Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 7, с. 419 – 425 © 2022 г. 10 октября

Угловая зависимость переданной протону поляризации в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$

М. В. Галынский[1)]

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

Поступила в редакцию 28 июля 2022 г.
После переработки 30 августа 2022 г.
Принята к публикации 1 сентября 2022 г.

Исходя из результатов JLab-поляризационных экспериментов по измерению отношения формфакторов Сакса в процессе $\vec{e}p \to e\vec{p}$ с использованием параметризаций Kelly (2004) и Qattan (2015) для их отношения, в кинематике эксперимента коллаборации SANE (2020) по измерению двойной спиновой асимметрии в процессе $\vec{e}\vec{p} \to ep$, проведен численный анализ зависимости от угла рассеяния протона переданной протону продольной поляризации в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$ в случае, когда начальный покоящийся протон частично поляризован вдоль направления движения детектируемого протона отдачи. Показано, что нарушение скейлинга формфакторов Сакса приводит к заметному увеличению абсолютного значения переданной протону поляризации по сравнению со случаем дипольной зависимости.

DOI: 10.31857/S1234567822190028, EDN: khiwbj

Введение. Эксперименты по изучению электрического G_E и магнитного G_M формфакторов протона, так называемых формфакторов Сакса (ФФС), ведутся с 1950-х гг. в процессе упругого рассеяния неполяризованных электронов на протоне. При этом все экспериментальные данные о поведении ФФС были получены с применением техники Розенблюта (ТР), основанной на использовании сечения Розенблюта в приближении однофотонного обмена для процесса $ep \to ep$ в системе покоя начального протона [1]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{\alpha^2 E_2 \cos^2(\theta_e/2)}{4E_1^3 \sin^4(\theta_e/2)} \frac{1}{1+\tau_p} \left(G_E^2 + \frac{\tau_p}{\varepsilon} G_M^2 \right). \quad (1)$$

Здесь $\tau_p = Q^2/4M^2, Q^2 = 4E_1E_2 \sin^2(\theta_e/2)$ – квадрат переданного протону 4-импульса; M – масса протона; E_1, E_2 – энергии начального и конечного электронов, θ_e – угол рассеяния электрона; ε – степень линейной (поперечной) поляризации виртуального фотона [2–5]; $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры.

При больших значениях Q^2, как это следует из формулы (1), основной вклад в сечение процесса $ep \to ep$ дает член, пропорциональный G_M^2, что уже при $Q^2 \geqslant 2$ ГэВ^2 приводит к значительным трудностям при извлечении вклада G_E^2 [6, 7].

С помощью ТР была установлена дипольная зависимость ФФС от Q^2 в области $Q^2 \leqslant 6$ ГэВ^2 [6, 7]. Как оказалось, G_E и G_M связаны масштабным соотношением (соотношением скейлинга) $G_M \approx \mu_p G_E$, вследствие чего для их отношения $R \equiv \mu_p G_E/G_M$ справедливо приближенное равенство

$$R \approx 1, \quad (2)$$

где $\mu_p = 2.79$ – магнитный момент протона.

В работе Ахиезера и Рекало [3] предложен метод измерения отношения R, основанный на явлении передачи поляризации от начального электрона к конечному протону в процессе $\vec{e}p \to e\vec{p}$. Прецизионные эксперименты с использованием этого метода, проведенные в Лаборатории им. Т. Джефферсона (JLab, США) [8–10] обнаружили довольно быстрое убывание отношения R с ростом Q^2, что свидетельствует о нарушении дипольной зависимости (скейлинга) ФФС. В интервале 0.4 ГэВ^2 $\leqslant Q^2 \leqslant 5.6$ ГэВ^2, как оказалось, это убывание является линейным.

Повторные, более точные измерения отношения R, проведенные в [11–15] в широкой по Q^2 области вплоть до 8.5 ГэВ^2 с использованием как метода Ахиезера–Рекало [3], так и ТР [15], лишь подтвердили расхождение результатов.

В [16] экспериментальные значения R получены коллаборацией SANE третьим способом [17] путем их извлечений из результатов измерений двойной спиновой асимметрии в процессе $\vec{e}\vec{p} \to ep$ в случае, когда электронный пучок и протонная мишень частично поляризованы. При этом степень поляризации протонной мишени P_t была равна $P_t = (70 \pm 5)\,\%$. Эксперимент проводился при двух энергиях электронного пучка E_1, 5.895 и 4.725 ГэВ и двух значениях Q^2, 2.06 и 5.66 ГэВ^2. Извлеченные значения R в [16] нахо-

1)e-mail: galynski@sosny.bas-net.by

дятся в согласии с результатами предыдущих JLab-поляризационных экспериментов [8–14].

