

06

## Электромагнитно-индуцированная прозрачность 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 24.09.2022 г.

В окончательной редакции 27.12.2022 г.

Принята к публикации 11.01.2023 г.

Предложен подход, позволяющий получить аналитический вид спектральной зависимости резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности, детектируемого бихроматическим излучением в ячейке конечных размеров в продольном лазерном луче направлении. Рассмотрены зеркальный и диффузный характеры отражения атомов от стенок. Обнаружено, что существенное различие между данными типами отражений проявляется только для ячеек малых продольных размеров по сравнению с длиной волны расщепления основного состояния атомов. Предложено физическое объяснение различия стоксова и антистоксова каналов рассеяния пробного излучения в терминах одетых состояний.

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

DOI: 10.21883/OS.2023.05.55707.51-22

### Введение

Хорошо известно, что наличие у квантовой системы двух каналов возбуждения может приводить к их деструктивной интерференции. Такое поведение ярко проявляется при взаимодействии бихроматического лазерного излучения с резонансными атомными средами. При определенных условиях в линии поглощения появляется узкий провал, в котором внешнее излучение практически перестает поглощаться. В зависимости от условий детектирования такого резонанса различают два родственных эффекта: когерентное пленение населенности (КПН) [1–4] и электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) [5–7]. Оба явления отличаются чрезвычайно узкой линией резонанса, что находит применение в широком классе практических приложений: магнитометрия [8,9], лазерная генерация без инверсии [10,11], запись и обработка квантовой информации [12–14], квантовые стандарты частоты [15–22] и т.д.

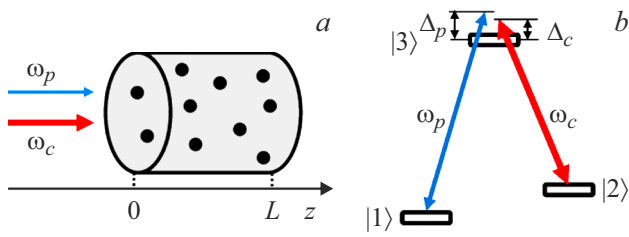
Детектирование узких темных резонансов удобно производить, используя облако охлажденных до низких температур атомов в специальных ловушках. Такие эксперименты в ряде случаев могут демонстрировать уникальные физические эффекты, такие как замедление и остановка света [23–25]. Однако большой практический интерес представляет возможность наблюдения резонансов при комнатных температурах с использованием газовых ячеек. В этом случае при теоретическом описании подобных явлений необходимо учитывать не только движение атомов, но и их возможные столкновения друг с другом и со стенками ячейки. Столкновения в большинстве случаев являются негативным фактором, так как в их процессе разрушаются возбуждаемые

полям атомные когерентности, которые обуславливают возможность квантовой интерференции.

В достаточно разреженных атомных средах на первый план выходят столкновения атомов со стенками ячейки. Одним из способов подавления деполяризации на стенках является использование специальных антирелаксационных покрытий. Существует большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ [25–65], посвященных исследованиям свойств таких покрытий и процесса детектирования атомных резонансов в покрытых ячейках. Определяющую роль в характере отражения атомов от антирелаксационной поверхности играет время их адсорбции. В случае если оно достаточно мало, атомы не успевают совершить большое количество столкновений со структурными частицами стенок и можно ограничиться моделью зеркального (упругого) отражения. При сравнительно длительной адсорбции скорость атома после отражения определяется температурой стенки. В этом случае говорят о диффузном типе отражения [66].

Ряд последних работ был посвящен теоретическому исследованию влияния на резонансы ЭИП столкновений с торцевыми стенками ячейки [67–69]. Данные столкновения играют большую роль при использовании широких лазерных пучков, когда не учитывается возможность вылета атома за пределы действия накачивающего поля. Одним из результатов данных работ было наблюдение существенного различия между двумя схемами накачки, реализующими стоксово и антистоксово рассеяние пробного излучения.

В данной работе будет предложен подход, позволяющий получить аналитическое выражение для спектральной зависимости резонанса ЭИП в горячей и ограничен-



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

ной в продольном лазерном луче направлении ячейке. Аналитический результат расширяет возможности анализа физического поведения рассматриваемых систем по сравнению с результатами численных расчетов, к которым часто вынуждены прибегать исследователи при описании подобных эффектов [67–72]. Будут рассмотрены зеркальная и диффузная модели отражения от стенок. Будет показано, что значительное различие между двумя рассмотренными типами отражения имеет место только в случае относительно малых продольных размеров ячейки. Кроме того, на основе анализа аналитических выражений будет предложено альтернативное физическое обоснование, обнаруженного в работах [68,69] существенного отличия стокового и антистокового каналов рассеяния пробного излучения на основе эффекта расщепления Ауслера-Таунса.

