

УДК 539.186.3

МЕЖАТОМНОЕ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В РЕЗОНАТОРЕ ФАБРИ-ПЕРО С ЗАРЯЖЕННЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

© 2019 г. А. С. Курапцев¹, *, И. М. Соколов¹, К. А. Баранцев¹, А. Н. Литвинов¹, Е. Н. Попов¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого”, Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в редакцию 03.09.2018 г.

После доработки 10.09.2018 г.

Принята к публикации 22.10.2018 г.

Исследованы особенности межатомного диполь-дипольного взаимодействия в ансамбле примесных атомов, внедренных в прозрачный диэлектрик и помещенных в резонатор Фабри–Перо с заряженными зеркалами. Проанализировано влияние электростатического поля на кооперативные характеристики атомного ансамбля.

DOI: 10.1134/S0367676519030098

ВВЕДЕНИЕ

Коллективные эффекты, обусловленные межатомным взаимодействием, представляют интерес при изучении широкого круга различных физических систем. При том, что свойства отдельно взятых атомов хорошо известны и многократно описаны в литературе (см., например, [1]), атомный ансамбль в целом может проявлять совершенно нетривиальные свойства. Это особенно актуально для систем с сильными межатомными корреляциями, которые нельзя корректно описать, используя только одночастичную матрицу плотности.

В качестве важного примера можно привести плотные ансамбли холодных атомов, которые приготавливаются в лазерных ловушках. Эти 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 возможного практического применения в задачах квантовой метрологии, стандартизации частоты, квантово-информационных приложениях [2–4]. Большинство методов диагностики этих ансамблей, а также подавляющее большинство предложенных схем применения основаны на их взаимодействии с электромагнитным излучением. При этом 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 цен-

тров (квантовых точек, атомов) в прозрачном диэлектрике. Неоднородное уширение линий примесных центров, обусловленное неоднородностью внутренних полей диэлектрической матрицы, разумеется, ослабляет резонансное взаимодействие между этими центрами. Тем не менее, как показывают теоретические оценки, 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 эффекты супер и субизлучения, кооперативный лэмбовский сдвиг, слабую и сильную (андерсоновскую) локализацию света [5–16]. Все это делает решение проблемы построения адекватной квантовой теории, базирующейся на микроскопическом описании и позволяющей корректно учесть эффекты локального поля при наличии межатомных корреляций, достаточно важной.

Одним из наиболее актуальных в настоящее время направлений в области исследования коллективных эффектов является их анализ в атомных системах, находящихся в резонаторах и волноводах, либо вблизи поверхности. Как известно, резонатор модифицирует структуру мод электромагнитного поля, в том числе и вакуумный термостат [17]. Это приводит к модификации как свойств отдельных атомов [18–24], так и характера межатомного диполь-дипольного взаимодействия [25–28]. Кроме того, использование резонаторов и волноводов может дать возможности

для управления коллективными свойствами атомных систем. В связи с этим активно изучают коллективные свойства атомных ансамблей, расположенных вблизи нановолокна [29–34] и фотонных кристаллов [35–37]. Существуют предпосылки для практического использования таких систем в задачах квантовой информатики.

Другим фактором, который может оказывать влияние на характер межатомного диполь-дипольного взаимодействия, является внешнее электрическое или магнитное поле. 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 [38–40].

Цель настоящей работы – исследование особенностей диполь-дипольного взаимодействия в ансамбле примесных атомов, расположенном в резонаторе Фабри–Перо с заряженными зеркалами. Таким образом, мы анализируем совместное влияние на характер диполь-дипольного взаимодействия сразу двух факторов: модифицированной структуры мод электромагнитного поля в резонаторе и электростатического поля, созданного зарядами на зеркалах резонатора.

ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Эволюцию атомно-полевой системы в резонаторе Фабри–Перо с заряженными зеркалами мы будем описывать на основе общего квантового микроскопического подхода, который был разработан в нашей научной группе ранее [41] и впоследствии обобщен на случай наличия резонатора [27, 28]. Этот подход основан на решении нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции объединенной системы, которая состоит из атомов и электромагнитного поля, включая вакуумный термостат,

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi. \quad (1)$$

Гамильтониан \hat{H} объединенной системы представим в виде суммы гамильтонианов свободных атомов \hat{H}_a , гамильтониана свободного поля в резонаторе Фабри–Перо \hat{H}_f , оператора \hat{H}_{aE} взаимодействия атомов с постоянным электрическим полем \vec{E}_0 , создаваемым зарядами на зеркалах резонатора, а также оператора \hat{V} взаимодействия атомов с осциллирующим электромагнитным полем, включая вакуумный термостат,

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad (2)$$

$$\hat{H}_0 = \hat{H}_f + \sum_a \hat{H}_a + \sum_a \hat{H}_{aE}. \quad (3)$$

Оператор взаимодействия \hat{V} запишем в дипольном приближении

$$\hat{V} = - \sum_a \hat{d}^{(a)} \hat{E}(\vec{r}_a). \quad (4)$$

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

Вид оператора поля в резонаторе Фабри–Перо существенно отличается от случая свободного пространства. Явное выражение для этого оператора приведено в работах [27, 28].

Волновую функцию ψ объединенной атомно-полевой системы ищем в виде разложения по набору собственных функций ψ_l оператора \hat{H}_0 . Подставив такое разложение в уравнение Шредингера (1), мы получаем систему дифференциальных уравнений для амплитуд состояний $b_l(t)$ объединенной атомно-полевой системы

$$i\hbar \frac{\partial b_l(t)}{\partial t} - E_l b_l(t) = \sum_j V_{lj} b_j(t). \quad (5)$$

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

Система (5) содержит бесконечное число уравнений вследствие бесконечного числа степеней свободы полевой подсистемы. Ключевым упрощением является ограничение количества рассматриваемых состояний. Предположим, что начальное возбуждение является настолько слабым, что в процессе эволюции полевая подсистема содержит не более одного фотона. В этом случае мы можем ограничиться рассмотрением следующих состояний объединенной атомно-полевой системы:

1) однократно возбужденные атомные состояния $\psi_{e_a} = |g, \dots, g, e, g, \dots, g\rangle \otimes |vac\rangle$, $E_{e_a} = \hbar\omega_{e_a}$;

2) резонансные полевые состояния $\psi_g = |g, \dots, g\rangle \otimes |\vec{k}, \alpha\rangle$, $E_g = \hbar\omega_k$;

3) нерезонансные полевые состояния с одним фотоном и двумя возбужденными атомами $\psi_{e_a e_b} = |g, \dots, g, e, g, \dots, g, e, g, \dots, g\rangle \otimes |\vec{k}, \alpha\rangle$, $E_{e_a e_b} = \hbar(\omega_{e_a} + \omega_{e_b}) + \hbar\omega_k$.

Учет такого набора состояний позволяет нам вычислить все интересующие нас наблюдаемые с точностью до второго порядка по постоянной тонкой структуры [42].

Несмотря на проведенное ограничение, система уравнений остается бесконечной, так как содержит амплитуды полевых состояний. Однако мы можем методом формального исключения полевых переменных получить конечную замкну-

тую систему уравнений для амплитуд однократно возбужденных атомных состояний $b_{e'}$. В представлении Фурье эта система имеет вид (подробнее см. [27, 41])

$$\sum_{e'} \left[(\omega - \omega_{e'}) \delta_{ee'} - \Sigma_{ee'}(\omega) \right] b_{e'}(\omega) = i \delta_{eo}. \quad (6)$$

При выводе данного выражения предполагалось, что в начальный момент времени возбужден только один атом, состояние которого мы обозначили индексом o . Все остальные атомы в начальный момент времени находятся в основном состоянии, а поле в вакуумном состоянии.

