Н.В. Максименко, О.М. Дерюжкова, В.В. Андреев

УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь

СПИНОВЫЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ АДРОНОВ СПИНА ½ В КОВАРИАНТНОМ ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВОМ ПОДХОДЕ

В настоящее время одним из эффективных методов исследования электродинамических процессов является использование эффективных лагранжианов, полученных в рамках теоретико-полевых подходов и согласующихся с низкоэнергетическими теоремами [1, 2]. С развитием стандартной модели электрослабых взаимодействий в последнее время введены новые электрослабые характеристики адронов, связанные с несохранением четности [3–5]. Построение эффективных релятивистски-инвариантных лагранжианов позволяет получить не только физическую интерпретацию электромагнитных и электрослабых характеристик адронов, но и информацию о механизмах электромагнитных и электрослабых фотон-адронных взаимодействий. Для более достоверного определения поляризуемостей и характеристик адронов, связанных с нарушением четности, используется достаточно широкий класс электродинамических процессов, в которых реализуется рассеяние реальных и виртуальных фотонов, а также двухфотонное рождение в адрон-адронных взаимодействиях. Решение подобных задач возможно выполнить в рамках эффективного релятивистского теоретико-полевого подхода описания взаимодействия электромагнитного поля с адронами с учетом их электромагнитных и электрослабых характеристик [6, 7].

Амплитуда комптоновского рассеяния вперед имеет общую спиновую структуру вида (см., например [8])

$$M = g(\omega)\left(\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right) + ih(\omega)\left(\vec{S}\cdot\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right), \tag{1}$$

где $\vec{e}^{(\lambda_1)}$ и $\vec{e}^{(\lambda_2)}$ – векторы поляризации падающего и рассеянного фотонов, ω – энергия фотона. В этом определении амплитуды скалярная функция $g(\omega)$ является четной, а $h(\omega)$ – нечетной относительно перекрестной симметрии. Следовательно, поскольку поляризуемости вносят вклад в амплитуду (1) начиная со второго порядка по ω и выше [9], то спиновая структура второго слагаемого в (1) определяется вкладами поляризуемостей начиная с третьего порядка по ω.

Лагранжиан, в котором, как было показано в [10], учитываются в нерелятивистском приближении вклады спиновых поляризуемостей, связанных с электрическими и магнитными дипольными моментами адронов, имеет вид:

$$L(\gamma_{E_1}) + L(\gamma_{M_1}) = 2\pi\left[\gamma_{E_1}\left(\vec{\sigma}\left[\vec{E}\,\dot{\vec{E}}\right]\right) + \gamma_{M_1}\left(\vec{\sigma}\left[\vec{H}\,\dot{\vec{H}}\right]\right)\right], \tag{2}$$

где σ_i – матрицы Паули, $\vec{E}$ и $\vec{H}$ – векторы напряженности электрического и магнитного полей, $\dot{\vec{E}} = \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t}$, $\dot{\vec{H}} = \dfrac{\partial \vec{H}}{\partial t}$.

В работах [11–14] в рамках эффективного теоретико-полевого подхода была получена ковариантная форма представления (2)

$$L(\gamma_{E_1})+L(\gamma_{M_1})=\frac{i\pi}{4m}\left(\varepsilon^{\mu\rho\kappa\beta}\right)\left[\gamma_{E_1}F_{\nu\mu}\overset{\leftrightarrow}{\partial}_{\delta}F_{\rho\sigma}+\gamma_{M_1}\tilde{F}_{\nu\mu}\overset{\leftrightarrow}{\partial}_{\delta}\tilde{F}_{\rho\sigma}\right]\times$$

$$\times\overline{\Psi}\left[\left(\gamma^{\nu}\hat{W}_{\kappa}+\hat{W}_{\kappa}\gamma^{\nu}\right)\overset{\leftrightarrow}{\partial^{\sigma}}+\left(\gamma^{\sigma}\hat{W}_{\kappa}+\hat{W}_{\kappa}\gamma^{\sigma}\right)\overset{\leftrightarrow}{\partial^{\nu}}\right]\Psi. \qquad (3)$$