## 1. Потановка задачи и приближения

Рассмотрим ячейку, наполненную парами трехуровневых активных атомов в поле плоской двухчастотной электромагнитной волны (рис. 1, а), взаимодействующей с атомным ансамблем посредством лямбда-схемы (рис. 1, b). Напряженность электрического поля такой волны запишем в виде:

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

Здесь  $\mathbf{E}_{p,c}$ ,  $\omega_{p,c}$ ,  $k_{p,c}$  — комплексные амплитуды, частоты и волновые числа слабого пробного и сильного связывающего полей соответственно. Далее будем использовать приближение оптической тонкости среды, пренебрегая зависимостями от координат данных амплитуд. При этом не будем учитывать возможность некогерентного рассеяния [73–76].

Квантовое состояние атомного ансамбля будем описывать посредством одночастичной вигнеровской матрицы плотности  $\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ . При этом мы пренебрегаем коллективными эффектами [77–79], т.е. диполь-дипольным взаимодействием между атомами, считая среду достаточно разреженной. Квантовое кинетическое уравнение на матрицу плотности в представлении Вигнера по поступательным степеням свободы атомов запишем в

виде:

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

где  $\hat{\Gamma}$  — супероператор, феноменологически учитывающий спонтанный распад возбужденного уровня |3>,  $\mathbf{v}$  — скорость поступательного движения атомов. Здесь мы не учитываем столкновения атомов друг с другом, считая концентрацию атомов достаточно малой.

Разложим в (1) гамильтониан  $\hat{H}$  в сумму гамильтониана свободного атома  $\hat{H}_0$  и оператора взаимодействия  $\hat{V}$ . Последний запишем в дипольном приближении в виде:

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

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 пробного и связывающего полей соответственно. Данное выражение записано в предположении, что вектор дипольного момента всюду сонаправлен с векторами напряженности обоих электрических полей, а каждое из них вызывает переходы только с одного из подуровней основного состояния. Элементы матрицы дипольного момента  $d_{12} = 0$  в силу того, что электродипольный переход |1> ↔ |2> предполагается запрещенным. Отметим, что выражение (2) записано с учетом дальнейшего использования приближения вращающейся волны.

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

$$v_z \frac{\partial}{\partial z} \rho_{12} = i \Omega_p^* \rho_{32} - i \Omega_c \rho_{13} + [i(\Delta_c - \Delta_p + q v_z) - \Gamma_{12}] \rho_{12}, \quad (3)$$

$$v_z \frac{\partial}{\partial z} \rho_{13} = -i \Omega_p^* \rho_{11} - i \Omega_c^* \rho_{12} + i \Omega_p^* \rho_{33} + [-i(\Delta_p - k_p v_z) - \Gamma] \rho_{13}, \quad (4)$$

где  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{13}$ ,  $\Delta_c = \omega_c - \omega_{23}$  — частотные отстройки полей от атомных переходов |1> ↔ |3> и |2> ↔ |3> соответственно;  $q = k_p - k_c$  — разность волновых чисел падающих волн;  $\Gamma$ ,  $\Gamma_{12}$  — 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.

Теперь воспользуемся условием сильного связывающего поля:  $\Omega_c \gg \Omega_p$ . Для этого в выражениях (3) и (4) отбросим слагаемые второго порядка малости по  $\Omega_p$ . Таковыми являются слагаемые, содержащие  $\rho_{33}$  и  $\rho_{32}$ . Так как вся населенность приближенно оказывается сосредоточена на уровне |1>, запишем ее распределение в равновесном, нормированном на длину ячейки, виде:  $\rho_{11}(z, v_z) = M(v_z)/L$ , где  $L$  — длина

ячейки,  $M(v_z) = (\sqrt{\pi}v_T)^{-1} \exp\left[-\frac{v_z^2}{v_T^2}\right]$  — распределение Максвелла,  $v_T = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$  — наиболее вероятная скорость,  $m$  — масса атомов ансамбля,  $T$  — температура ансамбля,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Кроме того, так как после столкновения со стенкой оптическая когерентность  $\rho_{13}$  придет в равновесие с полем намного быстрее низкочастотной  $\rho_{12}$  (считая  $\Gamma \gg \Gamma_{12}$ ), можно в некотором приближении пренебречь зависимостями от координаты  $\rho_{13}$ , отыскивая решения на достаточном удалении от стенок. Таким образом, получим:

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

$$0 = -i\Omega_p^* \frac{M}{L} - i\Omega_c^* \rho_{12} - \delta_{13} \rho_{13}. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения:

$$\delta_{12}(v_z) = i(\Delta_p - \Delta_c - qv_z) + \Gamma_{12},$$

$$\delta_{13}(v_z) = i(\Delta_p - k_p v_z) + \Gamma.$$

Данные величины можно назвать комплексными скоростями распадов низкочастотной и оптической когерентностей соответственно.