В [18–22] предложен 4-й метод измерения отношения R, основанный на передаче поляризации от начального к конечному протону в упругом процессе

$$e(p_1) + \vec{p}(q_1, s_1) \to e(p_2) + \vec{p}(q_2, s_2) \qquad (3)$$

в случае, когда начальный покоящийся и конечный протоны полностью либо частично поляризованы и имеют общую ось квантования спинов, совпадающую с направлением движения детектируемого протона отдачи. Этот метод работает и в приближении двухфотонного обмена и позволяет измерить квадраты модулей обобщенных ФФС [20]. Начало данному направлению исследований было положено в [18].

Отметим, что в монографии [4] (с. 211–215) ее авторами также был проведен общий расчет сечения процесса $e\vec{p} \to e\vec{p}$ в системе Брейта в случае, когда начальный и конечный протоны частично поляризованы. Однако в [4] при анализе этого сечения авторы действовали по аналогии с [3] и не заметили более интересный случай, обсуждаемый здесь и в [18–22].

В работах [21, 22], исходя из результатов JLab-поляризационных экспериментов по измерению отношения R в процессе $\vec{e}p \to e\vec{p}$, проведен численный анализ Q^2-зависимости отношения сечений без переворота и с переворотом спина протона, поляризационной асимметрии в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$, а также переданной протону продольной поляризации в кинематике эксперимента [16] в случае, когда покоящийся начальный и конечный протоны поляризованы и имеют общую ось квантования спинов, совпадающую с направлением движения конечного протона (детектируемого протона отдачи). При этом было показано, что переданная протону поляризация обладает заметной чувствительностью к виду зависимости отношения ФФС R от Q^2, т.е. к выбору параметризации для отношения R.

В настоящей работе, исходя из результатов JLab-поляризационных экспериментов по измерению отношения ФФС в процессе $\vec{e}p \to e\vec{p}$ с использованием параметризаций Kelly [23] (2004) и Qattan [24] (2015) для их отношения, в кинематике эксперимента коллаборации SANE [16] по измерению двойной спиновой асимметрии в процессе $\vec{e}\vec{p} \to ep$ проведен численный анализ зависимости от угла рассеяния протона переданной протону продольной поляризации в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$ в случае, когда начальный покоящийся протон частично поляризован вдоль направления движения детектируемого протона отдачи.

Сечение процесса $e\vec{p} \to e\vec{p}$ в системе покоя начального протона. Рассмотрим спиновые 4-векторы s_1 и s_2 начального и конечного протонов с 4-импульсами q_1 и q_2 в процессе (3) в произвольной системе отсчета. Условия ортогональности ($s_i q_i = 0$) и нормировки ($s_i^2 = -1$) позволяют однозначно определить выражения для их временных и пространственных компонент $s_i = (s_{i0}, \mathbf{s}_i)$ через их 4-скорости $v_i = q_i/M$ $(i = 1, 2)$:

$$s_i = (s_{i0}, \mathbf{s}_i),\ s_{i0} = \mathbf{v}_i\, \mathbf{c}_i,\ \mathbf{s}_i = \mathbf{c}_i + \frac{(\mathbf{c}_i \mathbf{v}_i)\, \mathbf{v}_i}{1 + v_{i0}}\ , \qquad (4)$$

где единичные 3-векторы $\mathbf{c}_i$ ($\mathbf{c}_i^2 = 1$) – оси квантования спинов.

В лабораторной системе отсчета (ЛСО), где $q_1 = (M, \mathbf{0})$, $q_2 = (q_{20}, \mathbf{q}_2)$, выберем оси квантования спинов $\mathbf{c}_1$ и $\mathbf{c}_2$ так, чтобы они совпадали с направлением движения конечного протона:

$$\mathbf{c} = \mathbf{c}_1 = \mathbf{c}_2 = \mathbf{n}_2 = \mathbf{q}_2/|\mathbf{q}_2|\,. \qquad (5)$$

Тогда спиновые 4-векторы начального (s_1) и конечного протонов (s_2) принимают вид

$$s_1 = (0, \mathbf{n}_2),\ s_2 = (|\mathbf{v}_2|, v_{20}\, \mathbf{n}_2),\ \mathbf{n}_2 = \mathbf{q}_2/|\mathbf{q}_2|. \qquad (6)$$

Метод [18–22] основан на выражении для дифференциального сечения процесса (3) в ЛСО в случае, когда начальный и конечный протоны поляризованы и имеют общую ось квантования спинов $\mathbf{c}$ (5):

$$\frac{d\sigma_{\delta_1,\delta_2}}{d\Omega_e} = \omega_+ \sigma^{\uparrow\uparrow} + \omega_- \sigma^{\downarrow\uparrow}, \qquad (7)$$

$$\sigma^{\uparrow\uparrow} = \sigma_M\, G_E^2,\ \ \sigma^{\downarrow\uparrow} = \sigma_M \frac{\tau_p}{\varepsilon}\, G_M^2, \qquad (8)$$

$$\sigma_M = \frac{\alpha^2 E_2 \cos^2(\theta_e/2)}{4E_1^3 \sin^4(\theta_e/2)} \frac{1}{1+\tau_p}. \qquad (9)$$

Здесь $\omega_\pm$ – поляризационные множители:

$$\omega_+ = (1 + \delta_1\delta_2)/2,\ \omega_- = (1 - \delta_1\delta_2)/2, \qquad (10)$$

где $\delta_{1,2}$ – удвоенные значения проекций спина начального и конечного протонов на ось квантования спинов $\mathbf{c}$ (5). Отметим, что формула (7) справедлива при $-1 \leqslant \delta_{1,2} \leqslant 1$.

