Письма в ЖЭТФ, том 88, вып. 8, с. 555 – 560

Возможный метод измерения формфакторов протона в процессах с переворотом и без переворота спина протона

М. В. Галынский[1)], *Э. А. Кураев*[+], *Ю. М. Быстрицкий*[+]

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны НАН Беларуси, 220109 Минск, Беларусь

[+]*Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, 141980 ОИЯИ, Дубна, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 16 июня 2008

После переработки 5 сентября 2008

Показано, что в случае упругого рассеяния неполяризованного электрона на частично поляризованном протоне отношение квадратов электрического и магнитного формфакторов протона пропорционально отношению сечений без переворота и с переворотом спина протона. При этом начальный покоящийся протон должен быть поляризован вдоль направления движения конечного протона. Аналогичные результаты справедливы как для процесса радиационного ep-рассеяния, так и для процесса фоторождения пар фотоном на протоне в бете-гайтлеровской кинематике. В случае, когда начальный протон полностью поляризован в направлении движения конечного протона, сечение процесса $ep \to ep$ (а также процессов $ep \to ep\gamma$ и $\gamma p \to e\bar{e}p$) без переворота (с переворотом) спина протона выражается только через квадрат электрического (магнитного) формфактора протона. Постановка такого эксперимента по измерению сечений без переворота и с переворотом спина протона позволила бы получить новые независимые данные о поведении $G_E^2(Q^2)$ и $G_M^2(Q^2)$, которые необходимы для разрешения противоречий, возникших после проведения эксперимента в JLAB по измерению формфакторов протона при использовании метода передачи поляризации от начального электрона к конечному протону.

PACS: 13.40.Gp, 13.60.−r, 25.40.Ep

Введение. Изучение электромагнитных формфакторов протона, являющихся важнейшими характеристиками этого фундаментального объекта, позволяет углубить понимание структуры протона и свойства взаимодействий составляющих их кварков.

С середины 50-х годов прошлого столетия [1, 2] для получения экспериментальных данных о поведении электрического, $G_E(Q^2)$, и магнитного, $G_M(Q^2)$, формфакторов протона (формфакторов Сакса) и исследования электромагнитной структуры протона использовался процесс упругого рассеяния электрона на протоне. В случае неполяризованных электронов и протонов все экспериментальные данные о поведении формфакторов протона были получены при использовании формулы Розенблюта [1], соответствующей дифференциальному сечению упругого процесса $ep \to ep$:

$$\overline{\sigma} = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 E_e' \cos^2(\theta_e/2)}{4E_e^3 \sin^4(\theta_e/2)} \frac{1}{1+\tau} \left(G_E^2 + \frac{\tau}{\varepsilon} G_M^2 \right), \quad (1)$$

где $\tau = Q^2/4M^2$, M – масса протона, $Q^2 = -q^2 = 4E_eE_e' \sin^2(\theta_e/2)$, E_e, E_e', θ_e – энергии начального, конечного электронов и угол рассеяния электрона в системе покоя начального протона, ε есть степень поперечной (линейной) поляризации виртуального фотона, $\varepsilon^{-1} = 1 + 2(1+\tau)\tan^2(\theta_e/2)$.

При больших значениях Q^2, как это следует из формулы Розенблюта, основной вклад в сечение процесса $ep \to ep$ дает член, пропорциональный магнитному формфактору протона $G_M^2(Q^2)$, что приводит к уменьшению точности выделения вклада $G_E^2(Q^2)$. Вследствие этого использование формулы Розенблюта для экспериментального определения формфакторов $G_E(Q^2)$ и $G_M(Q^2)$ приводит к значительным неопределенностям при значениях $Q^2 \geq 1$ ГэВ^2.

