ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2019, том 83, № 4, с. 544–549

УДК 539.120.7;121.4

О ДВОЙНЫХ СПИНОВЫХ АСИММЕТРИЯХ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПРОТОНАХ

© 2019 г. М. Я. Сафин*

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования “Российский университет дружбы народов”, Москва, Россия

**E-mail: misafin@gmail.com*

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.
После доработки 15.10.2018 г.
Принята к публикации 19.11.2018 г.

На основе полученных дифференциальных сечений рассеяния продольно поляризованных электронов с учетом поляризации протонной мишени или продольной поляризации протонов отдачи исследованы одинарные спиновые асимметрии: нарушающая T-четность асимметрия по спину протона мишени $A^{(\perp)}$ и степень продольной поляризации протонов отдачи P_p. Получены и проанализированы также двойные спиновые асимметрии: асимметрия по корреляции спиральности падающего электрона и спина протона мишени A_{ep} и право-левая асимметрия степени продольной поляризации протона отдачи D_p. Показано, что указанные асимметрии дают возможность измерения отношений формфакторов протона G_{Ep}/G_{Mp} и G_{Mp}/G_{1p}.

DOI: 10.1134/S0367676519040227

ВВЕДЕНИЕ

Применение поляризационных методов играет существенную роль при изучении структуры ядер и нуклонов, а также фундаментальных свойств элементарных частиц [1, 2]. Недавние поляризационные эксперименты [3, 4] по электрон-нуклонному рассеянию значительно расширили наше понимание нуклонных электромагнитных формфакторов (наблюдение быстрого уменьшения отношения электрического и магнитного формфакторов протона G_E^p/G_M^p в области квадрата переданного импульса $Q^2 \geq 1$ ГэВ^2).

Исследуемые экспериментально спиновые асимметрии могут быть разделены на две группы: одинарные спиновые асимметрии (ОСА) и двойные спиновые асимметрии (ДСА).

В качестве примера изучения асимметрии первого типа можно привести эксперименты по рассеянию продольно поляризованных пучков электронов на протонной мишени для исследования эффектов нарушения пространственной четности за счет интерференции электромагнитного и слабого взаимодействий. В этом случае ОСА представляет собой хорошо известную право-левую асимметрию A_{RL}.

В работе [5] исследован ряд продольных и поперечных ОСА $A_{p,RL}^{(\|,\perp)}$. В работе [6] исследована ДСА – право-левая асимметрия $D_p^{(M)}$ зеркальной асимметрии $A_p^{(M)}$ при вылете в правую или левую полусферу относительно плоскости $(\vec{s},\vec{n})$, а в работе [7] – двойная “зеркальная” асимметрия $P_e^{(\perp)}$ степени продольной поляризации рассеянного электрона.

Здесь мы рассмотрим два типа ДСА в упругом рассеянии продольно поляризованных (спиральность $\zeta = \pm 1$) электронов: 1) на поляризованной $(\vec{s})$ протонной мишени без учета поляризации протонов отдачи и рассеянных электронов и 2) на неполяризованной протонной мишени с учетом продольной поляризации (спиральность $h = \pm 1$) протонов отдачи и без учета поляризации рассеянных электронов.

В разделе 1 кратко описана эффективная амплитуда M_{eff} рассматриваемого процесса. В разделе 2 приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния продольно поляризованных электронов со спиральностью ζ: $d\sigma(\omega,\tau;\,\vec{s},\zeta)/d\Omega$ – угловое распределение рассеянных электронов с учетом поляризации $\vec{s}$ протона мишени и $d\sigma(\omega,\tau;\,\zeta,h)/d\Omega_p$ – угловое распределение протонов отдачи с учетом их спиральности h. В разделе 3 рассмотрены асимметрии: ОСА по спину протона мишени $A^{(\perp)}(\omega,\tau;\,\zeta)$, связанная с нарушением T-четности, и ДСА $A_{ep}(\omega,\tau)$ – аналогичная той, что экспериментально исследовалась в [4] для измерения отношения электрического и

магнитного формфакторов протона G_{Ep}/G_{Mp}. В разделе 4 рассмотрена ОСА $P_p(\omega,\tau;\ \zeta)$ – степень продольной поляризации протона отдачи при рассеянии электрона спиральности ζ и ДСА $D_p(\omega,\tau)$ – право-левая асимметрия степени продольной поляризации протона отдачи по спиральности падающего электрона, которая в пренебрежении слабым взаимодействием определяется отношением магнитного и анапольного формфакторов G_{Mp}/G_{1p} протона.