В этом соотношении $\varepsilon^{\mu\rho\kappa\beta}$ – 4-х-мерный тензор Леви-Чивита, $\overset{\leftrightarrow}{\partial^{\nu}}=\overset{\rightarrow}{\partial^{\nu}}-\overset{\leftarrow}{\partial^{\nu}}$, стрелки указывают направления действия производных, $F_{\mu\nu}$ – тензор электромагнитного поля ($F_{\mu\nu}=\partial_{\mu}A_{\nu}-\partial_{\nu}A_{\mu}$), а тензор $\tilde{F}_{\mu\nu}=\frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\rho\sigma}$, γ^{μ} – матрицы, удовлетворяющие перестановочным соотношениям $\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}+\gamma^{\nu}\gamma^{\mu}=2g^{\mu\nu}$. В случае частицы спина ½ вектор $\hat{W}^{\mu}$ имеет вид:

$$\hat{W}^{\mu}=\frac{(-1)}{2m}\gamma^{5}\left(\gamma^{\mu}\left(\hat{p}\right)-p^{\mu}\right),$$

где $\hat{p}=\gamma_{\mu}p^{\mu}$, p^{μ} – 4-х-импульс частицы.

Часть амплитуды комптоновского рассеяния, вычисленная на основе этого лагранжиана, определяется следующим образом:

$$M(\gamma_{E_1})+M(\gamma_{M_1})=\frac{i\pi}{4m^2}\left(\varepsilon^{\mu\rho\kappa\delta}\right)(k_1+k_2)_{\delta}\left[\gamma_{E_1}\left(F^{(2)}_{\nu\mu}F^{(1)}_{\rho\sigma}-F^{(2)}_{\sigma\rho}F^{(1)}_{\mu\nu}\right)+\right.$$

$$+\gamma_{M_1}\left(\tilde{F}^{(2)}_{\nu\mu}\tilde{F}^{(1)}_{\rho\sigma}-\tilde{F}^{(2)}_{\sigma\rho}\tilde{F}^{(1)}_{\mu\nu}\right)\Big]\overline{U}^{(r_2)}\left(\vec{p}_2\right)\gamma^{5}\left[\left(\delta^{\nu}_{\tau}\gamma_{\kappa}-\delta^{\nu}_{\kappa}\gamma_{\tau}\right)P^{\sigma}+\right. \qquad (4)$$

$$\left.+\left(\delta^{\sigma}_{\tau}\gamma_{\kappa}-\delta^{\sigma}_{\kappa}\gamma_{\tau}\right)P^{\nu}\right]P_{\tau}U^{(r_1)}\left(\vec{p}_1\right).$$

В уравнении (4) введены обозначения $F^{n}_{\mu\nu}=\left(k^{n}_{\mu}e^{(\lambda_n)}_{\nu}-k^{n}_{\nu}e^{(\lambda_n)}_{\mu}\right)$, $F^{\mu\nu}_{n}=\left(k^{\mu}_{n}e^{\nu(\lambda_n)*}-k^{\nu}_{n}e^{\mu(\lambda_n)*}\right)$, *n* принимает значения *1* и *2*, а также $e_{\mu}^{(\lambda_1)}$ и $e_{\mu}^{(\lambda_2)*}$ – векторы поляризации падающего и рассеянного фотонов, $P^{\sigma}=\frac{1}{2}(p_1+p_2)$, k_1, p_1 и k_2, p_2 – импульсы падающего и рассеянного фотонов и фермионов, $U^{(r_1)}$ и $\overline{U}^{(r_2)}$ – биспиноры начальных и конечных фермионов.

Выражение (4) свидетельствует о том, что амплитуда $M(\gamma_{E_1})+M(\gamma_{M_1})$ инвариантна относительно перекрестной симметрии. Вклад спиновых поляризуемостей γ_{E_1} и γ_{M_1} начинается с третьего порядка по энергии фотонов.

