

# ВЛИЯНИЕ КАЧЕСТВА АНТИРЕЛАКСАЦИОННОГО ПОКРЫТИЯ НА ХАРАКТЕР ЭФФЕКТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В ГАЗОВЫХ ЯЧЕЙКАХ

*Г. В. Волошин<sup>\*</sup>, Хуэй Мэн, А. С. Курапцев, И. М. Соколов<sup>\*\*</sup>*

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 18 апреля 2022 г.,  
после переработки 3 мая 2022 г.  
Принята к публикации 4 мая 2022 г.

Проанализирована зависимость характера электромагнитно-индуцированной прозрачности в газовых ячейках без буферного газа от качества антирелаксационного покрытия стенок, т. е. от вероятности релаксации внутреннего состояния атома при столкновении с этим покрытием. Обнаружено, что в ряде практически важных случаев релаксация на стенках слабо влияет на контраст резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности, а при некоторых условиях приводит даже к усилению этого эффекта. Для невырожденного основного состояния атомов исследовано существенное различие двух схем реализации электромагнитно-индуцированной прозрачности — случаев стоксовского и антистоксовского рассеяния пробного излучения, а также двух типов отражения — зеркального (упругого) и диффузного, когда скорость атома после отражения не зависит от скорости до столкновения, а определяется температурой стенки. Особое внимание уделено особенностям спектров электромагнитно-индуцированной прозрачности при учете невырожденности возбужденного состояния атомов.

DOI: 10.31857/S0044451022090036

EDN: EJRVZS

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Атомная когерентность, наводимая в атомных ансамблях внешним когерентным электромагнитным излучением, может существенно модифицировать их оптические свойства. Соответствующая модификация приводит к целому ряду физических эффектов, таких как когерентное пленение населенностей, электромагнитно-индуцированная прозрачность, замедление и «остановка» света [1–4].

В основе этих эффектов лежат двух- или многофотонные резонансные процессы, спектральные ширины которых определяются медленной релаксацией когерентностей, наводимых на запрещенных или низкочастотных переходах в среде. Эти ширины существенно меньше естественных ширин возбужденных состояний, как в случае однофотонных процес-

сов, что и определяет большой потенциал практического применения соответствующих явлений в задачах квантовой метрологии, стандартизации частоты, квантовой информатики и т. п. При возбуждении нелинейных резонансов в газовых ячейках спектральные ширины определяются релаксацией когерентностей при столкновениях атомов со стенками ячеек и между собой. Одним из эффективных методов сужения линий в этом случае является использование ячеек без буферного газа, но со специальным антирелаксационным покрытием стенок.

В настоящей работе мы рассмотрим, как влияет качество антирелаксационного покрытия на эффект электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП). К настоящему времени опубликовано большое число работ, в которых исследуются как свойства таких покрытий, так и возможности прецизионной спектроскопии атомарных газов, находящихся в соответствующих ячейках [4–45]. Однако, как показывают наши исследования, некоторые важные особенности, приводящие к качественным эффектам, остаются малоизученными.

<sup>\*</sup> E-mail: gavriilvsh@gmail.com

<sup>\*\*</sup> E-mail: ims@is12093.spb.edu

Недостаточно изучено влияние времени адсорбции атомов на покрытия. Даже для идеального покрытия, сохраняющего внутреннее состояние атома, в зависимости от длительности адсорбции возможен различный характер отражения — от идеально зеркального до диффузного. Если процесс отражения сопровождается адсорбцией атома в течение относительно продолжительного времени, то скорость отлетающего от поверхности атома перестает зависеть от начальной скорости и определяется температурой стенки. Происходит полная термализация при однократном отражении. Подобная ситуация характерна для парафиновых покрытий. Для некоторых материалов, например, для покрытий типа Octadecyltrichlorosilane (OTS), характерное время адсорбции существенно меньше, чем для парафинов [20, 21]. Это означает, что для них вероятность полной термализации будет заметно меньше. Отражения с малым изменением величины скорости будут более вероятны. При отсутствии адсорбции возможно и упругое отражение. В теории обычно ограничиваются одним из предельных случаев. В этой работе мы проведем сравнение этих двух случаев и покажем, как характер аккомодации влияет на спектральные свойства атомного газа.

При исследовании влияния покрытия на эффект ЭИП обычно также ограничиваются рассмотрением случая, когда ширины лазерных пучков много меньше характерных размеров газовых ячеек. Это так называемая квазирэмсиевская геометрия, при которой атом испытывает многократные отражения от стенок, прежде чем повторно попадает в лазерный луч [4, 13, 20, 21]. При большом числе столкновений до возвращения в луч заметная релаксация атомной поляризации и термализация происходят даже при высоком качестве покрытия [13] и малых временах адсорбции.

Для узких лучей, как правило, ограничиваются учетом столкновений только с боковой поверхностью, перпендикулярной волновым векторам полей. Для широких лучей (см., например, работу [46]) или при малых размерах ячеек важно учитывать столкновения с торцевыми поверхностями. К настоящему времени роль этих столкновений практически не исследована.