Выразим оптическую когерентность  $\rho_{13}$  из (5):

$$\rho_{13} = \frac{-i}{\delta_{13}} \left( \Omega_p^* \frac{M}{L} + \Omega_c^* \rho_{12} \right). \quad (6)$$

Подставляя ее в (6), получим обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка на  $\rho_{12}$ :

$$v_z \frac{\partial}{\partial z} \rho_{12} = - \left( \delta_{12} + \frac{|\Omega_c|^2}{\delta_{13}} \right) \rho_{12} - \frac{M}{L} \frac{\Omega_p^* \Omega_c}{\delta_{13}}. \quad (7)$$

Его общее решение будем искать в виде:

$$\rho_{12}^+(v, z) = \rho_{12}^{0+}(v) \left\{ (W^+(v) + 1) \exp\left[-\frac{\lambda^+}{v} z\right] - 1 \right\}, \quad (8)$$

$$\rho_{12}^-(v, z) = \rho_{12}^{0-}(v) \left\{ (W^-(v) + 1) \exp\left[-\frac{\lambda^-}{v} (L-z)\right] - 1 \right\}. \quad (9)$$

Здесь  $\rho_{12}^\pm(v, z) = \rho_{12}(\pm v, z)$  — парциальные вклады в низкочастотную когерентность от скоростных групп атомов, движущихся вдоль и против оси  $z$  ( $v = |v_z|$ );

$$\lambda^\pm(v) = \delta_{12}^\pm(v) + \frac{|\Omega_c|^2}{\delta_{13}^\pm(v)}$$

— 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;  $W^\pm(v)$  — константа интегрирования уравнения (7).

Рассмотрим вклады в  $\rho_{12}$  атомов, вылетающих со стенки:

$$\rho_{12}^+(v, 0) = \rho_{12}^{0+}(v) W^+(v), \quad (10)$$

$$\rho_{12}^-(v, L) = \rho_{12}^{0-}(v) W^-(v). \quad (11)$$

Отсюда видно, что функция  $W^\pm(v)$  имеет смысл комплексного показателя равновесности низкочастотной когерентности данной скоростной группы атомов с полем после столкновения со стенкой. Вид этой функции определяется граничными условиями.

Восприимчивость единицы фазового объема среды к пробному полю вычисляется посредством оптической когерентности  $\rho_{13}$  [80] как

$$\chi = \frac{n_a d_{13}}{\hbar \Omega_p} \rho_{31},$$

где  $n_a$  — концентрация активных атомов.

Приведем общую формулу восприимчивости, получаемую посредством выражений (6), (8) и (9):

$$\chi^\pm = \chi^{0\pm} \left\{ 1 + \frac{|\Omega_c|^2}{\delta_{13}^\pm \delta_{12}^\pm} (W^\pm + 1) \exp\left[\mp \frac{\lambda^\pm}{v} \left(z - \frac{L \mp L}{2}\right)\right] \right\}^*. \quad (12)$$

Здесь

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

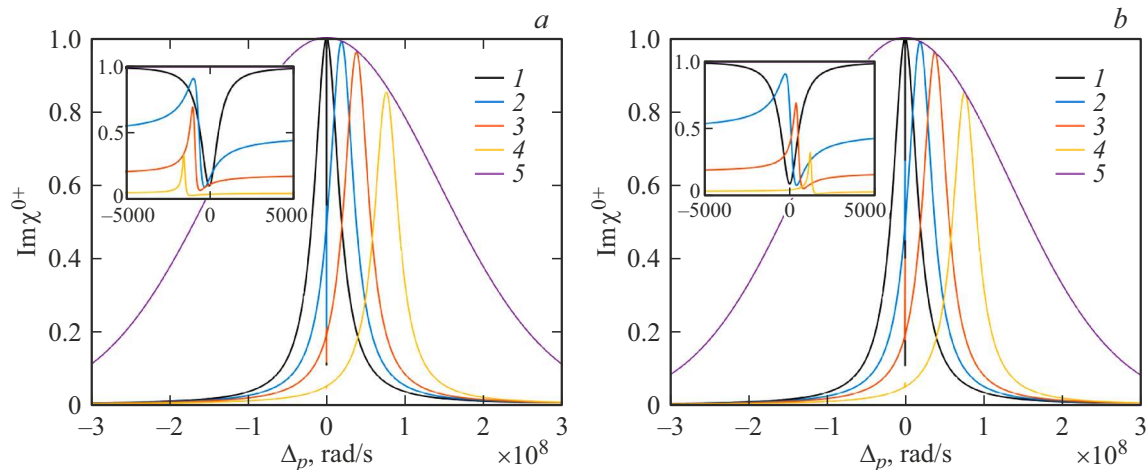
— восприимчивость равновесной с полем среды движущихся атомов в отсутствие столкновений со стенками, нормированная на длину ячейки. Зависимость мнимой части выражения (12) от отстройки пробного поля определяет спектр поглощения единицы фазового объема среды.

