ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

№ 11 ФИЗИКА 2011

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ТЕОРИЯ ПОЛЯ

УДК 537.8

А.С. КОНЬКОВ, А.П. ПОТЫЛИЦЫН, В.А. СЕРДЮЦКИЙ

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЕЙ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА И МАГНИТНОГО МОМЕНТА[1]

Проанализированы условия возникновения интерференции полей переходного излучения электрического заряда и магнитного момента. Проведён расчёт вклада в полный выход переходного излучения системы заряд – магнитный момент, зависящего от ориентации магнитного момента для случая выхода частицы из титановой мишени в вакуум для энергии фотонов 454 эВ. Сделана оценка возможности использования рассмотренного эффекта для создания поляриметра нового типа.

***Ключевые слова**: переходное излучение, магнитный момент, электрический заряд, интерференция, асимметрия излучения, поляриметр.*

Анализ спиновых состояний электронного пучка до сих пор представляет собой сложную экспериментальную задачу. В основном, для этих целей используется процесс рассеяния электронов в кулоновском поле ядра (поляриметры Мотта) [1, 2]. В результате спин-орбитального взаимодействия эффективное сечение рассеяния под заданным углом для электронов с противоположными спинами оказывается различным. Возникающая лево-правая асимметрия рассеяния $A_{\text{л.п}}$ используется для измерения поляризации пучка электронов в интервале энергий примерно до 1 МэВ.

Экспериментально поляризация пучка определяется из соотношения

$$P_0 = A_{\text{л.п}} / S_{\text{eff}}, \tag{1}$$

где S_{eff} – анализирующая способность процесса мотовского рассеяния, которая вычисляется теоретически с достаточной точностью.

Следует отметить, что основным недостатком всех моттовских поляриметров является ограниченный диапазон энергий электронных пучков (10 эВ – 1 МэВ). На сегодняшний день во многих экспериментах в физике высоких энергий используются пучки умеренно релятивистских поляризованных электронов и позитронов с энергией до 10 МэВ, для анализа которых используется мёллеровский поляриметр [3], который также обладает невысокой эффективностью в указанном энергетическом диапазоне. Поэтому весьма перспективным является поиск новых физических механизмов для создания более эффективных поляриметров, основанных на регистрации асимметрии в электромагнитном излучении поляризованных частиц.

Представляется, что возможность создания поляриметров, основанных на детектировании электромагнитного излучения системы заряд + спин (заряд + магнитный момент в классическом рассмотрении), расширит экспериментальные возможности и позволит рассчитывать анализирующую способность процесса, опираясь на хорошо разработанные методы квантовой (классической) электродинамики, с любой требуемой точностью.

В квазиклассическом приближении будем рассматривать переходное излучение (ПИ) поляризованных электронов (позитронов) как излучение точечного заряда и спинового магнитного момента электрона.

Для определения явного вида интерференционного слагаемого и условий его существования рассмотрим геометрию, показанную на рис. 1, когда частица с зарядом e, обладающая собственным магнитным моментом $\boldsymbol{m}$, со скоростью $v = \beta c$ выходит из среды с диэлектрической проницаемостью ε в вакуум ($\varepsilon = 1$) через наклонную границу раздела.

В системе координат, в которой ось z направлена вдоль перпендикуляра к границе раздела, а ось y расположена в плоскости, проходящей через этот перпендикуляр и скорость частицы [4],

[1] Работа выполнена при поддержке ФЦП Министерства образования и науки РФ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг., в рамках реализации мероприятия № 1.3.1 (ГК № П1199, Шифр «НК-653П»).

