Проблемы физики, математики и техники, № 4 (9), 2011

УДК 530.1; 539.12

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ В ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВОМ ПОДХОДЕ

В.В. Андреев, Н.В. Максименко

Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель

POLARIZABILITY OF ELEMENTARY PARTICLES IN THE THEORETICAL-FIELD APPROACH

V.V. Andreev, N.V. Maksimenko

F. Scorina Gomel State University, Gomel

На основе теоретико-полевого подхода и решений электродинамических уравнений ковариантным методом функций Грина получены лагранжианы и амплитуды комптоновского рассеяния на пионе и нуклоне с учетом электрической и магнитной поляризуемостей. Проведен расчет магнитной и электрической квазистатических поляризуемостей для спинорной частицы с использованием методики вычисления матричных элементов комптоновского рассеяния.

Ключевые слова: *поляризуемость, лагранжиан, комптоновское рассеяние, функция Грина.*

The effective Lagrangians and amplitudes of Compton scattering on pion and nucleon with the account of electric and magnetic polarizabilities are obtained on the basis of the theoretical-field approach and solutions of electrodynamic equations by means of Green functions covariant method. Calculations of magnetic and electric quasi-static polarizabilities of spinor particle were evaluated on the basis of matrix elements calculation for Compton scattering amplitudes.

Keywords: *polarizability, Lagrangian, Compton scattering, Green function.*

Введение

При описании взаимодействия электромагнитного поля со средами с определенными физическими свойствами эффективно использовались ковариантные теоретико-полевые методы [1]. В свою очередь, такие элементарные частицы, как адроны, также являются структурными объектами. Поэтому фундаментальные оптические характеристики, такие как электрическая и магнитная поляризуемости, естественным образом возникают при описании взаимодействия низкоэнергетического электромагнитного поля с адронами [2]–[4].

Одной из сложных задач, возникающих при исследовании таких характеристик, является последовательное ковариантное описание вкладов поляризуемостей в амплитуды и сечения электродинамических процессов на адронах. Подобную проблему можно решить, построив теоретико-полевой ковариантный формализм взаимодействия электромагнитного поля с адронами с учетом их поляризуемостей.

На протяжении многих лет Ф.И. Федоровым, Л.Г. Морозом и их учениками активно развивались ковариантные методы получения лагранжианов и уравнений взаимодействия электромагнитного поля с адронами, в которых электромагнитные характеристики этих частиц являются основополагающими [5]–[9]. В рамках нерелятивистской электродинамики в монографии [10] проведено построение амплитуд и сечений с учетом поляризуемости ядер.

Цель работы: получить в рамках ковариантного теоретико-полевого подхода лагранжиан, тензор энергии-импульса и уравнения взаимодействия электромагнитного поля с адронами спина 0 и $1/2$ с учетом поляризуемостей.

В работе также вычисляются структуры, которые аналогичны поляризуемостям, но возникающие не за счет сильных взаимодействий. Анализируется их возможный вклад в поляризуемости адронов.

1 Ковариантное представление амплитуды комптоновского рассеяния на π-мезоне с учетом вклада поляризуемостей

Для определения низкоэнергетической части амплитуды комптоновского рассеяния (АКР) на π-мезоне с учетом его поляризуемостей воспользуемся ковариантным формализмом Лагранжа. Из низкоэнергетической теоремы следует, что АКР в области низких энергий определяется борновской частью, а также вкладом поляризуемостей и среднеквадратичного радиуса мезона.

