УДК 530.1, 539.12

АМПЛИТУДА КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА АДРОНАХ СПИНА 1 С УЧЕТОМ СПИНОВЫХ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ

Е.В. Вакулина[1], **Н.В. Максименко**[2]

[1]*Брянский государственный университет им. И.Г. Петровского, Новозыбков*
[2]*Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины*

AMPLITUDE OF COMPUTON SCATTERING ON HADRONS OF SPIN 1 WITH ACCOUNT OF SPIN POLARIZABLES

E.V. Vakulina[1], **N.V. Maksimenko**[2]

[1]*I.G. Petrovsky Bryansk State University, Novozibkov*
[2]*F. Scorina Gomel State University*

В рамках формализма Даффина – Кеммера – Петью получены в ковариантной форме лагранжианы двухфотонных взаимодействий с адронами спина 1 с учетом спиновых поляризуемостей, которые характерны для частиц спина ½. На основе этих лагранжианов вычислены ковариантные спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния на адронах спина 1. Установлено, что в низкоэнергетическом приближении спиновые поляризуемости вносят вклад в амплитуду комптоновского рассеяния в третьем порядке по энергии фотонов. Определены тензорно-ковариантные структуры амплитуды рассеяния вперед, которые вносят вклад в спиновые поляризуемости адронов спина 1.

Ключевые слова: *адроны*, *поляризуемость*, *лагранжиан*, *комптоновское рассеяние.*

Within the framework of the Duffin – Kemmer – Petu formalism the Lagrangians of two-photon interactions with spin 1 hadrons are obtained in covariant form, taking into account the spin-new polarizabilities that are characteristic of spin ½ particles. On the basis of these Lagrangians, the covariant spin structures of the Compton scattering amplitude for spin 1 hadrons have been calculated. It is established that in the low-energy approximation the spin polarizabilities contribute to the Compton scattering amplitude in third order in the photon energy. The tensor-covariant structures of the forward scattering amplitude that contribute to the spin polarizabilities of spin 1 hadrons are determined.

Keywords: *hadrons*, *polarizability*, *Lagrangian*, *Compton scattering.*

Введение

Правила сумм устанавливают модельно независимую связь экспериментально измеряемых электромагнитных характеристик, куда входят и поляризуемости, связанные со структурными свойствами адронов. В основе их выводов лежат общие принципы квантовой теории поля, такие, например, как унитарность, причинность, симметрии относительно преобразований Лоренца и калибровочных преобразований.

Как свидетельствуют правила сумм для спиновых поляризуемостей нуклона, необходимо определить вклад всех, феноменологически установленных спиновых поляризуемостей в амплитуду комптоновского рассеяния вперед [1]–[3].

Особенности взаимодействия электромагнитного поля с векторными частицами, обладающими электромагнитными характеристиками, более аргументированно и полно могут быть представлены в формализме Даффина – Кеммера – Петью (ДКП) [4].

Однако для практического использования вкладов спиновых поляризуемостей в спиральные амплитуды и сечения рассеяния общепринято использование спиновых структур в ковариантной тензорной форме [5].

Определение эффективных лагранжианов и амплитуды комптоновского рассеяния на частице спина 1 в формализме ДКП позволяет использовать соответствие, между поляризуемостями частиц спина ½ и спина 1, что способствует более полному описанию особенностей этих поляризуемостей [6].

Для усовершенствования методов фитирования экспериментальных данных по комптоновскому рассеянию на адронах, с целью получения численных значений о поляризуемостях в области низких и средних энергий, возникает необходимость релятивистского теоретико-полевого определения вкладов этих характеристик в амплитуды и сечения электродинамических процессов [5]–[9].

В данной работе в рамках метода, предложенного в [6] на основе формализма ДКП получен вклад спиновых поляризуемостей в амплитуду комптоновского рассеяния на адронах спина 1.

