

# ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ КОЛЕБАНИЙ НА КОЛЛЕКТИВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В АНСАМБЛЯХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

*И. М. Соколов\**

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 5 апреля 2024 г.,  
после переработки 16 января 2026 г.  
Принята к публикации 16 января 2026 г.

Исследовано влияние амплитуды и частоты колебаний атомарных рассеивателей на характер переноса излучения в оптически плотных ансамблях примесных центров с высокой концентрацией. Роль коллективных эффектов, обусловленных диполь-дипольным межатомным взаимодействием, исследуется на основе изучения коэффициента пропускания квазирезонансного излучения. Показано, что при высоких среднеквадратичных скоростях атомов эффект сильной (андерсоновской) локализации света, имеющий место при малых амплитудах колебаний, сменяется диффузионным переносом при их увеличении. Изменение частоты колебаний может как усиливать, так и ослаблять коллективные эффекты. Имеется область частот, для которой чувствительность коллективных эффектов к колебательному движению максимальна.

**Ключевые слова:** тепловые колебания, диполь-дипольное взаимодействие, коллективные оптические эффекты, перенос излучения, сильная локализация света

DOI: 10.7868/S3034641X26030011

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Основной целью настоящей работы является анализ влияния движения атомов на коллективные оптические эффекты в плотных атомарных ансамблях. Интерес к таким эффектам существенно усилился в последнее время в связи с задачами квантовой информатики, в которых основным ресурсом являются многоатомные ансамбли с сильными межатомными корреляциями.

Помимо прикладного аспекта, коллективные эффекты затрагивают и такие фундаментальные проблемы квантовой электродинамики, как слабая и сильная (андерсоновская) локализация света, кооперативный лэмбовский сдвиг, изменение скорости спонтанного распада атомов во внешней среде и связанные с этим эффекты супер- и субизлучения.

Среди конкретных физических систем наибольшее внимание при исследовании коллективных

эффектов привлекают две — атомные ансамбли, охлажденные до сверхнизких температур в специальных ловушках, и ансамбли примесных центров, внедренных в прозрачный диэлектрик.

Одним из факторов, обуславливающих коллективные оптические эффекты в этих ансамблях, является их большая оптическая толщина и, следовательно, процессы многократного рассеяния света. Этот механизм проявляется и в разреженных, и в плотных системах [1–7]. В ансамблях с высокой концентрацией рассеивателей действует дополнительный фактор — резонансное диполь-дипольное межатомное взаимодействие.

Коллективные эффекты оказываются очень чувствительными к движению атомов. Помимо доплеровского эффекта, который приводит к нарушению взаимной резонансности переходов в разных атомах и ослабляет резонансное межатомное взаимодействие, имеет место дрейф частоты излучения при многократном рассеянии. Кроме этого, для плотных сред оказывается важным даже малое изменение межатомных расстояний, поскольку оно существенно изменяет положение коллективных энерге-

\* E-mail: sokolov\_im@spbstu.ru

тических уровней в ансамблях взаимодействующих атомов.

Влияние движения в газовых средах на такие коллективные эффекты, как суб- и суперизлучение, флэш-эффект, слабую и сильную локализацию, к настоящему времени исследовано достаточно детально, особенно в случае разреженных ансамблей [8–18]. Роль колебательного движения примесных центров в твердых телах изучена существенно менее подробно.

Основной целью настоящей работы является изучение особенностей резонансного диполь-дипольного взаимодействия и оптических свойств плотных неупорядоченных ансамблей рассеивателей (атомов), совершающих гармонические колебания вблизи положений равновесия. Основное внимание мы уделим наиболее интересному и важному коллективному эффекту — сильной локализации света. Как известно, для неподвижных атомарных рассеивателей эффект локализации света может наблюдаться при высоких концентрациях [19]. Поступательное движение атомов этот эффект разрушает даже при очень низких температурах [20]. В работе [21] показано, что колебательное движение слабее влияет на коллективные эффекты, и при очень малых амплитудах колебаний сильная локализация света может иметь место даже для высоких температур.

В настоящей работе мы детально исследуем влияние амплитуды и частоты колебаний на характер переноса квазирезонансного излучения. В частности, будет проанализирован переход от локализационного режима к диффузионному при увеличении амплитуды колебаний. Мы покажем, что многоатомные коллективные эффекты более чувствительны к величине амплитуды колебаний, чем одноатомные, проявляющиеся, например, в величине одноатомной восприимчивости. Мы также продемонстрируем, что при увеличении частоты колебаний коэффициент пропускания, обусловленный коллективными эффектами, изменяется немонотонно. Имеется область частот, для которой чувствительность коллективных эффектов к колебательному движению максимальна.