ЭФФЕКТИВНАЯ АМПЛИТУДА РАССЕЯНИЯ

Рассматриваемые процессы

$$e^-(k,\zeta)+p(p,\vec{s})\to e^-(k')+p(p'), \tag{1a}$$

$$e^-(k,\zeta)+p(p)\to e^-(k')+p(p',h) \tag{1b}$$

описываются суммой амплитуд рассеяния за счет электромагнитного взаимодействия и взаимодействия слабых нейтральных токов. Эту амплитуду в случае продольно поляризованных налетающих электронов высокой энергии можно представить в виде [7]:

$$M_{eff}=\frac{4\pi Z\alpha}{q^2}m_{eff},\quad m_{eff}=j_{(em)\mu}J^{\mu}_{eff}, \tag{2}$$

где $j_{(em)\mu}$ – электромагнитный ток электрона, а эффективный нуклонный ток имеет вид

$$J^{\mu}_{eff}=J^{\mu}_{em}-\delta_{\zeta}J^{\mu}_{weak}. \tag{3}$$

Параметр δ_{ζ} определяет относительную интенсивность электромагнитного и слабого взаимодействий:

$$\delta_{\zeta}=\delta_{0p}\tau(g_{Ve}-\zeta g_{Ae}),\quad \delta_{0p}=\frac{G_F m_p^2}{\pi\alpha\sqrt{2}}\approx 3.14\cdot 10^{-4},\quad \tau=-\frac{q^2}{4m_p^2}, \tag{4}$$

$g_{Ve}=-1/2+2\sin^2\theta_W\approx -0.04$ и $g_{Ae}=-1/2$ – векторная и аксиально-векторная константы слабого нейтрального тока электрона.

Вершины электромагнитного тока нуклона с учетом вкладов анапольного и электрического дипольного моментов, а также слабого нейтрального тока, имеют вид:

$$\Gamma^{\mu}_{em}=\gamma^{\mu}\left(G_{Mp}+\frac{q^2}{m_p^2}G_{1p}\gamma_5\right)-\frac{P^{\mu}}{2m_p}\left(F_{2p}-iG_{2p}\gamma_5\right), \tag{5a}$$

$$\Gamma^{\mu}_{weak}=\gamma^{\mu}\left(g_{Mp}+g_{Ap}\gamma^5\right)-\frac{P^{\mu}}{2m_p}f_{Vp}. \tag{5b}$$

Здесь $P=p+p'$ – сумма 4-импульсов начального и конечного протона, G_{Ep} и G_{Mp} – электрический и магнитный саксовские формфакторы протона; G_{1p} и G_{2p} – формфакторы анапольного момента и электрического дипольного момента (ЭДМ) протона; g_{Ep} и g_{Mp} – слабые аналоги электромагнитных саксовских формфакторов протона, которые определяются соотношениями $F_{1p}=(G_{Ep}+\tau G_{Mp})/(1+\tau)$, $F_{2p}=(G_{Mp}-G_{Ep})/(1+\tau)$, $g_{Vp}=(g_{Ep}+\tau g_{Mp})/(1+\tau)$, $f_{Vp}=(g_{Mp}-g_{Ep})/(1+\tau)$.

Таким образом, эффективная вершина нуклонного тока в случае рассеяния продольно поляризованных электронов может быть представлена в виде:

$$\Gamma^{\mu}_{eff}=\Gamma^{\mu}_{em}-\delta_{\zeta}\Gamma^{\mu}_{weak}=\gamma^{\mu}\left(G_{M(eff)}+\frac{q^2}{m_p^2}G_{1(eff)}\gamma_5\right)-\frac{P^{\mu}}{2m_p}\left(F_{2(eff)}-iG_{2(eff)}\gamma_5\right). \tag{6}$$