1 Вклад спиновых поляризуемостей частицы спина 1 в амплитуду комптоновского рассеяния

Для определения вкладов спиновых поляризуемостей в амплитуду комптоновского рассеяния в ковариантной тензорной форме воспользуемся эффективными лагранжианами двухфотонного взаимодействия с частицами спина 1, установленными на основе матричного 10-мерного формализма ДКП [6]. Уравнение ДКП для свободной частицы спина 1 имеют вид [10]:

$$\left(\beta_\mu \vec{\partial}_\mu + m\right)\psi(x) = 0, \quad (1.1)$$

$$\bar{\psi}(x)\left(\beta_\mu \overleftarrow{\partial}_\mu - m\right) = 0, \quad (1.2)$$

где $\psi(x)$ и $\bar{\psi}(x) = \psi^+(x)\eta$ – десятимерные функции частиц, $\eta = 2\left(\beta_4^{(10)}\right)^2 - I$, стрелки над производными ∂_μ указывают направление их действия, а четырехмерный вектор определяется компонентами $a_\mu\left\{\vec{a}, ia_0\right\}$. В уравнениях (1.1) и (1.2) β_μ – десятимерные матрицы ДКП, которые удовлетворяют перестановочным соотношениям:

$$\beta_\mu\beta_\nu\beta_\rho + \beta_\rho\beta_\nu\beta_\mu = \delta_{\mu\nu}\beta_\rho + \delta_{\rho\nu}\beta_\mu.$$

Эффективный лагранжиан взаимодействия электромагнитного поля с частицей спина 1 с учетом поляризуемостей в рамках теоретико-полевого ковариантного подхода имеет вид [11], [12]:

$$L = -\frac{\pi}{2m}\bar{\psi}\left[\beta_\nu \hat{L}_{\nu\sigma}\overleftrightarrow{\partial}_\sigma + \hat{L}_{\nu\sigma}\beta_\nu\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\right]\psi, \quad (1.3)$$

где $\overleftrightarrow{\partial}_\sigma = \vec{\partial}_\sigma - \overleftarrow{\partial}_\sigma$.

В лагранжиане (1.3) тензор $\hat{L}_{\nu\sigma}$ выражается через поляризуемости, которые определены в работе [12]:

$$\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_E) = \hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_1}) + \hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_2}), \quad (1.4)$$

$$\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_M) = \hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{M_1}) + \hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{M_2}). \quad (1.5)$$

Тензор $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_1})$ определяется следующим образом:

$$\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_1}) = F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_\lambda F_{\rho\sigma}\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_1}), \quad (1.6)$$

а тензор $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_2})$ в уравнении (1.4) имеет вид:

$$\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_2}) = \left(F_{\nu\rho}\overleftrightarrow{\partial}_k \tilde{F}_{\sigma\rho} + \tilde{F}_{\nu\rho}\overleftrightarrow{\partial}_\rho F_{\sigma k}\right)\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_2}). \quad (1.7)$$

Производные в (1.6)–(1.7) действуют только на тензоры электромагнитного поля

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu.$$

Тензоры $\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_1})$, $\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_2})$ представляются следующим образом:

$$\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_1}) = i\gamma_{E_1}\delta_{\mu\rho k\lambda}\hat{W}_k, \ \ \hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_2}) = -\gamma_{E_2}\hat{W}_k.$$

В этих уравнениях использовано определение ковариантного спинового вектора, который выражается через матрицы β_ν согласно [10]:

$$\hat{W}_\mu = -\frac{i}{4m}\delta_{\mu\varkappa\delta\eta}\hat{J}^{[\delta\eta]}\overleftrightarrow{\partial}_\varkappa,$$

где $\hat{J}^{[\delta\eta]} = \beta_\delta\beta_\eta - \beta_\eta\beta_\delta$. Все производные и операторы содержащиеся в уравнениях, действуют на волновые функции ψ и $\bar{\psi}$.

Аналогичным образом определяется тензор (1.5), если в (1.6)–(1.7) ввести константы γ_{M_1} и γ_{M_2}, а также сделать замену $F_{\nu\mu} \to \tilde{F}_{\nu\mu}$, где $\tilde{F}_{\nu\mu} = \frac{i}{2}\delta_{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$, а вместо тензора $\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_2})$ необходимо ввести $\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{M_2}) = \gamma_{M_2}\hat{W}_k$.