## 2. ПРИБЛИЖЕНИЯ И ПОДХОДЫ

Основной сложностью при теоретическом описании взаимодействия излучения с оптически плотными атомными ансамблями является необходимость учета многократного когерентного и некогерентного

рассеяния фотонов. Задача еще более усложняется в случае ансамблей с высокой концентрацией атомов, когда длина свободного пробега фотона становится порядка длины волны света. Для таких ансамблей важным оказывается рекуррентное рассеяние, когда один фотон при случайных блужданиях внутри среды несколько раз рассеивается на одном и том же атоме.

В этой ситуации свою эффективность доказал метод связанных осцилляторов. В рамках этого метода атомный ансамбль рассматривается как гигантская квазимолекула, все атомы которой связаны между собой посредством резонансного диполь-дипольного взаимодействия. Впервые базовые идеи этого метода были сформулированы в работах Фолди и Лакса [22, 23]. Впоследствии аналогичный подход был использован для анализа различных типов коллективных эффектов [24–38]. К настоящему времени разработано несколько близких вариантов. Мы будем использовать метод, обоснованный в рамках последовательного квантового подхода в работе [30]. В этой работе показано, что в случае слабого излучения и отсутствия нелинейных оптических эффектов можно найти волновую функцию системы, объединяющей все атомы и электромагнитное поле. Этого можно достичь при учете коллективных состояний с не более чем одним фотоном в полевой подсистеме. При этом, решая нестационарное уравнение Шредингера, полевую подсистему удается исключить, получив для амплитуд состояний  $b_e$  с одним возбужденным атомом следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial b_e}{\partial t} = \left( i\delta_e - \frac{\gamma}{2} \right) b_e - \frac{i\Omega_e}{2} + \frac{i\gamma}{2} \sum_{e' \neq e} V_{ee'} b_{e'}. \quad (1)$$

Число уравнений в этой системе определяется числом атомов и структурой их энергетических уровней (подробнее см. [30]), а индекс « $e$ » у амплитуды обозначает как номер атома, возбужденного в состоянии  $\psi_e = |g \cdots e \cdots g\rangle$ , так и конкретный зеемановский подуровень, который заселен в этом состоянии.

Первое слагаемое в правой части (1) описывает эволюцию независимых атомов, второе — влияние внешнего лазерного излучения,  $\Omega_e$  — его частота Раби в точке расположения атома  $e$ . Отстройка его частоты  $\delta_e$  от частоты атомного перехода может быть различна для различных переходов  $g \leftrightarrow e$ . Такое различие имеет место в присутствии, например, внешнего постоянного электрического и/или магнитного поля.

Последнее слагаемое в уравнении (1) учитывает резонансное диполь-дипольное взаимодействие ато-

мов, обуславливающее многоатомные коллективные эффекты, имеющие место в исследуемом ансамбле. Явное аналитическое выражение для этого слагаемого, как и слагаемого, описывающего спонтанный распад возбужденного состояния со скоростью  $\gamma$ , получается в процессе исключения полевой подсистемы при решении уравнения Шредингера (подробнее см. [30]). Так, матрица  $V_{ee'}$  имеет следующий вид:

$$V_{ee'} = -\frac{2}{\gamma} \sum_{\mu, \nu} \mathbf{d}_{eg}^\mu \mathbf{d}_{ge'}^\nu \frac{e^{ik_0 r_{ij}}}{\hbar r_{ij}^3} \times \left\{ \delta_{\mu\nu} [1 - ik_0 r_{ij} - (k_0 r_{ij})^2] - \frac{\mathbf{r}_{ij}^\mu \mathbf{r}_{ij}^\nu}{r_{ij}^2} [3 - 3ik_0 r_{ij} - (k_0 r_{ij})^2] \right\}. \quad (2)$$

Здесь учтено, что в состояниях  $e$  и  $e'$  возбуждены соответственно атомы  $i$  и  $j$ ;  $\mathbf{d}_{eg}$  — матричный элемент оператора дипольного момента для перехода  $g \rightarrow e$ ,  $c$  — скорость света,  $k_0 = \omega_0/c$  — волновое число, соответствующее резонансной частоте этого перехода,  $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ ,  $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ . Индексы  $\mu$  и  $\nu$  — проекции соответствующих векторов на оси выбранной системы координат  $\mu, \nu = x, y, z$ .