Размер системы уравнений (6) зависит от структуры энергетических уровней атомов. В данной работе мы рассмотрим V-схему атомных уровней, в которой основное состояние характеризуется угловым моментом $J = 0$, а возбужденное — $J = 1$. При этом возбужденное состояние содержит три зеемановских подуровня, различающихся проекцией квантования углового момента на ось z : $m = -1; 0; 1$.

Матрица $\Sigma_{ee'}(\omega)$ описывает как спонтанный распад атомного возбуждения, так и обмен фотонами между атомами. Эта величина является основной в микроскопической теории. Явное выражение для этой матрицы в случае резонатора Фабри–Перо было получено в работе [27].

Вследствие наличия электростатического поля, создаваемого зарядами на зеркалах, резонансные частоты атомных переходов $\omega_{e'}$, входящие в систему (6), отличаются от частоты перехода изолированного атома. С учетом штарковских сдвигов обозначим резонансную частоту перехода $J = 0 \leftrightarrow J = 1, m = \pm 1 - \omega_{m = \pm 1}$; $J = 0 \leftrightarrow J = 1, m = 0 - \omega_{m = 0}$. Ось квантования z направлена перпендикулярно зеркалам резонатора Фабри–Перо. Влияние электростатического поля на характер межатомного диполь-дипольного взаимодействия существенно в том случае, когда величина штарковского расщепления $\Delta = \omega_{m = 0} - \omega_{m = \pm 1}$ становится сравнимой с естественной шириной линии γ_0 .

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показана спектральная зависимость мнимой части комплексной амплитуды вероятности возбужденного состояния атома, который был возбужден в начальный момент времени, (спектр перехода) как при наличии заряда на зеркалах резонатора, так и при его отсутствии. Расчеты были проведены для атомного ансамбля цилиндрической формы, радиус образца $R = 5$ (здесь и далее мы принимаем обратное волновое число излучения, резонансного переходу изолированного атома, k_0^{-1} , за единицу длины). Рассто-

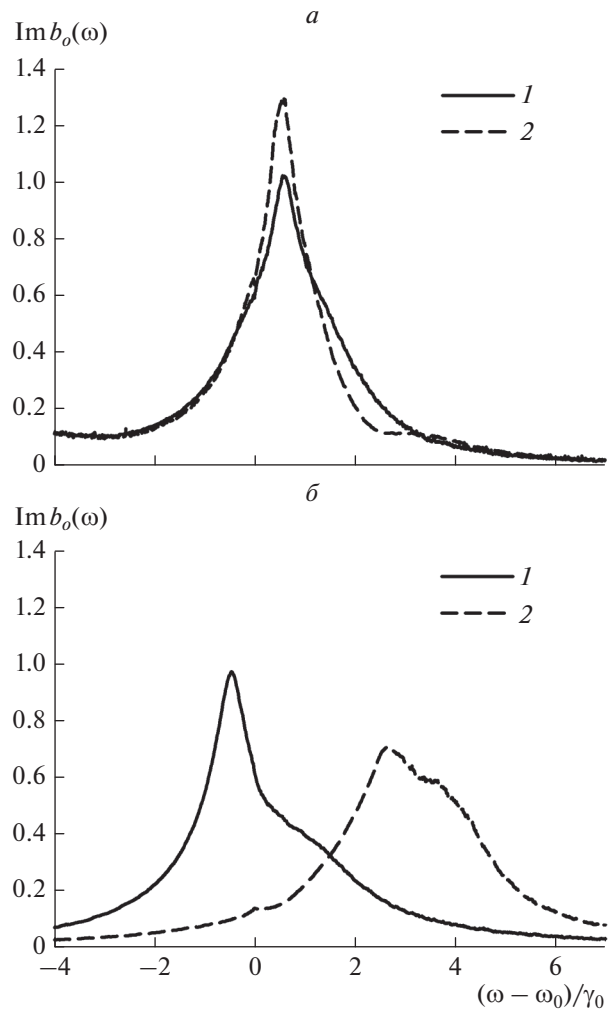


Рис. 1. Спектральная зависимость мнимой части комплексной амплитуды вероятности возбужденного состояния атома. (а) $m = \pm 1$; (б) $m = 0$. Атомная плотность $n = 0.1$. Расчет проведен для цилиндрического образца, радиус $R = 5$. Расстояние между зеркалами резонатора $d = 3$. Кривые 1 — $\Delta = 0$, кривые 2 — $\Delta = 3\gamma_0$.

