

01; 02

© 1990 г.

НЕУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ γ -КВАНТОВ С АТОМАМИ В ПОЛЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

И. С. Баткин, Т. А. Чуракова

Проведено теоретическое исследование взаимодействия циркулярно поляризованных γ -квантов с атомами в поле электромагнитной волны. Показано, что угловое распределение вторичных частиц (электронов и γ -квантов) зависит от степени циркулярной поляризации первичного γ -излучения и эта зависимость может дать информацию о параметрах Стокса γ -квантов.

Введение

Основными каналами взаимодействия γ -квантов с атомами являются, как известно, фотоэффект и комптоновское рассеяние, соотношение между сечениями которых зависит от длины волны падающих фотонов.

Если атом не ориентирован в пространстве и поляризация вторичного излучения (γ -квантов, электронов) не фиксируется, то сечение от поляризации падающих фотонов не зависит.

Во многих физических задачах возникает проблема измерения поляризации γ -квантов. Разработан ряд экспериментальных методов для определения этих характеристик [1]. Измерения линейной поляризации проводятся в широком диапазоне энергии γ -квантов, в то время как циркулярная поляризация (СР) определяется только для γ -квантов с относительно высокой энергией ($E_\gamma > > 150$ кэВ). Проблема измерения степени СР γ -квантов более низких энергий остается открытой.

Знание степени СР может быть полезно для определения характеристик синхротронного излучения электронных ускорителей, для определения параметров слабого взаимодействия в атомных ядрах, в астрофизических измерениях и т. д.

В настоящей работе теоретически исследуется взаимодействие поляризованных γ -квантов с атомом в поле электромагнитной волны. Показано, что угловое распределение вторичных электронов и γ -квантов зависит от степени СР первичного γ -излучения и эта зависимость может служить источником информации о параметрах Стокса γ -квантов.

1. Угловое распределение фотоэлектронов

В области низких энергий гамма- и рентгеновских квантов, а также жесткого ультрафиолета сечение фотоионизации преобладает над комптоновским рассеянием. Рассмотрим атом, находящийся в электромагнитном поле с волновым вектором k_0 и частотой ω_0 , резонансной переходу в атоме из основного состояния J_0 в возбужденное состояние J_1 . Положим, что электромагнитная волна циркулярно поляризована и параметры Стокса определены следующим образом:

$$C_{0,0}^{(\gamma)} = \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad C_{1,0}^{(\gamma)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \xi_0, \quad C_{2,0}^{(\gamma)} = \frac{1}{\sqrt{6}}, \quad C_{2,\pm 2}^{(\gamma)} = 0,$$

где ξ_0 — степень циркулярной поляризации.

Возбужденные состояния атома описываются так называемыми радиационными параметрами $\rho_{kq}(J_1, J_1)$ [2]. В нашем случае

$$\rho_{kq}(J_1, J_1) = 3 \cdot (-1)^{J_1+J_0+k+1} \begin{Bmatrix} J_1 & J_0 & 1 \\ 1 & k & J_1 \end{Bmatrix} C_{kq}(J_1, J_1). \quad (1)$$

Мы рассматриваем ситуацию, когда внешнее резонансное поле создает инверсную заселенность (действует так называемый π -импульс). С приготовленными таким образом атомами взаимодействуют циркулярно поляризованные γ -кванты с волновым вектором k_γ и циркулярной поляризацией ξ .