Определим лагранжиан взаимодействия электромагнитного поля со структурной частицей с учетом поляризуемостей следующим образом:

$$L = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \partial_{\mu}\phi^{+}\partial^{\mu}\phi - \\ -m^{2}\left(\phi^{+}\phi\right) + L_{I}^{(e)} + L_{I}^{(\alpha)}. \tag{1.1}$$

В уравнении (1.1) введены обозначения:

$$L_I^{(e)} = j_\mu A^\mu + e^2 A^2 (\phi^+ \phi),$$
$$L_I^{(\alpha)} = \left[L^{\mu\nu}(\overleftarrow{P}, \overleftarrow{M}, \vec{\partial}) + L^{\mu\nu}(\overleftarrow{\partial}, \vec{P}, \overrightarrow{M}) \right] F_{\mu\nu}, \quad (1.2)$$

где $\vec{P}$ и $\overrightarrow{M}$ – операторы электрической и магнитной поляризаций структурной частицы и

$$L^{\mu\nu}(\overleftarrow{P}, \overleftarrow{M}, \vec{\partial}) = -\frac{i}{4m} \left\langle \left(\overleftarrow{P}^\mu \vec{\partial}^\nu - \overleftarrow{P}^\nu \vec{\partial}^\mu \right) + \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \overleftarrow{M}_\rho \vec{\partial}_\sigma \right\rangle,$$
$$L^{\mu\nu}(\overleftarrow{\partial}, \vec{P}, \overrightarrow{M}) = -\frac{i}{4m} \left\langle \left(\overleftarrow{\partial}^\nu \vec{P}^\mu - \overleftarrow{\partial}^\mu \vec{P}^\nu \right) + \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \overleftarrow{\partial}_\sigma \overrightarrow{M}_\rho \right\rangle.$$

Стрелки указывают направления действия операторов (производных) на волновые функции π-мезона $\phi(x)$, а сокращенная запись $\langle \ \rangle$ подразумевает следующее: $\left\langle \widehat{Q} \right\rangle = \phi^\dagger(x) \widehat{Q} \phi(x)$.

Выражение (1.2) согласовано с классическим определением взаимодействия электромагнитного поля с частицей с учетом ее электрической и магнитной поляризаций [11], [12].

Воспользуемся уравнениями Лагранжа-Эйлера для того, чтобы найти уравнения движения структурной заряженной частицы спина 0 в электромагнитном поле. В итоге приходим к соотношению

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2)\phi(x) = -\left(\widehat{V}^{(e)}(x) + \widehat{V}^{(\alpha)}(x) \right) \phi(x), \quad (1.3)$$

где

$$\widehat{V}^{(e)}(x) + \widehat{V}^{(\alpha)}(x) = \partial_\nu \left(ieA^\nu + \widehat{\pi}_I^{(\alpha)\nu} \right) + ieA^\nu \partial_\nu - e^2 A^2,$$
$$\widehat{\pi}_I^{(\alpha)\nu} = \frac{\partial}{\partial(\partial_\nu \phi^\dagger)} \left[L^{\rho\sigma}(\overleftarrow{P}, \overleftarrow{M}, \vec{\partial}) + \right.$$
$$\left. + L^{\rho\sigma}(\overleftarrow{\partial}, \vec{P}, \overrightarrow{M}) \right] F_{\rho\sigma}. \quad (1.4)$$

Соотношения выше позволяют нам вычислить АКР на π-мезоне с учетом поляризуемостей. Для этого определим S-матричные элементы согласно работам [13], [14]:

$$S_{fi} = \left\langle f_p(x'), \int d^4x \Delta^c(x'-x) \Big|_{t=+\infty} \widehat{V}^{(\alpha)}(x) f_p(x) \right\rangle =$$
$$= (-i) \int d^4x f_p^*(x) \widehat{V}^{(\alpha)}(x) f_p(x) \quad (1.5)$$

с $\Delta^c(x'-x)$ – функцией Грина и с волновыми функциями мезонов в виде плоских волн

$$f_p(x) = \frac{\exp(-ipx)}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{2E_p}}.$$

Далее, используя асимптотические условия, в которых пренебрегается взаимодействиями при $t = \pm\infty$ для S-матричных элементов (1.5), находим, что

$$S_{fi} = i \int d^4x \partial_\mu f_p^*(x) \widehat{\pi}_I^{(\alpha)\mu} =$$
$$= \int d^4x \left\langle \left[L^{\mu\nu}(\overleftarrow{P}, \overleftarrow{M}, \vec{\partial}) + L^{\mu\nu}(\overleftarrow{\partial}, \vec{P}, \overrightarrow{M}) \right] F_{\mu\nu} \right\rangle.$$

