Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14, № 5(210). С. 487–496

СПИНОВЫЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ АДРОНОВ СПИНА 1, СВЯЗАННЫЕ С НЕСОХРАНЕНИЕМ ЧЕТНОСТИ В ФОРМАЛИЗМЕ ДАФФИНА–КЕММЕРА–ПЕТЬЮ

Е. В. Вакулина [а, 1], *Н. В. Максименко* [б]

[а] Филиал Брянского государственного университета им. И. Г. Петровского, Новозыбков, Россия

[б] Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Белоруссия

С использованием метода релятивистски-инвариантного эффективного тензорного представления лагранжианов двухфотонного взаимодействия с адронами в рамках формализма Даффина–Кеммера–Петью установлены спиновые поляризуемости частиц спина 1, которые характерны для адронов спина 1/2. Наряду с этим определены новые спиновые поляризуемости частиц спина 1, связанные с наличием тензорных поляризуемостей.

Using the relativistic-invariant effective tensor representation of the Lagrangians of the two-photon interaction with hadrons within the Duffin–Kemmer–Petiau formalism, the spin polarizabilities of the spin 1 particles that are characteristic of spin 1/2 hadrons have been determined. Along with this, new spin polarizabilities of spin 1 particles have been determined, that are related to the presence of the tensor polarizabilities.

PACS: 11.10.Ef

ВВЕДЕНИЕ

На основе низкоэнергетических теорем [1, 2] были установлены электромагнитные характеристики нуклонов — спиновые поляризуемости, которые отражают структурные свойства взаимодействия электромагнитного поля с адронами в области низких энергий. Поляризуемостям адронов в последнее время уделяется большое внимание [1–10]. С целью их экспериментального и теоретического изучения используется достаточно широкий класс электродинамических двухфотонных процессов.

Было установлено, что наряду с дипольными поляризуемостями можно определять взаимодействие электромагнитного поля с адронами с помощью спиновых поляризуемостей.

С развитием стандартной модели электрослабых взаимодействий в последнее время введены новые электромагнитные характеристики, связанные с несохранением четности [11, 12], подобные гирациям [13].

[1] E-mail: elvakulina@yandex.ru

Для совершенствования методов повышения точности измерения поляризуемостей, гираций и фитирования экспериментальных данных по комптоновскому рассеянию на адронах в области низких и средних энергий возникает необходимость релятивистского теоретико-полевого определения вкладов этих характеристик в амплитуды и сечения электродинамических процессов [14–16].

Обычно при расчетах сечений комптоновского рассеяния на частице спина 1 используется общее разложение амплитуды этого процесса по инвариантным спиновым структурам, скалярные функции которых затем определяются на основе релятивистских полевых моделей, и устанавливается их зависимость от кинематических переменных фотонов и частиц, например, в формализме Даффина–Кеммера–Петью (ДКП) [17].

Наряду с этим в последнее время для описания низкоэнергетического взаимодействия электромагнитного поля с адронами широко используются методы эффективной полевой теории [3, 5, 10, 16]. В таком подходе лагранжианы и амплитуды низкоэнергетического комптоновского рассеяния представляются через спиновые структуры и эффективные константы, которым предается физическая интерпретация на основе общих требований квантовой теории поля. Если в качестве таких констант брать поляризуемости, то это позволяет более достоверно использовать релятивистские модели для их расчета. Более того, такие эффективные лагранжианы могут быть использованы, например, для фитирования экспериментальных данных по комптоновскому рассеянию в энергетической области рождения резонансов [14, 15].

В настоящее время достоверно определены теоретически и экспериментально спиновые поляризуемости нуклонов [6], в то же время аналогичные поляризуемости частиц спина 1 достоверно не определены. Для решения данной проблемы в статье используется формализм ДКП, так как в рамках этого формализма можно интерпретировать константы лагранжианов двухфотонного взаимодействия с частицами спина 1 по аналогии с определением поляризуемостей нуклонов.

Цель данной работы — получить релятивистски-инвариантные эффективные лагранжианы двухфотонного взаимодействия с частицами спина 1 в контактном представлении и дать физическую интерпретацию константам этих лагранжианов на основе определения амплитуды комптоновского рассеяния.

В работе в рамках метода релятивистски-инвариантного эффективного тензорного представления установлены новые спиновые и тензорно-спиновые поляризуемости и характеристики частиц спина 1, связанные с несохранением четности [18–22]. В формализме ДКП определены эффективные лагранжианы и амплитуды комптоновского рассеяния на частицах спина 1 с учетом вкладов этих электромагнитных характеристик.

