Письма в ЖЭТФ, том 108, вып. 10, с. 689 – 691

Эффект квадрупольной эмиссии при рассеянии двух фотонов атомом

А. Н. Хоперский, А. М. Надолинский[1)]

Ростовский государственный университет путей сообщения 344038 Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию 15 октября 2018 г.

Теоретически предсказан ярко выраженный эффект квадрупольной эмиссии через оператор контактного взаимодействия при резонансном неупругом рассеянии двух рентгеновских фотонов в области энергии порога ионизации $1s$-оболочки свободного многоэлектронного атома. Дана количественная оценка величины наблюдаемого дважды дифференциального сечения рассеяния.

DOI: 10.1134/S0370274X18220010

1. Введение. Создание рентгеновского лазера на свободных электронах (X-ray Free-Electron Laser – XFEL) открывает возможность исследования фундаментальных многофотонных процессов микромира [1]. К таким процессам, в частности, относятся процессы резонансного неупругого рассеяния двух фотонов многоэлектронным атомом. В данном Письме мы строим нерелятивистский вариант квантовой теории одного из типов таких процессов – эффекта квадрупольной эмиссии при рассеянии двух фотонов электронами атома. В качестве объекта исследования взят атом неона (Ne; заряд ядра атома $Z = 10$; конфигурация и терм основного состояния $[0] = 1s^2 2s^2 2p^6[^1S_0]$). Выбор обусловлен сферической симметрией основного состояния атома Ne и его доступностью в газовой фазе для проведения высокоточных XFEL-экспериментов [2].

2. Теория. Рассмотрим процесс рассеяния двух фотонов электронами атома Ne:

$$\omega + \omega + [0] \to 1sxp + \omega \to 2s\varepsilon p + \omega_C. \qquad (1)$$

В (1) и далее принята атомная система единиц ($\hbar = e = m_e = 1$), ω (ω_C) – энергия падающего (рассеянного) фотона, $\omega \geq I_{1s}$, I_{1s} – энергия порога ионизации $1s$-оболочки и заполненные оболочки атомных конфигураций не указаны. Для построения амплитуды вероятности процесса (1) примем приближение Тамма–Данкова [3, 4]. В этом приближении для фиксированного набора операторов радиационного перехода и контактного взаимодействия в представлении диаграмм Фейнмана учитываются лишь амплитуды вероятности рассеяния, рассечения которых содержат минимальное число фотонов, электронов и вакансий. Диаграмма Фейнмана для амплитуды вероятности процесса (1) дана на рис. 1a. Тогда, используя методы алгебры операторов рождения (уничтожения) фотонов и теории неприводимых тензорных операторов, для дважды дифференциального сечения процесса (1) в третьем порядке (по α-постоянной тонкой структуры) теории возмущений получаем:

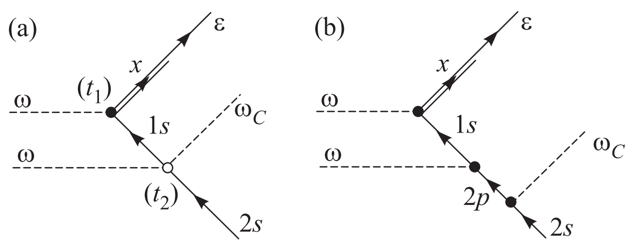

Рис. 1. Амплитуды вероятности эффекта квадрупольной эмиссии в представлении диаграмм Фейнмана. Стрелка вправо – электрон ($x \equiv xp$), стрелка влево – вакансия ($1s, 2s, 2p$). Двойная линия – состояние получено в Хартри–Фоковском поле $1s$-вакансии. Открытый кружок – вершина взаимодействия по j_0-оператору эмиссионного перехода. Черный кружок – вершина взаимодействия по оператору радиационного перехода. $\omega(\omega_C)$ – падающий (рассеянный) фотон. Направление времени – слева направо ($t_1 < t_2$)

$$\frac{d^2\sigma_\perp}{d\omega_C d\Omega_C} \equiv \sigma_\perp^{(2)} = \eta\omega_C \left(\frac{Q}{\omega}\right)^2 \cdot \epsilon^{-1}, \qquad (2)$$

$$Q = \langle 1s|r|xp\rangle\langle 1s|j_0(qr)|2s\rangle(x + I_{1s}), \qquad (3)$$

$$q = (\omega/c)(1 + \chi^2 - 2\chi \cdot \cos\theta)^{1/2}, \qquad (4)$$

$$\epsilon = (\omega_C - \omega - \omega_S)^2 + \gamma_{1s}^2. \qquad (5)$$

В (2)–(5) определено: $\eta = 6.574 \cdot 10^{-60}$, $x = 2\omega - I_{2s} - \omega_C$, I_{2s} – энергия порога ионизации $2s$-оболочки атома, $j_0 = (qr)^{-1} \cdot \sin(qr)$ – сферическая

