

УДК 539.12.1:539.143

Б. К. КЕРИМОВ, Х. А. АБЛАКУЛОВ

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ЯДРА С МАГНИТНЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ НА ФОТОРОЖДЕНИЕ ПАР С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЧАСТИЦ

В борновском приближении получены формулы для углового распределения и степени продольной поляризации позитронов пар, образованных поляризованными по кругу фотонами в поле ядра с магнитным дипольным моментом с учетом среднеквадратичного радиуса и четвертого момента плотности распределений заряда и магнитного момента ядра. Изучено влияние $\langle r^2 \rangle$ и $\langle r^4 \rangle$ на спектр зарядового и магнитного фоторождения пар.

Введение

В связи с получением пучка электронов и тормозных фотонов высокой энергии представляет интерес исследование влияния электромагнитных формфакторов ядра на угловые и спиновые корреляции при тормозном излучении электронов и фоторождении электронно-позитронных пар, которое дает дополнительные сведения о плотностях распределений заряда и магнитного момента ядра — мишени.

В работах [1—4] изучались поляризационные свойства электронно-позитронных пар, образованных поляризованными фотонами в кулоновском поле точечного ядра, без учета магнитного момента последнего. Изучению влияния распределения заряда ядра на фоторождение неполяризованных и поляризованных электронно-позитронных пар посвящены работы [5], в которых показано, что учет конечных размеров ядра приводит к уменьшению дифференциального сечения фотообразования пар в области больших энергий и больших углов вылета частиц пары. Конечные размеры ядра оказывают существенное влияние на эффективность передачи спиральности при рождении продольно поляризованных пар поляризованными по кругу фотонами. Исследование влияния магнитного дипольного момента ядра со спином I на фоторождение неполяризованных [6] и поляризованных [7] e^-e^+ -пар показывает, что эффект ядерного магнитного момента существенно возрастает при высоких энергиях падающих фотонов и больших передаваемых импульсах. При угле вылета частиц пары $\theta_+ \rightarrow 180^\circ$ доминирующим является магнитный механизм фоторождения пар [6, 7]. Учет магнитного дипольного момента ядра приводит к появлению продольной поляризации высокой степени

у электрона (позитрона) высокой энергии, испускаемого в обратном направлении ($\theta_{\pm} \rightarrow 180^\circ$) [7].

В данной работе в борновском приближении вычислено дифференциальное эффективное сечение фоторождения пар в поле протяженного ядра, обладающего магнитным дипольным моментом с учетом продольной поляризации всех участвующих в процессе частиц. Получена формула для степени продольной поляризации частиц пары, образованной поляризованным по кругу высокоэнергетическим фотоном в поле ядра (Ze, μ_I) с учетом среднеквадратичного радиуса и четвертого момента плотности распределения заряда и магнитного дипольного момента ядра. На основании полученных формул изучено влияние конечных размеров ядра на угловое распределение неполяризованных и продольно поляризованных пар и на степень продольной поляризации электрона (позитрона) образующихся пар.

Угловое распределение неполяризованных пар с учетом $\langle r^2 \rangle$ и $\langle r^4 \rangle$

Для учета конечных размеров ядра, обладающего магнитным дипольным моментом, воспользуемся формфакторами $F_c(q)$ и $F_m(q)$ распределений заряда и магнитного момента, которые при не очень больших энергиях могут быть представлены в виде

$$F_{c,m}(q) = \int_0^\infty \rho_{c,m}(r) \frac{\sin qr}{qr} 4\pi r^2 dr \cong 1 - \frac{1}{6} q^2 \langle r^2 \rangle_{c,m} + \frac{1}{120} q^4 \langle r^4 \rangle_{c,m}. \quad (1)$$

Здесь $\rho_{c,m}(r)$ — плотность распределений заряда (индекс c) и магнитного дипольного момента (индекс m), $\langle r^2 \rangle_{c,m}$ и $\langle r^4 \rangle_{c,m}$ — среднеквадратичный радиус и четвертый момент плотности распределений заряда и магнитного момента, $\vec{\hbar}q = \vec{p}_\gamma - \vec{p}_+ - \vec{p}_-$ — импульс, передаваемый ядру.

В борновском приближении дифференциальное сечение процесса образования неполяризованных электронно-позитронных пар фотонами в поле протяженного ядра, обладающего магнитным дипольным моментом, определяется следующим выражением:

$$d\sigma(\theta_+, \theta_-, Ze, \mu_I, F(q)) = |F_c(q)|^2 d\sigma_{\text{БГ}}(\theta_+, \theta_-) d\Omega_+ d\Omega_- + |F_m(q)|^2 d\sigma_{\text{ом}}(\theta_+, \theta_-) d\Omega_+ d\Omega_-. \quad (2)$$

Здесь $d\sigma_{\text{БГ}}(\theta_+, \theta_-)$ — дифференциальное сечение Бете—Гайтлера для зарядового фоторождения неполяризованных пар ([8], формула (26.6) или [9], формула (39.13)), $d\sigma_{\text{ом}}(\theta_+, \theta_-)$ — дифференциальное сечение магнитного фоторождения неполяризованных пар, которое имеет вид

$$d\sigma_{\text{ом}}(\theta_+, \theta_-) = \frac{Z^2 \alpha^3}{2\pi^2} \left(\frac{I+1}{3I} \right) \left(\frac{\mu_I}{Ze} \right)^2 \frac{k_+ k_- dK_+}{\kappa^3 q^2} \left[\frac{q^2 - 4K_+ K_- - 4k_0^2}{\Delta_+ \Delta_-} f(\theta_+, \theta_-) - \right. \\ \left. - \kappa^2 \left(2 - \frac{q^2}{\Delta_+ \Delta_-} - \frac{\Delta_+}{\Delta_-} - \frac{\Delta_-}{\Delta_+} \right) - k_+^2 \sin^2 \theta_+ \frac{q^2 + 4k_+^2}{2\Delta_+^2} - \right. \\ \left. - k_-^2 \sin^2 \theta_- \frac{q^2 + 4k_-^2}{2\Delta_-^2} \right], \quad (3)$$

