

06

Влияние столкновений на характер эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности в ячейках конечных размеров с антирелаксационным покрытием стенок

© Г.В. Волошин

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: gavriilvsh@gmail.com

Поступила в редакцию 30.09.2022 г.

В окончательной редакции 30.09.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

На основе полуклассической теории взаимодействия двухчастотного лазерного излучения с резонансной атомной средой получено аналитическое выражение, описывающее форму резонансов электромагнитно-индуцированной прозрачности, детектируемых в ячейке конечной в продольном лазерному лучу направлении с антирелаксационным покрытием стенок с учетом движения атомов и столкновения со стенками. Рассмотрены следующие типы отражения от стенок: диффузный, зеркальный и зеркально-некогерентный. Обнаружено, что в ряде случаев диффузный тип отражения проявляет свойства зеркально-некогерентного. Также показано, что невырожденность возбужденного состояния в ряде случаев существенно изменяет форму резонанса прозрачности.

Ключевые слова: электромагнитно-индуцированная прозрачность, газовая ячейка, антирелаксационное покрытие, диффузное отражение, зеркальное отражение, зеркально-некогерентное отражение.

DOI: 10.21883/OS.2023.01.54537.4164-22

Введение

Как известно, взаимодействие двухчастотного лазерного излучения с резонансной средой при определенных условиях может приводить к появлению узкого частотного окна прозрачности [1–4]. В случае, когда сканирующее (пробное) поле является слабым по сравнению с накачивающим, говорят о детектировании резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [5–7]. Ширины таких резонансов могут быть сделаны на много порядков меньше ширины естественной линии поглощения, что обуславливает интерес к подобным явлениям со стороны многочисленных практических приложений, таких как магнитометрия [8,9], лазерная генерация без инверсии [10,11], запись и обработка квантовой информации [12–14], квантовые стандарты частоты [15–22] и т. д. Кроме того, данные явления в некоторых случаях приводят к возникновению удивительных физических эффектов, таких как экстремальное замедление света [23–25], приводящих к возможности управления световыми импульсами [26,27].

Причиной ЭИП и других родственных ему явлений, таких как когерентное пленение населенности (КПН), является возбуждение в атомах квантовой когерентности, которая приводит к деструктивной интерференции двух каналов возбуждения. В случае детектирования резонанса прозрачности в газовой ячейке атомная когерентность может разрушаться при столкновениях со стенками, что негативным образом сказывается на качестве резонансов. Одним из эффективных способов

борьбы с этим является нанесение на стенки специального антирелаксационного покрытия, которое приводит к увеличению времени когерентного взаимодействия атома с полем и способствует достижению лучшего качества резонанса.

В настоящее время свойства таких покрытий хорошо изучены, а процесс детектирования атомных резонансов в покрытых ячейках исследован как экспериментально, так и теоретически [25,28–65]. Однако некоторые особенности процессов атомного возбуждения зачастую остаются без должного внимания. В частности, при теоретическом анализе эффектов прозрачности часто используют простую трехуровневую лямбда-схему возбуждения. В то же время хорошо известно, что учет реальной атомной структуры приводит к качественным особенностям, не допускающим описание посредством простой трехуровневой модели [68]. Так, в случае КПН оказывается [69–71], что учет уже одного дополнительного возбужденного состояния при теоретическом описании приводит к существенным отличиям от предсказаний, полученных при описании таких явлений в рамках трехуровневой лямбда-модели.

Несколько последних работ [72–74] посвящено исследованию влияния конечных продольных размеров ячейки с учетом различных характеров отражения атомов от стенок. Столкновения с торцевыми стенками играют существенную роль при детектировании резонанса широкими лазерными лучами, когда атом не покидает области действия поля при движении в поперечном лазерному лучу направлении [75]. Поведение атомов

при столкновениях со стенками во многом определяется временем адсорбции атомов на покрытие и сопровождающимся при этом фазовым сдвигом. При этом различают несколько предельных случаев, теоретически идеализирующих данные процессы. Среди них в данной работе рассматриваются три:

1. Диффузное отражение, когда атомы, сталкиваясь с поверхностью, адсорбируются на ней на относительно продолжительное время, но не теряют своего внутреннего состояния. Такой тип отражения характерен для парафиновых покрытий.

2. Зеркальное отражение, при котором атомы полностью сохраняют внутреннее состояние, упруго отражаясь от поверхности. Данный тип наблюдается у покрытий с малым временем адсорбции.

3. Зеркально-некогерентное отражение, при котором столкновения не сопровождаются длительной адсорбцией, но претерпевают большой фазовый сдвиг. Такой характер отражения имеет место предположительно для некоторых типов силиконовых поверхностей [76].

Из-за сложности протекания рассматриваемых физических процессов часто при теоретическом описании исследователи вынуждены прибегать к использованию численного моделирования. В данной работе на основе полуклассической теории взаимодействия света и вещества предложен подход, позволяющий получить аналитические выражения для спектров ЭИП с учетом конечных продольных размеров ячейки и наличия идеальных покрытий указанных типов. Полученные выражения удалось обобщить с учетом пространственной ограниченности среды и наличия дополнительного энергетического уровня. Последнее обстоятельство, как будет показано, в ряде случаев приводит к существенным изменениям формы резонанса прозрачности. Аналитический результат позволяет лучше понять физические особенности процесса возбуждения рассматриваемых сред и поведения атомов при отражении от стенок. Так, производя анализ данного результата, будет показано, что при некоторых условиях диффузное отражение проявляет свойства зеркально-некогерентного.

1. Постановка задачи и приближения

Рассмотрим ячейку, наполненную паром активных атомов, в поле плоской электромагнитной волны, имеющей две несущие частоты ω_p и ω_c (рис. 1, *a*). Напряженность электрической компоненты такого поля запишем в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)\mathbf{E}_p \exp[i(k_p z - \omega_p t)] + \mathbf{E}_c \exp[i(k_c z - \omega_c t)] + \text{к.с.}$$

Используя приближение оптической тонкости среды, пренебрежем зависимостью комплексных амплитуд \mathbf{E}_p и \mathbf{E}_c от координат и времени. Взаимодействие атомного ансамбля с полем будем описывать полуклассически, используя лямбда-схему возбуждения (рис. 1, *b*). При этом

как основное, так и возбужденное состояния предполагаются невырожденными. Задачей данной работы является вычисление восприимчивости такой среды к пробному полю \mathbf{E}_p в условиях действия сильного связывающего поля \mathbf{E}_c .

Состояние атомного ансамбля, пренебрегая коллективными эффектами [77–79], будем описывать методом одночастичной матрицы плотности в вигнеровском представлении по поступательным степеням свободы атомов $\hat{\rho}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$, которая удовлетворяет следующему квантовому кинетическому уравнению:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right)\hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}. \quad (1)$$

Здесь $\hat{\Gamma}$ — супероператор, феноменологически учитывающий спонтанный распад возбужденного состояния. Столкновениями атомов друг с другом пренебрегаем, считая концентрацию атомов достаточно малой.

