

УДК 539.186.22

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ФОТОНОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ НАДПОРОГОВОМ РАССЕЯНИИ НА АТОМЕ

Е. В. Грызлова¹, А. И. Магунов², С. И. Страхова¹

Теоретически исследовано влияние резонансной структуры в непрерывном спектре, индуцируемой внешним лазерным полем за счет связи состояний континуума с $1s4s\ ^1S$ уровнем в гелии, на сечения упругого и неупругого рассеяния пробного излучения на атоме в метастабильном $1s2s\ ^1S$ состоянии при энергии выше порога ионизации. В приближении вращающейся волны получены явные выражения для углового распределения и степени поляризации рассеянных фотонов в зависимости от характеристик пробного и лазерного излучения. Выполнены расчеты частотных, угловых и поляризационных зависимостей сечений рассеяния в конечные $1s^2\ ^1S$, $1s2s\ ^1S$ и $1s4s\ ^1S$ состояния атома.

Процессы резонансного рассеяния света атомом интенсивно исследовались при энергии фотона ниже порога ионизации с участием дискретных состояний. При более высоких энергиях доминирующим процессом является атомарный фотоэффект, поскольку вероятность рассеяния в результате последующей рекомбинации фотоэлектрона мала. Однако при условии резонанса с автоионизационным состоянием (АИС) ситуация меняется, что подтверждено экспериментальными наблюдениями флюоресценции метастабильных АИС в атоме гелия, расположенных ниже второго порога ионизации, при их возбуждении из основного состояния синхротронным излучением [1–6]. Эффективность флюоресценции АИС возрастает с уменьшением автоионизационной ширины, однако достигнутый предел монохроматичности пробного синхротронного излучения в несколько миллиэлектронвольт ограничивает детальные спектральные исследования.

¹ НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова.

² Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН; e-mail: magunov@fpl.gpi.ru

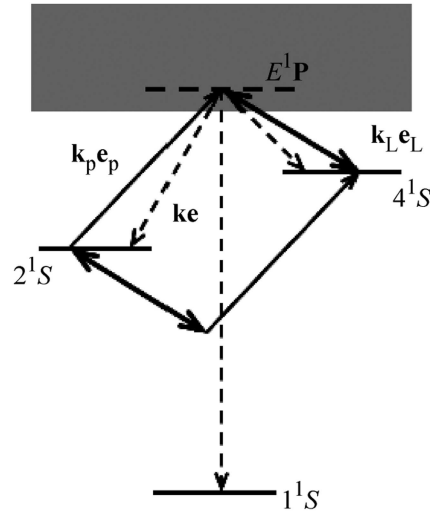


Рис. 1: Схема уровней и переходов при рассеянии пробного излучения на атоме гелия в метастабильном состоянии $1s2s\ ^1S$ в окрестности лазерно-индуцированного резонанса из $1s4s\ ^1S$ состояния. Штриховые стрелки – комбинационное стоксово $1s2s\ ^1S \rightarrow 1s4s\ ^1S$, антистоксово $1s2s\ ^1S \rightarrow 1s^2\ ^1S$ и релеевское $1s2s\ ^1S \rightarrow 1s2s\ ^1S$ рассеяние, сплошные – переходы, индуцированные внешним (k_L) и пробным (k_p) излучением.

Другой возможностью наблюдения резонансной флюоресценции при энергии выше порога ионизации является использование лазерно-индуцированных резонансов (ЛИР) [7], формирующихся в непрерывном спектре атома за счет связи с дискретным состоянием и аналогичных АИС [8]. Расположение ЛИР вблизи порога ионизации дает возможность использовать в качестве пробного лазерное излучение с достаточной монохроматичностью и высокой плотностью потока фотонов.