Здесь и далее

$$G_{M(eff)}=G_{Mp}-\delta_{\zeta}g_{Mp},\quad G_{E(eff)}=G_{Ep}-\delta_{\zeta}g_{Ep},\quad F_{2(eff)}=F_{2p}-\delta_{\zeta}f_{Vp}, \tag{6a}$$

$$G_{1(eff)}=G_{1p}+\frac{1}{4\tau}\delta_{\zeta}g_{Ap},\quad G_{2(eff)}=G_{2p}. \tag{6b}$$

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ

Дифференциальное сечение, описывающее угловое распределение рассеянных электронов, дается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\sigma_{Mott}\frac{|m_{(eff)}|^2}{16\omega^2 m_p^4}\frac{1}{f_-(\omega,\tau)}, \tag{7}$$

где

$$\sigma_{Mott}=\left(\frac{\alpha}{2\omega}\right)^2\frac{1}{m_p^2}\frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^4\frac{\theta}{2}}\frac{1}{1+2\omega\sin^2\frac{\theta}{2}}, \tag{8}$$

кинематические функции $f_{\mp}(\omega,\tau)$ определены, например, в [7] (см. формулы (14)), $\omega=E/m_p$ – энергия налетающих электронов в единицах массы протона, θ – угол рассеяния электрона.

Разложим это дифференциальное сечение по спин-импульсным корреляциям:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega,\tau;\ \vec{s},\zeta)=\frac{\sigma_{Mott}}{(1+\tau)f_-(\omega,\tau)}\{a(\omega,\tau;\ \zeta)+b(\omega,\tau;\ \zeta)(\vec{s}\vec{n})+c(\omega,\tau;\ \zeta)(\vec{s}\vec{m})+d(\omega,\tau;\ \zeta)(\vec{s}\,[\vec{n}\vec{m}])\}. \tag{9}$$

Здесь $\vec{n}=\vec{k}/|\vec{k}|$ и $\vec{m}=\vec{k}'/|\vec{k}'|$ – единичные векторы в направлении импульсов падающего и рассе-

янного электронов соответственно. Для корреляционных функций a, b, c, d найдем следующие выражения

$$a(\omega,\tau;\,\zeta) = f_-(\omega,\tau)\left[G^2_{E(eff)} + \tau(1+\tau)G^2_{2(eff)}\right] + \\ + \tau f_+(\omega,\tau)\left[G^2_{M(eff)} + 16\tau(1+\tau)G^2_{1(eff)}\right] + \\ + 16\zeta\tau\frac{\tau}{\omega}f_0(\omega,\tau)G_{1(eff)}G_{M(eff)}, \tag{9a}$$

$$b(\omega,\tau;\,\zeta) = 4\omega\tau\left[\left(1-\frac{\tau}{\omega}\right)f_1(\omega,\tau)G_{E(eff)} - \\ - f_+(\omega,\tau)G_{M(eff)}\right]G_{1(eff)} + \zeta\tau\left[\left(f_1(\omega,\tau)G_{E(eff)} - \\ - \left(1-\frac{\tau}{\omega}\right)G_{M(eff)}\right)G_{M(eff)} - 16\tau f_0(\omega,\tau)G^2_{1(eff)}\right], \tag{9b}$$

$$c(\omega,\tau;\,\zeta) = \left(1-2\frac{\tau}{\omega}\right)\left\{-4\omega\tau\left[\left(1-\frac{\tau}{\omega}\right)\omega_0 G_{E(eff)} - \\ - f_+(\omega,\tau)G_{M(eff)}\right]G_{1(eff)} - \zeta\tau\left[\left(\omega_0 G_{E(eff)} - \\ - \left(1-\frac{\tau}{\omega}\right)G_{M(eff)}\right)G_{M(eff)} - 16\tau f_0(\omega,\tau)G^2_{1(eff)}\right]\right\}, \tag{9c}$$

$$d(\omega,\tau;\,\zeta) = \\ = f_2(\omega,\tau)\left[4\omega\tau\left(1-\frac{\tau}{\omega}\right)G_{1(eff)} + \zeta\tau G_{M(eff)}\right]G_{2(eff)}. \tag{9d}$$

Кинематические функции $f_0(\omega,\tau)$, $f_1(\omega,\tau)$ и $f_2(\omega,\tau)$ определены в [7].