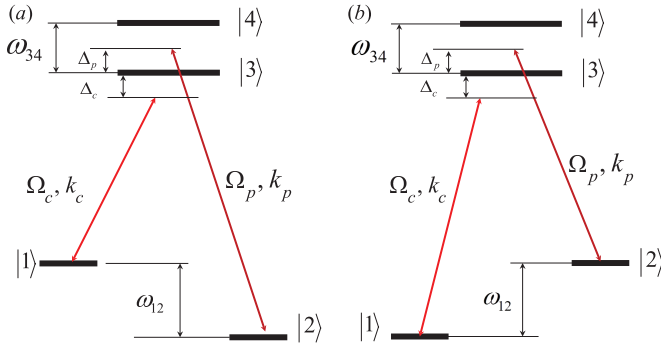
Еще одним существенным ограничением большинства работ по описанию ЭИП является рассмотрение модельной трехуровневой лямбда-схемы. В такой схеме при коллинеарном распространении управляющего и пробного излучения удается существенно подавить двухфотонный доплеровский сдвиг (см., например, работы [47, 48], а также [4

и ссылки в них). Более того, в ряде случаев может наблюдаться дополнительное, так называемое доплеровское сужение двухфотонных резонансов, предсказанное в работах [49, 50] (см. также [51]). На этом основании обычно двухфотонным сдвигом пренебрегают. Мы покажем, что наличие таких сдвигов для невырожденного основного состояния может существенно модифицировать спектр ЭИП. Мы проанализируем, как качество покрытия влияет на эти спектры при стоковском и антистоковском характере рассеяния пробного излучения. Мы также покажем, что учет уже одного дополнительного возбужденного состояния движущихся атомов оказывается существенным при теоретическом описании эффекта ЭИП.

## 2. ПРИБЛИЖЕНИЯ И ПОДХОДЫ

При описании эффекта ЭИП в газовой ячейке конечных размеров мы воспользуемся подходом, основанном на решении системы дифференциальных уравнений для одночастичной матрицы плотности с граничными условиями, как это делалось, например, в работах [20, 21]. При этом мы будем предполагать типичную ситуацию, когда пробное поле вызывает переходы только с одного из подуровней основного состояния. То же относится и к управляющему полю, оно вызывает переходы с другого подуровня. В случаях невырожденного основного состояния для ультрахолодных газов, а также вырожденного состояния для горячих газов, не важно, с каким из подуровней взаимодействует пробное, а с каким управляющее поле. Как будет видно далее, для горячих асамблей с невырожденным основным состоянием атомов существенно, какое из полей имеет более высокую частоту, т. е. происходит ли рассеяние пробного света по стоковскому или антистоковскому каналу. Поэтому мы рассмотрим оба случая (рис. 1).

Внешние поля, управляющее и пробное, предполагаются слабыми. Их частоты Раби много меньше скоростей спонтанного распада возбужденных состояний. При этом считается, что управляющее поле намного сильнее пробного. Спектральные ширины каждой компоненты предполагаются меньше естественной ширины атомного перехода. Концентрацию атомов считаем малой настолько, чтобы пренебречь коллективными эффектами, вызванными резонансным диполь-дипольным взаимодействием [52, 53], и использовать приближение оптически тонкой среды.



**Рис. 1.** Две схемы лазерной накачки, различающиеся соотношением частот пробного и управляющего полей: *a* — частота управляющего поля меньше, чем пробного, *b* — наоборот

В этом случае систему уравнений для медленных амплитуд одноатомной матрицы плотности в представлении Вигнера,  $\hat{\rho}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ , в приближении вращающейся волны можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{11} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{11} &= -i \sum_{e=3}^4 (V_{ce} \rho_{1e} - V_{ce}^* \rho_{e1}) + \\
 &\quad + \gamma_{31} \rho_{33} + \gamma_{41} \rho_{44}, \\
 \dot{\rho}_{22} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{22} &= -i \sum_{e=3}^4 (V_{pe} \rho_{2e} - V_{pe}^* \rho_{e2}) + \\
 &\quad + \gamma_{32} \rho_{33} + \gamma_{42} \rho_{44}, \\
 \dot{\rho}_{33} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{33} &= i V_{c3} \rho_{13} - i V_{c3}^* \rho_{31} + \\
 &\quad + i V_{p3} \rho_{23} - i V_{p3}^* \rho_{32} - \gamma_3 \rho_{33}, \\
 \dot{\rho}_{12} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{12} &= i \sum_{e=3}^4 (V_{ce}^* \rho_{e2} - V_{pe} \rho_{1e}) + \\
 &\quad + [i(\Delta_p - \Delta_c + \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}) - \gamma_{12}] \rho_{12}, \quad (1) \\
 \dot{\rho}_{1e} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{1e} &= i V_{ce}^* \rho_{e'e} - i V_{ce}^* \rho_{11} - \\
 &\quad - i V_{pe}^* \rho_{12} + i V_{ce}^* \rho_{ee} \\
 &\quad + [-i(\Delta_c - \omega_{e1} + \omega_{31} - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{v}) - \gamma_e/2] \rho_{1e}, \\
 \dot{\rho}_{2e} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{2e} &= i V_{pe}^* \rho_{e'e} - i V_{ce}^* \rho_{21} - \\
 &\quad - i V_{pe}^* \rho_{22} + i V_{pe}^* \rho_{ee} + \\
 &\quad + [-i(\Delta_p - \omega_{e2} + \omega_{32} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{v}) - \gamma_e/2] \rho_{2e}, \\
 &\quad e, e' = 3, 4, \quad e' \neq e, \\
 \dot{\rho}_{34} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{34} &= i V_{c3} \rho_{14} + i V_{p3} \rho_{24} \\
 &\quad - i V_{c4} \rho_{31} - i V_{p4} \rho_{32} + [i\omega_{43} - \gamma_{34}] \rho_{34}, \\
 \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} &= 1, \\
 \rho_{ij} &= \rho_{ji}^*.
 \end{aligned}$$

Здесь мы пренебрегли столкновениями атомов между собой и предположили, что управляющее поле вызывает переходы только с подуровня  $|1\rangle$ , а проб-