В настоящей работе теоретически исследуются угловое распределение и поляризация пробного излучения в процессе спонтанного рассеяния атомом гелия в метастабильном состоянии $1s2s\ ^1S$ при энергии фотона вблизи ЛИР, создаваемого внешним лазерным полем в результате связи с $1s4s\ ^1S$ состоянием (рис. 1). Эта схема использовалась для экспериментального наблюдения ЛИР в спектре фотоионизации [9]. Рассмотрено комбинационное $1s2s\ ^1S \rightarrow 1s^2\ ^1S$, $1s2s\ ^1S \rightarrow 1s4s\ ^1S$ и релеевское $1s2s\ ^1S \rightarrow 1s2s\ ^1S$ рассеяние. В расчетах использованы спектроскопические параметры атома гелия из работ [10, 11].

Явное выражение для сечения рассеяния пробного излучения со спонтанным испусканием фотона в направлении $\mathbf{k}$ со спиральностью λ , сопровождающегося атомным

переходом $i \rightarrow n$, может быть получено при использовании приближения вращающейся волны, в котором однофотонные связанно-свободные переходы под действием пробного поля учтены в первом порядке, а переходы под действием внешнего лазерного поля – во втором порядке теории возмущения. Пробное и лазерное излучения описываются векторами напряженности электрических полей $\mathbf{f}(t) = f(t/\tau_p)\text{Re}[\mathbf{e}_p \exp(-i\omega_p t)]$ и $\mathbf{F}(t) = F(t/\tau_L)\text{Re}[\mathbf{e}_L \exp(-i\omega_L t)]$, причем длительности импульсов удовлетворяют соотношениям $(\tau_L \gg 1/\omega_L, \tau_p \gg 1/\omega_p, \tau_L \gg \tau_p)$, при которых можно не учитывать изменение интенсивности лазерного поля в течение действия пробного импульса.

Сечение фоторассеяния для схемы переходов на рис. 1 с участием начального $1s2s\ ^1S$ состояния атома гелия, $1s4s\ ^1S$ состояния, индуцирующего резонанс в континууме, и конечного состояния $1sns\ ^1S$ имеет вид

$$\frac{d\sigma_{2S \rightarrow nS}}{d\Omega_k}(\mathbf{e}_{\lambda k}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F) = \frac{3\sigma_{2S \rightarrow nS}^d}{8\pi} \left| (\mathbf{e}_{\lambda k}^* \cdot \mathbf{e}_p) + \frac{R}{\epsilon(\delta, F) + i} (\mathbf{e}_{\lambda k}^* \cdot \mathbf{e}_L)(\mathbf{e}_L^* \cdot \mathbf{e}_p) \right|^2, \quad (1)$$

где

$$\sigma_{2S \rightarrow nS}^d = \frac{2\pi}{9} (q_{nS,2S}^2 + 1) k^3 D_{nS,EP}^2 \sigma_{2S}^{(i)}$$

– интегральное сечение рассеяния в отсутствие внешнего лазерного поля, $D_{nS,EP}$ – приведенные дипольные матричные элементы, $\sigma_{2S}^{(i)}$ – сечение фотоионизации пробным излучением,

$$\epsilon(\delta, F) = \frac{\hbar\delta + \frac{1}{4}(\alpha_{4S} - \alpha_{2S})F^2}{\frac{1}{2}\Gamma_{4S}(F)}$$

– приведенная величина расстройки двухфотонного резонанса $\delta = \omega_p - \omega_L + (E_{2S} - E_{4S})/\hbar$, $\alpha_{nS}(\omega_L)$ – динамическая поляризуемость атома в $1sns\ ^1S$ состоянии во внешнем лазерном поле, $\Gamma_{4S}(F) = 2\pi D_{EP,4S}^2 F^2/12$ – фотоионизационная ширина уровня $1s4s\ ^1S$, $E = E_{2S} + \hbar\omega_p \cong E_{4S} + \hbar\omega_L$ – энергия фотоэлектрона (энергии уровней атома отсчитываются от порога ионизации).

