

ОСОБЕННОСТИ МЕЖАТОМНОГО ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВБЛИЗИ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

*А. С. Курапцев**, *И. М. Соколов*

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

Поступила в редакцию 17 апреля 2018 г.

В рамках последовательного квантового микроскопического подхода теоретически исследованы особенности диполь-дипольного взаимодействия между двумя точечными неподвижными атомами, находящимися вблизи идеально проводящей заряженной пластины. Эти особенности проанализированы на основе изучения динамики кооперативного спонтанного распада возбужденных состояний двухатомной квазимолекулы. Исследована зависимость скорости распада от межатомного расстояния, угла ориентации квазимолекулы по отношению к плоскости пластины и расстояния до нее. Показано, что проводящая пластина существенно модифицирует характер диполь-дипольного взаимодействия, даже когда она не заряжена. В случае, когда пластина заряжена, штарковское расщепление атомных уровней приводит к дополнительной модификации межатомного взаимодействия. Обнаруженные особенности объяснены на основе анализа спектра коллективных состояний двухатомных квазимолекул.

DOI: 10.1134/S0044451018090080

1. ВВЕДЕНИЕ

При описании характера взаимодействия многоатомных ансамблей с электромагнитным излучением во многих случаях достаточно ограничиться знанием только тех свойств атомов, которые полностью определяют их одночастичной матрицей плотности (см., например, [1]). Существует, однако, целый ряд физических эффектов, которые не могут быть корректно описаны в рамках такого упрощенного подхода. Эти эффекты принято называть коллективными. Наиболее ярко они проявляются в системах с сильными межатомными корреляциями, обусловленными, например, межатомным взаимодействием.

В качестве важного примера можно привести плотные ансамбли атомов, охлажденные до сверхнизких температур в специальных лазерных ловушках. Такие объекты вызывают пристальный интерес в настоящее время, с одной стороны, в силу целого ряда уникальных физических свойств, а с другой, — из-за широкого круга их возмож-

ного практического применения в задачах квантовой метрологии, стандартизации частоты, квантово-информационных приложениях [2–4]. Низкие скорости движения атомов и межатомное резонансное диполь-дипольное взаимодействие приводят к тому, что мы, по-существу, имеем дело с гигантской квазимолекулой, объединяющей в себе все атомы ансамбля.

Другим важным классом объектов, в которых диполь-дипольное взаимодействие может играть важную роль, являются ансамбли примесных центров (квантовых точек, атомов), внедренных в прозрачный диэлектрик. Неоднородное уширение линий примесных центров, обусловленное неоднородностью внутренних полей диэлектрика, разумеется, ослабляет резонансное взаимодействие между этими центрами. Тем не менее высокие твердотельные концентрации примесей при определенных условиях могут компенсировать этот фактор, и коллективные эффекты могут быть существенны даже при большом неоднородном уширении.

Коллективные эффекты затрагивают фундаментальные проблемы квантовой электродинамики, такие как изменение скорости спонтанного распада атомов во внешней среде и связанные с этим эффек-

* E-mail: aleksej-kurapcev@yandex.ru

ты супер и субизлучения, кооперативный лэмбовский сдвиг, слабую и сильную (андерсоновскую) локализацию света [5–15]. Все это делает решение проблемы построения адекватной теории коллективных эффектов, которая базировалась бы на последовательном микроскопическом квантовом описании и которая позволила бы корректно учесть эффекты локального поля при наличии межатомных корреляций, достаточно интересной и практически важной.

Одним из наиболее актуальных в настоящее время направлений в области исследования коллективных эффектов является их анализ в атомных системах, находящихся в резонаторе или в волноводе. Отличие структуры собственных полевых мод волноводов и резонаторов от мод свободного пространства модифицирует как радиационные свойства отдельных атомов, так и характер межатомного диполь-дипольного взаимодействия [16–19]. Кроме того, использование резонаторов и волноводов может дать дополнительные возможности для управления коллективными свойствами атомных систем. В связи с этим в последнее время активно изучаются коллективные свойства мезоскопических атомных ансамблей, расположенных вблизи нановолокна [20–25] и фотонных кристаллов [26–28], что связано, в частности, с перспективами использования таких систем для решения задач квантовой информатики.

Важно отметить, что не только резонаторы и волноводы модифицируют пространственную структуру мод электромагнитного поля. Этим свойством обладают любые твердые поверхности. По этой причине кооперативные свойства атомного ансамбля, расположенного вблизи поверхности, отличаются от свойств такого же ансамбля в свободном пространстве [29].

Другим фактором, который может оказать влияние на характер коллективных эффектов, является наличие внешнего электрического или магнитного поля. Механизм влияния внешних полей состоит в том, что они приводят к появлению штарковских и зеемановских сдвигов атомных уровней, которые, в свою очередь, вызывают изменения в характере обмена резонансными фотонами между различными атомами [30, 31] и тем самым изменяют характер межатомного диполь-дипольного взаимодействия.

Целью настоящей работы является изучение совместного влияния двух факторов — модификации структуры мод электромагнитного поля вблизи поверхности и электростатического поля, созданного зарядами на этой поверхности, на характер межатомного диполь-дипольного взаимодействия. Для

достижения этой цели мы рассмотрим простейшую систему, состоящую из двух неподвижных атомов вблизи заряженной проводящей поверхности. Анализ коллективных эффектов в этой системе мы проведем на основе исследования характера кооперативного спонтанного распада ее возбужденных состояний и модификаций динамики этого распада, обусловленных наличием проводящей пластины и электрического поля. Расчет динамики спонтанного распада будет проведен в рамках общей квантовой микроскопической теории диполь-дипольного взаимодействия в резонаторе Фабри–Перо, которая была разработана ранее в наших работах [18, 19].