Чтобы упростить задачу, в данной работе мы рассмотрим простейшую V-схему атомных состояний, позволяющую, однако, учесть поляризационные эффекты. Основное состояние выбирается с угловым моментом  $J_g = 0$ , а возбужденное — с  $J_e = 1$ . При этом возбужденное состояние содержит три зеемановских подуровня, различающихся проекцией углового момента на ось квантования  $z$  —  $m = -1; 0; 1$ . Времена жизни этих состояний одинаковы и равны  $\tau_a = 1/\gamma$ .

Решив систему (1), мы можем на основе полученных значений  $b_e(t)$  вычислить амплитуды всех других состояний, которые определяют волновую функцию объединенной системы атом+поле (см. [30]) и, следовательно, свойства как атомного ансамбля, так и рассеянного света.

Для рассматриваемой простейшей схемы уровней система (1) содержит  $3N$  уравнений, где  $N$  — число атомов в ансамбле. Для реальных ансамблей это очень большое число. По этой причине систему (1) обычно упрощают. Одним из наиболее часто используемых упрощений является модель неподвижных атомов. Их возможные смещения в реальных ансамблях учитываются усреднением наблюдаемых по случайному пространственному распределению неподвижных рассеивателей. В ряде работ, помимо изменения пространственной

конфигурации, для неподвижных атомов вводится случайный сдвиг уровней, моделирующий эффект Доплера [8, 9].

В настоящей работе мы учтем движение явно. Мы будем считать, что каждый атом ансамбля совершает гармонические колебания и его координаты изменяются с течением времени вблизи некоторого равновесного положения  $\mathbf{r}_{i0}$ :

$$\mathbf{r}_i(t) = \mathbf{r}_{i0} + \mathbf{A}_i \cos(\omega t + \phi_i).$$

Сами эти положения  $\mathbf{r}_{i0}$  мы будем полагать случайными и равномерно распределенными внутри ансамбля. Амплитуды  $\mathbf{A}_i$  и фазы  $\phi_i$  колебаний разных атомов мы также будем считать случайными величинами. Первые предполагаем распределенными по нормальному закону со среднеквадратичным отклонением  $A$  по трем координатам, вторые — равномерно в диапазоне от нуля до  $2\pi$ . Частоты колебаний для простоты полагаем одинаковыми. Это позволит нам найти квазистационарное периодическое решение системы (1) [21, 39]. По случайным распределениям всех параметров, характеризующих рассматриваемый ансамбль, мы будем проводить усреднение.

Основной величиной, которая в данной работе будет служить индикатором коллективных эффектов, является коэффициент пропускания атомного ансамбля. Для его вычисления нам необходимо рассчитать полную интенсивность излучения, прошедшего рассматриваемый ансамбль. Эта интенсивность определяется интерференцией поля источника и вторичных волн, излучаемых (рассеянных) всеми атомами ансамбля. Для интенсивности поляризованной компоненты  $\mathbf{u}$  ( $|\mathbf{u}|=1$ ) в точке наблюдения  $\mathbf{r}$  имеем

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = \frac{c}{4\pi} \left| \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{E}_{\text{in}}(\mathbf{r}) + k^3 \sum_e f_e(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) b_e(t) \right|^2, \quad (3)$$

где

$$f_e(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_j|}}{k|\mathbf{r}-\mathbf{r}_j|} \times \left[ \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{d}_{ge} - \frac{(\mathbf{u}^* \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)) (\mathbf{d}_{ge} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_j))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^2} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{E}_{\text{in}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{\text{in}} E_0 \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ ;  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{u}_{\text{in}}$  — волновой вектор и единичный вектор поляризации пробного излучения. Индекс  $j$  соответствует номеру атома, возбужденному в состоянии  $e$ . Заметим, что усредненная по случайным фазам колебаний интенсивность перестает зависеть от времени.