## 2. Результаты и их обсуждение

### 2.1. Отсутствие границ

Восприимчивость безграничной во всех направлениях среды описывается известным [81] выражением (13). Необходимость дополнительного обсуждения этого случая вытекает из сделанного в работах [68,69] замечания о существенном различии стоксова и антистоксова каналов рассеяния пробного излучения. Попытаемся объяснить это различие на примере рис. 2, на котором изображены спектры поглощения пробного излучения данной скоростной группой атомов для обоих случаев:  $q < 0$  (a) и  $q > 0$  (b). Для удобства на рисунке также изображены распределения Максвелла по частотным доплеровским сдвигам пробного излучения. Расчеты проведены для низкой температуры  $T = 3$  К из соображений наглядности.

Рисунок 2 демонстрирует сдвиги резонансов поглощения и прозрачности при увеличении скорости атомов. Видно, что сдвиг темного резонанса  $qv$  оказывается



**Рис. 2.** Спектры поглощения (кривые 1–4) пробного излучения различными скоростными группами атомов на фоне распределения Максвелла (кривая 5) в относительных единицах для случаев  $q < 0$  (a) и  $q > 0$  (b). 1 —  $v_z = 0$ ; 2 —  $v_z = 0.1v_T$ ; 3 —  $v_z = 0.2v_T$ ; 4 —  $v_z = 0.4v_T$ ; 5 —  $M(\Delta_p/k_p)/M(0)$ . Маленькие вставки в левых частях рисунков изображают узкий центральный провал в увеличенном масштабе по горизонтальной оси. Остальные параметры расчета:  $\Delta_c = 0$ ,  $\Omega_c = 10^5$  rad/s,  $\Gamma = 6$  MHz,  $\Gamma_{12} = 10$  Hz,  $k_p = 79033.27$  cm<sup>-1</sup>,  $\lambda_{12} = 4.5$  cm,  $|q| = 2\pi/\lambda_{12}$ ,  $T = 3$  K.

либо сонаправленным со сдвигом резонанса поглощения  $k_p v$ , либо противоположенным, в зависимости от знака  $q$ . При этом на левом крыле темного резонанса в обоих случаях появляется дополнительный пик, который уменьшается по мере увеличения скорости. Появление данного пика можно объяснить в терминах одетых состояний.

Как известно [82,83], действие на квантовый переход резонансного излучения приводит к расщеплению Аулера-Таунса возбужденного состояния. Частоты полученных квазиэнергетических (одетых) состояний относительно нерасщепленного возбужденного уровня определяются выражением:

$$\omega_{\pm} = \Delta/2 \pm \sqrt{\Omega^2 + (\Delta/2)^2},$$

где  $\Omega$ ,  $\Delta$  — половина частоты Раби и отстройка внешнего излучения соответственно.

В нашем случае расщепление происходит под действием связывающего поля, а отстройкой при точном резонансе является доплеровский сдвиг  $-k_c v$ . Таким образом, сдвинутое по Доплеру пробное излучение окажется в резонансах с одетыми связывающим полем состояниями при отстройках

$$\Delta_p = k_p v - k_c v/2 \pm \sqrt{\Omega_c^2 + (k_c v/2)^2}$$

$$k_c v \gg \Omega_c \begin{cases} k_p v + \Omega_c^2/k_c v \\ qv - \Omega_c^2/k_c v \end{cases}$$

Данное выражение определяет положения сильно отстроенного максимума поглощения и упомянутого выше узкого пика вблизи темного резонанса на рис. 2. Таким образом, можно заключить, что данный пик появляется

вследствие детектирования пробным излучением одного из одетых связывающим полем состояний.

Как видно из рис. 2, в случае  $q > 0$  такой пик при скоростях, близких к  $\sqrt{\Omega_c^2/k_c q}$ , накладывается на основной темный резонанс, что при усреднении по скоростям значительно ослабляет эффект прозрачности в отличие от случая  $q < 0$ . Таким образом, усиление резонансного поглощения в случае  $q > 0$  происходит вследствие взаимодействия пробного поля с одним из одетых состояний атомов, движущихся со скоростями близкими к  $\sqrt{\Omega_c^2/k_c q}$ . Далее в работе ограничимся рассмотрением схемы накачки с  $q < 0$ .