Если в (4) перейти в систему покоя мишени и пренебречь импульсом отдачи нуклона, то получим

$$M\left(\gamma_{E_1}\right)+M\left(\gamma_{M_1}\right)=4\pi i\left(\omega_1+\omega_2\right)\left(\omega_1\omega_2\right)\left\{\gamma_{E_1}\left(\vec{S}\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)+\right.$$
$$\left.+\gamma_{M_1}\left(\vec{S}\left[\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{n}_2\right]\cdot\left[\vec{e}^{(\lambda_1)}\vec{n}_1\right]\right]\right)\right\}. \tag{5}$$

Как видно из уравнений (3) и (5) лагранжиан, с помощью которого учитывается вклад спиновых поляризуемостей γ_{E_1} и γ_{M_1} в амплитуду комптоновского рассеяния является четным относительно инверсии пространства.

Используя метод работ [11–14] определим теперь релятивистски-инвариантный лагранжиан, в котором, как следует из [10], учитываются в нерелятивистском приближении вклады спиновых поляризуемостей, связанных с электрическими и магнитными квадрупольными моментами адронов:

$$L\left(\gamma_{E_2}\right)=\frac{i\pi\gamma_{E_2}}{m}\left[F^{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_k\tilde{F}_{\sigma\rho}+\tilde{F}^{\nu\rho}\overrightarrow{\partial}_\rho F_{\sigma k}\right]\overline{\Psi}\left(\gamma_\nu\hat{W}^k+\hat{W}^k\gamma_\nu\right)\overleftrightarrow{\partial}^\sigma\Psi. \tag{6}$$

В нерелятивистском приближении этот лагранжиан совпадает с лагранжианом работы [10]

$$L\left(\gamma_{E_2}\right)=-8\pi\gamma_{E_2}\chi^+E_{ik}H^i\hat{S}^k\chi, \tag{7}$$

где $E_{ik}=\frac{1}{2}\left(\partial_iE_k+\partial_kE_i\right)$, $\hat{S}^k=\frac{1}{2}\sigma^k$. Аналогичным образом можно убедиться, что

$$L\left(\gamma_{M_2}\right)=-\frac{i\pi\gamma_{M_2}}{m}\left[\tilde{F}^{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_k F_{\sigma\rho}+F^{\nu\rho}\overrightarrow{\partial}_\rho\tilde{F}_{\sigma k}\right]\overline{\Psi}\left(\gamma_\nu\hat{W}^k+\hat{W}^k\gamma_\nu\right)\overleftrightarrow{\partial}^\sigma\Psi, \tag{8}$$

который в нерелятивистском приближении принимает вид [10]

$$L\left(\gamma_{M_2}\right)=8\pi\gamma_{M_2}\chi^+H_{ki}\hat{S}^kE^i\chi, \qquad \text{где } H_{ki}=\frac{1}{2}\left(\partial_kH_i+\partial_iH_k\right).$$

Амплитуда комптоновского рассеяния, которая следует из лагранжиана (6), имеет вид:

$$M\left(\gamma_{E_2}\right)=\frac{i\pi\gamma_{E_2}}{m}\left[\varepsilon_{\nu\rho\alpha\beta}\left(\hat{e}_{2k}F_2^{\nu\rho}F_1^{\alpha\beta}-\hat{e}_{1k}F_1^{\nu\rho}F_2^{\alpha\beta}\right)+\right.$$
$$\left.+\varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_{2\rho}F^2_{\sigma k}F^1_{\alpha\beta}-k_{1\rho}F^1_{\sigma k}F^2_{\alpha\beta}\right)\right]P^\sigma\overline{U}^{(r_2)}\left(\gamma_\nu\hat{W}^k+\hat{W}^k\gamma_\nu\right)U^{(r_1)}, \tag{9}$$