Учитывая вклады спиновых поляризуемостей $L\left(\gamma_{E_1}\right)$ и $L\left(\gamma_{M_1}\right)$ в лагранжиан (1.3) в формализме ДКП, получим

$$\begin{aligned} L\left(\gamma_{E_1}\right) &= -i\frac{\pi}{2m}\gamma_{E_1}\delta_{\mu\rho k\lambda} \times \\ &\times F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_\lambda F_{\rho\sigma}\bar{\psi}\left(\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu\right)\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\psi, \\ L\left(\gamma_{M_1}\right) &= -i\frac{\pi}{2m}\gamma_{M_1}\delta_{\mu\rho k\lambda} \times \\ &\times F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_\lambda F_{\rho\sigma}\bar{\psi}\left(\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu\right)\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\psi. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Десятимерные волновые функции в формализме ДКП представлены с помощью элементов полной матричной алгебры ε^{AB} [10]

$$\psi^{(r)}(p) = \psi_\mu^{(r)}(p)\varepsilon^{\mu 1} + \frac{1}{2}\psi_{[\mu\nu]}^{(r)}(p)\varepsilon^{[\mu\nu]1}.$$

В этом соотношении

$$\psi_\mu^{(r)}(p) = \frac{i}{\sqrt{2}}\lambda_\mu^{(r)},$$

$$\psi_{[\mu\nu]}^{(r)}(p) = -\frac{1}{\sqrt{2}m}\left(p_\mu\lambda_\nu^{(r)} - \lambda_\mu^{(r)}p_\nu\right),$$

$\lambda_\mu^{(r)}$ – компоненты векторов поляризации частицы спина 1, а ε^{AB} – элементы полной матричной алгебры [10]:

$$\left(\varepsilon^{AB}\right)_{CD} = \delta_{AC}\delta_{BD}, \quad \varepsilon^{AB}\varepsilon^{CD} = \delta_{BC}\varepsilon^{AD},$$

для частицы спина 1 индексы $A, B, C, D = \mu, [\rho\sigma]$, квадратные скобки обозначают антисимметрию по индексам ρ и σ.

Волновые функции $\bar{\psi}^{(r)}(p)$ сопряженные $\psi^{(r)}(p)$ с учетом матрицы η имеют вид:

$$\begin{aligned} \bar{\psi}^{(r)}(p) &= \psi^+(p)\eta = \\ &= -\frac{i}{\sqrt{2}}\left[\dot{\lambda}_\mu^{(r)}\varepsilon^{1\mu} + \frac{i}{2m}\varepsilon^{1[\mu\nu]}\left(p_\mu\dot{\lambda}_\nu^{(r)} - p_\nu\dot{\lambda}_\mu^{(r)}\right)\right], \end{aligned}$$

где $\dot{\lambda}_\mu^{(r)}\left\{\lambda_i^{(r)*}, \lambda_4^{(r)}\right\}$.

В системе покоя мишени в приближении, когда импульс отдачи частицы равен нулю, лагранжины (1.8) принимают вид

$$L\left(\gamma_{E_1}\right) = 4\pi\gamma_{E_1}\left(\vec{S}\left[\vec{E}\dot{\vec{E}}\right]\right), \quad (1.9)$$

$$L\left(\gamma_{M_1}\right) = 4\pi\gamma_{M_1}\left(\vec{S}\left[\vec{H}\dot{\vec{H}}\right]\right).$$

Определим теперь спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния на частице спина 1 в матричном 10-мерном формализме

ДКП с учетом вкладов поляризуемостей на основе лагранжиана (1.3) следуя работе [10]

$$\left\langle k_2, p_2 \left| \hat{S} \right| k_1, p_1 \right\rangle = \frac{im\delta\left(k_1 + p_1 - k_2 - p_2\right)}{(2\pi)^2 \sqrt{4\omega_1\omega_2 E_1 E_2}} M,$$

где M – амплитуда комптоновского рассеяния, которая является суммой вкладов поляризуемостей в соответствии с (1.4) и (1.5).