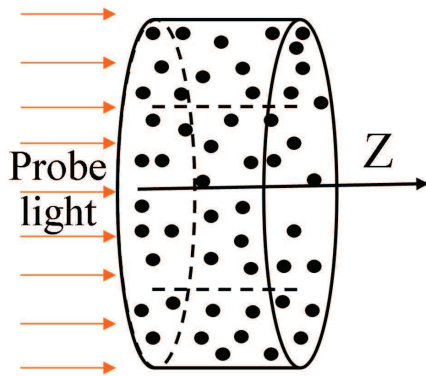


Рис. 1. Геометрия рассматриваемого ансамбля

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Наш анализ начнем с исследования пространственного распределения интенсивности света, пропускаемого атомным ансамблем. Расчет мы проведем для геометрии, показанной на рис. 1. Мы рассматриваем атомный ансамбль цилиндрической формы. Волновой вектор  $\mathbf{k}$  зондирующего света направлен вдоль оси цилиндра, которую обозначим осью  $z$ .

Как известно, на характер пропускания существенно влияет наличие внешнего статического электрического [38] или магнитного поля [19]. Так, помещение атомного ансамбля в сильное магнитное поле индуцирует локализационный переход [19]. По этой причине все расчеты в данной работе будем проводить для этого наиболее важного случая. Напряженность магнитного поля, как и в [19], будет считаться большой настолько, чтобы зеемановское расщепление превышало характерные сдвиги атомных уровней, вызванные диполь-дипольным взаимодействием.

Конкретные расчеты проведем для облака радиуса  $R = 30$ . Здесь и далее за единицу длины выбрано обратное волновое число резонансного зондирующего излучения в вакууме. Концентрация атомов  $n = 0.2$ . Плоскость фотодетектирования находится на расстоянии  $L_d = 12$  от дальнего края облака.

Для определенности будем считать падающее излучение лево циркулярно поляризованным. Его частоту выбираем так, чтобы ее отстройка  $\delta$  от частоты атомным переходом  $J = 0 \leftrightarrow J = 1$ ,  $m = -1$  равнялась  $0.8\gamma$ . При этом для неподвижных атомов эффект локализации проявляется достаточно хорошо (см. [19]), а переходы на другие зеемановские подуровни из-за сильного магнитного поля оказываются существенно нерезонансными.

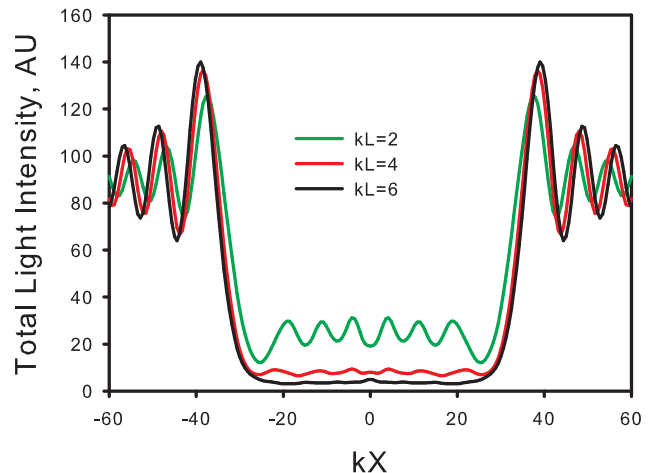


Рис. 2. Пространственное распределение интенсивности прошедшего света при различной толщине атомного слоя. Расчеты проведены для следующих параметров: радиус атомного ансамбля  $R = 30$ , концентрация атомов  $n = 0.2$ , отстройка частоты пробного поля от резонансной в изолированном атоме  $\delta = 0.8\gamma$ . Плоскость фотодетектирования находится на расстоянии  $L_d = 12$  от дальнего края облака

Пространственное распределение интенсивности по экрану наблюдения (рис. 2) совпадает с хорошо известной картиной дифракции на частично прозрачном экране. В области вблизи оси цилиндра имеет место заметное поглощение. При малой толщине атомного слоя здесь наблюдаются осцилляции интенсивности, что связано со сравнительно сильной когерентной компонентой прошедшего света. Характерные осцилляции наблюдаются также за боковой границей цилиндрического объема. Заметим, что, в отличие от традиционных методов анализа дифракционных эффектов, в нашем расчете эти результаты получены на основе последовательного квантового микроскопического подхода.

Для расчета коэффициента пропускания мы усредняем интенсивность прошедшего света по части области геометрической тени — по кругу радиуса  $R_d = R/2$  вблизи оси  $z$ . Это позволит избежать влияния эффектов дифракции, вызванных резкой границей. Кроме этого, атомы, расположенные вблизи границы ансамбля, находятся в нескольких иных условиях, чем остальные. Сужение области детектирования позволяет ослабить влияние этих атомов и получить коэффициенты пропускания, лучше описывающие случай бесконечно широких ансамблей. Помимо этого, учитывая деполаризацию излучения в результате многократного рассеяния в оптически плотной среде, будем рассчитывать суммарную по поляризациям интенсивность

прошедшего света. При этом средний по площади фотоприема коэффициент пропускания определяется следующим образом:

$$\langle T(L, t) \rangle = \frac{1}{\pi I_0 R_d^2} \int_S dS \int_{4\pi} d^2\mathbf{u} I(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t), \quad (5)$$

где  $I_0$  — интенсивность в отсутствие атомного ансамбля, получаемая по формулам (3), (4).