Отметим, что формула Розенблюта (1), справедливая в лабораторной системе отсчета (ЛСО), где начальный протон покоится, естественным образом распадается на сумму двух слагаемых, пропорциональных квадратам G_E^2 и G_M^2 форм-факторов Сакса:

$$\overline{\sigma} = \sigma_{\uparrow\uparrow} + \sigma_{\uparrow\downarrow}, \quad \sigma_{\uparrow\uparrow} = \kappa\, G_E^2, \quad \sigma_{\uparrow\downarrow} = \kappa \frac{\tau}{\varepsilon} G_M^2, \quad (2)$$

где κ есть множитель, стоящий перед скобками в (1), однако физический смысл этих слагаемых в литературе не раскрывается и большинству исследователей неизвестен. Для выяснения физического смысла слагаемых $\sigma_{\uparrow\uparrow}$ и $\sigma_{\uparrow\downarrow}$ достаточно воспользоваться следующими простыми рассуждениями. Сечение рассеяния без учета поляризаций начального и конечного

[1)] e-mail: galynski@dragon.bas-net.by

протонов всегда может быть представлено как сумма сечений без переворота и с переворотом спина начального протона, который должен быть полностью поляризован вдоль некоторого направления, определяемого кинематикой процесса. Поскольку начальный протон покоится, то таким выделенным направлением в рассматриваемой задаче может являться только направление движения рассеянного протона. Используя далее общеизвестные дополнительные аргументы (см., например, выражения (4.55), приведенные в монографии [3] или (8.55), (8.56) в [4]) о том, что в системе Брейта начального и конечного протонов матричный элемент протонного тока в случае перехода с изменением спиральности (без переворота спина) выражается только через электрический формфактор G_E, а матричный элемент для перехода без изменения спиральности (с переворотом спина) выражается только через магнитный формфактор G_M, мы можем утверждать, что слагаемые $\sigma_{\uparrow\uparrow}$ и $\sigma_{\uparrow\downarrow}$ в формуле (2) имеют смысл сечений без переворота и с переворотом спина для случая, когда начальный протон полностью поляризован в направлении движения конечного протона. Ниже мы покажем, что наши простые физические рассуждения основаны на строгих математических результатах, полученных при использовании подхода диагонального спинового базиса (ДСБ) [5, 6]. Поскольку сечения без переворота и с переворотом спина протона (2) выражаются только через один из формфакторов Сакса, то они могут оказаться привлекательными для постановки прямых экспериментов по их измерению и получения новых независимых данных о поведении G_E^2 и G_M^2 как функций от Q^2.

В работе Ахиезера и Рекало [7] был предложен метод измерения отношения формфакторов Сакса, основанный на явлении передачи поляризации от продольно поляризованного начального электрона к конечному протону, не зависимый от техники Розенблюта. В [7] было показано, что отношение степени продольной, P_l, и поперечной, P_t, поляризаций рассеянного протона пропорционально отношению электрического и магнитного формфакторов протона:

$$\frac{P_l}{P_t} = -\frac{G_M}{G_E}\frac{E_e + E'_e}{2M}\tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right). \qquad (3)$$

Эксперименты, основанные на методе передачи поляризации от начального электрона к конечному протону, сравнительно недавно были реализованы с большой точностью коллаборациями Bates [8] и JLAB [9]. Они привели к неожиданным результатам, из которых следовало, что $G_E(Q^2)$ убывает более быстро с ростом Q^2, чем $G_M(Q^2)$, что находится в противоречии с данными, полученными с помощью техники Розенблюта, согласно которым вплоть до нескольких ГэВ^2 $G_E(Q^2)$ и $G_M(Q^2)$ приближенно следуют дипольной форме и поэтому $\mu_p G_E(Q^2)/G_M(Q^2) \approx 1$.

В настоящей работе мы предлагаем новый независимый подход для измерения квадратов формфакторов Сакса. В нашем подходе они могут быть определены отдельно и независимо друг от друга прямыми измерениями сечений без переворота и с переворотом спина начального протона, который должен быть покоящимся и полностью поляризованным в направлении движения рассеянного протона. В случае, когда начальный протон частично поляризован, мы предлагаем измерять отношение сечений без переворота и с переворотом спина протона, что позволит определить отношение квадратов формфакторов Сакса. Это и является целью данной работы.