Дифференциальное сечение, описывающее угловое распределение протонов отдачи, дается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = \frac{\alpha^2}{m_p^2}\frac{1}{\omega_0\tau}\sqrt{\frac{1+\tau}{\tau}}\frac{1+\tau}{16\omega^2 m_p^4}\left|m_{(eff)}\right|^2. \tag{10}$$

В случае продольно поляризованных падающих электронов и протонов отдачи это сечение раскладывается по корреляциям спиральностей ζ и h:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(\omega,\tau;\,\zeta,h) = \frac{\alpha^2}{2m_p^2}\frac{1}{\omega_0\tau}\sqrt{\frac{1+\tau}{\tau}}\times \\ \times\{a'(\omega,\tau) + \zeta b'(\omega,\tau) + hc'(\omega,\tau) + \zeta h d'(\omega,\tau)\}. \tag{11}$$

Здесь

$$a'(\omega,\tau) = f_-(\omega,\tau)\left[G^2_{E(eff)} + \tau(1+\tau)G^2_{2(eff)}\right] + \\ + \tau f_+(\omega,\tau)\left[G^2_{M(eff)} + 16\tau(1+\tau)G^2_{1(eff)}\right], \tag{11a}$$

$$b'(\omega,\tau) = 16\frac{\tau^2}{\omega}f_0(\omega,\tau)G_{M(eff)}G_{1(eff)}, \tag{11b}$$

$$c'(\omega,\tau) = 8\tau\sqrt{\tau(1+\tau)}f_+(\omega,\tau)G_{M(eff)}G_{1(eff)}, \tag{11c}$$

$$d'(\omega,\tau) = 2\frac{\tau}{\omega}\sqrt{\frac{\tau}{1+\tau}}f_0(\omega,\tau)\times \\ \times\left[G^2_{M(eff)} + 16\tau(1+\tau)G^2_{1(eff)}\right]. \tag{11d}$$

АСИММЕТРИИ ПО СПИНУ ПРОТОНА МИШЕНИ

Рассмотрим сначала поперечную асимметрию, обусловленную тройной спин-импульсной корреляцией $(\vec{s}\,[\vec{n}\vec{m}])$:

$$A^{(\perp)}(\omega,\tau;\,\zeta) = \\ = \frac{d\sigma(\omega,\tau;\,\zeta,\vec{s}\uparrow\uparrow[\vec{n}\vec{m}]) - d\sigma(\omega,\tau;\,\zeta,\vec{s}\downarrow\uparrow[\vec{n}\vec{m}])}{d\sigma(\omega,\tau;\,\zeta,\vec{s}\uparrow\uparrow[\vec{n}\vec{m}]) + d\sigma(\omega,\tau;\,\zeta,\vec{s}\downarrow\uparrow[\vec{n}\vec{m}])}. \tag{12}$$

Из (9) после подстановки эффективных формфакторов в пренебрежении вкладами, пропорциональными G^2_{2p}, G^2_{1p}, δ^2_{0p} и $\delta_{0p}G_{1p}$ (ожидаемое значение $G_{1p} \sim G_F m_p^2$ имеет тот же порядок величины, что и δ_{0p} [8]), а также с учетом $g_{Ve} \ll g_{Ae}$, получим

$$A^{(\perp)}(\omega,\tau;\,\zeta) = \sin(\theta)\frac{d_{eff}(\omega,\tau;\,\zeta)}{a_{eff}(\omega,\tau;\,\zeta)}, \tag{13}$$

где

$$a_{eff}(\omega,\tau;\,\zeta) = f_- G^2_{Ep} + \tau f_+ G^2_{Mp} + \\ + 16\zeta\tau\frac{\tau}{\omega}f_0 G_{1p}G_{Mp} - 2\tau\delta_{0p}g_{Ae}\times \\ \times\left[2\frac{\tau}{\omega}f_0 g_{Ap}G_{Mp} - \zeta\left(f_- g_{Ep}G_{Ep} + \tau f_+ g_{Mp}G_{Mp}\right)\right], \tag{13a}$$

$$d_{eff}(\omega,\tau;\,\zeta) = \omega\tau f_2 G_{2p}\left[4\left(1-\frac{\tau}{\omega}\right)G_{1p} + \\ + \zeta\frac{1}{\omega}G_{Mp} + \delta_{0p}g_{Ae}\left(\frac{\tau}{\omega}g_{Mp} - \zeta\left(1-\frac{\tau}{\omega}\right)g_{Ap}\right)\right]. \tag{13b}$$

Нарушающая T-четность асимметрия (13) пропорциональна формфактору протона G_{2p} (см. также [5]) и должна быть весьма малой в силу имеющихся экспериментальных ограничений на величину ЭДМ протона $d_p < 7.9\cdot 10^{-25}\ e\cdot$ см [9].