Гамильтониан системы \hat{H} представим в виде суммы $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, где \hat{H}_0 — гамильтониан ансамбля в отсутствие внешнего поля, \hat{V} — оператор взаимодействия с полем. Запишем \hat{V} в дипольном приближении следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{V} = & -\hat{\mathbf{d}}\mathbf{E} = \hbar\Omega_1 \exp[-i(\omega_p t - k_p z)]|3\rangle\langle 1| \\ & + \hbar\Omega_2 \exp[-i(\omega_c t - k_c z)]|3\rangle\langle 2| \\ & + \hbar p_1 \Omega_1 \exp[-i(\omega_p t - k_p z)]|4\rangle\langle 1| \\ & + \hbar p_2 \Omega_2 \exp[-i(\omega_c t - k_c z)]|4\rangle\langle 2| + \text{э.с.}, \end{aligned}$$

где $\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{e}_d \hat{d}$ — оператор вектора дипольного момента атомов, $\Omega_p = \frac{E_p d_{31}}{\hbar}$, $\Omega_c = \frac{E_c d_{32}}{\hbar}$ — половины частот Раби падающих полей, $p_j = \frac{d_{4j}}{d_{3j}}$ — отношения матричных элементов оператора дипольного момента ($j = 1, 2$). Здесь предполагается, что поляризации падающих волн сонаправлены с вектором дипольного момента атомов ($\mathbf{e}_d, \mathbf{e}_{pc} = 1$, $\mathbf{e}_{pc} = \mathbf{E}_{pc}/E_{pc}$), а каждое из полей вызывает переходы только с одного из подуровней основного состояния. Элементы матрицы дипольного момента $d_{12} = 0$ в силу того, что электродипольный переход $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ запрещен.

Выпишем матричные элементы (13), (14) и (12) уравнения (1) в стационарном режиме, перейдя к медленным амплитудам матрицы плотности и используя приближение вращающейся волны [69]:

$$\begin{aligned} v_z \frac{\partial}{\partial z} \rho_{12} = & i\Omega_p^* \rho_{32} - i\Omega_c \rho_{13} + i p_1^* \Omega_p^* \rho_{42} \\ & - i p_2 \Omega_c \rho_{14} + [i(\Delta_c - \Delta_p + qv_z) - \Gamma_{12}] \rho_{12}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_z \frac{\partial}{\partial z} \rho_{13} = & -i\Omega_p^* \rho_{11} - i\Omega_c^* \rho_{12} \\ & + i\Omega_p^* \rho_{33} + [-i(\Delta_p - k_p v_z) - \Gamma] \rho_{14}, \quad (3) \end{aligned}$$

$$v_z \frac{\partial}{\partial z} \rho_{14} = -ip_1^* \Omega_p^* \rho_{11} - ip_2^* \Omega_c^* \rho_{12} + ip_1^* \Omega_p^* \rho_{44} + [-i(\Delta_p - \omega_{34} - k_p v) - \Gamma] \rho_{14}, \quad (4)$$

где $\Delta_p = \omega_p - \omega_{13}$, $\Delta_c = \omega_c - \omega_{23}$ — частотные отстройки полей от атомных переходов $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ соответственно; ω_{34} — частота расщепления возбужденного состояния, $q = k_p - k_c$ — разность волновых чисел падающих волн; Γ , Γ_{12} — скорости распадов оптических и низкочастотной когерентностей соответственно; v_z — проекция вектора скорости \mathbf{v} на ось z . Здесь, считая фронт падающей волны плоским и бесконечным, а торцевые стенки ячейки параллельными ему, мы перешли к одномерной вдоль оси z задаче.

Далее воспользуемся приближением сильного связывающего поля $\Omega_c \gg \Omega_p$, что приближенно позволяет считать всю населенность сосредоточенной на уровне $|1\rangle$. Благодаря этому в уравнениях (2)–(4) можно пренебречь слагаемыми второго порядка по Ω_p , т.е. пропорциональными ρ_{22} , ρ_{44} , ρ_{23} и ρ_{24} , а элемент ρ_{11} считать постоянным по координате и термализованным по скорости: $\rho_{11}(v_z, z) = M(v_z)/L$, где $M(v_z) = (\sqrt{\pi} v_T)^{-1} \exp\left[-\frac{v_z^2}{v_T^2}\right]$ — распределение Максвелла, L — длина ячейки. Так как после столкновения со стенкой оптические когерентности ρ_{1e} придут в равновесие с полем намного быстрее низкочастотной ρ_{12} (считая $\Gamma \gg \Gamma_{12}$), можно также пренебречь зависимостями от координаты ρ_{1e} , $e = 3, 4$, отыскивая решения на достаточном удалении от стенок. Таким образом, получим

$$v_z \frac{\partial}{\partial z} \rho_{12} = -i\Omega_c \rho_{13} - ip_2 \Omega_c^* \rho_{14} + ip_1^* \Omega_p^* \rho_{14} - \delta_{12} \rho_{12}, \quad (5)$$

$$0 = -ip_1^* \frac{M}{L} - i\Omega_c^* \rho_{12} - \delta_{13} \rho_{13}, \quad (6)$$

$$0 = -ip_1^* \Omega_p^* \frac{M}{L} - ip_2 \Omega_c^* \rho_{12} - \delta_{14} \rho_{14}. \quad (7)$$

Здесь введены обозначения: $\delta_{12}(v_z) = i(\Delta_p - \Delta_c - qv_z) + \Gamma_{12}$, $\delta_{13}(v_z) = i(\Delta_p - k_p v_z) + \Gamma$, $\delta_{14}(v_z) = i(\Delta_p - \omega_{34} - k_p v_z) + \Gamma$. Данные величины можно назвать комплексными скоростями распадов низкочастотной и оптических когерентностей соответственно. Выразим оптические когерентности из (6) и (7):

$$\rho_{13} = \frac{-i}{\delta_{13}} \left(\Omega_p^* \frac{M}{L} + \Omega_c^* \rho_{12} \right), \quad (8)$$

$$\rho_{14} = \frac{-i}{\delta_{14}} \left(p_1^* \Omega_p^* \frac{M}{L} + p_2^* \Omega_c^* \rho_{12} \right). \quad (9)$$

Подставляя их в (5), получим обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка на ρ_{12} :

$$v_z \frac{\partial}{\partial z} \rho_{12} = - \left(\delta_{12} + \frac{|\Omega_c|^2}{\delta_{13}} + \frac{|p_2 \Omega_c|^2}{\delta_{14}} \right) \rho_{12} - \frac{M}{L} \Omega_p^* \Omega_c \left(\frac{1}{\delta_{13}} + \frac{p_1^* p_2}{\delta_{14}} \right). \quad (10)$$