Для случая, когда начальный и конечный протоны полностью поляризованы, отношение сечений без переворота и с переворотом спина протона, как это следует из (2), имеет предельно простой вид:

$$\frac{d\sigma_{\uparrow\uparrow}}{d\sigma_{\uparrow\downarrow}} = \frac{\varepsilon}{\tau}\frac{G_E^2}{G_M^2}. \qquad (4)$$

Самый простой способ убедиться в правильности соотношений (2), (4) – это воспользоваться методом вычисления матричных элементов в ДСБ [6] (см. (25)), который позволяет проектировать спины у начального и конечного состояний частиц на одно общее направление. Обобщение соотношения (4) для наиболее общего случая, когда начальный протон частично поляризован, дано ниже (см. (14)).

Наши предложения основаны на использовании результатов работы [5], в которой было показано, что матричные элементы протонного тока в ДСБ, отвечающие переходам без переворота и с переворотом спина протона, выражаются соответственно только через электрический, G_E, и магнитный, G_M, формфакторы Сакса. Отметим, что используемая нами терминология для сечений (амплитуд) с переворотом и без переворота спина протона имеет не условный, а абсолютный физический смысл, поскольку для начального и детектируемого протонов мы выбираем одно, общее направление проекции спинов, совпадающее с направлением движения рассеянного протона.

Соответствующий эксперимент по измерению отношения квадратов формфакторов Сакса в процессах без переворота и с переворотом спина протона может быть реализован следующим образом. Покоящийся начальный и детектируемый протоны должны быть частично поляризованы вдоль направления движения рассеянного протона или в противоположном

ему направлении. Измеряя соответствующие дифференциальные сечения, можно определить отношение квадратов формфакторов Сакса. Предлагаемый метод может быть применен и к процессу упругого мюон-протонного рассеяния и реализован на коллайдере COMPASS.

Рассматриваемый механизм работает и в радиационном ep-рассеянии. В бете-гайтлеровской кинематике, где основной вклад в сечение процесса дают две диаграммы, соответствующие излучению фотона электроном, все аргументы, приведенные выше для упругого ep-рассеяния, остаются в силе.

Отношение квадратов электрического и магнитного формфакторов протона также может быть экспериментально измерено в процессе фоторождения лептонных пар на поляризованном протоне в бете-гайтлеровской кинематике.

В настоящей работе нами рассмотрен только механизм однофотонного обмена между электроном и протоном. Для двухфотонного обмена наши рассуждения не могут быть использованы. Однако вклад двухфотонного механизма (обусловленный интерференцией амплитуд с обменом одним и двумя фотонами) есть величина порядка 0.5% от вклада однофотонного механизма.

Матричные элементы протонного тока в ДСБ. В борновском приближении матричный элемент, соответствующий процессу упругого рассеяния электрона на протоне

$$e(p_1) + p(p, a) \to e(p_2) + p(p', a'), \tag{5}$$

где a и a' – 4-векторы поляризации начального и конечного протонов, имеет вид

$$M_{ep\to ep} = \overline{u}(p_2)\gamma^\mu u(p_1) \cdot \overline{u}(p')\Gamma_\mu(q^2)u(p)\ \frac{1}{q^2}\ , \tag{6}$$

$$\Gamma_\mu(q^2) = F_1\ \gamma_\mu + \frac{F_2}{4M}(\ \hat{q}\gamma_\mu - \gamma_\mu\hat{q}\ )\ ,\ q = p' - p\ , \tag{7}$$

с условиями на массовой оболочке $p_1^2 = p_2^2 = m^2$ (для электронов), $p^2 = p'^2 = M^2$ (для протонов).