ное — только с подуровня  $|2\rangle$ , а также использовали обозначения  $V_{ce} = \mathbf{d}_{e1} \cdot \mathbf{E}_c / 2\hbar$ ,  $V_{pe} = \mathbf{d}_{e2} \cdot \mathbf{E}_p / 2\hbar$ ;  $\mathbf{d}_{eg}$  — дипольные моменты переходов  $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ ;  $\gamma_{12}$  и  $\gamma_{34}$  — скорости распадов когерентностей соответственно  $\rho_{12}$  и  $\rho_{34}$ ,  $\mathbf{E}_c$  и  $\mathbf{E}_p$  — медленные амплитуды соответственно управляющего и пробного полей,  $\gamma_e = \gamma_{e1} + \gamma_{e2}$ ,  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_c - \mathbf{k}_p$ ,  $\Delta_c = \omega_c - \omega_{31}$ ,  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{32}$ . Для краткости здесь и далее мы опускаем аргументы у матрицы плотности. В системе (1) мы также пренебрегли вероятностями спонтанных переходов между близкорасположенными уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ ,  $|3\rangle$  и  $|4\rangle$ .

В этой статье мы ограничимся одномерным случаем, когда оба поля распространяются вдоль оси  $z$ , а границы ячейки перпендикулярны этой оси. Наличие границ ячейки и характер столкновения с ними будем учитывать посредством соответствующих граничных условий.

Как отмечалось выше, скорость атома, покидающего поверхность, зависит от времени адсорбции атомов. При малых временах велика вероятность упругого (зеркального) отражения, при больших временах атомы вылетают, имея случайную скорость, распределенную по закону Максвелла. В этой работе мы ограничимся двумя предельными случаями.

В случае зеркального отражения, когда нормальная составляющая скорости к поверхности  $S$  меняет знак, а тангенциальная сохраняется, т. е. при условии  $\mathbf{v}' = \mathbf{v} - 2\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})$ , где  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{v}'$  — скорости до и после столкновения, граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned}
 \rho_{ii}^0 - \rho_{ii}(\mathbf{r}, \mathbf{v}')_{r \in S} &= \alpha_1 (\rho_{ii}^0 - \rho_{ii}(\mathbf{r}, \mathbf{v})_{r \in S}), \\
 \rho_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{v}')_{r \in S} &= \alpha_2 \rho_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{v})_{r \in S}.
 \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\rho_{ii}^0$  — населенность уровня в отсутствие возбуждающих полей. Коэффициенты  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  ( $0 \leq \alpha_{1,2} \leq 1$ ) характеризуют степень сохранения соответственно населенностей и когерентностей в результате соударения атомов со стенкой. Далее для простоты будем считать эти параметры одинаковыми,  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ .

Второй случай — полная термализация. При этом граничное условие предполагает равенство потоков, налетающих на поверхность и вылетающих с нее. Для частного случая плоского слоя толщиной  $L$  имеем

$$\begin{aligned}
 j_{ij}^-|_{z=0} &= \alpha j_{ij}^+|_{z=0} + (1 - \alpha) j_{ij}^{+0}|_{z=0}, \\
 j_{ij}^+|_{z=L} &= \alpha j_{ij}^-|_{z=L} + (1 - \alpha) j_{ij}^{-0}|_{z=L},
 \end{aligned} \quad (3)$$

где  $j_{ij}^\pm(z) = \int_0^\infty \rho_{ij}^\pm(v, z)(\pm v) dv$ ,  $\rho_{ij}^\pm(v, z) = \rho_{ij}(\pm v, z)$ ,  $v = |\mathbf{v}|$ ,  $j_{ij}^{\pm 0}$  — поток компоненты  $\rho_{ij}^0$  атомов, находящихся в равновесном состоянии.

В следующем разделе мы исследуем эффект ЭИП на основе численного решения системы (1) с граничными условиями (2) и (3). Характер ЭИП-резонанса будем анализировать на основе расчета величины наведенной пробным излучением атомной поляризации, определяемой интегральными по скоростям атомными когерентностями  $\rho_{32}$  и  $\rho_{42}$ . Эта поляризация, в свою очередь, задает восприимчивость ансамбля (см., например, работы [3, 50, 54]), а следовательно, определяет его коэффициент поглощения и показатель преломления.

Поскольку при неидеальном покрытии происходит изменение населенности уровня  $|2\rangle$ , существенно влияющей на распространение пробного излучения, абсолютная величина атомной восприимчивости изменяется даже при отсутствии двухфотонных резонансов. По этой причине при сравнении характера эффекта ЭИП для покрытий разного качества мы будем анализировать не абсолютные величины восприимчивостей, а контрасты резонансов. Так, контраст поглощения  $C(\Delta_p)$  при заданной частоте пробного поля в условиях ЭИП мы определяем как  $C(\Delta_p) = 1 - \beta(\Delta_p)/\beta_0$ . Здесь  $\beta(\Delta_p)$  — коэффициент поглощения на заданной частоте (отстройке), а  $\beta_0$  — коэффициент поглощения в отсутствие двухфотонного резонанса.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показаны спектральные зависимости контрастов резонансов ЭИП для ячеек с диффузным характером отражения атомов от антирелаксационного покрытия для случая  $k_p < k_c$ . На рис. 2a проанализирована зависимость от качества покрытия для ячейки длиной  $L = \lambda = 4.5$  см, на рис. 2b — зависимость от размеров при фиксированном  $\alpha = 0.999$ . Остальные параметры выбраны следующим образом:  $V_{ce} = 10^5$  с<sup>-1</sup>;  $V_{pe} = 10^3$  с<sup>-1</sup>; температура ячейки  $T = 50$  °С; расщепление возбужденных состояний  $\omega_{34} = 300$  МГц; скорости спонтанного распада этих состояний  $\gamma_3 = \gamma_4 = 6$  МГц; скорость релаксации низкочастотной когерентности основного состояния  $\gamma_{21} = 10$  Гц. Скорость релаксации когерентности  $\rho_{43}$  выбрана равной полусумме скоростей спонтанной релаксации населенностей двух возбужденных уровней. Управляющее поле предполагается настроенным на точный резонанс с переходом  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  неподвижного атома:  $\Delta_c = 0$ .