Его общее решение будем искать в виде

$$\rho_{12}^+(v, z) = \rho_{12}^{0+}(v) \left\{ (W^+(v) + 1) \exp\left[-\frac{\lambda^+}{v} z\right] - 1 \right\}, \quad (11)$$

$$\rho_{12}^-(v, z) = \rho_{12}^{0-}(v) \times \left\{ (W^-(v) + 1) \exp\left[-\frac{\lambda^-}{v} (L - z)\right] - 1 \right\}. \quad (12)$$

Здесь $\rho_{12}^\pm(v, z)$ — парциальные вклады в низкочастотную когерентность от скоростных групп атомов, движущихся вдоль и против оси z ($v = |v_z|$); $\lambda^\pm(v) = \delta_{12}^\pm(v) + \frac{|\Omega_c|^2}{\delta_{13}^\pm(v)} + \frac{|p_2 \Omega_c|^2}{\delta_{14}^\pm(v)}$ — комплексная скорость установления равновесного состояния данной скоростной группы атомов с полем; $\rho_{12}^{0\pm}(v) = \frac{\Omega_p^* \Omega_c}{\lambda^\pm(v) \delta_{13}^\pm(v)} \frac{M(v)}{L}$ — распределение низкочастотной когерентности по скоростям в условиях равновесия с полем и отсутствия столкновений; $\delta_{134}^\pm = \left(\frac{1}{\delta_{13}^\pm} + \frac{p_1^* p_2}{\delta_{14}^\pm} \right)^{-1}$ — комплексная скорость распада когерентности между уровнем $|1\rangle$ и невырожденным возбужденным состоянием; $W^\pm(v)$ — константа интегрирования уравнения (10).

Рассмотрим вклады в ρ_{12} атомов, вылетающих со стенки:

$$\rho_{12}^+(v, 0) = \rho_{12}^{0+}(v) W^+(v), \quad (13)$$

$$\rho_{12}^+(v, L) = \rho_{12}^{0-}(v) W^-(v). \quad (14)$$

Отсюда видно, что функция имеет смысл комплексного показателя равновесности низкочастотной когерентности данной скоростной группы атомов с полем после столкновения со стенкой. Отличие от единицы данной функции указывает на потерю равновесности низкочастотной когерентности после столкновения. Вид этой функции определяется граничными условиями.

Восприимчивость единицы фазового объема среды к пробному полю, без учета возможного некогерентного рассеяния [80–83], вычисляется посредством оптических когерентностей (8) и (9) (см., например, [71]) как

$$\chi = \frac{n_a d_{13}}{\hbar \Omega_p} (\rho_{13} + \rho_{14}^*),$$

где n_a — концентрация активных атомов.

Приведем общую формулу восприимчивости, получаемую посредством выражений (8), (9), (11) и (12), для случая $p_1 = p_2$:

$$\chi^\pm = \chi^{0\pm} \left\{ 1 + \frac{|\Omega_c|^a}{\delta_{134}^\pm \delta_{12}^\pm} (W^\pm + 1) \times \exp\left[\mp \frac{\lambda^\pm}{v} \left(z - \frac{L \mp L}{2} \right)\right] \right\}^*. \quad (15)$$

Здесь

$$\chi^{0\pm} = \frac{i n_a d_{13} M}{\hbar L} \left(\frac{\delta_{12}^\pm}{\delta_{13}^\pm \delta_{14}^\pm + |\Omega_c|^2} \right)^*$$

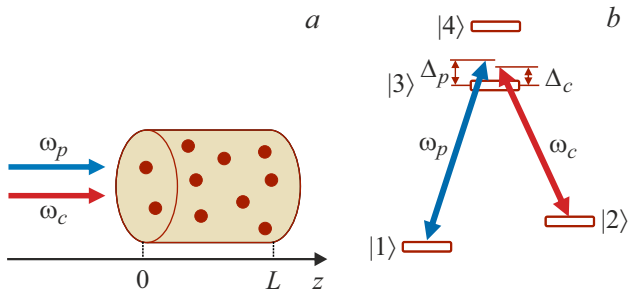


Рис. 1. Схема взаимной ориентации газовой ячейки и направления распространения внешнего излучения (а) и лямбда-схема возбуждения ансамбля четырехуровневых атомов (б).

— восприимчивость равновесной с полем среды движущихся атомов в отсутствие столкновений со стенками, нормированная на длину ячейки. Зависимость мнимой части выражения (15) от отстройки пробного поля определяет спектр поглощения единицы фазового объема среды.

2. Результаты и их обсуждение

Для установления явного вида функции W^\pm необходимо задание граничных условий для выражений (11) и (12). Поведение активных атомов на границе ячейки определяется свойствами её покрытия. Далее рассмотрим некоторые известные [76] предельные случаи таких поведений.

2.1. Зеркально-некогерентное отражение

В данном случае предполагается, что при столкновении со стенкой все атомные населенности сохраняются, а когерентности полностью разрушаются. Граничные условия такого типа имеют вид

$$\rho_{12}^\pm|_{z=0,L} = 0.$$

Как легко заметить из (13), (14), для функции W^\pm в случае граничных условий зеркально-некогерентного отражения получаем: $W_{snq}^\pm = 0$. Стоит отметить, что данный случай отличается от граничных условий полного гашения, рассмотренного в работах [73,74], так как в силу сделанных в предыдущем разделе приближений данный подход не позволяет учесть перемешивание между подуровнями основного состояния.

2.2. Зеркальное отражение

При зеркальном отражении от стенки считаем, что внутреннее состояние атома не изменяется, а его скорость в одномерном случае меняет знак:

$$\rho_{12}^\pm|_{z=0,L} = \rho_{12}^\mp|_{z=0,L}.$$

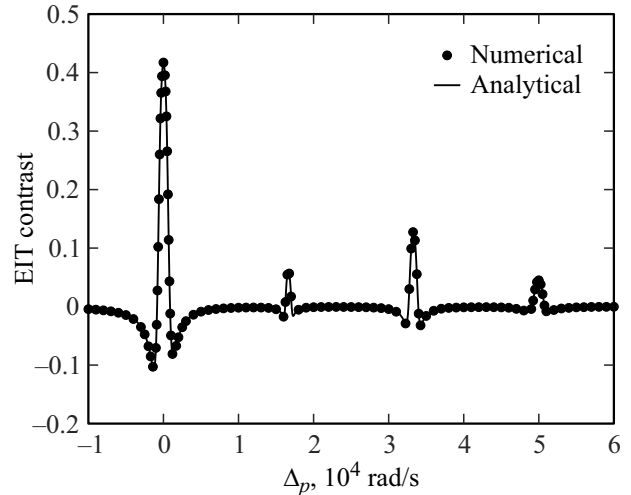


Рис. 2. Сравнение численного (точки) и аналитического (сплошная кривая) расчетов зависимостей контраста резонансов прозрачности от отстройки пробного поля. Параметры расчета: $\Delta_c = 0$, $\Omega_c = 10^5$ rad/s, $\Gamma = 6$ MHz, $\Gamma_{12} = 10$ Hz, $\omega_{34} = 300$ MHz, $k_p = 79035.27$ cm $^{-1}$, $\lambda_{12} = 4.5$ cm, $q = -2\pi/\lambda_{12}$, $L = \lambda_{12}$, $T = 50^\circ$ C.