Матричные элементы протонного тока, соответствующие переходам без переворота и с переворотом спина

$$(J_p^{\pm\delta,\delta})_\mu = \overline{u}^{\pm\delta}(p')\Gamma_\mu(q^2)u^\delta(p), \tag{8}$$

вычисленные в формализме ДСБ [5, 6], могут быть записаны через формфакторы Сакса:

$$G_E = F_1 - \tau F_2\ ,\ G_M = F_1 + F_2, \tag{9}$$

где F_1 и F_2 есть дираковский и паулиевский формфакторы протона. Матричные элементы протонного тока (8) в ДСБ имеют вид [5, 6]

$$(J_p^{\delta,\delta})_\mu = 2G_E M(b_0)_\mu, \tag{10}$$

$$(J_p^{-\delta,\delta})_\mu = -2\delta M\sqrt{\tau}G_M(b_\delta)_\mu\ , \tag{11}$$

где

$$\begin{gathered} b_0 = (p+p')/\sqrt{(p+p')^2},\ b_3 = q/\sqrt{Q^2}, \\ (b_1)_\mu = \varepsilon_{\mu\nu\kappa\sigma}b_0^\nu b_3^\kappa b_2^\sigma, (b_2)_\mu = \varepsilon_{\mu\nu\kappa\sigma}p^\nu p'^\kappa p_1^\sigma/\rho, \\ b_\delta = b_1 + i\delta b_2, \delta = \pm 1,\ b_1^2 = b_2^2 = b_3^2 = -b_0^2 = -1. \end{gathered} \tag{12}$$

В (12) $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ есть тензор Леви-Чивита, $(\varepsilon_{0123} = -1)$, ρ определяется из условий нормировки, набор единичных 4-векторов b_0, b_1, b_2, b_3 образует ортонормированный базис.

Следовательно, в ДСБ матричные элементы протонного тока, отвечающие переходам без переворота (10) и с переворотом спина протона (11), выражаются через электрический G_E и магнитный G_M формфакторы, соответственно (см. [5, 6]). В системе Брейта начального и конечного протонов, которая является одним из частных случаев ДСБ, выражения (10), (11) совпадают с аналогичными выражениями (4.55) и (8.55), (8.56), приведенными в монографиях [3] и [4].

В ДСБ [5, 6], спиновые 4-векторы a и a' протонов с 4-импульсами p и p' ($ap = a'p' = 0$, $a^2 = a'^2 = -1$) принадлежат гиперплоскости, образованной 4-векторами p и p':

$$\begin{gathered} a = -\frac{(vv')v - v'}{\sqrt{(vv')^2 - 1}}\ ,\ a' = \frac{(vv')v' - v}{\sqrt{(vv')^2 - 1}}\ , \\ v = \frac{p}{M}\ ,\ v' = \frac{p'}{M}\ . \end{gathered} \tag{13}$$

Очевидно, что спиновые 4-векторы (13) не изменяются при преобразованиях малой группы Лоренца, общей для частиц с 4-импульсами p и p'. Таким образом, ДСБ дает возможность описывать спиновые состояния системы из двух частиц с помощью проекций спина на одно общее направление. Отметим, что в системе покоя начального протона таким общим направлением проектирования спинов для начального и конечного протонов является направление движения конечного протона (см. Приложение).

Фундаментальный факт реализации в ДСБ малой группы Лоренца, общей для частиц с импульсами p и p', приводит к ряду замечательных особенностей. Во-первых, в нем частицы с 4-импульсами p (до взаимодействия) и p' (после взаимодействия) имеют общие спиновые операторы, что позволяет в ковариантной форме разделить взаимодействия с изменением и без изменения спиновых состояний частиц, участвующих в реакции, и тем самым проследить за динамикой спинового взаимодействия. В случае безмас-

совых частиц их спиновые состояния в ДСБ с точностью до знака совпадают со спиральными [6], при этом ДСБ формализм является эквивалентным методу группы CALKUL [10].