$$M = M(\gamma_{E_1}, \gamma_{M_1}) + M(\gamma_{E_2}, \gamma_{M_2}).$$

Используя слагаемые лагранжиана (1.4) и (1.5) $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_1})$ и $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{M_1})$, а также предыдущую методику определения вкладов в амплитуду комптоновского рассеяния поляризуемостей, получим спиновую структуру амплитуды в матричном 10-мерном формализме ДКП [6]:

$$\begin{gathered} M(\gamma_{E_1}, \gamma_{M_1}) = i\frac{\pi}{m}\left(k_1 + k_2\right)_\lambda \delta_{\mu\rho\lambda k} \times \\ \times\left\{\gamma_{E_1}\left[F^{(2)}_{\nu\mu}F^{(1)}_{\rho\sigma} - F^{(1)}_{\nu\mu}F^{(2)}_{\rho\sigma}\right] + \right. \\ \left. +\gamma_{M_1}\left[\tilde{F}^{(2)}_{\nu\mu}\tilde{F}^{(1)}_{\rho\sigma} - \tilde{F}^{(1)}_{\nu\mu}\tilde{F}^{(2)}_{\rho\sigma}\right]\right\} \times \\ \times\overline{\psi}^{(r_2)}(p_2)\left[\beta_\nu \hat{W}_k + \hat{W}\beta_\nu\right] P_\sigma \psi^{(r_1)}(p_1). \end{gathered} \tag{1.10}$$

В уравнении (1.10) введены обозначения:

$$F^{(2)}_{\nu\mu} = k_{2\nu}e^{(\lambda_2)^*}_\mu - k_{2\mu}e^{(\lambda_2)^*}_\nu, \quad F^{(1)}_{\mu\sigma} = k_{1\mu}e^{(\lambda_1)}_\sigma - k_{1\sigma}e^{(\lambda_1)}_\mu,$$

в свою очередь

$$\tilde{F}^{(1)}_{\nu\mu} = \frac{i}{2}\delta_{\nu\mu\varkappa\delta}F^{(1)}_{\varkappa\delta} \text{ и } \tilde{F}^{(2)}_{\nu\mu} = \frac{i}{2}\delta_{\nu\mu\varkappa\delta}F^{(2)}_{\varkappa\delta},$$

$$P_\sigma = \frac{1}{2}\left(p_1 + p_2\right)_\sigma,$$

p_1 и p_2 – импульсы начальной и конечной частицы спина единица.

В системе покоя мишени и в пренебрежении отдачей частицы мишени амплитуда (1.10) принимает вид:

$$\begin{gathered} M(\gamma_{E_1}, \gamma_{M_1}) = -4i\pi\left(\omega_1 + \omega_2\right)\omega_1\omega_2 \vec{\lambda}^{(r_2)^*} \times \\ \times\left\{\gamma_{E_1}\left(\vec{S}\left[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right) + \right. \\ \left. \gamma_{M_1}\left(\vec{S}\left[\left[\vec{n}_2\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\right]\left[\vec{n}_1\vec{e}^{(\lambda_1)^*}\right]\right]\right)\right\}\vec{\lambda}^{(r_1)}, \end{gathered}$$

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

Если в выражении (1.10) перейти к ковариантному тензорному представлению амплитуды рассеяния вперед, то получим

$$\begin{gathered} M(\gamma_{E_1}, \gamma_{M_1}) = -\frac{2\pi}{m^3}k_\lambda p_\varepsilon p_\nu p_\sigma \delta_{\mu\rho\lambda k}\delta_{k\varepsilon\delta\eta} \times \\ \times\left\{\gamma_{E_1}\left[F^{(2)}_{\nu\mu}F^{(1)}_{\rho\sigma} - F^{(1)}_{\nu\mu}F^{(2)}_{\rho\sigma}\right] + \right. \\ \left. +\gamma_{M_1}\left[\tilde{F}^{(2)}_{\nu\mu}\tilde{F}^{(1)}_{\rho\sigma} - \tilde{F}^{(1)}_{\nu\mu}\tilde{F}^{(2)}_{\rho\sigma}\right]\right\}\left(\lambda^{(2)*}_\eta\lambda^{(1)}_\delta - \lambda^{(2)*}_\delta\lambda^{(1)}_\eta\right). \end{gathered}$$

Поскольку рассматривается рассеяние вперед, то в тензорах $F^{(n)}_{\nu\mu}$, $n = 1,2$ нужно положить $k_1 = k_2 = k$.