Комплексная амплитуда ЛИР в (1) определяет форму резонанса

$$R = \frac{(q_{nS,4S} - i)(q_{4S,2S} - i)}{q_{nS,2S} - i}, \quad (2)$$

где действительные величины

$$q_{nS,n'S} = \frac{\sum_{n''} \left(\frac{D_{nS,n''P} D_{n''P,n'S}}{E_{n'S} - \hbar\omega_n - E_{n''P}} + \Re \frac{D_{nS,n''P} D_{n''P,n'S}}{E_{n'S} + \hbar\omega_{n'} - E_{n''P}} \right)}{\pi D_{nS,EP} D_{EP,n'S}} \quad (3)$$

являются отношением вклада всех нерезонансных промежуточных состояний в амплитуду двухфотонного перехода $1sn's\ ^1S \rightarrow 1sns\ ^1S$ (с поглощением фотона и испусканием другого) к вкладу резонансного состояния континуума, символ $\Re$ означает главное значение несобственного интеграла по состояниям непрерывного спектра $1sE'p\ ^1P$, ω_n соответствует ω_p для $n = 2$ и ω_L для $n = 4$. Параметр $q_{4S,2S}$ совпадает с профильным индексом Фано для резонансного контура в спектре ионизации атома пробным излучением из состояния $1s2s\ ^1S$ в окрестность ЛИР из состояния $1s4s\ ^1S$.

Угловое распределение фотонов $W_{2S \rightarrow nS}(\hat{\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F)$ определяется из (1) суммированием по состояниям поляризации. Поляризационные зависимости процесса рассеяния характеризуются степенью круговой поляризации фотонов

$$P_{2S \rightarrow nS}^c(\hat{\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F) = \frac{\frac{d\sigma_{2S \rightarrow nS}}{d\Omega_k}(\mathbf{e}_{\lambda=1\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F) - \frac{d\sigma_{2S \rightarrow nS}}{d\Omega_k}(\mathbf{e}_{\lambda=-1\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F)}{W_{2S \rightarrow nS}(\hat{\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F)} \quad (4)$$

и степенью линейной поляризации

$$P_{2S \rightarrow nS}^L(\hat{\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F) = \frac{\frac{d\sigma_{2S \rightarrow nS}}{d\Omega_k}(\mathbf{e}_{\parallel}, \hat{\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F) - \frac{d\sigma_{2S \rightarrow nS}}{d\Omega_k}(\mathbf{e}_{\perp}, \hat{\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F)}{W_{2S \rightarrow nS}(\hat{\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F)},$$

где $\mathbf{e}_{\parallel}$ и $\mathbf{e}_{\perp}$ – взаимно ортогональные единичные векторы линейной поляризации, выбираемые в соответствии с геометрией задачи.

Угловое распределение рассеянных фотонов можно представить в виде

$$W_{2S \rightarrow nS}(\hat{\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F) = \frac{\sigma_{2S \rightarrow nS}^d}{4\pi} \left[1 - \sqrt{\frac{6\pi}{5}} (Y_2(\hat{\mathbf{k}}) \cdot \{\mathbf{e}_p^* \otimes \mathbf{e}_p\}_2) + \right. \\ \left. + \frac{A(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L) + B(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L)\epsilon}{\epsilon^2 + 1} \right].$$

Зависимость параметров резонанса A (симметричный вклад) и B (асимметричный вклад) от угла рассеяния и поляризации пробного и лазерного излучения имеет вид

$$A(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L) = 2\text{Im}(R)|(\mathbf{e}_p^* \cdot \mathbf{e}_L)|^2 - 2\sqrt{\frac{6\pi}{5}}\text{Im}[(Y_2(\hat{\mathbf{k}}) \cdot \{\mathbf{e}_p^* \otimes \mathbf{e}_L\}_2)(\mathbf{e}_L^* \cdot \mathbf{e}_p)R] + \\ + |R|^2 \left[1 - \sqrt{\frac{6\pi}{5}} (Y_2(\hat{\mathbf{k}}) \cdot \{\mathbf{e}_L^* \otimes \mathbf{e}_L\}_2) \right] |(\mathbf{e}_L^* \cdot \mathbf{e}_p)|^2, \quad (5) \\ B(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L) = 2\text{Re}(R)|(\mathbf{e}_p^* \cdot \mathbf{e}_L)|^2 - 2\sqrt{\frac{6\pi}{5}}\text{Re}[R(Y_2(\hat{\mathbf{k}}) \cdot \{\mathbf{e}_p^* \otimes \mathbf{e}_L\}_2)(\mathbf{e}_L^* \cdot \mathbf{e}_p)],$$

где $Y_{rs}(\mathbf{n})$ – сферическая функция, $\{\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}\}_{rs} = \sum_{qq'} C_{1q1q'}^{rs} a_q b_{q'}$ – тензорное произведение векторов, определяемое их циклическими компонентами [12], $C_{jmj'm'}^{JM}$ – коэффициент Клебша–Гордана. Круглые скобки, объединяющие тензорные величины, обозначают их скалярное произведение.