Обобщение ДСБ на случай частично поляризованных протонов. Общее выражение для отношения сечений процесса $ep \to ep$ без переворота и с переворотом спина в случае частично поляризованных начального и конечного протонов имеет вид (детали расчета вынесены в Приложение):

$$\frac{d\sigma_{\uparrow\uparrow}}{d\sigma_{\uparrow\downarrow}} = \frac{G_E^2(1+\eta) + (\tau/\varepsilon)\, G_M^2(1-\eta)}{G_E^2(1-\eta) + (\tau/\varepsilon)\, G_M^2(1+\eta)}\,,\ \eta = \lambda\lambda', \quad (14)$$

где λ и λ' есть степень поляризации начального и конечного протонов в направлении движения конечного протона $(\lambda, \lambda' \leqslant 1)$.

Для периферических процессов радиационного рассеяния электрона на протоне и рождения пар фотоном на поляризованном протоне при высоких энергиях мы можем положить $\varepsilon = 1$. В рамках такого приближения соотношение (14) оказывается справедливым не только для упругого процесса $ep \to ep$, но и для процессов $ep \to ep\gamma$ и $\gamma p \to pe^+e^-$ (см. ниже). Для выделения упругих событий на протоне нужно измерить спектр рассеянных электронов в радиационном ep-рассеянии или распределение по долям энергии компоненты пары, рожденной в процессе фоторождения.

Рассмотрим процесс радиационного рассеяния электрона на протоне:

$$e\,(p_1) + p\,(p,a) \to e(p_2) + p\,(p',a') + \gamma(k,e), \quad (15)$$

где a, a' и e – 4-векторы поляризации начального и конечного протонов и фотона $ap = a'p' = ek = 0$.

В периферической (бете-гайтлеровской) кинематике, определенной соотношениями

$$s_e = 2p_1p \gg Q^2 = -q^2 = -(p-p')^2 \sim M^2, \quad (16)$$

матричный элемент процесса (15) имеет факторизованную форму, что нетрудно показать, воспользовавшись тождеством Грибова [11]):

$$M_e = 2s_e \frac{(4\pi\alpha)^{3/2}}{q^2} N_e N_p^e, \quad (17)$$

где

$$N_p^e = \frac{1}{s_e}\bar{u}(p',a')\hat{p}_1\left(F_1(q^2) - \frac{1}{2M}F_2(q^2)\hat{q}\right)u(p,a),$$

$$N_e = \frac{1}{s_e}\bar{u}(p_2)\left(\hat{p}\frac{\hat{p}_2 - \hat{q} + m}{d_2}\hat{e} + \hat{e}\frac{\hat{p}_2 - \hat{q} + m}{d_2}\hat{p}\right)u(p_1).$$

Аналогичные выражения могут быть написаны для матричного элемента процесса рождения пар фотоном на поляризованном протоне:

$$\gamma(k,e) + p\,(p,a) \to e^+(p_+) + e^-(p_-) + p\,(p',a'). \quad (18)$$

В бете-гайтлеровской кинематике

$$s_\gamma = 2kp \gg Q^2 \sim M^2,$$

матричный элемент процесса (18) имеет вид:

$$M_\gamma = 2s_\gamma \frac{(4\pi\alpha)^{3/2}}{q^2} N_\gamma N_p^\gamma, \quad (19)$$

где

$$N_p^\gamma = \frac{1}{s_\gamma}\bar{u}(p',a')\hat{k}\left(F_1(q^2) - \frac{1}{2M}F_2(q^2)\hat{q}\right)u(p,a),$$

$$N_\gamma = \frac{1}{s_\gamma}\bar{u}(p_-)\left(\hat{p}\frac{\hat{k} - \hat{p}_+ + m}{d_+}\hat{e} + \hat{e}\frac{\hat{p}_- - \hat{k} + m}{d_-}\hat{p}\right)v(p_+).$$

Вычисляя квадраты модулей матричных элементов протонного тока $|N_p^e|^2$ и $|N_p^\gamma|^2$ в случае переходов без переворота и с переворотом спина, для процессов $ep \to ep\gamma$ (15) и $\gamma p \to e^+e^-p$ (18) получим одинаковые выражения:

$$|N_p^e(a, \pm a')|^2 = |N_p^\gamma(a, \pm a')|^2 = 4G_\pm,$$

$$G_\pm = \frac{1}{2(1+\tau)}\left(G_E^2(1 \pm \eta) + \tau G_M^2(1 \mp \eta)\right).$$