Мы покажем, что проводящая пластина существенно модифицирует характер диполь-дипольного взаимодействия даже тогда, когда она не заряжена. В случае, когда пластина заряжена, штарковское расщепление атомных уровней приводит к дополнительной модификации межатомного взаимодействия.

2. ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ И ПОДХОДЫ

Общий квантовый микроскопический подход, позволяющий описать кооперативные процессы в многоатомных системах, помещенных в резонатор Фабри–Перо, был подробно изложен в наших предыдущих работах [18, 19]. Поэтому в данном разделе мы сформулируем лишь основные, базовые идеи этого подхода и то, как он может быть применен для случая одной пластины, а также то, как он может быть обобщен на случай наличия электростатического поля, если эта пластина заряжена.

Квантовый микроскопический подход основан на решении нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции ψ объединенной системы, которая состоит из атомов и электромагнитного поля, включая вакуумный термостат,

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi. \quad (2.1)$$

Гамильтониан \hat{H} объединенной системы можно представить в виде суммы гамильтонианов свободных атомов \hat{H}_a , гамильтониана свободного поля в резонаторе Фабри–Перо \hat{H}_f , оператора $\hat{H}_{a\mathcal{E}}$ взаимодействия атомов с постоянным электрическим полем \mathcal{E} , создаваемым зарядами металлической пластины, а также оператора \hat{V} взаимодействия атомов с осциллирующим электромагнитным полем, включая вакуумный термостат,

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad (2.2)$$

$$\hat{H}_0 = \hat{H}_f + \sum_a \hat{H}_a + \sum_a \hat{H}_{a\varepsilon}. \quad (2.3)$$

Оператор взаимодействия \hat{V} запишем в дипольном приближении

$$\hat{V} = - \sum_a \hat{\mathbf{d}}^{(a)} \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_a). \quad (2.4)$$

В этом выражении $\hat{\mathbf{d}}^{(a)}$ — оператор дипольного момента перехода атома a , $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r})$ — полевой оператор, \mathbf{r}_a — радиус-вектор, описывающий пространственное расположение атома a .

Оператор напряженности электрического поля $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r})$ в резонаторе может быть найден стандартным способом на основе квантования классического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, которое является решением уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями. Мы предполагаем, что зеркала резонатора идеально проводящие, и их размеры много больше длины волны излучения, резонансного атомному переходу, λ_0 , расстояния между зеркалами d , а также характерных межатомных расстояний. Это позволяет нам формально считать размеры зеркал бесконечными. Выбирая систему координат с осью z , направленной перпендикулярно зеркалам, и с началом координат $z = 0$ на одном из зеркал, записываем граничные условия в виде

$$E_x|_{z=0} = E_x|_{z=d} = E_y|_{z=0} = E_y|_{z=d} = 0.$$

При этом решение уравнений Максвелла с последующим квантованием дает для оператора поля следующее явное выражение:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = & \sum_{\mathbf{k}, \alpha} \frac{i\omega_{\mathbf{k}}}{c} \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_{\mathbf{k}}}} \hat{a}_{\mathbf{k}, \alpha} B_{\mathbf{k}, \alpha}^0 \times \\ & \times \{ \mathbf{e}_x u_{\mathbf{k}, \alpha}^x \sin(k_n z) + \mathbf{e}_y u_{\mathbf{k}, \alpha}^y \sin(k_n z) + \\ & + \mathbf{e}_z u_{\mathbf{k}, \alpha}^z \cos(k_n z) \} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) + \text{H.c.} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Здесь $\hat{a}_{\mathbf{k}, \alpha}$ и $\hat{a}_{\mathbf{k}, \alpha}^\dagger$ — операторы уничтожения и рождения фотона; $\mathbf{r}_{\parallel} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$, $\mathbf{k}_{\parallel} = k_x\mathbf{e}_x + k_y\mathbf{e}_y$, $k_n = \pi n/d$, $n = 0, 1, 2, \dots$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{e}_z k_n$, $\omega_{\mathbf{k}} = ck$ — частота фотона, $\mathbf{u}_{\mathbf{k}, \alpha} = \mathbf{e}_x u_{\mathbf{k}, \alpha}^x + \mathbf{e}_y u_{\mathbf{k}, \alpha}^y + \mathbf{e}_z u_{\mathbf{k}, \alpha}^z$ — единичный вектор поляризации, $B_{\mathbf{k}, \alpha}^0$ — нормировочный множитель.

Волновую функцию объединенной системы ψ ищем в виде разложения по набору собственных функций ψ_l оператора \hat{H}_0 :

$$\psi = \sum_l b_l(t) \psi_l. \quad (2.6)$$

Подставив данное разложение в уравнение Шредингера (2.1), получим систему дифференциальных уравнений для амплитуд состояний $b_l(t)$ объединенной системы

$$i\hbar \frac{\partial b_l(t)}{\partial t} - E_l b_l(t) = \sum_j V_{lj} b_j(t). \quad (2.7)$$

Здесь E_l — энергия l -го состояния системы невзаимодействующих атомов и электромагнитного поля в резонаторе Фабри – Перо.