В рамках вышеприведенного подхода определим теперь релятивистски-инвариантный лагранжиан и амплитуду, в которых, как было показано в работе [3], учитываются вклады спиновых поляризуемостей, связанных с электрическим квадрупольным моментом комптоновского рассеяния:

$$\begin{gathered} L\left(\gamma_{E_2}\right) = \frac{\pi\gamma_{E_2}}{2m}\left[\left(F_{\nu\rho}\vec{\partial}_k\tilde{F}_{\sigma\rho} + \tilde{F}_{\nu\rho}\vec{\partial}_k F_{\sigma k}\right)\right] \times \\ \times\overline{\psi}\left[\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu\right]\vec{\partial}_\sigma\psi. \end{gathered} \tag{1.11}$$

Используя лагранжиан (1.11) и определение **S** – матричного элемента, получим амплитуду M в матричном 10-мерном формализме ДКП:

$$\begin{gathered} M\left(\gamma_{E_2}\right) = \frac{\pi\gamma_{E_2}}{2m}P_\sigma\overline{\psi}^{(r_2)}(p_2) \times \\ \times\left[\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu\right]\psi^{(r_1)}(p_1) \times \\ \times\left[\delta_{\sigma\rho\alpha\beta}\left(k_{2k}F^{(2)}_{\nu\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta} - k_{1k}F^{(1)}_{\nu\rho}F^{(2)}_{\alpha\beta}\right) + \right. \\ \left. +\delta_{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_{2\rho}F^{(2)}_{\sigma k}F^{(1)}_{\alpha\beta} - k_{1\rho}F^{(1)}_{\sigma k}F^{(2)}_{\alpha\beta}\right)\right]. \end{gathered} \tag{1.12}$$

В системе покоя мишени и в пренебрежении отдачей частицы мишени, лагранжиан (1.11) принимает вид:

$$L\left(\gamma_{E_2}\right) = -4\pi\gamma_{E_2}E_{ik}H_i\hat{S}_k, \tag{1.13}$$

а амплитуда (1.12) выглядит следующим образом:

$$\begin{gathered} M\left(\gamma_{E_2}\right) = -4\pi\gamma_{E_2}\vec{\lambda}^{(r_2)^*} \times \\ \times\left[\omega_1\left(\hat{\vec{S}}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\left[\vec{k}_2\vec{k}_1\right]\right) + \right. \\ +\omega_2\left(\hat{\vec{S}}\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_1)}\left[\vec{k}_2\vec{k}_1\right]\right) - \\ -\omega_1\left(\hat{\vec{S}}\vec{k}_1\right)\left(\vec{k}_2\left[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right) - \\ \left. -\omega_2\left(\hat{\vec{S}}\vec{k}_2\right)\left(\vec{k}_1\left[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)\right]\vec{\lambda}^{(r_1)}. \end{gathered} \tag{1.14}$$

В уравнениях (1.13) и (1.14) $\vec{\lambda}^{(r_2)^*}$ и $\vec{\lambda}^{(r_1)}$ векторы поляризации конечной и начальной частицы, а $\vec{e}^{(\lambda_2)^*}$ и $\vec{e}^{(\lambda_1)}$ – аналогичные векторы поляризации фотонов, тензор $E_{ik} = \frac{1}{2}\left(\partial_i E_k + \partial_k E_i\right)$.