## 2.2. Зеркальное и диффузное отражение

Для установления явного вида функции  $W^{\pm}$  необходимо задание граничных условий для выражений (8) и (9). Поведение активных атомов на границе ячейки определяется свойствами ее покрытия. Далее рассмотрим два известных [66] предельных случая таких поведений: зеркального и диффузного отражений.

При зеркальном отражении от стенки время адсорбции атомов на поверхности относительно невелико. В этом случае будем считать, что внутреннее состояние атома при столкновении не изменяется, а его скорость в одномерном случае меняет знак:

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

Используя выражения (10), (11), получим явный вид функции  $W^{\pm}$  для случая зеркального отражения:

$$W_{\text{spec}}^{\pm} = \frac{1 - \exp(-\frac{\lambda^{\pm} L}{v})}{1 - \exp(-\frac{\lambda^{\pm} + \lambda^{\mp} L}{v})} \left( 1 - \frac{\lambda^{\pm} \delta_{13}^{\pm}}{\lambda^{\mp} \delta_{13}^{\mp}} \right) - 1.$$

Диффузный 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:

$$\begin{aligned} \rho_{12}^+(v, 0) &= \tilde{\rho}_{12}^+(0)M(v), \\ \rho_{12}^-(v, L) &= \tilde{\rho}_{12}^-(L)M(v), \end{aligned} \quad (14)$$

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 нее:

$$j_{12}^+|_{z=0,L} = j_{12}^-|_{z=0,L}, \quad (15)$$

где

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

Используя (8), (9) с учетом (14) и (15), получим выражение функции  $W^\pm$  для граничных условий диффузного типа:

$$W_{\text{diff}}^\pm = \lambda^\pm \delta_{13}^\pm \frac{V^\pm U^\mp + V^\mp}{1 - U^+ U^-},$$

где

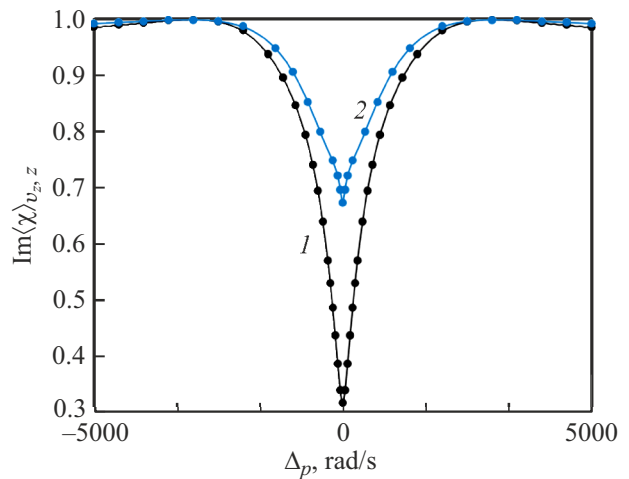
$$U^\pm = \frac{2\sqrt{\pi}}{v_T} \int_0^\infty M(v) \exp\left(-\frac{\lambda^\pm}{v} L\right) v dv,$$

$$V^\pm = \frac{2\sqrt{\pi}}{v_T} \int_0^\infty \frac{1}{\lambda^\pm(v) \delta_{13}^\pm(v)} \left[ \exp\left(-\frac{\lambda^\pm}{v} L\right) - 1 \right] M(v) v dv.$$

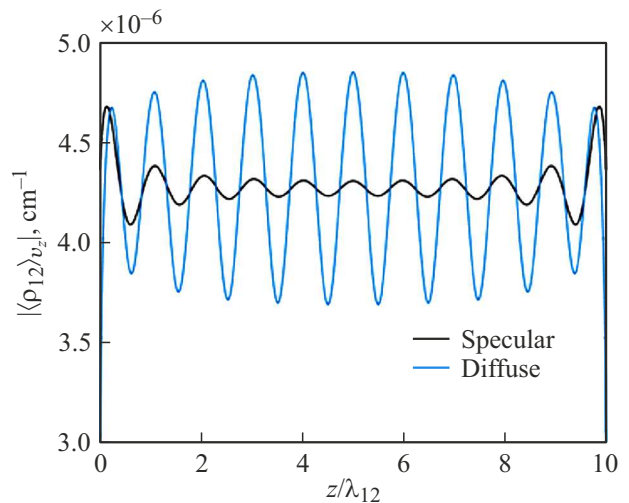
Сравним полученные аналитические результаты с численным расчетом, сделанным в [69].