Исследуем процесс фотоионизации. Выберем за ось квантования направление k_0 . В результате фотоионизации образуются ион с спином J_2 и электрон, вылетающий в направлении n с проекцией спина на направление движения λ . Будем считать, что энергии γ -квантов достаточно малы, $k_\gamma a \ll 1$ (a — размер атома), так что условие применимости дипольного приближения выполняется. Тогда сечение процесса фотоионизации атома, ориентированного резонансным электромагнитным полем, можно записать

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_n} \sum_{\{m\}} \langle J_1 M_1 | H_\rho^\dagger | J_2 M_2, \frac{1}{2} \lambda; n \rangle \langle J_1 M'_1 | H_\rho^\dagger | J_2 M_2, \frac{1}{2} \lambda'; n \rangle^* \langle J_1 M_1 | \rho^{(\xi)} | J_1 M'_1 \rangle \times \\ \times \langle \lambda | \rho^{(\gamma)} | \lambda' \rangle D_{\lambda\rho}^1(k_\gamma) D_{\lambda'\rho'}^1(k_\gamma). \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения: H^\dagger — оператор электромагнитного взаимодействия в дипольном приближении, $\langle J_1 M_1 | \rho^{(\xi)} | J_1 M'_1 \rangle$ — матрица поляризации возбужденного атома, $\langle \lambda | \rho^{(\gamma)} | \lambda' \rangle$ — матрица поляризации γ -кванта, $D_{\lambda\rho}^1$ — D — функция Вигнера. Перейдем в (2) к радиационным параметрам атома $\rho_{kq}(J_1, J_1)$ и параметрам Стокса для света с помощью известного соотношения [2]

$$\rho_{kq}(J, J') = \sum_{\mu\mu'} (-1)^{J'-\mu'} (J\mu J' - \mu' | kq) \langle J\mu | \rho | J'\mu' \rangle. \quad (3)$$

Переходя к волновой функции системы электрон+ион от представления $| J_2, \frac{1}{2} \lambda; n \rangle$ к представлению $| J_2: J^{(s)} \rangle$, суммируя в (2) по проекциям спиновых переменных, для сечения процесса фотоионизации получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_n} = \sum_{\substack{K_1 K_\gamma L L_1 L_2 \\ j_e j'_e J^{(s)} J'^{(s)}}} (-1)^{j_e + j'_e + J^{(s)} + J'^{(s)}} \Pi_{j_e j'_e J^{(s)} J'^{(s)} K_\gamma K_1}^{1/2} \cdot (2L+1) \begin{pmatrix} K_\gamma & L & K_1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{Bmatrix} J_1 & J_1 & K_1 \\ 1 & 1 & K_\gamma \\ J^{(s)} & J'^{(s)} & L \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ j_e & j'_e & 1/2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J^{(s)} & J'^{(s)} & J_2 \\ j'_e & j_e & L \end{Bmatrix} P_L(\cos \theta) \cdot C_{K_0} \cdot \rho_{K_0}(J_1, J_1) \times \\ \times \langle l_0 \frac{1}{2} (j_0), J_2: J_1 \| H^\dagger \| l_1 \frac{1}{2} (j_e), J_2: J^{(s)} \rangle \langle l_0 \frac{1}{2} (j_0), l_2: l_1 \| H^\dagger \| l_2 \frac{1}{2} (j'_e), J_2: J^{(s)} \rangle^*. \quad (4)$$

Здесь $\Pi_{abc}^{1/2} = \sqrt{(2a+1)(2b+1)(2c+1) \dots}$, $P_L(\cos \theta)$ — полином Лежандра, θ — угол между направлениями γ -кванта и вылетевшего электрона, $J^{(s)}$ — спин образовавшейся системы ион+электрон. Матричные элементы дипольного перехода имеют вид

$$\langle l_0 \frac{1}{2} (j_0), J_2: J_1 \| H^\dagger \| l_1 \frac{1}{2} (j_e), J_2: J^{(s)} \rangle = (-1)^{j_e + J^{(s)}} \Pi_{j_e J^{(s)} j_0 j_e}^{1/2} \times \\ \times \begin{Bmatrix} j_0 & J_1 & J_2 \\ J^{(s)} & j_e & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & j_e & 1/2 \\ j_0 & l_0 & 1 \end{Bmatrix} \langle l \| H^\dagger \| l_0 \rangle \cdot R(l_0 j_0 \rightarrow l j_e), \quad (5)$$