Выражение для степени круговой поляризации (4) приводится к виду

$$P_{2S \rightarrow nS}^c(\hat{\mathbf{k}}, \delta, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L, F) = -\sqrt{6\pi} \frac{(Y_1(\hat{\mathbf{k}}) \cdot \{\mathbf{e}_p^* \otimes \mathbf{e}_p\}_1) + \frac{C(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L) + D(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L)\epsilon}{\epsilon^2 + 1}}{1 - \sqrt{\frac{6\pi}{5}}(Y_2(\hat{\mathbf{k}}) \cdot \{\mathbf{e}_p^* \otimes \mathbf{e}_p\}_2) + \frac{A(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L) + B(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L)\epsilon}{\epsilon^2 + 1}}, \quad (6)$$

где

$$C(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L) = 2\text{Im}[R(Y_1(\hat{\mathbf{k}}) \cdot \{\mathbf{e}_p^* \otimes \mathbf{e}_L\}_1)(\mathbf{e}_L^* \cdot \mathbf{e}_p)] + |R|^2(Y_1(\hat{\mathbf{k}}) \cdot \{\mathbf{e}_L^* \otimes \mathbf{e}_L\}_1)|(\mathbf{e}_L^* \cdot \mathbf{e}_p)|^2,$$

$$D(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_L) = 2\text{Re}[R(Y_1(\hat{\mathbf{k}}) \cdot \{\mathbf{e}_p^* \otimes \mathbf{e}_L\}_1)(\mathbf{e}_L^* \cdot \mathbf{e}_p)].$$

Из (6), в частности, следует, что степень круговой поляризации строго равна нулю для линейно-поляризованного пробного излучения и при направлениях поляризации лазерного поля вдоль или поперек $\mathbf{e}_p$. При других направлениях $\mathbf{e}_L$ степень поляризации рассеянных фотонов отлична от нуля только вблизи резонанса. При эллиптической поляризации пробного излучения и лазерного поля степень поляризации рассеянных фотонов зависит от направления рассеяния и расстройки резонанса.

Особая ситуация возникает при одинаковой поляризации пробного излучения и внешнего лазерного поля. При этом угловая и частотная зависимости факторизуются в угловом распределении, а степень поляризации не зависит от расстройки резонанса и напряженности лазерного поля. Для этого случая на рис. 2 приведена частотная зависимость дифференциального сечения рассеяния в различные конечные состояния атома гелия, определяемая параметрической кривой

$$\sigma_{2S, nS}(\epsilon) = \sigma_d \frac{(\epsilon + Q)^2 + B^2}{\epsilon^2 + 1},$$

где $Q = \text{Re}R$ и $B = 1 + \text{Im}R$.

Результаты показывают, что форма резонансов в сечении сильно отличается для разных каналов рассеяния, а также отличается от профиля сечения фотоионизации в окрестности ЛИР. При этом наибольшее усиление выхода фотонов наблюдается при стоксовом рассеянии $1s2s \ ^1S \rightarrow 1s4s \ ^1S$. Важно отметить, что неупругорассеянные фотоны можно спектрально отделить от фона упругорассеянного лазерного излучения с