Усредняя и суммируя выражение $|N_e|^2$ по спиновым состояниям электронов и фотона, получим:

$$\sum |N_e|^2 = 4D_e,$$

$$D_e = x(1-x)^2\left(\frac{Q^2(1+x^2)}{d_1 d_2} - 2m^2x\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right)^2\right),$$

где

$$d_1 = m^2(1-x)^2 + \mathbf{p}_2{}^2,$$

$$d_2 = m^2(1-x)^2 + (\mathbf{p}_2 + \mathbf{q}\,(1-x))^2,$$

а $x, \mathbf{p}_2$ и $\mathbf{q}$ есть доля энергии, уносимая рассеянным электроном, его компонента импульса, поперечная к направлению электронного пучка и поперечная компонента импульса, переданного протону, соответственно.

Наконец, усредняя и суммируя выражение $|N_\gamma|^2$ по спиновым состояниям компонент пары и фотона, для процесса $\gamma p \to e^+e^-p$ (18) получим

$$\sum |N_\gamma|^2 = 4D_\gamma,$$

$$D_\gamma = x_+x_-\left(\frac{Q^2(x_+^2 + x_-^2)}{d_+d_-} + 2m^2x_+x_-\left(\frac{1}{d_+} - \frac{1}{d_-}\right)^2\right),$$

где x_-, x_+ – доли энергии, уносимые электроном и позитроном ($x_+ + x_- = 1$); $d_\pm = \mathbf{p}_\pm^2 + m^2$; $\mathbf{p}_-, \mathbf{p}_+$ – поперечные импульсы компонент пары ($\mathbf{p}_- + \mathbf{p}_+ = \mathbf{q}$).

Полученное нами соотношение (14) является справедливым как для процесса $ep \to ep\gamma$ (15), так и для $\gamma p \to e^+e^-p$ (18), поскольку дифференциальные сечения этих процессов в бете-гайтлеровской кинематике имеют следующий вид:

$$d\sigma^{ep\to ep\gamma}(a, \pm a') = \frac{2\alpha^3}{\pi^2(Q^2)^2} D_e G_\pm \frac{d^2q d^2p_2 dx}{x(1-x)}, \quad (20)$$

$$d\sigma^{\gamma p\to e\bar{e}p}(a, \pm a') = \frac{2\alpha^3}{\pi^2(Q^2)^2} D_\gamma G_\pm \frac{d^2q d^2p_- dx_-}{x_- x_+}. \quad (21)$$

Дифференциальное сечение (20), проинтегрированное по поперечному импульсу конечного электрона, имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma^{ep\to ep\gamma}}{dQ^2dx}(a, \pm a') = \frac{2\alpha^3}{(Q^2)^2} G_\pm \times \quad (22)$$
$$\times [[\tau_1(1+x^2) + x]R(\tau_1) - x],$$

где $\tau_1 = Q^2/m^2$ и

$$R(z) = \frac{1}{\sqrt{z(1+z)}} \ln(\sqrt{1+z} + \sqrt{z}). \quad (23)$$

Аналогичное выражение для сечения процесса фоторождения пар на протоне имеет вид

$$\frac{d\sigma^{\gamma p\to e\bar{e}p}}{dQ^2dx_-}(a, \pm a') = \frac{2\alpha^3}{(Q^2)^2} G_\pm \times$$
$$\times [[\tau_1(x_+^2 + x_-^2) - x_+x_-]R(\tau_1) + x_+x_-]. \quad (24)$$

Ниже, в Приложении мы обсудим детали кинематики упругого процесса $ep \to ep$ в системе покоя начального протона.

Заключение. В рамках использования подхода ДСБ показано, что для упругого процесса рассеяния электрона на частично поляризованном протоне имеют место прямые соотношения между отношением квадратов формфакторов протона и отношением сечений без переворота и с переворотом спина протона.