где $\vec{\mu} = \mu_I \frac{\vec{I}}{I}$ и $\vec{I}$ — магнитный дипольный момент и спин ядра—мишени; $\mu_I = \kappa_m \mu_N$, $\mu_N = e\hbar/2M_p c$ — ядерный магнетон, κ_m — число ядерных магнетонов, α — постоянная тонкой структуры; $E_- = c\hbar K_-$, $\vec{p}_- = \hbar \vec{k}_-$ и $E_+ = c\hbar K_+$, $\vec{p}_+ = \hbar \vec{k}_+$ — полная энергия и импульс электрона и позитрона, $\varepsilon_\gamma = c\hbar \kappa$ и $\vec{p}_\gamma = \hbar \vec{\kappa}$ — энергия и импульс падающего фотона: $k_\pm = |\vec{k}_\pm|$, $\kappa = |\vec{\kappa}|$; $k_0 = m_0 c/\hbar$ — масса покоя электрона (позитрона) и

$$\Delta_\pm = K_\pm - (\vec{k}_\pm \vec{\kappa}^\circ), \quad K_\pm = \sqrt{k_\pm^2 + k_0^2},$$

$$\cos \theta_\pm = \vec{k}_\pm \vec{\kappa} / k_\pm \kappa, \quad \vec{\kappa}^\circ = \vec{\kappa} / \kappa,$$

$$f(\theta_+, \theta_-) = (\vec{k}_+ \vec{k}_-) - (\vec{k}_+ \vec{\kappa}^\circ)(\vec{k}_- \vec{\kappa}^\circ).$$

В первом приближении полагая $F_c(q) = F_m(q) = F(q)$, используя выражение (1) и проинтегрируя (2) по телесному углу ($d\Omega_- = \sin \theta_- d\theta_- d\varphi_-$) вылета электрона, получим следующее выражение для углового распределения позитронов пары с учетом среднеквадратичного радиуса и четвертого момента плотности распределения заряда и магнитного дипольного момента ядра:

$$d\sigma^R(\theta_+, Ze, \mu_I) d\Omega_+ = d\sigma^T(\theta_+, Ze, \mu_I) d\Omega_+ - d\sigma(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle) d\Omega_+ +$$

$$+ d\sigma(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle^2, \langle r^4 \rangle) d\Omega_+ - d\sigma(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle) d\Omega_+. \quad (4)$$

Здесь

$$d\sigma^T(\theta_+, Ze, \mu_I) = d\sigma_{\text{БГ}}(\theta_+) + d\sigma_{\text{ом}}(\theta_+) = \eta_p \Phi_0(\theta_+) + \xi_p \Phi_{\text{ом}}(\theta_+), \quad (5)$$

$$d\sigma(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle) = \langle r^2 \rangle [\eta_p \Phi_1(\theta_+) + \xi_p \Phi_{1m}(\theta_+)], \quad (6)$$

$$d\sigma(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle^2, \langle r^4 \rangle) = \left(\langle r^2 \rangle^2 + \frac{3}{5} \langle r^4 \rangle \right) [\eta_p \Phi_2(\theta_+) + \xi_p \Phi_{2m}(\theta_+)], \quad (7)$$

$$d\sigma(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle) = \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle [\eta_p \Phi_3(\theta_+) + \xi_p \Phi_{3m}(\theta_+)], \quad (8)$$

$$\eta_p = \frac{Z^2 \alpha^3}{4\pi} \frac{k_+ k_- dK_+}{\kappa^3}, \quad \xi_p = \left(\frac{\mu_I}{Ze} \right)^2 \left(\frac{I+1}{3I} \right) \eta_p,$$

$$\langle r^2 \rangle_c = \langle r^2 \rangle_m \equiv \langle r^2 \rangle, \quad \langle r^4 \rangle_c = \langle r^4 \rangle_m \equiv \langle r^4 \rangle$$

функции $\Phi_n(\theta_+)$ и $\Phi_{nm}(\theta_+)$ ($n = 0, 1, 2, 3$) в общем случае имеют громоздкий вид. Однако в случае ультрарелятивистских энергий ε_γ , E_- , $E_+ \gg m_0 c^2$ эти функции сильно упрощаются и для них имеем выражения:

$$\Phi_1(\theta_+) = \frac{2}{3} \left\{ -3 + \frac{4}{\Delta_0} - \frac{\kappa^2}{T^2} \left(1 + \frac{k_-}{k_+ \Delta_0} \right) - \frac{\kappa^2 L}{2k_+ k_-} + \right.$$

$$\left. + \frac{\kappa^2 k_+ (k_+ - \kappa \cos \theta_+)}{k_- T^3} \varepsilon^T + \left(k_+ k_- + \frac{k_+^2 + k_-^2}{\Delta_0} \right) \frac{\varepsilon}{k_+ k_-} \right\}, \quad (8')$$

$$\Phi_2(\theta_+) = \frac{1}{9} \left\{ 2(3k_+^2 + 2\kappa k_-) - k_+ (k_+ - k_-) \Delta_0 + \frac{k_- (k_+^2 + 2k_-^2)}{k_+ \Delta_0} - \right.$$

$$\left. - \left(2\kappa + \frac{k_-^2}{k_+ \Delta_0} \right) k_- \sin^2 \theta_+ + \frac{k_+ (k_+^2 + k_-^2)}{2k_-} \varepsilon \right\},$$