ЭФФЕКТИВНЫЙ ЛАГРАНЖИАН И АМПЛИТУДА КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В ФОРМАЛИЗМЕ ДКП С УЧЕТОМ СПИНОВЫХ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ

Определим релятивистски-инвариантные спиновые структуры эффективного лагранжиана и амплитуды комптоновского рассеяния на частице спина 1 в формализме ДКП, следуя работам [21, 22].

Уравнения ДКП для свободной частицы спина 1 имеют вид [23]

$$\left(\beta_\mu \vec{\partial}_\mu + m\right) \psi\left(x\right) = 0, \tag{1}$$

$$\bar{\psi}\left(x\right)\left(\beta_\mu \overleftarrow{\partial}_\mu - m\right) = 0, \tag{2}$$

где $\psi\left(x\right)$ и $\bar{\psi}\left(x\right) = \psi^+\left(x\right)\eta$ — 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) и (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 [18, 21]

$$L = -\frac{\pi}{2m}\bar{\psi}\left[\beta_\nu \hat{L}_{\nu\sigma}\overleftrightarrow{\partial}_\sigma + \hat{L}_{\nu\sigma}\beta_\nu\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\right]\psi, \tag{3}$$

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

В определении лагранжиана (3) тензор $\hat{L}_{\nu\sigma}$ выражается через поляризуемости и гирации следующим образом:

$$\hat{L}_{\nu\sigma}\left(\alpha, \chi_E, \gamma_E\right) = \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\alpha\right) + \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\overline{\overline{\alpha}}\right) + \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\gamma_{E_1}\right) + \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\chi_E\right) + \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\gamma_{E_2}\right), \tag{4}$$

$$\hat{L}_{\nu\sigma}\left(\beta, \chi_M, \gamma_M\right) = \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\beta\right) + \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\overline{\overline{\beta}}\right) + \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\gamma_{M_1}\right) + \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\chi_M\right) + \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\gamma_{M_2}\right). \tag{5}$$

В определениях (4) и (5) α и β — скалярные дипольные электрические и магнитные поляризуемости; $\overline{\overline{\alpha}}$ и $\overline{\overline{\beta}}$ — тензорные поляризуемости; γ_{E_1}, γ_{E_2} и γ_{M_1}, γ_{M_2} — спиновые поляризуемости, а χ_E и χ_M — электрические и магнитные гирации.

С целью установления влияния перекрестной симметрии на вклады спиновых поляризуемостей и гираций в амплитуду комптоновского рассеяния в дипольном представлении определим в (4) тензоры, следуя работе [21]:

$$\hat{L}_{\nu\sigma}\left(\alpha\right) + \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\overline{\overline{\alpha}}\right) = F_{\nu\mu}\hat{\alpha}_{\mu\rho}\left(\alpha\right)F_{\rho\sigma} + F_{\nu\mu}\hat{\alpha}_{\mu\rho}\left(\overline{\overline{\alpha}}\right)F_{\rho\sigma}, \tag{6}$$

$$\hat{L}_{\nu\sigma}\left(\gamma_{E_1}\right) + \hat{L}_{\nu\sigma}\left(\chi_E\right) = F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_\lambda F_{\rho\sigma}\hat{k}_{\mu\rho\lambda}\left(\gamma_{E_1}\right) + F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_\lambda F_{\rho\sigma}\hat{k}_{\mu\rho\lambda}\left(\chi_E\right), \tag{7}$$

$$\hat{L}_{\nu\sigma}\left(\gamma_{E_2}\right) = \left(F_{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_k\tilde{F}_{\sigma\rho} + \tilde{F}_{\nu\rho}\vec{\partial}_\rho F_{\sigma k}\right)\hat{k}_{\mu\rho\lambda}\left(\gamma_{E_2}\right). \tag{8}$$