Определим двойную поляризационную асимметрию:

$$A_{ep}(\omega,\tau) = \frac{d\sigma^{(+)}(\omega,\tau) - d\sigma^{(-)}(\omega,\tau)}{d\sigma^{(+)}(\omega,\tau) + d\sigma^{(-)}(\omega,\tau)}, \tag{14}$$

где

$$d\sigma^{(+)}(\omega,\tau) = d\sigma(\omega,\tau;\,\zeta=+1,\vec{s}\uparrow\uparrow\vec{n}) + \\ + d\sigma(\omega,\tau;\,\zeta=-1,\vec{s}\downarrow\downarrow\vec{n}), \tag{14a}$$

$$d\sigma^{(-)}(\omega,\tau) = d\sigma(\omega,\tau;\,\zeta=+1,\vec{s}\downarrow\downarrow\vec{n}) + \\ + d\sigma(\omega,\tau;\,\zeta=-1,\vec{s}\uparrow\uparrow\vec{n}). \tag{14b}$$

Легко видеть, что спин-импульсные корреляции в (9) при $\vec{s}\uparrow\uparrow\vec{n}$ и $\vec{s}\downarrow\downarrow\vec{n}$ принимают значения $(\vec{s}\vec{n}) = +1$, $(\vec{s}\vec{m}) = +\cos(\theta)$, $(\vec{s}\,[\vec{n}\vec{m}]) = 0$ и $(\vec{s}\vec{n}) = -1$, $(\vec{s}\vec{m}) = -\cos(\theta)$, $(\vec{s}\,[\vec{n}\vec{m}]) = 0$ соответственно.

В том же приближении, что и (13), найдем

$$A_{ep}(\omega,\tau)=\omega\tau\frac{\frac{1}{\omega}G_{Mp}\left(f_4G_{Ep}-\left(1-\frac{\tau}{\omega}\right)f_3G_{Mp}\right)+\delta_{0p}g_{Ae}g_{Ap}\left(f_3f_+G_{Mp}-\left(1-\frac{\tau}{\omega}\right)f_4G_{Ep}\right)}{f_-G_{Ep}^2+\tau f_+G_{Mp}^2-4\tau\frac{\tau}{\omega}\delta_{0p}g_{Ae}g_{Ap}f_0G_{Mp}},\tag{15}$$

где дополнительные кинематические функции f_3 и f_4 определены в [7] (формулы (24)). Заметим, что эта асимметрия не содержит вкладов от анапольного момента протона G_{1p}.

В случае чисто электромагнитного взаимодействия (т.е. при $\delta_{0p}=0$) получим формулу

$$A_{ep}^{(em)}(\omega,\tau)=\tau G_{Mp}\frac{f_4G_{Ep}-\left(1-\frac{\tau}{\omega}\right)f_3G_{Mp}}{f_-G_{Ep}^2+\tau f_+G_{Mp}^2},\tag{16}$$

которая позволяет в экспериментах, подобных экспериментам Jefferson Lab [10], измерить отношение электрического и магнитного формфакторов протона G_{Ep}/G_{Mp} [4].

На рис. 1 показана зависимость асимметрии $A_{ep}(\omega,\tau)$ от энергии налетающих электронов ω и угла их рассеяния θ. Эта асимметрия практически совпадает с асимметрией $A_{ep}^{(em)}(\omega,\tau)$, поскольку, как показывает расчет, в рассматриваемом интервале энергий слабые поправки пренебрежимо малы: $\left|A_{ep}(\omega,\tau)-A_{ep}^{(em)}(\omega,\tau)\right|\le 1.5\cdot 10^{-6}$.