Система (2.7) содержит бесконечное количество уравнений вследствие бесконечного числа степеней свободы полевой подсистемы. Ключевым упрощением является ограничение числа рассматриваемых состояний. Мы предполагаем, что начальное возбуждение является настолько слабым, что в процессе эволюции полевая подсистема содержит не более одного фотона. В этом случае мы можем рассматривать только следующие состояния объединенной атомно-полевой системы:

1) однократно возбужденные атомные состояния

$$\psi_{e_a} = |g, \dots, g, e, g, \dots, g\rangle \otimes |vac\rangle, \quad E_{e_a} = \hbar\omega_{e_a};$$

2) резонансные полевые состояния

$$\psi_g = |g, \dots, g\rangle \otimes |\mathbf{k}, \alpha\rangle, \quad E_g = \hbar\omega_{\mathbf{k}};$$

3) нерезонансные полевые состояния с одним фотоном и двумя возбужденными атомами

$$\psi_{e_a e_b} = |g, \dots, g, e, g, \dots, g, e, g, \dots, g\rangle \otimes |\mathbf{k}, \alpha\rangle,$$

$$E_{e_a e_b} = \hbar(\omega_{e_a} + \omega_{e_b}) + \hbar\omega_{\mathbf{k}}.$$

Учет такого набора состояний позволяет нам вычислить все интересующие нас наблюдаемые с точностью до второго порядка по постоянной тонкой структуры [32]. В рамках приближения вращающейся волны достаточно учесть лишь первую и вторую группу состояний. Рассмотрение нерезонансных полевых состояний необходимо для корректного описания диполь-дипольного взаимодействия на малых расстояниях, сравнимых с λ_0 .

Несмотря на проведенное ограничение, система уравнений остается бесконечной, так как содержит амплитуды полевых состояний. Тем не менее мы можем формальным методом исключения полевых переменных получить конечную замкнутую систему уравнений для амплитуд однократно возбужденных атомных состояний b_e . В фурье-представлении эта система имеет вид (подробнее см. [18, 33])

$$\sum_{e'} [(\omega - \omega_{e'})\delta_{ee'} - \Sigma_{ee'}(\omega)] b_{e'}(\omega) = i\delta_{e0}. \quad (2.8)$$

При выводе данного выражения предполагалось, что в начальный момент времени первый атом возбужден в состоянии, которое мы обозначили индексом o , а второй атом находится в основном состоянии. Электромагнитное поле при $t = 0$ находится в вакуумном состоянии. Для определенности будем читать, что расположение первого атома характеризуется радиус-вектором $\mathbf{r}_1 = (0, 0, z_1)$, второго — $\mathbf{r}_2 = (x_2, 0, z_2)$. Вероятность того, что первый атом останется возбужденным в состоянии o через время t , может быть вычислена стандартным способом: $P_o(t) = |b_o(t)|^2$.

Размер системы уравнений (2.8) зависит от структуры энергетических уровней атомов. Мы рассмотрим V-схему атомных уровней, в которой основное состояние характеризуется угловым моментом $J = 0$, а возбужденное — моментом $J = 1$. При этом возбужденное состояние содержит три зеемановских подуровня, различающихся проекцией углового момента на ось квантования z — $m = -1, 0, 1$. Такая схема уровней соответствует атомам с двумя валентными электронами на внешней оболочке, таким, например, как Sr, Yb, Ca.

Матрица $\Sigma_{ee'}(\omega)$ описывает как спонтанный распад атомного возбуждения, так и обмен фотонами между атомами. Эта величина является ключевой в микроскопической теории. Явное выражение для этой матрицы в случае резонатора было получено в работе [18]. Ее вид существенно отличается от аналогичной матрицы, соответствующей свободному пространству. Это различие обусловлено тем, что резонатор модифицирует структуру мод электромагнитного поля, и оно, в свою очередь, обуславливает модификацию диполь-дипольного взаимодействия.

Вследствие наличия электростатического поля заряженной пластины, резонансные частоты атомных переходов ω_e , входящие в систему (2.8), отличаются от их значений в свободном пространстве. С учетом штарковских сдвигов обозначим резонансную частоту перехода $J = 0 \leftrightarrow J = 1, m = \pm 1$ — $\omega_{m=\pm 1}$; $J = 0 \leftrightarrow J = 1, m = 0$ — $\omega_{m=0}$. Влияние электростатического поля на характер обмена фотонами между различными атомами существенно в том случае, когда величина $\Delta = \omega_{m=0} - \omega_{m=\pm 1}$ становится сравнимой с естественной шириной линии γ_0 .

Для того чтобы проанализировать динамику двухатомной системы, расположенной вблизи одного зеркала, на основе формализма, развитого для резонатора, мы переходим к пределу $d \rightarrow \infty$ и рассматриваем атомы вблизи первого зеркала. В этом

случае влиянием второго зеркала на атомную систему можно пренебречь.

В следующем разделе мы используем этот подход для исследования совместного влияния модифицированной структуры мод электромагнитного поля вблизи проводящей пластины и электростатического поля, созданного свободными зарядами этой пластины, на характер межатомного диполь-дипольного взаимодействия.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Перед тем как приступить к анализу особенностей межатомного диполь-дипольного взаимодействия вблизи заряженной поверхности, рассмотрим более простую модель: один возбужденный атом вблизи этой поверхности. В этом случае спектр атомного перехода представляет собой контур Лоренца, ширина которого γ зависит от расстояния между атомом и поверхностью z_1 . Соответственно, динамика спонтанного распада возбужденного атома описывается одноэкспоненциальным законом, $P_o(t) = \exp(-\gamma t)$. Зависимость $\gamma(z_1)$ представлена на рис. 1. Здесь и далее мы принимаем за единицу длины величину $k_0^{-1} = \lambda_0/2\pi$. Сплошная кривая относится к случаю, когда изначально возбужден зеемановский подуровень с $m = -1$ или $m = 1$, а штриховая кривая соответствует $m = 0$.