Амплитуда рассеяния вперед в ковариантном тензорном представлении с учетом вклада γ_{E_2} имеет вид:

$$\begin{gathered} M\left(\gamma_{E_2}\right) = \frac{i\pi\gamma_{E_2}}{2m^3}P_\sigma p_\varepsilon p_\nu \delta_{k\varepsilon\delta\eta}\left(\lambda^{(2)*}_\eta\lambda^{(1)}_\delta - \lambda^{(2)*}_\delta\lambda^{(1)}_\eta\right) \times \\ \times\left[\delta_{\sigma\rho\alpha\beta}\left(k_k F^{(2)}_{\nu\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta} - k_k F^{(1)}_{\nu\rho}F^{(2)}_{\alpha\beta}\right) + \right. \\ \left. +\delta_{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_\rho F^{(2)}_{\sigma k}F^{(1)}_{\alpha\beta} - k_\rho F^{(1)}_{\sigma k}F^{(2)}_{\alpha\beta}\right)\right], \end{gathered}$$

где в тензорах $F^{(n)}_{\nu\mu}, n = 1,2$ нужно положить $k_1 = k_2 = k$.

Эффективный лагранжиан двухфотонного взаимодействия с частицей спина 1 с учетом вклада спиновой поляризуемости, связанной с магнитным квадрупольным моментом комптоновского рассеяния [3], в данном подходе определяется следующим образом:

$$L\left(\gamma_{M_2}\right)=-i\frac{\pi\gamma_{M_2}}{2m}\left[\left(\tilde{F}_{\nu\rho}\vec{\partial}_k F_{\sigma\rho}+F_{\nu\rho}\vec{\partial}_\rho\tilde{F}_{\sigma\rho}\right)\right]\times \\ \times\bar{\psi}\left[\beta_\nu\hat{W}_k+\hat{W}_k\beta_\nu\right]\vec{\partial}_\sigma\psi. \quad (1.15)$$

Как следует из (1.15), в системе покоя мишени и в пренебрежении отдачей частицы, эффективный лагранжиан принимает вид:

$$L\left(\gamma_{M_2}\right)=4\pi\gamma_{M_2}H_{ki}\hat{S}_k E_i, \quad (1.16)$$

тензор H_{ki} в уравнении (1.16) имеет вид:

$$H_{ki}=\frac{1}{2}\left(\partial_k H_i+\partial_i H_k\right).$$

Используя лагранжиан (1.15), получим вклад спиновой поляризуемости γ_{M_2} в амплитуду в 10-мерном формализме ДКП:

$$M\left(\gamma_{M_2}\right)=-\frac{\pi\gamma_{M_2}}{m}P_\sigma\bar{\psi}^{(r_2)}(p_2)\times\left[\beta_\nu\hat{W}_k+\hat{W}_k\beta_\nu\right]\times \\ \times\psi^{(r_1)}(p_1)\left[\delta_{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_{2k}F^{(2)}_{\alpha\beta}F^{(1)}_{\sigma\rho}-k_{1k}F^{(2)}_{\sigma\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta}\right)+\right. \\ \left.+\delta_{\sigma k\alpha\beta}\left(k_{2\rho}F^{(2)}_{\alpha\beta}F^{(1)}_{\nu\rho}-k_{1\rho}F^{(2)}_{\nu\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta}\right)\right]. \quad (1.17)$$

В нерелятивистском приближении эта амплитуда определяется следующим образом:

$$M\left(\gamma_{M_2}\right)=-4\pi\gamma_{M_2}\vec{\lambda}^{(r_2)^*}\left[\omega_1\left(\hat{\vec{S}}\vec{k}_2\right)\left(\vec{k}\left[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)+\right. \\ +\omega_2\left(\hat{\vec{S}}\vec{k}_1\right)\left(\vec{k}_1\left[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)+\omega_1\left(\vec{k}_2\vec{e}^{(\lambda_1)}\right)\left(\hat{\vec{S}}\left[\vec{k}_2\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\right]\right)- \\ \left.-\omega_2\left(\vec{k}_1\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\right)\left(\hat{\vec{S}}_1\left[\vec{k}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)\right]\vec{\lambda}^{(r_1)}.$$

