

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ ТРЁХФОТОННОЙ ДВОЙНОЙ ИОНИЗАЦИИ НЕОНА

Е.В. Грызлова¹, А.Н. Грум-Гржимайло¹, А.С. Битюцкая², С.И. Страхова¹

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

² Физический факультет

Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

E-mail: asybit@yandex.ru

Введение

Запуск нового поколения основанных на ускорительной технике источников электромагнитного излучения, таких как лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), работающих в режиме самоусиления спонтанной эмиссии, дал принципиально новые возможности для проведения экспериментов в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ). Под воздействием фемтосекундных импульсов ЛСЭ стало доступно наблюдение нелинейных многоэлектронных процессов в непрерывном спектре как атомов, так и ионов. Интенсивное высокочастотное излучение источников (порядка 10^{16} Вт/см²) позволило впервые исследовать ионизацию атома с последующей ионизацией иона несколькими (двумя или тремя) фотонами.

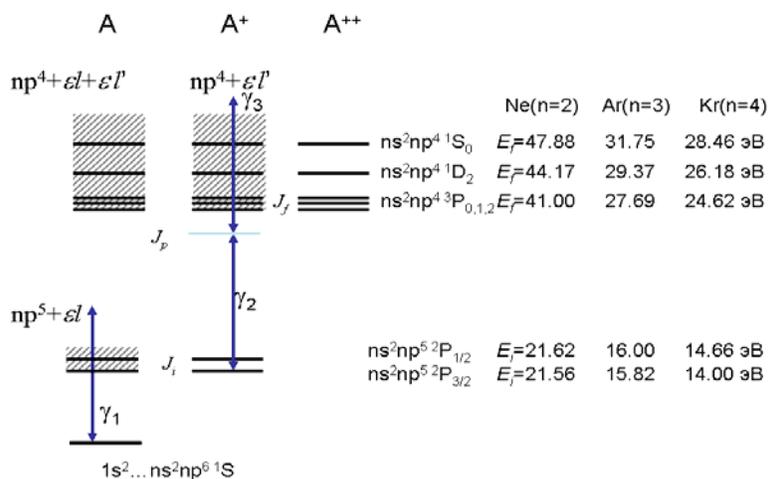


Рис. 1 Схема последовательной трехфотонной двойной ионизации для атомов инертных газов. Пороги однократной ионизации атомов отсчитываются от энергии основного состояния атома; пороги ионизации однократно заряженного иона отсчитываются от энергии основного состояния иона $^2P_{3/2}$.

Для энергий фотона в диапазоне между значениями одно- и двукратной ионизации атома (см. рис. 1), вторая ступень процесса – двухфотонная ионизация иона - может быть резонансной (т.е. идти через промежуточный уровень) или нерезонансной. Теория резонансной (более подробно изложенная в [1]) и

нерезонансной трехфотонной двойной ионизации атомов обсуждается в данной статье.

1. Формализм

Описание поляризации атомов, ионов, электронов и фотонов представлено в формализме статистических тензоров, связанных с элементами матрицы плотности:

$$\rho_{kq}(J; J') = \sum_{MM'} (-1)^{J'-M'} (JM J' - M' | kq) \langle J' M' | \hat{\rho} | JM \rangle, \quad (1)$$

где введено стандартное обозначение для коэффициентов Клебша-Гордона.

Статистические тензоры $\rho_{k_1 q_1}(J_1; \theta_1, \varphi_1)$ и $\rho_{k_2 q_2}(J_2, J'_2; \theta_1, \varphi_1)$, описывающие поляризованное состояние иона после поглощения первого фотона и дальнейшего резонансного поглощения двух фотонов приведены нами в [1]. Развивая этот способ теоретического описания исследуемого процесса, для нерезонансного двухфотонного поглощения второй степени ионизации получено следующее представление поляризованного состояния двукратно ионизированного атома:

$$\begin{aligned} \rho_{k_2 q_2}(J_2, J'_2; \theta_1, \varphi_1) = & \pi \alpha \omega \sum_{\substack{k_i q_i k_{\gamma_2} q_{\gamma_2} \\ k_p q_p k_{\gamma_3} q_{\gamma_3}}} \hat{k}_i \hat{k}_{\gamma_2} \hat{k}_p \hat{k}_{\gamma_3} \rho_{k_i q_i}(J_i; \theta_1, \varphi_1) \rho_{k_{\gamma_2} q_{\gamma_2}}^{\gamma} \rho_{k_{\gamma_3} q_{\gamma_3}}^{\gamma} \times \\ & \times (k_i q_i k_{\gamma_2} q_{\gamma_2} | k_p q_p) (k_p q_p k_{\gamma_3} q_{\gamma_3} | k_2 q_2) \tilde{B}\{k_i, k_{\gamma_2}, k_p, k_{\gamma_3}, k_2\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где α – постоянная тонкой структуры, ω – энергия фотона (используется атомная система единиц), $Y_{kq}(\theta, \varphi)$ – сферическая гармоника, θ_1, φ_1 – углы вылета первого фотоэлектрона. Мы зафиксировали ось квантования z вдоль направления вектора поляризации лазерного излучения, поэтому $\rho_{k_1 0}^{\gamma}$ – статистический тензор фотона – принимает значения $\rho_{00}^{\gamma} = 1/\sqrt{3}$ и $\rho_{20}^{\gamma} = -\sqrt{2/3}$.

Явный вид динамического коэффициента $\tilde{B}\{k_i, k_{\gamma_2}, k_p, k_{\gamma_3}, k_2\}$ можно найти в [5]. Эти коэффициенты входят в выражения для сечений ионизации и угловых распределений фотоэлектронов, их численный расчет составляет одну из основных задач теории.

2. Численный расчёт

В динамический параметр $\tilde{B}\{k_i, k_{\gamma_2}, k_p, k_{\gamma_3}, k_2\}$ входят суммы дипольных матричных элементов переходов во все стационарные состояния невозмущенного иона, включая интеграл по непрерывному спектру:

$$\sum_p \frac{\langle J_p | \hat{D} | J_i \rangle \langle J_2 | \hat{D} | J_p \rangle}{E_p - E_i - \omega} = \sum_d \frac{\langle J_d | \hat{D} | J_i \rangle \langle J_2 | \hat{D} | J_d \rangle}{E_d - E_i - \omega} + \int_c \frac{\langle J_c | \hat{D} | J_i \rangle \langle J_2 | \hat{D} | J_c \rangle}{E_c - E_i - \omega} dE_c. \quad (3)$$

Вычисление первого слагаемого, включающее дипольные матричные элементы переходов дискретного спектра, не представляет принципиальных трудностей. Второе слагаемое является интегралом по промежуточным состояниям атомного

континуума, и его нахождение является нетривиальной задачей. Для его вычисления необходимы матричный элемент перехода из дискретного состояния в промежуточное (который получается нами численно с использованием метода самосогласованного поля Хартри-Фока [3]) и матричный элемент перехода между двумя состояниями непрерывного спектра. За основу для расчёта последнего матричного элемента мы берём метод, предложенный в [4].

3. Угловые распределения фотоэлектронов

Свернув статистический тензор системы, образующейся после поглощения двух фотонов, с тензором эффективности детектора [2], можно получить угловое распределение второго фотоэлектрона (при заданных углах вылета первого фотоэлектрона). Если состояние конечного иона не регистрируется, то функция угловой корреляции представляется в виде

$$W(\theta_1, \varphi_1; \theta_2, \varphi_2) = \sum_{k_2 q_2 J_2 J'_2} \rho_{k_2 q_2}(J_2, J'_2; \theta_1, \varphi_1) \sqrt{\frac{4\pi}{2k_2 + 1}} Y_{k_2 q_2}(\theta_2, \varphi_2). \quad (4)$$

Интегрированием функции угловой корреляции (4) по углам вылета одного из фотоэлектронов можно получить угловые распределения первого или второго фотоэлектрона.

$$W(\theta) \sim 1 + \sum_k \beta_k P_k(\cos \theta). \quad (5)$$

Приведем конкретный пример для ионизации Ne^+ . Параметры асимметрии β_k , рассчитанные в предположении, что двухфотонный переход, описываемый формулой (3), идет преимущественно через промежуточные состояния с большим орбитальным моментом, представлены на рис. 2. Выстроенность Ne^+ зависит от энергии фотона и учтена в наших расчетах.

