

Резонанс наведенного поглощения на открытом переходе

 $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ D_1 линии атомов ^{87}Rb А. С. Зибров^{1)*}, А. Б. Мацко[□]⁺Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия^{*}Physics Department, Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138, USA[□]Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, California, 91109-8099, USA

Поступила в редакцию 1 августа 2005 г.

Наблюдался резонанс наведенного поглощения на открытом переходе ($F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$) D_1 линии ^{87}Rb . Отмечается влияние движения атомов на формирование резонанса. Численные расчеты дают хорошее согласие с экспериментом.

PACS: 42.50.Gy, 42.65.-k

Узкие атомные резонансы всегда играли важную роль в спектроскопии, особенно в метрологии. Недавно был обнаружен новый тип резонансов в вырожденной двухуровневой системе, который был назван резонансом наведенного поглощения [1]. В работах Раутиана [2] было отмечено, что спонтанный перенос когерентности играет важную и универсальную роль в формировании спектров. Если между переходами с приблизительно равными частотами $\nu_{(m_1-n_1)}$ и $\nu_{(m-n)}$, где m_i и n_i – верхний и нижний уровни, существует связь через спонтанную релаксацию, то она переносит когерентность между состояниями $|m_i\rangle$ в состоянии $|n_i\rangle$. По мнению Раутиана значение этого процесса сравнимо со значениями процессов спонтанного и стимулированного излучений, введенными Эйнштейном. В спектроскопии когерентно приготовленной среды процесс спонтанного переноса когерентности ярко проявился при наблюдении резонанса наведенного поглощения. Его название возникло по аналогии с резонансом наведенной прозрачности. В случае с резонансом наведенного поглощения вследствие конструктивной интерференции между квантовыми состояниями системы поглощение увеличивается. Перенос когерентности между зеемановскими подуровнями осуществляется благодаря спонтанному процессу [3, 4]. Недавно было предсказано, что спонтанный перенос когерентности может быть эффективно использован в диапазоне γ излучения для контроля мессбауэрских спектров [5]. Вследствие того, что эффект спонтанного переноса когерентности одинаков как в микроволновом и оптическом диапазонах, так и в γ -оптике, его изучение представляется

важным. Следуя этой мотивации, в настоящей статье представлены результаты исследования резонанса наведенного поглощения в рубидиевом паре.

Резонанс наведенного поглощения первоначально наблюдался на закрытом переходе D_2 линии Rb при поглощении двух сфазированных, однонаправленных световых волн [1]. Было отмечено, что резонанс наведенного поглощения наблюдается при вырождении возбужденного состояния, превышающего вырождение основного состояния $0 < F_g \leq F_e = F_g + 1$ [6]. Поведение этого эффекта при разных интенсивностях управляющего поля, магнитного момента и поляризации было представлено теоретически в [7].

В эксперименте, использующем ханле-конфигурацию (лазерный свет распространяется по направлению магнитного поля), также наблюдались сигналы, связанные с резонансом наведенного поглощения [8]. В этом эксперименте рубидиевый атомный пар возбуждался единственной линейно поляризованной волной. В случае вырождения нижнего уровня основного состояния, были обнаружены “яркие” резонансы во флуоресценции с сопутствующим увеличением поглощения. Теоретический анализ результатов этого эксперимента был представлен в [9]. В более поздней работе было показано, что увеличения поглощения в ханле-конфигурации можно ожидать и в случае, когда лазерный луч перпендикулярен направлению магнитного поля [10].

Как уже отмечалось, наблюдение резонанса наведенного поглощения регистрировалось на закрытом переходе вырожденного основного состояния. Слабый резонанс наведенного поглощения также наблюдался и в открытом переходе $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2.3^{85}\text{Rb}$ [8]. Однако на другом открытом переходе,

¹⁾e-mail: azibrov@cfa.harvard.edu

$F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ D_1 линии ^{87}Rb эффект не был зарегистрирован [11, 12]. Было высказано предположение, что виной этому является оптическая накачка и малая вырожденность атомных состояний.

В этой работе представлены результаты экспериментального исследования резонанса наведенной прозрачности на переходе $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ D_1 линии ^{87}Rb . Исследования проводились двумя способами – в двухлучевой схеме [1] и в конфигурации Ханле [8]. Наблюдаемый эффект оказался слабым (0.2% от полного поглощения вследствие обеднения населенности из-за оптической накачки). Оптическая накачка не полностью разрушает спонтанный перенос когерентности, который ответственен за образование резонанса наведенного поглощения, так как атомы взаимодействуют со светом конечное время. Таким образом, этот эксперимент подтверждает точку зрения, что резонанс наведенного поглощения имеет место для всех переходов $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$ и вовсе не важно, является переход закрытым или открытым. Численный расчет подтверждает выводы, сделанные на основе этого эксперимента.