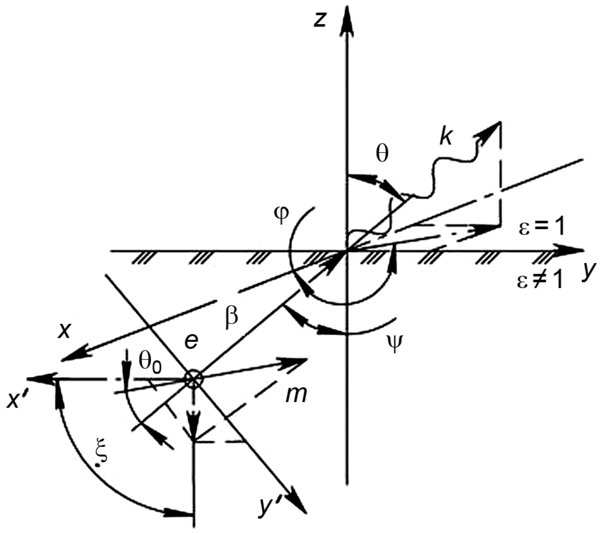

Рис. 1. Схема генерации ПИ заряженной частицей, обладающей собственным магнитным моментом

компоненты вектора Герца для магнитного момента и электрического заряда, полученные по методу изображений (согласно [5]), записываются в виде

$$\mathbf{\Pi}^m_{\omega p} = \frac{ic\boldsymbol{e}_z \exp\left(i\frac{\omega}{c}R\right)(1-\varepsilon)n_z}{\pi\omega^2 R(\varepsilon n_z+\sigma)(1-n_z^2)} \times$$
$$\times\left[\frac{B_z(1-n_z^2)[(1-\beta_y n_y)^2-\beta_z^2-\beta_z\sigma(1-\beta_y n_y)]+(B_x n_x+B_y n_y)[\beta_z^2 n_z^2\sigma+\beta_z(1-\beta_y n_y)(1-n_z^2)]}{[(1-\beta_y n_y)^2-\beta_z^2 n_z^2](1-\beta_y n_y-\beta_z\sigma)}\right]; \quad (2)$$

$$\mathbf{\Pi}^m_{\omega n} = -\frac{ic\beta_z^2 \exp\left(i\frac{\omega}{c}R\right)(1-\varepsilon)n_z}{\pi\omega^2 R(n_z+\sigma)(1-n_z^2)}\left[\frac{\boldsymbol{e}_x B_x(1-n_z^2)+\boldsymbol{e}_y B_y(1-n_z^2)+\boldsymbol{e}_z(B_x n_x+B_y n_y)n_z}{[(1-\beta_y n_y)^2-\beta_z^2 n_z^2](1-\beta_y n_y-\beta_z\sigma)}\right]; \quad (3)$$

$$\mathbf{\Pi}^e_{\omega p} = \frac{ev_z\boldsymbol{e}_z \exp\left(i\frac{\omega}{c}R\right)(1-\varepsilon)n_z}{\pi\omega^2 R(\varepsilon n_z+\sigma)(1-n_z^2)}\left[\frac{(1-n_z^2)[1-\beta_y n_y-\beta_z^2-\beta_z\sigma]+\beta_z\beta_y n_y\sigma}{[(1-\beta_y n_y)^2-\beta_z^2 n_z^2](1-\beta_y n_y-\beta_z\sigma)}\right]; \quad (4)$$

$$\mathbf{\Pi}^e_{\omega n} = \frac{ev_y\beta_z^2 \exp\left(i\frac{\omega}{c}R\right)(1-\varepsilon)n_z}{\pi\omega^2 R(n_z+\sigma)(1-n_z^2)}\left[\frac{\boldsymbol{e}_y(1-n_z^2)+\boldsymbol{e}_z n_y n_z}{[(1-\beta_y n_y)^2-\beta_z^2 n_z^2](1-\beta_y n_y-\beta_z\sigma)}\right], \quad (5)$$

где $\boldsymbol{e}_i$ – орты; $\sigma=\sqrt{\varepsilon-(1-n_z^2)}$; $\chi_x=\frac{\omega}{v}n_x$; $\chi_y=\frac{\omega}{v}n_y$; $\beta=1-\frac{\gamma^{-2}}{2}$, γ – лоренц-фактор;

$$B_x=\gamma^{-1}\left(\chi_y m_z-\gamma^{-1}\frac{\omega}{v}m_y\right),$$

$$B_z=(\chi_x m_y-\chi_y m_x)\cos\psi-\gamma^{-1}\left(\gamma^{-1}\frac{\omega}{v}m_x-\chi_x m_z\right)\sin\psi, \quad (6)$$

$$B_y=\gamma^{-1}\left(\gamma^{-1}\frac{\omega}{v}m_x-\chi_x m_z\right)\cos\psi+(\chi_x m_y-\chi_y m_x)\sin\psi.$$

Величины, соответствующие волнам, поляризованным в плоскости падения, будем отмечать символом *p* (parallel), а величины, соответствующие волнам, поляризованным в перпендикулярной плоскости, – *n* (normal).