яние между зеркалами резонатора $d = 3$, атомная плотность $n = 0.1$. При такой атомной плотности диполь-дипольное взаимодействие существенно влияет на оптические свойства среды. Атом, возбужденный в начальный момент времени, расположен в центре образца. Рис. 1а соответствует случаю, когда заселен зеемановский подуровень $m = 1$ или $m = -1$; рис. 1б соответствует возбуждению $m = 0$. Частоты отсчитываются от величины $\omega_0 = \omega_{m = \pm 1}$. Результаты получены путем многократного усреднения по случайным пространственным конфигурациям атомного ансамбля.

На рис. 1 мы видим, что форма контура не описывается кривой Лоренца, характерной для одиночного атома. Это свидетельствует о том, что обмен энергией между различными атомами играет

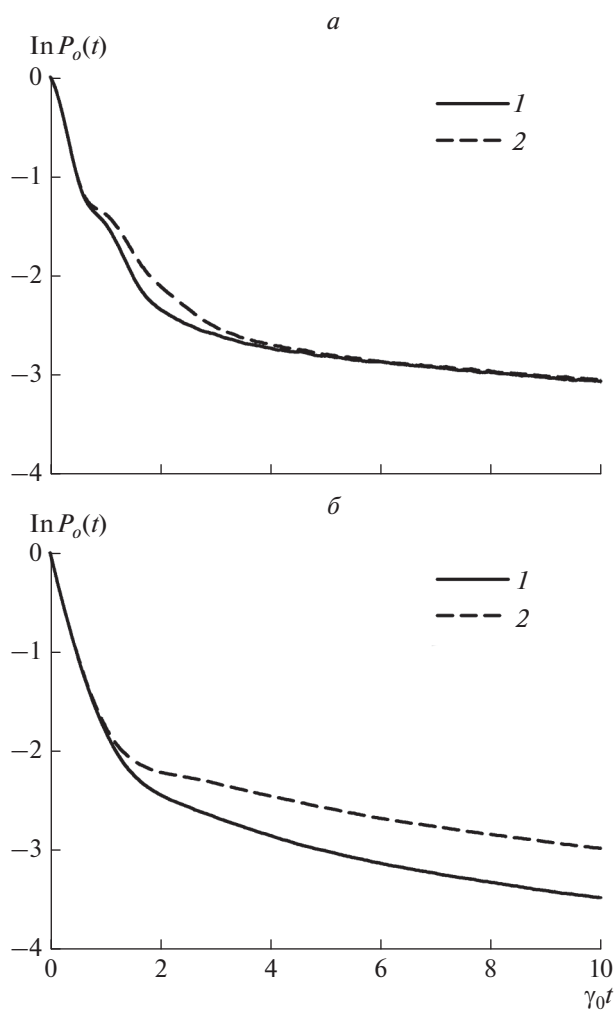


Рис. 2. Временная зависимость вероятности нахождения изначально возбужденного атома в возбужденном состоянии (динамика спонтанного распада). (а) $m = \pm 1$; (б) $m = 0$. Все параметры те же, что для рис. 1. Кривые 1 – $\Delta = 0$, кривые 2 – $\Delta = 3\gamma_0$.

важную роль. На рис. 1а присутствует сдвиг максимума (кооперативный лэмбовский сдвиг) чуть более $0.5\gamma_0$ в синюю область спектра. При этом электростатическое поле заметно влияет на форму спектра перехода. На рис. 1б присутствует кооперативный лэмбовский сдвиг в красную область спектра (для кривой, соответствующей наличию электростатического поля, кооперативный лэмбовский сдвиг следует отсчитывать от положения резонансной частоты с учетом штарковского сдвига $\Delta = 3\gamma_0$). Модификации формы спектра, вызванные электростатическим полем, для $m = 0$ проявляются сильнее, чем для $m = \pm 1$.

