

Влияние движения атомов на характер субизлучения холодных и разреженных ансамблей, возбуждаемых резонансным импульсным излучением

И. М. Соколов¹⁾

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 С.-Петербург, Россия

Институт аналитического приборостроения РАН, 190103 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 6 марта 2023 г.

После переработки 9 марта 2023 г.

Принята к публикации 10 марта 2023 г.

Проанализирована динамика флуоресценции разреженных атомных ансамблей, возбуждаемой резонансным импульсным излучением. Обнаружено, что для ансамблей, охлажденных до субдоплеровских температур, на определенных временных интервалах движение атомов приводит не к ослаблению, а к заметному усилению эффекта субизлучения. Показано также, что возможно немонотонное изменение скорости спонтанного распада с течением времени. Обнаруженные особенности объяснены тем, что с течением времени основным фактором, определяющим характер медленного распада атомного возбуждения, становится динамика субизлучательных двухатомных квантовых состояний, формируемых в результате резонансного диполь-дипольного межатомного взаимодействия.

DOI: 10.31857/S1234567823070066, EDN: jqmmei

Основной целью настоящей работы является анализ влияния движения атомов в атомных ансамблях, охлажденных до субдоплеровских температур, на их радиационные свойства, в частности, на особенности процесса субизлучения. Традиционно считается, что, если характерные доплеровские сдвиги частоты меньше естественной ширины атомных переходов, то влияние движения несущественно и им можно пренебречь. В данной работе мы покажем, что это не всегда так. И основной причиной, усиливающей роль движения атомов, является многократное рассеяние света и связанные с этим коллективные многоатомные эффекты.

Эти эффекты обусловлены, во-первых, большими резонансными сечениями рассеяния света отдельными атомами и, следовательно, большой оптической толщиной ансамблей даже при низкой концентрации атомов. Второй причиной является случайная пространственная неупорядоченность, при которой возможно образование атомных кластеров, или квазимолекул, состоящих из нескольких атомов, случайно расположенных на расстояниях порядка длины волны резонансного излучения друг от друга. Диполь-дипольное межатомное взаимодействие и многократное рекуррентное перерассеяние света внутри кластера вызывают формирование коллективных суб-

и суперизлучательных квантовых состояний, очень чувствительных даже к малым и медленным смещениям атомов.

Анализ динамики флуоресценции атомных ансамблей, возбуждаемых импульсным излучением, мы проведем, ориентируясь на типичную постановку эксперимента по наблюдению эффекта субизлучения (см., например, [12]). В такой постановке на первом этапе в специальной ловушке формируется атомное облако, охлажденное до субдоплеровских температур. Затем поля ловушки отключаются, и атомы начинают разлетаться. На этом этапе включается источник слабого импульсного излучения, вызывающего возбуждение атомов. Вторичное излучение облака фиксируется одним или несколькими фотодетекторами. В силу низкой начальной температуры атомы разлетаются медленно, и за характерное время послесвечения концентрация в центральной части облака практически не изменяется.

При теоретическом описании субизлучения мы будем использовать метод связанных осцилляторов. Впервые он был предложен в работе [1]. К настоящему времени разработано несколько вариантов этого метода, широко применяемых для описания коллективных эффектов, таких как суб- и суперизлучение, а также слабой и сильной локализации света [2–17].

Мы будем использовать вариант, предложенный в работе [17]. Он базируется на решении нестационарного уравнения Шрёдингера для системы связанных осцилляторов.

¹⁾e-mail: sokolov_im@spbstu.ru

нарного уравнения Шредингера для волновой функции ψ , описывающей состояние замкнутой системы, состоящей из всех атомов и электромагнитного излучения, включая вакуумный резервуар. Функцию ψ ищем в виде разложения по собственным функциям ψ_l оператора Гамильтона невзаимодействующих атомов и света $\psi = \sum_l b_l \psi_l$. Учитывая слабость возбуждения и ограничиваясь возможными состояниями атомно-полевой подсистемы, содержащими не более одного фотона, для амплитуд b_e однократно возбужденных атомных состояний $\psi_e = |g \cdots e \cdots g\rangle$ имеем следующую систему уравнений:

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

Здесь индекс e несет информацию как о том, какой из атомов ансамбля возбужден в состоянии ψ_e , так и о том, какой конкретный зеемановский подуровень при этом заселен.