Для операторов электрической и магнитной поляризаций структурной частицы $\vec{P}$ и $\overrightarrow{M}$ нами предлагается использовать выражения:

$$\vec{P} = 4\pi\alpha_E F^{\mu\rho}(i\vec{\partial}_\rho), \quad \overrightarrow{M} = 4\pi\beta_M \tilde{F}_{\mu\rho}(i\vec{\partial}^\rho),$$

где α_E и β_M – электрическая и магнитная поляризуемости π-мезона, а тензор

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = 1/2\, \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\rho\sigma}.$$

Тогда для S-матричного элемента получим:

$$S_{fi} = i\frac{2\pi}{m} \int d^4x \left[\left\langle \overleftarrow{\partial}_\rho \vec{\partial}^\nu \right\rangle + \left\langle \overleftarrow{\partial}^\nu \vec{\partial}_\rho \right\rangle \right] \times$$
$$\times \left[\alpha_E F^{\mu\rho} F_{\mu\nu} + \beta_M \tilde{F}^{\mu\rho} \tilde{F}_{\mu\nu} \right]. \quad (1.6)$$

Используя соотношение

$$\tilde{F}^{\mu\rho} \tilde{F}_{\mu\nu} = \left(F^{\mu\rho} F_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_\nu^\rho F^2 \right),$$

уравнение (1.6) можно представить в виде [15]:

$$S_{fi} = i\frac{2\pi}{m} \int d^4x \left[\left\langle \overleftarrow{\partial}_\rho \vec{\partial}^\nu \right\rangle + \left\langle \overleftarrow{\partial}^\nu \vec{\partial}_\rho \right\rangle \right] \times$$
$$\times \left[(\alpha_E + \beta_M) F^{\mu\rho} F_{\mu\nu} - \frac{\beta_M}{2} \delta_\nu^\rho F^2 \right]. \quad (1.7)$$

В импульсном представлении амплитуда (1.7) после выделения нормировочных множителей запишется следующим образом:

$$S_{fi} = \frac{(-i)(2\pi)^4 \delta(k_1 + p_1 - k_2 - p_2)}{(2\pi)^6 \sqrt{16\omega_1\omega_2 E_1 E_2}} M \quad (1.8)$$

с матрицей M:

$$M = -\frac{2\pi}{m} \left(p_{2\nu} p_1^\mu + p_2^\mu p_{1\nu} \right) \left[(\alpha_E + \beta_M) \times \right.$$
$$\left. \times \left(F_{\mu\rho}^{(2)} F_{(1)}^{\rho\nu} + F_{\mu\rho}^{(1)} F_{(2)}^{\rho\nu} \right) - \beta_M \delta_\mu^\nu F_{(2)}^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^{(1)} \right]. \quad (1.9)$$

В соотношениях (1.8) и (1.9) использованы обозначения:

$$F_{(1)}^{\mu\nu} = k_1^\mu e_{\lambda_1}^\nu - k_1^\nu e_{\lambda_1}^\mu; \quad F_{(2)}^{\mu\nu} = k_2^\mu e_{\lambda_2}^\nu - k_2^\nu e_{\lambda_2}^\mu;$$

$k_{1,2}$ – 4-импульсы фотонов с энергиями $\omega_{1,2}$ и векторами поляризаций $e_{\lambda_{1,2}}$ соответственно.

Ковариантное уравнение (1.9) является калибровочно-инвариантным выражением для АКР на частице спина 0 с учетом поляризуемостей.