Рисунок 2 демонстрирует несколько важных физических результатов. Во-первых, качество покрытия очень слабо влияет на контраст резонанса ЭИП

при рассмотренных условиях. Объяснить этот эффект можно влиянием двух конкурирующих между собой факторов. Коэффициент поглощения пробного поля определяется как величиной населенности рабочего уровня, так и величиной низкочастотной когерентности  $\rho_{21}$ . Один механизм усиливает поглощение за счет разрушения когерентности и ослабления двухфотонных резонансов, второй — ослабляет поглощение за счет ухода атомов с рабочего подуровня, в нашем случае это подуровень  $|2\rangle$ . Действительно, в объеме ячейки в силу отсутствия столкновений оптическая накачка сильным управляющим полем приводит к тому, что подавляющая часть атомов накапливается на уровне  $|2\rangle$ . Столкновение со стенками вызывает переходы на уровень  $|1\rangle$ . Уменьшение населенности уровня  $|2\rangle$  приводит к уменьшению коэффициента поглощения в отсутствие двухфотонного резонанса, т. е. величины  $\beta_0$ . Это обстоятельство увеличивает контраст.

Рисунок 2b демонстрирует еще один интересный эффект. При увеличении длины ячейки появляется дополнительный пик, сильно отстроенный в область положительных отстроек. При сравнительно малых размерах мы имеем широкий дополнительный резонанс с малой амплитудой. По мере увеличения длины его амплитуда растет. Появление этого пика связано с наличием второго возбужденного уровня атомов. В приближении трехуровневой лямбда-модели этот пик отсутствует. В атомном ансамбле есть группа атомов, движущихся со скоростями  $v_z \simeq -\omega_{34}/k$ . Для них из-за доплеровского сдвига управляющее поле оказывается резонансным переходу  $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ , а условие двухфотонного резонанса выполняется, если управляющее поле отстроено на величину

$$\Delta_p = \frac{\omega_{34}(k_c - k_p)}{k} = \frac{\omega_{34}q}{k}.$$

После столкновения со стенкой начинаются переходные процессы установления равновесного внутреннего состояния атома, соответствующего новой величине и направлению его скорости. При малых размерах ячейки максимально возможное значение низкочастотной когерентности не достигается до следующего столкновения, поэтому дополнительный резонанс не успевает сформироваться. При увеличении размеров ячейки  $L$  время свободного пробега увеличивается, эффект усиливается.

Приведенный на рис. 2 результат получен для диффузного отражения. При зеркальном отражении ситуация иная. Скорость атомов меняется только по направлению. Это создает условия для усиле-

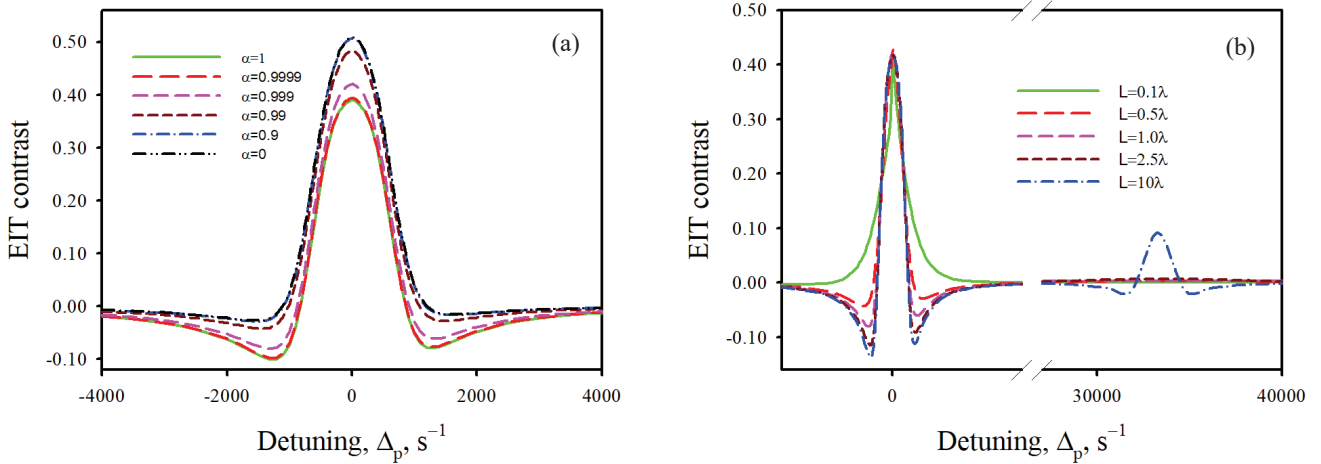


Рис. 2. (В цвете онлайн) Спектральные зависимости контрастов резонансов ЭИП для ячеек с диффузным характером отражения атомов от антирелаксационного покрытия для случая  $k_p < k_c$ : *a* — от качества покрытия для ячейки длиной  $L = \lambda = 4.5$  см; *b* — от размеров при фиксированном  $\alpha = 0.999$ . Расчет проведен для  $V_c = 10^5$   $c^{-1}$ ,  $V_p = 10^3$   $c^{-1}$ ,  $T = 50$  °С,  $\omega_{34} = 300$  МГц,  $\gamma_3 = \gamma_4 = 6$  МГц,  $\gamma_{21} = 10$  Гц,  $\Delta_c = 0$ .