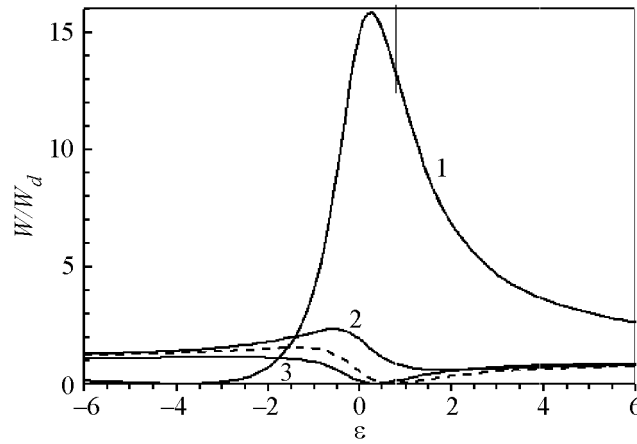


Рис. 2: Спектральная зависимость сечений рассеяния пробного излучения на атоме гелия в $1s2s\ ^1S$ состоянии при частоте вблизи лазерно-индуцированного резонанса из $1s4s\ ^1S$ состояния. (1) – стоксово рассеяние $1s2s\ ^1S \rightarrow 1s4s\ ^1S$ (параметры резонанса $Q = 3.85$ и $B = 0$), (2) – релеевское рассеяние $1s2s\ ^1S \rightarrow 1s2s\ ^1S$ ($Q = -0.74$ и $B = 1.17$), (3) – антистоксово рассеяние $1s2s\ ^1S \rightarrow 1s^2\ ^1S$ ($Q = -0.36$ и $B = -0.04$), штриховая кривая – контур сечения фотопоглощения ($q_{4S,2S} = -0.73$)[10].

частотой ω_L за счет сдвига частоты пробного излучения ω_p , например, соответствующей $\epsilon_m = 0.7$, т.е. минимуму в сечении фотоионизации (ω_L соответствует $\epsilon = 0$).

Изменение резонансного контура в дифференциальном сечении можно проследить по результатам расчета угловой зависимости параметров (5), показанной на рис. 3 при различных углах между векторами линейной поляризации пробного и лазерного излучения. Здесь же приведены расчеты степени круговой поляризации рассеянных фотонов. Полярный угол θ отсчитывается от направления вектора поляризации $\mathbf{e}_p$, а азимутальный угол φ – от плоскости векторов $\mathbf{e}_p$ и $\mathbf{e}_L$. При этом угловое распределение рассеянных фотонов в отсутствие ЛИР азимутально-симметрично и пропорционально $\sin^2\theta$. Вблизи ЛИР малые значения параметра B по сравнению с A приводят к симметричной частотной зависимости дифференциального сечения и асимметричной в при большем B . Для переходов в другие конечные состояния атома, определяемых соответствующими значениями R , угловое распределение рассеянных фотонов будет иное. Это обстоятельство следует учитывать при определении относительных величин интегрального сечения рассеяния. Расчет степени поляризации показывает, что она меняет знак в плоскости векторов $\mathbf{e}_p$ и $\mathbf{e}_L$, причем преимущественная поляризация рассеянных фотонов соответствует направлению вектора поляризации внешнего лазерного поля.