Для радиационного процесса рассеяния электрона на протоне и процесса фоторождения пар на поляризованном протоне аналогичные соотношения имеют место в бете-гайтлеровской кинематике.

Следует подчеркнуть, что в силу соотношений (10), (11) для матричных элементов протонного тока в ДСБ, дифференциальное сечение упругого процесса рассеяния электрона на полностью поляризованном протоне в случае перехода без переворота спина протона выражается только через квадрат электрического формфактора $G_E(Q^2)$, а сечение с переворотом спина выражается только через квадрат магнитного формфактора $G_M(Q^2)$ независимо от того, какой величиной является квадрат переданного импульса протону, малой или большой. Вследствие этого, постановка эксперимента по измерению сечений без переворота и с переворотом спина протона на полностью поляризованном протоне имела бы ряд преимуществ по отношению к методу Розенблюта, область применения которого ограничена малыми значениями Q^2, и методу передачи поляризации от начального электрона к конечному протону ([7]). Для постановки предлагаемого эксперимента необходимо, чтобы начальный покоящийся протон был полностью поляризован в направлении движения рассеянного протона. Реализация такого эксперимента позволила бы получить новые, независимые от других методов данные о поведении формфакторов $G_E^2(Q^2)$ и $G_M^2(Q^2)$ и помочь разрешить кризис, возникший после постановки известного эксперимента в JLab [9].

Один из нас (МВГ) благодарен ЛТФ им. Н.Н. Боголюбова ОИЯИ (г. Дубна) за прием и возможность проведения совместных исследований на начальном этапе работы. Мы благодарны проф. Э. Томаси-Густафсон (E. Tomasi-Gustafsson) за интерес к работе и критические замечания. Мы благодарны INTASS, грант 05-1000008-8328, и БРФФИ, грант Ф07Д-005, за финансовую поддержку.

Приложение

Кинематика упругого процесса в ЛСО. В ЛСО, где начальный протон покоится, $p = M(1,0,0,0)$, 4-векторы поляризации a и a' начального и конечного протонов в ДСБ (13) и вектор 4-импульса конечного протона p' имеют вид

$$a = (0, \mathbf{a}) = (0, \mathbf{n}),\ a' = \frac{1}{M}(p, E'\mathbf{n}),$$

$$p' = (E', p\mathbf{n}), \quad E' = M(1+2\tau), \quad p = 2M\sqrt{\tau(1+\tau)},$$

где $\mathbf{n}$ есть единичный вектор вдоль направления движения конечного протона. Таким образом, спиновые 4-векторы ДСБ для начального и конечного протонов определены так, что в рассматриваемой ЛСО оси спиновых проекций протонов совпадают и направлены по импульсу конечного протона: $\mathbf{a} = \mathbf{n}$. При этом спиновое состояние конечного протона является спиральным. Вектор 4-импульса начального электрона имеет вид $p_1 = E_e(1,0,0,1)$.

Сворачивая тензоры лептонного, $L^{\mu\nu}$, и протонного, $P_{\mu\nu}$, токов, то есть вычисляя $I = L^{\mu\nu}P_{\mu\nu}$, где

$$L^{\mu\nu} = p_1^\mu p_2^\nu + p_1^\nu p_2^\mu + q^2 g^{\mu\nu}/2,$$
$$P_{\mu\nu} = \frac{1}{4} Tr(\hat{p}' + M)(1 - \gamma_5 \hat{a}')\gamma_\mu \left(F_1 - \hat{q}\frac{1}{2M}F_2\right) \times$$
$$\times (\hat{p} + M)(1 - \gamma_5 \hat{a})\gamma_\nu \left(F_1 + \hat{q}\frac{1}{2M}F_2\right),$$

и используя кинематические соотношения

$$(aa') = -1 - 2\tau,\ (ap')(a'p) = -4M^2\tau(1+\tau),$$
$$(ap')(ap_1) = \tau[2M^2(1+2\tau) - s],$$
$$(ap_1)(a'p) = -2M(E+M)\tau,$$
$$(ap_1)(a'p_1) = \frac{\tau}{1+\tau}(E+M)[-E + M(1+2\tau)],$$

мы приходим к результату (4). Для обобщения ДСБ на случай частично поляризованных состояний у начального и конечного протонов и получения соответствующих наиболее общих выражений для отношения сечений без переворота и с переворотом спина протона, необходимо произвести замены: $a \to \lambda a$, $a' \to \lambda' a'$, $\lambda, \lambda' \leq 1$, в результате получим (14).