В нерелятивистском приближении из (9) следует, что:

$$
\begin{aligned}
M\left(\gamma_{E_2}\right) = 2i\pi\gamma_{E_2}\chi_2^{+}\Big\{&\omega_1\left(\vec{\sigma}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right)\left(\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\left[\vec{k}_2\,\vec{k}_1\right]\right)+\omega_2\left(\vec{\sigma}\,\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\right)\left(\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\left[\vec{k}_2\,\vec{k}_1\right]\right)-\\
&-\omega_1\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_1\right)\left(\vec{k}_2\left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right)-\omega_2\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_2\right)\left(\vec{k}_1\left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right)\Big\}\chi_1.
\end{aligned}
\tag{10}
$$

Из явного вида этой амплитуды следует, что ее спиновая структура не совпадает со структурой $M\left(\gamma_{E_2}\right)$, приведенной в работах [10, 15]. Однако, если воспользоваться тождеством, которое содержится в [10]:

$$
\begin{aligned}
\left(\vec{\sigma}\left[\left[\vec{k}_2\,\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\right]\left[\vec{k}_1\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right]\right) &= \frac{1}{2}\left(\vec{\sigma}\,\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\right)\left(\vec{k}_2\left[\vec{k}_1\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right)+\frac{1}{2}\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_1\right)\left(\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\left[\vec{k}_2\,\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\right]\right)-\\
&-\left(\vec{\sigma}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right)\left(\vec{k}_1\left[\vec{k}_2\,\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\right]\right)-\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_2\right)\left(\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\left[\vec{k}_1\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right),
\end{aligned}
$$

то выражение (10) в приближении третьего порядка по энергии фотонов примет вид [10, 15]:

$$
\begin{aligned}
M\left(\gamma_{E_2}\right) = 2i\pi\omega^3\gamma_{E_2}\Big\{&\left(\vec{\sigma}\,\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\right)\left(\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\left[\vec{k}_2\,\vec{k}_1\right]\right)+\left(\vec{\sigma}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right)\left(\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\left[\vec{k}_2\,\vec{k}_1\right]\right)-\\
&-\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_1\right)\left(\vec{k}_2\left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right)-\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_2\right)\left(\vec{k}_1\left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right)\Big\}.
\end{aligned}
$$

Амплитуду комптоновского рассеяния в ковариантном формализме, используя (8), можно представить следующим образом:

$$
\begin{aligned}
M\left(\gamma_{M_2}\right) = -\frac{i\pi\gamma_{M_2}}{m}\Big[&\varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_{2k}F^{2}_{\alpha\beta}F^{1}_{\sigma\rho}-k_{1k}F^{1}_{\alpha\beta}F^{2}_{\sigma\rho}\right)+\\
&+\varepsilon_{\sigma k\alpha\beta}\left(-\hat{e}_{1\rho}F_2^{\nu\rho}F_1^{\alpha\beta}+\hat{e}_{2\rho}F_1^{\nu\rho}F_2^{\alpha\beta}\right)\Big].
\end{aligned}
\tag{11}
$$

Из (11) следует, что в системе покоя частицы и в приближении импульса отдачи получим:

$$
\begin{aligned}
M\left(\gamma_{M_2}\right) = -2i\pi\gamma_{M_2}\chi_2^{+}\Big\{&\omega_1\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_2\right)\left(\vec{k}_2\left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right)+\omega_2\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_1\right)\left(\vec{k}_1\left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right)-\\
&-\omega_2\left(\vec{k}_1\,\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\right)\left(\vec{\sigma}\left[\vec{k}_1\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right)-\omega_1\left(\vec{k}_2\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right)\left(\vec{\sigma}\left[\vec{k}_2\,\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\right]\right)\Big\}\chi_1.
\end{aligned}
\tag{12}
$$

По виду выражение (12) не совпадает со структурой $M\left(\gamma_{M_2}\right)$, приведенной в работах [10, 15]. В свою очередь, воспользовавшись тождеством [10]:

$$2\left(\vec{\sigma}\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)=\left(\vec{\sigma}\vec{k}_2\right)\left(\vec{k}_2\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)+\left(\vec{\sigma}\vec{k}_1\right)\left(\vec{k}_1\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)+$$
$$+\left(\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{k}_1\right)\left(\vec{\sigma}\left[\vec{k}_1\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)-\left(\vec{e}^{(\lambda_1)}\vec{k}_2\right)\left(\vec{\sigma}\left[\vec{k}_2\vec{e}^{(\lambda_2)*}\right]\right),$$