2 Ковариантное представление АКР на нуклоне с учетом вклада поляризуемостей

Определим лагранжиан взаимодействия электромагнитного поля с частицей спина 1/2 (для определенности с нуклоном) следующим образом:

$$L(x) = -\frac{1}{4} F^2 +$$
$$+ \frac{1}{2} \overline{\Psi}(x) \left[\left(i\vec{\partial} - m \right) - e\widehat{A} - \frac{1}{4} \overleftarrow{L}^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right] \Psi(x) -$$
$$- \frac{1}{2} \overline{\Psi}(x) \left[\left(i\overleftarrow{\partial} + m \right) + e\widehat{A} + \frac{1}{4} \overrightarrow{L}^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right] \Psi(x), \quad (2.1)$$

где

$$\overleftarrow{L}^{\mu\nu} = -\frac{i}{m} \left[\left(\overleftarrow{P}^\mu \vec{\partial}^\nu - \overleftarrow{P}^\nu \vec{\partial}^\mu \right) + \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \overleftarrow{M}_\rho \vec{\partial}_\sigma \right], \quad (2.2)$$
$$\overrightarrow{L}^{\mu\nu} = \frac{i}{m} \left[\left(\overleftarrow{\partial}^\nu \vec{P}^\mu - \overleftarrow{\partial}^\mu \vec{P}^\nu \right) + \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \overleftarrow{\partial}_\sigma \overrightarrow{M}_\rho \right]. \quad (2.3)$$

Так же как и в предыдущем случае, используя уравнения Лагранжа-Эйлера и лагранжиан (2.1), приходим к уравнениям:

$$\left[\left(i\vec{\partial}-m\right)-e\hat{A}-\frac{1}{4}\overline{L}^{\mu\nu}F_{\mu\nu}\right]\Psi(x)=0,$$

$$\overline{\Psi}(x)\left[\left(i\overleftarrow{\partial}+m\right)+e\hat{A}+\frac{1}{4}\overline{L}^{\mu\nu}F_{\mu\nu}\right]=0.$$

Чтобы получить согласование с низкоэнергетическим представлением амплитуды комптоновского рассеяния на нуклоне, операторы поляризации частицы определим следующим образом:

$$\widehat{P}^{\mu}=4\pi\alpha_E F^{\mu\nu}\gamma_\nu,\quad \widehat{M}^{\mu}=4\pi\beta_M\tilde{F}^{\mu\nu}\gamma_\nu,$$

где α_E и β_M – электрическая и магнитная поляризуемости нуклона.

С помощью уравнений (2.1)–(2.3) найдем лагранжиан взаимодействия L_I

$$L_I(x)=\frac{2\pi}{m}\left[\alpha_E F_{\mu\nu}F^{\mu}_{\rho}+\beta_M\tilde{F}_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu}_{\rho}\right]\theta^{\nu\rho},\quad(2.4)$$

где

$$\theta^{\nu\rho}=\frac{i}{2}\overline{\Psi}(x)\partial^{\nu}\gamma^{\rho}\Psi(x).$$

Тогда на основе определения S-матрицы рассеяния через лагранжиан взаимодействия L_I

$$\hat{S}=i\int L_I(x)d^4x$$

можно рассчитать дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на угол $\theta=0$ в лабораторной системе отсчета с точностью до ω^2:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{\alpha_{QED}}{m}\left[\frac{\alpha_{QED}}{m}-2\omega^2(\alpha_E+\beta_M)\right],\quad(2.5)$$

где ω – частота излучения и $\alpha_{QED}=e^2/(4\pi)$. Выражение (2.5) совпадет с раннее известными для случая $\kappa_N=0$ (см., например, [16]), что подтверждает правильность разработанной в данной статье методики построения лагранжиана с учетом поляризуемостей.

3 Тензоры энергии-импульса взаимодействия электромагнитного поля спина 1/2 *с учетом электрической поляризуемости*

В электродинамике при описании взаимодействия электромагнитного поля с заряженной частицей спина 1/2 используется лагранжиан [17], [18]:

$$L=-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}+\frac{i}{2}\overline{\Psi}\overrightarrow{D}\Psi-\frac{i}{2}\overline{\Psi}\overleftarrow{D}\Psi-m\overline{\Psi}\Psi,\quad(3.1)$$

где

$$\overrightarrow{D}_\mu=\vec{\partial}_\mu-ieA_\mu \text{ и } \overleftarrow{D}_\mu=\overleftarrow{\partial}_\mu+ieA_\mu.$$