Производные в (7), (8) действуют только на тензоры электромагнитного поля

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

Тензоры $\hat{\alpha}_{\mu\rho}(\alpha)$ и $\hat{\alpha}_{\mu\rho}(\overline{\overline{\alpha}})$, а также $\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_1})$, $\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_2})$ и $\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\chi_E)$ представляются следующим образом:

$$\begin{aligned}
\hat{\alpha}_{\mu\rho}(\alpha) &= \alpha\delta_{\mu\rho},\\
\hat{\alpha}_{\mu\rho}(\overline{\overline{\alpha}}) &= \overline{\overline{\alpha}}\left(\hat{W}_\mu\hat{W}_\rho + \hat{W}_\rho\hat{W}_\mu\right),\\
\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_1}) &= i\gamma_{E_1}\delta_{\mu\rho\kappa\lambda}\hat{W}_\kappa,\\
\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\chi_E) &= \frac{i\chi_E}{2m}\delta_{\mu\rho\kappa\lambda}\overleftrightarrow{\partial}_\kappa,\\
\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_2}) &= -\gamma_{E_2}\hat{W}_\kappa.
\end{aligned}$$

В этих уравнениях использовано определение ковариантного спинового вектора, который выражается через матрицы β_ν согласно [23]:

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

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 (5), если в (6), (7) ввести константы β, $\overline{\overline{\beta}}$, γ_{M_1} и χ_M, сделать замену

$$F_{\nu\mu} \to \tilde{F}_{\nu\mu},$$

где

$$\tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{i}{2}\delta_{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma},$$

и вместо тензора $\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_2})$ ввести

$$\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{M_2}) = \gamma_{M_2}\hat{W}_\kappa.$$

Определим теперь спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния на частице спина 1 с учетом вкладов поляризуемостей и гираций на основе лагранжиана (3), следуя работе [22]:

$$\left\langle k_2, p_2 \,|\, \hat{S} \,|\, k_1, p_1 \right\rangle = \frac{im\delta\left(k_1 + p_1 - k_2 - p_2\right)}{(2\pi)^2\sqrt{4\omega_1\omega_2 E_1 E_2}}M, \tag{9}$$

где M — амплитуда комптоновского рассеяния, которая является суммой вкладов поляризуемостей и гираций в соответствии с (4) и (5).

В работе [21] определен вклад скалярных дипольных и тензорных электрических и магнитных поляризуемостей в амплитуду комптоновского рассеяния на частице спина 1. Используя метод построения лагранжианов и определения вкладов в амплитуду комптоновского рассеяния на частице спина 1 скалярных дипольных и тензорных поляризуемостей α, β и $\overline{\overline{\alpha}}$, $\overline{\overline{\beta}}$ [21], представим лагранжианы, учитывающие вклады спиновых поляризуемостей $L(\gamma_{E_1})$ и $L(\gamma_{M_1})$ в формализме ДКП, следующим образом:

$$L(\gamma_{E_1}) = -i\frac{\pi}{2m}\gamma_{E_1}\delta_{\mu\rho\kappa\lambda}F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_\lambda F_{\rho\sigma}\bar{\psi}\left(\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu\right)\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\psi, \tag{10}$$

$$L(\gamma_{M_1}) = -i\frac{\pi}{2m}\gamma_{M_1}\delta_{\mu\rho\kappa\lambda}\tilde{F}_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_\lambda\tilde{F}_{\rho\sigma}\bar{\psi}\left(\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu\right)\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\psi. \tag{11}$$

В выражениях (10), (11) десятимерные волновые функции в формализме ДКП представлены с помощью элементов полной матричной алгебры ε^{AB} [23]:

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

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 [23]:

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

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 с $\psi^{(r)}(p)$ с учетом матрицы η, имеют вид

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

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, лагранжианы (10), (11) определяются следующим образом:

$$L(\gamma_{E_1}) = 4\pi\gamma_{E_1}\left(\vec{S}\left[\vec{E}\dot{\vec{E}}\right]\right), \tag{12}$$

$$L(\gamma_{M_1}) = 4\pi\gamma_{M_1}\left(\vec{S}\left[\vec{H}\dot{\vec{H}}\right]\right). \tag{13}$$

Определим теперь спиновые структуры амплитуд с учетом вкладов спиновых поляризуемостей $\gamma_{E_1}, \gamma_{M_1}, \gamma_{E_2}, \gamma_{M_2}$, которые согласно работе [6] связаны с дипольным и квадрупольным моментами адронов соответственно. А также учтем гирации $\chi_E,\, \chi_M$:

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

Используя слагаемые лагранжиана (4) и (5) $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_1})$, $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_2})$, $\hat{L}_{\nu\sigma}(\chi_E)$, $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{M_1})$, $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{M_2})$ и $\hat{L}_{\nu\sigma}(\chi_M)$, а также предыдущую методику определения вкладов в амплитуду комптоновского рассеяния поляризуемостей, получаем

$$\begin{aligned} M(\gamma_{E_1}, \gamma_{M_1}) = i\frac{\pi}{m}(k_1+k_2)_\lambda\,\delta_{\mu\rho\lambda\kappa}\Big\{\gamma_{E_1}\left[F_{\nu\mu}^{(2)}F_{\rho\sigma}^{(1)} - F_{\nu\mu}^{(1)}F_{\rho\sigma}^{(2)}\right] + \\ + \gamma_{M_1}\left[\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)}\tilde{F}_{\rho\sigma}^{(1)} - \tilde{F}_{\nu\mu}^{(1)}\tilde{F}_{\rho\sigma}^{(2)}\right]\Big\}\bar{\psi}^{(r_2)}(p_2)\,[\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu]P_\sigma\psi^{(r_1)}(p_1). \end{aligned} \tag{14}$$

В уравнении (14) введены обозначения:

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

в свою очередь, $\tilde{F}^{(2)}_{\nu\mu} = \dfrac{i}{2}\delta_{\nu\mu\kappa\delta} F^{(2)}_{\kappa\delta}$, $P_\sigma = \dfrac{1}{2}(p_1+p_2)_\sigma$, p_1 и p_2 — импульсы начальной и конечной частиц спина 1.

В системе покоя мишени и в пренебрежении отдачей частицы мишени амплитуда (14) принимает вид

$$M(\gamma_{E_1}, \gamma_{M_1}) = -4i\pi(\omega_1+\omega_2)\,\omega_1\omega_2 \vec{\lambda}^{(r_2)^*} \times$$
$$\times \left\{\gamma_{E_1}\left(\vec{S}\left[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right) + \gamma_{M_1}\left(\vec{S}\left[\left[\vec{n}_2\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\right]\left[\vec{n}_1\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right]\right)\right\}\vec{\lambda}^{(r_1)}. \quad (15)$$

Из (14) и (15) следует, что спиновые поляризуемости γ_{E_1} и γ_{M_1} вносят вклад в амплитуду комптоновского рассеяния на частице спина 1 в третьем порядке по энергии фотонов, при этом выполняются условия перекрестной симметрии и сохранения четности относительно инверсии пространства.

В рамках вышеприведенного подхода определим теперь релятивистски-инвариантный лагранжиан и амплитуду, в которых, как было показано в работе [6], учитываются вклады спиновых поляризуемостей, связанных с электрическим квадрупольным моментом адронов:

$$L(\gamma_{E_2}) = \frac{\pi\gamma_{E_2}}{2m}\left[\left(F_{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_k\tilde{F}_{\sigma\rho} + \tilde{F}_{\nu\rho}\vec{\partial}_\rho F_{\sigma k}\right)\right]\bar{\psi}[\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu]\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\psi. \quad (16)$$

Используя лагранжиан (16), матричный элемент S можно представить следующим образом:

$$S_{fi} = \frac{i\delta(k_1+p_1-k_2-p_2)}{(2\pi)^2\sqrt{4\omega_1\omega_2E_1E_2}}M.$$

В этом соотношении амплитуда имеет вид

$$M(\gamma_{E_2}) = \frac{\pi\gamma_{E_2}}{2m}P_\sigma\bar{\psi}^{(r_2)}(p_2)\,[\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu]\psi^{(r_1)}(p_1)\times$$
$$\times\left[\delta_{\sigma\rho\alpha\beta}\left(k_{2k}F^{(2)}_{\nu\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta} - k_{1k}F^{(1)}_{\nu\rho}F^{(2)}_{\alpha\beta}\right) + \delta_{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_{2\rho}F^{(2)}_{\sigma k}F^{(1)}_{\alpha\beta} - k_{1\rho}F^{(1)}_{\sigma k}F^{(2)}_{\alpha\beta}\right)\right]. \quad (17)$$

В системе покоя мишени и в пренебрежении импульсом отдачи частицы лагранжиан (16) принимает вид

$$L(\gamma_{E_2}) = -4\pi\gamma_{E_2}E_{ik}H_i\hat{S}_k, \quad (18)$$

а амплитуда (17) выглядит следующим образом:

$$M(\gamma_{E_2}) = -4\pi\gamma_{E_2}\vec{\lambda}^{(r_2)^*}\left[\omega_1\left(\hat{\vec{S}}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\left[\vec{k}_2\vec{k}_1\right]\right) + \omega_2\left(\hat{\vec{S}}\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_1)}\left[\vec{k}_2\vec{k}_1\right]\right) -\right.$$
$$\left.-\omega_1\left(\hat{\vec{S}}\vec{k}_1\right)\left(\vec{k}_2\left[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right) - \omega_2\left(\hat{\vec{S}}\vec{k}_2\right)\left(\vec{k}_1\left[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)\right]\vec{\lambda}^{(r_1)}. \quad (19)$$