ния механизма формирования дополнительных резонансов ЭИП, что хорошо демонстрирует рис. 3.

В случае хорошего покрытия и зеркального отражения, помимо одного пика, появляется серия дополнительных пиков. Похожий эффект наблюдался ранее для резонансов когерентного пленения населенностей [55]. Серия квазиэквидистантных пиков связана с модуляцией частот управляющего и пробного полей в системе отсчета, связанной с движущимся атомом. Частота модуляции определяется скоростью атома  $v_{at}$  и размером ячейки:  $\omega_{mod} = v_{at}\pi/L$ . Это модулированное поле можно разложить в ряд Фурье. Учитывая, что скорость атомов, обуславливающих эти резонансы, имеет величину порядка  $v_z \simeq -\omega_{34}/k$ , получаем, что частоты дополнительных резонансов могут быть описаны простым соотношением

$$\Delta_{pn} = \frac{\pi n}{kL}\omega_{34}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

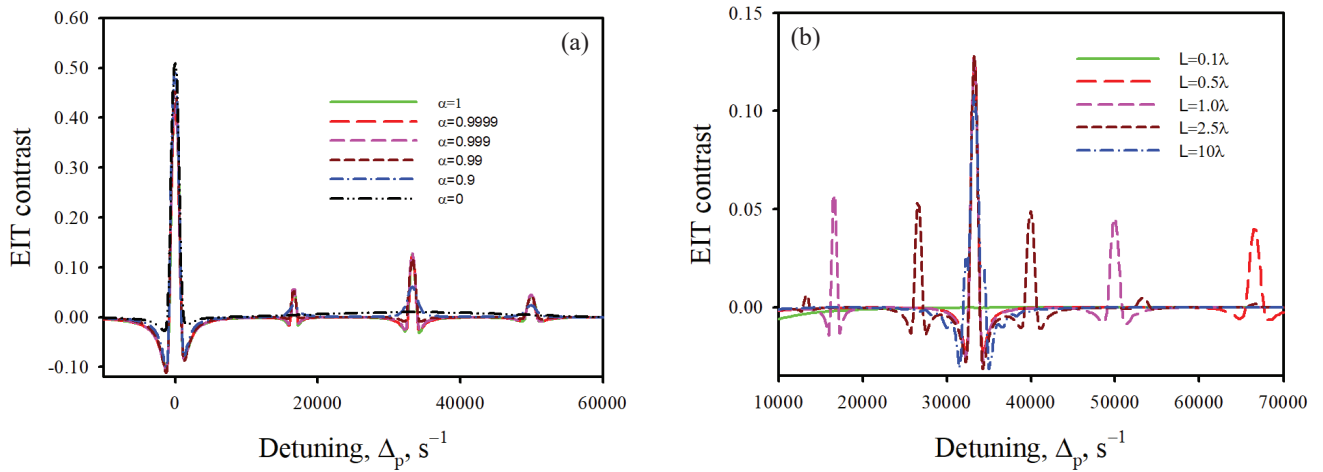
Ухудшение качества покрытия ослабляет дополнительные пики в отличие от основного. Изменение длины ячейки влияет на частоту модуляции, поэтому при разных размерах они расположены на разных частотах (см. рис. 3*b*). Уменьшение длины увеличивает частоту модуляции, поэтому для случая  $L = 0.5\lambda$  в рассматриваемой области частот виден только один дополнительный резонанс. Для  $L = 0.1\lambda$  они наблюдаются при еще больших обстройках, выходящих за пределы рисунка.

Результаты, показанные на рис. 2 и 3, соответствуют случаю, когда частота пробного излучения меньше частоты управляющего,  $k_p < k_c$ . В другом случае, когда  $k_p > k_c$ , ситуация изменяется существенно.

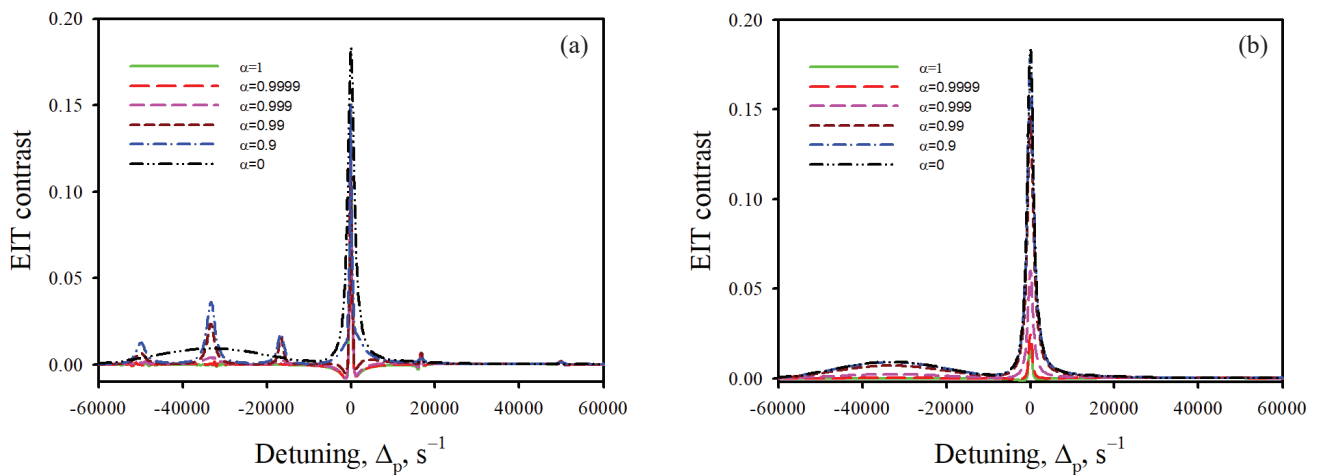
На рис. 4 показаны спектры резонансов ЭИП в широком интервале частот для двух типов отражения атомов от покрытия. Обращает на себя внимание заметное уменьшение абсолютной величины контраста по сравнению со случаем  $k_p < k_c$ . Для идеального покрытия при диффузном отражении контраст уменьшается более чем в двадцать раз. При зеркальном отражении ослабление меньше, но также хорошо заметно.