Соответствующие (3.1) уравнения Лагранжа-Эйлера имеют вид:

$$\left(i\overrightarrow{D}-m\right)\Psi=0,\quad \overline{\Psi}\left(i\overleftarrow{D}+m\right)=0,\quad(3.2)$$

$$\partial_\mu F^{\mu\nu}=j^{\mu}\equiv\overline{\Psi}\gamma^{\mu}\Psi.\quad(3.3)$$

Канонический и метрический тензоры энергии-импульса выражаются через операторы полей [18]:

$$T^{(can)}_{\mu\nu}=-F_{\mu\rho}\partial_\nu A^{\rho}+\frac{1}{4}g_{\mu\nu}F_{\rho\sigma}F^{\rho\sigma}+\tilde{\theta}_{\mu\nu},\quad(3.4)$$

$$\begin{aligned}T^{(metr)}_{\mu\nu}&=F_{\mu\rho}F^{\rho}_{\nu}+\frac{1}{4}g_{\mu\nu}F_{\rho\sigma}F^{\rho\sigma}+\\&+\tilde{\theta}_{\mu\nu}-\frac{1}{2}\left(j_\mu A_\nu+j_\nu A_\mu\right),\end{aligned}\quad(3.5)$$

где

$$\tilde{\theta}_{\mu\nu}=\left(\theta_{\mu\nu}+\theta_{\nu\mu}\right),\quad \theta_{\mu\nu}=\frac{i}{2}\overline{\Psi}\gamma^{\mu}\partial_\nu\Psi.\quad(3.6)$$

Проделаем аналогичные построения лагранжиана, но уже для частицы, имеющей электрическую поляризуемость α_E ($\beta_M=0$). Для этого объединим лагранжианы (2.4) и (3.1)

$$L=-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}+\frac{i}{2}\overline{\Psi}\overrightarrow{D}'\Psi-\frac{i}{2}\overline{\Psi}\overleftarrow{D}'\Psi-m\overline{\Psi}\Psi,\quad(3.7)$$

в котором операторы D переопределены с учетом поляризуемости

$$\overrightarrow{D}'_\mu=\left(g_{\mu\nu}+\frac{2\pi\alpha_E}{m}F_{\sigma\nu}F^{\sigma}_{\mu}\right)\vec{\partial}^{\nu}-ieA_\mu,$$

$$\overleftarrow{D}'_\mu=\overleftarrow{\partial}^{\nu}\left(g_{\mu\nu}+\frac{2\pi\alpha_E}{m}F^{\sigma}_{\mu}F_{\sigma\nu}\right)+ieA_\mu.\quad(3.8)$$

Следуя методике, с помощью которой были получены выражения (3.4) и (3.5), найдем метрический тензор энергии-импульса с учетом поляризуемости частицы спина 1/2 :

$$\begin{aligned}T^{\mu\nu}_{(metr)}&=F^{\mu\rho}F^{\nu}_{\rho}+\frac{1}{4}g^{\mu\nu}F_{\rho\sigma}F^{\rho\sigma}-\\&-\frac{1}{2}\left(j_\mu A_\nu+j_\nu A_\mu\right)+T^{\mu\nu}_{I},\end{aligned}\quad(3.9)$$

где

$$T^{\mu\nu}_{I}=J^{\mu\rho}F^{\nu}_{\rho}+\frac{g^{\mu\nu}}{4}F_{\rho\sigma}J^{\rho\sigma},\quad(3.10)$$

а вспомогательный тензор J пропорционален электрической поляризуемости

$$J^{\rho\sigma}=-\frac{4\pi\alpha_E}{m}\left(F^{\rho}_{\mu}\tilde{\theta}^{\mu\sigma}-F^{\sigma}_{\mu}\tilde{\theta}^{\mu\rho}\right).\quad(3.11)$$

Из соотношений (3.10) и (3.11) следует, что при взаимодействии электромагнитного поля с частицей большой массы плотность энергии переходит в классическое выражение при $\beta_M=0$ [16]:

$$T^{00}=-2\pi\alpha_E\mathbf{E}^2,\quad(3.12)$$

где $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля.

