ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2021, том 85, № 5, с. 645–649

УДК 539.120.7:121.4

О КОВАРИАНТНОМ ОПИСАНИИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОДОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ ЯДРАМИ С ПОЛУЦЕЛЫМ СПИНОМ

© 2021 г. М. Я. Сафин*

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

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

Поступила в редакцию 20.11.2020 г.
После доработки 28.12.2020 г.
Принята к публикации 27.01.2021 г.

В рамках формализма Рариты–Швингера рассмотрено упругое электрослабое рассеяние продольно поляризованных заряженных лептонов на ядрах полуцелого спина. Для ядер со спином $J \leq 5/2$ построены вершинные операторы электромагнитного и слабого нейтрального токов, а также матрицы плотности неполяризованного состояния ядра. Получены выражения для мультипольных форм-факторов этих ядер через инвариантные форм-факторы эффективного электрослабого тока ядра, а также для право-левой асимметрии сечения рассеяния.

DOI: 10.31857/S0367676521050197

ВВЕДЕНИЕ

Электрослабые форм-факторы описывают внутреннюю структуру ядер, и их изучение представляет большой интерес как для понимания нуклон-нуклонных взаимодействий, так и для изучения фундаментальных законов взаимодействия элементарных частиц [1–5]. В упругом (когерентном) рассеянии ядро участвует как целостный объект, и при исследовании рассеяния на нем лептонов представляет интерес ковариантное описание [6–8] основного состояния ядра и, соответственно, вершинных функций электромагнитного и слабого токов. Физическая интерпретация инвариантных форм-факторов достигается путем мультипольных разложений в системе Брейта матричных элементов компонент эффективного электрослабого тока ядра. В развитие результатов работы [6] получены выражения для мультипольных форм-факторов ядер с полуцелым спином $J \leq 5/2$ через инвариантные форм-факторы эффективного электрослабого тока ядра.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ПРОДОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ

Сечение упругого электрослабого рассеяния заряженных лептонов спиральности ζ при высокой энергии (m_l/M, $m_l/E \ll 1$) в лабораторной системе имеет вид [6]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{Mott}\left\{W_1(\tau) + 2\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}W_2(\tau) - \right. \\ \left. - \zeta\tau\left[\frac{M}{E} + \left(1 + \frac{M}{E}\right)\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]W_4(\tau)\right\}, \tag{1}$$

где

$$\sigma_{Mott} = \frac{Z^2\alpha^2}{4E^2}\frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^4\frac{\theta}{2}}\frac{1}{1 + \left(\frac{2E}{M}\right)\sin^2\frac{\theta}{2}}, \tag{2}$$

$\tau = -q^2/4M^2$, E – энергия налетающего лептона, θ – угол его рассеяния, M – масса ядра, а структурные функции $W_i(\tau)$ имеют вид

$$W_1(\tau) = \Phi_C^2(\tau) + \beta_1^2(J)\left[\tau\Phi_M^2(\tau) + \Phi_{5E}^2(\tau)\right], \tag{3а}$$

$$W_2(\tau) = \beta_1^2(J)(1 + \tau)\left[\tau\Phi_M^2(\tau) + \Phi_{5E}^2(\tau)\right], \tag{3б}$$

$$W_4(\tau) = -4\beta_1^2(J)\sqrt{1 + \tau}\,\Phi_{int}(\tau). \tag{3в}$$

Для эффективных форм-факторов $\Phi_C^2(\tau)$, $\Phi_M^2(\tau)$, $\Phi_{5E}^2(\tau)$ и $\Phi_{int}(\tau)$ ядра произвольного спина справедливы разложения по мультипольным моментам любого допустимого порядка $l \le 2J$:

$$\Phi_C^2(\tau) = \sum_{l\,\text{четные}} 2^{2l}\beta_l^2(J)\,\tau^l\Phi_{Cl}^2(\tau), \tag{4а}$$

$$\Phi_{M,5E}^2(\tau) = = \sum_{l\,\text{нечетные}} 2^{2l-2}\left(\frac{l+1}{2l}\right)\gamma_l^2(J)\,\tau^{l-1}\Phi_{Ml,5El}^2(\tau), \tag{4б}$$

$$\Phi_{int}(\tau) = = \sum_{l\,\text{нечетные}} 2^{2l-2}\left(\frac{l+1}{2l}\right)\gamma_l^2(J)\,\tau^{l-1}\Phi_{Ml}\Phi_{5El}(\tau), \tag{4в}$$