Отметим, что формула (7) так же, как и (1), разбивается на сумму двух слагаемых, содержащих только G_E^2 и G_M^2. Усредняя и суммируя выражение (7) по поляризациям начального и конечного протонов, для сечения Розенблюта (1), $\sigma_R = d\sigma/d\Omega_e$, получаем другое представление [19, 20]:

$$\sigma_R = \sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow}. \qquad (11)$$

Следовательно, физический смысл разбиения формулы Розенблюта (1) на сумму двух слагаемых, содержащих только G_E^2 и G_M^2, заключается в том, что она является суммой сечений без переворота ($\sigma^{\uparrow\uparrow}$) и с переворотом спина протона ($\sigma^{\downarrow\uparrow}$) в случае, когда начальный покоящийся протон полностью поляризован вдоль направления движения конечного протона. Отметим, что в литературе, в том числе и в пособиях по физике элементарных частиц, часто утверждается, что использование ФФС является просто удобным, так как они придают формуле Розенблюта простой и компактный вид. Поскольку такие формальные соображения об их преимуществах содержатся в том числе и в написанных много лет назад известных монографиях [25, 26], то они не подвергаются сомнениям и воспроизводятся в литературе, например, в [27], вплоть до настоящего времени.

Сечение (7) можно представить в виде

$$d\sigma_{\delta_1,\delta_2}/d\Omega_e = (1+\delta_2\delta_f)(\sigma^{\uparrow\uparrow}+\sigma^{\downarrow\uparrow}), \tag{12}$$

$$\delta_f = \delta_1(R_\sigma-1)/(R_\sigma+1), \tag{13}$$

$$R_\sigma = \sigma^{\uparrow\uparrow}/\sigma^{\downarrow\uparrow}, \tag{14}$$

где δ_f – степень продольной поляризации конечного протона. В случае полностью поляризованного начального протона ($\delta_1 = 1$) δ_f совпадает с обычным определением поляризационной асимметрии

$$A = (R_\sigma-1)/(R_\sigma+1). \tag{15}$$

Отношение сечений без переворота и с переворотом спина протона R_σ (14), как это следует из (8), можно выразить через экспериментально измеряемую величину $R \equiv \mu_p\, G_E/G_M$:

$$R_\sigma = \frac{\sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\downarrow\uparrow}} = \frac{\varepsilon}{\tau_p}\,\frac{G_E^2}{G_M^2} = \frac{\varepsilon}{\tau_p\,\mu_p^2}\,R^2. \tag{16}$$

С целью использования стандартных обозначений формулу (13) для степени продольной поляризации конечного протона перепишем в другом виде:

$$P_r = P_t(R_\sigma-1)/(R_\sigma+1), \tag{17}$$

заменив δ_f на P_r и δ_1 на P_t.

Формула (17) позволяет выразить отношение R через P_r/P_t. Действительно, обращая связь в (17), имеем:

$$R^2 = \mu_p^2\,\frac{\tau_p}{\varepsilon}\,\frac{1+R_p}{1-R_p},\ R_p = \frac{P_r}{P_t}. \tag{18}$$

Полученное выражение (18) позволяет извлечь R^2 из результатов эксперимента по измерению переданной протону поляризации P_r в процессе $e\vec{p}\to e\vec{p}$ в случае, когда начальный покоящийся протон частично поляризован вдоль направления движения детектируемого протона отдачи.

Ниже будут проведены численные расчеты переданной протону поляризации P_r (17) как функции от угла рассеяния протона как при сохранении скейлинга, т.е. в случае дипольной зависимости ($R = R_d$), так и при его нарушении, при этом будут рассмотрены две параметризации ($R = R_j$ и $R = R_k$):

$$R_d = 1, \tag{19}$$

$$R_j^{-1} = 1 + 0.1430\,Q^2 - 0.0086\,Q^4 + 0.0072\,Q^6, \tag{20}$$

где выражение для R_j (20) предложено в [24]; R_k соответствует параметризации Kelly [23], формулы для которой мы не приводим.