На рис. 1 мы видим, что если расстояние от атома до поверхности велико по сравнению с λ_0 , то скорость спонтанного распада для любого зеемановско-

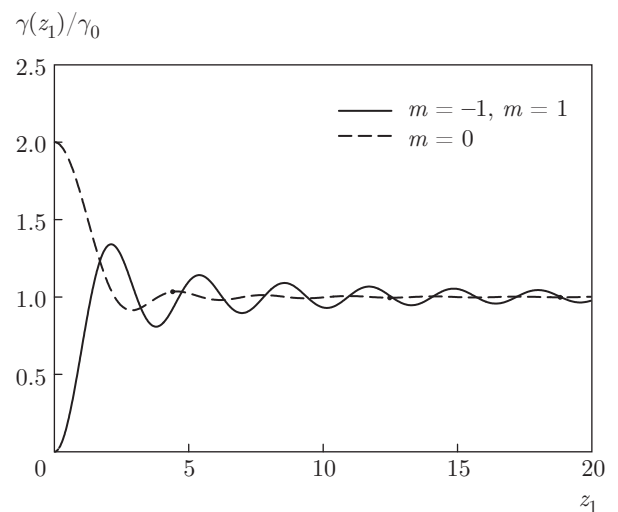


Рис. 1. Зависимости скорости спонтанного распада от расстояния между возбужденным атомом и проводящей поверхностью

го подуровня близка к скорости распада изолированного атома в свободном пространстве γ_0 . Если это расстояние меньше или сравнимо с λ_0 , то скорость распада возбужденного атома вблизи проводящей поверхности значительно отличается от γ_0 . В целом, зависимость $\gamma(z_1)$ имеет квазиосциллирующий характер. Период осцилляций приблизительно равен $\lambda_0/2$, затухание осцилляций происходит по сложному неоднэкспоненциальному закону. Отметим, что наличие электростатического поля не влияет на скорость одноатомного спонтанного распада, так как оно может приводить лишь к сдвигу атомных уровней, но не к изменению их ширины.

Рассмотрим теперь случай, когда вблизи заряженной проводящей поверхности находятся два одинаковых атома. Будем предполагать, что в начальный момент времени возбужден один из них. Будем обозначать z -координату центра масс двухатомной квазимолекулы z_{cm} , расстояние между атомами r_{12} , угол наклона оси квазимолекулы по отношению к плоскости проводящей пластины θ .

Диполь-дипольное взаимодействие наиболее наглядно проявляет себя в отличии динамики кооперативного спонтанного распада от динамики одноатомного спонтанного распада, характеризующегося одноэкспоненциальным законом. На рис. 2 в качестве иллюстрации показана временная зависимость суммарной вероятности возбуждения атомной подсистемы, которая определяется суммарной заселенностью всех возбужденных состояний обоих атомов

$$P_{sum}(t) = \sum_{e_a} |b_{e_a}(t)|^2.$$

Эта зависимость получена при некотором произвольно выбранном фиксированном пространственном расположении атомов. Для сравнения приведены результаты при различных начальных возбужденных состояниях атома как при наличии проводящей пластины, так и при ее отсутствии. Для каждого случая расчеты проведены с электростатическим полем, вызывающим штарковское расщепление $\Delta = 3\gamma_0$, а также без электростатического поля.

Результаты, приведенные на рис. 2, показывают, что динамика кооперативного спонтанного распада во всех случаях не может быть описана простым одноэкспоненциальным законом. Сложный характер динамики кооперативного спонтанного распада указывает на то, что межатомное диполь-дипольное взаимодействие в рассматриваемой квазимолекуле играет важную роль. Кроме этого, сравнение кривых 2 и 4 позволяет сделать вывод о том, что характер диполь-дипольного взаимодействия вблизи про-

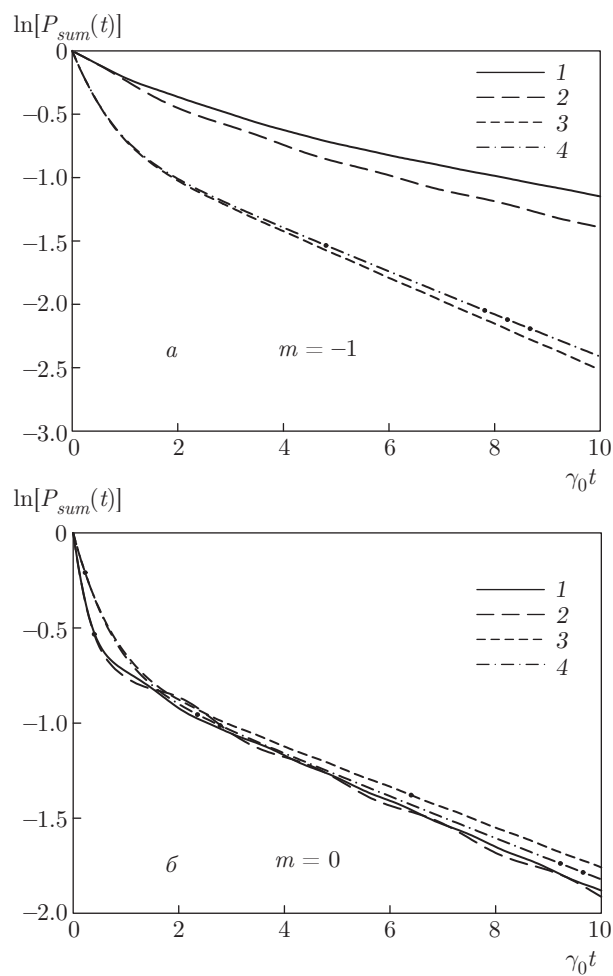


Рис. 2. Временные зависимости суммарной вероятности возбуждения атомов при $z_{cm} = 1$, $r_{12} = 1$, $\theta = 30^\circ$; $m = -1$ (а), $m = 0$ (б); кривая 1 — поверхность, $\Delta = 3\gamma_0$; кривая 2 — поверхность, $\Delta = 0$; кривая 3 — свободное пространство, $\Delta = 3\gamma_0$; кривая 4 — свободное пространство, $\Delta = 0$