где

$$\gamma_l^2(J) = \beta_l^2(J)\big/\beta_1^2(J), \quad \beta_1^2(J) = (J+1)/3J, \tag{5а}$$

$$\beta_l(J) = \frac{\sqrt{2l+1}}{(2l+1)!!}\left[\frac{(2J+l+1)!(2J-l)!}{(2J+1)!(2J)!}\right]^{1/2}. \tag{5б}$$

В пренебрежении вкладами чисто слабого взаимодействия, сечение (1) представляется в виде суммы электромагнитного и интерференционного сечений:

$$d\sigma = d\sigma_{em} + d\sigma_{int}, \tag{6}$$

где

$$\frac{d\sigma_{em}}{d\Omega} = \sigma_{Mott}\left\{F_C^2(\tau) + \tau\left(\frac{J+1}{3J}\right)\times \times\left[1 + 2(1+\tau)\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]F_M^2(\tau)\right\}, \tag{6а}$$

$$\frac{d\sigma_{int}}{d\Omega} = -2\delta_\zeta\sigma_{Mott}\left\{f_C(\tau) + \tau\left(\frac{J+1}{3J}\right)\times \times\left[1 + 2(1+\tau)\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]f_M(\tau) + 2\zeta\tau\sqrt{1+\tau}\left(\frac{J+1}{3J}\right)\times \times\left[\frac{M}{E} + \left(1 + \frac{M}{E}\right)\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]f_{int}\right\}, \tag{6б}$$

причем,

$$F_C^2(\tau) = \sum_{l\,\text{четные}} 2^{2l}\beta_l^2(J)\,\tau^l F_{Cl}^2(\tau), \tag{7а}$$

$$F_M^2(\tau) = \sum_{l\,\text{нечетные}} 2^{2l-2}\left(\frac{l+1}{2l}\right)\gamma_l^2(J)\,\tau^{l-1}F_{Ml}^2(\tau), \tag{7б}$$

являются хорошо известными мультипольными разложениями зарядового и магнитного формфакторов, а

$$f_C(\tau) = \sum_{l\,\text{четные}} 2^{2l}\beta_l^2(J)\,\tau^l F_{Cl}(\tau)\,g_{Cl}(\tau), \tag{7в}$$

$$f_M(\tau) = = \sum_{l\,\text{нечетные}} 2^{2l-2}\left(\frac{l+1}{2l}\right)\gamma_l^2(J)\,\tau^{l-1}F_{Ml}(\tau)\,g_{Ml}(\tau), \tag{7г}$$

$$f_{int}(\tau) = \sum_{l\,\text{нечетные}} 2^{2l-2}\left(\frac{l+1}{2l}\right)\gamma_l^2(J)\,\tau^{l-1}F_{Ml}g_{5El}(\tau). \tag{7д}$$

представляют собой корреляции электромагнитных и слабых мультипольных моментов ядра произвольного спина.

В формуле (6б) и далее принято

$$\delta_\zeta = \frac{A^2}{Z}\delta_{0p}\tau(g_{Vl} - \zeta g_{Al}), \quad A = \frac{M}{m_p}, \quad \delta_{0p} = \frac{G_F m_p^2}{\pi\alpha\sqrt{2}} \approx 3.14\cdot 10^{-4}. \tag{8}$$

Здесь g_{Vl} и g_{Al} – векторная и аксиально-векторная константы слабого нейтрального тока лептона.

КОВАРИАНТНОЕ ОПИСАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЛЕПТОНОВ НА ЯДРАХ ПОЛУЦЕЛОГО СПИНА

В случае лептонов высокой энергии $(E \gg m_l)$ амплитуду рассеяния можно представить в виде произведения электромагнитного тока лептона и эффективного тока ядра:

$$M = \frac{4\pi Z\alpha}{q^2}\,j_{(em)\mu}J_{eff}^{\mu}, \tag{9}$$

где

$$J_{eff}^{\mu} = J_{em}^{\mu} - \delta_\zeta J_{nc}^{\mu}. \tag{10}$$

Электромагнитный (em) и слабый нейтральный (nc) токи ядра могут быть представлены в виде

$$J_{em,weak}^{\mu} = \bar{U}_{(\alpha)_j}(p')\,\Gamma_{em,nc}^{\mu(\alpha)_j(\beta)_j}U_{(\beta)_j}(p). \tag{11}$$

Здесь спин-тензорная волновая функция $U_{(\alpha)_j}^{\lambda}(p)$ с симметричным мультииндексом $(\alpha)_j = = \alpha_1 \ldots \alpha_j$, описывающая ядро со спином $J = j + 1/2$, удовлетворяет уравнению Дирака, а также условиям поперечности и бесследовости (см., например, [8]).

