Литература

1. Сивухин, Д.В. Общий курс физики в 5-ти т. Т. 1. Механика / Д.В. Сивухин. – М. : Физматлит, 2005. – 560 с.

2. Савельев, И.В. Курс физики в 3 т. Т 1. Механика. Молекулярная физика / И.В. Савельев. – М. : Наука, 1989. – 352 с.

3. Матвеев, А.Н. Механика и теория относительности / А.Н. Матвеев. – М.: ОНИКС 21 век, 2003. – 432 с.

4. Детлаф, А.А. Курс физики / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М. : Высш. шк., 1989. – 608 с.

5. Яворский, Б.М. Справочник по физике / Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. – М. : Наука, 1990. – 624 с.

6. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М. Наука, 1988. – 512 с.

7. Сердюков, А.Н. Калибровочная теория скалярного гравитационного поля / А.Н. Сердюков. – Гомель, изд-во Гомельского гос. ун-та, 2005. – 257 с.

8. Ахраменко, Н.А. Масса массивной сферической оболочки с учетом гравитационного дефекта. / Н.А. Ахраменко, Л.М. Булавко // Проблемы физики, математики и техники. – 2014. – № 3(20). – С. 13–15.

Е.В. Вакулина[1], Н.В. Максименко[2]

[1]Филиал Брянского государственного университета
имени академика И.Г. Петровского, Новозыбков, Россия
[2]УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь

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

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. С целью экспериментального и теоретического изучения поляризуемостей используется достаточно широкий класс электродинамических двухфотонных процессов [3]. С развитием стандартной модели электрослабых взаимодействий в последнее время введены новые электромагнитные характеристики, связанные с несохранением четности [4, 5] подобные гирациям [6].

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 [7, 8]. С этой целью, в данной работе, предлагается метод релятивистски-инвариантного эффективного тензорного представления разложения лагранжианов и амплитуд двухфотонного взаимодействия с адронами по энергии фотонов в рамках формализма Даффина-Кеммера-Петью (ДКП) [9–11].

Уравнение ДКП для свободной частицы спина единица имеют вид [12]:

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

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

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 $a_\mu\{\vec{a}, ia_0\}$. 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 единица с учетом поляризуемостей в рамках теоретико-полевого ковариантного подхода имеет вид [10]:

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

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:

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

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

В определениях (4) и (5) α и β – скалярные дипольные электрические и магнитные поляризуемости, $\bar{\bar{\alpha}}$ и $\bar{\bar{\beta}}$ – тензорные поляризуемости, $\gamma_{E_1}, \gamma_{E_2}$ и $\gamma_{M_1}, \gamma_{M_2}$ – 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 [10]:

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

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

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

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 $\hat{\alpha}^{\mu\rho}(\bar{\bar{\alpha}})$, 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:

$$\hat{\alpha}_{\mu\rho}(\alpha) = \alpha\delta_{\mu\rho}, \quad \hat{\alpha}_{\mu\rho}(\bar{\bar{\alpha}}) = \bar{\bar{\alpha}}\left(\hat{W}_\mu\hat{W}_\rho + \hat{W}_\rho\hat{W}_\mu\right),$$

$$\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_1}) = i\gamma_{E_1}\delta_{\mu\rho\kappa\lambda}\hat{W}_\kappa, \qquad \hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\chi_E) = \frac{i\chi_E}{2m}\delta_{\mu\rho\kappa\lambda}\overleftrightarrow{\partial}_\kappa, \qquad \hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_2}) = -\gamma_{E_2}\hat{W}_\kappa.$$

В этих уравнениях использовано определение ковариантного спинового вектора, который выражается через матрицы β_ν согласно [12] $\hat{W}_\mu = -\frac{i}{4m}\delta_{\mu\varkappa\delta\eta}\hat{J}^{[\delta\eta]}\overleftrightarrow{\partial}_\varkappa$, 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 (5), если в (6)–(7) ввести константы $\beta, \bar{\bar{\beta}}, \gamma_{M_1}$ и χ_M, а также сделать замену $F_{\nu\mu} \to \tilde{F}_{\nu\mu}$, где $\tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{i}{2}\delta_{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$, а вместо тензора $\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{E_2})$ необходимо ввести $\hat{k}_{\mu\rho\lambda}(\gamma_{M_2}) = \gamma_{M_2}\hat{W}_\kappa$.

Спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния на частице спина единица с учетом вкладов α, β и $\bar{\bar{\alpha}}, \bar{\bar{\beta}}$ на основе лагранжиана (3) получены в [10].