$$\begin{aligned}\Phi_3(\theta_+) &= \frac{1}{135} \left\{ \frac{2k_-^3(k_+^2 + k_-^2)}{k_+\Delta_0} + 3k_-[5k_+(k_+^2 + k_-^2) + 2k_-(3k_+^2 + k_-^2)] + \right. \\ &\quad \left. + 6k_+^2(4k_+^2 + k_-^2)\Delta_0 - 2k_+^2(6k_+^2 + k_-^2)\Delta_0^2 + \frac{3k_+^2(k_+^2 + k_-^2)(2 - \Delta_0)\Delta_0}{2k_-} \varepsilon \right\}; \\ \Phi_{1m}(\theta_+) &= \frac{2(k_+^2 + k_-^2)}{3} \left\{ 2 + \frac{3k_-}{k_+\Delta_0} + \frac{k_+(3k_+ - k_-)\Delta_0}{k_+^2 + k_-^2} + \frac{k_+(2 + \Delta_0)}{2k_-} \varepsilon \right\}, \\ \Phi_{2m}(\theta_+) &= \frac{1}{9} \left\{ \frac{10k_-^3(k_+^2 + k_-^2)}{3k_+\Delta_0} + 6k_-^4 + k_+k_-(7k_+^2 + 2k_+k_- + 7k_-^2) - \right. \\ &\quad - 2[k_+^2(2k_+ + k_-) + k_-^2(3k_+ + k_-)]k_+\Delta_0 + \frac{2}{3}k_+^2(6k_+^2 + k_-^2)\Delta_0^2 + \\ &\quad \left. + \frac{k_+^3(k_+^2 + k_-^2)(2 + \Delta_0)}{2k_-} \varepsilon \right\}, \quad (8'')\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_{3m}(\theta_+) &= \frac{1}{135} \left\{ \frac{14k_-^5(k_+^2 + k_-^2)}{k_+\Delta_0} + 20k_-^3[2(k_+^3 + k_-^3) + k_+k_-(k_+ + 2k_-)] + \right. \\ &\quad + k_+k_-[39k_+^4 + 32k_-^4 + k_+k_-(32k_+^2 + 51k_+k_- + 72k_-^2)]\Delta_0 + \\ &\quad + 2k_+^2[9k_+^4 + 4k_-^4 + k_+k_-(9k_+^2 + 22k_+k_- + 15k_-^2)]\Delta_0 + \\ &\quad \left. + \frac{1}{2}[30k_+^3 + 2k_-^3 - 3k_+k_-(3k_+ + 4k_-)]k_+\Delta_0^3 + \frac{3k_+^5(k_+^2 + k_-^2)(2 + \Delta_0)\Delta_0^2}{2k_-} \varepsilon \right\},\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}T &= \sqrt{\kappa^2 + k_+^2 - 2\kappa k_+ \cos \theta_+}, \quad \Delta_0 = 1 - \cos \theta_+, \\ \varepsilon &= 2 \ln \frac{2k_-}{k_0}, \quad \varepsilon^T = \ln \frac{T + k_-}{T - k_-}, \quad L = 2 \ln \frac{2k_+k_-}{\kappa k_0}.\end{aligned}$$

Функции $\Phi_0(\theta_+)$ и $\Phi_{om}(\theta_+)$ приведены в работах [2, 6]. В (4) $d\sigma^T(\theta_+, Ze, \mu_I)$ определяет угловое распределение позитрона пары, образованной неполяризованным фотоном в поле точечного ядра с магнитным дипольным моментом. Члены, пропорциональные $\langle r^2 \rangle$, $\langle r^2 \rangle^2$, $\langle r^4 \rangle$ и $\langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle$, представляют собой поправки к сечению фоторождения пар, обусловленные распределением заряда и магнитного дипольного момента ядра-мишени.

Формула (4) описывает влияние конечных размеров ядра (Ze, μ_I) посредством $\langle r^2 \rangle$ и $\langle r^4 \rangle$ на угловое распределение позитрона образующейся пары.

Степень продольной поляризации пар с учетом $\langle r^2 \rangle$ и $\langle r^4 \rangle$

Дифференциальное эффективное сечение процесса образования продольно поляризованных e^-e^+ -пар, поляризованными по кругу фотонами в поле протяженного ядра, обладающего магнитным дипольным моментом, определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned}d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}(\theta_+, \theta_-, Ze, \mu_I, F(q)) d\Omega_+ d\Omega_- &= |F_e(q)|^2 d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}^e(\theta_+, \theta_-) d\Omega_+ d\Omega_- + \\ &+ |F_m(q)|^2 d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}^m(\theta_+, \theta_-) d\Omega_+ d\Omega_-, \quad (9)\end{aligned}$$

где

$$d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}^e(\theta_+, \theta_-) = \frac{1}{4} d\sigma_{\text{БГ}}(\theta_+, \theta_-) + s_+ s_- d\sigma_{1e}(\theta_+, \theta_-) +$$

$$+ s_\gamma s_+ d\sigma_{2e}(\theta_+, \theta_-) + s_\gamma s_- d\sigma_{3e}(\theta_+, \theta_-), \quad (10)$$

$$d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}^m(\theta_+, \theta_-) = \frac{1}{4} d\sigma_{\text{ом}}(\theta_+, \theta_-) + s_+ s_- d\sigma_{1m}(\theta_+, \theta_-) +$$

$$+ s_\gamma s_+ d\sigma_{2m}(\theta_+, \theta_-) + s_\gamma s_- d\sigma_{3m}(\theta_+, \theta_-). \quad (11)$$