Рисунок 3 демонстрирует хорошее согласие полученного аналитического результата с численным решением полной системы уравнений (1). Ошибка расчета составляет менее 0.1%. Далее сравним аналитические результаты, полученные для зеркального и диффузного характеров отражения атомов от стенок.

Рисунок 4 демонстрирует квазипериодическую зависимость абсолютного значения низкочастотной когерентности от координаты внутри ячейки с периодом, равным  $\lambda_{12}$ . Возникающие осцилляции не затухают даже на большом по сравнению с  $\lambda_{12}$  расстоянии вследствие длительного времени жизни  $\rho_{12}$ . Таким образом, резонанс прозрачности будет претерпевать различные неоднородные искажения внутри ячейки. Видно, что в случае зеркального отражения такая неоднородность имеет более слабый характер, чем для диффузного



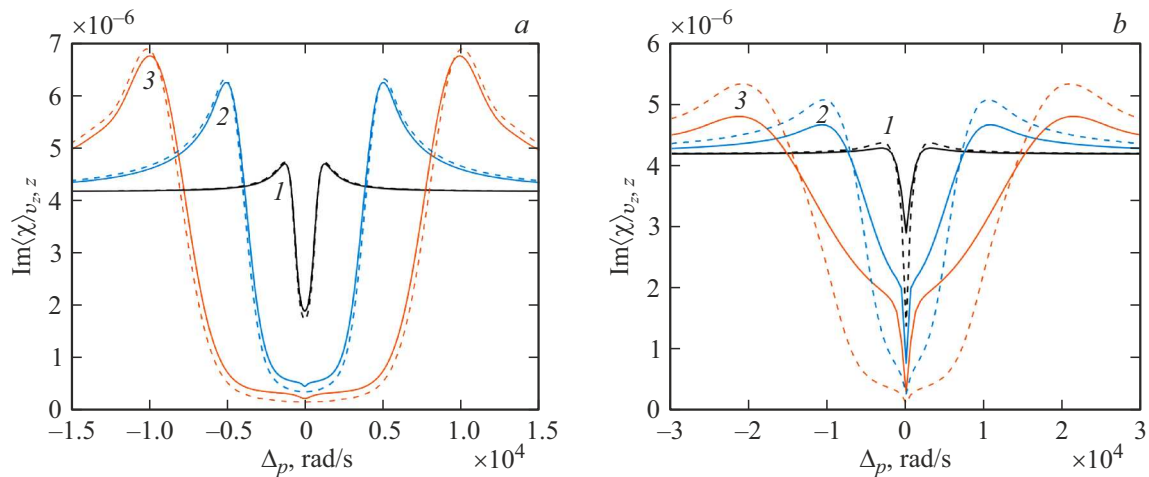
**Рис. 3.** Сравнение численного (точки) и аналитического (сплошные кривые) расчетов спектральной зависимости коэффициента поглощения в относительных единицах для случая зеркального (кривая 1) и диффузного (кривая 2) характеров отражения атомов от стенок. Расчет проделан для  $L = 0.1\lambda_{12}$  и  $T = 50^\circ\text{C}$ . Остальные параметры те же, что указаны в подписи к рис. 2.



**Рис. 4.** Зависимость абсолютного значения усредненной по скоростям низкочастотной когерентности  $\rho_{12}$  от координаты  $z$  внутри ячейки в единицах длины волны расщепления основного состояния  $\lambda_{12}$  для зеркального и диффузного характеров отражения атомов от стенок. Расчет проведен для температуры  $T = 50^\circ\text{C}$ , отстройки  $\Delta_p = 0$  и длины ячейки  $L = 10\lambda_{12}$ . Остальные параметры те же, что указаны в подписи к рис. 2.

отражения. Отметим, что симметрия, присущая рис. 4, имеет место только при нулевом значении  $\Delta_p$ .

Из рис. 5 видно, что, как и следовало ожидать, ширина и амплитуда резонанса ЭИП растут вместе с амплитудой связывающего поля. Возникающие максимумы на крыльях резонансов прозрачности являются следствиями вкладов в коэффициент поглощения резонансов одетых состояний, которые обсуждались в разд. 2.1. Для ячеек



**Рис. 5.** Спектры поглощения пробного излучения для случаев зеркального (сплошные кривые) и диффузного (штриховые кривые) характеров отражения атомов от стенок в произвольных единицах при различных  $\Omega_c$ : 1 —  $10^5$ , 2 —  $5 \cdot 10^5$ , 3 —  $10^6$  rad/s. Расчет проведен для температуры  $T = 50^\circ\text{C}$ . Длины ячейки:  $L = \lambda_{12}$  (a) и  $L = 0.1\lambda_{12}$  (b). Остальные параметры те же, что указаны в подписи к рис. 2.