Выражения (2) – (5) записываются через проекции единичного волнового вектора

$$\boldsymbol{n} = \frac{\boldsymbol{k}c}{\omega} = \{n_x, n_y, n_z\} = \{\cos\theta_x, \cos\theta_y, \cos\theta_z\} = \{\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta\} \tag{7}$$

и вектора $\boldsymbol{\beta} = \{0, \beta_y, \beta_z\} = \beta\{0, \sin\psi, \cos\psi\}$.

Проекции вектора магнитного момента можно расписать через полярный θ_0 и азимутальный ξ углы в собственной системе координат магнитного момента:

$$\begin{aligned} m_x &= |\boldsymbol{m}| \cdot \sin\theta_0 \cdot \cos\xi, \\ m_y &= |\boldsymbol{m}| \cdot \sin\theta_0 \cdot \sin\xi, \\ m_z &= |\boldsymbol{m}| \cdot \cos\theta_0. \end{aligned} \tag{8}$$

Ось z' системы K' (система покоя магнитного момента) совпадает по направлению с вектором $\boldsymbol{\beta}$. Таким образом, система K' повёрнута относительно системы K (система, связанная с мишенью) на угол ψ (см. рис. 1).

Предполагая, что ε – комплексная величина, полные векторы Герца будем искать в виде

$$\boldsymbol{\Pi}_\omega = \left[\boldsymbol{n} \times (\boldsymbol{\Pi}_{\omega p} + \boldsymbol{\Pi}_{\omega n})\right] = A(\varepsilon) \cdot \left(\boldsymbol{P}'_\omega + i\boldsymbol{P}''_\omega\right). \tag{9}$$

Выделяя общий комплексный множитель $A(\varepsilon)$, действительную (с единичным штрихом) и мнимую (с двойным штрихом) части в полных векторах Герца, находим

$$A(\varepsilon) = \frac{c\exp\left(i\frac{\omega}{c}R\right)(1-\varepsilon)n_z}{\pi\omega^2 R(n_z+\sigma)(\varepsilon n_z+\sigma)(1-n_z^2)[(1-\beta_y n_y)^2 - \beta_z^2 n_z^2](1-\beta_y n_y - \beta_z\sigma)}; \tag{10}$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{P}'^{e}_\omega &= e\beta_z(1-n_z^2)\left[\boldsymbol{e}_x(\beta_z\beta_y n_z\tau'_1 + n_y\tau'_2) - \boldsymbol{e}_y n_x\tau'_2 - \boldsymbol{e}_z\beta_z\beta_y n_x\tau'_1\right], \\ \boldsymbol{P}''^{e}_\omega &= e\beta_z(1-n_z^2)\left[\boldsymbol{e}_x(\beta_z\beta_y n_z\tau''_1 + n_y\tau''_2) - \boldsymbol{e}_y n_x\tau''_2 - \boldsymbol{e}_z\beta_z\beta_y n_x\tau''_1\right]; \end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{P}'^{m}_\omega &= \boldsymbol{e}_x(\beta_z^2 n_z\left[n_y(B_x n_x + B_y n_y) - (1-n_z^2)B_y\right]\tau''_1 - n_y\tau''_3) + \\ &+\boldsymbol{e}_y(\beta_z^2 n_z\left[(1-n_z^2)B_x - n_x(B_x n_x + B_y n_y)\right]\tau''_1 + n_x\tau''_3) - \boldsymbol{e}_z\beta_z^2(1-n_z^2)(B_x n_y - B_y n_x)\tau''_1, \\ \boldsymbol{P}''^{m}_\omega &= \boldsymbol{e}_x(n_y\tau'_3 - \beta_z^2 n_z\left[n_y(B_x n_x + B_y n_y) - (1-n_z^2)B_y\right]\tau'_1) - \\ &-\boldsymbol{e}_y(\beta_z^2 n_z\left[(1-n_z^2)B_x - n_x(B_x n_x + B_y n_y)\right]\tau'_1 + n_x\tau'_3) + \boldsymbol{e}_z\beta_z^2(1-n_z^2)(B_x n_y - B_y n_x)\tau'_1. \end{aligned} \tag{12}$$