Приведем соотношения в ЛСО между энергией, величиной 3-импульса протона отдачи и углом его рассеяния по отношению к направлению движения начального электрона θ_p (см. [12]):

$$\frac{E'}{M} = \frac{1 + \cos^2\theta_p}{\sin^2\theta_p},\ \frac{p}{M} = \frac{2\cos\theta_p}{\sin^2\theta_p}.$$

С помощью матричных элементов протонного тока (10), (11) расчет вероятности процесса $ep \to ep$ сводится к вычислению тривиального шпура:

$$|\,T\,|^2 = \frac{4M^2}{q^4}\frac{1}{8}\sum_\delta Tr(G_E^2(\hat{p}_2 + m)\hat{b}_0(\hat{p}_1 + m)\hat{b}_0 +$$
$$+ \tau G_M^2(\hat{p}_2 + m)\hat{b}_\delta(\hat{p}_1 + m)\hat{b}_\delta^*),$$

и приводит к выражению для сечения, совпадающему с результатом, приведенным в [1]:

$$d\sigma = \frac{\alpha^2 do}{4w^2}\frac{1}{1+\tau}\left(G_E^2\, Y_I + \tau\, G_M^2\, Y_{II}\right)\frac{1}{q^4},$$
$$Y_I = (p_+q_+)^2 + q_+^2 q^2,\ \ p_+ = p_1 + p_2, \qquad (25)$$
$$Y_{II} = (p_+q_+)^2 - q_+^2(q^2 + 4m^2),\ q_+ = p + p',$$

где do – элемент телесного угла, w – полная энергия в системе центра инерции.

Для отношения сечений без переворота и с переворотом спина протона имеем следующее выражение:

$$\frac{d\sigma_{\uparrow\uparrow}}{d\sigma_{\uparrow\downarrow}} = \frac{Y_I}{\tau Y_{II}}\frac{G_E^2}{G_M^2}. \qquad (26)$$

В системе покоя начального протона, пренебрегая массой электрона, мы получаем выражения (2), (4).

1. M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79**, 615 (1950).
2. R. Hofstadter, F. Bumiller, and M. Yearian, Rev. Mod. Phys. **30**, 482 (1958).
3. А. И. Ахиезер, М. П. Рекало, *Электродинамика адронов*, Киев, Наукова думка, 1977.
4. Г. Челлен, *Физика элементарных частиц*, М.: Наука, 1966 (перевод с английского: G. Kallen, *Elementary Particle Physics*, 1964).
5. С. М. Сикач, Известия Академии Наук БССР, сер. физ.-мат. наук №2, 84 (1984).
6. М. В. Галынский, С. М. Сикач, ЭЧАЯ **29**, 1133 (1998), e-print: hep-ph/9910284.
7. A. I. Akhiezer and M. P. Rekalo, Sov. J. Part. Nucl. **3**, 277 (1974).
8. B. D. Milbrath et al. [Bates FPP collaboration], Phys. Rev. Lett. **80**, 452 (1998) [Erratum-ibid. **82**, 2221 (1999)].
9. M. K. Jones et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 1398 (2000).
10. F. A. Berends et al., Nucl. Phys. B **206**, 53, 61 (1982).
11. V. N. Baier et al., Phys. Rep. **78**, 293 (1981).
12. E. A. Vinokurov and E. A. Kuraev, J. Exp. Theor. Phys. **63**, 1142 (1972).