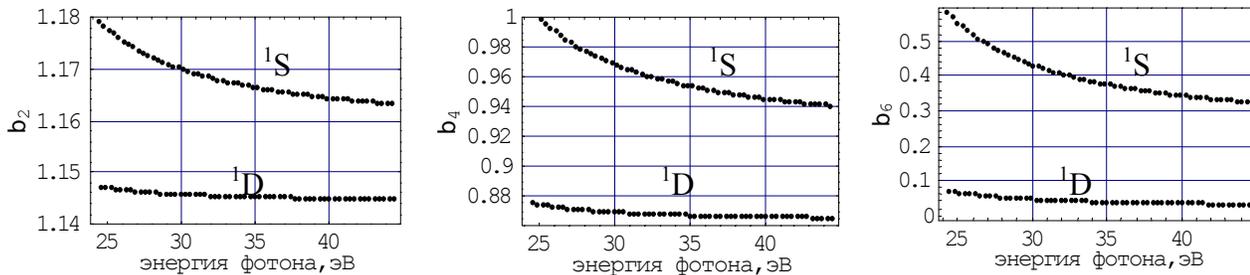


Рис.2 Параметры асимметрии в угловом распределении фотоэлектронов при ионизации $\text{Ne}^+(^2P_{3/2})$ на состояния $\text{Ne}^{++}(^1D)$ и $\text{Ne}^{++}(^1S)$.

Заключение

Представлен метод, теоретически описывающий процесс трёхфотонной двойной ионизации в приложении к атомам инертных газов и проведены первые расчеты для атома неона в случае, когда повторная ионизация осуществляется путем нерезонансного двухфотонного поглощения. Мы рассчитываем, что дальнейшее развитие этого метода внесет вклад в понимание последовательной кратной ионизации атомов и позволит объяснить данные различных

экспериментальных групп, использующих источники интенсивного высокочастотного излучения, таких как ЛСЭ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-00516.

1. H. Fukuzawa, E.V. Gryzlova, K. Motomura, A. Yamada, K. Ueda, A.N. Grum-Grzhimailo, S.I. Strakhova, K. Nagaya, A. Sugishima, Y. Mizoguchi, H. Iwayama, M. Yao, N. Saito, P. Piseri, T. Mazza, M. Devetta, M. Coreno, M. Nagasono, K. Tono, M. Yabashi, T. Ishikawa, H. Ohashi, H. Kimura, T. Togashi and Y. Senba// Photoelectron spectroscopy of sequential three-photon double ionization of Ar irradiated by EUV free-electron laser pulses, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **43**, 111001 (2010).
2. V.V. Balashov, A. N. Grum-Grzhimailo, N. M. Kabachnik// Polarization and Correlation Phenomena in Atomic Collisions. A Practical Theory Course, N.Y. (2000).
3. C. Froese Fischer, T. Brage and P. Jönsson// Computational Atomic Structure. An MCHF Approach, Bristol: IOP Publishing 279 p. (1997).
4. Th. Mercouris, Y. Komninos, S. Dionissopolou and C. Nicolaidis// Computation of strong-field multiphoton processes in polyelectronic atoms: State-specific method and applications to H and Li⁺, *Phys. Rev. A* **50**, 4109 (1994).
5. Е.В. Грызлова, А.Н. Грум-Гржимайло, А.С. Битюцкая, С.И. Страхова// Двухфотонная ионизация однократно заряженных выстроенных ионов, Сборник XI межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине", стр. 159 (2010).