

## Электромагнитно индуцированная прозрачность на зеемановских подуровнях в кристалле $\text{Nd}^{3+}:\text{LaF}_3$

Р. А. Ахмеджанов, А. А. Бондарцев, Л. А. Гушин, Н. А. Жарова<sup>1)</sup>, А. Г. Петросян<sup>+</sup>

Институт прикладной физики РАН, 603600 Нижний Новгород, Россия

<sup>+</sup>Институт физических исследований НАН Армении, 378410 Аштарак, Армения

Поступила в редакцию 6 февраля 2007 г.

Представлены результаты экспериментального наблюдения режима электромагнитно индуцированной прозрачности на переходе  $^4I_{9/2} - ^2G_{5/2}$  ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , допированных в  $\text{LaF}_3$ . Исследована зависимость глубины и ширины “окна” прозрачности от интенсивности управляющего поля.

PACS: 42.25.-b

Когерентное взаимодействие лазерных полей с резонансными переходами атомов и молекул значительно модифицирует оптические свойства среды благодаря квантовой интерференции между амплитудами переходов. Результатом интерференции может быть уменьшение или усиление поглощения среды на длине волны лазера, уменьшение групповой скорости светового импульса, увеличение эффективности нелинейных процессов и т.д. Базовым для всех приведенных изменений отклика среды на резонансное излучение является эффект электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) [1]. Электромагнитно индуцированная прозрачность проявляется в подавлении поглощения слабой пробной волны, резонансной одному из переходов многоуровневой (в простейшем случае трехуровневой) системы в присутствии сильного управляющего поля, резонансного смежному переходу. ЭИП тесно связана с явлением когерентного пленения населенности (КПН) [2]. С момента первого экспериментального наблюдения оба эффекта интенсивно изучаются в связи с многочисленными приложениями: безынверсное усиление и генерация [3], управление групповой скоростью оптического импульса [4], квантовая оптическая память и квантовые вычисления [5], эффективные нелинейные взаимодействия при низких интенсивностях полей [6], прецизионные измерения, спектроскопия и метрология, например оптическая магнитометрия на основе нелинейного эффекта Фарадея [7], диагностика плазмы [8], атомные часы [9].

Большинство экспериментальных работ по данной тематике были проведены в газовых средах (см. [1] и цитируемую там литературу), в том числе в плазме [10] – в системах с разрешенными рабочими

переходами и небольшим (доплеровским) их уширением, в силу чего для наблюдения эффекта требуются интенсивности  $\sim \text{мВт}/\text{см}^2$ . Стремительно растущее количество приложений требует, однако, расширения класса веществ, пригодных для наблюдения ЭИП и КПН. Надежды на продвижение от стадии физических демонстраций к стадии реальных высоких технологий связаны с переходом от газовых сред к конденсированным. К настоящему времени ЭИП и КПН были реализованы в полупроводниках на переходах между дискретными уровнями на квантовых ямах [11], центре азот-вакансия в алмазе [12], а также на переходах между уровнями примесных ионов переходных [13] и редкоземельных [14] металлов, допированных в оптически прозрачные диэлектрические кристаллы. В твердотельных средах основным препятствием для реализации ЭИП и КПН являются огромные уширения оптических переходов, приводящие к значительному повышению пороговой интенсивности управляющего поля. Эта проблема частично решается за счет снижения температуры. В диэлектрических кристаллах, допированных ионами редкоземельных металлов, характерная неоднородная ширина запрещенного перехода при температуре жидкого гелия составляет несколько гигагерц, что сравнимо с доплеровской шириной оптического перехода при комнатной температуре. При этом переходы между сверхтонкими уровнями основного состояния могут иметь ширины 1–10 кГц, что сравнимо и даже меньше, чем в газовых средах. Недостатком конденсированных сред являются малые силы осцилляторов ( $f \sim 10^{-8} - 10^{-6}$ ) для переходов между уровнями допированных частиц, в результате чего для наблюдения эффекта требуются интенсивности порядка  $\sim \text{кВт}/\text{см}^2$ . Существует также проблема ухода активных частиц на другие сверхтонкие уров-