Кинематика процесса. Рассмотрим зависимости энергий конечных электронов и протонов от энергии начального пучка электронов и углов рассеяния электрона и протона в ЛСО, где $q_1 = (M,\mathbf{0})$. Пользуясь законом сохранения 4-импульса $p_1+q_1 = p_2+q_2$, получаем выражения для энергии рассеянного электрона E_2 и переданного протону квадрата 4-импульса $Q^2 = -(q_1-q_2)^2$ как функций от угла рассеяния электрона θ_e:

$$E_2 = E_1/(1+\frac{E_1}{M}\,(1-\cos(\theta_e)), \tag{21}$$

$$Q^2 = 2E_1^2(1-\cos(\theta_e))/(1+\frac{E_1}{M}(1-\cos(\theta_e)), \tag{22}$$

где угол θ_e есть угол между векторами $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$, $\cos(\theta_e) = \mathbf{p}_1\mathbf{p}_2/|\mathbf{p}_1||\mathbf{p}_2|$.

Энергия конечного электрона E_2 и протона E_{2p} связаны в ЛСО с Q^2:

$$E_2 = E_1 - Q^2/2M,\quad E_{2p} = M + Q^2/2M, \tag{23}$$

$$E_2 = E_1 - 2M\tau_p,\quad E_{2p} = M(1+2\tau_p),\quad \tau_p = Q^2/4M^2. \tag{24}$$

Зависимость E_{2p} и Q^2 от угла рассеяния протона θ_p, т.е. от угла между векторами $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{q}_2$, $\cos(\theta_p) = \mathbf{p}_1\mathbf{q}_2/|\mathbf{p}_1||\mathbf{q}_2|$, имеет вид:

$$E_{2p} = M\,\frac{(E_1+M)^2 + E_1^2\cos^2(\theta_p)}{(E_1+M)^2 - E_1^2\cos^2(\theta_p)}, \tag{25}$$

$$Q^2 = \frac{4M^2E_1^2\cos^2(\theta_p)}{(E_1+M)^2 - E_1^2\cos^2(\theta_p)}. \tag{26}$$

Соотношения для обратной связи между $\cos(\theta_e)$, $\cos(\theta_p)$ и E_2, E_{2p} имеют вид:

$$\cos(\theta_e) = 1 - \frac{Q^2}{2E_1E_2} = 1 - \frac{MQ^2}{E_1(2ME_1-Q^2)}, \tag{27}$$

$$\cos(\theta_p) = \frac{E_1+M}{E_1}\sqrt{\frac{\tau_p}{1+\tau_p}}. \tag{28}$$

В упругом процессе (3) угол рассеяния электрона θ_e изменяется от $0°$ до $180°$, при этом Q^2 изменяется в области $0 \leqslant Q^2 \leqslant Q^2_{\max}$ $(0 \leqslant \tau_p \leqslant \tau_{\max})$, где

$$Q^2_{\max} = \frac{4ME_1^2}{(M+2E_1)}, \ \tau_{\max} = \frac{E_1^2}{M(M+2E_1)}. \quad (29)$$

Приведем полезное соотношение

$$\sqrt{\frac{\tau_{\max}}{1+\tau_{\max}}} = \frac{E_1}{M+E_1}. \quad (30)$$

Из выражения (22) при $\theta_e = 0$ имеем: $Q^2 = 0$, $\tau_p = 0$. Но из соотношения (28) следует, что в этом случае $\cos(\theta_p) = 0$, что соответствует рассеянию протона на $90°$.

При рассеянии электрона назад ($\theta_e = 180°$), когда $\tau_p = \tau_{\max}$, из (28) и (30) следует, что $\cos(\theta_p) = 1$, $\theta_p = 0°$. Таким образом, при рассеянии электрона на угол от $0°$ до $180°$ $(0° \leqslant \theta_e \leqslant 180°)$ угол рассеяния протона изменяется от $90°$ до $0°$.

Результаты расчетов зависимости углов рассеяния электрона θ_e и протона θ_p от квадрата переданного протону импульса Q^2 при энергиях электронного пучка в эксперименте коллаборации SANE [16], $E_1 = 4.725$ и $E_1 = 5.895$ ГэВ, представлены графиками на рис. 1. Им соответствуют линии с метками θ_{e4}, θ_{p4} и θ_{e5}, θ_{p5}.

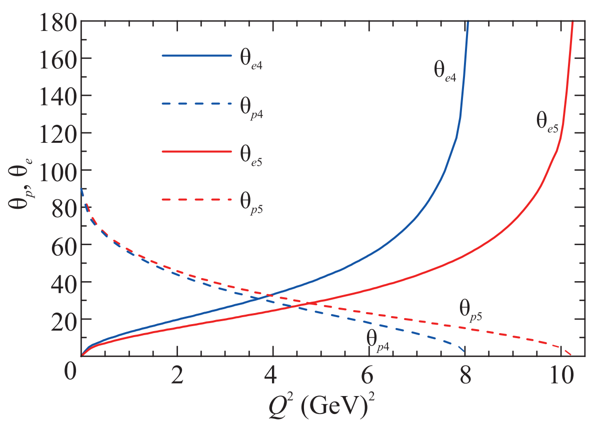

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости углов рассеяния электрона θ_e и протона θ_p от Q^2 при энергиях электронного пучка в эксперименте [16]. Линии θ_{e4}, θ_{p4} и θ_{e5}, θ_{p5} построены для $E_1 = 4.725$ и 5.895 ГэВ