Здесь величины $s_- = \pm 1$ и $s_+ = \pm 1$ определяют направление продольной поляризации спинов электрона и позитрона; при $s_- = 1$ ($s_+ = 1$) спин электрона (позитрона) направлен по импульсу (правополяризованный электрон (позитрон)), а при $s_- = -1$ ($s_+ = -1$) — против импульса (левополяризованный электрон (позитрон)) [10, 9]. Величина $s_\gamma = \pm 1$ определяет направление круговой поляризации фотона; для фотона, поляризованного по правому кругу, $s_\gamma = 1$, а по левому кругу $s_\gamma = -1$ [2, 9], $d\Omega_- = \sin \theta_- d\theta_- d\varphi_-$ и $d\Omega_+ = \sin \theta_+ d\theta_+ d\varphi_+$ — телесные углы направления импульсов электрона и позитрона. В (10) члены $s_- s_+ d\sigma_{1e}(\theta_+, \theta_-)$, $s_\gamma s_- d\sigma_{3e}(\theta_+, \theta_-)$ и $s_\gamma s_+ d\sigma_{2e}(\theta_+, \theta_-)$ определяют продольную спиновую корреляцию между электроном и позитроном, фотоном и электроном, фотоном и позитроном в зарядовом фоторождении пар [2, 7]. В (11) члены $s_\gamma s_- d\sigma_{3m}(\theta_+, \theta_-)$, $s_\gamma s_+ d\sigma_{2m}(\theta_+, \theta_-)$ и $s_- s_+ d\sigma_{1m}(\theta_+, \theta_-)$, определяющие продольную спиновую корреляцию между фотоном и электроном, фотоном и позитроном и электроном и позитроном, в магнитном фоторождении пар имеют вид

$$d\sigma_{1m}(\theta_+, \theta_-) = \frac{Z^2 \alpha^3}{2\pi^2} \left(\frac{I+1}{3I} \right) \left(\frac{\mu_I}{Ze} \right)^3 \frac{dK_+}{\kappa^3 q^2} \times$$

$$\times \left\{ \frac{q^2 + 4k_-^2}{2\Delta_+^2} [\kappa^2 k_0^2 + (K_+ K_- + k_0^2) k_+^2 \sin^2 \theta_+] + \right.$$

$$\left. + \frac{q^2 + 4k_+^2}{2\Delta_-^2} [\kappa^2 k_0^2 + (K_+ K_- + k_0^2) k_-^2 \sin^2 \theta_-] - \right.$$

$$- \frac{1}{\Delta_+ \Delta_-} [(q^2 - 4K_+ K_- - 4k_0^2) [(K_+ K_- + k_0^2) f(\theta_+, \theta_-) + \kappa^2 (K_+ K_- - 3k_0^2)]] +$$

$$\left. + \kappa^2 \left[K_+ K_- \left(2 - \frac{\Delta_+}{\Delta_-} - \frac{\Delta_-}{\Delta_+} \right) + 4\kappa k_0^2 \left(\frac{1}{\Delta_+} + \frac{1}{\Delta_-} \right) \right] \right\}, \quad (12)$$

$$d\sigma_{2m}(\theta_+, \theta_-) = \frac{Z^2 \alpha^3}{2\pi^2} \left(\frac{I+1}{3I} \right) \left(\frac{\mu_I}{Ze} \right)^2 \frac{k_- dK_+}{\kappa^2 q^2} \left\{ - \frac{q^2 + 4k_-^2}{2\Delta_+^2} k_+^2 \sin^2 \theta_+ - \right.$$

$$- \frac{q^2 + 4k_+^2}{2\Delta_-^2} k_-^2 \sin^2 \theta_- + \frac{1}{\Delta_+ \Delta_-} [q^2 (K_+^2 - K_+ K_- - 3k_0^2) - 4k_0^2 (K_+ K_- + k_0^2)] -$$

$$- \frac{\kappa q^2 - 4K_- (K_+ K_- + k_0^2)}{\Delta_-} + \frac{4K_- (K_+ K_- + k_0^2)}{\Delta_+} +$$

$$\left. + \kappa K_+ \left(\frac{\Delta_-}{\Delta_+} - \frac{\Delta_+}{\Delta_-} \right) - q^2 - 2k_+^2 - 2k_-^2 \right\}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned}
d\sigma_{3m}(\theta_+, \theta_-) = & \frac{Z^2 \alpha^3}{2\pi^2} \left(\frac{I+1}{3I} \right) \left(\frac{\mu_I}{Ze} \right)^2 \frac{k_+ dK_+}{+\kappa^2} \left\{ -\frac{q^2 + 4k_+^2}{2\Delta_+^2} k_+^2 \sin^2 \theta_+ - \right. \\
& - \frac{q^2 + 4k_+^2}{2\Delta_-^2} k_-^2 \sin^2 \theta_- + \frac{1}{\Delta_+ \Delta_-} [q^2 (K_-^2 - K_+ K_- - 3k_0^2) - 4k_0^2 (K_+ K_- + k_0^2)] + \\
& + \frac{\kappa q^2 - 4K_+ (K_+ K_- + k_0^2)}{\Delta_+} + \frac{4K_+ (K_+ K_- + k_0^2)}{\Delta_-} - \\
& \left. - \kappa K_- \left(\frac{\Delta_-}{\Delta_+} - \frac{\Delta_+}{\Delta_-} \right) - q^2 - 2k_+^2 - 2k_-^2 \right\}. \quad (14)
\end{aligned}$$

Проинтегрируя (9) по телесному углу $d\Omega_-$ вылета электрона при значении фактора (1), получим следующее выражение для углового распределения продольно-поляризованных пар, образованных поляризованными по кругу фотонами с учетом среднеквадратичного радиуса и четвертого момента плотности распределений заряда и магнитного момента ядра — мишени (Ze, μ_I):

$$\begin{aligned}
d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}^R(\theta_+, Ze, \mu_I) d\Omega_+ = & d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}^T(\theta_+, Ze, \mu_I) d\Omega_+ - \\
& - d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle) d\Omega_+ + d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle^2, \langle r^4 \rangle) d\Omega_+ - \\
& - d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle) d\Omega_+. \quad (15)
\end{aligned}$$