в третьем порядке по ω получим амплитуду [15]:

$$M\left(\gamma_{M_2}\right)=4i\pi\omega^3\gamma_{M_2}\chi_2^+\left\{\vec{\sigma}\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]-\left(\vec{\sigma}\hat{\vec{k}}_2\right)\left(\hat{\vec{k}}_2\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)-\right.$$
$$\left.-\left(\vec{\sigma}\hat{\vec{k}}_1\right)\left(\hat{\vec{k}}_1\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)\right\}, \qquad (13)$$

где $\hat{\vec{k}}_1=\dfrac{\vec{k}_1}{\omega_1}$ и $\hat{\vec{k}}_2=\dfrac{\vec{k}_2}{\omega_2}$.

Таким образом, амплитуда (13) согласуется с амплитудой, приведенной в [15].

По аналогии с лагранжианом (3) построим новый лагранжиан, с помощью которого будем определять вклады гираций (характеристик, связанных с несохранением четности) в амплитуду комптоновского рассеяния. Для этого достаточно в (3) сделать замену $\hat{W}_\kappa\rightarrow\frac{1}{m}\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\kappa$. В результате получим:

$$L=\frac{i\pi}{2m^2}\left(\varepsilon^{\mu\rho\kappa\delta}\right)\left[\delta_E F_{\nu\mu}\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\delta F_{\rho\sigma}+\delta_M\tilde{F}_{\nu\mu}\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\delta\tilde{F}_{\rho\sigma}\right]\overline{\Psi}\left[\left(\gamma^\nu\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\kappa\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\sigma\overset{\leftrightarrow}{\partial}^\sigma+\gamma^\sigma\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\kappa\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\nu\right)\right]\Psi, \qquad (14)$$

где δ_E и δ_M – электрическая и магнитная гирации. Амплитуда комптоновского рассеяния, которая получена на основании лагранжиана (14), в системе покоя мишени и в пренебрежении импульсом отдачи мишени, определяется так:

$$M=4\pi\omega_1\omega_2\chi_f^+\left\{\delta_E\left(\left(\vec{k}_1+\vec{k}_2\right)\cdot\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)+\delta_M\left(\left(\vec{k}_1+\vec{k}_2\right)\cdot\left[\vec{\Sigma}_2\vec{\Sigma}_1\right]\right)\right\}\chi_i, \qquad (15)$$

где $\vec{\Sigma}_2=\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{n}_2\right]$, $\vec{\Sigma}_1=\left[\vec{e}^{(\lambda_1)}\vec{n}_1\right]$. Соотношение (15) согласуется с низкоэнергетическим определением амплитуды, если тензоры поляризуемостей представить через δ_E и δ_M [16]:

$$\alpha_{ij}=\alpha_1\delta_{ij}+i\delta_E\varepsilon_{ijk}\partial_k, \qquad \beta_{ij}=\beta_1\delta_{ij}+i\delta_M\varepsilon_{ijk}\partial_k,$$

где производная ∂_κ действует на векторы напряженности электромагнитного поля.

Таким образом, из уравнений (10), (11) и (15) следует:

1) в обеих амплитудах выполняется условие перекрестной симметрии;

2) если в соотношениях (10) и (11) выполняется условие инвариантности относительно инверсии пространства, то в соотношении (15) это условие нарушается;

3) вклады гирации и спиновых дипольных поляризуемостей в амплитуду комптоновского рассеяния на нуклоне начинается с третьего порядка по энергии фотонов.

Заключение

В данной работе получен квантово-полевой релятивистски-инвариантный эффективный лагранжиан, учитывающий вклады спиновых поляризуемостей, обусловленных электромагнитными дипольными и квадрупольными моментами адронов.