С учетом факторизованности дираковских свойств волновой функции вершинные операторы можно представить в виде

$$\Gamma_{em,nc}^{\mu(\alpha)_j(\beta)_j} = \sum_{n=1}^{j+1} Q_n^{(\alpha)_j(\beta)_j}\Gamma_{em,nc;n}^{\mu}, \tag{12}$$

где стандартные электромагнитные и слабые дираковские компоненты даются формулами

$$\Gamma_{em;n}^{\mu} = \gamma^{\mu}F_M^{(n)} - \frac{P^{\mu}}{2M}F_2^{(n)}, \tag{13а}$$

$$\Gamma_{nc;n}^{\mu} = \gamma^{\mu}g_M^{(n)} - \frac{P^{\mu}}{2M}g_2^{(n)} + \gamma^{\mu}\gamma^5 g_A^{(n)}. \tag{13б}$$

Величины $Q_n^{(\alpha)_j(\beta)_j}$ в (12) получаются путем надлежащей симметризации следующих произведений $\left(t^{\alpha} = q^{\alpha}/2M\right)$:

$$Q_{n0}^{(\alpha)_j(\beta)_j} = \prod_{i=1}^{n-1} t^{\alpha_i}t^{\beta_i}\prod_{k=n}^{j} g^{\alpha_k\beta_k}. \tag{14}$$

Согласно (10) вершина эффективного тока ядра J^{μ}_{eff}

$$\Gamma^{\mu(\alpha)_j(\beta)_j}_{eff} = \Gamma^{\mu(\alpha)_j(\beta)_j}_{em} - \delta_\zeta \Gamma^{\mu(\alpha)_j(\beta)_j}_{nc}, \tag{15}$$

а ее компоненты имеют вид

$$\Gamma^{\mu}_{eff;n} = \gamma^\mu \Phi^{(n)}_M - \frac{P^\mu}{2M}\Phi^{(n)}_2 + \gamma^\mu\gamma^5\Phi^{(n)}_A, \tag{16}$$

где

$$\begin{gathered}\Phi^{(n)}_M = F^{(n)}_M - \delta_\zeta g^{(n)}_M,\ \ \Phi^{(n)}_2 = F^{(n)}_2 - \delta_\zeta g^{(n)}_2,\\ \Phi^{(n)}_A = -\delta_\zeta g^{(n)}_A.\end{gathered} \tag{17}$$

МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ И ИНВАРИАНТНЫЕ ФОРМ-ФАКТОРЫ ЯДЕР ПОЛУЦЕЛОГО СПИНА

Объединим формулы (6) для чисто электромагнитного и интерференционного сечений в выражение, включающее эффективные форм-факторы:

$$\begin{gathered}\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_{Mott}}{1+\tau}\left\{\Phi^2_E + \tau\left(\frac{J+1}{3J}\right)\left[1 + 2(1+\tau)\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]\times\right.\\ \times\left[\tau\Phi^2_M + (1+\tau)\Phi^2_{5E}\right] + 2\zeta\tau(1+\tau)\left(\frac{J+1}{3J}\right)\times\\ \left.\times\left[\frac{M}{E} + \left(1+\frac{M}{E}\right)\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]\Phi_{int}\right\}.\end{gathered} \tag{18}$$

Обратимся сначала к простейшему и легко интерпретируемому случаю рассеяния лептонов на ядрах со спином $J = 1/2\ (j = 0)$, к которому относится, в частности, интенсивно изучаемое рассеяние электронов на протонах [9, 10]. В этом случае имеются лишь три мультипольных форм-фактора: зарядовый, магнитный дипольный и аксиальный $(\Phi'_{Xl} = \sqrt{1+\tau}\,\Phi_{Xl})$:

$$\begin{gathered}\Phi'_{C0}(\tau) = \Phi^{(1)}_E(\tau),\ \ \Phi'_{M1}(\tau) = \Phi^{(1)}_M(\tau),\\ \Phi_{5E1}(\tau) = -\Phi^{(1)}_A(\tau),\ \ \Phi_{int}(\tau) = \Phi_{M1}(\tau)\Phi_{5E1}(\tau).\end{gathered} \tag{19}$$

Здесь и далее используются аналоги электрического и магнитного саксовских форм-факторов нуклона

$$\begin{gathered}\Phi^{(n)}_E(\tau) = \Phi^{(n)}_1(\tau) - \tau\Phi^{(n)}_2(\tau),\\ \Phi^{(n)}_M(\tau) = \Phi^{(n)}_1(\tau) + \Phi^{(n)}_2(\tau).\end{gathered} \tag{20}$$

Ядро мишень со спином $J = 3/2\ (j = 1)$.