4 Квазистатические поляризуемости частиц спина 1/2 *в КЭД*

Интересной особенностью частиц, не имеющих структуру за счет сильных взаимодействий (поляризуемости, среднеквадратичный радиус и др.), является наличие аналогичных характеристик, но за счет электромагнитных или слабых взаимодействий. Так, хорошо известно, что аномальный магнитный момент электрона «индицируется» высшими порядками теории возмущений, в то время как у протона он имеется изначально.

В данном разделе найдем квазистатические поляризуемости бесструктурных фермионов, которые возникают в комптоновском рассеянии за счет высших порядков.

Хорошо известно, что в общем случае АКР T вперед ($\theta = 0$) и назад ($\theta = \pi$) с точностью до ω^2 запишутся в виде:

$$T_{\lambda,\sigma}^{\lambda',\sigma'}(\theta = 0) = 8\pi m_f \omega^2 \left(\alpha_E + \beta_M\right)\delta_{\lambda,\lambda'}\delta_{\sigma,\sigma'}, \quad (4.1)$$

$$T_{\lambda,\sigma}^{\lambda',\sigma'}(\theta = \pi) = 8\pi m_f \omega^2 \left(\alpha_E - \beta_M\right)\lambda\delta_{-\lambda,\lambda'}\delta_{\sigma,-\sigma'}. \quad (4.2)$$

Здесь λ и λ' – спиральности начального и конечного фермионов со спиральностями λ и λ' соответственно; σ, σ' – спиральности входящего и исходящего фотонов; m_f – масса фермиона.

С другой стороны, существует возможность рассчитать матричные элементы и, соответственно, амплитуду комптоновского рассеяния в рамках КЭД, включая следующий за борновским порядок теории возмущений по константе α_{QED} (см., например, [19], [20]). В работах [21], [22] разработана методика вычисления поляризуемостей фермионов в рамках квантово-полевых моделей и теорий, путем сравнения соответствующих матричных элементов.

Итогом этой процедуры в данном случае являются соотношения:

$$\alpha_E^{q-s} + \beta_M^{q-s} = \frac{\alpha_{QED}^2}{3\pi m_f^3}\frac{11}{6} + \frac{8\alpha_{QED}^2}{3\pi m_f^3} ln\left(\frac{2\omega}{m_f}\right), \quad (4.3)$$

$$\alpha_E^{q-s} - \beta_M^{q-s} = -\frac{\alpha_{QED}^2}{3\pi m_f^3}\frac{59}{6} + \frac{4\alpha_{QED}^2}{3\pi m_f^3} ln\left(\frac{2\omega}{\lambda}\right), \quad (4.4)$$

где параметр λ представляет собой бесконечно малую массу фотона.

Отметим следующий факт: в силу того что структуры, аналогичные поляризуемостям, появляются за счет электромагнитных взаимодействий, имеет смысл говорить о полученных выше величинах как о неких «квазиполяризуемостях», которые представляют собой поправки к поляризуемостям в общем случае. По этой причине для них и введены обозначения α_E^{q-s}, β_M^{q-s}.

Как следует из (4.3) и (4.4), квазистатические поляризуемости помимо постоянных членов, содержат и неаналитические слагаемые $\sim ln\omega$, которые расходятся в томпсоновском пределе ($\omega \to 0$). Именно вышеуказанное свойство и послужило причиной того, что в работах [23], [24] структуры (4.3) и (4.4) были названы квазистатическими поляризуемостями.

Уравнение (4.3) совпадает с выражением, полученным в работах [23], [24], а формула (4.4) получена впервые. И если в работе [23] методика потребовала значительных усилий по расчету сечений и взятия интегралов в правиле сумм Балдина [3], то в предлагаемой методике процедура фактически свелась к разложению выражений матричных элементов по частоте фотона ω.

Из соотношений (4.3) и (4.4) легко найти электрическую (α_E^{q-s}) и магнитную (β_M^{q-s}) квазистатические поляризуемости и оценить их вклад в поляризуемости «дираковского» протона (точечный фермион с нулевым аномальным магнитным моментом).