Помимо уменьшения абсолютной величины контраста в рассматриваемом случае наблюдается сложная зависимость амплитуды резонансов от качества покрытия. Увеличение вероятности релаксации на поверхности ячейки приводит к усилению наблюдаемого эффекта ЭИП. При этом увеличивается не только амплитуда основного резонанса (вблизи  $\Delta_p = 0$ ), которая оказывается максимальна при отсутствии антирелаксационного покрытия, но и растут амплитуды дополнительных, более слабых резонансов. Заметим, что, как и следовало ожидать, при  $k_p > k_c$  эти резонансы наблюдаются при отрицательных отстройках  $\Delta_p$ . Для идеального покрытия они практически не заметны.

Рисунок 5 позволяет объяснить наблюдаемые особенности эффекта ЭИП при  $k_p > k_c$ . На нем



**Рис. 3.** (В цвете онлайн) Спектральные зависимости контрастов резонансов ЭИП для ячеек с зеркальным характером отражения атомов от антирелаксационного покрытия для случая  $k_p < k_c$ : *a* — от качества покрытия для ячейки длиной  $L = \lambda = 4.5$  см; *b* — от размеров при фиксированном  $\alpha = 0.999$ . Остальные параметры, как на рис. 2

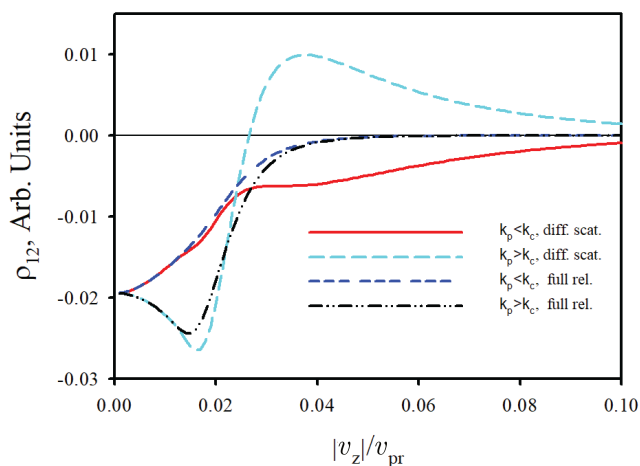


**Рис. 4.** (В цвете онлайн) Спектральные зависимости контрастов резонансов ЭИП для ячеек с зеркальным (*a*) и диффузным (*b*) характером отражения атомов от антирелаксационного покрытия для случая  $k_p > k_c$ . Остальные параметры, как на рис. 2

изображен парциальный вклад атомов,двигающихся с заданной по величине скоростью в низкочастотную когерентность. Расчет проведен для области посередине ячейки длиной  $L = \lambda = 4.5$  см. Две кривые соответствуют идеальному покрытию с диффузным типом отражения атомов, две — отсутствию покрытия, что соответствует полной релаксации на поверхности. В последнем случае характер отражения не важен. Чтобы упростить анализ, мы рассмотрели для простоты случай трехуровневой схемы, возбуж-

даемой резонансным излучением,  $\Delta_p = \Delta_c = 0$ . При этом когерентность вещественна, что позволяет легко сравнивать вклад разных атомов. Расчет проведен для  $V_c = 2 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup>,  $V_p = 2 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>,  $T = 50^\circ\text{C}$ ,  $\gamma_3 = \gamma_4 = 6$  МГц,  $\gamma_{21} = 10$  Гц. На рис. 5  $v_{pr}$  — наиболее вероятная скорость.

Отличительной особенностью кривой, соответствующей аномально слабому эффекту ЭИП, т.е. случаю диффузного отражения при  $k_p > k_c$  (см. рис. 5), является взаимная компенсация



**Рис. 5.** (В цвете онлайн) Парциальные вклады атомов, движущихся с разными скоростями в низкочастотную когерентность  $\rho_{12}$  для ячеек с идеальным покрытием ( $\alpha = 1$ ) и при его отсутствии ( $\alpha = 0$ ). Для идеального покрытия рассмотрен случай диффузного отражения атомов. Каждому случаю соответствует два возможных соотношения частот пробного и управляющего полей:  $k_p > k_c$  и  $k_p < k_c$ . Расчет проведен для ячейки длиной  $L = \lambda = 4.5$  см, остальные параметры следующие:  $\Delta_c = \Delta_p = 0$ ,  $V_c = 2 \cdot 10^5$  с $^{-1}$ ,  $V_p = 2 \cdot 10^3$  с $^{-1}$ ,  $T = 50$  °С,  $\gamma_3 = \gamma_4 = 6$  МГц,  $\gamma_{21} = 10$  Гц

вкладов атомов, двигающихся с разными скоростями. При рассмотренных параметрах суммарная по скоростям низкочастотная атомная поляризация близка к нулю. Для этого же характера отражения, но при  $k_p < k_c$  такой компенсации не происходит. Аналогичные, хотя и более слабые эффекты имеют место и для зеркального отражения. Чтобы не загромождать рисунок, соответствующие кривые мы не приводим.

