

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

М. В. Галынский<sup>1)</sup>

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  $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$  с использованием параметризаций Kelly (2004) и Qattan (2015) для их отношения, в кинематике эксперимента коллаборации SANE (2020) по измерению двойной спиновой асимметрии в процессе  $\vec{e}p \rightarrow ep$ , проведен численный анализ зависимости от угла рассеяния протона переданной протону продольной поляризации в процессе  $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$  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  $ep \rightarrow ep$  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  $\tau_p = Q^2/4M^2$ ,  $Q^2 = 4E_1 E_2 \sin^2(\theta_e/2)$  – квадрат переданного протону 4-импульса;  $M$  – масса протона;  $E_1$ ,  $E_2$  – энергии начального и конечного электронов,  $\theta_e$  – угол рассеяния электрона;  $\varepsilon$  – 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  $ep \rightarrow ep$  дает член, пропорциональный  $G_M^2$ , что уже при  $Q^2 \geq 2 \text{ ГэВ}^2$  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  $Q^2 \leq 6 \text{ ГэВ}^2$  [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  $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$ . 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  $0.4 \text{ ГэВ}^2 \leq Q^2 \leq 5.6 \text{ ГэВ}^2$ , как оказалось, это убывание является линейным.

Повторные, более точные измерения отношения  $R$ , проведенные в [11–15] в широкой по  $Q^2$  области вплоть до  $8.5 \text{ ГэВ}^2$  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 извлечения из результатов измерений двойной спиновой асимметрии в процессе  $\vec{e}p \rightarrow ep$  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<sup>2</sup>. Извлеченные значения  $R$  в [16] нахо-

<sup>1)</sup>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

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

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 двух-фотонного 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  $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$  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  $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$ , проведен численный анализ  $Q^2$ -зависимости отношения сечений без переворота и с переворотом спина протона, поляризационной асимметрии в процессе  $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$ , 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  $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$  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  $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$  проведен численный анализ зависимости от угла рассеяния протона переданной протону продольной поляризации в процессе  $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$  в случае, когда начальный покоящийся протон частично поляризован вдоль направления движения детектируемого протона отдачи.

**Сечение процесса  $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$  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  $v_i = q_i/M$  ( $i = 1, 2$ ):

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

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:

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

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

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

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):

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

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

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

Здесь  $\omega_{\pm}$  – поляризационные множители:

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

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  $-1 \leq \delta_{1,2} \leq 1$ .

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]:

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

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

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

$$\delta_f = \delta_1(R_\sigma - 1)/(R_\sigma + 1), \quad (13)$$

$$R_\sigma = \sigma^{\uparrow\uparrow}/\sigma^{\downarrow\uparrow}, \quad (14)$$

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

$$A = (R_\sigma - 1)/(R_\sigma + 1). \quad (15)$$

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

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

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

$$P_r = P_t(R_\sigma - 1)/(R_\sigma + 1), \quad (17)$$

заменяв  $\delta_f$  на  $P_r$  и  $\delta_1$  на  $P_t$ .

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

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

Полученное выражение (18) позволяет извлечь  $R^2$  из результатов эксперимента по измерению переданной протону поляризации  $P_r$  в процессе  $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$  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  $R = R_k$ ):

$$R_d = 1, \quad (19)$$

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

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  $\theta_e$ :

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

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

где угол  $\theta_e$  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  $Q^2$ :

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

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

Зависимость  $E_{2p}$  и  $Q^2$  от угла рассеяния протона  $\theta_p$ , 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:

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

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

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

$$\cos(\theta_e) = 1 - \frac{Q^2}{2E_1 E_2} = 1 - \frac{M Q^2}{E_1 (2M E_1 - Q^2)}, \quad (27)$$

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

В упругом процессе (3) угол рассеяния электрона  $\theta_e$  изменяется от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ , при этом  $Q^2$  изменяется в области  $0 \leq Q^2 \leq Q_{\max}^2$  ( $0 \leq \tau_p \leq \tau_{\max}$ ), где

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

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  $90^\circ$ .

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

Результаты расчетов зависимости углов рассеяния электрона  $\theta_e$  и протона  $\theta_p$  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  $\theta_{e4}$ ,  $\theta_{p4}$  и  $\theta_{e5}$ ,  $\theta_{p5}$ .

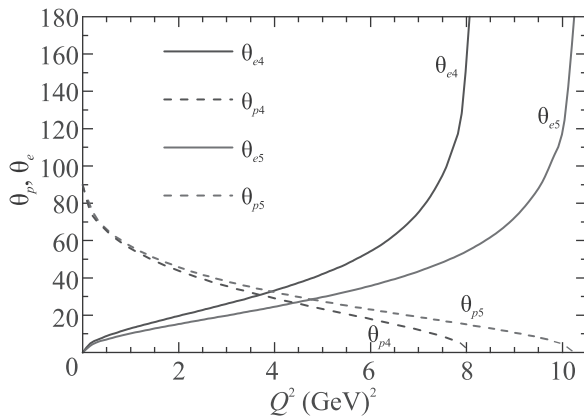


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости углов рассеяния электрона  $\theta_e$  и протона  $\theta_p$  от  $Q^2$  при энергиях электронного пучка в эксперименте [16]. Линии  $\theta_{e4}$ ,  $\theta_{p4}$  и  $\theta_{e5}$ ,  $\theta_{p5}$  построены для  $E_1 = 4.725$  и  $5.895$  ГэВ

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<sup>2</sup> представлена в табл. 1. В ней также приведены значения  $Q_{\max}^2$  (29) для максимально возможных  $Q^2$  при  $E_1 = 5.895$  и  $4.725$  ГэВ.