Первое слагаемое в правой части уравнений (1) отвечает за свободную эволюцию независимых атомных осцилляторов. Второе слагаемое описывает влияние внешнего возбуждающего лазерного поля. Частота Раби этого поля в точке расположения атома e равна Ω_e ; δ_e – отстройка частоты лазера от частоты атомного перехода. Последнее слагаемое учитывает диполь-дипольное взаимодействие атомов. Оно обуславливает все коллективные многоатомные эффекты, имеющие место в рассматриваемом ансамбле.

Система уравнений (1) описывает коллективную динамику всех атомов системы, поэтому для исследования даже мезоскопических систем ее обычно упрощают, используя простые “правдоподобные” модели, а также игнорируют ряд обстоятельств, кажущихся, на первый взгляд, несущественными. Так очень часто используется модель скалярного поля, когда поляризационные свойства света не учитываются, как и зеемановская, и сверхтонкая структуры атомных состояний. Популярной также является модель непрерывной среды.

В этой работе мы не используем таких приближений и рассматриваем ансамбль, состоящий из N одинаковых атомов с невырожденным основным состоянием с угловым моментом $J_g = 0$. Возбужденное состояние – $J_e = 1$. Времена жизни всех трех его зеемановских подуровней ($m \equiv J_{e_z} = -1, 0, 1$) одинаковы и равны $1/\gamma$. Частота перехода $J_g \leftrightarrow J_e$ равна ω_0 . Векторные свойства электромагнитного поля и его поляризацию мы также учитываем явно. В этом случае матрица $V_{ee'}$, входящая в уравнения (1), имеет следующий вид:

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

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

Еще одним приближением, используемом в подавляющем большинстве работ при исследовании коллективных эффектов, является приближение неподвижных рассеивателей. Смещение атомов, обусловленное низкой, но конечной температурой, частично учитывают тем, что система (1) решается многократно для различных случайных пространственных конфигураций неподвижных атомов. Для каждого решения рассчитываются наблюдаемые величины, которые затем усредняются. В случае относительно больших скоростей, когда доплеровские сдвиги оказываются больше или соизмеримы с естественной шириной возбужденного состояния, взаимную нерезонансность атомов и связанное с этим ослабление диполь-дипольного взаимодействия учитывают введением для неподвижных атомов случайного сдвига уровней, разного для разных атомов [18, 19].

В настоящей работе мы будем считать атомы движущимися. Смещение атомов будем задавать явной временной зависимостью $\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_{i0} + \mathbf{v}_i t$, которая приближенно описывает разлет атомов после выключения лазеров ловушки. Распределение атомов в некоторый начальный момент времени считаем случайным, но в среднем пространственно однородным. Скорости атомов в этот момент времени также считаем случайными величинами. Их проекции v_i предполагаем распределенными по нормальному закону

$$f(v_i) = 1/\sqrt{2\pi v_0^2} \exp(-v_i^2/2v_0^2). \quad (3)$$

Величина v_0 и волновое число k_0 определяют доплеровское уширение линии $\Delta_D = 2\sqrt{2 \ln 2} k_0 v_0$. Будем рассматривать типичные для дипольных ловушек условия, когда температуры атомов составляют величину порядка 30–100 мК. При таких температурах импульс подавляющего большинства атомов в несколько десятков раз больше импульса фотона, что позволяет нам рассматривать движение атомов

классическим и не учитывать изменение скорости, обусловленное отдачей.

Будем далее для простоты считать, что атомы движутся внутри объема V кубической формы. Для того, чтобы не учитывать уход атомов из этого объема и связанное с ним изменение концентрации, будем полагать, что этот объем окружен поверхностями, на которых атомы испытывают упругие столкновения. Систему (1) при сделанных предположениях мы решаем численно.

Подобный подход, учитывающий непрерывное смещение атомов, был ранее применен в работе [20]. Более детальное исследование было проведено в статье [21]. Ее основным результатом стало утверждение, что увеличение температуры приводит лишь к относительно небольшому ослаблению эффекта субизлучения, т.е. что субизлучательные состояния достаточно устойчивы к тепловой декогеренции при концентрациях и температурах, достижимых в магнитооптических ловушках (МОЛ). Аналогичная устойчивость предсказывалась вплоть до температур порядка милikelьвина. Однако особенностью данной работы было исследование оптически очень плотных атомных облаков, возбуждаемых нерезонансным излучением. В этом случае основным механизмом субизлучения, как было показано позднее в [22], является пленение излучения, обусловленное его диффузией. Кроме этого, в работах [20] и [21] теоретический анализ проводился в рамках скалярного приближения, которое не вполне корректно описывает субизлучение даже для разреженных атомных ансамблей (см., например, [22]).