В этом случае эффективный ток ядра имеет вид

$$J^{\mu}_{eff} = \bar{U}_\alpha(p')\Gamma^{\mu;\alpha\beta}_{eff}U_\beta(p), \tag{21}$$

а вершинный оператор равен

$$\Gamma^{\mu;\alpha\beta}_{eff} = g^{\alpha\beta}\Gamma^{\mu}_{eff;1} + t^\alpha t^\beta\Gamma^{\mu}_{eff;2}, \tag{22}$$

Для вычисления квадрата амплитуды (9) необходима матрица плотности $\Lambda^{3/2}_{\alpha\beta}(p) = U_\alpha(p)\bar{U}_\beta(p)$ неполяризованного состояния ядра спина $3/2$ [7]

$$\begin{aligned}\Lambda^{3/2}_{\alpha\beta}(p) &= (\hat{p} + M)\left(\bar{g}_{\alpha\beta} + \frac{1}{3}\gamma^-_\alpha\gamma^+_\beta\right) =\\ &= \left(\bar{g}_{\alpha\beta} + \frac{1}{3}\gamma^+_\alpha\gamma^-_\beta\right)(\hat{p} + M).\end{aligned} \tag{23}$$

Здесь и далее приняты обозначения

$$\bar{g}_{\alpha\beta} = -g_{\alpha\beta} + \frac{p_\alpha p_\beta}{M^2},\ \ \gamma^{\pm}_\alpha = \gamma_\alpha \pm \frac{p_\alpha}{M}. \tag{24}$$

В результате получим мультипольные разложения входящих в (18) эффективных форм-факторов:

$$\begin{gathered}\Phi^2_E = \Phi^2_{C0} + \frac{4}{9}\tau^2\Phi^2_{C2},\ \ \Phi^2_M = \Phi^2_{M1} + \frac{32}{75}\tau^2\Phi^2_{M3},\\ \Phi^2_{5E} = \Phi^2_{5E1} + \frac{32}{75}\tau^2\Phi^2_{5E3},\ \ \Phi_{int} = \Phi_{M1}\Phi_{5E1} +\\ + \frac{32}{75}\tau^2\Phi_{M3}\Phi_{5E3}.\end{gathered} \tag{25}$$

Здесь электрические зарядовый Φ_{C0} и квадрупольный Φ_{C2}, а также магнитные дипольный Φ_{M1} и октупольный Φ_{M3} и соответствующие аксиальные форм-факторы имеют вид:

$$\begin{gathered}\Phi'_{C0} = \left(1 + \frac{2}{3}\tau\right)\Phi^{(1)}_E - \frac{1}{3}\tau(1+\tau)\Phi^{(2)}_E,\\ \Phi'_{C2} = \Phi^{(1)}_E - \frac{1}{2}(1+\tau)\Phi^{(2)}_E,\end{gathered} \tag{26а}$$

$$\begin{gathered}\Phi'_{M1} = \left(1 + \frac{4}{5}\tau\right)\Phi^{(1)}_M - \frac{2}{5}\tau(1+\tau)\Phi^{(2)}_M,\\ \Phi'_{M3} = \frac{3}{2}\left[\Phi^{(1)}_M - \frac{1}{2}(1+\tau)\Phi^{(2)}_M\right],\end{gathered} \tag{26б}$$

$$\begin{gathered}\Phi_{5E1} = -\left(1 + \frac{4}{5}\tau\right)\Phi^{(1)}_A + \frac{2}{5}\tau(1+\tau)\Phi^{(2)}_A,\\ \Phi_{5E3} = -\frac{3}{2}\left[\Phi^{(1)}_A - \frac{1}{2}(1+\tau)\Phi^{(2)}_A\right].\end{gathered} \tag{26в}$$

Ядро мишень со спином $J = 5/2\ (j = 2)$.