<sup>1)</sup>e-mail: zhani@appl.sci-nnov.ru

ни, которую можно решать, используя дополнительное излучение, как это было сделано в работе [15]. Таким образом, допированные ионами редкоземельных металлов кристаллы уступают газовым средам только по интенсивности оптических переходов, обладая при этом рядом важных преимуществ, среди которых: высокая плотность активных частиц, отсутствие диффузии, компактность, удобство в обращении и т.д. В последнее время достигнуты значительные успехи по разработке новых оптических кристаллов, допированных ионами редкоземельных металлов и оптимизации уже известных параметров. Одними из наиболее перспективных считаются кристаллы, допированные ионами неодима. Обладая наибольшими значениями сил осцилляторов (например,  $f \sim 8 \cdot 10^{-6}$  на переходе  ${}^4I_{9/2} - {}^4F_{3/2}$  в  $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ ), они демонстрируют превосходные когерентные свойства при разумных значениях внешнего магнитного поля [16]. В настоящей работе представлены экспериментальные данные по реализации режима электромагнитно индуцированной прозрачности в кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{LaF}_3$ .

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Линейно поляризованное излучение не-

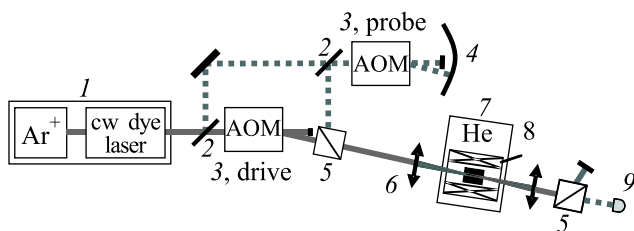


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – непрерывный одночастотный лазер на красителе с аргонной накачкой; 2 – полупрозрачное зеркало; 3 – акустооптический модулятор; 4 – сферическое зеркало; 5 – призма Глана; 6 – линза; 7 – гелиевый криостат; 8 – соленоид; 9 – фотодиод

прерывного одночастотного лазера (ширина спектра – 3–5 МГц) с аргонной накачкой расщеплялось на два пучка с помощью стеклянной пластины. Более сильный пучок использовался в качестве управляющего, более слабый – в качестве пробного. Акустооптический модулятор обеспечивал сдвиг частоты и поворот плоскости поляризации пробного пучка на  $90^\circ$  относительно управляющего. Оба пучка совмещались на призме Глана, фокусировались линзой и направлялись вдоль оси  $c$  кристалла. В центре кристалла диаметр фокального пятна был  $\sim 100$  мкм. Интенсивность управляющего поля менялась при помощи набора нейтральных фильтров. Кристалл разме-

ром  $5 \times 5 \times 10$  мм (содержание Nd 0.5 ат.%) помещался внутрь соленоида, при помощи которого создавалось переменное во времени (синусоидальное) магнитное поле, направленное вдоль оси  $c$  кристалла. Максимальное значение магнитного поля составляло  $\sim 135$  Гс. При дальнейшем увеличении тока в катушке гелий в шахте образца криостата начинал кипеть, что приводило к существенному рассеянию лазерных пучков. Возбуждался переход  ${}^4I_{9/2} - {}^4G_{5/2}$  (длина волны  $5777.1 \text{ \AA}$ ). Измерялась зависимость интенсивности прошедшего пробного поля от величины магнитного поля. Управляющий пучок отсекался при помощи поляризатора, расположенного перед детектором. Измерения проводились при температуре, близкой к температуре жидкого гелия. Сила осциллятора перехода определялась по коэффициенту поглощения в отсутствие магнитного поля при малых интенсивностях лазерного излучения. По самым оптимистическим оценкам, частота Раби в условиях нашего эксперимента не превышала 10 МГц (максимальное значение мощности управляющего пучка составляло 80 мВт).