В уравнениях (18) и (19) $\vec{\lambda}^{(r_2)^*}$ и $\vec{\lambda}^{(r_1)}$ — векторы поляризации конечной и начальной частиц, а $\vec{e}^{(\lambda_2)^*}$ и $\vec{e}^{(\lambda_1)}$ — аналогичные векторы поляризации фотонов, тензор $E_{ik} = (1/2)(\partial_i E_k + \partial_k E_i)$.

Эффективный лагранжиан двухфотонного взаимодействия с частицей спина 1 с учетом вклада спиновой поляризуемости, связанной с магнитным квадрупольным моментом адронов [6], в данном подходе определяется следующим образом:

$$L\left(\gamma_{M_2}\right) = -i\frac{\pi\gamma_{M_2}}{2m}\left[\left(\tilde{F}_{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_k F_{\sigma\rho} + F_{\nu\rho}\overrightarrow{\partial}_\rho \tilde{F}_{\sigma\rho}\right)\right]\bar{\psi}[\beta_\nu \hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu]\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\psi. \tag{20}$$

Используя лагранжиан (20), получаем амплитуду комптоновского рассеяния

$$M\left(\gamma_{M_2}\right) = -\frac{\pi\gamma_{M_2}}{m}P_\sigma\bar{\psi}^{(r_2)}\left(p_2\right)[\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu]\psi^{(r_1)}\left(p_1\right)\times$$
$$\times\left[\delta_{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_{2k}F^{(2)}_{\alpha\beta}F^{(1)}_{\sigma\rho} - k_{1k}F^{(2)}_{\sigma\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta}\right) + \delta_{\sigma k\alpha\beta}\left(k_{2\rho}F^{(2)}_{\alpha\beta}F^{(1)}_{\nu\rho} - k_{1\rho}F^{(2)}_{\nu\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta}\right)\right]. \tag{21}$$

Общий вид амплитуды с контактным представлением комптоновского рассеяния на частице спина 1 можно записать на основании суммирования амплитуд, в которых учитываются вклады спиновых поляризуемостей (14), (17) и (21).

Как следует из (20) и (21), в системе покоя мишени и в пренебрежении импульсом отдачи мишени эффективный лагранжиан принимает вид

$$L\left(\gamma_{M_2}\right) = 4\pi\gamma_{M_2}H_{ki}\hat{S}_k E_i, \tag{22}$$

а амплитуда рассеяния определяется так:

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

Тензор H_{ki} в (22) находится следующим образом:

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

Лагранжианы и амплитуды, связанные с несохранением четности, которые определяются тензорами, псевдотензорами электромагнитного поля и связаны со спиновыми поляризуемостями и гирациями, получены в работе [22].

ТЕНЗОРНЫЕ СПИНОВЫЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ЧАСТИЦ СПИНА 1

Определим теперь релятивистски-инвариантные блоки лагранжиана, связанные с тензорными спиновыми поляризуемостями частицы спина 1.

Построим вначале часть лагранжиана, которая определяется с помощью тензора электромагнитного поля $F_{\nu\mu}$ и ковариантного спинового вектора $\hat{W}_\mu$:

$$\hat{L}\left(\overline{\overline{\alpha}}_E\right) = \pi\overline{\overline{\alpha}}_E(F_{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_\lambda F_{\lambda\sigma} + F_{\nu\lambda}\overrightarrow{\partial}_\lambda F_{\rho\sigma})\bar{\psi}\left[\beta_\nu\left\{\hat{W}_\rho, \hat{W}_\sigma\right\} + \left\{\hat{W}_\rho, \hat{W}_\sigma\right\}\beta_\nu\right]\psi. \tag{23}$$

В системе покоя частицы и в пренебрежении импульсом отдачи можно воспользоваться переходом

$$\bar{\psi}\left[\beta_\nu\left\{\hat{W}_\mu,\hat{W}_\rho\right\}+\left\{\hat{W}_\mu,\hat{W}_\rho\right\}\beta_\nu\right]\psi\;\rightarrow$$
$$\rightarrow(-2)\left[\left(\vec{\lambda}_a^{(r)^*}\vec{\lambda}_d^r+\vec{\lambda}_d^{(r)^*}\vec{\lambda}_a^r\right)-2\delta_{ad}\left(\vec{\lambda}^{(r)^*}\vec{\lambda}^{(r)}\right)\right]=(-2)\left[2\delta_{ad}-\left\{\hat{S}_a,\hat{S}_d\right\}\right], \quad (24)$$

где индексы a, d пробегают значения 1, 2, 3.