Информация об углах рассеяния электрона и протона (в радианах) при энергиях электронного пучка $E_1 = 5.895$ и 4.725 ГэВ и $Q^2 = 2.06$ и 5.66 ГэВ^2 представлена в табл. 1. В ней также приведены значения $Q^2_{\max}$ (29) для максимально возможных Q^2 при $E_1 = 5.895$ и 4.725 ГэВ.

Таблица 1. Углы рассеяния электрона θ_e и протона θ_p (в радианах) в кинематике эксперимента [16]

E_1 (ГэВ)	Q^2 (ГэВ^2)	θ_e (рад)	θ_p (рад)	$Q^2_{\max}$ (ГэВ)^2
5.895	2.06	0.27	0.79	10.247
5.895	5.66	0.59	0.43	10.247
4.725	2.06	0.35	0.76	8.066
4.725	5.66	0.86	0.35	8.066

Поляризация виртуального фотона в процессе $ep \to ep$**.** Величина ε, входящая в выражение для сечения Розенблюта

$$\varepsilon = (1 + 2(1+\tau_p)\tan^2(\theta_e/2))^{-1} \quad (31)$$

с областью изменений $0 \leqslant \varepsilon \leqslant 1$, в литературе, как правило, отождествляется со степенью продольной поляризации виртуального фотона. Иногда ее также называют параметром поляризации или просто поляризацией виртуального фотона. Правильное понимание физического смысла величины ε встречается довольно редко, в этой связи процитируем абсолютно правильные слова из работы [28]: “Let us introduce another set of kinematical variables: Q^2, and the degree of the linear polarization of the virtual photon, ε”.

Выражение (31) для ε является функцией от угла рассеяния электрона θ_e. Отличное от (31) выражение для ε, позволяющее проводить расчеты зависимости интересующих величин, например, от Q^2 или от угла рассеяния протона θ_p, приведено ниже, оно получено при использовании результатов работы [5]:

$$\varepsilon^{-1} = 1 + \frac{(E_1-E_2)^2 + 2(E_1-E_2)M}{2E_1E_2 - (E_1-E_2)M}. \quad (32)$$

Здесь E_1, E_2 – энергии начального и конечного электронов, причем, для E_2 необходимо использовать выражения (23), (24), в явном виде зависящие только от Q^2; в свою очередь, зависимость Q^2 от углов θ_e и θ_p определяется формулами (22) и (26).

Зависимость степени линейной (поперечной) поляризации виртуального фотона ε (32) от квадрата переданного протону импульса Q^2 при энергиях электронного пучка в эксперименте коллаборации SANE [16] представлена на рис. 2.

Из рисунка 2 следует, что ε является убывающей от 1 до 0 функцией от Q^2. При рассеянии электрона вперед ($\theta_e = 0°$), когда $Q^2 = 0$, $\varepsilon = 1$; при рассеянии электрона назад ($\theta_e = 180°$), когда $Q^2 = Q^2_{\max}$, $\varepsilon = 0$. Значения $Q^2_{\max}$ для энергий $E_1 = 4.725$ и 5.895 ГэВ приведены в табл. 1, они равны 8.066 и 10.247 ГэВ^2. Именно в этих точках линии на рис. 2 пересекаются с осью абсцисс.

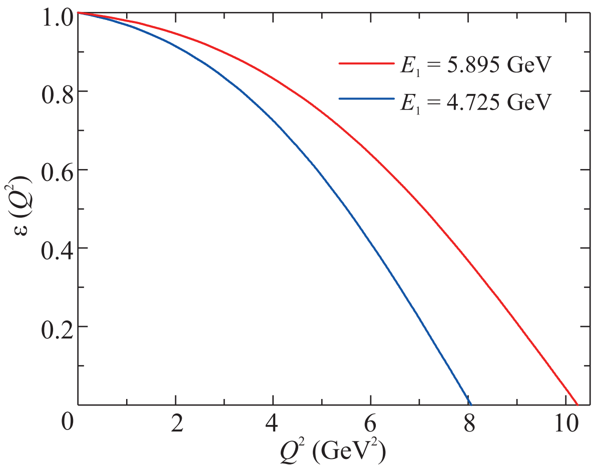

Рис. 2. (Цветной онлайн) Q^2-зависимость степени линейной поляризации виртуального фотона ε (32) для энергий электронного пучка 4.725 и 5.895 ГэВ в эксперименте [16]

На рисунке 3 представлена зависимость степени линейной поляризации виртуального фотона ε от углов рассеяния электрона θ_e и протона θ_p при энергиях электронного пучка в эксперименте коллаборации SANE [16]. Отметим, что на левой панели рис. 3 угол θ_e изменяется от $0°$ до $180°$, а на правой θ_p изменяется от $90°$ до $0°$. Такой порядок отсчета углов θ_e и θ_p соответствует области изменения $0 \leqslant Q^2 \leqslant Q^2_{\max}$ для каждого из приведенных рисунков.