Таблица 1. Углы рассеяния электрона  $\theta_e$  и протона  $\theta_p$  (в радианах) в кинематике эксперимента [16]

$E_1$ (ГэВ)	$Q^2$ (ГэВ <sup>2</sup> )	$\theta_e$ (рад)	$\theta_p$ (рад)	$Q_{\max}^2$ (ГэВ <sup>2</sup> )
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  $ep \rightarrow ep$ .** Величина  $\varepsilon$ , входящая в выражение для сечения Розенблюта

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

с областью изменений  $0 \leq \varepsilon \leq 1$ , 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  $\varepsilon$  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,  $\varepsilon$ ”.

Выражение (31) для  $\varepsilon$  является функцией от угла рассеяния электрона  $\theta_e$ . Отличное от (31) выражение для  $\varepsilon$ , позволяющее проводить расчеты зависимости интересующих величин, например, от  $Q^2$  или от угла рассеяния протона  $\theta_p$ , 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  $\theta_e$  и  $\theta_p$  определяется формулами (22) и (26).

Зависимость степени линейной (поперечной) поляризации виртуального фотона  $\varepsilon$  (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  $\varepsilon$  является убывающей от 1 до 0 функцией от  $Q^2$ . При рассеянии электрона вперед ( $\theta_e = 0^\circ$ ), когда  $Q^2 = 0$ ,  $\varepsilon = 1$ ; при рассеянии электрона назад ( $\theta_e = 180^\circ$ ), когда  $Q^2 = Q_{\max}^2$ ,  $\varepsilon = 0$ . Значения  $Q_{\max}^2$  для энергий  $E_1 = 4.725$  и  $5.895$  ГэВ приведены в табл. 1, они равны 8.066 и 10.247 ГэВ<sup>2</sup>. Именно в этих точках линии на рис. 2 пересекаются с осью абсцисс.

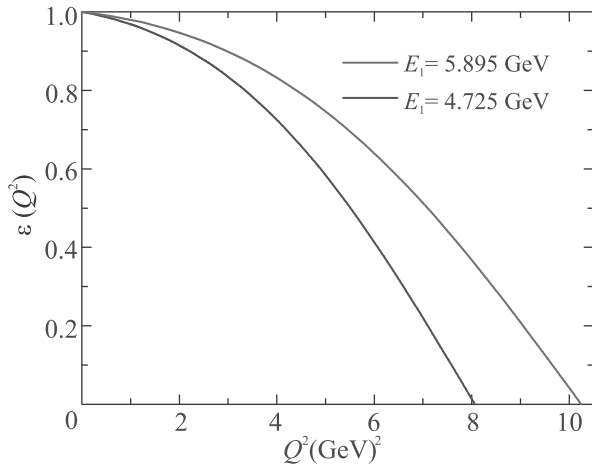


Рис. 2. (Цветной онлайн)  $Q^2$ -зависимость степени линейной поляризации виртуального фотона  $\varepsilon$  (32) для энергий электронного пучка 4.725 и 5.895 ГэВ в эксперименте [16]

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

Графики на рис. 3 позволяют установить следующие закономерности: для одного и того же угла  $\theta_e$  ( $\theta_p$ ) большему значению энергии электронного пучка  $E_1$  отвечает меньшее (большее) значение  $\varepsilon$ .

**Угловая зависимость переданной протону поляризации в процессе  $e\bar{p} \rightarrow e\bar{p}$ .** 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<sup>2</sup>. 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 поляризации 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  $P_T$  (17) от угла рассеяния протона  $\theta_p$  для энергий 5.895 и 4.725 ГэВ электронного пучка и  $P_t = 0.70$  представлены графиками на рис. 4. На рисунке (а) показана зависимость во всей области изменения углов  $\theta_p \in (90^\circ, 0^\circ)$ . На рисунке (б) область изменения  $\theta_p \in (47^\circ, 18^\circ)$  соответствует кинематике эксперимента [16], где  $2.06 \text{ ГэВ}^2 \leq Q^2 \leq 5.66 \text{ ГэВ}^2$ , 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  $\theta_p$  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  $\Delta_{dj}$ ,  $\Delta_{dk}$  (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<sup>2</sup>, 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