Используя выражение (24) и компоненты тензора $F_{\nu\mu}$, получаем

$$L(\overline{\overline{\alpha}}_E)=-2i\pi\overline{\overline{\alpha}}_E\left[-\left\{\dot{\vec{E}}\hat{\vec{S}},\vec{E}\hat{\vec{S}}\right\}+\delta_{ikl}(\partial_iE_j)H_l\left\{\hat{S}_j,\hat{S}_k\right\}\right]. \quad (25)$$

В свою очередь, часть лагранжиана, которая определяется дуальными электромагнитными тензорами, имеет вид

$$\hat{L}\left(\overline{\overline{\alpha}}_M\right)=\pi\overline{\overline{\alpha}}_M(\tilde{F}_{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_\lambda\tilde{F}_{\lambda\sigma}+\tilde{F}_{\nu\lambda}\vec{\partial}_\lambda\tilde{F}_{\rho\sigma})\bar{\psi}\left[\beta_\nu\left\{\hat{W}_\rho,\hat{W}_\sigma\right\}+\left\{\hat{W}_\rho,\hat{W}_\sigma\right\}\beta_\nu\right]\psi. \quad (26)$$

В нерелятивистском приближении из выражения (26) следует

$$L(\overline{\overline{\alpha}}_M)=-2i\pi\overline{\overline{\alpha}}_M\left[-\left\{\dot{\vec{H}}\hat{\vec{S}},\vec{H}\hat{\vec{S}}\right\}+\delta_{ikl}(\partial_iH_j)E_l\left\{\hat{S}_j,\hat{S}_k\right\}\right]. \quad (27)$$

Амплитуда комптоновского рассеяния, которая получена на основе лагранжиана (23), определяется следующим образом:

$$M\left(\overline{\overline{\alpha}}_E\right)=i\pi\overline{\overline{\alpha}}_E\bar{\psi}^{(r_2)}(p_2)\left[\beta_\nu\left\{\hat{W}_\rho,\hat{W}_\sigma\right\}+\left\{\hat{W}_\rho,\hat{W}_\sigma\right\}\beta_\nu\right]\psi^{(r_1)}(p_1)\times$$
$$\times\left[\left(-k_{2\lambda}F_{\nu\rho}^{(2)}F_{\lambda\sigma}^{(1)}+k_{1\lambda}F_{\nu\rho}^{(1)}F_{\lambda\sigma}^{(2)}\right)+\left(-k_{2\lambda}F_{\nu\lambda}^{(1)}F_{\rho\sigma}^{(2)}+k_{1\lambda}F_{\nu\lambda}^{(2)}F_{\rho\sigma}^{(1)}\right)\right]. \quad (28)$$

Чтобы получить часть амплитуды комптоновского рассеяния, которая следует из лагранжиана (26), достаточно в (28) сделать замену $F_{\nu\mu}^{(2)}$ на $\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)}$, а $F_{\mu\nu}^{(1)}$ заменить на $\tilde{F}_{\mu\nu}^{(1)}$.

Таким образом, амплитуда с контактным представлением комптоновского рассеяния на частице спина 1 с учетом тензорных спиновых поляризуемостей при сохранении четности равна сумме амплитуды (28) с этой же амплитудой, но в которой $F_{\nu\mu}^{(2)}$ заменена на $\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)}$, а $F_{\mu\nu}^{(1)}$ — на $\tilde{F}_{\mu\nu}^{(1)}$.

Если ограничиться в (28) третьим порядком по энергии фотонов, то амплитуда (28) примет вид

$$M\left(\overline{\overline{\alpha}}_E\right)=2\pi\overline{\overline{\alpha}}_E\omega^3\left[(\hat{k}_2\vec{e}^{(\lambda_1)})\left(\hat{\vec{S}}\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\cdot\hat{\vec{S}}\hat{k}_1+\hat{\vec{S}}\hat{k}_1\cdot\hat{\vec{S}}\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\right)-\right.$$
$$\left.-\left(\hat{k}_1\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\right)\left(\hat{\vec{S}}\vec{e}^{(\lambda_1)}\cdot\hat{\vec{S}}\hat{k}_2+\hat{\vec{S}}\hat{k}_2\cdot\hat{\vec{S}}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right)\right],$$

где $\hat{k}_1=\vec{k}_1/|\vec{k}_1|$, $\hat{k}_2=\vec{k}_2/|\vec{k}_2|$.