Для упрощения записи в выражения (11) и (12) введены комплексные величины τ_i:

$$\tau_1 = \varepsilon n_z + \sigma, \qquad \tau_2 = (n_z+\sigma)\left[(1-\beta_y n_y)(1-\beta_z\sigma) - \beta_z^2 - \beta_z\beta_y n_z n_y\right],$$

$$\tau_3 = (n_z+\sigma)\begin{bmatrix} B_z(1-n_z^2)((1-\beta_y n_y)^2 - \beta_z^2 - \beta_z(1-\beta_y n_y)\sigma) + \\ +(B_x n_x + B_y n_y)(\beta_z^2 n_z^2\sigma + \beta_z(1-\beta_y n_y)(1-n_z^2)) \end{bmatrix}. \tag{13}$$

Из (9) – (12) можно получить спектрально-угловое распределение переходного излучения системы заряд – магнитный момент, используя соотношение

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega^4 R^2}{c^3}|A(\varepsilon)|^2 \left|\boldsymbol{P}'^{e}_\omega + i\boldsymbol{P}''^{e}_\omega + \boldsymbol{P}'^{m}_\omega + i\boldsymbol{P}''^{m}_\omega\right|^2 = \frac{dW_{e+m}}{d\omega d\Omega}\left(1 + \sum_i m_i F_i\right). \tag{14}$$

Последнее слагаемое в (14), линейное по компонентам магнитного момента m_i, возникает благодаря интерференции полей ПИ от заряда и магнитного момента.

Следующим справедливым упрощением будет приближение нормального падения $\{\beta_y = 0,\ \beta_z = \beta,\ n_z = \cos\theta\}$ в случае ультрарелятивистских энергий $\gamma >> 1$.

На существование интерференционного слагаемого большое влияние оказывает ориентация магнитного момента. Так, при продольной ориентации магнитного момента относительно вектора скорости ($\theta_0 = 0°$, см. (8)) интерференции не происходит, т.е. $F_z = 0$, и полная интенсивность ПИ системы складывается из интенсивностей собственно заряда и магнитного момента:

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega}=\frac{\omega^4R^2}{c^3}\left|A(\varepsilon)\right|^2[\boldsymbol{P}_\omega'^{e2}+\boldsymbol{P}_\omega''^{e2}+\boldsymbol{P}_\omega'^{m2}+\boldsymbol{P}_\omega''^{m2}]= \tag{15}$$

$$=\frac{e^2\beta_z^2\left|1-\varepsilon\right|^2n_z^2\left|1-\beta_z\sigma-\beta_z^2\right|^2(1-n_z^2)}{\pi^2c\left[1-\beta_z^2\right]^2\left|(\varepsilon n_z+\sigma)(1-\beta_z\sigma)\right|^2}+\frac{m^2\omega^2\gamma^{-2}\beta_z^4\left|1-\varepsilon\right|^2n_z^2(1-n_z^2)}{\pi^2cv^2\left[1-\beta_z^2\right]^2\left|(n_z+\sigma)(1-\beta_z\sigma)\right|^2}.$$

Отметим, что для нейтральной частицы (e = 0) в ультрарелятивистском пределе ($\gamma>>1,\ \theta^2<<1$), полагая $1-\varepsilon\approx\frac{\omega_p^2}{\omega^2}<<1$, формула (15) совпадает с результатами работ [6, 7], описывающих спектрально-угловое распределение ПИ магнитного момента:

$$\frac{d^2W_m}{d\omega d\Omega}=\frac{\gamma^{-2}m^2\omega_{p1}^4}{\pi^2c^3\omega^2}\times\frac{\theta^2}{\left(\theta^2+\gamma^{-2}+\omega_{p1}^2/\omega^2\right)^2\left(\theta^2+\gamma^{-2}\right)^2}. \tag{16}$$

