УДК 539.12

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

КОВАРИАНТНОЕ ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ СПИНОВЫХ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ В АМПЛИТУДЫ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
ул. Советская, 102, 246019, Гомель, Беларусь
maksimenko@gsu.by, dom@gsu.by, vik.andreev@gsu.by

В рамках эффективного релятивистского теоретико-полевого подхода описания взаимодействия электромагнитного поля с адронами получим амплитуды двух-фотонного взаимодействия с нуклонами с учетом вкладов спиновых поляризуемостей. С их помощью можно дать не только физическую интерпретацию характеристик адронов, но и извлечь информацию о механизмах фотон-адронных взаимодействий.

Воспользуемся лагранжианом, приведенным в работе [1], для определения амплитуды комптоновского рассеяния, учитывающей в нерелятивистском приближении вклады спиновых поляризуемостей γ_{E_1} и γ_{M_1}, связанных с электрическими и магнитными дипольными моментами комптоновского рассеяния. Ковариантная форма данной амплитуды имеет вид:

$$\begin{gathered} M\left(\gamma_{E_1}\right)+M\left(\gamma_{M_1}\right)=\frac{i\pi}{4m^2}\left(\varepsilon^{\mu\rho\kappa\delta}\right)\left(k_1+k_2\right)_\delta\left[\gamma_{E_1}\left(F^{(2)}_{\nu\mu}F^{(1)}_{\rho\sigma}-F^{(2)}_{\sigma\rho}F^{(1)}_{\mu\nu}\right)+\right. \\ \left.+\gamma_{M_1}\left(\tilde{F}^{(2)}_{\nu\mu}\tilde{F}^{(1)}_{\rho\sigma}-\tilde{F}^{(2)}_{\sigma\rho}\tilde{F}^{(1)}_{\mu\nu}\right)\right]\overline{U}^{(r_2)}\left(\vec{p}_2\right)\gamma^5\left[\left(\delta^\nu_\tau\gamma_\kappa-\delta^\nu_\kappa\gamma_\tau\right)P^\sigma+\left(\delta^\sigma_\tau\gamma_\kappa-\delta^\sigma_\kappa\gamma_\tau\right)P^\nu\right]P_\tau U^{(r_1)}\left(\vec{p}_1\right). \end{gathered} \quad (1)$$

В уравнении (1) введены обозначения $F^1_{\mu\nu}=\left(k^1_\mu e^{(\lambda_1)}_\nu-k^1_\nu e^{(\lambda_1)}_\mu\right)$, $F^{\mu\nu}_2=\left(k^\mu_2 e^{\nu(\lambda_2)*}-k^\nu_2 e^{\mu(\lambda_2)*}\right)$, где $e_\mu^{(\lambda_1)}$ и $e_\mu^{(\lambda_2)*}$ – векторы поляризации падающего и рассеянного фотонов, k_1, p_1 и k_2, p_2 – импульсы падающего и рассеянного фотонов и фермионов, $P^\sigma=\frac{1}{2}\left(p_1+p_2\right)$, $U^{(r_1)}$ и $\overline{U}^{(r_2)}$ – биспиноры начальных и конечных фермионов.

Выражение (1) свидетельствует о том, что амплитуда $M\left(\gamma_{E_1}\right)+M\left(\gamma_{M_1}\right)$ инвариантна относительно перекрестной симметрии. Вклад спиновых поляризуемостей γ_{E_1} и γ_{M_1} начинается с третьего порядка по энергии фотонов. Если в (1) перейти в систему покоя мишени и пренебречь импульсом отдачи нуклона, то получим амплитуду вида:

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

которая, после определенных преобразований, совпадает с амплитудой, полученной в работе [2].

Амплитуда комптоновского рассеяния с учетом вкладов спиновых поляризуемостей γ_{E_2} и γ_{M_2}, связанных с электрическими и магнитными квадрупольными моментами комптоновского рассеяния, которая также следует из лагранжиана работы [1], имеет вид:

$$
\begin{aligned}
&M\left(\gamma_{E_2}\right)+M\left(\gamma_{M_2}\right)=\frac{i\pi}{m}\Big(\gamma_{E_2}\Big[\varepsilon_{\nu\rho\alpha\beta}\left(\kappa_{2k}F_2^{\nu\rho}F_1^{\alpha\beta}-\kappa_{1k}F_1^{\nu\rho}F_2^{\alpha\beta}\right)+\varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_{2\rho}F_{\sigma k}^{2}F_{\alpha\beta}^{1}-k_{1\rho}F_{\sigma k}^{1}F_{\alpha\beta}^{2}\right)\Big]P^{\sigma}\times \\
&\times\overline{U}^{(r_2)}\left(\gamma_\nu\hat{W}^k+\hat{W}^k\gamma_\nu\right)U^{(r_1)}-\gamma_{M_2}\Big[\varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta}\left(k_{2k}F_{\alpha\beta}^{2}F_{\sigma\rho}^{1}-k_{1k}F_{\alpha\beta}^{1}F_{\sigma\rho}^{2}\right)+\varepsilon_{\sigma k\alpha\beta}\left(-\kappa_{1\rho}F_2^{\nu\rho}F_1^{\alpha\beta}+\kappa_{2\rho}F_1^{\nu\rho}F_2^{\alpha\beta}\right)\Big]\Big).
\end{aligned}
\tag{2}
$$

Из (2) следует, что в системе покоя частицы и в приближении импульса отдачи получим:

$$
\begin{aligned}
&M\left(\gamma_{E_2}\right)+M\left(\gamma_{M_2}\right)=2i\pi\Bigg(\gamma_{E_2}\chi_2^{+}\Big\{\omega_1\left(\vec{\sigma}\,\vec{e}^{(\lambda_1)}\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_2)*}\left[\vec{k}_2\,\vec{k}_1\right]\right)+\omega_2\left(\vec{\sigma}\,\vec{e}^{(\lambda_2)*}\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_1)}\left[\vec{k}_2\,\vec{k}_1\right]\right)- \\
&-\omega_1\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_1\right)\left(\vec{k}_2\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)-\omega_2\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_2\right)\left(\vec{k}_1\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)\Big\}\chi_1-\gamma_{M_2}\chi_2^{+}\Big\{\omega_1\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_2\right)\left(\vec{k}_2\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)+ \\
&+\omega_2\left(\vec{\sigma}\,\vec{k}_1\right)\left(\vec{k}_1\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)-\omega_2\left(\vec{k}_1\,\vec{e}^{(\lambda_2)*}\right)\left(\vec{\sigma}\left[\vec{k}_1\,\vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right)-\omega_1\left(\vec{k}_2\,\vec{e}^{(\lambda_1)}\right)\left(\vec{\sigma}\left[\vec{k}_2\,\vec{e}^{(\lambda_2)*}\right]\right)\Big\}\chi_1\Bigg).
\end{aligned}
\tag{3}
$$

По виду выражение (3) после определенных преобразований совпадает со структурой $M\left(\gamma_{E_2}\right)+M\left(\gamma_{M_2}\right)$, приведенной в работах [2, 3].

Из анализа уравнений (1) и (2) для амплитуд комптоновского рассеяния на нуклоне следует:

1) в обеих амплитудах выполняется условие перекрестной симметрии;

2) в соотношениях (1) и (2) выполняется условие инвариантности относительно инверсии пространства;

3) вклад спиновых поляризуемостей в амплитуды комптоновского рассеяния на нуклоне начинается с третьего порядка по энергии фотонов.

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

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

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

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