В этой работе мы покажем, что при резонансном возбуждении векторная модель предсказывает несколько иные результаты, чем в [21]. Более того, отличия могут носить не только количественный, но и качественный характер. Мы покажем, что движение может приводить не к разрушению, а, наоборот, к формированию более долгоживущих состояний.

Конкретные расчеты мы проведем для следующих параметров. Плотность атомов n во всех расчетах будет одинакова, $nk_0^{-3} = 0.005$. Возбуждение предполагается прямоугольным импульсом, длительность которого $\gamma T = 50$. Излучение считается циркулярно поляризованным и резонансным, его несущая частота совпадает с частотой перехода в свободном атоме.

В качестве основной величины, характеризующей эффект субизлучения, мы будем использовать текущее (мгновенное) время задержки излучения, которое определяется как величина, обратная мгновенной скорости затухания флуоресценции $\tau(t) =$

$= 1/\Gamma(t)$, где $\Gamma(t) = d \ln(I(t))/dt$, а $I(t)$ – полная интенсивность вторичного излучения атомного ансамбля. Зависимость $\tau(t)$ после окончания импульса возбуждения при разных температурах ансамбля, содержащего $N = 1080$ атомов, показана на рис. 1.

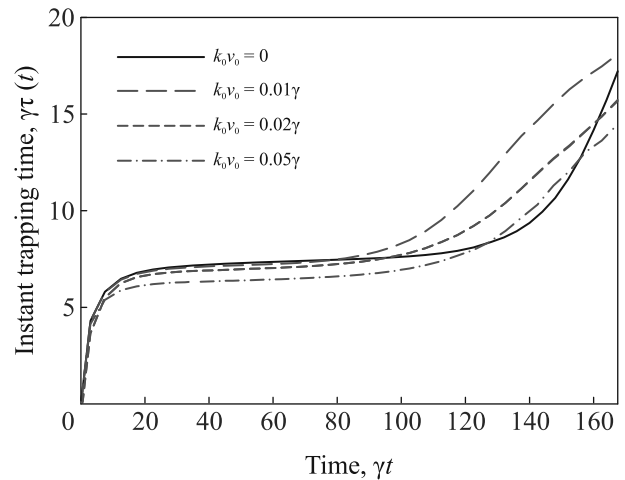


Рис. 1. (Цветной онлайн) Динамика мгновенного времени задержки флуоресценции при различных температурах (различных $k_0 v_0$). Число атомов $N = 1080$

Как и для неподвижных атомов [22, 23], можно выделить несколько характерных этапов флуоресценции. Вначале, на временах $t < 1/\gamma$, после окончания импульса возбуждения наблюдается эффект суперизлучения. Скорость распада $\Gamma(t)$ больше естественной ширины γ , а $\gamma\tau(t) < 1$. Затем наступает этап пленения излучения, который можно разделить на две части. Вначале скорость распада уменьшается, а время пленения нарастает. Здесь диффузия излучения описывается многомодовой динамикой. Затем наступает режим одномодовой диффузии, когда распад описывается одноэкспоненциальным законом. Хорошо видны прямолинейные практически горизонтальные участки на кривых $\tau(t)$.

Наконец, после одноэкспоненциального этапа наблюдается заметное уменьшение скорости распада и нарастание времени пленения $\tau(t)$. Здесь мы имеем дело с излучением кластеров, случайно образующихся из близко расположенных атомов. У этих кластеров есть долгоживущие состояния, которые ответственны за “классический” процесс субизлучения, предсказанный Дике [24].

Результаты, показанные на рис. 1, позволяют сделать несколько важных выводов о роли движения. Часть этих выводов вполне ожидаема. Так, в рассматриваемом диапазоне температур движение сравнительно слабо влияет на скорость суперизлучения

и время пленения излучения на этапе диффузии, что, по нашему мнению, и наблюдалось в эксперименте [21]. Небольшое увеличение скорости связано с незначительным изменением длины свободного пробега, обусловленным уменьшением сечения рассеяния из-за доплеровского уширения, роль которого мала при субдоплеровских температурах.

Наиболее неожиданным является заметное усиление роли атомных кластеров, которое сокращает длительность этапа пленения, а также приводит к существенному уменьшению скорости распада атомного возбуждения на определенных временных интервалах. Во всем рассмотренном диапазоне температур, приближенно соответствующих параметрам магнитооптических ловушек, имеется область времен, когда пунктирные линии идут выше сплошной, соответствующей модели неподвижных атомов, что говорит об ограниченной применимости этой модели для описания коллективных эффектов в МОЛ.