Здесь

$$d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}^T(\theta_+, Ze, \mu_I) = Q_0(\theta_+) + s_+ s_- Q_0^{(1)}(\theta_+) + s_\gamma s_- Q_0^{(2)}(\theta_+) + s_\gamma s_+ Q_0^{(3)}(\theta_+), \quad (16)$$

$$\begin{aligned}
& d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle) = \\
& = \langle r^2 \rangle [Q_1(\theta_+) + s_+ s_- Q_1^{(1)}(\theta_+) + s_\gamma s_- Q_1^{(2)}(\theta_+) + s_\gamma s_+ Q_1^{(3)}(\theta_+)], \quad (17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle^2, \langle r^4 \rangle) = \\
& = \left(\langle r^2 \rangle^2 + \frac{3}{5} \langle r^4 \rangle \right) [Q_2(\theta_+) + s_+ s_- Q_2^{(1)}(\theta_+) + s_\gamma s_- Q_2^{(2)}(\theta_+) + s_\gamma s_+ Q_2^{(3)}(\theta_+)], \quad (18)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}(\theta_+, Ze, \mu_I, \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle) = \\
& = \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle [Q_3(\theta_+) + s_+ s_- Q_3^{(1)}(\theta_+) + s_\gamma s_- Q_3^{(2)}(\theta_+) + s_\gamma s_+ Q_3^{(3)}(\theta_+)], \quad (19)
\end{aligned}$$

где

$$Q_\alpha^\beta(\theta_+) = \eta_p \Phi_\alpha^\beta(\theta_+) + \zeta_p \Phi_{\alpha m}^\beta(\theta_+), \quad \alpha = 0, 1, 2, 3 \text{ и } \beta = 1, 2, 3.$$

Выражения функций $\Phi_\alpha^\beta(\theta_+)$ и $\Phi_{\alpha m}^\beta(\theta_+)$ в ультрарелятивистском случае ($\kappa, k_+, k_- \gg k_0$) приведены в приложении № 1 и 2 в конце статьи, а функции $\Phi_0(\theta_+)$, $\Phi_{0m}(\theta_+)$, $\Phi_0^\beta(\theta_+)$ и $\Phi_{0m}^\beta(\theta_+)$ ($\beta = 1, 2, 3$) даны в работах [2, 6, 7]. В (15) $d\sigma_{s_\gamma s_+ s_-}^T(\theta_+, Ze, \mu_I)$ определяет угловое распределение продольно-поляризованных позитронов пар, образованных поляризованными по кругу фотонами в поле точечного ядра с магнитным дипольным моментом. Если не интересоваться поляризацией электрона, то, просуммировав (15) по спину ($s_- = \pm 1$) электрона, получим следующее выражение для углового распределения позитронов:

$$d\sigma_{s_\gamma s_+}^R(\theta_+, Ze, \mu_I) d\Omega_+ = d\sigma_{s_\gamma s_+}^T(\theta_+, Ze, \mu_I) d\Omega_+ -$$

$$-\left\{\langle r^2 \rangle [Q_1(\theta_+) + s_+ s_+ Q_1^{(3)}(\theta_+)] - \left(\langle r^2 \rangle^2 + \frac{3}{5} \langle r^4 \rangle\right) [Q_2(\theta_+) + s_+ s_+ Q_2^{(3)}(\theta_+)] + \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle [Q_3(\theta_+) + s_+ s_+ Q_3^{(3)}(\theta_+)]\right\} d\Omega_+. \quad (20)$$

В (20) $d\sigma_{s_+ s_+}^T(\theta_+, Ze, \mu_I)$ — угловое распределение продольно поляризованных позитронов пар, образованных поляризованными по кругу фотонами в поле точечного ядра (Ze, μ_I) .

При фоторождении продольно-поляризованных пар возможны следующие спиновые корреляции между электроном и позитроном.

Электрон и позитрон обладают продольной поляризацией одинакового направления ($s_+ s_- = 1$), т. е. электрон и позитрон оба являются правополяризованными ($s_- = 1, s_+ = 1$) или левополяризованными ($s_- = -1, s_+ = -1$).

Электрон и позитрон обладают продольной поляризацией противоположного направления ($s_+ s_- = -1$), т. е. электрон является правополяризованным ($s_- = 1$), а позитрон — левополяризованным ($s_+ = -1$) и наоборот ($s_- = -1, s_+ = +1$). В частности, в случае противоположного направления поляризации электрона и позитрона ($s_+ = -s_-$) при фиксированной круговой поляризации падающих фотонов степень продольной поляризации пар $P_c^R(\theta_+, Ze, \mu_I)$ определяется как отношение разности сечений к сумме сечений при $s_+ = -s_- = 1$ и $s_+ = -s_- = -1$.

Тогда из (15) получаем следующее выражение:

$$P_c^R(\theta_+, Ze, \mu_I) = \frac{1 - \langle r^2 \rangle d_1(\theta_+) + \left(\langle r^2 \rangle^2 + \frac{3}{5} \langle r^4 \rangle\right) d_2(\theta_+) - \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle d_3(\theta_+)}{1 - \langle r^2 \rangle b_1(\theta_+) + \left(\langle r^2 \rangle^2 + \frac{3}{5} \langle r^4 \rangle\right) b_2(\theta_+) - \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle b_3(\theta_+)}, \quad (21)$$

где

$$P_c^T(\theta_+, Ze, \mu_I) = -s_+ \frac{Q_0^{(3)}(\theta_+) - Q_0^{(2)}(\theta_+)}{Q_0(\theta_+) - Q_0^{(1)}(\theta_+)}, \quad (22)$$

$$b_i(\theta_+) = \frac{Q_i(\theta_+) - Q_i^{(1)}(\theta_+)}{Q_0(\theta_+) - Q_0^{(1)}(\theta_+)}, \quad d_i(\theta_+) = \frac{Q_i^{(3)}(\theta_+) - Q_i^{(2)}(\theta_+)}{Q_0^{(3)}(\theta_+) - Q_0^{(2)}(\theta_+)},$$

$$i = 1, 2, 3$$

Здесь $P_c^T(\theta_+, Ze, \mu_I)$ — степень продольной поляризации позитрона, образованного поляризованным по кругу фотоном в поле точечного ядра (Ze, μ_I) [7].