Лагранжианы, связанные с несохранением четности, можно определить, используя выражения (23) и (26). Так, лагранжиан, связанный с псевдовекторностью $\hat{W}_\mu$, имеет вид

$$L\left(\overline{\overline{\chi}}_E\right)=\frac{\pi\overline{\overline{\chi}}_E}{2m}\left[\left(F_{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_\lambda F_{\lambda\sigma}+F_{\nu\lambda}\vec{\partial}_\lambda F_{\rho\sigma}\right)\right]\bar{\psi}[\beta_\nu\hat{W}_\rho+\hat{W}_\rho\beta_\nu]\vec{\partial}_\sigma\psi, \quad (29)$$

где $\overline{\overline{\chi}}_E$ — спиновая тензорная электрическая гирация.

В нерелятивистском приближении (29) сводится к выражению

$$L\left(\overline{\overline{\chi}}_E\right) = 4\pi\overline{\overline{\chi}}_E(\vec{E}\vec{\partial})(\vec{E}\hat{\vec{S}}).$$

Аналогичным образом определяется и лагранжиан на основании (26):

$$L\left(\overline{\overline{\chi}}_M\right) = \frac{\pi\overline{\overline{\chi}}_M}{2m}\left[\left(\tilde{F}_{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_\lambda\tilde{F}_{\lambda\sigma} + \tilde{F}_{\nu\lambda}\vec{\partial}_\lambda\tilde{F}_{\rho\sigma}\right)\right]\bar{\psi}\left[\beta_\nu\hat{W}_\rho + \hat{W}_\rho\beta_\nu\right]\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\psi, \tag{30}$$

где $\overline{\overline{\chi}}_M$ — спиновая тензорная магнитная гирация. Лагранжиан (30) в нерелятивистском пределе можно представить следующим образом:

$$L\left(\overline{\overline{\chi}}_M\right) = 4\pi\overline{\overline{\chi}}_M(\vec{H}\vec{\partial})(\vec{H}\hat{\vec{S}}).$$

В свою очередь, амплитуда комптоновского рассеяния с несохранением четности, которая обусловлена спиновыми тензорными гирациями, имеет вид

$$\begin{aligned} M\left(\overline{\overline{\chi}}_E, \overline{\overline{\chi}}_M\right) = &-\frac{\pi}{m}\bar{\psi}^{(r_2)}(p_2)\left[\beta_\nu\hat{W}_\rho + \hat{W}_\rho\beta_\nu\right]\psi^{(r_1)}(p_1)\,P_\sigma\times \\ &\times\left\{\overline{\overline{\chi}}_E\left[\left(k_{1\lambda}F^{(1)}_{\nu\rho}F^{(2)}_{\lambda\sigma} - k_{2\lambda}F^{(2)}_{\nu\rho}F^{(1)}_{\lambda\sigma}\right) + (k_{1\lambda}F^{(2)}_{\nu\lambda}F^{(1)}_{\rho\sigma} - k_{2\lambda}F^{(1)}_{\nu\lambda}F^{(2)}_{\rho\sigma})\right.\right. + \\ &\left.\left. + \overline{\overline{\chi}}_M\left[\left(k_{1\lambda}\tilde{F}^{(1)}_{\nu\rho}\tilde{F}^{(2)}_{\lambda\sigma} - k_{2\lambda}\tilde{F}^{(2)}_{\nu\rho}\tilde{F}^{(1)}_{\lambda\sigma}\right) + \left(k_{1\lambda}\tilde{F}^{(2)}_{\nu\lambda}\tilde{F}^{(1)}_{\rho\sigma} - k_{2\lambda}\tilde{F}^{(1)}_{\nu\lambda}\tilde{F}^{(2)}_{\rho\sigma}\right)\right]\right. . \end{aligned}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках формализма Даффина–Кеммера–Петью установлены спиновые поляризуемости частиц спина 1, которые характерны для адронов спина 1/2, а также получены новые спиновые поляризуемости для частиц спина 1, связанные с наличием тензорных поляризуемостей у этих частиц.