В этом случае эффективный ток ядра имеет вид

$$J^{\mu}_{eff} = \bar{U}_{\alpha\beta}(p')\Gamma^{\mu;\alpha\beta\sigma\delta}_{eff}U_{\sigma\delta}(p), \tag{27}$$

а вершинный оператор согласно (12) дается выражением

$$\Gamma^{\mu;\alpha\beta\sigma\delta}_{eff} = Q^{\alpha\beta\sigma\delta}_1\Gamma^{\mu}_{eff;1} + Q^{\alpha\beta\sigma\delta}_2\Gamma^{\mu}_{eff;2} + Q^{\alpha\beta\sigma\delta}_3\Gamma^{\mu}_{eff;3}, \tag{28}$$

в котором

$$Q^{\alpha\beta\sigma\delta}_1 = \frac{1}{2}\left(g^{\alpha\sigma}g^{\beta\delta} + g^{\alpha\delta}g^{\beta\sigma}\right), \tag{29а}$$

$$Q^{\alpha\beta\sigma\delta}_2 = \frac{1}{4}\left(g^{\alpha\sigma}t^\beta t^\delta + g^{\alpha\delta}t^\sigma t^\beta + g^{\sigma\beta}t^\alpha t^\delta + g^{\delta\beta}t^\sigma t^\alpha\right). \tag{29б}$$

$$Q^{\alpha\beta\sigma\delta}_3 = t^\alpha t^\beta t^\sigma t^\delta. \tag{29в}$$

Представим матрицу плотности $\Lambda^{5/2}_{\alpha\beta\sigma\delta}(p) = U_{\alpha\beta}(p)\bar{U}_{\sigma\delta}(p)$ в виде

$$\Lambda^{5/2}_{\alpha\beta\sigma\delta}(p) = (\hat{p} + M)\left[\bar{g}_{\alpha\sigma}\bar{g}_{\beta\delta} - \frac{1}{5}\bar{g}_{\alpha\beta}\bar{g}_{\sigma\delta} + \frac{2}{5}\gamma^{+}_{\alpha}\gamma^{-}_{\sigma}\bar{g}_{\beta\delta}\right] = \left[\bar{g}_{\alpha\sigma}\bar{g}_{\beta\delta} - \frac{1}{5}\bar{g}_{\alpha\beta}\bar{g}_{\sigma\delta} + \frac{2}{5}\gamma^{-}_{\alpha}\gamma^{+}_{\sigma}\bar{g}_{\beta\delta}\right](\hat{p} + M). \quad (30)$$

В результате получим выражения для эффективных мультипольных форм-факторов, входящих в разложения (4):

$$\Phi'_{C0} = \left[1 + \frac{4}{3}\tau\left(1 + \frac{2}{5}\tau\right)\right]\Phi^{(1)}_{E} - \frac{1}{3}\tau(1+\tau)\times \left(1 + \frac{4}{5}\tau\right)\Phi^{(2)}_{E} + \frac{2}{15}\tau^2(1+\tau)^2\Phi^{(3)}_{E}, \quad (31а)$$

$$\Phi'_{C2} = \left(1 + \frac{4}{7}\tau\right)\Phi^{(1)}_{E} - \frac{1}{4}(1+\tau)\left(1 + \frac{8}{7}\tau\right)\Phi^{(2)}_{E} + \frac{1}{7}\tau(1+\tau)^2\Phi^{(3)}_{E}, \quad (31б)$$

$$\Phi'_{C4} = \frac{3}{2}\left[\Phi^{(1)}_{E} - \frac{1}{2}(1+\tau)\Phi^{(2)}_{E} + \frac{1}{4}(1+\tau)^2\Phi^{(3)}_{E}\right], \quad (31в)$$

$$\Phi'_{M1} = \left[1 + \frac{8}{5}\tau\left(1 + \frac{3}{7}\tau\right)\right]\Phi^{(1)}_{M} - \frac{2}{5}\tau(1+\tau)\times \left(1 + \frac{6}{7}\tau\right)\Phi^{(2)}_{M} + \frac{6}{35}\tau^2(1+\tau)^2\Phi^{(3)}_{M}, \quad (31г)$$

$$\Phi'_{M3} = 3\left[\left(1 + \frac{2}{3}\tau\right)\Phi^{(1)}_{M} - \frac{1}{4}(1+\tau)\left(1 + \frac{4}{3}\tau\right)\Phi^{(2)}_{M} + \frac{1}{6}\tau(1+\tau)^2\Phi^{(3)}_{M}\right], \quad (31д)$$

$$\Phi'_{M3} = \frac{15}{2}\left[\Phi^{(1)}_{M} - \frac{1}{2}(1+\tau)\Phi^{(2)}_{M} + \frac{1}{4}(1+\tau)^2\Phi^{(3)}_{M}\right], \quad (31е)$$

Выражения для мультипольных форм-факторов Φ_{5El} получаются из соответствующих выражений для Φ_{Ml} умножением на $-\sqrt{1+\tau}$ и заменой $\Phi^{(n)}_{M} \to \Phi^{(n)}_{A}$.