Для поперечной ориентации магнитного момента присутствует интерференционный вклад. При этом следует различать ситуации, когда магнитный момент расположен в плоскости (проходящей через импульс электрона и нормаль к поверхности мишени) падения ($\xi=90°$) или же ортогонален ей ($\xi=0°$). Далее ограничимся рассмотрением лишь поперечной ориентации магнитного момента относительно плоскости падения (θ_0 = 90°, ξ = 0°) в плоскости, задаваемой уравнением n_x = 0 $\left(n_y=\sin\theta,\ n_z=\cos\theta\right)$. В рассматриваемой плоскости остаётся вклад от компоненты F_x ($m_y=m_z=0$).

Следует отметить, что рассмотрение случая θ_0 = 90°, ξ = 90° необходимо проводить в плоскости n_y = 0. Спектрально-угловые распределения в данном случае можно получить из предыдущих выражений путём формальной замены $n_y\rightarrow -n_x$.

Следовательно, спектрально-угловое распределение ПИ от системы заряд − магнитный момент с учётом интерференционного слагаемого имеет следующий вид:

$$\frac{d^2W_{e+m}}{d\omega d\Omega}=\frac{e^2\beta^2\left|1-\varepsilon\right|^2\cos^2\theta\left|1-\beta\sigma-\beta^2\right|^2\sin^2\theta}{\pi^2c[1-\beta^2\cos^2\theta]^2\left|(\varepsilon\cos\theta+\sigma)(1-\beta\sigma)\right|^2}+ \tag{17}$$

$$+\frac{m^2\omega^2\left|1-\varepsilon\right|^2\left|\gamma^{-2}\beta[\beta\sigma\cos^2\theta+\sin^2\theta]-\sin^2\theta[1-\beta^2-\beta\sigma]\right|^2\cos^2\theta}{\pi^2cv^2\sin^2\theta[1-\beta^2\cos^2\theta]^2\left|(\varepsilon\cos\theta+\sigma)(1-\beta\omega)\right|^2};$$

$$F_x=2\frac{\boldsymbol{P}_\omega'^{e}\boldsymbol{P}_\omega'^{m}+\boldsymbol{P}_\omega''^{e}\boldsymbol{P}_\omega''^{m}}{\boldsymbol{P}_\omega'^{e2}+\boldsymbol{P}_\omega''^{e2}+\boldsymbol{P}_\omega'^{m2}+\boldsymbol{P}_\omega''^{m2}}=\frac{2e\beta\omega}{v}\frac{\tau_2''\tau_4'-\tau_2'\tau_4''}{e^2\beta^2\sin^2\theta\left|\tau_2\right|^2+\left(\frac{m\omega}{v}\right)^2\left|\tau_4\right|^2}. \tag{18}$$

В выражении (18) τ_2 определяется из выражения (13) при $\psi=0°$, а τ_4 – согласно соотношению

$$\tau_4=\left(\cos\theta+\sigma\right)\left\{\gamma^{-2}\beta\left[\beta\sigma\cos^2\theta+\sin^2\theta\right]-\sin^2\theta\left[1-\beta^2-\beta\sigma\right]\right\}. \tag{19}$$

Для частицы с зарядом e и магнитным моментом $m_B=9{,}27\cdot10^{-24}$ Дж/Тл относительный вклад интерференционного слагаемого в интенсивность излучения характеризуется следующим образом:

$$\frac{d^2W_m}{d\omega d\Omega}\Big/\frac{d^2W_e}{d\omega d\Omega}\sim\left(\frac{m\omega}{ev}\right)^2=\left(\frac{\hbar\omega}{2\beta m_ec^2}\right)^2; \tag{20}$$

$$m_xF_x\sim\frac{m\omega}{ev}=\frac{e\hbar c}{2m_ec^2}\frac{\omega}{ev}=\frac{\hbar\omega}{2\beta m_ec^2}, \tag{21}$$

где m_e – масса электрона.