Полагая $m_f = m_p$, а параметр $\omega = 0{,}1 \cdot m_p$, находим, что

$$\alpha_E^{q-s} + \beta_M^{q-s} \approx -5{,}8 \times 10^{-7}\,\text{Фм}^3. \quad (4.5)$$

Сравнивая полученный результат с экспериментальными данными [25]:

$$\alpha_E^{(p)} + \beta_E^{(p)} = \left(13{,}8 \pm 0{,}4\right)\times 10^{-4}\,\text{Фм}^3,$$

можно заметить, что вклад данных поправок мал и не превышает даже экспериментальных ошибок.

Заключение

На основе теоретико-полевого подхода и решений электродинамических уравнений методом функции Грина получены в ковариантной форме лагранжианы и амплитуды комптоновского рассеяния на пионе и нуклоне с учетом их поляризуемостей.

Установлено, что в случае пиона операторы электрической и магнитной поляризаций структурной частицы $\vec{P}$ и $\vec{M}$ определяются через тензоры электромагнитного поля:

$$\vec{P}^{\mu} = 4\pi\alpha_E F^{\mu\rho}(i\vec{\partial}_{\rho}) \text{ и } \vec{M} = 4\pi\beta_M \tilde{F}_{\mu\rho}(i\vec{\partial}^{\rho})$$

для адронов спина 0 и

$$\hat{P}^{\mu} = 4\pi\alpha_E F^{\mu\nu}\gamma_{\nu}, \quad \hat{M}^{\mu} = 4\pi\beta_M \tilde{F}^{\mu\nu}\gamma_{\nu}$$

адронов спина $1/2$.

Выполнено релятивистское обобщение подхода [10] для получения АКР на скалярных и спинорных частицах с учетом их поляризуемостей. Получены соответствующие тензоры энергии-импульса взаимодействия электромагнитного поля с адронами спина 1/2.

Показано, что разработанный ковариантный формализм Лагранжа для взаимодействия электромагнитного поля с адронами согласуется с низкоэнергетической теоремой комптоновского рассеяния как для спина 0, так и для спина $1/2$.

На основе оригинальной методики воспроизведен известный результат для комбинации квазистатических поляризуемостей $\alpha_E^{q-s} + \beta_M^{q-s}$ в рамках КЭД и получено новое выражение для $\alpha_E^{q-s} - \beta_M^{q-s}$. Несомненным достоинством методики выделения «поляризуемостей», упомянутой в разделе 4, является ее относительная простота. Данный подход открывает более широкие возможности для изучения внутренней структуры нуклонов и может быть применен в рамках различных квантово-полевых теорий и моделей.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бокуть, Б.В.* О сохранении момента импульса электромагнитного излучения в оптически активных средах / Б.В. Бокуть, А.Н. Сердюков // ЖПС. – 1970. – Т. XII. – Вып. 1. – С. 139–141.

2. *Klein, A.* Low-energy theorems for renormalizable field theories / A. Klein // Phys. Rev. – 1955. – Vol. 99. – P. 998–1008.

3. *Baldin, A.M.* Polarizability of nucleons / A.M. Baldin // Nucl. Phys. – 1960. – Vol. C18. – P. 310–317.

4. *Петрунькин, В.А.* Рассеяние фотонов малой энергии на системе со спином 1/2 / В.А. Петрунькин // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 40. – № 4. – С. 1148–1154.

5. *Мороз, Л.Г.* Матрица рассеяния с учетом взаимодействия Паули / Л.Г. Мороз, Ф.И. Федоров // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 39. – Вып. 2. – С. 293–303.

6. *Крылов, Б.В.* Спиновые частицы в поле плоской электромагнитной волны / Б.В. Крылов, А.Ф. Радюк, Ф.И. Федоров // Препринт АН БССР. Ин-т физики. – 1976. – № 113. – 60 с.

7. *Максименко, Н. В.* Поляризуемость и гирация элементарных частиц / Н.В. Максименко, Л.Г. Мороз // Вопросы атомной науки и техники. Серия: общая и ядерная физика. – 1979. – № 4 (10). – С. 26–27.