Учитывая вклады спиновых поляризуемостей $L(\gamma_{E_1})$ и $L(\gamma_{M_1})$ в лагранжиан (3) в формализме ДКП, получим

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

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

В системе покоя мишени в приближении, когда импульс отдачи частицы равен нулю, эти лагранжины определяются следующим образом

$$L(\gamma_{E_1}) = 4\pi\gamma_{E_1}\left(\vec{S}\left[\vec{E}\dot{\vec{E}}\right]\right), \quad L(\gamma_{M_1}) = 4\pi\gamma_{M_1}\left(\vec{S}\left[\vec{H}\dot{\vec{H}}\right]\right).$$

Получим теперь спиновые структуры амплитуд с учетом вкладов спиновых поляризуемостей $\gamma_{E_1}, \gamma_{M_1}, \gamma_{E_2}, \gamma_{M_2}$, которые согласно работе [13] связаны с дипольным и квадрупольным моментом адронов соответственно. А также учтем и гирации χ_E, χ_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) $\hat{L}_{\nu\sigma}(\chi_M)$ и $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_1})$, $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{E_2})$, $\hat{L}_{\nu\sigma}(\chi_E)$, $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{M_1})$, $\hat{L}_{\nu\sigma}(\gamma_{M_2})$, а также методику определения вкладов в амплитуду комптоновского рассеяния поляризуемостей, получим:

$$M(\gamma_{E_1}, \gamma_{M_1}) = i\frac{\pi}{m}(k_1 + k_2)_\lambda \delta_{\mu\rho\lambda\kappa}\{\gamma_{E_1}[F_{\nu\mu}^{(2)}F_{\rho\sigma}^{(1)} - F_{\nu\mu}^{(1)}F_{\rho\sigma}^{(2)}] +$$
$$+\gamma_{M_1}[\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)}\tilde{F}_{\rho\sigma}^{(1)} - \tilde{F}_{\nu\mu}^{(1)}\tilde{F}_{\rho\sigma}^{(2)}]\}\bar{\psi}^{(r_2)}(p_2)[\beta_\nu \hat{W}_k + \hat{W}_k \beta_\nu]P_\sigma \psi^{(r_1)}(p_1), \quad (9)$$

где $F_{\mu\sigma}^{(1)} = k_{1\mu}e_\sigma^{(\lambda_1)} - k_{1\sigma}e_\mu^{(\lambda_1)}$, $\tilde{F}_{\nu\mu}^{(1)} = \frac{i}{2}\delta_{\nu\mu\varkappa\delta}F_{\varkappa\delta}^{(1)}$. В системе покоя мишени и в пренебрежении отдачей частицы мишени амплитуда (9) принимает вид:

$$M(\gamma_{E_1}, \gamma_{M_1}) = -4i\pi(\omega_1 + \omega_2)\omega_1\omega_2\vec{\lambda}^{(r_2)^*}\cdot$$
$$\cdot\left\{\gamma_{E_1}\left(\vec{S}[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}]\right) + \gamma_{M_1}\left(\vec{S}\left[[\vec{n}_2\vec{e}^{(\lambda_2)^*}][\vec{n}_1\vec{e}^{(\lambda_1)}]\right]\right)\right\}\vec{\lambda}^{(r_1)}. \quad (10)$$

Из (9) и (10) следует, что спиновые поляризуемости γ_{E_1} и γ_{M_1} вносят вклад в амплитуду комптоновского рассеяния на частице спина единица в третьем порядке по энергии фотонов и, при этом, выполняются условия перекрестной симметрии и сохранение четности относительно инверсии пространства.

В рамках вышеприведенного подхода определим теперь релятивистски-инвариантный лагаранжиан и амплитуду, в которых, как было показано в работе [13], учитываются вклады спиновых поляризуемостей, связанных с электрическим квадрупольным моментом адронов

$$L(\gamma_{E_2}) = \frac{\pi\gamma_{E_2}}{2m}\left[\left(F_{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_k\tilde{F}_{\sigma\rho} + \tilde{F}_{\nu\rho}\overrightarrow{\partial}_\rho F_{\sigma k}\right)\right]\bar{\psi}[\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu]\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\psi. \quad (11)$$

Используя лагранжиан (11) S – матричный элемент можно представить следующим образом:

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

В этом соотношении амплитуда имеет вид:

$$M(\gamma_{E_2}) = \frac{\pi\gamma_{E_2}}{2m}P_\sigma\bar{\psi}^{(r_2)}(p_2)[\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu]\psi^{(r_1)}(p_1)\cdot \quad (12)$$
$$\cdot\left[\delta_{\sigma\rho\alpha\beta}\left(k_{2k}F_{\nu\rho}^{(2)}F_{\alpha\beta}^{(1)} - k_{1k}F_{\nu\rho}^{(1)}F_{\alpha\beta}^{(2)}\right) + \delta_{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_{2\rho}F_{\sigma k}^{(2)}F_{\alpha\beta}^{(1)} - k_{1\rho}F_{\sigma k}^{(1)}F_{\alpha\beta}^{(2)}\right)\right].$$

В системе покоя мишени и в пренебрежении импульсом отдачи частицы, лагранжиан (11) принимает вид:

$$L(\gamma_{E_2}) = -4\pi\gamma_{E_2}E_{ik}H_i\hat{S}_k, \quad (13)$$

а амплитуда (12) выглядит следующим образом:

$$M\left(\gamma_{E_2}\right) = -4\pi\gamma_{E_2}\vec{\lambda}^{(r_2)^*}\left[\omega_1\left(\hat{\vec{S}}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_2)^*}[\vec{k}_2\vec{k}_1]\right) + \omega_2\left(\hat{\vec{S}}\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_1)}[\vec{k}_2\vec{k}_1]\right)\right.$$
$$\left. -\omega_1\left(\hat{\vec{S}}\vec{k}_1\right)\left(\vec{k}_2[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}]\right) - \omega_2\left(\hat{\vec{S}}\vec{k}_2\right)\left(\vec{k}_1[\vec{e}^{(\lambda_2)^*}\vec{e}^{(\lambda_1)}]\right)\right]\vec{\lambda}^{(r_1)}. \quad (14)$$

В уравнениях (13) и (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 $E_{ik} = \frac{1}{2}(\partial_i E_k + \partial_k E_i)$.

Эффективный лагранжиан двухфотонного взаимодействия с частицей спина 1 с учетом вклада спиновой поляризуемости, связанной с магнитным квадрупольным моментом адронов [13], в данном подходе определяется следующим образом:

$$L\left(\gamma_{M_2}\right) = -i\frac{\pi\gamma_{M_2}}{2m}\left[\left(\tilde{F}_{\nu\rho}\overleftarrow{\partial}_k F_{\sigma\rho} + F_{\nu\rho}\overrightarrow{\partial}_\rho \tilde{F}_{\sigma\rho}\right)\right]\bar{\psi}[\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu]\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\psi. \quad (15)$$

Используя лагранжиан (15), получим амплитуду комптоновского рассеяния:

$$M\left(\gamma_{M_2}\right) = -\frac{\pi\gamma_{M_2}}{m}P_\sigma\bar{\psi}^{(r_2)}(p_2)[\beta_\nu\hat{W}_k + \hat{W}_k\beta_\nu]\psi^{(r_1)}(p_1)\cdot \quad (16)$$
$$\cdot\left[\delta_{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_{2k}F^{(2)}_{\alpha\beta}F^{(1)}_{\sigma\rho} - k_{1k}F^{(2)}_{\sigma\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta}\right) + \delta_{\sigma k\alpha\beta}\left(k_{2\rho}F^{(2)}_{\alpha\beta}F^{(1)}_{\nu\rho} - k_{1\rho}F^{(2)}_{\nu\rho}F^{(1)}_{\alpha\beta}\right)\right].$$

Как следует из (15) и (16), в системе покоя мишени и в пренебрежении импульсом отдачи мишени, эффективный лагранжиан принимает вид:

$$L\left(\gamma_{M_2}\right) = 4\pi\gamma_{M_2}H_{ki}\hat{S}_k E_i, \quad (17)$$

а амплитуда рассеяния определяется так:

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

Тензор H_{ki} в (17) имеет вид:

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

Аналогичным методом построения ковариантных блоков эффективного лагранжиана получим выражение для лагранжиана с учетом электрической и магнитной гирации соответственно

$$L(\chi_E) = -\frac{\pi\chi_E}{4m^2}\delta_{\mu\rho k\lambda}(F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_\lambda F_{\rho\sigma})\bar{\psi}\beta_\nu\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\overleftrightarrow{\partial}_k\psi, \quad (18)$$

$$L(\chi_M) = -\frac{\pi\chi_M}{4m^2}\delta_{\mu\rho\lambda k}(F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_\lambda F_{\rho\sigma})\bar{\psi}\beta_\nu\overleftrightarrow{\partial}_k\overleftrightarrow{\partial}_\sigma\psi. \quad (19)$$