Результаты анализа зависимости коэффициента пропускания от толщины атомного ансамбля при нескольких различных значениях амплитуды и частоты колебаний показаны на рис. 3. Для наглядности здесь показан не сам коэффициент  $T$ , а его произведение на квадрат безразмерной толщины  $(kL)^2 T$ . Эта величина более ярко демонстрирует наличие или отсутствие сильной локализации света. В случае ее убывания локализация есть, постоянное значение соответствует границе подвижности, возрастание — диффузионному переносу при отсутствии локализации.

Рисунок 3 демонстрирует несколько важных результатов. Основной состоит в том, что колебания атомов с малой амплитудой даже при большой частоте слабо влияют на характер переноса излучения. Сравнение сплошной кривой, соответствующей неподвижным рассеивателям, со штриховой для  $\omega = 30\gamma$ ,  $kA = 0.02$ , показывает несущественное различие при сохранении основного качественного эффекта — сильной локализации. Заметим, что в случае поступательного движения с той же среднеквадратичной скоростью эффект был бы полностью подавлен [20].

При уменьшении амплитуды различие становится еще меньше. Основная причина — подавление эффекта Доплера первого порядка при малых колебаниях. Здесь мы имеем дело с известным эффектом Дике [40], состоящем в сужении спектральных линий, при условии, что длина свободного пробега атомов меньше длины волны излучения. Однако коллективные эффекты более чувствительны к колебательному движению, чем эффекты, обусловленные одноатомной восприимчивостью. Это хорошо видно при рассмотрении кривой, соответствующей  $\omega = 30\gamma$ ,  $kA = 0.05$ . Здесь колебания с амплитудой, в 20 раз меньшей обратного волнового числа и приблизительно в 125 раз меньшей длины волны, приводят к подавлению сильной локализации. Величина  $(kL)^2 T$  практически не изменяется с толщиной, что означает, что мы имеем дело с границей области локализации. При этом наши расчеты показывают, что изменение одноатомной восприимчивости

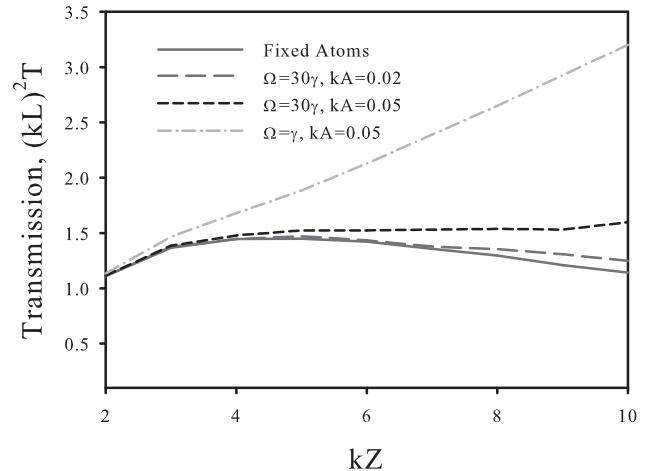


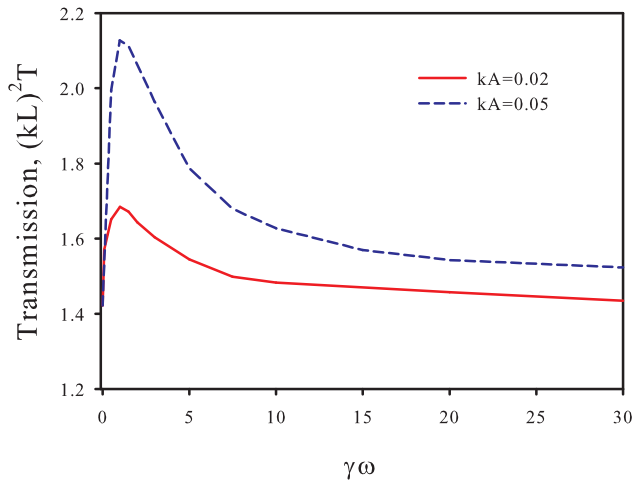
Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания от толщины атомного слоя при различных частотах  $\omega$  и амплитудах  $A$  колебаний примесных центров. Расчеты проведены для тех же геометрических параметров, что указаны на рис. 2

при тех же параметрах лежит практически в пределах погрешности численных расчетов. Так, изменение коэффициента поглощения когерентной компоненты в рассматриваемом диапазоне параметров по сравнению с неподвижными атомами не превышает одного-двух процентов.