СТЕПЕНЬ ПРОДОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНА ОТДАЧИ

Определим степень продольной поляризации протона отдачи при рассеянии электрона спиральности ζ

$$P_p(\omega,\tau;\zeta)=\frac{d\sigma(\omega,\tau;\zeta,h=+1)-d\sigma(\omega,\tau;\zeta,h=-1)}{d\sigma(\omega,\tau;\zeta,h=+1)+d\sigma(\omega,\tau;\zeta,h=-1)}.\tag{17}$$

Отсюда с учетом (11) получим

$$P_p(\omega,\tau;\zeta)=\frac{c'(\omega,\tau)+\zeta d'(\omega,\tau)}{a'(\omega,\tau)+\zeta b'(\omega,\tau)}.\tag{18}$$

Воспользовавшись формулами (11a)–(11d), (4) и (6a)–(6b), в линейном по δ_{0p}, G_{1p}, G_{2p} приближении, а также с учетом $g_{Ve}\ll g_{Ae}$, найдем

$$P_p(\omega,\tau;\zeta)=2\tau\sqrt{\frac{\tau}{1+\tau}}G_{Mp}\left\{\left(4(1+\tau)f_+G_{1p}+\zeta\frac{f_0}{\omega}G_{Mp}\right)+\delta_{0p}g_{Ae}\left[2\frac{\tau}{\omega}f_0g_{Mp}-\zeta(1+\tau)f_+g_{Ap}\right]\right\}\times$$
$$\times\left\{f_-G_{Ep}^2+\tau f_+G_{Mp}^2+16\zeta\tau\frac{\tau}{\omega}f_0G_{1p}G_{Mp}+2\tau\delta_{0p}g_{Ae}\left[-2\frac{\tau}{\omega}f_0g_{Ap}G_{Mp}+\zeta\left(f_-g_{Ep}G_{Ep}+\tau f_+g_{Mp}G_{Mp}\right)\right]\right\}^{-1}.\tag{19}$$

В случае неполяризованного падающего электрона протон отдачи приобретет продольную поляризацию за счет нарушающих пространственную четность эффектов:

$$P_p^{(0)}(\omega,\tau)=4\tau\sqrt{\frac{\tau}{1+\tau}}G_{Mp}\times$$
$$\times\frac{2(1+\tau)f_+G_{1p}+\delta_{0p}\frac{\tau}{\omega}f_0g_{Ae}g_{Mp}}{f_-G_{Ep}^2+\tau f_+G_{Mp}^2-4\delta_{0p}\frac{\tau^2}{\omega}f_0g_{Ae}g_{Ap}G_{Mp}}.\tag{20}$$

Определим двойную поляризационную асимметрию – право-левую асимметрию степени продольной поляризации протона отдачи по спиральности падающего электрона:

$$D_p(\omega,\tau)=\frac{P_p(\omega,\tau;\zeta=+1)-P_p(\omega,\tau;\zeta=-1)}{P_p(\omega,\tau;\zeta=+1)+P_p(\omega,\tau;\zeta=-1)}.\tag{21}$$

В принятом выше приближении получим

$$D_p(\omega,\tau)=\frac{1}{2f_-}\frac{\left(f_-G_{Ep}^2+\tau f_+G_{Mp}^2\right)\left[f_0G_{Mp}-\delta_{0p}g_{Ae}g_{Ap}\omega(1+\tau)f_+\right]-4\delta_{0p}g_{Ae}g_{Ap}\frac{\tau^2}{\omega}f_0^2G_{Mp}^2}{2\omega(1+\tau)\left(f_+G_{Ep}^2+\tau f_-G_{Mp}^2\right)G_{1p}+\delta_{0p}g_{Ae}G_{Ep}\tau f_0\left(g_{Mp}G_{Ep}-g_{Ep}G_{Mp}\right)}.\tag{22}$$

Отсюда без учета вклада слабого взаимодействия для этой двойной асимметрии найдем

$$D_p^{(em)}(\omega,\tau)=\frac{f_0G_{Mp}\left(f_-G_{Ep}^2+\tau f_+G_{Mp}^2\right)}{4\omega(1+\tau)f_-G_{1p}\left(f_+G_{Ep}^2+\tau f_-G_{Mp}^2\right)}.\tag{23}$$