Схема уровней  $\text{Nd}^{3+}$  представлена на рис.2а. Основное состояние –  ${}^4I_{9/2}$ . Ион неодима находится в

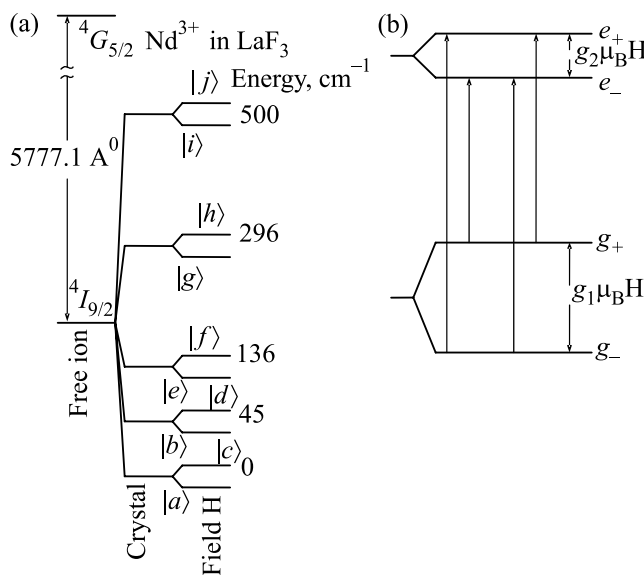


Рис.2. (а). Структура уровней иона  $\text{Nd}^{3+}$  в  $\text{LaF}_3$ ; (б) Оптические переходы между зеемановскими компонентами двух кramerсовых дублетов

кристаллической решетке, внутренние поля которой снимают вырождение, в результате чего появляется 5 кramerсовых дублетов (Kramers doublet). При гелиевых температурах заселен только нижний дублет. Во внешнем магнитном поле каждый дублет расщепляется на два зеемановских подуровня. Схема пере-

ходов между нижним и верхним крамерсовыми дублетами  $\text{Nd}^{3+}$  представлена на рис.2б. Исходя из схемы уровней, нетрудно представить, какие резонансы возможны в эксперименте при фиксированной разнице частот  $\Delta\omega$  между управляющим и пробным полями при наличии магнитного поля. Из-за перекачки населенностей под действием управляющего поля пробное поле должно испытывать увеличение поглощения, когда величина магнитного поля достигает значения, при котором расщепление зеемановских подуровней нижнего уровня  $g_1\mu_B H_1$  ( $g_1$  – множитель Ланде для нижнего уровня,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $H$  – магнитное поле) равно  $\hbar\Delta\omega$ . При дальнейшем росте магнитного поля расщепление зеемановских подуровней уже верхнего уровня  $g_2\mu_B H_2$  ( $g_2 < g_1$  [17]) становится равной  $\hbar\Delta\omega$ . В этом случае пробное поле должно испытывать подавление поглощения из-за эффекта выжигания “дырки” в спектральном распределении населенностей. Ситуация кардинальным образом меняется при учете интерференционных эффектов. Во-первых, должен возникать резонанс при нулевом магнитном поле, соответствующий когерентному пленению населенности на вырожденных подуровнях нижнего и верхнего рабочих уровней [18]. Во-вторых, при выполнении условия  $\hbar\Delta\omega = g_1\mu_B H_1$ , когда частотное расщепление зеемановских подуровней нижнего уровня равно частотной расстройке управляющего и пробного полей, должен возникнуть резонанс когерентного пленения населенности в  $\Lambda$ -схеме, образованной двумя нижними зеемановскими подуровнями и одним из верхних. Таким образом, в этом случае вместо увеличения поглощения пробного пучка должно наблюдаться подавление поглощения (режим электромагнитно индуцированной прозрачности).

На рис.3 представлена типичная зависимость прохождения пробного поля от величины приложенного магнитного поля при фиксированной частотной расстройке управляющего и пробного полей. Отчетливо видны особенности, соответствующие различным резонансам: подавление поглощения в нуле магнитного поля (оно присутствует и при выключении управляющего оптического поля, см. кривую 3), подавление поглощения при магнитных полях, равных  $H_2 = \pm\hbar\Delta\omega/g_2\mu_B$  (выжигание спектральной “дырки”), и подавление поглощения (вместо роста поглощения, который наблюдался бы в отсутствие интерференционных эффектов) при магнитных полях  $H_1 = \pm\hbar\Delta\omega/g_1\mu_B$  (электромагнитно индуцированная прозрачность). Отношение этих резонансных магнитных полей должно совпадать с отношением  $g$ -факторов нижнего и верхнего уровней:  $H_2/H_1 = g_1/g_2$ . В наших экспериментах это отношение