[1)]e-mail: amnrnd@mail.ru

функция Бесселя, $\chi = \omega_C/\omega$, $\omega_S = I_{1s} - I_{2s}$, θ – угол рассеяния (угол между волновыми векторами падающего и рассеянного фотонов), Ω_C – пространственный угол вылета рассеянного фотона, $\gamma_{1s} = \Gamma_{1s}/2$ и Γ_{1s} – естественная ширина распада $1s$-вакансии. Символ "$\perp$" соответствует выбору схемы предполагаемого XFEL-эксперимента: векторы поляризации (линейно поляризованных) падающего и рассеянного фотонов перпендикулярны плоскости рассеяния. Поскольку в (3) определен матричный элемент j_0-оператора эмиссионного перехода $1s_{1/2} \to 2s_{1/2} + \omega_C$ с $\Delta l = 0$ для орбитальных квантовых чисел вакансий, то процесс (1) может быть интерпретирован как эффект квадрупольной эмиссии. Диаграмма Фейнмана в приближении Тамма–Данкова для амплитуды вероятности рассеяния с участием лишь операторов радиационного перехода дана на рис. 1b. В расчетах эта амплитуда не учитывалась, поскольку аналитическая оценка показала, что вклад этой амплитуды в дважды дифференциальное сечение рассеяния, наряду с ϵ из (5), содержит подавляющий множитель $[(\omega + \omega_j)^2 + \gamma_{2p}^2]^{-1}$, где $\omega_j = I_{1s} - I_{2p_j}$, $j = 1/2,\ 3/2$, $\gamma_{2p} = \Gamma_{2p}/2$, Γ_{2p} – естественная ширина распада $2p$-вакансии.

3. Результаты и обсуждение. Результаты расчета представлены на рис. 2, 3. Для параметров сечения рассеяния (2) приняты значения $\Gamma_{1s} = 0.271$ эВ [5], $\Gamma_{2s} = 10^{-6}$ эВ [6], $I_{1s} = 870.210$ эВ [7], $I_{2s} = 48.471$ эВ [8]. Поскольку для атома Ne $\Gamma_{2s} \ll 1$, то при построении (2) использовано приближение:

$$\frac{\gamma_{2s}}{\pi} \cdot \frac{1}{(x-\varepsilon)^2 + \gamma_{2s}^2} \to \delta(x-\varepsilon), \tag{6}$$

где δ – дельта-функция Дирака. Как результат, на рис. 2 не воспроизведен эффект Вайсскопфа–Вигнера [9] для результирующей (наблюдаемой) ширины профиля резонансной структуры спектра рассеяния ($\gamma_{1s} \to \gamma_{1s} + \gamma_{2s}$).

Вклад в (2) переходов в состояния дискретного спектра ($1s \to np$, $n \in [3, \infty)$, $\omega < I_{1s}$) не учитывался и является предметом будущих исследований.

Результат на рис. 3 обнаруживает тот факт теории, что рассеяние двух XFEL-фотонов происходит преимущественно вперед (высокая пропускная способность атома):

$$\zeta = \sigma_\perp^{(2)}(\theta = 0°)/\sigma_\perp^{(2)}(\theta = 180°) > 1. \tag{7}$$

Конечно, исследование зависимости ζ от параметров Z и θ требует расширения изучаемых элементов.

Наконец, дадим количественную оценку абсолютного значения наблюдаемого дважды дифференциального сечения рассеяния (2). Для планируемой в ближайшие годы средней яркости (числа фотонов в XFEL-пульсе, $N = 10^n$) излучения $N = 10^{22}$ [10] при, например, $\omega = 1$ кэВ, $\omega_C = 1.82$ кэВ и $\theta = 90°$ получаем вполне доступную для измерения величину абсолютного значения вероятности эффекта квадрупольной эмиссии $C_N^2 \sigma_\perp^{(2)} \cong 2.59$ (Мб $\cdot$ эВ$^{-1} \cdot$ ср$^{-1}$), где C_N^2 – биномиальный коэффициент.