Для иллюстрации полученных формул (4) и (21) оценим влияние среднеквадратичного радиуса и четвертого момента плотности распределений заряда и магнитного дипольного момента ядра на угловое распределение неполяризованных позитронов, образованных неполяризованными фотонами, и на степень продольной поляризации позитронов, образованных поляризационными по кругу фотонами в поле ядра Li^7 ($I = 3/2$, $\kappa_m = 3,26$). Вычисленные на основании следующей плотности распределения заряда и магнитного момента ядра [11]

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \frac{r}{a}\right) e^{-r/a},$$

где a — параметр, определяемый из экспериментов по упругому рассеянию электронов, значения моментов для ядра Li^7 ($a = 0,638 \cdot 10^{-13}$ см [13]) равны:

$$\langle r^2 \rangle = 7,344 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2, \\ \langle r^4 \rangle = 118,096 \cdot 10^{-52} \text{ см}^2.$$

На рис. 1 приведена вычисленная из (4) зависимость отношения сечений

$$I(\theta_+) = \frac{d\sigma^R(\theta_+, Ze, \mu_I)}{d\sigma^T(\theta_+, Ze, \mu_I)}, \quad (23)$$

от угла вылета позитрона пары при энергии падающего фотона $\epsilon_\gamma = 200 m_0 c^2$ и энергии позитрона $E_+ = 0,5 \epsilon_\gamma$ (кривая 1) и $0,9 \epsilon_\gamma$ (кривая 2). Как видно из рисунка, влияние конечных размеров ядра с маг-

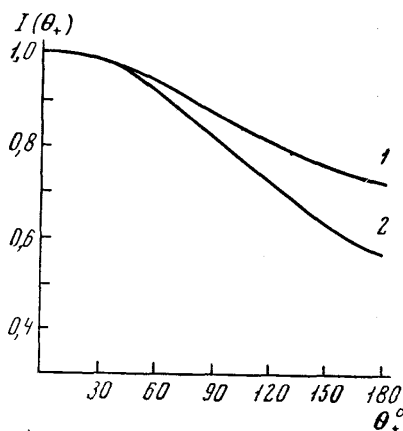


Рис. 1

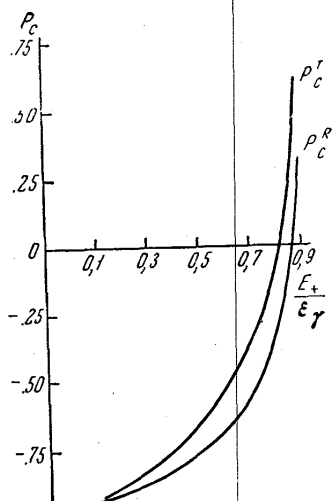


Рис. 3

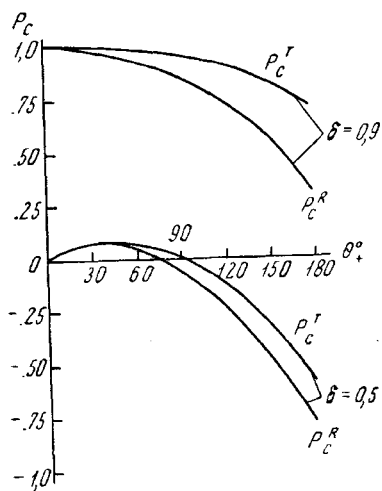


Рис. 2

нитным дипольным моментом на угловое распределение позитронов становится значительным с увеличением относительной энергии и угла вылета позитронов, достигая наибольшего значения при $\theta_+ = 180^\circ$. Из рис. 2 и рис. 3 ($\theta_+ = 180^\circ$), где представлены вычисленные из (22) и (21) зависимости степени продольной поляризации пар для точечного ядра $P_c^T = P_c^T(\theta_+, Ze, \mu_I)$ и для протяженного ядра $P_c^R = P_c^R(\theta_+, Ze, \mu_I)$ от угла вылета θ_+ и относительной энергии $\delta = E_+ \epsilon_\gamma = 0,5$ и $0,9$ позитрона при энергии падающего поляризованного по правому кругу ($s_\gamma = +1$) фотона $\epsilon_\gamma = 200 m_0 c^2$, видно, что распределение заряда и магнитного момента

ядра заметно влияет на степень продольной поляризации пар в области больших углов вылета и высоких энергий позитронов. При этом влияние распределения магнитного дипольного момента на степень поляризации P_c^R существенно при $\theta_+ = 180^\circ$, т. е. когда позитрон магнитного фоторождения испускается в обратном направлении.