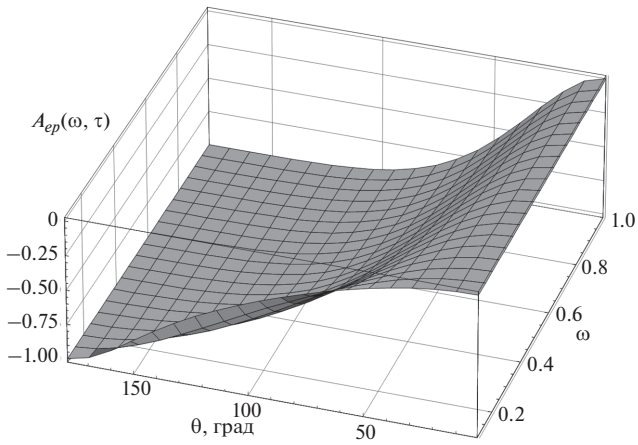

Рис. 1. Двойная поляризационная асимметрия $A_{ep}(\omega,\tau)$ в упругом рассеянии продольно поляризованных электронов на поляризованной протонной мишени в зависимости от энергии налетающего электрона ω и угла его рассеяния θ.

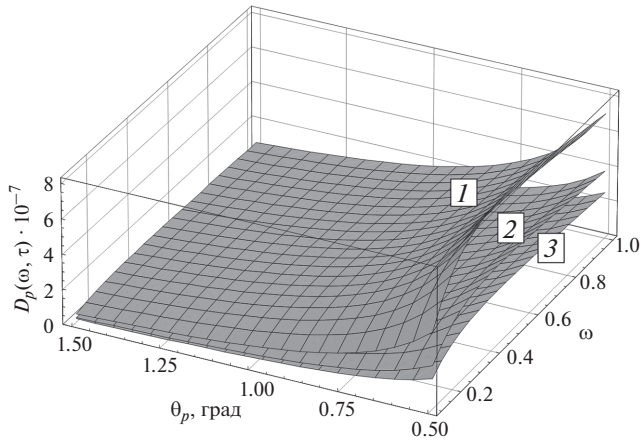

Рис. 2. Право-левая асимметрия $D_p(\omega,\tau)$ степени продольной поляризации $P_p(\omega,\tau;\zeta)$ протона отдачи по спиральности падающего электрона ζ в зависимости от энергии налетающего электрона ω и угла вылета θ_p протона отдачи: *1* – $G_{1p}(0) = 0.4\delta_{0p}$, *2* – $G_{1p}(0) = 0.7\delta_{0p}$, *3* – $G_{1p}(0) = \delta_{0p}$.

Очевидно, что измерение этой асимметрии позволило бы непосредственно определить отношение магнитного и анапольного формфакторов G_{Mp}/G_{1p} протона.

На рис. 2 показана зависимость асимметрии $D_p(\omega,\tau)$ от энергии налетающих электронов в области малых углов вылета θ_p протонов отдачи при различных значениях анапольного момента $G_{1p}(0)$. Видно, что ее величина растет с уменьшением $G_{1p}(0)$ и угла θ_p. На рис. 3 показана зависимость степени продольной поляризации $P_p(\omega,\tau;\zeta)$

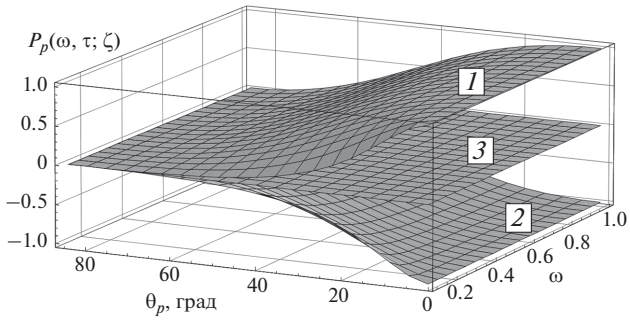

Рис. 3. Степень продольной поляризации $P_p(\omega,\tau;\zeta)$ протонов отдачи в зависимости от энергии налетающего электрона ω и угла вылета θ_p протона отдачи при $G_{1p}(0) = \delta_{0p}$: *1* – ζ = +1, *2* – ζ = −1, *3* – налетающий электрон не поляризован.