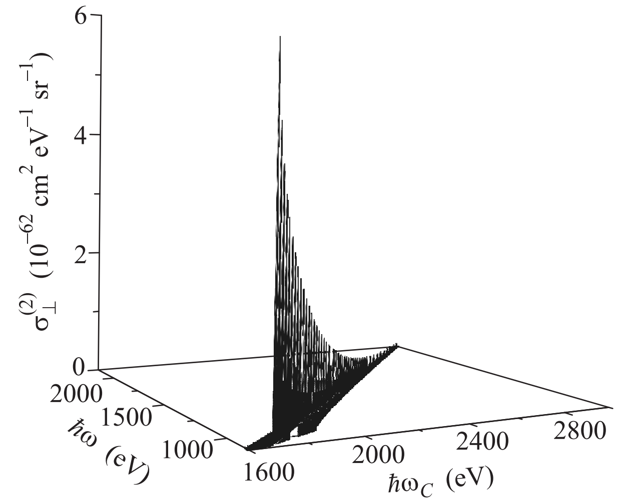

Рис. 2. Дважды дифференциальное сечение эффекта квадрупольной эмиссии для атома Ne в области энергии падающего XFEL-фотона $\hbar\omega \geq I_{1s}$. Угол рассеяния $\theta = 90°$, $I_{1s} = 870.210$ эВ, $\Gamma_{1s} = 0.271$ эВ

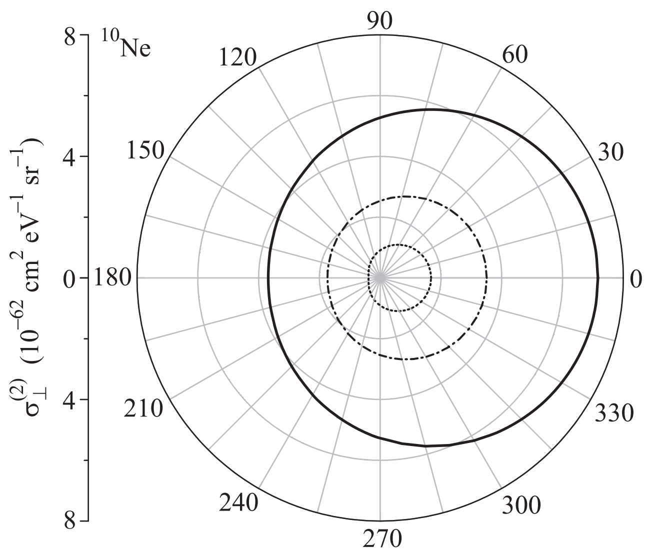

Рис. 3. Индикатриса эффекта квадрупольной эмиссии для атома Ne с полярным радиусом $\rho = \sigma_\perp^{(2)}$ и полярным углом θ для фиксированных значений энергии падающего XFEL-фотона $\hbar\omega = 873.825$ (сплошная кривая), 901.500 (штрих-пунктирная кривая), 1300.425 (пунктирная кривая) эВ

4. Заключение. В рамках нерелятивистской квантовой теории возмущений и приближения Тамма–Данкова исследованы абсолютные значения и форма дважды дифференциального сечения эффекта квадрупольной эмиссии при резонансном неупругом рассеянии двух рентгеновских фотонов электронами атома. Оценка абсолютного значения сечения указывает на возможность экспериментального обнаружения предсказываемого эффекта при ожидаемом в ближайшем будущем уровне яркости XFEL-излучения.

1. L. Young, K. Ueda, M. Gühr et al. (Collaboration), J. Phys. B **51**, 032003 (2018).
2. N. Rohringer, D. Ryan, R. A. London et al. (Collaboration), Nature (London) **481**, 488 (2012).
3. Ig. Tamm, J. Phys. (USSR) **9**, 449 (1945).
4. S. M. Dancoff, Phys. Rev. **78**, 382 (1950).
5. M. Coreno, L. Avaldi, R. Camilloni, K. C. Prince, M. de Simone, J. Karvonen, R. Colle, and S. Simonucci, Phys. Rev. A **59**, 2494 (1999).
6. O. Keski-Rahkonen and M. O. Krause, At. Data Nucl. Data Tables **14**, 139 (1974).
7. L. Pettersson, J. Nordgren, L. Selander, C. Nordling, and K. Siegban, J. Electr. Spectr. Rel. Phenom. **27**, 29 (1982).
8. T. W. Gorczyca, Z. Felfli, H.-L. Zhou, and S. T. Manson, Phys. Rev. A **58**, 3661 (1998).
9. V. Weisskopf and E. Wigner, Zs. Physik **63**, 54 (1930).
10. M. Yabashi and H. Tanaka, Nat. Photon. **11**, 12 (2017).