Приложение 1

$$\Phi_1^{(1)}(\theta_+) = \frac{2}{3k_+k_-} \left\{ 3k_+k_- - k_+^2 - k_-^2 + \frac{2(k_+^2 + 3k_-^2 + k_+k_-)}{\Delta_0} + \right. \\ \left. + \frac{\kappa^2 k_-}{T^2} \left(k_+ + \frac{k_-}{\Delta_0} \right) + \frac{\kappa^2}{2} L - \frac{\kappa^2 k_+^2 (k_+ - \kappa \cos \theta)}{T^3} \varepsilon^T + \right. \\ \left. + \left[k_+ (k_+ - k_-) - \frac{k_+^2 + k_-^2}{\Delta_0} \right] \varepsilon \right\}.$$

$$\Phi_1^{(2)}(\theta_+) = \frac{2\kappa}{3k_-} \left\{ \frac{2(k_+ - k_-)}{k_+ \Delta_0} + \frac{\kappa k_-}{T^2} \left(1 + \frac{k_-}{k_+ \Delta_0} \right) - \frac{\kappa}{2k_+} L - \right. \\ \left. - \frac{\kappa k_+ (k_+ - \kappa \cos \theta_+)}{T^3} \varepsilon^T + \left(1 - \frac{k_+ - k_-}{k_+ \Delta_0} \right) \varepsilon \right\}.$$

$$\Phi_1^{(3)}(\theta_+) = \frac{2\kappa}{3k_-} \left\{ \frac{4 - \Delta_0}{\Delta_0} - \frac{\kappa}{T^2} \left(k_+ + \frac{k_-}{\Delta_0} \right) + \frac{\kappa}{2k_-} L + \right. \\ \left. + \frac{\kappa k_+^2 (k_+ - \kappa \cos \theta_+)}{k_- T^3} \varepsilon^T + \left(k_+ - \frac{k_+ - k_-}{\Delta_0} \right) \frac{\varepsilon}{k_-} \right\}.$$

$$\Phi_2^{(1)}(\theta_+) = \frac{1}{9k_+k_-} \left\{ 2k_+ (k_+ - 2k_-) (\kappa^2 - k_+k_-) - k_+^2 (k_+^2 + k_+k_- + 2k_-^2) \Delta_0 + \right. \\ \left. + k_-^2 T^2 (2 - \Delta_0) - \frac{k_-^2 (3k_+^2 + 4\kappa k_-)}{\Delta_0} - \frac{k_+^2 [k_+^2 + k_-^2 (2 - \Delta_0)]}{2} \varepsilon \right\}.$$

$$\Phi_2^{(2)}(\theta_+) = \frac{\kappa}{9k_-} \left\{ 2(k_+^2 - k_-^2) - k_+ (k_+ - 2k_-) \Delta_0 - \right. \\ \left. - \frac{k_-^2 (k_+ - k_-)}{k_+ \Delta_0} - \frac{k_+ (k_+ - k_-) \Delta_0}{2} \varepsilon \right\}.$$

$$\Phi_2^{(3)}(\theta_+) = \frac{\kappa}{9k_+} \left\{ 2k_+ (3k_+ - k_-) - 3k_+^2 \Delta_0 - \frac{k_- (k_+ - k_-)}{\Delta_0} + \frac{k_+^2 (k_+ - k_-)}{2k_-} \varepsilon \right\}.$$

$$\Phi_3^{(1)}(\theta_+) = \frac{1}{270k_+k_-} \left\{ \frac{4k_-^4 (k_+^2 + k_-^2)}{\Delta_0} - 6k_+k_-^2 [5k_+ (k_+^2 + k_+k_- + k_-^2) + k_-^3] - \right. \\ \left. - 6k_+^2 [2k_+^4 - k_+^2k_- (2k_+ - 3k_-) + k_-^3 (k_+ + 5k_-)] \Delta_0 + \right. \\ \left. + 2k_+^3 [5k_+^3 - 3k_-^3 + 6k_+k_- (2k_+ + k_-)] \Delta_0^2 + 3k_+^4 (k_+^2 + k_-^2) (2 - \Delta_0) \Delta_0 \varepsilon \right\}.$$

$$\Phi_3^{(2)}(\theta_+) = \frac{\kappa}{270k_-} \left\{ - \frac{4k_-^3 (k_+^2 + k_-^2)}{k_+ \Delta_0} + 6k_- (k_+ - 4k_-) (k_+^2 + 2k_-^2) - \right. \\ \left. - 12k_+^2 (k_+^2 - 3k_+k_- - 3k_-^2) \Delta_0 + 6k_+^3 (k_+ - 3k_-) \Delta_0^2 - \right. \\ \left. - 3k_+^3 (k_+ - k_-) (2 + \Delta_0) \Delta_0 \varepsilon \right\}.$$

$$\Phi_3^{(3)}(\theta_+) = \frac{\kappa}{270k_+} \left\{ - \frac{4k_-^2 (k_+ - k_-)}{\Delta_0} - 6k_+k_- (5k_+^2 + k_+k_- - 2k_-^2) - \right. \\ \left. - 12k_+^2 (4k_+^2 + k_-^2 - 2k_+k_-) \Delta_0 + 24k_+^4 \Delta_0^2 - \frac{3k_+^4 (k_+ - k_-) (2 - \Delta_0) \Delta_0}{k_-} \varepsilon \right\}.$$

Приложение 2

$$\Phi_{1m}^{(1)}(\theta_+) = \frac{2(k_+^2 + k_-^2)}{3k_+k_-} \left\{ -2\kappa k_+ + \frac{3k_-^2}{\Delta_0} - \frac{k_+^2(k_+^2 - k_+k_- + 2k_-^2)}{k_+^2 + k_-^2} \Delta_0 + \frac{k_+^2(2 + \Delta_0)}{2} \varepsilon \right\},$$

$$\Phi_{1m}^{(2)}(\theta_+) = \frac{2\kappa}{3k_-} \left\{ 2(k_+^2 + k_-^2) + (k_+ - 2k_-)k_+\Delta_0 - \frac{3k_-^2(k_+ - k_-)}{k_+\Delta_0} - \frac{k_+(k_+ - k_-)(2 + \Delta_0)}{2} \varepsilon \right\},$$

$$\Phi_{1m}^{(3)}(\theta_+) = \frac{2\kappa}{3k_+} \left\{ 2k_+(k_+ - k_-) + 3k_+^2\Delta_0 + \frac{3k_+(k_+ - k_-)}{\Delta_0} + \frac{k_+^2(k_+ - k_-)(2 + \Delta_0)}{2k_-} \right\},$$