На рис. 2 показана временная зависимость натурального логарифма вероятности нахождения изначально возбужденного атома в возбужденном состоянии (динамика спонтанного распада).

Эта вероятность была вычислена стандартным образом, $P_o(t) = |b_o(t)|^2$. Все параметры те же, что для рис. 1. Мы видим, что динамика спонтанного распада не описывается одноэкспоненциальным законом, характерным для одиночного атома. В условиях сильного межатомного диполь-дипольного взаимодействия динамика распада описывается многоэкспоненциальным законом [13]. Отчетливо видны изменения в характере динамики спонтанного распада, вызванные электростатическим полем в резонаторе. На рис. 2б, который соответствует зеemanовскому подуровню $m = 0$, эти изменения более выражены, чем на рис. 2а, соответствующему $m = \pm 1$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа посвящена исследованию кооперативных эффектов, обусловленных диполь-дипольным взаимодействием в ансамбле примесных атомов, находящемся в резонаторе Фабри–Перо с заряженными зеркалами. На основе последовательного квантового микроскопического подхода рассчитан спектр перехода возбужденного атома, находящегося в ансамбле невозбужденных атомов, а также динамика спонтанного распада. Показано, как меняются результаты под влиянием электростатического поля, создаваемого зарядами на зеркалах резонатора.

В дальнейшем представляет особый интерес, на наш взгляд, использование развитого подхода для анализа возможности наблюдения сильной локализации света в квазидвумерных ансамблях примесных атомов, внедренных в прозрачный диэлектрик, и расположенных в резонаторе Фабри–Перо с заряженными зеркалами. Это связано с тем, что в системах пониженной размерности кооперативные эффекты обладают рядом нетривиальных особенностей, делающих более вероятным обнаружение локализации света. Кроме того, наличие электростатического поля снимает вырождение мультиплета возбужденного состояния, что, как показано в работе [16], дополнительно способствует эффекту сильной локализации света.

Еще одним практически важным обобщением рассматриваемого подхода является учет неоднородного уширения, обусловленного воздействием внутрикристаллических полей твердотельной матрицы на примесные атомы. С другой стороны, теория может быть обобщена на атомарные газы путем учета доплеровского уширения, связанного с движением атомов. Такое обобщение позволит проанализировать роль диполь-дипольного взаимодействия в оптически плотных атомных газах при комнатной температуре, в частности, в условиях резонанса когерентного пленения населенностей [43–45]. Другим направлением разви-

тия рассмотренного подхода является учет многофотонных процессов [46, 47].