Таким образом, вкладом магнитного момента в полную интенсивность ПИ можно пренебречь, поскольку для различных значений энергии фотонов ПИ и лоренц-фактора ($\gamma\geq10$) вклад магнитного момента не превышает $10^{-5}-10^{-6}$.

Из выражения (18) вытекает, что интерференция полей излучения заряда и магнитного момента возможна лишь в том случае, когда векторы Герца для поля излучения заряда и магнитного момента имеют как действительную, так и мнимую части. Таким образом, диэлектрическая проницаемость среды должна быть комплексной величиной $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$. В противном случае векторы Герца для заряда являются действительными, а для магнитного момента – чисто мнимыми, что остаётся справедливым для случая идеального проводника.

В рентгеновском диапазоне частот диэлектрическая проницаемость среды вблизи частот, соответствующих краям поглощения, описывается следующим выражением [8]:

$$\varepsilon(\omega) = \left[1 - \left(\frac{\hbar\omega_p}{\hbar\omega}\right)^2 \frac{1}{2Z}\left(f'(\omega) + if''(\omega)\right)\right]^2 = 1 - \delta(\omega) + i\eta(\omega), \tag{22}$$

где $f'(\omega) + if''(\omega)$ – аномальный фактор; ω_p – частота плазмона материала мишени, которая определяется концентрацией электронов n_e в материале мишени:

$$\omega_p = \sqrt{4\pi n_e r_0 c^2} = \sqrt{4\pi \frac{Z}{A} N_0 \rho r_0 c^2}. \tag{23}$$

Здесь r_0 – классический радиус электрона; Z, A – заряд и атомная масса атомов мишени; N_0 – число Авогадро; ρ – плотность.

При учёте вышеупомянутых упрощений из формул (17) и (18) получим

$$\frac{d^2W_e}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c}\frac{\theta^2}{\left(\gamma^{-2} + \theta^2\right)^2}\left|\frac{\delta - i\eta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \delta - i\eta}\right|^2; \tag{24}$$

$$F_x = \frac{\omega}{2ve}\frac{\theta\eta\left(\gamma^{-2} + \theta^2\right)}{\left[e^2\theta^2 + \left(\frac{m\omega}{v}\right)^2\left(\gamma^{-2} + \theta^2\right)^2\right]\left|1 - (\delta - i\eta)\right|^2}. \tag{25}$$

Выражение (25) наглядно демонстрирует влияние вида диэлектрической проницаемости на интерференционное слагаемое, а именно:

1) если ε – действительное число, то $\eta = 0$, следовательно, интерференции нет ($F_x = 0$);
2) случай идеального проводника, т.е. при $\eta \to \infty$: $F_x \to 0$, а спектрально-угловое распределение ПИ для заряда переходит в формулу Гинзбурга – Франка [5, 6]

$$\frac{d^2W_e}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c}\frac{\theta^2}{\left(\gamma^{-2} + \theta^2\right)^2}. \tag{26}$$

Оценим вклад от интерференции для случая, когда частица с зарядом e и магнитным моментом $m = \frac{e\hbar c}{2m_e c^2}$ выходит из титановой мишени в вакуум. На рис. 2 показано поведение реальной и

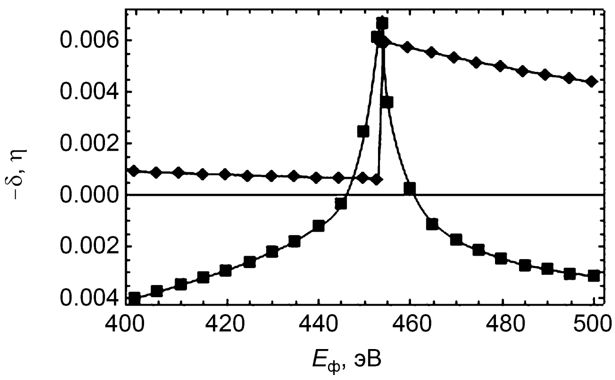

Рис. 2. Зависимость реальной ($-\delta$) и мнимой (η) частей диэлектрической проницаемости титана в области L-поглощения (454 эВ). Как реальная (■), так и мнимая (♦) части при энергии фотонов $E_ф$ = 454 эВ претерпевают резкий скачок

мнимой частей диэлектрической проницаемости Ti [8, 9] в области интересующего нас края L (454 эВ) поглощения. При энергии фотонов 454 эВ происходит резкое увеличение реальной и мнимой части ε.