Используя выражения (11), (12), получим явный вид функции W^\pm для случая зеркального отражения:

$$W_{spec}^\pm = \frac{1 - \exp\left(-\frac{\lambda^\pm L}{v}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\lambda^\pm + \lambda^\mp L}{v}\right)} \left(1 - \frac{\lambda^\pm \delta_{134}^\pm}{\lambda^\mp \delta_{134}^\mp}\right) - 1. \quad (16)$$

Сравним спектральные зависимости контраста резонансов прозрачности, вычисленных с использованием (16) и (15), с соответствующим численным расчетом, сделанным в [71]. Контраст резонанса определим как $C(\Delta_p) = 1 - \chi''(\Delta_p)/\chi_0''$, где $\chi''(\Delta_p)$ и χ_0'' — коэффициенты поглощения при заданной отстройке и в отсутствие резонанса прозрачности соответственно.

На рис. 2 видна хорошая сходимость полученного аналитического результата с соответствующим численным расчетом. Аналогичные сравнения для некоторых других случаев, рассматриваемых далее, хотя и были проведены, будут опущены в настоящей работе.

На рис. 3 приведена зависимость абсолютного значения функции W_{spec} от отстройки пробного поля при различных скоростях. Ясно, что при дальнейшем усреднении выражения (15) по скоростям наибольший вклад в основной резонанс прозрачности (вблизи нулевой отстройки) будут вносить атомы, движущиеся с такими скоростями, что доплеровский сдвиг темного резонанса не сильно превышает его ширину: $|qv_z| \leq \Omega_c^2/\Gamma$. Кроме того, как отмечалось в работе [73], основной вклад в формирование дополнительных резонансов, находящихся на отстройках $\Delta_{pn} = \pi n/k_p L$, вносят скорости, при которых доплеровское смещение частоты связывающего поля близко к частоте расщепления возбужденного состояния: $-k_c v_z = \omega_{34}$. Этими двумя факторами обусловлен выбор скоростей на рис. 3. Как видно из рис. 3,

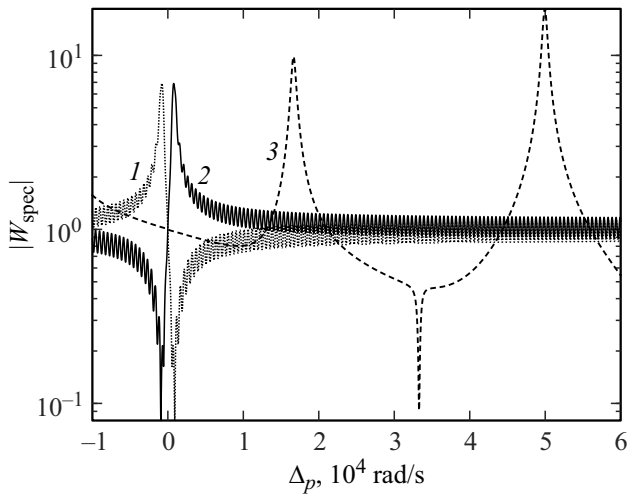


Рис. 3. Зависимость модуля функции W_{spec} от отстройки пробного поля Δ_p при длине ячейки $L = \lambda_{12}$ в полулогарифмическом масштабе по вертикальной оси для различных скоростей: 1 — $v_z = \Omega_c^2/q\Gamma$; 2 — $v_z = -\Omega_c^2/q\Gamma$; 3 — $v_z = -\omega_{34}/k_c$. Здесь и далее обозначаем $W(\pm v) = W^\pm(v)$. Остальные параметры те же, что в подписи к рис. 2.

вблизи основного и побочных резонансов прозрачности абсолютное значение функции W_{spec} становится существенно отличным от единицы для скоростных групп атомов, вносящих наибольший вклад в соответствующие резонансы. Это означает, что для данных отстроек атомная когерентность при столкновениях со стенками теряет свою равновесность вследствие высокой роли переходных процессов. Этим объясняется отличие формы резонансов в ячейках с зеркальными покрытиями от соответствующих резонансов в безграничной среде. Приведем спектральные зависимости контраста резонансов прозрачности при различных частотах Раби связывающего поля (рис. 4).

Из рис. 4 видно, что при увеличении амплитуды связывающего поля ширины и амплитуды всех резонансов растут. При этом для достаточно больших резонансы начинают перекрываться, что приводит к значительному искажению их формы. Таким образом, наличие дополнительного возбужденного уровня не только приводит к появлению дополнительных пиков, но и сказывается на форме основного резонанса, притом тем сильнее, чем больше амплитуда связывающего поля. Проанализируем влияние четвертого уровня на пространственное распределение низкочастотной когерентности (рис. 5).

Рисунок 5 демонстрирует то, как сильно наличие четвертого уровня влияет на неоднородную структуру ЭИП для больших значений Ω_c . Здесь видно, что помимо большей амплитуды пространственных осцилляций низкочастотной когерентности четырехуровневость атомов приводит также к асимметричной относительно центра ячейки пространственной картине эффекта при $\Delta_p = 0$. Это объясняется тем, что вблизи стенки вклады налетающих и отраженных атомов в низкочастотную

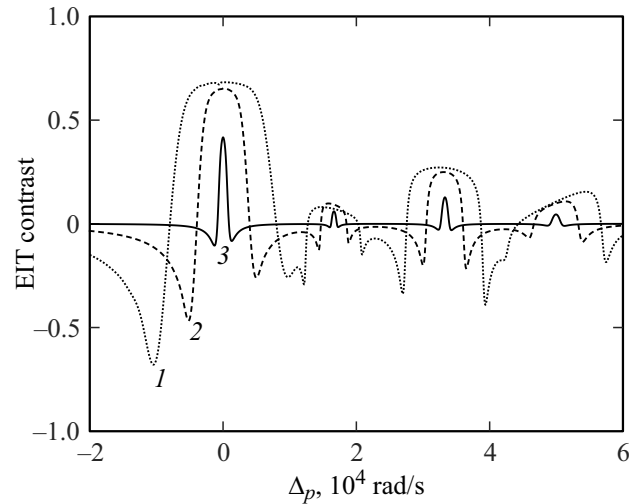


Рис. 4. Зависимость контраста резонансов прозрачности от отстройки пробного поля для зеркального характера отражения атомов от стенок при различных частотах Раби связывающего поля: 1 — $\Omega_c = 10^6$ rad/s; 2 — $\Omega_c = 5 \cdot 10^5$ rad/s; 3 — $\Omega_c = 10^5$ rad/s. Все параметры те же, что в подписи к рис. 2.