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

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-12-01085).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G.* Processus d'interaction entre photons et atomes. Paris: Editions du CNRS, 1996. 628 p.
2. *Hau L.V.* // Nature Photonics. 2008. V. 2. P. 451.
3. *Bouwmeester D., Ekert A., Zeilinger A.* The Physics of Quantum Information. Berlin: Springer-Verlag, 2001. 315 p.
4. *Bloom B.J., Nicholson T.L., Williams J.R. et al.* // Nature. 2014. V. 506. P. 71.
5. *Pellegrino J., Bourgoin R., Jennewein S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. Art. no. 133602.
6. *Bromley S.L., Zhu B., Bischof M. et al.* // Nat. Commun. 2016. V. 7. Art. no. 11039.
7. *Guerin W., Araujo M.O., Kaiser R.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. no. 083601.
8. *Friedberg R., Manassah J.T.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. Art. no. 023839.
9. *Balik S., Win A.L., Havey M.D. et al.* // Phys. Rev. A. 2013. V. 87. Art. no. 053817.
10. *Scully M.O.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. Art. no. 243602.
11. *Svidzinsky A.A., Li F., Li H. et al.* // Phys. Rev. A. 2016. V. 93. Art. no. 043830.
12. *Sokolov I.M., Kuraptsev A.S., Kupriyanov D.V. et al.* // J. of Modern Opt. 2013. V. 60. P. 50.
13. *Kuraptsev A.S., Sokolov I.M.* // Phys. Rev. A. 2014. V. 90. Art. no. 012511.
14. *Javanainen J., Ruostekoski J., Li Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. Art. no. 113603.
15. *Skipetrov S.E., Sokolov I.M.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. Art. no. 023905.
16. *Skipetrov S.E., Sokolov I.M.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. Art. no. 053902.
17. *Purcell E.M.* // Phys. Rev. 1946. V. 69. P. 681.
18. *Barton G.* // Proc. Roy. Soc. London A. 1970. V. 320. P. 251.
19. *Agarwal G.S.* // Phys. Rev. A. 1975. V. 12. P. 1475.
20. *Kleppner D.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 233.
21. *Соколов И.В.* // Опт. и спектр. 1982. Т. 53. С. 9.
22. *Barut A.O., Dowling J.P.* // Phys. Rev. A. 1987. V. 36. P. 649.
23. *Dowling J.P., Scully M.O., DeMartini F.* // Opt. Comm. 1991. V. 82. P. 415.
24. *Dowling J.P.* // Foundations of Phys. 1993. V. 23. P. 895.
25. *Kobayashi T., Zheng Q., Sekiguchi T.* // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. P. 2835.
26. *Agarwal G.S., Gupta S.D.* // Phys. Rev. A. 1998. V. 57. P. 667.
27. *Курапцев А.С., Соколов И.М.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 275.
28. *Kuraptsev A.S., Sokolov I.M.* // Phys. Rev. A. 2016. V. 94. Art. no. 022511.
29. *Kien F.-L., Gupta S.D., Nayak K.P. et al.* // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. Art. no. 063815.
30. *Corzo N.V., Gouraud B., Chandra A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. Art. no. 133603.
31. *Pivovarov V.A., Sheremet A.S., Gerasimov L.V. et al.* // Phys. Rev. A. 2018. V. 97. Art. no. 023827.
32. *Yan G.-A., Lu H., Qiao H.-X. et al.* // Opt. Comm. 2018. V. 416. P. 50.
33. *Solano P., Fatemi F.K., Orozco L.A. et al.* // Opt. Lett. 2017. V. 42. P. 2283.
34. *Cheng M.-T., Xu J., Agarwal G.S.* // Phys. Rev. A. 2017. V. 95. Art. no. 053807.
35. *Douglas J.S., Habibian H., Hung C.-L. et al.* // Nat. Photonics. 2015. V. 9. P. 326.
36. *Gonzalez-Tudela A., Hung C.-L., Chang D.E. et al.* // Nat. Photonics. 2015. V. 9. P. 320.
37. *Goban A., Hung C.-L., Hood J.D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. Art. no. 063601.
38. *Соколов И.М.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 317.
39. *Соколов И.М.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. С. 650.
40. *Skipetrov S.E., Sokolov I.M., Havey M.D.* // Phys. Rev. A. 2016. V. 94. Art. no. 013825.
41. *Соколов И.М., Курприянов Д.В., Хэви М.Д.* // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. С. 288.
42. *Stephen M.J.* // J. Chem. Phys. 1964. V. 40. P. 669.
43. *Баранцев К.А., Литвинов А.Н., Попов Е.Н.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. С. 1165.
44. *Баранцев К.А., Попов Е.Н., Литвинов А.Н.* // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. С. 869.
45. *Datsyuk V.M., Sokolov I.M., Kupriyanov D.V. et al.* // Phys. Rev. A. 2008. V. 77. Art. no. 033823.
46. *Reshetov V.A., Popov E.N., Yevseev I.V.* // Laser Phys. Lett. 2010. V. 7. P. 218.
47. *Reshetov V.A., Popov E.N.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2012. V. 45. Art. no. 175501.