В случае отсутствия покрытия или при его невысоком качестве релаксация на стенках приводит к ослаблению относительной роли быстро движущихся атомов. Они чаще сталкиваются с поверхностью, сильнее релаксируют, и за время свободного пролета у них с меньшей вероятностью успевают установиться равновесное внутреннее состояние. Это ослабление хорошо видно на рис. 5.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы проанализировали ряд особенностей явления ЭИП, имеющих место в ячейках без буферного газа, но с антирелаксационным покрытием стенок. Исследована зависимость характера ЭИП от качества покрытия, т. е. от вероятности релак-

сации внутреннего состояния, вызванного столкновением атомов с ним. Обнаружено, что в случае широких лазерных лучей, когда атом при движении не покидает область лазерного луча, т. е. при непрерывном взаимодействии с внешним излучением, релаксация на стенках слабо влияет на контраст ЭИП, а в ряде случаев приводит даже к усилению эффекта. Обнаружено и исследовано существенное различие двух схем реализации ЭИП — случаев стоксовского и антистоксовского рассеяния пробного излучения. Проанализирована зависимость эффекта ЭИП от типа отражения атомов от покрытия. Рассмотрены два предельных случая — зеркальное (упругое) отражение и диффузное, когда атом адсорбируется на поверхность на длительное время и его скорость после взаимодействия с покрытием определяется температурой последнего. Особое внимание уделено особенностям спектров ЭИП при учете невырожденности возбужденного состояния атомов, которая приводит к появлению дополнительных резонансов.

Результаты, обсуждаемые в данной работе, получены нами для упрощенной четырехуровневой системы в одномерной геометрии при использовании ряда приближений. Отказ от этих приближений определенным образом изменит количественные результаты, представленные в статье. Однако основные качественные эффекты, предсказанные и обсуждаемые в работе, такие как зависимость формы резонанса от соотношения частот пробного и управляющего полей, появление гребенки дополнительных импульсов при зеркальном отражении, различие формы спектров при разном характере аккомодации атомов на поверхности, по нашему мнению, сохранятся и для трехмерных ячеек при учете реальной структуры атомных состояний. Действительно, они обусловлены влиянием таких факторов, которые имеют место и для реальных атомарных газов. Это — движение атомов и изменение направления этого движения, вызванное столкновениями со стенками, наличие нескольких атомных возбужденных состояний, а также невырожденность основного и возбужденного состояний. По этой причине мы считаем, что предсказываемые в данной работе эффекты необходимо учитывать во всех потенциальных приложениях ЭИП, в которых используются газовые ячейки с антирелаксационным покрытием стенок.

**Финансирование.** Проведение исследований было поддержано грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС». Анализ

различия диффузного и зеркального отражений от покрытия на спектры ЭИП проведен в рамках выполнения Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2020-0024). Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (<http://www.spbstu.ru>).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Marangos, *J. Mod. Opt.* **45**, 471 (1998).
2. M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
3. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
4. I. Novikova, R. L. Walsworth, and Y. Xiao, *Laser Photonics Rev.* **6**, 333 (2012).
5. D. Budker, V. Yashchuk, and M. Zolotarev, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5788 (1998).
6. D. Budker, L. Hollberg, D.F. Kimball, J. Kitching, S. Pustelny, and V. V. Yashchuk, *Phys. Rev. A* **71**, 012903" 1" 9 (2005).
7. M. T. Graf, D. F. Kimball, S. M. Rochester, K. Kerner, C. Wong, D. Budker, E. B. Alexandrov, M. V. Balabas, and V. V. Yashchuk, *Phys. Rev. A* **72**, 023401 (2005).
8. D. Budker, M. Romalis, *Nature Phys.* **3**, 227 (2007).
9. Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, *УФН* **179**, 605 (2009).
10. M. V. Balabas, T. Karaulanov, M. P. Ledbetter, and D. Budker, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 070801 (2010).
11. M. V. Balabas, K. Jensen, W. Wasilewski, H. Krauter, L. S. Madsen, J. H. Muller, T. Fernholz, and E. S. Polzik, *Opt. Express* **18**, 5825 (2010).
12. E. Breschi, G. Kazakov, C. Schori, G. Di Domenico, G. Mileti, A. Litvinov, and B. Matisov, *Phys. Rev. A* **82**, 063810 (2010).
13. K. Nasyrov, S. Gozzini, A. Lucchesini, C. Marinelli, S. Gateva, S. Cartaleva, and L. Marmugi, *Phys. Rev. A* **92**, 043803 (2015).
14. M. A. Hafiz, V. Maurice, R. Chutani1, N. Passilly, C. Gorecki, S. Guerande, E. de Clercq, and R. Boudot, *J. Appl. Phys.* **117**, 184901 (2015).
15. H. Chi, W. Quan, J. Zhang, L. Zhao, and J. Fang, *Appl. Surf. Sci.* **501**, 143897 (2020).
16. S. J. Seltzera and M. V. Romalis, *J. Appl. Phys.* **106**, 114905 (2009).
17. K. A. Barantsev, S. V. Bozhokin, A. S. Kuraptsev, A. N. Litvinov, and I. M. Sokolov, *JOSA B* **38**, 1613 (2021).
18. A. Krasteva, R. K. Nasyrov, N. Petrov, S. Gateva, S. Cartaleva, and K. A. Nasyrov, *Optoelectron. Instrum. Proc.* **54**, 307 (2018).
19. W. Li, M. Balabas, X. Peng, S. Pustelny, A. Wickembrock, H. Guo, and D. Budker, *J. Appl. Phys.* **121**, 063104 (2017).
20. G. Kazakov, B. Matisov, A. Litvinov, and I. Mazets, *J. Phys. B* **40**, 3851 (2007).
21. G. A. Kazakov, A. N. Litvinov, B. G. Matisov, V. I. Romanenko, L. P. Yatsenko, and A. V. Romanenko, *J. Phys. B* **44**, 235401 (2011).
22. M. Klein, M. Hohensee, D. F. Phillips, and R. L. Walsworth, *Phys. Rev. A* **83**, 013826 (2011).
23. A. Litvinov, G. Kazakov, B. Matisov, and I. Mazets, *J. Phys. B* **41**, 125401 (2008).
24. S. Knappe and H.G. Robinson, *New J. Phys.* **12(6)**, 1 (2010).
25. E. N. Pestov, A. N. Besedina, D. E. Pestov, and V. V. Semenov, *Appl. Magn. Res.* **51**, 195 (2020).
26. S. J. Seltzer and M. V. Romalis, *J. Appl. Phys.* **106**, 114905 (2009).
27. S. N. Atutov, A. I. Plekhanov, V. A. Sorokin, S. N. Bagayev, M. N. Skvortsov, and A. V. Taichenachev, *Eur. Phys. J. D* **72**, 155 (2018).
28. S. N. Atutov, V. A. Sorokin, S. N. Bagayev, M. N. Skvortsov, and A. V. Taichenachev, *Eur. Phys. J. D* **73**, 11 (2019).
29. M. Bhattarai, V. Bharti, V. Natarajan, A. Sargsyan, and D. Sarkisyan, *Phys. Lett. A* **383**, 91 (2019).
30. S. Kobtsev, D. Radnatarov, S. Khripunov, I. Popkov, V. Andryushkov, and T. Steshchenko, *JOSA B* **36**, 2700 (2019).
31. A. Krasteva, E. Mariotti, Y. Dancheva, C. Marinelli, L. Marmugi, L. Stiaccini, S. Gozzini, S. Gateva, and S. Cartaleva, *J. Contemp. Phys.* **55**, 383 (2020).
32. H. Chi, W. Quan, L. Zhang, L. Zhao, and J. Fang, *Appl. Surf. Sci.* **501**, 143897 (2020).
33. M. Bhattarai, V. Bharti, and V. Natarajan, *Sci. Rep.* **8**, 7525 (2018).