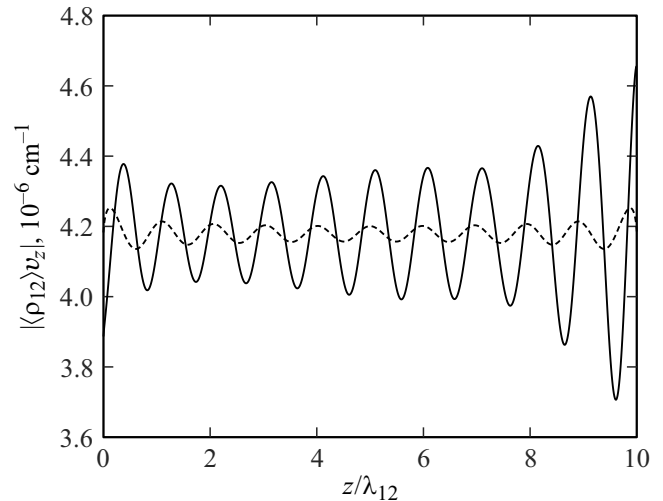


Рис. 5. Зависимость абсолютного значения усредненной по скоростям низкочастотной когерентности ρ_{12} от координаты z внутри ячейки в единицах длины волны расщепления основного состояния λ_{12} для зеркального характера отражения атомов от стенок. Сплошная и штриховая кривые рассчитаны на основе четырех- ($p_1 = p_2 = 1$) и трех- ($p_1 = p_2 = 0$) уровневых моделей атома соответственно. Расчет проведен для отстройки $\Delta_p = 0$, длины ячейки $L = 10\lambda_{12}$ и частоте Раби связывающего поля $\Omega_c = 10^6$ rad/s. Остальные параметры те же, что в подписи к рис. 2.

когерентность различны, поскольку при отражении происходит переходный процесс к новому равновесному состоянию. Налетающие и отраженные атомы испытывают доплеровские сдвиги частот внешнего излучения $k_{c,p}v_z$, которые имеют различные знаки на двух торцевых стенках ячейки, а значит, либо захватывают,

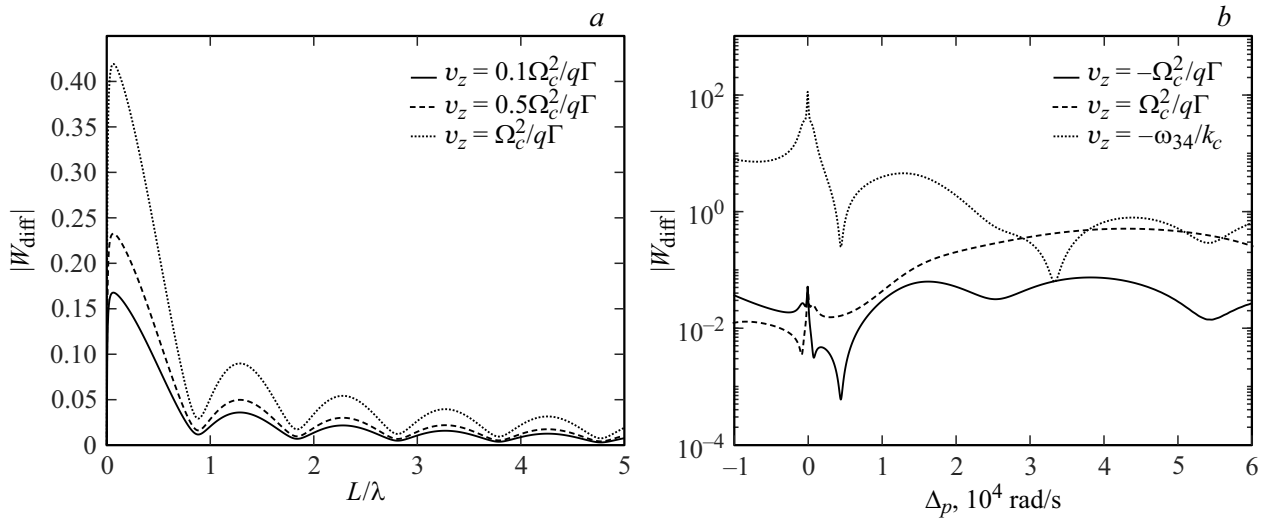


Рис. 6. Зависимость модуля функции W_{diff} от протяженности ячейки L в единицах длины волны расщепления основного состояния λ_{12} при фиксированной $\Delta_p = 0$ (а), а также от отстройки пробного поля Δ_p при фиксированном $L = \lambda_{12}$ в полулогарифмическом масштабе по вертикальной оси (б) для различных проекций скорости v_z при температуре $T = 50^\circ\text{C}$. Остальные параметры те же, что в подписи к рис. 2.

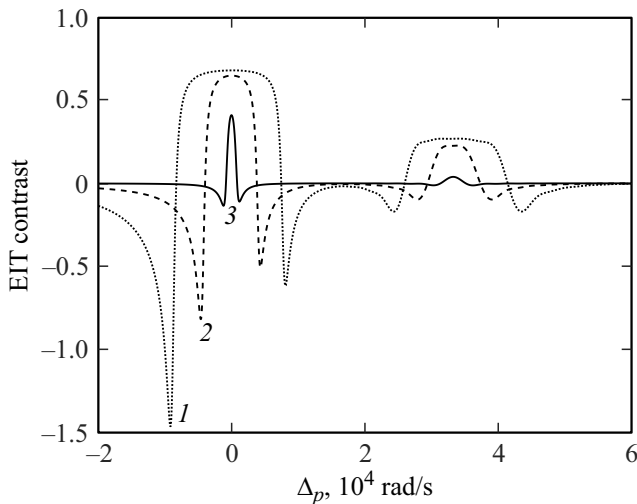


Рис. 7. Зависимость контраста резонансов прозрачности от отстройки пробного поля для ячейки длиной $L = 10\lambda_{12}$ и диффузного характера отражения атомов от стенок при различных частотах Раби связывающего поля: 1 — $\Omega_c = 10^6$ rad/s; 2 — $\Omega_c = 5 \cdot 10^5$ rad/s; 3 — $\Omega_c = 10^5$ rad/s. Остальные параметры те же, что в подписи к рис. 2.

либо не захватывают четвертый уровень в зависимости от стенки.