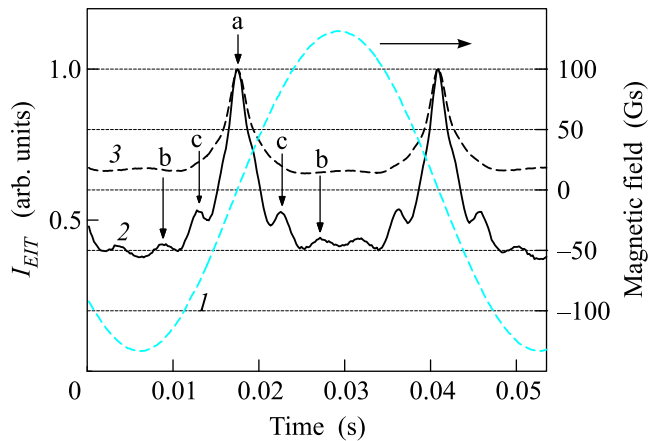


Рис.3. Типичная зависимость величины приложенного магнитного поля (кривая 1) и интенсивности прошедшего пробного поля (кривая 2) от времени при частотной отстройке управляющего и пробного полей, равной 180 МГц. Прошедший сигнал отнормирован на максимальное значение. Стрелками отмечены максимумы прохождения, соответствующие подавлению поглощения в нуле магнитного поля (а), подавлению поглощения при магнитных полях, равных  $H_2 = \pm\hbar\Delta\omega/g_2\mu_B$  (b), и подавлению поглощения при магнитных полях  $H_1 = \pm\hbar\Delta\omega/g_1\mu_B$  (c). Кривая 3 соответствует временной зависимости прошедшего пробного поля при выключении управляющего поля

равно  $2 \pm 0.3$ , что соответствует литературным данным [17, 19]. Все эти резонансные особенности исчезают при увеличении температуры образца, значительном уменьшении интенсивностей управляющего поля, увеличении частоты сканирования магнитного поля.

Необходимо отметить, что интерференционные резонансы возможны лишь в отсутствие жестких правил отбора при переходах между зеемановскими подуровнями нижнего и верхнего уровней.

В случае, если внешнее магнитное поле направлено вдоль оси  $c$  кристалла, отсутствие жестких правил отбора в  $\text{Nd}^{3+}:\text{LaF}_3$  продемонстрировано экспериментально [17]. Достаточно сильные локальные магнитные поля, создаваемые окружающими частицами кристаллической решетки [20], также обеспечивают ненулевую вероятность переходов между всеми верхними и нижними подуровнями. Поэтому не удивительно, что все три резонанса наблюдаются при любых поляризациях управляющего и пробного оптических полей.

На рис.4а представлены зависимости ширины  $\Delta\omega_{EIT}$  и глубины  $\Delta I_{EIT}/I_{EIT}$  резонанса электромагнитно индуцированной прозрачности (при ненулевом значении магнитного поля) от интенсивности управ-