В нерелятивистском приближении для выражений (18) и (19) имеем:

$$L(\chi_E) = 2\pi\chi_E\,(\vec{E}[\vec{\nabla}\vec{E}]), \quad L(\chi_M) = 2\pi\chi_M\,(\vec{H}[\vec{\nabla}\vec{H}].$$

С учетом перекрестной симметрии и несохранения четности, получим слагаемое амплитуды, которое определяется вкладами электрической и магнитной гирациями [11]:

$$M(\chi_E,\chi_M) = \frac{2\pi i}{m^2}(k_1+k_2)_\lambda \delta_{\mu\rho\lambda k}\{\chi_E[F_{\nu\mu}^{(2)}F_{\rho\sigma}^{(1)} - F_{\nu\mu}^{(1)}F_{\rho\sigma}^{(2)}] + \\ +\chi_M[\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)}\tilde{F}_{\rho\sigma}^{(1)} - \tilde{F}_{\nu\mu}^{(1)}\tilde{F}_{\rho\sigma}^{(2)}]\}P_k P_\sigma \bar{\psi}^{(r_2)}(p_2)\beta_\nu \psi^{(r_1)}(p_1). \quad (20)$$

Если в уравнении (20) воспользуемся приближением $\vec{P}=0$, то есть когда частица покоится, и пренебрежем импульсом ее отдачи, то из (20) в этом случае следует:

$$M(\chi_E,\chi_M) = 4\pi\omega_1\omega_2(\vec{\lambda}^{(r_2)*}\vec{\lambda}^{(r_1)})\{\chi_E(\vec{k}_1+\vec{k}_2)[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}] + \\ +\chi_M(\vec{k}_1+\vec{k}_2)[\vec{\Sigma}_2\vec{\Sigma}_1]\},$$

где $\vec{\Sigma}_2 = [\vec{n}_2\vec{e}^{(\lambda_2)*}]$, $\vec{\Sigma}_1 = [\vec{n}_1\vec{e}^{(\lambda_1)}]$.

Таким образом, в рамках формализма Даффина-Кеммера-Петью установлены спиновые поляризуемости частиц спина 1, которые характерны и для адронов спина 1⁄2. Показано, что в предложенном ковариантном подходе с учетом перекрестной симметрии, инверсии пространства и калибровочной инвариантности, определенные спиновые поляризуемости и гирации частицы спина единица вносят вклад в разложение амплитуды комптоновского рассеяния, начиная с соответствующих порядков по энергии фотонов в согласии с низкоэнергетическими теоремами для этого процесса.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Литература

1. Raguza, S. Third-order spin polarizabilities of the nucleon: I / S. Raguza // Phys. Rev. D. – 1993. – Vol. 47. – № 9. – P. 3757–3767.

2. Raguza, S. Third-order spin polarizabilities of the nucleon: II / S. Raguza // Phys. Rev. D. – 1994. – Vol. 49. – № 7. – P. 3157–3159.

3. 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].

4. Bedaque, P.F. Parityviolationin γp Compton Scattering / P.F. Bedaque, M.J. Savage // Phys. Rev. C. – 2000. – Vol. 62 – P. 018501-1-6.

5. Gorchtein, M. Forward Compton Scattering with neutral current: constraints from sum rules / M. Gorchtein, X. Zhang [Electronic resourse]. – 2015. Mode of access: http: // nucl-th / 1501.0535v1. – Date of access: 22.01.2015.

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

7. Ilyichev, A. Static polarizability vertex and itsapplications / A. Ilyichev, S. Lukashevich, N. Maksimenko // [Electronicresource]. – 2006. – Modeofaccess: arXiv: // hep-ph/0611327v1. – Dateofaccess: 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. 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.

10. 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.

11. Максименко, Н.В. Дипольные спиновые поляризуемости и гирации частиц спина единица в формализме Даффина-Кеммера-Петью / Н.В. Максименко, Е.В. Вакулина, С.М. Кучин // Известия ВУЗов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 6. – С. 106–112.

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

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

В.Ю. Гавриш[1], В.В. Андреев[2]

[1]УО «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», Гомель, Беларусь

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

РАСПАД $\phi \to \eta e^+ e^-$ В ТОЧЕЧНОЙ ФОРМЕ ПУАНКАРЕ-ИНВАРИАНТНОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Введение

Изучение процессов распада адронов является удобным средством для понимания механизма взаимодействия кварков внутри адронов. Особый интерес в исследованиях такого рода представляют распады $V \to P\gamma^* -> P\ell^-\ell^+$ ме-