2.3. Диффузное отражение

Данный тип отражения имеет место при относительно больших временах адсорбции атомов на поверхности. В этом случае считаем, что после столкновения со стенкой атом вылетает, быть может, с иной скоростью, определяемой температурой стенки, но в том

же внутреннем состоянии. Таким образом, состояние ансамбля после столкновения со стенкой предполагается термализованным:

$$\begin{aligned}\rho_{12}^+(v, 0) &= \tilde{\rho}_{12}^+(0)M(v), \\ \rho_{12}^-(v, 0) &= \tilde{\rho}_{12}^-(0)M(v),\end{aligned}\quad (17)$$

где $\tilde{\rho}_{12}^\pm(z) = 2 \int_0^\infty \rho_{12}^\pm(v, z) dv$, а в качестве граничных условий берется равенство потоков когерентности, налетающей на стенку и улетающей с неё:

$$j_{12}^+|_{z=0,L} = j_{12}^-|_{z=0,L},\quad (18)$$

где $j_{12}^\pm = \int_0^\infty \rho_{12}^\pm(v, z) v dv$.

Используя (11), (12) с учетом (17) и (18), получим выражение функции W^\pm для граничных условий диффузного типа:

$$W_{diff}^\pm = \lambda^\pm \delta_{1134}^\pm \frac{V^\pm U^\mp + V^\mp}{1 - U^+ U^-},$$

где

$$U^\pm = \frac{2\sqrt{\pi}}{v_T} \int_0^\infty M(v) \exp\left(-\frac{\lambda^\pm L}{v}\right) v dv,$$

$$V^\pm = \frac{2\sqrt{\pi}}{v_T} \int_0^\infty \frac{1}{\lambda^\pm(v) \delta_{134}^\pm(v)}$$

$$\times \left[\exp\left(-\frac{\lambda^\pm L}{v}\right) - 1 \right] M(v) v dv.$$

Приведем зависимости абсолютного значения данной функции от длины ячейки и отстройки пробного поля для различных скоростей. Выбор скоростных групп сделан аналогично предыдущему пункту.

Рисунок 6, *a* демонстрирует неочевидный результат. При определенных длинах ячейки, близких к целому числу λ_{12} , функция W_{diff} имеет минимумы, становясь много меньше единицы. Это в свою очередь означает, что в таких условиях низкочастотная когерентность практически полностью разрушается при столкновении со стенками. Таким образом, в ячейках данных длин атомы проявляют свойства зеркально-некогерентного отражения, и форму резонанса прозрачности можно с хорошей точностью описывать, используя результат разд. 2.1. Из рис. 6, *b* видно, что сказанное справедливо и для побочного резонанса, находящегося на отстройке $\Delta_p = -\omega_{34}q/k_c$, где также имеет место минимум функции W_{diff} , который сохраняется и для больших ячеек вследствие убывающего с L характера функции W_{diff} .

Отметим, что минимум, наблюдаемый для зеркального отражения на рис. 2 не приводит к аналогичным последствиям, так как его ширина много меньше ширины соответствующего резонанса.

Приведем на рис. 7 зависимость, аналогичную показанной на рис. 4, для диффузного типа отражения при большой длине ячейки $L = 10\lambda_{12}$, при которой становится заметным побочный резонанс.

Так как основной и побочный резонансы в этом случае отстоят на большую величину, чем в случае зеркального отражения, эффект перекрытия резонансов, наблюдавшийся на рис. 4, сказывается слабее. Однако асимметричность основного резонанса заметно увеличивается с ростом Ω_c , что является следствием присутствия побочного резонанса, а значит, наличия четвертого уровня.

Заключение

В данной работе была построена теория, описывающая взаимодействие бихроматического лазерного излучения с оптически тонкой и ограниченной в направлении распространения волны средой атомов, в условиях возбуждения посредством лямбда-схемы. При этом учтена невырожденность как основного, так и возбужденного состояний. На основе данной теории получено аналитическое выражение для восприимчивости среды к слабому пробному излучению с учетом различных типов отражения атомов от стенок ячейки. Проанализированы случаи зеркально-некогерентного, зеркального и диффузного характеров отражения. Обнаружено, что в ряде практически значимых случаев диффузное отражение проявляет свойства зеркально-некогерентного. Показано, что присутствие дополнительного четвертого уровня приводит не только к появлению дополнительных резонансов, но и к искажению формы основного, тем большому, чем выше амплитуда связывающего поля.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики „БАЗИС“

(грант „Leader“ № 21-1-1-36-1). Автор особенно благодарит руководителя гранта И.М. Соколова за постановку задачи и полезные замечания.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols. *Nuovo Cimento*. B, **36** (1), 5 (1976). DOI: 10.1007/BF02749417
- [2] E. Arimondo, G. Orriols. *Lett. Nuovo Cimento*, **17** (10), 333 (1976). DOI: 10.1007/BF02746514
- [3] H.R. Gray, R.M. Whitley, C.R. Stroud. *J. Opt. Lett.*, **3** (6), 218 (1978). DOI: 10.1364/OL.3.000218
- [4] Б.Д. Агапьев, М.Б. Горный, Б.Г. Матисов, Ю.В. Рождественский. *УФН*, **163** (9), 1 (1993). DOI: 10.3367/UFNr.0163.199309a.0001
- [5] S.E. Harris, J.E. Field, A. Imamoglu. *Phys. Rev. Lett.*, **64** (10), 1107 (1990). DOI: 10.1103/PhysRevLett.64.1107
- [6] K.H. Hahn, D.A. King, S.E. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **65** (22), 2777 (1990). DOI: 10.1103/PhysRevLett.65.2777
- [7] K.J. Boiler, A. Imamoglu, S.E. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **66** (20), 2593 (1991). DOI: 10.1103/PhysRevLett.66.2593
- [8] M. Stähler, R. Wynands, S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, A. Taichenachev, V. Yudin. *Opt. Lett.*, **27** (23), 1472 (2002). DOI: 10.1364/OL.27.002130
- [9] A. Akulshin, A. Celikov, V. Velichansky. *Opt. Commun.*, **84** (3–4), 139 (1991). DOI: 10.1016/0030-4018(91)90216-Z
- [10] S. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **62** (9), 1033 (1989). DOI: 10.1103/PhysRevLett.62.1033
- [11] О.А. Кочаровская, Я.И. Ханин. *Письма в ЖЭТФ*, **48** (11), 581 (1988).
- [12] M. D. Lukin. *Rev. Mod. Phys.*, **75** (2), 457 (2003). DOI: 10.1103/RevModPhys.75.457
- [13] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. *Rev. Mod. Phys.*, **77** (2), 633 (2005). DOI: 10.1103/RevModPhys.77.633
- [14] R. Zhang, X.B. Wang. *Phys. Rev. A*, **94** (6), 063856 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevA.94.063856
- [15] J. Vanier. *Appl. Phys. B*, **81**, 421 (2005). DOI: 10.1007/s00340-005-1905-3
- [16] С.А. Зибров, В.Л. Величанский, А.С. Зибров, А.В. Тайченачев, В.И. Юдин. *Письма в ЖЭТФ*, **82** (8), 534 (2005). [*JETP Lett.*, **82** (8), 477 (2005). DOI: 10.1134/1.2150865].
- [17] G. Kazakov, B. Matisov, A. Litvinov, I. Mazets. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **40** (19), 3851 (2007). DOI: 10.1088/0953-4075/40/19/006
- [18] S.A. Zibrov, I. Novikova, I. Phillips, D. F. Walsworth, R.L. Zibrov, A. S. V.L. Velichansky, A.V. Taichenachev, V.I. Yudin. *Phys. Rev. A*, **81** (1), 013833 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevA.81.013833
- [19] К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, В.М. Петров. *Радиотехника*, **12**, 164 (2016).
- [20] S. Khripunov, D. Radnatarov, S. Kobtsev. *Proc. SPIE*, **9378**, 93780A (2015). DOI: 10.1117/12.2080165
- [21] J. Kitching. *Appl. Phys. Rev.*, **5** (3), 031302 (2018). DOI: 10.1063/1.5026238