где $R(l_0 j_0 \rightarrow l j_e)$ — радиальный дипольный матричный элемент

$$R(l_0 j_0 \rightarrow l j_e) = \int_0^\infty r^2 dr \varphi_{l_0 j_0}^*(r) \cdot r \cdot \psi_{l j_e}(r; \hbar\omega - E_0). \quad (6)$$

Здесь $\varphi_{i_0 j_0}$ ($\psi_{i j e}$) — радиальная волновая функция начального (конечного) состояния ионизационного электрона, ω — энергия падающего фотона, E_0 — энергия связи атомного электрона. Расчеты зависимости углового распределения фотоэлектронов оказывается наиболее удобным провести для щелочного атома. Пусть резонансное лазерное поле переводит валентный электрон из состояния $ns_{1/2}$ ($J_0=1/2$) в состоянии $np_{1/2}$ ($J_1=1/2$). В результате фотоионизации образуются ион $J_2=0$ и электрон в состоянии $s_{1/2}$ или $d_{3/2}$ непрерывного спектра.

$\hbar\omega$, эВ	t , с	t_{LD}	$\hbar\omega$, эВ	t , с	t_{LD}
20	0.298	0.536	50	0.342	0.470
30	0.315	0.537	60	0.352	0.473
40	0.329	0.533	100	0.383	

В качестве измеряемой величины, позволяющей определить степень циркулярной поляризации ионизации фотона, введем показатель асимметрии $\alpha(\omega)$

$$\alpha(\omega) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega, \theta=90^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega, \theta=0)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega, \theta=90^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega, \theta=0)}. \quad (7)$$

Для рассматриваемого случая, используя (4), параметр $\alpha(\omega)$ можно представить выражением

$$\alpha(\omega) = \frac{3}{4} \frac{A_1 + \xi B_1}{A_2 + \xi B_2}, \quad (8)$$

где

$$A_1 = \frac{1}{5} - \frac{2}{\sqrt{5}} t(\omega), \quad B_1 = \frac{2}{5} - \frac{2}{\sqrt{5}} t(\omega),$$

$$A_2 = t^2(\omega) - \frac{1}{2\sqrt{5}} t(\omega) + \frac{9}{20}, \quad B_2 = t^2(\omega) - \frac{1}{2\sqrt{5}} t(\omega) + \frac{3}{10}. \quad (9)$$

Здесь $t(\omega)$ есть отношение радиальных матричных элементов

$$t(\omega) = \left| \frac{R(p_{1/2} \rightarrow s_{1/2}; \omega)}{R(p_{1/2} \rightarrow d_{3/2}; \omega)} \right|^2. \quad (10)$$

Таким образом, задача определения параметра ξ сводится к вычислению $t(\omega)$. Вычисления мы будем проводить двумя способами. В первом случае используются кулоновские волновые функции $\varphi_{i_0 j_0}(r)$ и $\psi_{i j e}(r)$ и интегралы в (10) рассчитываются с помощью известной формулы

$$\int_0^\infty e^{-\lambda z} z^\nu F(\alpha, \gamma, kz) dz = \Gamma(\nu+1) \lambda^{-\nu-1} F\left(\alpha, \nu+1, \gamma, \frac{\lambda}{k}\right). \quad (11)$$

Тогда величина $t(\omega)$ для рассматриваемых переходов равна

$$t(\omega) = \frac{1}{4} \left(\frac{4p^2 + z^2}{p^2 + z^2} \right)^{1/2},$$

где $p = \sqrt{2(\hbar\omega - E_0)}$, z — заряд ядра.

Во втором случае при расчете радиальных матричных элементов в (10) используются волновые функции, полученные с помощью программы, решающей уравнения Дирака в приближении локальной плотности [8]. Вычисления проводились для атома ${}^3\text{Li}$.

В таблице приведены значения параметра $t(\omega)$ как функции энергии падающего фотона для различных приближений: кулоновского t_c и локальной плот-

ности t_{LD} . Диапазон энергий был ограничен условием применимости дипольного приближения.