$$\Phi_{2m}^{(1)}(\theta_+) = \frac{1}{9k_+k_-} \left\{ 6k_+k_-^5 + k_+^2k_-^2(7k_+^2 + 2k_+k_- + 7k_-^2) - 2[k_+^4 - k_-^3(3k_+ + k_-)]k_+^2\Delta_0 - [k_+^2(k_+ - 2k_-) - k_-^2(k_+ - k_-)]k_+^2\Delta_0^2 + \frac{10k_-^4(k_+^2 + k_-^2)}{3\Delta_0} + \frac{k_+^3(k_+^2 + k_-^2)(2 + \Delta_0)\Delta_0}{2} \varepsilon \right\},$$

$$\Phi_{2m}^{(2)}(\theta_+) = \frac{\kappa}{9k_-} \left\{ -\frac{10k_-^4(k_+ - k_-)}{3k_+\Delta_0} + k_-^2(7k_+^2 - 5k_+k_- - 6k_-^2) + k_+^3(k_+ - 3k_-)\Delta_0^2 + 2k_+^2(k_+^2 - k_+k_- + k_-^2) - \frac{k_+^3(k_+ - k_-)(2 + \Delta_0)\Delta_0}{2} \varepsilon \right\},$$

$$\Phi_{2m}^{(3)}(\theta_+) = \frac{\kappa}{9k_+} \left\{ \frac{10k_-^3(k_+ - k_-)}{3\Delta_0} + k_+k_- (7k_+^2 - 5k_+k_- - 6k_-^2) + 2k_+^3(2k_+ - k_-) + 4k_+^4\Delta_0^2 + \frac{k_+^4(k_+ - k_-)(2 + \Delta_0)\Delta_0}{2k_-} \varepsilon \right\},$$

$$\Phi_{3m}^{(1)}(\theta_+) = \frac{1}{270k_+k_-} \left\{ \frac{28k_-^6(k_+^2 + k_-^2)}{\Delta_0} + 40k_+k_-^4[2(k_+^3 + k_-^3) - k_+k_-(k_+ - 2k_-)] + 2k_+^2k_-^2[39k_+^4 + 32k_-^4 - k_+k_-(39k_+^2 + 51k_+k_- + 72k_-^2)]\Delta_0^2 - 2[39k_+^3(k_+^2 - 4k_+k_- - 5k_-^2) - 2k_-^3(22k_+^2 + 15k_+k_- + 4k_-^2)]k_+^3\Delta_0^3 - [3k_+^2(k_+^2 - 2k_-^2) + 12k_+k_-(2k_+^2 - k_-^2) - 2k_-^4] \times \right. \\ \left. \times k_+^4\Delta_0 + 3k_+^6(k_+^2 + k_-^2)(2 + \Delta_0)\Delta_0^2 \varepsilon \right\},$$

$$\Phi_{3m}^{(2)}(\theta_+) = \frac{\kappa}{270k_-} \left\{ -\frac{28k_-^6(k_+ - k_-)}{k_+\Delta_0} - 40k_-^4(2k_+^2 - 2k_-^2 - k_+k_-) - \right.$$

$$\begin{aligned}
& -2k_+k_-^2 [k_+^2(39k_+ - 7k_-) - 2k_-^2(25k_+ + 11k_-)] \Delta_0 + \\
& + 4k_+^2 [3k_+^3(k_+ - 2k_-) - 2k_-^3(2k_+ + k_-)] \Delta_0^2 + \\
& + [6k_+^2(k_+ - 4k_-) + k_+^2(3k_+ + k_-)] k_+^3 \Delta_0^3 - 3k_+^5(k_+ - k_-)(2 + \Delta_0) \Delta_0^2 \varepsilon \Big\}, \\
\Phi_{3m}^{(3)}(\theta_+) = & \frac{\kappa}{270k_+} \left\{ \frac{28k_-^5(k_+ - k_-)}{\Delta_0} - 40k_+k_-^3(2k_+^2 - k_+k_- - 2k_-^2) - \right. \\
& - 2k_+^2k_- (39k_+^3 - 7k_+^2k_- - 50k_+k_-^2 - 22k_-^3) \Delta_0 - \\
& \left. - 4k_+^3(9k_+^3 + 2k_-^3 + 4k_+k_-^2) \Delta_0^2 - \frac{3k_+^6(k_+ - k_-)(2 + \Delta_0) \Delta_0^2}{k_-} \varepsilon \right\}.
\end{aligned}$$

Авторы выражают благодарность профессору А. А. Соколову за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Керимов Б. К., Наджафов И. М. Программа и тезисы докладов IX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии. Изд-во АН СССР, 1959, стр. 82.
2. Керимов Б. К., Наджафов И. М. «Изв. АН СССР», сер. физич., 25, 163, 1961; «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 2, 41, 1961.
3. Керимов Б. К. Исследования по теории поляризованных фермионов и бозонов. Изд-во МГУ, 1961, стр. 33—47.
4. Olsen H., Maximon L. C. Phys. Rev., 114, 887, 1959.
5. Керимов Б. К., Садыхов Ф. С. «Изв. АН СССР», сер. физич., 25, 166, 1961; «Изв. вузов», физика, № 3, 14, 1961.
6. Керимов Б. К., Эль Хабири Х. А., Абуталыбов И. М., Алишев С. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., 29, 1166, 1965.
7. Керимов Б. К., Эль Хабири Х. А. «Изв. АН СССР», сер. физич., 32, 645, 1968.
8. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., ИЛ, 1956.
9. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1958.
10. Sokolov A. A., Kerimov B. K. Ann. der. Phys., 7, 46, 1958; Nuov. Cim., 5, 921, 1957.
11. Hofstadter R. Rev. Mod. Phys., 28, 214, 1956; Ann. Rev. Nucl. Sci., 7, 231, 1957.

Поступила в редакцию
25.2 1969 г.

Кафедра
теоретической физики