Показано, что в предложенном ковариантном подходе с учетом перекрестной симметрии, законов сохранения четности и калибровочной инвариантности определенные спиновые поляризуемости и гирации частицы спина 1 вносят вклад в разложение амплитуды комптоновского рассеяния, начиная с соответствующих порядков по энергии фотонов в согласии с низкоэнергетическими теоремами для этого процесса.

Определены эффективные лагранжианы и амплитуды комптоновского рассеяния на частицах спина 1 с учетом вкладов этих электромагнитных характеристик.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Raguza S.* Third-Order Spin Polarizabilities of the Nucleon: I // Phys. Rev. D. 1993. V. 47, No. 9. P. 3757–3767.
2. *Raguza S.* Third-Order Spin Polarizabilities of the Nucleon: II // Phys. Rev. D. 1994. V. 49, No. 7. P. 3157–3159.
3. *Hill R. J. et al.* The NRQED Lagrangian at Order $1/M^4$ // Phys. Rev. D. 2013. V. 87, No. 5. P. 053017-1–053017-13.

4. *Holstein B. R., Scherer S.* Hadron Polarizabilities. arXiv:1401.0140v1.
5. *Carlson C. E., Vanderhaeghen M.* Constraining Off-Shell Effects Using Low-Energy Compton Scattering. arXiv:1109.3779.
6. *Babusci D. et al.* Low-Energy Compton Scattering of Polarized Photons on Polarized Nucleons // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 1013–1041.
7. *Chen J. W. et al.* The Polarizability of the Deuteron // Nucl. Phys. A. 1998. V. 644. P. 221–234.
8. *Friar J. L., Payne G. L.* Deuteron Dipole Polarizability and Sum Rules // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 014004-1–014004-6.
9. *Lin K. Y., Chen J. C.* Forward Dispersion Relation and Low-Energy Theorems for Compton Scattering on Spin-1 Targets // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1975. V. 1. P. 394–399.
10. *Hagelstein F.* Sum Rules for Electromagnetic Moments and Polarizabilities of Spin-1 Particles in Massive Yang–Mills QED // Masterarbeit in Physikvorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08) der Johannes Gutenberg-Universität at Mainz am 11, März 2014.
11. *Bedaque P. F., Savage M. J.* Parity Violation in γp Compton Scattering // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 018501-1–018501-6.
12. *Gorchtein M., Zhang X.* Forward Compton Scattering with Neutral Current: Constraints from Sum Rules. arXiv:nucl-th/1501.0535v1.
13. *Федоров Ф. И.* Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.
14. *Ilyichev A., Lukashevich S., Maksimenko N.* Static Polarizability Vertex and Its Applications. arXiv:hep-ph/0611327v1.
15. *Zhang Y., Savvidy K.* Proton Compton Scattering in a Unified Proton–Δ^+ Model // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. P. 064614-1–064614-12.
16. *Krupina N., Pascalutsa V.* Separation of Proton Polarizabilities with the Beam Asymmetry of Compton Scattering // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110, No. 26. P. 262001-1–262001-4.
17. *Maksimenko N. V., Moroz L. G.* Deuteron Compton Effect // Proc. of the High Energy Physics. Dubna: JINR, 1972. P. 67–86.
18. *Максименко Н. В.* Ковариантное определение поляризуемости адронов спина единица // Докл. АН Беларуси. 1992. Т. 36, № 6. С. 508–510.
19. *Андреев В. В., Дерюжкова О. М., Максименко Н. В.* Ковариантное представление спиновых поляризуемостей нуклона // Проблемы физики, математики и техники. 2014. № 3(20). С. 7–12.
20. *Вакулина Е. В., Максименко Н. В.* Поляризуемость пиона в формализме Даффина–Кеммера // Проблемы физики, математики и техники. 2013. № 3. С. 16–18.
21. *Maksimenko N. V., Vakulina E. V., Kuchin S. M.* Spin 1 Particle Polarizability in the Duffin–Kemmer–Petiau Formalism // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12, No. 7. P. 807–812.
22. *Максименко Н. В., Вакулина Е. В., Кучин С. М.* Дипольные спиновые поляризуемости и гирации частиц спина единица в формализме Даффина–Кеммера–Петью // Изв. вузов. Физика. 2016. Т. 59, № 6. С. 106–112.
23. *Богуш А. А.* Введение в калибровочную полевую теорию электрослабых взаимодействий. Минск: Наука и техника, 1987. 359 с.

Получено 9 января 2017 г.