- [22] S. Kobtsev, S. Donchenko, S. Khripunov, D. Radnatarov, I. Blinov, V. Palchikov. *Opt. Laser Technol.*, **119**, 105634 (2019). DOI: 10.1016/j.optlastec.2019.105634
- [23] L.V. Han, S.E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi. *Nature*, **397**, 594 (1999). DOI: 10.1038/17561
- [24] Н.А. Васильев, А.С. Трошин. *ЖЭТФ*, **125** (6), 1276 (2004).
- [25] I. Novikova, R.L. Walsworth, Y. Xiao. *Laser Photonics Rev.*, **6** (3), 333 (2012). DOI: 10.1002/lpor.201100021
- [26] Н.А. Васильев, А.С. Трошин. *Известия РАН. Серия физическая*, **69** (8), 1096 (2005).
- [27] А.С. Лосев, А.С. Трошин. *Опт. и спектр.*, **110** (1), 76 (2011). DOI: 10.1134/S0030400X11010127
- [28] D. Budker, V. Yashchuk, M. Zolotarev. *Phys. Rev. Lett.*, **81** (26), 5788 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.5788
- [29] D. Budker, L. Hollberg, D.F. Kimball, J. Kitching, S. Pustelny, V.V. Yashchuk. *Phys. Rev. A*, **71** (1), 012903 (2005).
- [30] M.T. Graf, D.F. Kimball, S.M. Rochester, K. Kerner, C. Wong, D. Budker, E.B. Alexandrov, M.V. Balabas, V.V. Yashchuk. *Phys. Rev. A*, **72** (2), 023401 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevA.72.023401
- [31] D. Budker, M. Romalis. *Nature Phys.*, **3**, 227 (2007). DOI: 10.1038/nphys566
- [32] Е.Б. Александров, А.К. Вершовский. *УФН*, **179**, 605 (2009). DOI: 10.3367/UFNe.0179.200906f.0605
- [33] M.V. Balabas, T. Karaulanov, M.P. Ledbetter, D. Budker. *Phys. Rev. Lett.*, **105** (7), 070801 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.070801
- [34] M.V. Balabas, K. Jensen, W. Wasilewski, H. Krauter, L.S. Madsen, J.H. Muller, T. Fernholz, E.S. Polzik. *Opt. Express*, **18** (6), 5825 (2010). DOI: 10.1364/OE.18.005825
- [35] E. Breschi, G. Kazakov, C. Schori, G. Di Domenico, G. Mileti, A. Litvinov, B. Matisov. *Phys. Rev. A*, **82** (6), 063810 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevA.82.063810
- [36] K. Nasyrov, S. Gozzini, A. Lucchesini, C. Marinelli, S. Gateva, S. Cartaleva, L. Marmugi. *Phys. Rev. A*, **92** (4), 043803 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevA.92.043803
- [37] M.A. Hafiz, V. Maurice, R. Chutani, N. Passilly, C. Gorecki, S. Guerande, E. de Clercq, R. Boudot. *J. Appl. Phys.*, **117** (18), 184901 (2015). DOI: 10.1063/1.4919841
- [38] H. Chi, W. Quan, J. Zhang, L. Zhao, J. Fang. *Appl. Surf. Sci.*, **501**, 143897 (2020). DOI: 10.1016/j.apsusc.2019.143897
- [39] S.J. Seltzer, M.V. Romalis. *J. Appl. Phys.*, **106** (11), 114905 (2009). DOI: 10.1063/1.3236649
- [40] K.A. Barantsev, S.V. Bozhokin, A.S. Kuraptsev, A.N. Litvinov, I.M. Sokolov. *JOSA B*, **38** (5), 1613 (2021). DOI: 10.1364/JOSA.412513
- [41] A. Krasteva, R.K. Nasyrov, N. Petrov, S. Gateva, S. Cartaleva, K.A. Nasyrov. *Optoelectron. Instrument. Proc.*, **54** (3), 307 (2018).
- [42] W. Li, M. Balabas, X. Peng, S. Pustelny, A. Wickenbrock, H. Guo, D. Budker. *J. Appl. Phys.*, **121** (6), 063104 (2017). DOI: 10.1063/1.4976017
- [43] G.A. Kazakov, A.N. Litvinov, B.G. Matisov, V.I. Romanenko, L.P. Yatsenko, A.V. Romanenko. *J. Phys. B*, **44** (23), 235401 (2011). DOI: 10.1088/0953-4075/44/23/235401
- [44] M. Klein, M. Hohensee, D.F. Phillips, R.L. Walsworth. *Phys. Rev. A*, **83** (1), 013826 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevA.83.013826
- [45] A. Litvinov, G. Kazakov, B. Matisov, I. Mazets. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **41** (12), 125401 (2008). DOI: 10.1088/0953-4075/41/12/125401
- [46] S. Knappe, H.G. Robinson. *New J. Phys.*, **12** (6), 1–9 (2010). DOI: 10.1088/1367-2630/12/6/065021
- [47] E.N. Pestov, A.N. Besedina, D.E. Pestov, V.V. Semenov. *Appl. Magn. Reson.*, **51**, 195 (2020). DOI: 10.1007/s00723-019-01186-w
- [48] S.J. Seltzer, M.V. Romalis. *J. Appl. Phys.*, **106** (11), 114905 (2009). DOI: 10.1063/1.3236649
- [49] S.N. Atutov, A. I. Plekhanov, V.A. Sorokin, S.N. Bagayev, M.N. Skvortsov, A.V. Taichenachev. *Eur. Phys. J. D*, **72**, 155 (2018). DOI: 10.1140/epjd/e2018-90127-6
- [50] S.N. Atutov, V.A. Sorokin, S.N. Bagayev, M.N. Skvortsov, A.V. Taichenachev. *Eur. Phys. J. D*, **73**, 240 (2019). DOI: 10.1140/epjd/e2019-100206-5
- [51] M. Bhattarai, V. Bharti, V. Natarajan, A. Sargsyan, D. Sarkisyan. *Phys. Lett. A*, **383** (1), 91 (2019). DOI: 10.1016/j.physleta.2018.09.036
- [52] S. Kobtsev, D. Radnatarov, S. Khripunov, I. Popkov, V. Andryushkov, T. Steshchenko. *J. Opt. Soc. Am. B*, **36** (10), 2700 (2019). DOI: 10.1364/JOSAB.36.002700
- [53] A. Krasteva, E. Mariotti, Y. Dancheva, C. Marinelli, L. Marmugi, L. Stiazzini, S. Gozzini, S. Gateva, S. Cartaleva. *J. Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)*, **55** (4), 383 (2020). DOI: 10.3103/S1068337220040209
- [54] H. Chi, W. Quan, J. Zhang, L. Zhao, J. Fang. *Appl. Surf. Sci.*, **501** (31), 143897 (2020). DOI: 10.1016/j.apsusc.2019.143897
- [55] M. Bhattarai, V. Bharti, V. Natarajan. *Scientific Reports*, **8** (1), 7525 (2018). DOI: 10.1038/s41598-018-25832-8
- [56] S. Kobtsev, D. Radnatarov, S. Khripunov, I. Popkov, V. Andryushkov, T. Steshchenko. *Proc. SPIE 10548 (SPIE OPTO, 2015)*, 93780A (2018). DOI: 10.1117/12.2080165
- [57] Y. Ji, J. Shang, Q. Gan, L. Wu. 2017 IEEE 67th Electronic Components and Technology Conference (ECTC, 2017), p. 2116. DOI: 10.1109/ECTC.2017.136
- [58] Sekiguchi N., Hatakeyama A. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **122** (4), 81 (2016). DOI: 10.1007/s00340-016-6352-9
- [59] O. Yu. Tretiak, J.W. Blanchard, D. Budker, P.K. Olshin, S.N. Smirnov, M. Balabas. *J. Chem. Phys.*, **144** (9), 094707 (2016). DOI: 10.1063/1.4943123
- [60] M. Pellaton, C. Affolderbach, G. Mileti, R. Straessle, Y. Petremand, D. Briand, N.F. De Rooij. *European Frequency and Time Forum (EFTF, 2014)*, p. 554. DOI: 10.1109/EFTF.2014.7331561
- [61] G. Zhang, L. Wei, M. Wang, K. Zhao. *J. Appl. Phys.*, **117** (4), 043106 (2015). DOI: 10.1063/1.4906851
- [62] R. Straessle, M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Pétremand, D. Briand, G. Mileti, N.F. De Rooij. *Appl. Phys. Lett.*, **105** (4), 043502 (2014). DOI: 10.1063/1.4891248
- [63] Z. Chowdhuri, M. Fertl, M. Horras, K. Kirch, J. Krempel, B. Lauss, A. Mtchedlishvili, D. Rebreyend, S. Roccia, P. Schmidt-Wellenburg, G. Zsigmond. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **115** (2), 257 (2014). DOI: 10.1007/s00340-013-5598-8
- [64] R. Straessle, M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Pétremand, D. Briand, G. Mileti, N. F. de Rooij. *J. Appl. Phys.*, **113** (6), 064501 (2013). DOI: 10.1063/1.4789942
- [65] T. Bandi, C. Affolderbach, G. Mileti. *J. Appl. Phys.*, **111** (12), 124906 (2012). DOI: 10.1063/1.4789942