Роль атомных кластеров наиболее ярко проявляется, если ее не надо выявлять на фоне диффузионного пленения, т.е. для атомных ансамблей с малой оптической толщиной. Это хорошо демонстрируется рис. 2, на котором приведены зависимости $\tau = \tau(t)$ для фиксированной температуры, соответствующей $k_0 v_0 = 0.02\gamma$, и фиксированной концентрации атомов $nk_0^{-3} = 0.005$, но для ансамблей разного размера.

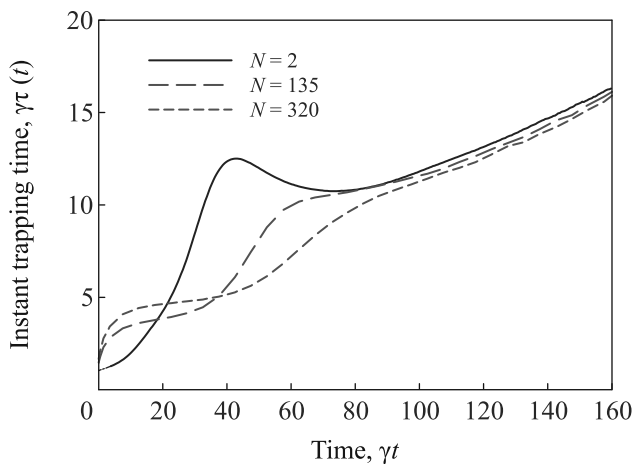


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость $\tau = \tau(t)$ для ансамблей разного размера. Температура соответствует $k_0 v_0 = 0.02\gamma$. Концентрация атомов равна $nk_0^{-3} = 0.005$

При уменьшении размеров системы область времен, на которых роль пар доминирует, увеличивается. Для малых систем наблюдается еще один качественный эффект – немономонное изменение со временем скорости затухания флуоресценции, что никогда не предсказывалось моделью неподвижных ато-

мов. При этом на больших временах кривые $\tau = \tau(t)$ для разных размеров ансамбля имеют одну асимптоту, причем различия в скоростях распада находятся в пределах точности вычислений. Здесь зависимость характера субизлучения от размеров системы практически исчезает, поскольку характерное время распада долгоживущих возбужденных состояний атомных кластеров зависит от среднего расстояния атомов в них и не зависит от размеров ансамбля.

Все описанные выше особенности субизлучения можно понять, если рассмотреть динамику возбужденного состояния конкретной пары атомов при изменении расстояния между ними. Известно, что у системы двух рассматриваемых атомов есть шесть однократно возбужденных коллективных состояний. Половина состояний суб-, а половина суперизлучательные. Рассмотрим, как с течением времени изменяется заселенность возбужденного состояния системы при сближении атомов, если это возбуждение произошло при межатомном расстоянии r_0 .

На рисунке 3 показана эволюция рассматриваемой квазимолекулы для двух случаев. Кривая 1 соответствует возбуждению самого долгоживущего при r_0 состояния, 2 – самого короткоживущего. Для сравнения приведена кривая 3, которая имела бы место в отсутствие коллективных эффектов, когда возбужденные состояния атомов распадаются со скоростью γ .

Обращает на себя внимание, что для рассматриваемого случая изначально суперизлучательное состояние (кривая 2) при сближении становится долгоживущим. При малых межатомных расстояниях населенность возбужденного состояния уменьшается очень медленно. Система практически перестает излучать. Для начального субизлучательного состояния картина обратная. Оно очень быстро распадается при сближении атомов.

В реальном многоатомном облаке лазерное излучение возбуждает не одно, а суперпозицию всех возможных состояний. При этом те из них, которые при сближении становятся субизлучательными и определяют характер субизлучения, поскольку остальные распадаются быстро и их заселенность оказывается пренебрежимо мала (см. рис. 3).