длиной порядка  $\lambda_{12}$  (рис. 5, a) формы резонансов при зеркальном и диффузном отражениях слабо отличаются. Это объясняется тем, что осцилляции, наблюдаемые на рис. 4, усредняются по ячейке, и вклад в общий коэффициент поглощения вносит только среднее значение  $\rho_{12}$ , которое одинаково для обоих характеров отражения. В малых по сравнению с  $\lambda_{12}$  ячейках (рис. 4, b) отличие между диффузным и зеркальным отражением сказывается значительно сильнее, поскольку низкочастотная когерентность не успевает совершить полный период осцилляций за время пролета атома между стенками и усреднение по ячейке приводит к различным средним  $\rho_{12}$ . В таком случае резонанс прозрачности демонстрирует двойную структуру, испытывая дополнительное сужение в центральной области вследствие эффекта Дике.

### 3. Заключение

В данной работе на основе полуклассической теории взаимодействия света и вещества был предложен подход, позволяющий получить аналитическое выражение для формы резонанса ЭИП, детектируемого в конечной в продольном лазерному лучу направлении ячейке с покрытиями, демонстрирующими зеркальный и диффузный характеры отражения атомов. При описании взаимодействия двухчастотного лазерного излучения с атомной средой использовалась трехуровневая лямбда-модель.

Показано, что полученные аналитические выражения сходятся с соответствующим численным расчетом. На основе анализа данных выражений было предложено отличное от данного в работе [69] физическое объяснение различия стоксова и антистоксова каналов рассеяния пробного излучения при детектировании ЭИП в терминах одетых состояний. Эффекты прозрачности, детектируемые в ячейках с зеркальным и диффузным

характерами отражения атомов от стенок, сравнивались друг с другом по форме резонансов и по пространственному распределению низкочастотной когерентности. Показано, что существенное различие в форме резонансов наблюдается только для ячеек, имеющих малые по сравнению с  $\lambda_{12}$  продольные размеры.

### Благодарности

Автор выражает особую благодарность руководителю гранта „Leader“ фонда „БАЗИС“ И.М. Соколову за постановку задачи и ценные консультации.

### Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках Государственного задания (базовая часть), проект № FSEG-2020-0024, а также при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики „БАЗИС“ (грант № 21-1-1-36-1).

### Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols. Nuovo Cimento, **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). [S.A. Zibrov, V.L. Velichansky, A.S. Zibrov, A.V. Taichenachev, V.I. Yudin. 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, 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] D. Budker, V. Yashchuk, M. Zolotarev, Phys. Rev. Lett., **81** (26), 5788 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.5788
- [27] D. Budker, L. Hollberg, D.F. Kimball, J. Kitching, S. Pustelny, V.V. Yashchuk. Phys. Rev. A, **71** (1), 012903 (2005).
- [28] 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
- [29] D. Budker, M. Romalis. Nature Phys., **3**, 227 (2007). DOI: 10.1038/nphys566
- [30] Е.Б. Александров, А.К. Вершовский. УФН, **179**, 605 (2009). DOI: 10.3367/UFNe.0179.200906f.0605
- [31] M.V. Balabas, T. Karaulanov, M.P. Ledbetter, D. Budker. Phys. Rev. Lett., **105** (7), 070801 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.070801
- [32] M.V. Balabas, K. Jensen, W. Wasilewski, H. Krauter, L.S. Madsen, J.H. Muller, T. Fernholz, E.S. Polzik. Opt. Expr., **18** (6), 5825 (2010). DOI: 10.1364/OE.18.005825
- [33] 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
- [34] 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
- [35] 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
- [36] H. Chi, W. Quan, J. Zhang, L. Zhao, J. Fang. Appl. Surf. Sci., **501**, 143897 (2020). DOI: 10.1016/j.apsusc.2019.143897
- [37] S.J. Seltzer, M.V. Romalis. J. Appl. Phys., **106** (11), 114905 (2009). DOI: 10.1063/1.3236649
- [38] K.A. Barantsev, S.V. Bozhokin, A.S. Kuraptsev, A.N. Litvinov, I.M. Sokolov. JOSA B, **38** (5), 1613 (2021). DOI: 10.1364/JOSAB.412513
- [39] A. Krasteva, R.K. Nasyrov, N. Petrov, S. Gateva, S. Cartaleva, K.A. Nasyrov. Optoelectron. Instrument. Proc., **54** (3), 307 (2018). DOI: 10.3103/S8756699018030147
- [40] 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
- [41] 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
- [42] M. Klein, M. Hohensee, D.F. Phillips, R.L. Walsworth. Phys. Rev. A, **83** (1), 013826 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevA.83.013826
- [43] 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
- [44] S. Knappe, H.G. Robinson. New J. Phys., **12** (6), 1–9 (2010). DOI: 10.1088/1367-2630/12/6/065021
- [45] 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
- [46] S.J. Seltzer, M.V. Romalis. J. Appl. Phys., **106** (11), 114905 (2009). DOI: 10.1063/1.3236649
- [47] 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
- [48] 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
- [49] 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
- [50] 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
- [51] A. Krasteva, E. Mariotti, Y. Dancheva, C. Marinelli, L. Marmugi, L. Stiaccini, S. Gozzini, S. Gateva, S. Cartaleva. J. Contemp. Phys., **55** (4), 383 (2020). DOI: 10.3103/S1068337220040209