водящей пластины существенно отличается от случая свободного пространства, даже если пластина не заряжена. Сравнив кривые 1 и 2, а также 3 и 4, мы видим, что наличие электростатического поля также значительно влияет на диполь-дипольное взаимодействие, причем как при наличии проводящей пластины, так и при ее отсутствии. Эти различия особенно заметны на рис. 2а, который соответствует изначальному возбуждению зеемановского подуровня с $m = -1$.

Поскольку динамика кооперативного спонтанного распада описывается сложным неэкспоненциальным законом, можно ввести мгновенную скорость распада

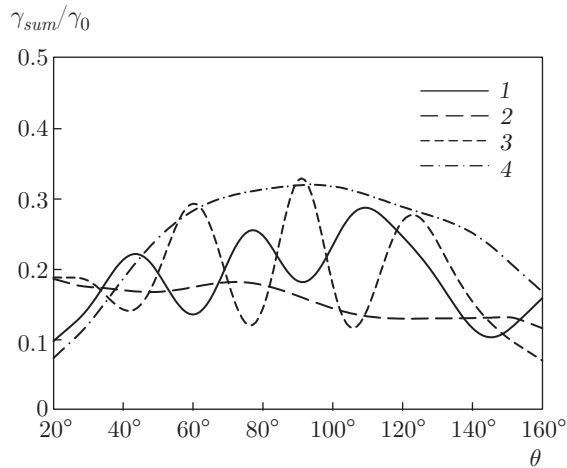


Рис. 3. Зависимости скорости кооперативного спонтанного распада вблизи проводящей поверхности от угла ориентации двухатомной квазимолекулы при $z_{cm} = 1$, $r_{12} = 1$, $t = 2\tau_0$: кривая 1 — $\Delta = 3\gamma_0$, $m = -1$; кривая 2 — $\Delta = 0$, $m = -1$; кривая 3 — $\Delta = 3\gamma_0$, $m = 0$; кривая 4 — $\Delta = 0$, $m = 0$

$$\gamma_{sum} = -\frac{1}{P_{sum}(t)} \frac{dP_{sum}(t)}{dt}. \quad (3.1)$$

Эта скорость зависит от времени: $\gamma_{sum} = \gamma_{sum}(t)$. С течением времени величина $\gamma_{sum}(t)$ убывает, поскольку на временах, малых по сравнению с естественным временем жизни возбужденного состояния изолированного атома $\tau_0 = \gamma_0^{-1}$, преимущественное влияние на динамику кооперативного распада оказывают быстро распадающиеся суперизлучательные коллективные состояния двухатомного кластера (см. далее). С течением времени их влияние ослабевает, и при $t > \tau_0$ основное влияние оказывают медленно распадающиеся субизлучательные состояния. При этом в любой момент времени мгновенная скорость кооперативного спонтанного распада зависит от параметров квазимолекулы — r_{12} и θ , а также от положения ее центра z_{cm} . Все эти зависимости имеют нетривиальный характер.

На рис. 3 показаны зависимости мгновенной скорости кооперативного спонтанного распада γ_{sum} от угла ориентации квазимолекулы при фиксированных значениях r_{12} и z_{cm} . Для определенности мы вычисляем скорость распада для одного фиксированного момента времени $t = 2\tau_0$, когда быстрые процессы, связанные с короткоживущими квазимолекулярными состояниями, уже завершились.

Рисунок 3 демонстрирует сильную пространственную анизотропию рассматриваемой системы, обусловленную влиянием пластины и электрического поля. Характер спонтанного распада оказывает

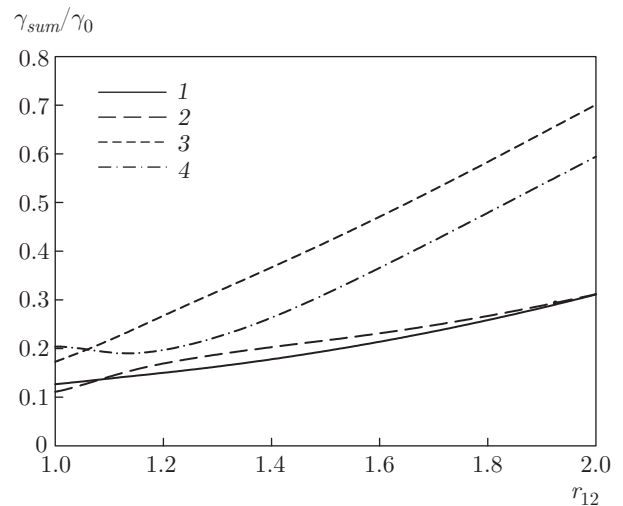


Рис. 4. Зависимости усредненной по углам скорости кооперативного спонтанного распада вблизи проводящей поверхности от межатомного расстояния при $z_{cm} = 1.5$, $t = 2\tau_0$: кривая 1 — $\Delta = 3\gamma_0$, $m = -1$; кривая 2 — $\Delta = 0$, $m = -1$; кривая 3 — $\Delta = 3\gamma_0$, $m = 0$; кривая 4 — $\Delta = 0$, $m = 0$

ся сильно зависящим от того, с какой стороны от изначально возбужденного атома находится второй атом. Зависит он также и от того, в каком зеemanовском состоянии находился первый атом в начальный момент времени. Состояния с $m = -1$ (кривые 1 и 2) и $m = 0$ (кривые 3 и 4) распадаются в молекуле по-разному.