В заключение заметим, что проведенные в работе расчеты показали, что модель неподвижных атомов может оказаться недостаточно хорошей при описании коллективных эффектов. Она может приводить к качественным ошибкам даже при субдоплеровских температурах. Величина ошибок нарастает при уменьшении размеров системы, когда основным механизмом становится формирование коллективных

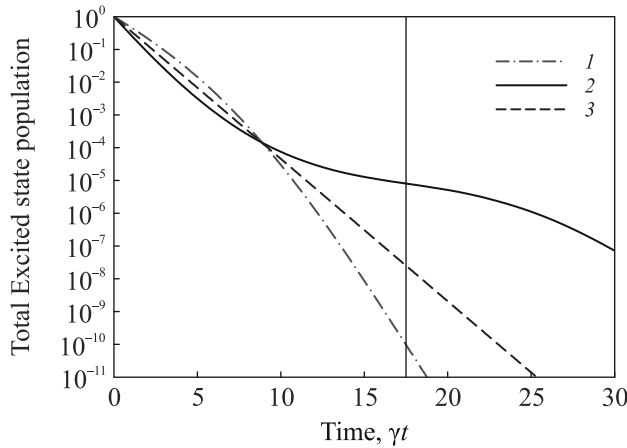


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эволюция возбужденных состояний двухатомной квазимолекулы при изменении расстояния между атомами. Относительная скорость атомов $k_0 v_{\text{rel}} = 0.2\gamma$. Расстояние наименьшего сближения – $r_m = k_0^{-1}$. Кривая 1 соответствует возбуждению самого долгоживущего при $r_0 = 3.5k_0^{-1}$ состояния; 2 – самого короткоживущего. Кривая 3 – спонтанный распад со скоростью γ . Вертикальная линия соответствует моменту наибольшего сближения атомов

многоатомных кластерных состояний, формируемых в результате резонансного диполь-дипольного межатомного взаимодействия.

Проведение исследований было поддержано грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (<http://www.spbstu.ru>).

1. L. L. Foldy, Phys. Rev. **67**, 107 (1945).
2. M. Lax, Rev. Mod. Phys. **23**, 287 (1951).
3. J. Javanainen, J. Ruostekoski, B. Vestergaard, and M. R. Francis, Phys. Rev. A **59**, 649 (1999).

4. M. Rusek, J. Mostowski, and A. Orlowski, Phys. Rev. A **61**, 022704 (2000).
5. F. A. Pinheiro, M. Rusek, A. Orlowski, and B. A. van Tiggelen, Phys. Rev. E **69**, 026605 (2004).
6. H. Fu and P. R. Berman, Phys. Rev. A **72**, 022104 (2005).
7. A. A. Svidzinsky, J. Chang, and M. O. Scully, Phys. Rev. A **81**, 053821 (2010).
8. Д. В. Кузнецов, Вл. К. Рерих, М. Г. Гладуш, ЖЭТФ **140**, 742 (2011).
9. T. Bienaimé, R. Bachelard, P. W. Courteille, N. Piovella, and R. Kaiser, Fortschr. Phys. **61**, 377 (2013).
10. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, Phys. Rev. Lett. **112**, 023905 (2014).
11. L. Bellando, A. Gero, E. Akkermans, and R. Kaiser, Phys. Rev. A **90**, 063822 (2014).
12. W. Guerin, M. O. Araújo, and R. Kaiser, Phys. Rev. Lett. **116**, 083601 (2016).
13. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, Phys. Rev. A **94**, 022511 (2016).
14. W. Guerin, M. T. Rouabah, and R. Kaiser, J. Mod. Opt. **64**, 895 (2017).
15. A. S. Kuraptsev, I. Sokolov, and M. D. Havey, Phys. Rev. A **96**, 023830 (2017).
16. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, Phys. Rev. B **99**, 134201 (2019).
17. И. М. Соколов, Д. В. Куприянов, М. Д. Хэви, ЖЭТФ **139**, 288 (2011).
18. J. Javanainen, J. Ruostekoski, Y. Li, and S.-M. Yoo, Phys. Rev. Lett. **112**, 113603 (2014).
19. S. D. Jenkins, J. Ruostekoski, S. Jennewein, R. Bourgain, J. Pellegrino, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys, Phys. Rev. A **94**, 023842 (2016).
20. T. Bienaime, N. Piovella, and R. Kaiser, Phys. Rev. Lett. **108**, 123602 (2012).
21. P. Weiss, A. Cipris, M. O. Araújo, R. Kaiser, and W. Guerin, Phys. Rev. A **100**, 033833 (2019).
22. Y. A. Fofanov, I. M. Sokolov, R. Kaiser, and W. Guerin, Phys. Rev. A **1104**, 023705 (2021).
23. И. М. Соколов ЖЭТФ **159**, 68 (2021).
24. R. H. Dicke. Phys. Rev. **93**, 99 (1954).