- [52] H. Chi, W. Quan, J. Zhang, L. Zhao, J. Fang. *Appl. Surf. Sci.*, **501** (31), 143897 (2020). DOI: 10.1016/j.apsusc.2019.143897
- [53] M. Bhattarai, V. Bharti, V. Natarajan. *Sci. Rep.*, **8** (1), 7525 (2018). DOI: 10.1038/s41598-018-25832-8
- [54] S. Kobtsev, D. Radnatarov, S. Khripunov, I. Popkov, V. Andryushkov, T. Steschenko. In: *Proc. SPIE*, **10548** (SPIE OPTO, 2018), 1054820 (2018). DOI: 10.1117/12.2288872
- [55] 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
- [56] N. Sekiguchi, A. Hatakeyama. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **122** (4), 81 (2016). DOI: 10.1007/s00340-016-6352-9
- [57] 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
- [58] 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
- [59] G. Zhang, L. Wei, M. Wang, K. Zhao. *J. Appl. Phys.*, **117** (4), 043106 (2015). DOI: 10.1063/1.4906851
- [60] 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
- [61] 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
- [62] R. Straessle1, M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Pétremand1, D. Briand, G. Mileti, N.F. de Rooij. *J. Appl. Phys.*, **113** (6), 064501 (2013). DOI: 10.1063/1.4789942
- [63] T. Bandi, C. Affolderbach, G. Mileti. *J. Appl. Phys.*, **111** (12), 124906 (2012). DOI: 10.1063/1.4789942
- [64] M. Hasegawa, P. Dziuban, L. Nieradko, A. Douahi, C. Gorecki, V. Giordano. *Proceedings of 2008 IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMs and Nanophotonics (2008)*, p. 162. DOI: 10.1109/OMEMS.2008.4607879
- [65] К.А. Насыров. *Автоматрия*, **52** (1), 85 (2016).
- [66] Б.Д. Агапьев, М.Б. Горный, Б.Г. Матисов. *ЖТФ*, **58** (12), 2286 (1988).
- [67] А.Н. Литвинов, И.М. Соколов. *Письма в ЖЭТФ*, **113** (12), 791 (2021). DOI: 10.31857/S1234567821120041
- [68] Г.В. Волошин, Хуэй Мэн, А.С. Курапцев, И.М. Соколов. *ЖЭТФ*, **162** (3), 313 (2022). DOI: 10.31857/S0044451022090036
- [69] Я.А. Фофанов, И.М. Соколов. *ЖЭТФ*, **162** (3), 297 (2022). DOI: 10.31857/S0044451022090012
- [70] Г.В. Волошин, К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов. *ЖЭТФ*, **156** (1), 5 (2019). DOI: 10.1134/S0044451019070010
- [71] Г.В. Волошин, К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов. *Квант. электрон.*, **50** (11), 1023 (2020). DOI: 10.1070/QEL17064
- [72] Г.В. Волошин, К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов. *Квант. электрон.*, **52** (2), 108 (2022). DOI: 10.1070/QEL17976
- [73] 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
- [74] 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
- [75] 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
- [76] A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov, M.D. Havey. *Phys. Rev. A*, **96** (2), 023830 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevA.96.023830
- [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).
- [80] M.O. Scully, M.S. Zubairy. *Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997).
- [81] J. Gea-Banacloche, Y. Li, S. Jin, M. Xiao. *Phys. Rev. A*, **51** (1), 576 (1995). DOI: 10.1103/PhysRevA.51.576
- [82] S.H. Autler, C.H. Townes. *Phys. Rev.*, **100** (2), 703 (1955). DOI: 10.1103/PhysRev.100.703
- [83] H. Samble. *Phys. Rev. A*, **7** (6), 2203 (1973). DOI: 10.1103/PhysRevA.7.2203