Из (1.17) следует амплитуда рассеяния вперед в ковариантном тензорном представлении:

$$M\left(\gamma_{M_2}\right)=-\frac{i\pi\gamma_{M_2}}{m^3}P_\sigma p_\varepsilon p_\nu\delta_{k\varepsilon\delta\eta}\left(\lambda^{(2)*}_\eta\lambda^{(1)}_\delta-\lambda^{(2)*}_\delta\lambda^{(1)}_\eta\right)\times \\ \times\left[\delta_{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_k F^{(2)}_{\alpha\beta}F^{(1)}_{\sigma\rho}-k_k F^{(2)}_{\sigma\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta}\right)+\right. \\ \left.+\delta_{\sigma k\alpha\beta}\left(k_\rho F^{(2)}_{\alpha\beta}F^{(1)}_{\nu\rho}-k_\rho F^{(2)}_{\nu\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta}\right)\right].$$

где в тензорах $F^{(n)}_{\nu\mu}$, $n=1,2$ нужно положить $k_1=k_2=k$.

2 Выводы

Таким образом, в рамках формализма ДКП получены в ковариантной форме лагранжианы двухфотонных взаимодействий с адронами спина 1 с учетом спиновых поляризуемостей, которые характерны для частиц спина ½.

На основе этих лагранжианов вычислены ковариантные спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния на адронах спина 1.

Установлено, что в низкоэнергетическом приближении спиновые поляризуемости вносят вклад в амплитуду комптоновского рассеяния в третьем порядке по энергии фотонов.

Определены тензорно-ковариантные структуры амплитуды рассеяния вперед, которые вносят вклад в спиновые поляризуемости адронов спина 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Drechsel*, *D*. Dispersion Relations in Real and Virtual Compton Scattering / D. Drechsel, B. Pasquini, M. Vanderhaeghen // Physics Repots. – 2003. – Vol. 378. – P. 99–205.

2. *Holstein*, *B.R.* Hadron polarizabilities / B.R. Holstein, S. Scherer [Electronic resourse]. – 2013. – Mode of access: http: // hep-ph/1401. 0140v1. – Date of access: 31.12.2013.

3. *Low-energy Compton scattering of polarized photons on polarized nucleons* / D. Babusci [et al.] // Phys. Rev. C. – 1998. – Vol. 58. – P. 1013–1041.

4. *Кисель*, *В.В.* Квантовая механика частицы со спином 1 и квадрупольным моментом во внешнем однородном магнитном поле / В.В. Кисель, Е.М. Овсиюк, Я.А. Войнова, В.М. Редьков // Проблемы физики, математики и техники. – 2017. – № 3 (32). – С. 18–27.

5. *Максименко*, *Н.В.* Дейтронный комптон-эффект / Н.В. Максименко, Л.Г. Мороз // Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий, Гомель, Беларусь, 20–31 августа, 1971. – ОИЯИ. – Дубна, 1972. – С. 67–86.

6. *Vakulina*, *E.V.* Spin Polarizabilities and Characteristics of Spin-1 Hadrons Related to Parity Nonconservation in the Duffin – Kemmer – Petiau Formalism / E.V. Vakulina, N.V. Maksimenko // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2017. – Vol. 14, № 5. – P. 713–718.

7. *Ilyichev*, *A*. Static polarizability vertex and its applications / A. Ilyichev, S. Lukashevich, N. Maksimenko // [Electronic resource]. – 2006. – Mode of access: arXiv: // hep-ph/0611327v1. – Date of access: 27.11.2006.

8. *Zhang*, *Y*. Proton Compton scattering in a unified proton – Δ^+ Model / Y. Zhang, K. Savvidy // Phys. Rev. C. – 2013. – Vol. 88. – P. 064614–1–12.

9. *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.

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

11. *Максименко*, *Н.В.* Ковариантное определение поляризуемости адронов спина единица / Н.В. Максименко // Доклады Академии наук Беларуси. – 1992. – Т. 36, № 6. – С. 508–510.

12. *Maksimenko*, *N.V.* Spin1 Particle Polarizability in the Duffin – Kemmer – Petiau Formalism / N.V. Maksimenko, E.V. Vakulina, S.M. Kuchin // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2015. – Vol. 12, № 7. – P. 807–812.

Поступила в редакцию 23.11.17.