На рис. 3 приведены спектрально-угловые распределения ПИ заряда и интерференционного члена для направления «вперёд» (формулы (24), (25)).

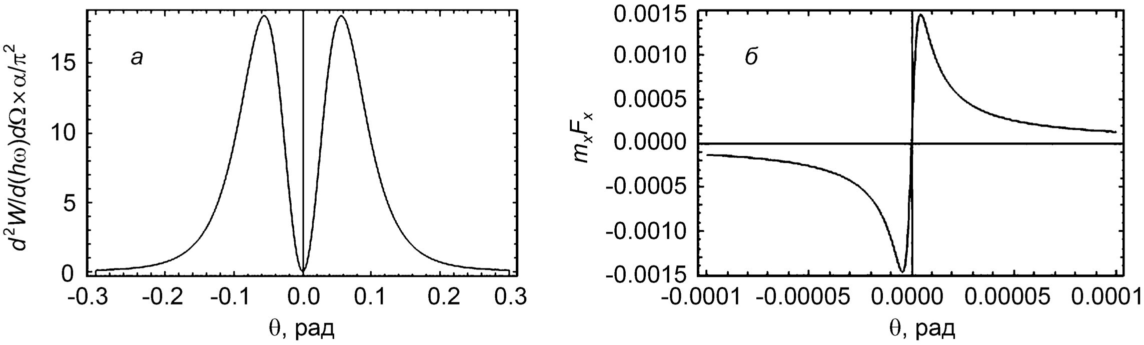

Рис. 3. Спектрально-угловое распределение переходного излучения от системы электрический заряд + магнитный момент для $\gamma = 10$: *а* – суммарное спектрально-угловое распределение переходного излучения от электрического заряда и магнитного момента; *б* – относительный вклад от интерференционного слагаемого

Как следует из рис. 3, асимметрия ПИ является знакопеременной величиной, меняющейся в узком угловом интервале.

По абсолютной величине асимметрия процесса $|m_xF_x| \sim 10^{-3}$, что на порядок меньше, чем в моттовском поляриметре, однако вероятность переходного излучения в мягком рентгеновском диапазоне на несколько порядков превышает вероятность моттовского рассеяния, что, в конечном счёте, может привести к сопоставимым значениям эффективной анализирующей способности $\left(\frac{d\sigma_{\text{ПИ}}}{d\Omega}\right)^2 m_xF_x$ предлагаемого поляриметра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gay T.J. and Dunning F.B. // Rev. Sci. Instrum. – 1992. – V. 63. – P. 1635.
2. Петров В.Н., Галактионов М.С., Камочкин А.С. // ЖТФ. – 2001. – Т. 71. – С. 79.
3. Arrington J. et al. // NIMA. – 1992. – V. 311. – P. 39.
4. Потылицын А.П. // Изв. вузов. Физика. – 2001. – № 3. – С. 93–104.
5. Пафомов В.Е. // Труды ФИАН. – 1969. – Т. XLIV. – С. 28.
6. Гинзбург В.Л., Цитович В.Л., Переходное излучение и переходное рассеяние. – М.: Наука, 1984.
7. Sakuda M. // Phys. Rev. Lett. – 1994. – V. 72. – P. 804.
8. Henke B.L., Gullikson E.M., and Davis J.C. // At. Data Nucl. Tables. – 1993. – V. 54. – P. 181.
9. Knulst W., van der Wiel M.J., and Luiten O.J. // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 83. – P. 4050.

Национальный исследовательский
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия
E-mail: pap@interact.phtd.tpu.edu.ru

Поступила в редакцию 20.04.11.

Коньков Анатолий Сергеевич, инженер-проектировщик каф. прикладной физики;
Потылицын Александр Петрович, д.ф.-м.н., профессор, зав. каф. прикладной физики;
Сердюцкий Виталий Андреевич, к.ф.-м.н., доцент, преподаватель каф. прикладной физики.