34. S. Kobtsev, D. Radnatarov, S. Khripunov, I. Popkov, V. Andryushkov, and T. Steschenko, *Proc. SPIE* **10548**, 1054820 (2018).
35. Y. Ji, J. Shang, Q. Gan, and L. Wu, in *Proceedings of Electronic Components and Technology Conference*, Art. No. 7999974 (2017) 2116.
36. N. Sekiguchi and A. Hatakeyama, *Appl. Phys. B* **122**, 81 (2016).
37. O. Yu. Tretiak, J. W. Blanchard, D. Budker, P.K. Olshin, S. N. Smirnov, and M. V. Balabas, *J. Chem. Phys.* **144**, 094707 (2016).
38. M. Pellaton, C. Affolderbach, G. Miletì, R. Straessle, Y. Petremand, D. Briand, and N. F. De Rooij, *European Frequency and Time Forum 2014*, Art. No. 7331561, (2015) 554.
39. G. Zhang, L. Wei, M. Wang, and K. Zhao, *J. Appl. Phys.* **117**, 043106 (2015).
40. R. Straessle, M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Pétremand, D. Briand, G. Miletì, and N.F. De Rooij, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 043502 (2014).
41. Z. Chowdhuri, M. Fertl, M. Horras, K. Kirch, J. Krempel, B. Lauss, A. Mtchedlishvili, D. Rebreyend, S. Roccia, P. Schmidt-Wellenburg, and G. Zsigmond, *Appl. Phys. B* **115**, (2014) 257.
42. R. Straessle, M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Pétremand, D. Briand, G. Miletì, and N. F. De Rooij, *J. Appl. Phys.* **113**, 064501 (2013).
43. T. Bandi, C. Affolderbach, and G. Miletì, *J. Appl. Phys.* **111**, 124906 (2012).
44. M. Hasegawa, P. Dziuban, L. Nieradko, A. Douahi, C. Gorecki, V. Giordano, in *2008 IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics*, OPT MEMS, Art. No. 4607879 (2008) 162.
45. К. А. Насыров, *Автометрия* **52**, 85 (2016).
46. S. N. Nikolić, A. J. Krmpot, N. M. Lučić, B. V. Zlatković, M. Radonjić, and B. M. Jelenković, *Phys. Scr.* **T157**, 014019 (2013).
47. M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999).
48. D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, and V. V. Yashchuk, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1767 (1999).
49. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 173 (2000).
50. A. Javan, O. Kocharovskaya, H. Lee, and M. O. Scully, *Phys. Rev. A* **66**, 013805 (2002).
51. L. Ma, G. Raithel, *J. Phys. Comm.* **4**, 095020 (2020).
52. И. М. Соколов, Д. В. Куприянов, М. Д. Хэви, *ЖЭТФ* **139**, 288 (2011)
53. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **91**, 053822 (2015).
54. Н. А. Васильев, А. С. Трошин, *ЖЭТФ* **125**, 1276 (2004).
55. А. Н. Литвинов, И. М. Соколов, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 791 (2021).