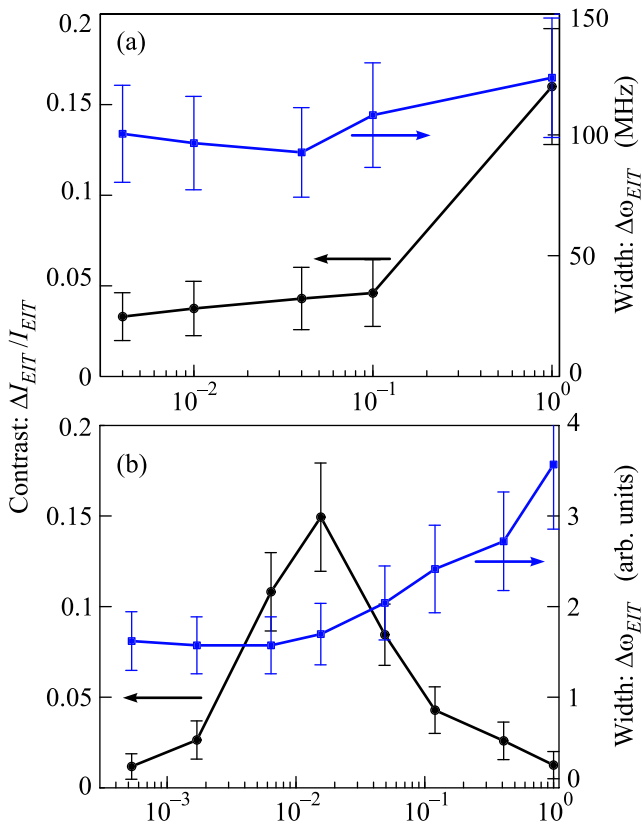


Рис.4. Зависимости ширины  $\Delta\omega_{EIT}$  и глубины  $\Delta I_{EIT}/I_{EIT}$  резонанса электромагнитно индуцированной прозрачности при (а): ненулевом и (б): нулевом значениях магнитного поля от интенсивности управляющего поля  $I/I_{max}$

ляющего поля  $I$ . Глубина резонанса определялась как отношение разности интенсивности пробного пучка в условиях двухфотонного резонанса и вне его к интенсивности пробного пучка вне двухфотонного резонанса. Ширина резонанса определялась как ширина пика ЭИП на полувысоте. В условиях нашего эксперимента ширина резонанса не зависит от интенсивности управляющего поля, в то время как глубина монотонно растет. Такое поведение легко объяснимо. Известно [21], что зависимость ширины и глубины резонанса электромагнитно индуцированной прозрачности от интенсивности управляющего поля существенным образом определяется соотношением между частотой Раби управляющего поля  $\Omega = 2\pi dE/h$  ( $d$  – дипольный момент перехода,  $E$  – электрическое поле управляющего пучка) и неоднородной шириной низкочастотного перехода в  $\Lambda$ -схеме (в нашем случае перехода между зеемановскими подуровнями)  $\Delta$ . При  $\Omega \gg \Delta$   $\Delta I_{EIT} = \text{const}$ ,  $\Delta\omega_{EIT} \sim \Omega$ , при выполнении обратного соотношения  $\Delta I_{EIT} \sim I^{1/2}$ ,  $\Delta\omega_{EIT} = \Delta$ . Несколько иная зависимость глубины резонанса от

интенсивности входящего поля имеет место при нулевом магнитном поле (рис.4б). Сначала с ростом интенсивности глубина резонанса растет, а затем начинает падать. Результаты численного моделирования такой зависимости для параметров эксперимента дают, однако, монотонный рост величины контраста коэффициента прохождения  $\Delta I_{EIT}/I_{EIT}$  с ростом интенсивности лазерного излучения. Таким образом, появление падающего участка на кривой  $\Delta I_{EIT}/I_{EIT}$  является нетривиальным и требует дополнительного исследования.

Ширины двухфотонных резонансов составляют несколько десятков мегагерц. Механизм столь сильного уширения не до конца ясен. Одной из причин может быть отмеченное выше существование локальных магнитных полей, создаваемых окружающими частицами. Другой возможной причиной является нагрев образца из-за поглощения лазерного излучения или из-за теплового рассеяния на активном сопротивлении катушки, создающей магнитное поле. Известно, что с увеличением температуры резко уменьшается время спиновой релаксации: неупругое рассеяние фонона [22] дает вклад, пропорциональный  $T^9$ , орбаховское рассеяние [23] с участием дополнительного электронного уровня обеспечивает температурную зависимость  $\sim \exp(-\Delta E/kT)$  ( $\Delta E$  определяется положением уровня). Другими механизмами уширения могут быть: присутствие примесей [24], спектральная диффузия, обусловленная переворотами спинов (flip-flop процессами) в двухуровневых системах. Последние два механизма, однако, обычно существенны при температурах ниже 4.2 К.