Опишем оба эксперимента. Первый эксперимент такой же, как и в работе [11]. Схема установки показана на рис.1а. Лазер с внешним резонатором настраивался на D_1 или D_2 линии ^{87}Rb (см. рис.1с,d). Лазерный пучок проходил через пластину $\lambda/2$ и ячейку, содержащую изотопически чистый ^{87}Rb . Длина ячейки составляла 3,0 см. Плотность паров контролировалась температурой ячейки. Пропускание детектировалось фотодиодом d . Ячейка размещалась в магнитном трехслойном экране. Продольное магнитное поле создавалось с помощью соленоида, помещенного внутри экрана. Статическое магнитное поле приводило к появлению зеемановских подуровней. Величина расщепления равнялась расщеплению между соседними зеемановскими подуровнями $\mu_b B/\hbar$, где μ_b – магнетон Бора. В случае ^{87}Rb расщепление равно $B \times 0.7$ МГц/Гаус.

Во втором эксперименте использовались два лазера с внешними резонаторами. Частота лазера, создающего когерентность, была неизменной, тогда как частота пробного лазера сканировалась. Излучение сильного лазера, прошедшего через пластину $\lambda/4$, становилось циркулярно поляризованным σ^+ , тогда как поляризация пробного лазера закручивалась в противоположном направлении σ^- . После ячейки лучи разделялись с помощью пластины $\lambda/4$ и поляризационного кубика (PBS) и детектировались фотодетекторами d_1 и d_2 .

Зависимость пропускания света от величины магнитного поля для четырех разных частот в экспери-

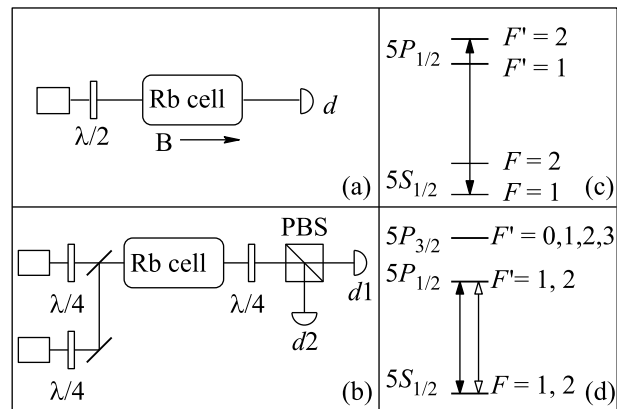


Рис.1. Установки и схема уровней для наблюдения резонанса наведенного поглощения. (а) Экспериментальная установка для наблюдения резонанса наведенного поглощения в конфигурации Ханле. Пропускание линейно поляризованного когерентного света детектируется как функция магнитного поля B . (б) Установка для наблюдения резонанса наведенного поглощения, в которой используются управляющий лазер, создающий атомную когерентность, и пробный лазер. Пропускание слабого циркулярно поляризованного пробного поля измеряется как функция частоты. Частота управляющего лазера фиксирована. Вращение поляризации управляющего поля противоположна вращению поляризации пробного поля. (с) Схема уровней D_1 линии ^{87}Rb , (d) Схема уровней D_1 и D_2 линий ^{87}Rb

менте Ханле показана на рис.2. Температура ячейки составляла 50°C . Мощность света равнялась 0.1 мВт, диаметр пучка равнялся 1.5 мм. Пропускание увеличивалось вблизи области, где магнитное поле было нулевым для всех переходов, за исключением перехода $F = 1 \rightarrow F' = 2$. Резонанс поглощения субэссенциальной ширины оптического перехода почти не виден на кривой. Что, собственно и наблюдалось в работе [11].

После увеличения чувствительности нам удалось зарегистрировать это увеличение поглощения (см рис.3). Резонанс наведенного поглощения уширяется с ростом интенсивности света и при интенсивностях более 20 мВт/см 2 исчезает. Полное увеличение пропускания является следствием депопуляции уровней из-за оптической накачки.

Увеличение поглощения наблюдалось также и на переходе $5S_{1/2}$, $F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$, $F' = 0, 1, 2$ D_2 линии рубидия. К сожалению, доплеровское уширение не позволяет разрешать все переходы, взаимодействующие со светом на этом переходе. Мы измеряли пропускание для трех различных настроек частоты лазера (см. рис.4). Увеличение поглощения легко заметно при настройке на высокочастотную часть доплеровского контура. Следует подчеркнуть, что на