- [66] M. Hasegawa, P. Dziuban, L. Nieradko, A. Douahi, C. Gorecki, V. Giordano. IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMs and Nanophotonics (Freiburg, Germany, 2008), p. 162.
DOI: 10.1109/OMEMS.2008.4607879
- [67] К.А. Насыров. Автометрия, **52** (1), 85 (2016).
- [68] D. V. Kupriyanov, I. M. Sokolov, M. D. Havey. Optics Commun., **243**, 165 (2004).
- [69] Г.В. Волошин, К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов. ЖЭТФ, **156** (1), 5 (2019).
DOI: 10.1134/S0044451019070010
- [70] Г.В. Волошин, К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов. Квант. электрон., **50** (11), 1023 (2020). DOI: 10.1070/QEL17064
- [71] Г.В. Волошин, К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов. Квант. электрон., **52** (2), 108 (2022). DOI: 10.1070/QEL17976
- [72] А.Н. Литвинов, И.М. Соколов. Письма в ЖЭТФ, **113** (12), 791 (2021). DOI: 10.31857/S1234567821120041
- [73] Г.В. Волошин, Хуэй Мэн, А.С. Курапцев, И.М. Соколов. ЖЭТФ, **162** (3), 313 (2022).
DOI: 10.31857/S0044451022090036
- [74] Я.А.Фофанов, И.М. Соколов. ЖЭТФ, **162** (3), 297 (2022).
DOI: 10.31857/S0044451022090012
- [75] S. N. Nikolic, A. J. Krmpot, N. M. Lu, B. V. Zlatkovi, M. Radonji, B. M. Jelenkovic. Phys. Scr., **157**, 014019 (2013).
- [76] Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов. ЖТФ, **58**, 12 (1988).
- [77] Ya.A. Fofanov, A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov, M.D. Havey. Phys. Rev. A, **84** (5), 053811 (2011).
DOI: 10.1103/PhysRevA.84.053811
- [78] A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov. Phys. Rev. A, **90** (1), 012511 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevA.90.012511
- [79] И.М. Соколов, Д.В. Куприянов, М.Д. Хэви. ЖЭТФ, **139** (2), 288 (2011). DOI: 10.1134/S106377611101016X
- [80] D.V. Kupriyanov, I.M. Sokolov, N.V. Larionov, P. Kulatunga, C.I. Sukenik, S. Balik, M.D. Havey. Phys. Rev. A, **69** (3), 033801 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevA.69.033801
- [81] V. M. Datsyuk, I.M. Sokolov, D.V. Kupriyanov, M.D. Havey. Phys. Rev. A, **74** (4), 043812 (2006).
DOI: 10.1103/PhysRevA.74.043812
- [82] V.M. Datsyuk, I.M. Sokolov, D.V. Kupriyanov, M.D. Havey. Phys. Rev. A, **77** (3), 033823 (2008).
DOI: 10.1103/PhysRevA.77.033823
- [83] A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov, M.D. Havey. Phys. Rev. A, **96** (2), 023830 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevA.96.023830