Результаты, показанные на рис. 2 и 3, получены при фиксированных положениях атомов. В реальных экспериментах, как правило, работают с ансамблем атомов. В большинстве случаев этот ансамбль является неупорядоченным. Случайным оказывается и относительное расстояние между атомами и направление соединяющих их оси. Поэтому далее при анализе зависимости скорости спонтанного распада вблизи проводящей пластины от расстояния между атомами и от расстояния до нее мы будем рассчитывать скорость кооперативного спонтанного распада, усредненную по углам ориентации двухатомной квазимолекулы. На рис. 4 показаны зависимости усредненной по всем углам γ_{sum} от межатомного расстояния при фиксированном положении центра масс двухатомной квазимолекулы. Так же как и на предыдущем рисунке, они построены для $t = 2\tau_0$.

При больших межатомных расстояниях, как и следовало ожидать, влияние диполь-дипольного взаимодействия ослабевает, и скорость спонтанного распада стремится к одноатомной. Однако в области расстояний, меньших полутора обратных волно-

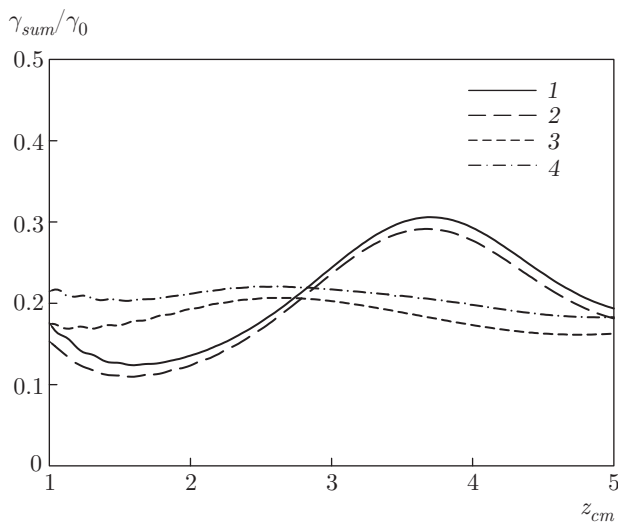


Рис. 5. Зависимости усредненной по углам скорости кооперативного спонтанного распада вблизи проводящей поверхности от положения центра масс двухатомной квазимолекулы при $r_{12} = 1$, $t = 2\tau_0$: кривая 1 — $\Delta = 3\gamma_0$, $m = -1$; кривая 2 — $\Delta = 0$, $m = -1$; кривая 3 — $\Delta = 3\gamma_0$, $m = 0$; кривая 4 — $\Delta = 0$, $m = 0$

вых чисел, зависимости имеют сложный характер и в некоторых случаях даже немонотонный.

Немонотонность наблюдается также в зависимости скорости кооперативного спонтанного распада, усредненной по всем углам ориентации двухатомной квазимолекулы, от положения ее центра масс, рис. 5. Это связано, в первую очередь, с немонотонной зависимостью скорости одноатомного спонтанного распада от расстояния между возбужденным атомом и проводящей поверхностью, показанной на рис. 1. Однако диполь-дипольное взаимодействие при рассмотренных параметрах играет важную роль, в чем можно убедиться, сравнив хотя бы характерные значения γ_{sum} на рис. 5 и 1. Это взаимодействие меняет и сам характер зависимости скорости распада от расстояния до пластины. Влияние электростатического поля здесь также проявляется достаточно заметно. Таким образом, характер обмена фотонами, который обуславливает диполь-дипольное взаимодействие, чувствителен как к наличию поверхности, так и к электростатическому полю.

Обнаруженные особенности диполь-дипольного взаимодействия вблизи заряженных проводящих поверхностей могут быть объяснены на основе анализа модификаций спектра коллективных возбужденных состояний двухатомной системы, обусловленных влиянием поля и поверхности. Спектр однократных возбуждений может быть определен на ос-

нове расчета собственных чисел Λ_n матрицы $M_{ee'} = \omega_{e'}\delta_{ee'} + \Sigma_{ee'}(\omega)$ (см., например, [14]). Вещественные и мнимые части этих собственных чисел определяют частоты $\omega_n = \omega_a + \text{Re}(\Lambda_n)$ и ширины $\gamma_n = -2\text{Im}(\Lambda_n)$ квазимолекулярных состояний. При этом важно отметить, что спектр коллективных состояний не зависит от типа начального возбуждения атомов.

Для двух рассматриваемых атомов с основным состоянием с $J = 0$ и возбужденным с $J = 1$ имеется шесть однократно возбужденных состояний. Если атомы расположены далеко друг от друга в свободном пространстве, и их диполь-дипольным взаимодействием можно пренебречь, все шесть состояний имеют одинаковую энергию $E_{e_a} = \hbar\omega_a$ и одинаковую естественную ширину γ_0 .

