

МЕЗОННЫЕ ОБМЕННЫЕ ТОКИ И МАГНИТНЫЙ ФОРМФАКТОР ДЕЙТРОНА

В.В.Буров, В.Н.Достовалов¹⁾, С.Э.Суськов¹⁾

Исследовано влияние мезонных обменных токов на магнитный формфактор дейтрона. Показано, что вклад МОТ сильно зависит от мезон-нуклонных формфакторов. Для структурной функции $B(q^2)$ получено согласие с экспериментом во всей области измеренных передач импульса $q^2 \leq 28 \text{ Фм}^{-2}$ при выборе мезон-нуклонных формфакторов по правилам квантовой хромодинамики. Предсказано значительное уменьшение магнитного формфактора дейтрона при учете МОТ в области передач импульса $q^2 > 50 \text{ Фм}^{-2}$.

Недавние прецизионные эксперименты по изучению структурной функции дейтрона $B(q^2)$ ¹ вдвое расширили область измеренных передач импульса. Анализ теоретической ситуации позволяет сделать следующий вывод: как в рамках нерелятивистского подхода с использованием различных нуклон-нуклонных потенциалов, так и при учете релятивистских эффектов в дейтроне не удастся описать экспериментальную структурную функцию $B(q^2)$ ^{2, 3}. Эффективные нуклон-нуклонные потенциалы, на которых основано нерелятивистское описание дейтрона, обусловлены обменом мезонами: Поэтому в определенной области передач импульса мезонные степени свободы должны проявляться в упругом рассеянии электронов на дейтроне. Изоскалярные мезонные обменные токи (МОТ) наиболее детально изучались в работе⁴, где было указано на сильную чувствительность диаграмм парного тока и $\rho\pi\gamma$ -процесса, определяющих МОТ, к мезон-нуклонным формфакторам (МНФ). В работе⁵ была предпринята ревизия МОТ на основе МНФ, построенных таким образом, чтобы при небольших передачах импульса воспроизводились низкоэнергетические данные реакций $NN \rightarrow NN\pi$, а в пределе больших импульсов их поведение определялось правилами квантовой хромодинамики. Структурную функцию $A(q^2)$ в этой работе удалось описать вплоть до передач импульса $q^2 < 75 \text{ Фм}^{-2}$. Структурная функция $B(q^2)$ определяется лишь одним магнитным формфактором дейтрона $F_M(q^2)$, и поэтому здесь следует ожидать более яркого проявления мезонных степеней свободы. Магнитный формфактор дейтрона с учетом МОТ имеет вид:

$$F_M(q^2) = F_M^{imp}(q^2) + F_M^{\pi NN}(q^2) + F_M^{\rho\pi\gamma}(q^2), \quad (1)$$

где $F_M^{\pi NN}$ ($F_M^{\rho\pi\gamma}$) соответствует вкладу парного тока ($\rho\pi\gamma$ -процесса)⁴. Структурная функция $B(q^2)$ определяется выражением $B(q^2) = \frac{4}{3}\eta(1 + \eta)F_M^2(q^2)$, $\eta = q^2/4M_d^2$. Поп-

¹⁾ Дальневосточный государственный университет, г. Владивосток.

равка на парный ток имеет вид:

$$F_M(q^2) = -\frac{1}{\pi^2} \frac{g_{\pi NN}^2 G_M^S(q^2)}{8m_N^3} \int_0^\infty dk k^2 \left\{ k^2 (J_0^\pi - J_2^\pi) (I_{00}^0(k) - \frac{1}{2} I_{22}^0(k)) - \right. \\ \left. - \left[k^2 (J_0^\pi - J_2^\pi) + \frac{9}{20} kq (J_1^\pi - J_3^\pi) \right] (\sqrt{2} I_{20}^2(k) + I_{22}^2(k)) \right\}. \quad (2)$$

В выражении (2) структуру дейтрона определяют функции

$$I_{mn}^l(k) = \int_0^\infty u_m(r) u_n(r) j_l(kr) dr, \quad (3)$$

где $u_0 \equiv u(r)$, $u_2 \equiv w(r)$ соответственно S - и D -волны дейтрона. Функции J_l^π зависят от МНФ и определяют область передач импульса, где необходимо принимать во внимание парный ток

$$J_l^\pi(k, q) = \int_{-1}^1 P_l(x) \frac{K_{\pi NN}^2 (k^2 + q^2/4 + qkx)}{k^2 + q^2/4 + qkx + m_\pi^2} dx. \quad (4)$$

Вклад в парный ток от обмена более тяжелыми мезонами существенно меньше вклада π -мезона ⁴. Выражение для вклада $\rho\pi\gamma$ -процесса получается из (2) заменой

$$\frac{g_{\pi NN}^2 G_M^S}{8m_N^3} \rightarrow \frac{g_{\pi NN} g_{\rho NN} g_{\rho\pi\gamma}}{m_\rho} K_{\rho\pi\gamma}, \quad J_l^\pi \rightarrow J_l^{\rho\pi\gamma}$$

где $K_{\rho\pi\gamma}$ определяется в модели векторной доминантности. Функции $J_l^{\rho\pi\gamma}$ регулируют область вклада $\rho\pi\gamma$ -процесса

$$J_l^{\rho\pi\gamma}(k, q) = \int_{-1}^1 P_l(x) \frac{K_{\pi NN}(k^2 + q^2/4 + qkx) K_{\rho NN}(k^2 + q^2/4 - qkx)}{(k^2 + q^2/4 + qkx + m_\pi^2)(k^2 + q^2/4 - qkx + m_\rho^2)} dx. \quad (5)$$