Приведенные формулы позволяют вычислить P-нечетную асимметрию процесса упругого рассеяния продольно поляризованных заряженных лептонов, обусловленную интерференцией электромагнитного и слабого взаимодействия электронов с ядром

$$A_{RL} = \frac{d\sigma(\zeta = +1) - d\sigma(\zeta = -1)}{d\sigma(\zeta = +1) + d\sigma(\zeta = -1)}. \quad (32)$$

Воспользовавшись формулами (6), получим:

$$A_{RL} = -2\frac{A^2}{Z}\delta_{0p}\tau\left\{2g_{Vl}\tau\sqrt{1+\tau}\left(\frac{J+1}{3J}\right)\times \left[\frac{M}{E} + \left(1 + \frac{M}{E}\right)\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]f_{int} - g_{Al}f_C(\tau) + \tau\left(\frac{J+1}{3J}\right)\times \left[\left(1 + 2(1+\tau)\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right)f_M(\tau)\right]\right\}\times \times\left\{F_C^2(\tau) + \tau\left(\frac{J+1}{3J}\right)\left[1 + 2(1+\tau)\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]F_M^2(\tau)\right\}^{-1}. \quad (33)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В развитие результатов, полученных в работе [6] по ковариантному описанию упругого рассеяния продольно поляризованных заряженных лептонов на ядрах полуцелого спина в формализме Рариты–Швингера, построены явные выражения для вершинных операторов электромагнитного и слабого нейтрального токов, а также для матриц плотности неполяризованного состояния ядер со спином $J \le 5/2$.

Вычислены квадраты амплитуд упругого рассеяния лептонов на этих ядрах, и на их основе в системе Брейта (системе нулевой передачи энергии) получены выражения для мультипольных форм-факторов ядер через инвариантные форм-факторы эффективного электрослабого тока ядра.

Получено выражение для право-левой асимметрии дифференциального сечения упругого рассеяния продольно поляризованных заряженных лептонов, представленного в виде суммы электромагнитного и интерференционного вкладов, содержащих соответствующие мультипольные форм-факторы.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Engel J., Ramsey-Musolf M.J., van Kolck U.* // arXiv: nucl-th/1303.2371v1. 2013.
2. *Haxton W.C., Liu C.P., Ramsey-Musolf M.J.* // arXiv: nucl-th/0109014v1. 2001.
3. *Erler J., Horowitz C.J., Mantry S., Souder P.A.* // arXiv: hep-ph/1401.6199v2. 2014.
4. *Akimov D., Albert J.B., An P. et al.* // Science. 2017. V. 357. No. 6356. P. 1123.
5. *Bertulani C.A.* // arXiv: nucl-th/0607024v1. 2006.
6. *Сафин М.Я.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 525; *Safin M.Ya.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 406.
7. *Богданов Ю.П., Керимов Б.К., Сафин М.Я.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 11. С. 2337.
8. *Богданов Ю.П., Керимов Б.К., Сафин М.Я.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. № 1. С. 103.

9. *Liyanage A., Armstrong W., Kang H. et al.* // arXiv: nucl-ex/1806.11156v2. 2018.

10. *Koshchii O., Afanasev A.* // arXiv: nucl-th/1705.00338v1. 2017.

On the covariant description of the elastic scattering of longitudinally polarized leptons by half-integer spin nuclei

M. Ya. Safin*

Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, Russia

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

In the framework of the Rarita–Schwinger formalism, elastic electroweak scattering of longitudinally polarized charged leptons by nuclei of half-integer spin is considered. For nuclei with spin $J \leq 5/2$, the vertex operators of the electromagnetic and weak neutral currents, as well as the density matrices of the unpolarized state of the nucleus, are constructed. Expressions are obtained for the multipole form factors of these nuclei in terms of invariant form factors of the effective electroweak current of the nucleus, as well as for the right-left asymmetry of the scattering cross section.