При сближении атомов происходит формирование коллективных, квазимолекулярных состояний, обусловленных межатомным взаимодействием. Из шести атомарных состояний формируется шесть молекулярных, три из которых долгоживущие, субизлучательные, а три — быстро распадающиеся суперизлучательные. Две пары состояний имеют одинаковые энергии и одинаковые времена жизни. В свободном пространстве в отсутствие внешних полей энергии и времена жизни этих состояний не зависят от ориентации молекулярной оси. Таким образом, на диаграмме «частота уровня–ширина» имеется четыре различных состояния. На рис. 6 эти состояния отмечены треугольниками. При выбранном межатомном расстоянии $r_{12} = 1.5$ сдвиги коллективных состояний от частоты атомного перехода изолированного атома $\delta\omega_n = \omega_n - \omega_a$ составляют $\delta\omega_n/\gamma_0 \approx \pm 0.7$ и $\delta\omega_n/\gamma_0 \approx \pm 0.3$, а ширины — $\gamma_n/\gamma_0 \approx 1.8, 1.6, 0.4, 0.2$. Межатомное взаимодействие, таким образом, существенно изменяет спектр системы.

Помещение взаимодействующих атомов вблизи проводящей незаряженной поверхности делает систему анизотропной и энергия каждого из четырех квазимолекулярных состояний начинает зависеть от ориентации молекулярной оси относительно поверхности. Учитывая всевозможные ориентации, имеем четыре спектральные полосы. Эти полосы показаны на рис. 6а. Заметим, что наличие поверхности слабо влияет на частоты переходов, но существенно влияет на времена жизни коллективных состояний. Суперизлучательные состояния вблизи поверхности распадаются еще быстрее, а времена жизни субизлучательных увеличиваются, причем для самых долгоживущих состояний это увеличение при рассмотренных параметрах составляет 2.5 раза. Электриче-

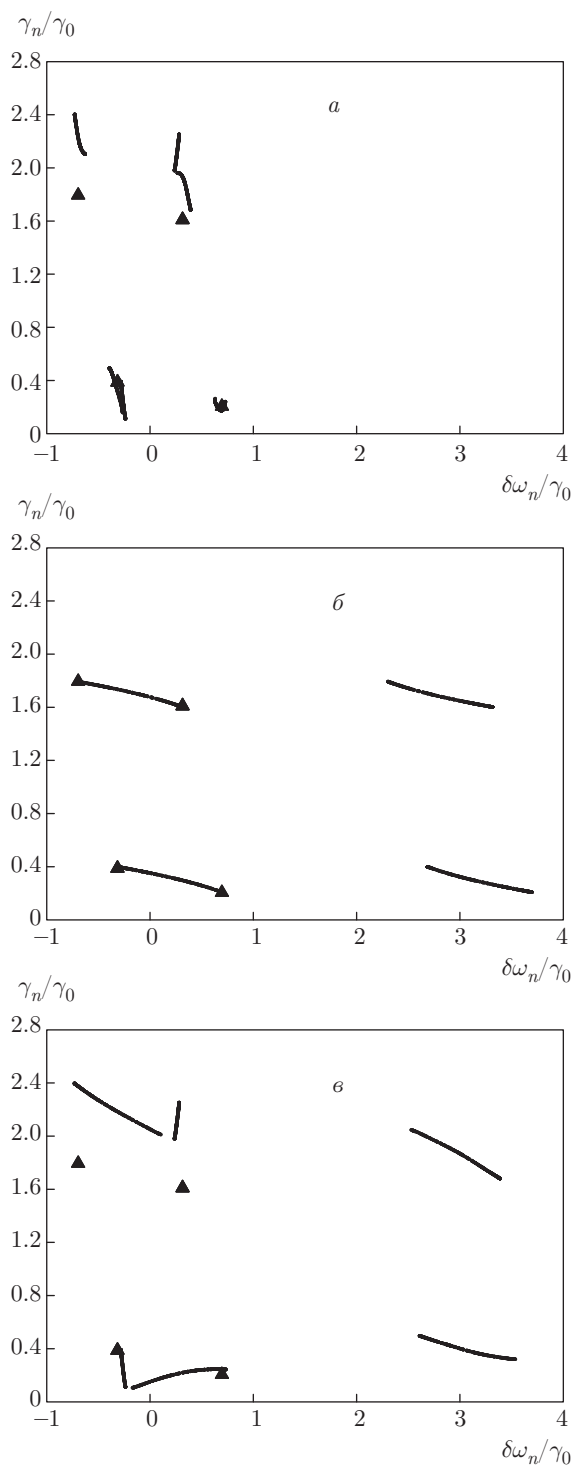


Рис. 6. Спектры однократно возбужденных состояний двухатомной квазимолекулы при $r_{12} = 1.5$: \blacktriangle — свободное пространство, $\Delta = 0$, линии — незаряженная поверхность, $z_{cm} = 2$ (а); свободное пространство, $\Delta = 3\gamma_0$ (б); заряженная поверхность, $z_{cm} = 2$, $\Delta = 3\gamma_0$ (в)

ское поле в отсутствие поверхности (рис. 6б), наоборот, сильно влияет на энергию состояний и слабо — на их ширину. Совместное влияние поля и поверхности (рис. 6в) приводит к существенной модификации как энергий коллективных состояний, так и их времен жизни.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая статья посвящена исследованию особенностей диполь-дипольного взаимодействия между двумя точечными квазинепоподвижными атомами, находящимися вблизи идеально проводящей заряженной пластины. На основе общей квантовой микроскопической теории рассчитана динамика кооперативного спонтанного распада атомного возбуждения и проанализировано, как меняется эта динамика под влиянием рассматриваемой пластины. Изучена зависимость скорости кооперативного спонтанного распада от угла ориентации двухатомной квазимолекулы по отношению к проводящей поверхности, от расстояния между атомами, а также от расстояния между центром квазимолекулы и плоскостью пластины. Исследован спектр коллективных состояний и его модификация по действию заряженной поверхности, что позволило проанализировать влияние двух основных факторов, приводящих к этой модификации — изменения пространственной структуры мод электромагнитного поля вблизи проводящей поверхности и штарковского расщепления уровней, обусловленного электростатическим полем пластины. Для сравнения рассмотрено, как влияет на коллективные эффекты наличие незаряженной пластины, а также электростатическое поле при отсутствии пластины.