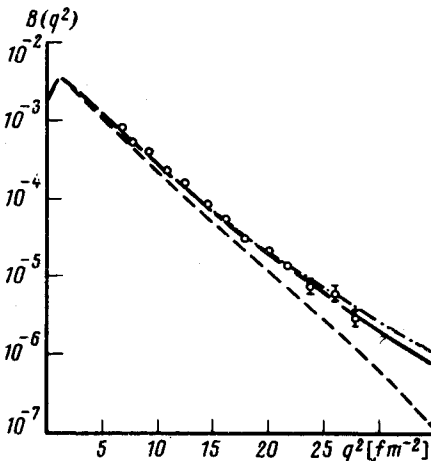


Рис. 1. Структурная функция $B(q^2)$. — — — — — импульсное приближение, — — — — — учтен вклад МОТ, — . — . — учтен вклад МОТ с МНФ работы ⁴. Экспериментальные точки из работы ¹

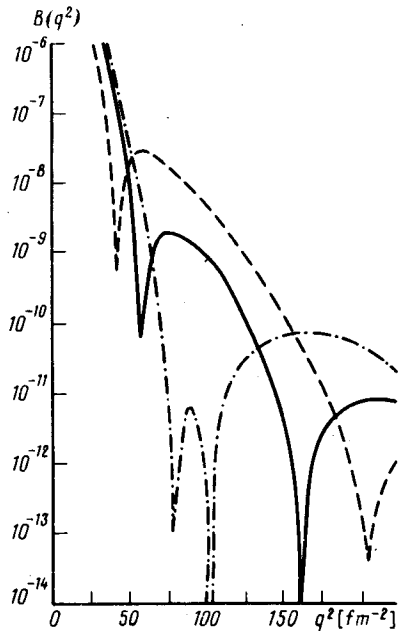


Рис. 2. Структурная функция $B(q^2)$. Обозначения те же, что и на рис. 1

Для МНФ $K_{\pi NN} \cdot K_{\rho NN}$ используется параметризация ⁶:

$$K_{\alpha}(q^2) = 1/[(1 + q^2/\lambda_{1,\alpha}^2)(1 + q^4/\lambda_{1,\alpha}^4)], \quad (\alpha \equiv \pi NN, \rho NN) \quad (6)$$

параметры $\lambda_{1,\pi NN} = 0,99$ ГэВ/с, $\lambda_{2,\pi NN} = 2,58$ ГэВ/с, $\lambda_{1,\rho NN} = 0,77$ ГэВ/с, $\lambda_{2,\rho NN} = \lambda_{2,\pi NN}$. Такой выбор МНФ обеспечивает в пределе больших передач импульса поведение $K_{\alpha}(q^2) \sim (q^2)^{-3}$, что предписывается квантовой хромодинамикой ⁶.

Необходимо отметить, что при получении МОТ используется разложение по обратной массе нуклона $1/m_N$. Поэтому, естественно, предположить, что область влияния МОТ ограничена значением переданного $q < 1$ ГэВ/с ⁷. Однако, как видно из формул (4), (5) в магнитный формфактор МОТ вносят главный вклад в области $q/2$. Это позволяет, по нашему мнению, расширить область применимости подхода с учетом МОТ до $q \lesssim 2$ ГэВ/с.

Численные расчеты проводились с "парижскими" волновыми функциями ⁸. Для $\rho\pi\gamma$ -вклада была учтена ширина ρ -мезона $\Gamma_{\rho} = 154$ МэВ и использовалось значение константы $g_{\rho\pi\gamma} = 0,52$ ⁵. Рис. 1 демонстрирует хорошее описание $B(q^2)$ при учете МОТ для всех измеренных передач импульса ¹. Как видно из рис. 2, если в области передач импульса $q^2 < 50$ Фм⁻² поправки МОТ поднимают теоретическую кривую, то при больших передачах импульса МОТ значительно уменьшают $B(q^2)$ по сравнению с импульсным приближением (сплошная и пунктирные кривые на рис. 2). Здесь же показана $B(q^2)$, рассчитанная с учетом МОТ и МНФ из работы ⁴, чтобы продемонстрировать сильную чувствительность магнитного формфактора дейтрона к МНФ в области $q^2 > 50$ Фм⁻². Отметим, что в настоящее время в SLAC планируются измерения $B(q^2)$ в этой области переданных импульсов ⁹.

В заключение подчеркнем основной вывод: мезонные степени свободы в дейтроне существенно уменьшают магнитный формфактор при $q^2 > 50$ Фм⁻².

Авторы благодарят проф. В.К.Лукьянова за постоянный интерес к работе и полезные дискуссии. Выражаем признательность доктору С.Року (SLAC) за информацию о предварительных экспериментальных данных по структурной функции $B(q^2)$.

Литература

1. Auffret S. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 24, 649.
2. Arnold R.G., Carlson C.E., Gross F. Phys. Rev., 1980, C21, 1426.
3. Zuñihof M.J., Tjon J.A. Phys. Rev., 1980, C22, 2369.
4. Gari M., Nyuga H. Nucl. Phys., 1976, A264, 409.
5. Буров В.В., Гой А.А., Достовалов В.Н. Препринт ОИЯИ Р2-86-127, 1986, Дубна, с. 10.
6. Gari M., Kaulfuss U. Phys. Lett., 1984, B136, 139.
7. Карманов В.А., Шапиро И.С. ЭЧАЯ, 1978, 9, 327; Иванов Е.А., Труглиц: Э. ЭЧАЯ, 1981, 12, 492.
8. Lacombe M. et al. Phys. Rev., 1980, C21, 861.
9. Arnold R.G. Preprint SLAC-PUB-3859 (T/E), Stanford, 1985, p. 17.