,2 до 11,7 ϕ^{-1} использовались имеющиеся в этой области результаты высокоэнергетического амплитудного редже-анализа [7]. Выделенные нами по Редже-амплитудам 3S_1 -фазы показаны на рис. 1. В промежуточной области по k фазы сшивались по непрерывности.

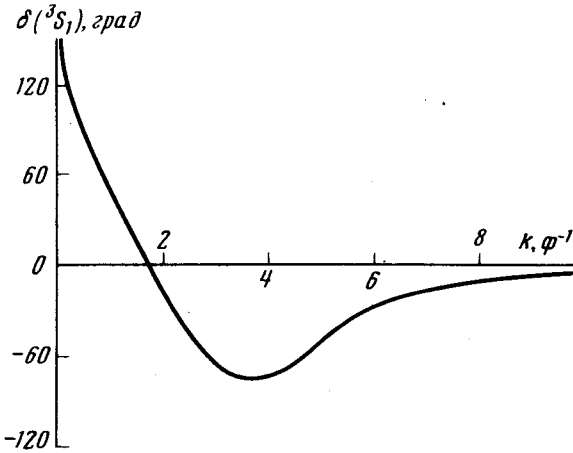


Рис.1. Набор 3S_1 - фаз, используемых при вычислении формфакторов

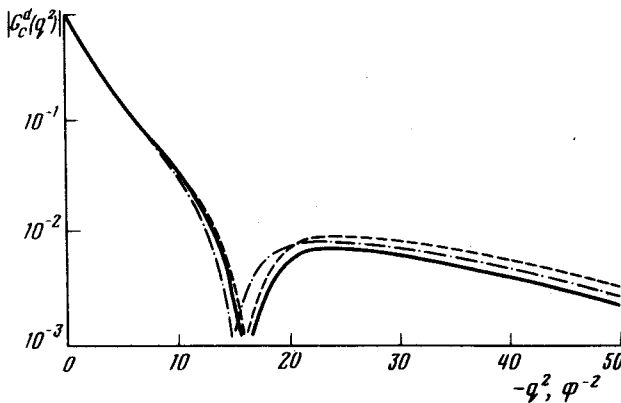


Рис.2. Полученные результаты для релятивистского (пунктирная линия) и нерелятивистского (сплошная линия) формфакторов. Для сравнения приведен график нерелятивистского формфактора G_c^d , отвечающий потенциалу Рейда с мягким кором (штрих-пунктирная линия)

Полученные результаты для формфакторов показаны на рис. 2 и рис.3. Возможное изменение приведенных результатов за счет учета применимости D -волны оценивалось нами по волновым функциям Макги и составляет не более 15% при q^2 до $300 \phi^{-2}$. Некоторое изменение G_c^d за счет учета нефизических разрезов, вклад которых отбрасывался при получении формулы (1), также незначительно [8].

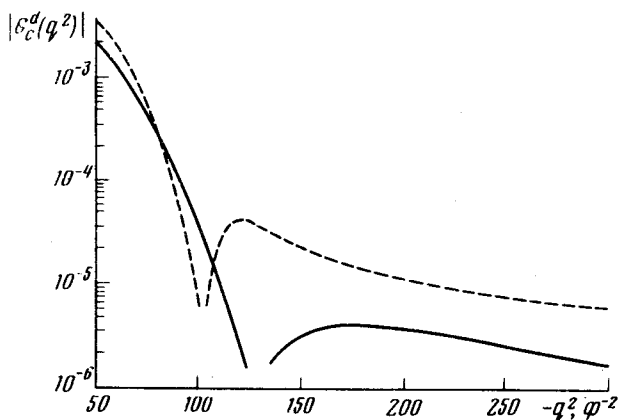


Рис.3. Обозначения те же, что и на рис.2

Итак, при больших q^2 релятивистские поправки приводят к существенному изменению G_c^d по величине и смещают положение его "провалов". Важно, что это заключение делается нами на основе полного учета релятивистских поправок во всех порядках по q^2/M^2 , в отличие от работ Гросса (см. например, [9]), где релятивистские поправки учитывались лишь в первом порядке по q^2/M^2 (в связи с этим интересно было бы сравнить приводимые здесь результаты с расчетами также во всех порядках по q^2/M^2 на основе предложенного в [10, 11] релятивистского аппарата инвариантных волновых функций). В области $0 \leq q^2 \leq \leq 30 \phi^{-2}$ малых переданных импульсов наши результаты аналогичны результатам Гросса. Проведенные расчеты показывают также, что релятивистские поправки, обусловленные наличием в (3) члена пропорционального G_{MN}^s (и имеющего чисто релятивистское происхождение) малы во всей области по q^2 . То есть можно пренебречь эффектом релятивистского поворота спина.

Полный двухканальный релятивистский расчет как зарядового, так и магнитного и квадрупольного формфакторов осуществляется по схеме, аналогичной приведенной выше (и будет опубликован в наших последующих работах). Полезно отметить, что уже полученные здесь результаты для зарядового формфактора G_c^d могут иметь самостоятельный интерес при наличии экспериментальной информации о поляризованном упругом $e d$ -рассеянии.

Институт ядерной физики
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

поступила в редакцию
31 марта 1978 г.

Литература

- [1] R.G.Arnold, et. al. Phys. Rev. Lett., 35, 776, 1975.
 - [2] Yu.M.Shirokov. Nucl. Phys., B6, 158, 1968.
 - [3] А.И.Кириллов, В.Е.Троицкий, С.В.Трубников, Ю.М.Широков. ЭЧАЯ, 6, 3, 1975.
 - [4] V.I.Kukulin, V.E.Troitski, Yu. M.Shirokov, S.V.Trubnikov. Phys. Lett., B39, 319, 1972.
 - [5] M.H.MacGregor, et. al. Phys. Rev., 182, 1714, 1969.
 - [6] N.Hoshizaki, et. al. Progr. Theor. Phys., 45, 1123, 1971.
 - [7] D.Austin, et al. Phys. Rev., D2, 2613, 1970.
 - [8] А.И.Кириллов, В.Е.Троицкий. ЯФ, 25, 288, 1977.
 - [9] F.Gross. Phys. Rev., 142, 1025, 1966.
 - [10] И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 18, 650, 1973.
 - [11] В.А.Карманов. Письма в ЖЭТФ, 23, 62, 1976.
-