Графики на рис. 3 позволяют установить следующие закономерности: для одного и того же угла θ_e (θ_p) большему значению энергии электронного пучка E_1 отвечает меньшее (большее) значение ε.

Угловая зависимость переданной протону поляризации в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$. В ЛСО степень продольной поляризации, переданной от начального к конечному протону в процессе (3) в случае, когда протонная мишень частично поляризована вдоль направления движения детектируемого протона отдачи, определяется формулой (17). В настоящее время эксперимент по ее измерению представляется вполне реальным, поскольку такая мишень с высокой степенью поляризации $P_t = (70 \pm 5)\,\%$ принципиально создана и уже использовалась в эксперименте коллаборации SANE [16]. По этой причине наиболее целесообразно было бы провести предлагаемый эксперимент на установке, использованной в [16], при тех же $P_t = 0.70$, энергиях электронного пучка $E_1 = 4.725$ и 5.895 ГэВ и значениях квадратов переданных протону импульсов $Q^2 = 2.06$ и 5.66 ГэВ^2. Разница между проведением предлагаемого и эксперимента [16] заключается в том, что электронный пучок должен быть неполяризованным, а детектируемый продольно поляризованный протон отдачи должен двигаться строго вдоль направления оси квантования спина протонной мишени. Это условие является следствием требований, налагаемых на ось квантования спинов у начального и конечного протонов (5). Процедура измерения степени продольной и поперечной поляризаций конечного протона отработана и использовалась в экспериментах [8–13]. Для извлечения отношения R (18) в предлагаемом эксперименте необходимо измерить только степень продольной поляризации протона отдачи, что является преимуществом по сравнению с методом [3], использованным в [8–13].

Результаты расчетов зависимости переданной протону продольной поляризации P_r (17) от угла рассеяния протона θ_p для энергий 5.895 и 4.725 ГэВ электронного пучка и $P_t = 0.70$ представлены графиками на рис. 4. На рисунке (a) показана зависимость во всей области изменения углов $\theta_p \in (90°, 0°)$. На рисунке (b) область изменения $\theta_p \in (47°, 18°)$ соответствует кинематике эксперимента [16], где $2.06\,\text{ГэВ}^2 \leqslant Q^2 \leqslant 5.66\,\text{ГэВ}^2$, см. табл. 1. При этом линии $Pd5$, $Pk5$, $Pj5$ ($Pd4$, $Pk4$, $Pj4$) соответствуют энергии электронного пучка $E_1 = 5.895$ ($E_1 = 4.725$) ГэВ. В свою очередь линии $Pd5$, $Pd4$ построены для $R = R_d$ (19) в случае дипольной зависимости; линии $Pk5$ и $Pk4$ соответствуют параметризации Kelly [23] ($R = R_k$); линии $Pj5$ и $Pj4$ построены для $R = R_j$ (20) в случае параметризации Qattan [24].

Из графиков на рис. 4 следует, что переданная протону поляризация весьма существенно зависит от вида параметризации отношения R. В случае нарушения скейлинга ФФС, т.е. при $R = R_k$ и $R = R_j$ она заметно увеличивается по абсолютному значению по сравнению со случаем дипольной зависимости, когда $R = R_d$, при этом для всех θ_p имеют место неравенства: $|Pd5| < |Pk5| < |Pj5|$, $|Pd4| < |Pk4| < |Pj4|$. Таким образом, линии Pk в случае параметризации Kelly [23] занимают промежуточное положение между Pd и Pj.

Для количественной оценки разницы между Pj, Pk и Pd составлена табл. 2, в которой приведены значения для степени продольной поляризации конечного протона $Pj5$, $Pd5$, $Pj4$, $Pd4$, $Pk5$, $Pk4$ и их относительной разницы Δ_{dj}, Δ_{dk} (выраженной в процентах) при двух энергиях электронного пучка 5.895 и 4.725 ГэВ и двух значениях Q^2, равных 2.06 и 5.66 ГэВ^2, где $\Delta_{dj} = (Pj - Pd)/Pj$, $\Delta_{dk} = (Pk - Pd)/Pk$.