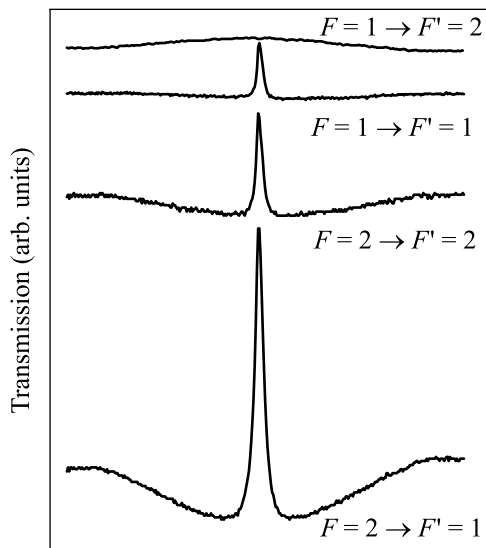


Рис.2. Типичная зависимость пропускания лазерного излучения от величины продольного поля (см. установку на рис.1а). Частота лазера настроена на D_1 линию ^{87}Rb . Наблюдается увеличение пропускания при нулевом магнитном поле для всех переходов, за исключением перехода $F = 1 \rightarrow F' = 2$ (см. рис.1с). Относительные амплитуды резонансов не изменены. Резонанс наведенного поглощения на переходе $F = 1 \rightarrow F' = 2$ очень мал и составляет 0.2% от полного поглощения (60%). Вид резонанса показан на отдельном рис.3

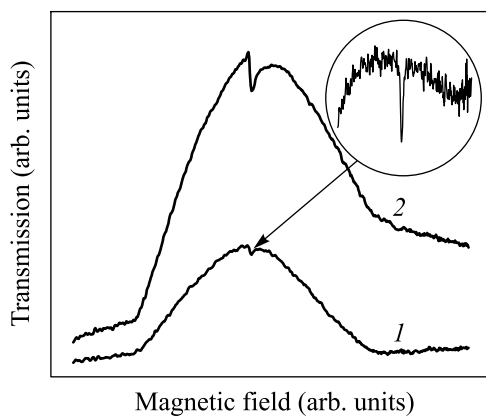


Рис.3. Пропускание лазерного излучения в зависимости от величины магнитного поля B в эксперименте, представленном на рис.1а. Лазер настроен на частоту открытого перехода $F = 1 \rightarrow F' = 2$ (D_1 линии). Поглощение увеличивается при нулевом магнитном поле. Кривая 1 соответствует интенсивности лазерного поля $I = 1.5 \text{ мВт/см}^2$, для кривой 2 интенсивность равна $I = 3 \text{ мВт/см}^2$. Уменьшение поглощения на кривой 1 составляет около 3% от полного 60%-ного поглощения. На вставке показаны детали резонанса наведенного поглощения

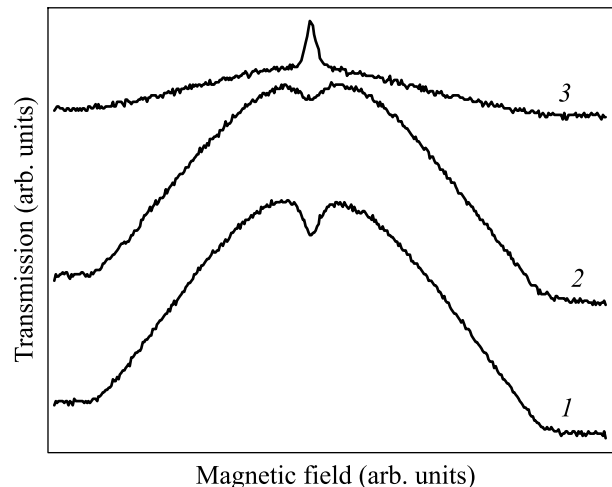


Рис.4. Пропускание лазерного излучения в зависимости от величины магнитного поля B в эксперименте, представленном на рис.1а (ханле-конфигурация). Лазер настроен вблизи перехода $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 0, 1, 2$ D_2 линии рубидия. 1 – частота лазера смещена в синюю сторону на +250 МГц по отношению к частоте центра доплеровского контура; 2 – частота лазера настроена на центр доплеровского контура; 3 лазер отстроен в красную сторону на –250 МГц. Уменьшение поглощения в центре кривой 1 составляет почти 2% при полном поглощении $\sim 60\%$

этих частотах взаимодействие больше с переходом $F = 1 \rightarrow F' = 2$, тогда как в низкочастотной области оно сильнее с переходом $F = 1 \rightarrow F' = 0$.

Мы провели исследования резонанса наведенного поглощения в “стандартной схеме” экспериментов с наведенным поглощением, использующей два лазера. Пропускание излучения пробного лазера от частоты показана на рис.5. Частота лазера, создающего когерентность, была настроена на центр доплеровского контура перехода $F = 1 \rightarrow F' = 2$. Мощность этого лазера равнялась 3 мВт, тогда как мощность пробного лазера была 0.1 мВт. Диаметры пучков обоих лазеров были равны 1.5 мм. Резонанс наведенного поглощения находился на вершине колокообразного резонанса прозрачности, связанной с оптической накачкой.