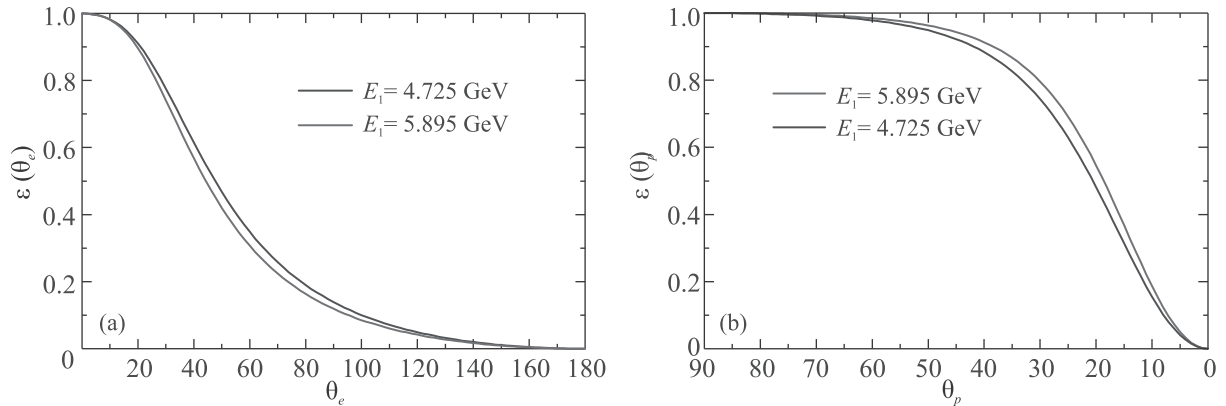


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость степени линейной поляризации виртуального фотона  $\varepsilon$  от углов рассеяния электрона  $\theta_e$  (левый рисунок) и протона  $\theta_p$  (правый рисунок), выраженных в градусах, при энергиях электронного пучка 5.895 и 4.725 ГэВ в эксперименте [16]

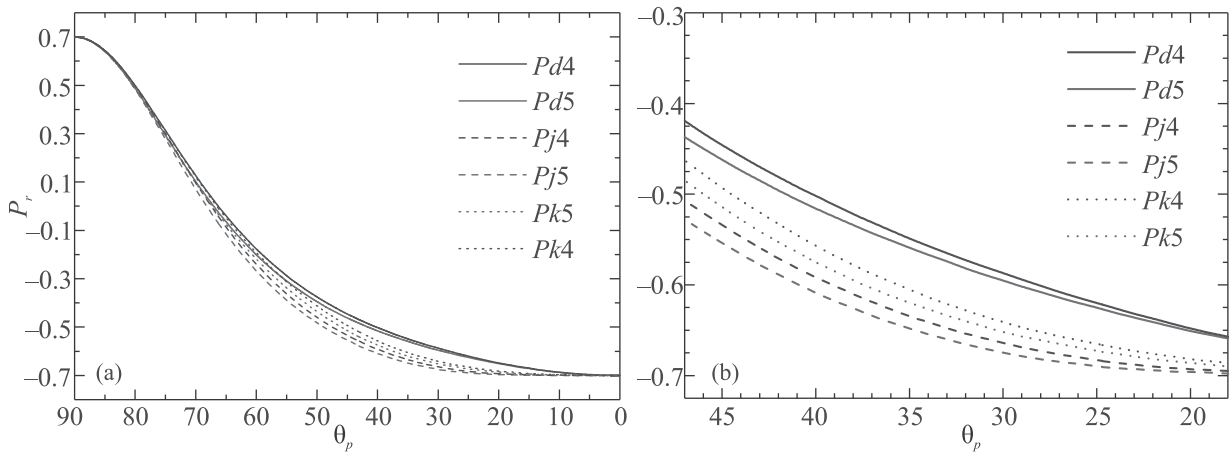


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость  $P_r$  (17) от угла рассеяния протона  $\theta_p$  для  $E_1$  и  $P_t$  в эксперименте [16] во всей области изменения углов  $\theta_p \in (90^\circ, 0^\circ)$ . (b) – Та же зависимость в интервале  $\theta_p \in (47^\circ, 18^\circ)$ , в котором  $2.06 \text{ ГэВ}^2 \leq Q^2 \leq 5.66 \text{ ГэВ}^2$ . 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  $\Delta_{dj}$  и  $\Delta_{dk}$  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  $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$  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 процес-

се  $\vec{e}p \rightarrow ep$ , проведен численный анализ зависимости от угла рассеяния протона переданной протону продольной поляризации в процессе  $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$  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  $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$ .

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  $P_T$  (17) при энергиях электронного пучка  $E_1 = 5.895$  и  $4.725$  ГэВ и значениях  $Q^2 = 2.06$  и  $5.66$  ГэВ<sup>2</sup>. 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  $\theta_e$  и  $\theta_p$

$E_1$ (ГэВ)	$Q^2$ (ГэВ <sup>2</sup> )	$\theta_e$ (°)	$\theta_p$ (°)	$Pd$	$Pj$	$Pk$	$\Delta_{dj}$ %	$\Delta_{dk}$ %
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).