8. *Левчук, М. И.* Гирация нуклона как одна из характеристик его электромагнитной структуры / М.И. Левчук, Л.Г. Мороз // Весцi АН БССР. Сер. фiз.-мат. наук. – 1985. – № 1. – С. 45–54.

9. *Андреев, В.В.* Поляризуемости псевдоскалярных мезонов в пуанкаре-ковариантной кварковой модели / В.В. Андреев, Н.В. Максименко // Веснiк Брэсцкага ўнiверсiтэта. Сер. Прыродазнаўчых навук. – 2009. – № 2 (33). – С. 36–45.

10. *Барышевский, В.Г.* Ядерная оптика поляризованных сред / В.Г. Барышевский. –М. : Энергоатомиздат , 1995. – 315 с.

11. *де Гроот, С.Р.* Электродинамика / С.Р. де Гроот, Л.Г. Сатторп. – М. : Наука, 1982. – 560 с.

12. *Anandan, J.S.* Classical and quantum interaction of the dipole / J.S. Anandan // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 85. – P. 1354–1357.

13. *Богуш, А.А.* Введение в теорию классических полей / А.А. Богуш, Л. Мороз. – Минск : Наука и техника , 1968. – 387 с.

14. *Богуш, А. А.* Введение в калибровочную полевую теорию электрослабых взаимодействий / А. А. Богуш. – Минск : Наука и техника, 1987. – 359 с.

15. *Максименко, Н.В.* Низкоэнергетическое комптоновское рассеяние и поляризуемость адронов спина 0 в калибровочно –инвариантном подходе / Н.В. Максименко, Е.В. Вакулина // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 7. – С. 84–88.

16. *Петрунькин, В.А.* Электрическая и магнитная поляризуемости адронов / В.А. Петрунькин // ЭЧАЯ. – 1981. – Т. 12. – С. 692–753.

17. *Бьеркен, Д.Д.* Релятивистская квантовая теория: в 2 т. / Д.Д. Бьеркен, С.Д. Дрелл. – М. : Наука, 1978. – Т.1: Релятивистская квантовая механика. – 296 с.

18. *Полубаринов, И.В.* Уравнения квантовой электродинамики / И.В. Полубаринов // ЭЧАЯ. – 2003. – Т. 32.– Вып. 3. – С. 738–811.

19. *Tsai, W.-Y.* Compton scattering. ii. differential cross-sections and left-right asymmetry / W.-Y. Tsai, L. L. Deraad, K. A. Milton // Phys. Rev. – 1972. – Vol. D6. – P. 1428–1438.

20. *Denner, A.* Complete O(alpha) QED corrections to polarized Compton scattering / A. Denner, S. Dittmaier // Nucl. Phys. –1999. – Vol. B540. – P. 58–86.

21. *Андреев, В.В.* Электрические и магнитные квазистатические поляризуемости спинорной частицы в КЭД / В.В. Андреев, А.М. Сейтлиев // В сб. науч. трудов «Ковариантные методы в теоретической физике. Физика элементарных частиц и теория относительности» / под ред. Ю.А. Курочкина [и др.] Институт физики НАН Беларуси. – Вып. 7. – Минск : Институт физики НАН Беларуси, 2011. – С. 8–15.

22. *Андреев, В.В.* Инвариантные амплитуды комптоновского рассеяния в КЭД / В.В. Андреев, А.М. Сейтлиев // Весцi НАН Беларусi. Сер.фiз.-мат. навук. – 2011. – 3. – С. 60–65.

23. *Llanta, E.* Polarizability sum rules in QED / E. Llanta, R. Tarrach // Phys.Lett. – 1978. – Vol. B78. – P. 586– 589.

24. *Holstein, B.R.* Sum rules for magnetic moments and polarizabilities in QED and chiral effective-field theory / B.R. Holstein, V. Pascalutsa, M. Vanderhaeghen // Phys. Rev. – 2005. – Vol. D72, № 9. –P. 094014.

25. *Review of Particle Physics* / K. Nakamura [et al.] // Journal of Physics G. – 2010. – Vol. 37. – P. 075021.

Поступила в редакцию 17.11.11.