Зависимость коэффициента пропускания от амплитуды колебаний в широком интервале значений при фиксированной толщине и двух значениях частоты показаны на рис. 4. Имеет место монотонное нарастание коэффициента пропускания, что говорит об ослаблении эффекта сильной локализации. Причем для меньшей из частот это нарастание происходит существенно быстрее.

Второй важный результат, наблюдающийся на рис. 3 и подтверждаемый рис. 4, — это существенная зависимость характера пропускания от частоты. Причем уменьшение частоты в рассмотренных на рис. 3 и 4 диапазонах приводит не к ослаблению влияния движения, что было бы естественно ожидать в связи с уменьшением среднеквадратичной скорости, а к его усилению.

Мы детально исследовали влияние частоты колебаний на характер пропускания и обнаружили существенно немонотонную зависимость (см. рис. 5). В пределе нулевых частот мы, естественно, получаем результат, соответствующий случаю неподвижных атомов. Однако при очень высоких частотах мы видим тенденцию к уменьшению коэффициента пропускания. Роль локализационных эффектов усиливается. В промежуточной области при частотах



**Рис. 4.** Зависимость коэффициента пропускания от амплитуды колебаний для двух значений частоты. Толщина ансамбля  $kL = 6$ , остальные параметры те же, что на рис. 2

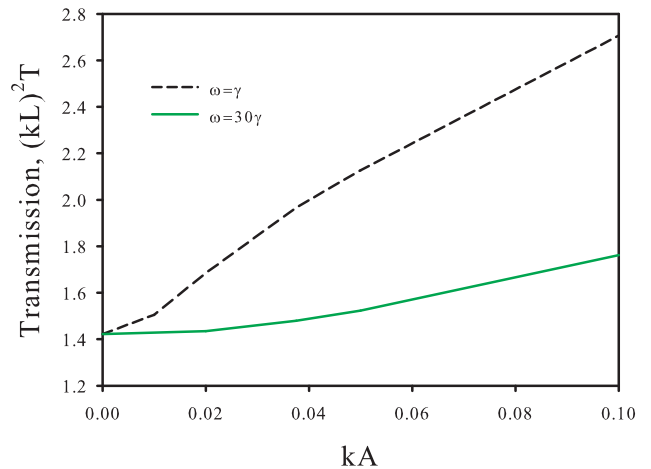
порядка или несколько больших естественной ширины возбужденных атомных состояний имеется максимум пропускания. Здесь влияние колебательного движения на оптические свойства ансамбля оказывается наибольшим.

По существу, в рассматриваемом случае мы имеем дело с параметрическим эффектом. Из-за осцилляций координат атомов и межатомных расстояний собственные частоты многоатомного ансамбля периодически изменяются. Изменяются также времена жизни коллективных возбужденных состояний. При изменении положения начинаются переходные процессы формирования новых коллективных энергетических состояний, соответствующих новой пространственной конфигурации. При высоких частотах, когда конфигурация системы изменяется быстро, большая часть этих процессов не успевает произойти и роль колебаний ослабевает.

Обнаруженную немонотонную зависимость влияния колебаний от их частоты можно также формально обосновать, рассмотрев простейшую систему, состоящую всего из двух атомов. Если при этом атомы совершают колебания вдоль соединяющей их оси, то задача допускает простое аналитическое решение. В этом случае отдельные коллективные состояния эволюционируют независимо и система уравнений (1) распадается на несколько несвязанных уравнений для амплитуд  $a_j$  каждого из этих состояний:

$$\frac{\partial a_j}{\partial t} = \left( i\Delta_j - \frac{\Gamma_j}{2} \right) a_j - \frac{i\Omega_j}{2}. \quad (6)$$

Каждое из состояний характеризуется своим сдвигом  $\Delta_j$ , шириной  $\Gamma_j$  и скоростью возбуждения  $\Omega_j$ .