В настоящей работе мы ограничились рассмотрением простейшей системы, состоящей из двух атомов. Однако развитая теория позволяет анализировать многоатомные кооперативные эффекты в ансамблях, содержащих произвольное число атомов. Таким образом, может быть проанализирован перенос излучения в плотном ансамбле квазинепоподвижных примесных центров в твердотельном диэлектрике, кооперативный лэмбовский сдвиг, пленение излучения.

Особый интерес, на наш взгляд, представляет использование развитого подхода для анализа возможности наблюдения сильной локализации света в квазидвумерных ансамблях примесных центров, внедренных в прозрачный диэлектрик, и расположенных вблизи заряженной проводящей поверхности. Это связано с тем, что в системах пониженной размерности кооперативные эффекты обладают ря-

дом нетривиальных особенностей, делающих более вероятным обнаружение локализации света. Кроме того, наличие электростатического поля снимает вырождение мультиплета возбужденного состояния, что, как показано в работе [15], дополнительно способствует эффекту сильной локализации света.

Еще одним практически важным обобщением рассматриваемого подхода является его применение для анализа диполь-дипольного взаимодействия в ансамблях точечных примесных центров (атомов, квантовых точек), находящихся в волноводе. Наибольший интерес здесь вызывает случай, когда поперечные размеры волновода меньше резонансной длины волны и характерных расстояний между примесными атомами, так как в квазиодномерных системах все коллективные состояния являются локализованными [34].

Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.scc.spbstu.ru).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 17-12-01085).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Cohen-Tannoudji, G. Grynberg, and J. Dupont-Roc, *Atoms-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*, Wiley, New York (1992).
2. L. V. Hau, *Nature Photonics* **2**, 451 (2008).
3. D. Bouwmeester, A. Ekert, and A. Zeilinger, *The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation*, Springer-Verlag, Berlin (2001).
4. B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams et al., *Nature* **506**, 71 (2014).
5. J. Pellegrino, R. Bourgain, S. Jennewein et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 133602 (2014).
6. S. L. Bromley, B. Zhu, M. Bishof et al., *Nat. Commun.* **7**, 11039 (2016).
7. W. Guerin, M. O. Araujo, and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 083601 (2016).
8. R. Friedberg and J. T. Manassah, *Phys. Rev. A* **84**, 023839 (2011).
9. S. Balik, A. L. Win, M. D. Havey, I. M. Sokolov, and D. V. Kupriyanov, *Phys. Rev. A* **87**, 053817 (2013).
10. M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 243602 (2015).
11. A. A. Svidzinsky, F. Li, H. Li et al., *Phys. Rev. A* **93**, 043830 (2016).
12. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **90**, 012511 (2014).
13. J. Javanainen, J. Ruostekoski, Y. Li, and S.-M. Yoo, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 113603 (2014).
14. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 023905 (2014).
15. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 053902 (2015).
16. T. Kobayashi, Q. Zheng, and T. Sekiguchi, *Phys. Rev. A* **52**, 2835 (1995).
17. G. S. Agarwal and S. D. Gupta, *Phys. Rev. A* **57**, 667 (1998).
18. А. С. Курапцев, И. М. Соколов, *ЖЭТФ* **150**, 275 (2016).
19. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **94**, 022511 (2016).
20. F. Le Kien, S. D. Gupta, K. P. Nayak, and K. Hakuta, *Phys. Rev. A* **72**, 063815 (2005).
21. N. V. Corzo, B. Gouraud, A. Chandra et al., *Phys. Rev. Lett.* **117**, 133603 (2016).
22. V. A. Pivovarov, A. S. Sheremet, L. V. Gerasimov et al., *Phys. Rev. A* **97**, 023827 (2018).
23. G.-A. Yan, H. Lu, H.-X. Qiao et al., *Opt. Commun.* **416**, 50 (2018).
24. P. Solano, F. K. Fatemi, L. A. Orozco et al., *Opt. Lett.* **42**, 2283 (2017).
25. M.-T. Cheng, J. Xu, and G. S. Agarwal, *Phys. Rev. A* **95**, 053807 (2017).
26. J. S. Douglas, H. Habibian, C.-L. Hung et al., *Nat. Photonics* **9**, 326 (2015).
27. A. Gonzalez-Tudela, C.-L. Hung, D. E. Chang et al., *Nat. Photonics* **9**, 320 (2015).
28. A. Goban, C.-L. Hung, J. D. Hood et al., *Phys. Rev. Lett.* **115**, 063601 (2015).
29. А. В. Шестериков, М. Ю. Губин, М. Г. Гладуш, А. В. Прохоров, *ЖЭТФ* **151**, 24 (2017).
30. И. М. Соколов, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 317 (2017).
31. И. М. Соколов, *ЖЭТФ* **152**, 650 (2017).
32. M. J. Stephen, *J. Chem. Phys.* **40**, 669 (1964).
33. И. М. Соколов, Д. В. Куприянов, М. Д. Хэви, *ЖЭТФ* **139**, 288 (2011).
34. E. Akkermans and A. Gero, *Europhys. Lett.* **101**, 54003 (2013).