На основе релятивистских свойств, P-преобразований, а также перекрестной симметрии и алгебры операторов спина, определены ковариантные спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния, согласующиеся с низкоэнергетическими теоремами.

Показано, что в предложенном эффективном теоретико-полевом подходе спиновые поляризуемости и гирации вносят вклад в разложение амплитуды комптоновского рассеяния начиная с третьего порядка по энергии фотонов.

Литература

1. Paz, G. An introduction to NRQED / G. Paz // [Electronic resource]. – 2015. – Mode of access: http://hep-ph/1503.07216. – Date of access: 24.03.2015.

2. Hill, R.J. The NRQED lagrangian at order $\frac{1}{M^4}$ / R.J. Hill, G. Lee, G. Paz, M.P. Solon // Phys. Rev. D. – 2013. – Vol. 87. – № 5. – P. 053017-1-13.

3. Bedaque, P.F. Parity violation in $\gamma \vec{p}$ Compton Scattering / P.F. Bedaque, M.J. Savage // Phys. Rev. C. – 2000. – Vol. 62. – P. 018501-1-6.

4. Gorchtein, M. Forward Compton Scattering with weak neutral current: constraints from sum rules / M. Gorchtein, X. Zhang // [Electronic resource]. – 2015. – Mode of access: http:// nucl-th/1501.0535. – Date of access: 22.01.2015.

5. Gorchtein, M. CP-violation in Compton Scattering / M. Gorchtein // Phys. Rev. C. – 2008. – Vol. 77. – P. 065501-1-6.

6. Carlson, C.E. Constraining off-shell effects using low-energy Compton scattering / C.E. Carlson, M. Vanderhaeghen // [Electronic resource]. – 2011. – Mode of access: http://physics.atom-ph/1109.3779. – Date of access: 04.10.2011.

7. Krupina, N. Separation of proton polarizabilities with the beam asymmetry of Compton scattering / N. Krupina, V. Pascalutsa // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol.110. – № 26. – P. 262001-1-4.

8. Damashek, M. Forward Compton scattering / M. Damashek, F.J. Gilman // Phys. Rev. – 1970. – Vol. D1. – № 6. – P. 1319–1332.

9. Петрунькин, В.А. Электрическая и магнитная поляризуемости адронов /В.А. Петрунькин // ЭЧАЯ. – 1981. – Т. 12. – Вып. 3. – С. 692–753.

10. Low-energy Compton scattering of polarized photons on polarized nucleons / D. Babusci [et al.] // Phys. Rev. – 1998. – Vol. C58. – № 2. – P. 1013–1041.

11. Андреев, В.В. Ковариантное представление спиновых поляризуемостей нуклона / В.В. Андреев, О.М. Дерюжкова, Н.В. Максименко // Проблемы физики, математики и техники. – 2014. – № 3(20). – С. 7–12.

12. Андреев, В.В. Поляризуемость элементарных частиц в теоретико-полевом подходе / В.В. Андреев, Н.В. Максименко // Проблемы физики, математики и техники. – 2011. – № 4(9). – С. 7–11.

13. Andreev, V.V. Covariant equations of motion of a spin ½ particle in an electromagnetic field with allowance for polarizabilities / V.V. Andreev, O.M. Deryuzhkova, N.V. Maksimenko // Russ. Phys. Journ. – 2014. – Vol. 56. – № 9. – P. 1069–1075.

14. Андреев, В.В. Дипольные спиновые поляризуемости и гирации нуклона / В.В. Андреев, О.М. Дерюжкова, Н.В. Максименко // Известия Гомельского госуниверситета. – 2015. – № 6 (93). – С. 106–111.

15. Levchuk, M.I. Deuteron Compton scattering below pion photoproduction threshold / M.I. Levchuk, A.I. L'vov // Nucl. Phys. – 2000. – Vol. A674. – P. 449–492.

16. Федоров, Ф.И. Теория гиротропии / Ф.И. Федоров. – Минск : Наука и техника, 1976. – 456 с.