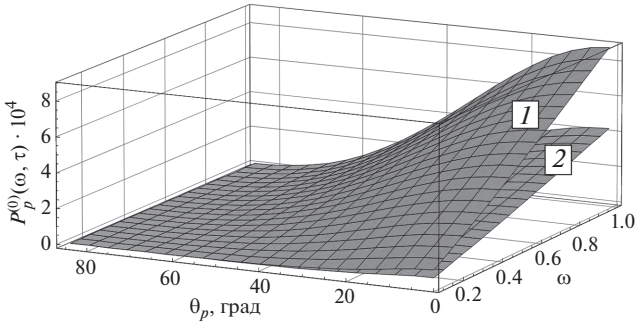

Рис. 4. Приобретенная продольная поляризация $P_p^{(0)}(\omega,\tau)$ протонов отдачи при рассеянии неполяризованных электронов на неполяризованной протонной мишени в зависимости от энергии налетающего электрона ω и угла вылета θ_p протона отдачи: *1* – $G_{1p}(0) = \delta_{0p}$, *2* – $G_{1p}(0) = 0.5\delta_{0p}$.

протонов отдачи от угла их вылета и энергии налетающих электронов при разных значениях спиральности падающих электронов. Видно, что передача спиральности рассеивающегося электрона протону отдачи усиливается при уменьшении угла вылета протона отдачи. Рисунок 4 иллюстрирует поведение приобретаемой степени продольной поляризации $P_p^{(0)}(\omega,\tau)$ протоном отдачи при рассеянии неполяризованных электронов на неполяризованном протоне, обусловленной анапольным моментом протона и взаимодействием слабых нейтральных токов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках формализма эффективного тока найдены аналитические выражения для дифференциальных сечений рассеяния продольно поляризованных электронов с учетом поляризации протона мишени или продольной поляризации протона от-

дачи, а также формфакторов анапольного G_{1p} и электрического дипольного G_{2p} моментов протона и формфакторов слабого нейтрального нуклонного тока.

Получены и исследованы одинарные и двойные спиновые асимметрии $A^{(\perp)}(\omega,\tau;\zeta)$, $P_p(\omega,\tau;\zeta)$ и $A_{ep}(\omega,\tau)$, $D_p(\omega,\tau)$ в минимальном линейном приближении по G_{1p}, G_{2p} и параметру относительной интенсивности слабого и электромагнитного взаимодействий δ_{0p}.

Показано, что асимметрия $A^{(\perp)}(\omega,\tau;\zeta)$ пропорциональна нарушающему T-четность формфактору G_{2p}, а двойная асимметрия $A_{ep}(\omega,\tau)$ вполне может использоваться для измерения отношения электромагнитных формфакторов протона G_{Ep}/G_{Mp}. Показано также, что двойная асимметрия $D_p(\omega,\tau)$ существенно зависит от анапольного момента протона G_{1p}, и становится значительной при малых углах вылета протона отдачи. Угловая зависимость $P_p(\omega,\tau;\zeta)$ свидетельствует, что спиральность рассеивающегося электрона практически полностью передается протонам отдачи при малых углах их вылета. При рассеянии неполяризованных электронов протоны отдачи приобретают небольшую продольную поляризацию за счет анапольного момента протона и взаимодействия слабых нейтральных токов.

Публикация подготовлена при поддержке Программы РУДН “5-100”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Crawford C.B., Sindile A., Akdogan T. et al.* // arXiv: nucl-ex/0609007v1 7 Sep 3006.
2. *Pacetti S., Ferroli R.B.* // Phys. Rep. 2015. V. 550–551. P. 1.
3. *Puckett A.J.R., Brash E.J., Jones M.K. et al.* // arXiv: 1707.08587v1 [nucl-ex] 26 Jul 2017.
4. *Liyanage A., Armstrong W., Kang H. et al.* // arXiv: 1806.11156v1 [nucl-ex] 28 Jun 2018.
5. *Сафин М.Я.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. С. 1053; *Safin M.Ya.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. P. 940.
6. *Сафин М.Я.* // Изв РАН Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 664; *Safin M.Ya.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 603.
7. *Сафин М.Я.* // Изв РАН Сер. физ. 2018. Т. 82. С. 836; *Safin M.Ya.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. P. 752.
8. *Beck D.H., McKeown R.D.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2001. V. 51. P. 189.
9. *Griffith W.C., Swallows M.D., Loftus T.H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. Art. no . 101601.
10. *Gilfoyle G.* // EPJ Web Conf. 2018. V. 172. Art. no. 02004.