Из таблицы 2 следует, что при $Q^2 = 2.06\,\text{ГэВ}^2$ относительная разница между $Pj5$ и $Pd5$ составляет

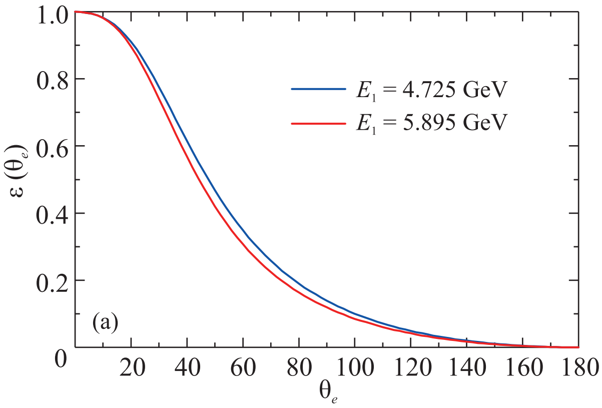

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость степени линейной поляризации виртуального фотона ε от углов рассеяния электрона θ_e (левый рисунок) и протона θ_p (правый рисунок), выраженных в градусах, при энергиях электронного пучка 5.895 и 4.725 ГэВ в эксперименте [16]

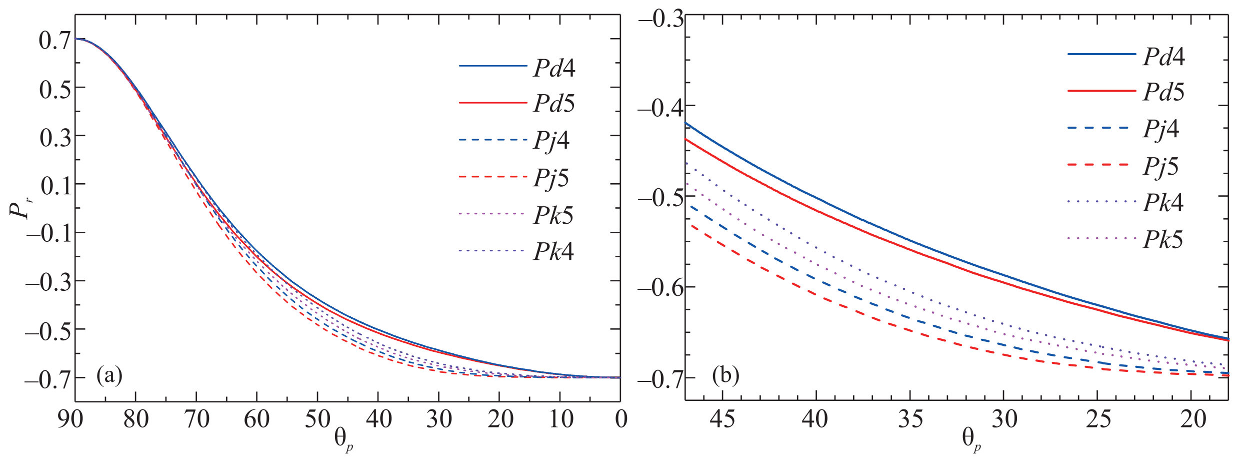

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость P_r (17) от угла рассеяния протона θ_p для E_1 и P_t в эксперименте [16] во всей области изменения углов $\theta_p \in (90^\circ, 0^\circ)$. (b) – Та же зависимость в интервале $\theta_p \in (47^\circ, 18^\circ)$, в котором $2.06\,\text{ГэВ}^2 \leqslant Q^2 \leqslant 5.66\,\text{ГэВ}^2$. Линии Pd, Pj и Pk соответствуют дипольной зависимости (19), параметризациям (20) Qattan [24] и Kelly [23]

16.6 %, между $Pj4$ и $Pd4$ примерно такая же: 16.1 %. При $Q^2 = 5.66\,\text{ГэВ}^2$ эта разница уменьшается и становится равной 9.1 и 6.4 % соответственно.

Разница между Δ_{dj} и Δ_{dk} в табл. 2 является небольшой, она варьируется от 2 до 6 %. Объяснить ее можно тем, что параметризация Kelly [23] появилась в 2004 г. до проведения экспериментов [12, 13], результаты которых были учтены в [24] и позволили получить более точную параметризацию.

Заключение. В настоящей работе, исходя из результатов JLab-поляризационных экспериментов по измерению отношения ФФС в процессе $\vec{e}p \to e\vec{p}$ с использованием параметризаций Kelly [23] (2004) и Qattan [24] (2015) для их отношения, в кинематике эксперимента коллаборации SANE [16] (2020) по измерению двойной спиновой асимметрии в процессе $\vec{e}\vec{p} \to ep$, проведен численный анализ зависимости от угла рассеяния протона переданной протону продольной поляризации в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$ в случае, когда начальный покоящийся протон частично поляризован вдоль направления движения детектируемого протона отдачи. Установлена заметная чувствительность переданной протону поляризации к виду параметризации отношения ФФС, что открывает возможности для проведения нового независимого эксперимента по его измерению в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$.