**Рис. 5.** Зависимость коэффициента пропускания от частоты колебаний для двух значений амплитуды. Толщина ансамбля  $kL = 6$ , остальные параметры те же, что на рис. 2

Рассмотрим для примера нестационарное решение уравнения (6) после окончания возбуждения. Это решение имеет простой вид:

$$a_j(t) = a_j^0 \exp \left\{ \int_0^t \left( i\Delta_j - \frac{\Gamma_j}{2} \right) d\tau \right\}. \quad (7)$$

Здесь мы предположили, что возбуждение «выключено» в момент времени  $t = 0$ , когда амплитуда состояния имела значение  $a_j^0$ . Если амплитуда колебаний мала, интеграл в показателе экспоненты можно разложить в ряд по этой малой амплитуде и приближенно записать его в виде

$$\left( i\Delta_j^{(0)} - \frac{\Gamma_j^{(0)}}{2} \right) t - \left( i\Delta_j^{(1)} - \frac{\Gamma_j^{(1)}}{2} \right) \times \frac{\cos(\omega t + \phi_0) - \cos(\phi_0)}{\omega},$$

где второе слагаемое является малой поправкой. Хорошо видно, что при бесконечно малых и больших значениях частоты колебаний  $\omega$  мы получаем результат, соответствующий неподвижным атомам.

Аналогичные, но несколько более громоздкие соотношения можно получить из уравнения (6) и для условия непрерывного возбуждения двухатомной квазимолекулы внешним полем, когда  $\Omega_j \neq 0$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы проанализировали влияние колебательного движения атомов на коллективные оптические эффекты в плотных атомных

ансамблях. Основной величиной, которая рассматривалась как индикатор коллективных эффектов, был коэффициент пропускания квазирезонансного излучения. Мы показали, что при уменьшении амплитуды колебаний роль движения ослабевает. При амплитудах, много меньших длины световой волны, в силу подавления эффекта Доплера характер пропускания слабо отличается от случая неподвижных рассеивателей. При этом такой важный эффект, как сильная локализация, может иметь место даже при высоких среднеквадратичных скоростях движения атомов, при которых в случае поступательного движения коллективные эффекты сильно подавлены. При этом многоатомные эффекты оказываются более чувствительными к величине амплитуды колебаний, чем одноатомные, проявляющиеся, например, в величине одноатомной восприимчивости. Обнаружена также существенно немонотонная зависимость роли колебаний от их частоты. При высоких частотах влияние колебаний ослабевает.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект № 24-1-3-12-1). Исследование спектральных особенностей проведено в рамках темы FFUG-2024-0039 ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

**Конфликт интересов.** Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ya. A. Fofanov, A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **84**, 053811 (2011).
2. Ya. A. Fofanov, A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **87**, 063839 (2013).
3. K. A. Barantsev and A. N. Litvinov, *JETP* **118**, 569 (2014) [К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **145**, 653 (2014)].
4. K. A. Barantsev and A. N. Litvinov, *JETP* **125**, 993 (2017) [К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **152**, 1165 (2017)].
5. K. A. Barantsev, A. N. Litvinov, and E. N. Popov, *JETP* **125**, 1 (2017) [К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, Е. Н. Попов, *ЖЭТФ* **152**, 5 (2017)].
6. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, O. N. Prudnikov, and S. N. Bagayev, *J. Opt. Soc. Am. B* **39**, 1979 (2022).
7. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, O. N. Prudnikov, V. G. Pal'chikov, T. Zanon-Willette, and S. N. Bagayev, *JETP Lett.* **117**, 414 (2023) [В. И. Юдин, А. В. Тайченачев, М. Ю. Басалаев, О. Н. Прудников, В. Г. Пальчиков, Т. Занон-Виллетт, С. Н. Багаев, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 406 (2023)].
8. J. Javanainen, J. Ruostekoski, Yi Li, and Sung-Mi Yoo, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 113603 (2014).
9. S. D. Jenkins, J. Ruostekoski, S. Jennewein, R. Bourgain, J. Pellegrino, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys, *Phys. Rev. A* **94**, 023842 (2016).
10. L. Bromley, B. Zhu, M. Bishof, X. Zhang, T. Bothwell, J. Schachenmayer, T. L. Nicholson, R. Kaiser, S. F. Yelin, M. D. Lukin, A. M. Rey, and J. Ye, *Nat. Commun.* **7**, 11039 (2016).
11. T. Bienaime, N. Piovella, and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 123602 (2012).
12. P. Weiss, A. Cipris, M. O. Araújo, R. Kaiser, and W. Guerin, *Phys. Rev. A* **100**, 033833 (2019).
13. D. V. Kupriyanov, I. M. Sokolov, N. V. Larionov, P. Kulatunga, C. I. Sukenik, S. Balik, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **69**, 033801 (2004).
14. M. Chalony, R. Pierrat, D. Delande, and D. Wilkowski, *Phys. Rev. A* **84**, 011401(R) (2011).
15. C. C. Kwong, T. Yang, M. S. Pramod, K. Pandey, D. Delande, R. Pierrat, and D. Wilkowski, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 223601 (2014).
16. C. C. Kwong, T. Yang, D. Delande, R. Pierrat, and D. Wilkowski, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 223601 (2015).
17. I. M. Sokolov, *JETP Lett.* **106**, 341 (2017) [И. М. Соколов, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 317 (2017)].
18. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **108**, 032814 (2023).
19. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 053902 (2015).
20. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **96**, 023830 (2020).
21. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. B* **112**, 064206 (2025).
22. L. L. Foldy, *Phys. Rev.* **67**, 107 (1945).
23. M. Lax, *Rev. Mod. Phys.* **23**, 287 (1951).
24. J. Javanainen, J. Ruostekoski, B. Vestergaard, and M. R. Francis, *Phys. Rev. A* **59**, 649 (1999).