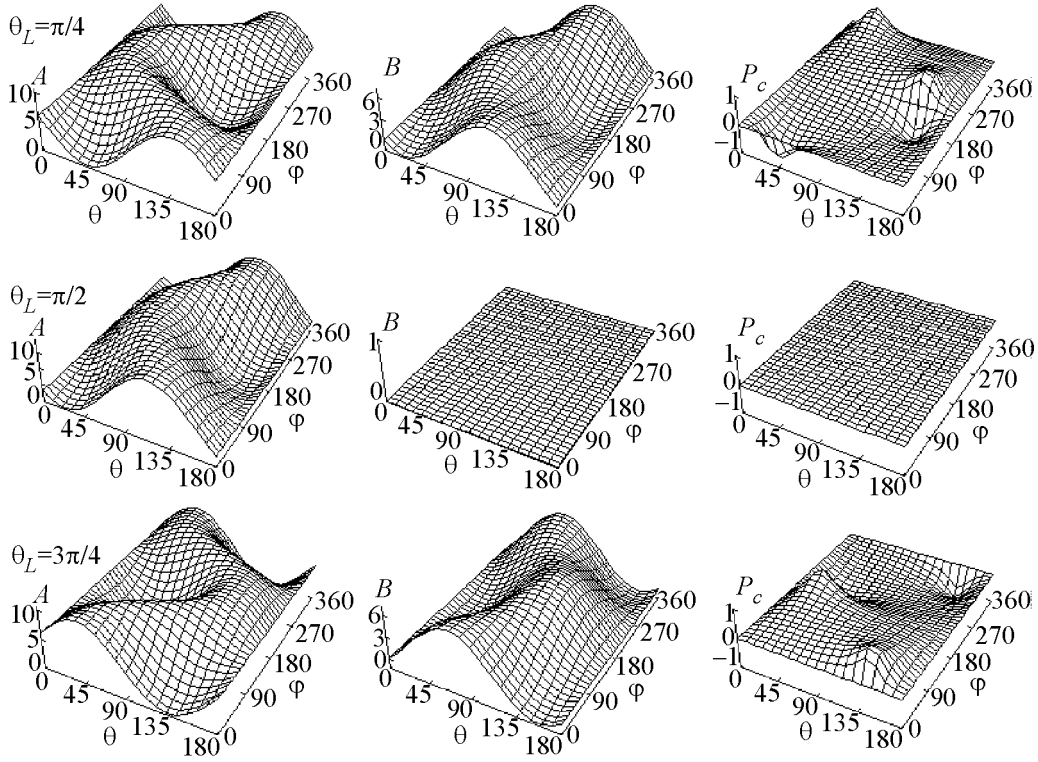


Рис. 3: Параметры резонанса (5) в угловом распределении рассеянных фотонов при электронном переходе $1s2s\ ^1S \rightarrow 1s4s\ ^1S$ и степень их круговой поляризации при угле между векторами поляризации пробного и внешнего лазерного излучения: $\theta = 45^\circ$ – верхний ряд, $\theta = 90^\circ$ – средний ряд и $\theta = 135^\circ$ – нижний ряд. Расстройка резонанса $\epsilon_m = 0.7$ соответствует индуцированному минимуму сечения фотоионизации.

Таким образом, полученные в этой работе в приближении вращающейся волны явные зависимости резонансного сечения спонтанного рассеяния пробного излучения атомом, находящимся во внешнем лазерном поле, от частоты, поляризации и напряженности позволяют получить детальную информацию о характеристиках процесса рассеяния. Зависимости этих характеристик для переходов в различные конечные состояния имеют качественное отличие. Полученные результаты могут быть полезны при планировании детальных экспериментальных исследований фотопроцессов как с участием ЛИР, так и метастабильных автоионизационных состояний.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] M. Domke, G. Remers and G. Kaindle, Phys. Rev. Lett. **69**, 1171 (1992).

- [2] E. Sokell, A. A. Wills, P. Hammond, M. A. MacDonald and M. K. Odling-Smee, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **29**, L863 (1996).
- [3] J.-E. Rubensson, C. Sathe, S. Cramm, et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 947 (1999).
- [4] M. K. Odling-Smee, E. Sokell, P. Hammond and M. A. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **84**, 2598 (2000).
- [5] K.-H. Schartner, B. Zimmermann, S. Kammer, et al., Phys. Rev. A **64**, 040501(R) (2001).
- [6] J. G. Lambourne, F. Penent, P. Lablanquie, et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **36**, 4351 (2003).
- [7] Ю. И. Геллер, А. К. Попов, Квантовая электроника **3**, 1129 (1976).
- [8] U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).
- [9] T. Halfmann, L. P. Yatsenko, M. Shapiro, et al., Phys. Rev. A **58**, R46 (1998).
- [10] L. P. Yatsenko, T. Halfmann, B. W. Shore and K. Bergmann, Phys. Rev. A **59**, 2926 (1999).
- [11] А. И. Магунов, С. И. Страхова, Квантовая электроника **33**, 231 (2003).
- [12] Д. А. Варшалович, А. Н. Москаленко, В. К. Херсонский, Квантовая теория углового момента (Наука, Ленингр. отд., 1975).

Поступила в редакцию 19 июля 2010 г.