На рис. 1 приведена зависимость параметра асимметрии $\alpha(\omega)$ от различных значений ξ и ω . Как видно, коэффициент асимметрии чувствителен к значению параметра ξ , определяющему степень циркулярной поляризации γ -кванта.

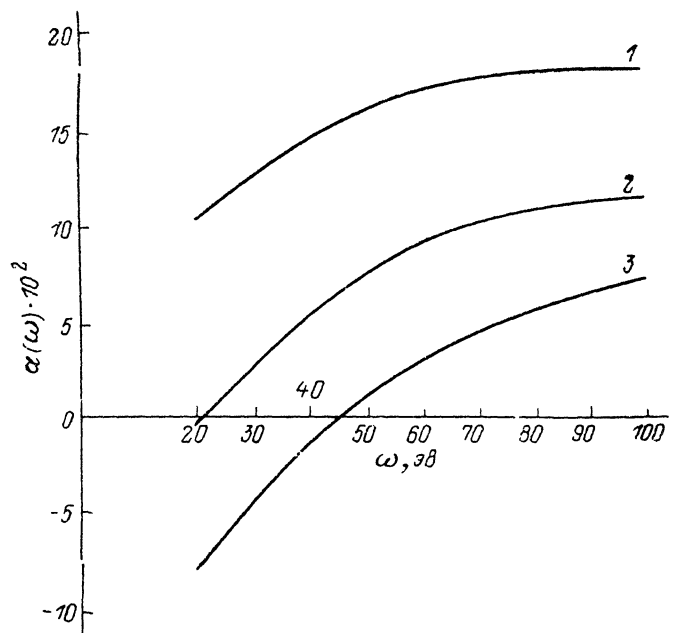


Рис. 1. Зависимость параметра асимметрии $\alpha(\omega)$ от энергии γ -кванта для различных значений ξ .

1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1.

2. Комptonовское рассеяние γ -квантов

Один из традиционных методов измерения степени циркулярной поляризации γ -квантов базируется на измерении асимметрии интенсивности рассеянного излучения на поляризованных электронах. В качестве рассеивателя, содержащего поляризованные электроны, используются ферромагнетики, помещенные во внешнее магнитное поле. Изменение знака поляризации электронов достигается путем изменения знака намагниченности рассеивателя.

Дифференциальное сечение рассеяния γ -излучения со степенью циркулярной поляризации ξ на поляризованных электронах равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0 \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} [\varphi_0 + f \cdot \xi \cdot \varphi_c], \quad (12)$$

где r_0 — классический радиус электрона, φ_0 — сечение комptonовского рассеяния для неполяризованных частиц

$$\varphi_0 = \frac{\omega_1}{\omega_2} + \frac{\omega_2}{\omega_1} - \sin^2 \theta, \quad (13)$$

$\omega_1(\mathbf{k}_1)$ и $\omega_2(\mathbf{k}_2)$ — частоты (импульсы) начального и конечного фотонов, θ — угол между векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 ,

$$\varphi_c = -(1 - \cos \theta) (k_1 \cos \theta + k_2) \cdot \mathbf{P}, \quad (14)$$

f — доля поляризованных электронов по отношению к общему числу электронов в атоме, \mathbf{P} — вектор поляризации электронов.

В железе, которое обычно используется в качестве рассеивателя, при насыщении может быть поляризовано только два из 26 электронов, т. е. величина f составляет величину 0.08. Кроме того, если энергия γ -кванта незначительно

превышает энергию связи K -оболочки атома железа, то относительная вероятность комптоновского рассеяния падает и измерять СР γ -квантов в энергетическом диапазоне 5—50 кэВ рассеянием на намагниченном железе практически невозможно. Мы в настоящей работе рассматриваем комптоновское рассеяние на электронах легкого атома, помещенное в резонансное поляризованное внешнее поле. Предлагается другой способ ориентации электронов, который позволяет значительно увеличить долю f .