25. M. Rusek, J. Mostowski, and A. Orłowski, *Phys. Rev. A* **61**, 022704 (2000).
26. F. A. Pinheiro, M. Rusek, A. Orłowski, and B. A. van Tiggelen, *Phys. Rev. E* **69**, 026605 (2004).
27. H. Fu and P. R. Berman, *Phys. Rev. A* **72**, 022104 (2005).
28. A. A. Svidzinsky, J. Chang, and M. O. Scully, *Phys. Rev. A* **81**, 053821 (2010).
29. D. V. Kuznetsov, Vl. K. Rerikh, and M. G. Gladush, *ЖЭТФ* **113**, 647 (2011) [Д. В. Кузнецов, Вл. К. Рерих, М. Г. Гладуш, *ЖЭТФ* **140**, 742 (2011)].
30. I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *ЖЭТФ* **112**, 246 (2011) [И. М. Соколов, Д. В. Куприянов, М. Д. Хэви, *ЖЭТФ* **139**, 288 (2011)].
31. T. Bienaimé, R. Bachelard, P. W. Courteille, N. Piovela, and R. Kaiser, *Fortschr. Phys.* **61**, 377 (2013).
32. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 023905 (2014).
33. L. Bellando, A. Gero, E. Akkermans, and R. Kaiser, *Phys. Rev. A* **90**, 063822 (2014).
34. W. Guerin, M. O. Araújo, and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 083601 (2016).
35. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **94**, 022511 (2016).
36. W. Guerin, M. T. Rouabah, and R. Kaiser, *J. Mod. Opt.* **64**, 895 (2017).
37. A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **96**, 023830 (2017).
38. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. B* **99**, 134201 (2019).
39. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, and M. Yu. Basalaev, *Phys. Rev. A* **93**, 013820 (2016).
40. R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953).

## The Influence of Thermal Vibrations on Collective Optical Effects in Ensembles of Impurity Centers in Transparent Dielectrics

*I. M. Sokolov*

Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences  
194021, St. Petersburg, Russia

### Abstract

We investigate the influence of the amplitude and frequency of thermal vibrations of atomic scatterers on the nature of radiative transfer in optically dense ensembles of highly concentrated impurity centers. The role of collective effects due to dipole-dipole interatomic interactions is examined by studying the transmittance of quasi-resonant radiation. It is shown that at high root-mean-square atomic velocities the effect of strong (Anderson) light localization which occurs at small vibration amplitudes, changes into diffusional transport as these amplitudes increase. Changing the vibration frequency can either enhance or weaken collective effects. There is a frequency range for which the sensitivity of collective effects to vibrational motion is maximal.

**Keywords:** thermal vibrations, dipole-dipole interaction, collective optical effects, radiative transfer, strong light localization

**Funding.** This work was supported by the Foundation for the Advancement of Theoretical Physics and Mathematics «BASIS» (project №24-1-3-12-1). The study of spectral features was funded by the baseline project FFUG-2024-0039 at the Ioffe Institute.

**Conflict of interest.** The author declares no conflict of interest.