В работе представлены результаты экспериментального наблюдения режима электромагнитной индуцированной прозрачности на переходе  $^4I_{9/2} - ^4G_{5/2}$  ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , допированных в  $\text{LaF}_3$ . Механизмами, обеспечивающими возможность наблюдения интерференционных эффектов, могут быть наличие локальных (случайным образом ориентированных) магнитных полей, а также нарушение правил отбора в присутствии внешнего (определенным образом направленного) магнитного поля. Исследована зависимость глубины и ширины “окна” прозрачности от интенсивности управляющего поля. Показано, что зависимость глубины резонанса при нулевом магнитном поле от интенсивности лазера (в отличие от резонанса при отличном от нуля магнитном поле) носит немонотонный характер.

Авторы благодарны А.Г. Литваку, В.А. Миронову, М.Д. Токману и И.В. Зеленскому за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 06-02-16632, #07-02-00427), МНТЦ (грант # А-1095), CRDF (грант # RUP2 2844-NN-06).

1. S. E. Harris. *Phys. Today* **50**, 36 (1997); M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
2. E. Arimondo, *Prog. Opt.* **35**, 259 (1996).
3. O. Kocharovskaya and Ya. I. Khanin. *JETP Lett.* **48**, 630 (1988).
4. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, *Nature* **397**, 594 (1994).
5. D. F. Phillips, M. Fleischhauer, A. Mair et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 783 (2001); C. Liu, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, *Nature* **409**, 490 (2001); M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 475 (2003).
6. S. E. Harris and L. V. Hau, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4611 (1999); S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 183601 (2004).
7. I. Novikova, A. B. Matsko, and G. R. Welch, *Opt. Lett.* **26**, 1016 (2001); D. Budker, W. Gawlik, S. M. Rochester et al., *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1153 (2002); P. M. Anisimov, R. A. Akhmedzhanov, I. V. Zelensky, and E. A. Kuznetsova, *JETP* **97**, 868 (2003).
8. R. A. Akhmedzhanov, I. V. Zelensky, R. L. Kolesov, and E. A. Kuznetsova, *Phys. Rev. E* **69**, 036409 (2004).
9. S. Knappe, V. Shah, P. D. D. Schwindt et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1460 (2004).
10. P. A. Anisimov, R. A. Akhmedzhanov, I. V. Zelensky et al., *JETP* **96**, 801 (2003).
11. H. Schmidt, K. L. Kampman, A. C. Gossard, and A. Imamoglu, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3455 (1997); G. B. Serapiglia, E. Paspalakis, C. Sirtori et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1019 (2000?).
12. C. Wei and N. B. Manson, *Phys. Rev. A* **60**, 2540 (1999); P. R. Hemmer, A. Turukhin, and S. M. Shahriar, *J. Musser. Opt. Lett.* **26**, 361 (2001).
13. Y. Zhao, C. Wu, B.-S. Ham, and M. K. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 641 (1997).
14. B.-S. Ham, S. M. Shahriar, and P. R. Hemmer, *Opt. Lett.* **22**, 1138 (1997); K. Yamamoto, K. Ichimura, and N. Gemma, *Phys. Rev. A* **58**, 2460 (1998); R. Akhmedzhanov, L. Guschin, E. Kuznetsova et al., *J. Modern Optics* **53**, 2449 (2006).
15. B.-S. Ham, S. M. Shahriar, and P. R. Hemmer, *Opt. Commun.* **144**, 227 (1997).
16. Y. Sun, C. V. Thiel, R. L. Cone et al., *J. Luminescence* **98**, 281 (2002).
17. R. M. Macfarlane and J. C. Vial, *Phys. Rev. B* **36**, 3511 (1987).
18. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, М.: Наука, 1991.
19. R. M. Shelby, C. S. Yannoni, and R. M. Macfarlane, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1739 (1978).
20. R. M. Macfarlane, R. S. Meltzer, and B. Z. Malkin, *Phys. Rev. B* **38**, 5692 (1988).
21. E. Kuznetsova, O. Kocharovskaya, P. Hemmer, and M. Scully, *Phys. Rev. A* **66**, 063802 (2002); S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1033 (1989).
22. M. B. Schulz and C. D. Jeffries, *Phys. Rev.* **149**, 270 (1966).
23. R. Orbach, *Proc. Roy. Soc. (London) A* **264**, 456 (1961).
24. E. S. Sabisky and C. H. Anderson, *Phys. Rev. B* **1**, 2028 (1970).