Из расчетов следует, что нарушение скейлинга ФФС приводит к заметному увеличению абсолютного значения переданной протону поляризации $|P_r|$ по сравнению со случаем дипольной зависимости, при этом $|P_r|$ в случае параметризации Kelly [23] занимает промежуточное положение между результата-

Таблица 2. Степень продольной поляризации протона отдачи P_r (17) при энергиях электронного пучка $E_1 = 5.895$ и 4.725 ГэВ и значениях $Q^2 = 2.06$ и 5.66 ГэВ^2. Значения в столбцах для Pd, Pj и Pk соответствуют дипольной зависимости (19), параметризациям (20) Qattan [24] и Kelly [23]. Соответствующие углы рассеяния электронов и протонов (в градусах) приведены в столбцах для θ_e и θ_p

E_1 (ГэВ)	Q^2 (ГэВ^2)	θ_e (°)	θ_p (°)	Pd	Pj	Pk	Δ_{dj} %	Δ_{dk} %
5.895	2.06	15.51	45.23	–0.460	–0.552	–0.511	16.6	9.98
5.895	5.66	33.57	24.48	–0.628	–0.691	–0.675	9.1	6.96
4.725	2.06	19.97	43.27	–0.467	–0.556	–0.517	16.1	9.67
4.725	5.66	49.50	19.77	–0.649	–0.693	–0.682	6.4	4.84

ми для дипольной зависимости и параметризацией Qattan [24]. Очевидно, что параметризация [24] основана на более широкой базе экспериментальных данных по сравнению с параметризацией Kelly, включая в том числе и результаты работ [12, 13], является более точной и объективной и приводит к небольшим отличиям от результатов для параметризации Kelly.

1. M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79**, 615 (1950).
2. N. Dombey, Rev. Mod. Phys. **41**, 236 (1969).
3. А. И. Ахиезер, М. П. Рекало, ЭЧАЯ **4**, 662 (1973).
4. А. И. Ахиезер, М. П. Рекало, *Электродинамика адронов*, Наукова думка, Киев (1977), 497 с.
5. М. В. Галынский, М. И. Левчук, ЯФ **60**(11), 2028 (1997).
6. S. Pacetti, R. Baldini Ferroli, and E. Tomasi-Gustafsson, Phys. Rep. **550-551**, 1 (2015).
7. V. Punjabi, C. F. Perdrisat, M. K. Jones, E. J. Brash, and C. E. Carlson, Eur. Phys. J. A **51**, 79 (2015).
8. M. K. Jones, K. A. Aniol, F. T. Baker et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. Lett. **84**, 1398 (2000).
9. O. Gayou, K. Wijesooriya, A. Afanasev et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. C **64**, 038202 (2001).
10. O. Gayou, E. J. Brash, M. K. Jones et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. Lett. **88**, 092301 (2002).
11. V. Punjabi, C. F. Perdrisat, K. A. Aniol et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. C **71**, 055202 (2005).
12. A. Puckett, J. Brash, O. Gayou et al. (GEp-III Collaboration), Phys. Rev. Lett. **104**, 242301 (2010).
13. A. J. R. Puckett, E. J. Brash, O. Gayou et al. (GEp-III Collaboration), Phys. Rev. C **85**, 045203 (2012).
14. A. J. R. Puckett, E. J. Brash, M. K. Jones et al. (GEp-III Collaboration), Phys. Rev. C **96**, 055203 (2017).
15. I. A. Qattan, J. Arrington, R. E. Segel et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 142301 (2005).
16. A. Liyanage, W. Armstrong, H. Kang et al. (SANE Collaboration), Phys. Rev. C **101**, 035206 (2020).
17. T. W. Donnelly and A. S. Raskin, Ann. Phys. **169**, 247 (1986).
18. М. В. Галынский, Э. А. Кураев, Ю. М. Быстрицкий, Письма в ЖЭТФ **88**(8), 555 (2008).
19. М. В. Галынский, Письма в ЖЭТФ **109** (1), 3 (2019).
20. М. В. Галынский, Р. Е. Герасимов, Письма в ЖЭТФ **110**(10), 699 (2019).
21. М. В. Галынский, Письма в ЖЭТФ **113**(9), 579 (2021).
22. М. В. Галынский, Письма в ЭЧАЯ **19**(1), 8 (2022).
23. J. J. Kelly, Phys. Rev. C **70**, 068202 (2004).
24. I. A. Qattan, J. Arrington, and A. Alsaad, Phys. Rev. C **91**, 065203 (2015).
25. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Наука, М. (1969), 624 с.
26. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Курс теоретической физики, Т. 4. Квантовая электродинамика*, Наука, М. (1989), 724 с.
27. A. J. R. Puckett, arXiv: 1508.01456 [nucl-ex].
28. G. I. Gakh and E. Tomasi-Gustafsson, Nucl. Phys. A **799**(1–4), 127 (2008).