В качестве примера выберем атом B^* . Поместим его в резонансное циркулярно поляризованное лазерное поле с вектором k_0 и степенью СР ξ_0 , под действием которого осуществляется переход валентного электрона из состояния $2p_{1/2}$ в состояние $3s_{1/2}$. За ось квантования принимается направление k_0 . Спиновые радиационные параметры возбужденного состояния атома B^{5*} будут иметь вид

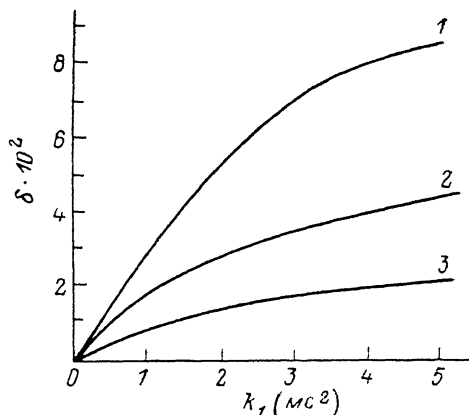
$$\rho_{00}(1/2, 1/2) = \frac{1}{\sqrt{2}},$$

$$\rho_{10}(1/2, 1/2) = \frac{1}{2} P_z = \frac{1}{2} \xi_0. \quad (15)$$

Электроны оказываются выстроены, причем их переориентация из-за от-

Рис. 2. Зависимость относительного изменения интенсивности $\delta(\omega)$ от энергии γ -кванта для различных значений ξ .

1 — 1, 2 — 0.5, 3 — 0.25.



сутствия гистерезиса происходит значительно быстрее, чем в случае с намагниченным железом. Выразим сечение φ_0 через угол ψ между векторами k_1 и P и угол φ между плоскостями (k_1, k_2) и (k_1, P) . Угол ψ при этом определяется взаимной ориентацией полей k_0 и k_1 , а φ задается расположением детектора. При этом

$$\varphi_c = (\cos \theta - 1)[(k_1 + k_2) \cos \theta \cos \psi + k_2 \sin \theta \cdot \sin \psi \cdot \cos \varphi]. \quad (16)$$

Изменение направления спина у электронов приводит к изменению значения ψ и φ_c , следовательно, интенсивность рассеянного излучения меняется.

Введем параметр $\delta(\theta)$ относительного изменения интенсивности, равный

$$\delta(\theta) = \frac{N_+(\theta) - N_-(\theta)}{N_+(\theta) + N_-(\theta)}, \quad (17)$$

где $N_\pm(\theta)$ — интенсивность рассеянного излучения в зависимости от направления ориентации спина электрона.

Очевидно, что

$$\delta(\theta) = \frac{\xi \cdot f \cdot \varphi_c(\theta)}{\varphi_0(\theta)}. \quad (18)$$

Если известны геометрические параметры процесса рассеяния, величина f , а также измерена $\delta(\theta)$, то это позволяет определить ξ . На рис. 2 представлен параметр $\delta(\theta)$ в зависимости от ξ и k_1 . Значение параметра f равно 0.2. Рассмотрено рассеяние вперед, при этом выбраны углы — $\varphi = \pi/2$, $\theta = \psi = \pi/4$.

Результаты проведенных расчетов свидетельствуют о том, что, поместив атом в резонансное внешнее поле и измерив угловое распределение фотоэлектронов или комптоновски рассеянных γ -квантов, можно определить степень циркулярной поляризации первичных γ -квантов. Этим способом удобно пользоваться для γ -квантов сравнительно низких энергий ($50 \text{ эВ} \leq E_\gamma \leq 50 \text{ кэВ}$), когда другие способы измерения степени СР неприменимы.

Список литературы

- [1] Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969. 271 с.
- [2] Теоретический практикум по ядерной и атомной физике / Под ред. В. В. Балашова. М.: Энергоатомиздат, 1984. 176 с.
- [3] *Zangwill A., Liberman D. A.* // *Computer Phys. Commun.* Amsterdam, 1984. Vol. 32. P. 63—73.

Воронежский государственный университет
им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию
7 июля 1989 г.