Для объяснения экспериментальных результатов были проведены численные вычисления на основе уравнений Максвелла-Блоха, описывающих распространение электромагнитного поля в ячейке, с учетом всех зеемановские подуровней D_1 линии ^{87}Rb .

Изучалось взаимодействие с линейно поляризованным светом, настроенным на частоту перехода $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ D_1 линии. В модели свет распространяется в направлении, совпадающем с направлением внешнего магнитного поля. Модель также учи-

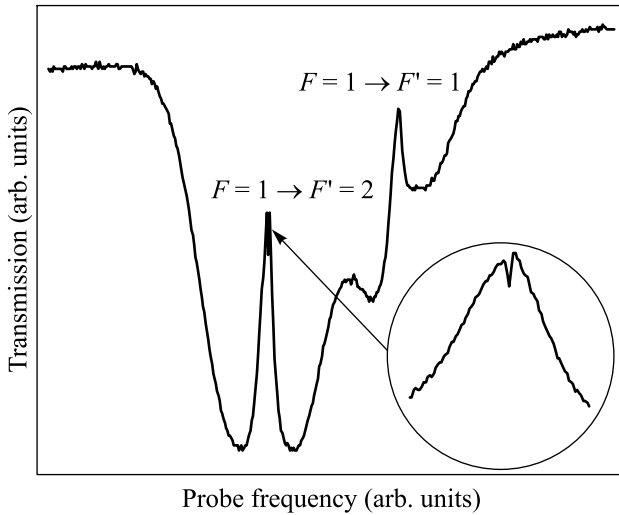


Рис.5. Пропускание I_{out}/I_{in} пробного луча в эксперименте, установка которого показана на рис.1b. Частота лазера, возбуждающего когерентность, настроена на открытый переход $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{1/2}, F' = 2$ (рис.1d). На вставке увеличенная часть вершины резонанса

тывала то, что атомы постоянно обновляются в зоне взаимодействия со светом за счет притока из других областей ячейки. Скорость этого процесса γ_0 определяется временем пролета атомов через лазерный пучок. Уравнения Блоха такие же как и в [9].

В расчетах принималось $\gamma_0 = 0,0004\gamma$, где γ – естественный распад возбужденного состояния, частота Раби принималась равной $\Omega = 0.04\gamma$, что соответствует интенсивности поля $I_{in} = 0.025$ мВт/см². Нормированная зависимость пропускания падающего излучения от величины магнитного поля показана на рис.6. Вблизи точки с нулевым магнитным по-

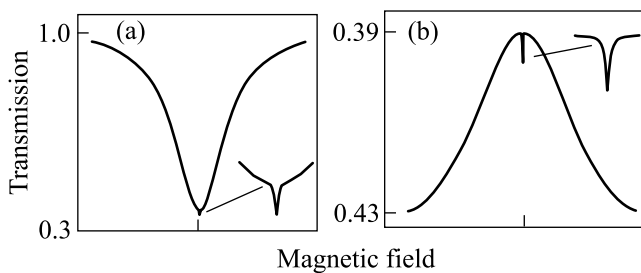


Рис.6. Пропускание I_{out}/I_{in} на открытом переходе $F = 1 \rightarrow F' = 2$ в зависимости от величины магнитного поля, полученное в результате численного расчета для однородно уширенного (a) и для доплеровски уширенного (b) рубидиевого пара. Расчет выполнен для ситуации, представленной на рис.1a

лем виден резонанс наведенного поглощения. Следует отметить, что в теоретической работе [9] резонанс

наведенного поглощения на этом переходе не наблюдается.

С ростом интенсивности лазерного поля контраст резонанса наведенного поглощения снижался. Более того, экспериментально мы обнаружили, что резонанс наведенного поглощения полностью исчезает при интенсивностях в несколько мВт/см². Чтобы разобраться в этом, мы провели численное интегрирование по доплеровскому контуру. В расчетах принимались $\gamma_0 = 0.003\gamma$, $\Omega = 0.34\gamma$, что соответствует интенсивности $I_{in} = 1.5$ мВт/см². Ширина скоростного распределения бралась равной 100γ . Результат численного расчета показан на рис.6 (правая кривая), из которого видно, что характер расчетной кривой совпадает с экспериментально наблюдающейся зависимостью на рис.3, кривая 1.

Очевидно, что причиной полученных различий, показанных на рис.6a и b, является движение атомов. Для этого мы вычислили населенность возбужденного состояния $F_e = 2$ для однородно уширенного перехода при разных отстройках частоты лазерного поля Δ (иными словами, для групп атомов с разными скоростями) В расчетах использовались те же частоты Раби и скорость распада когерентности, что и в расчетах, представленных на рис.6b, и в эксперименте (см. рис.3). Из рис.7 видно, что при нулевой отстрой-

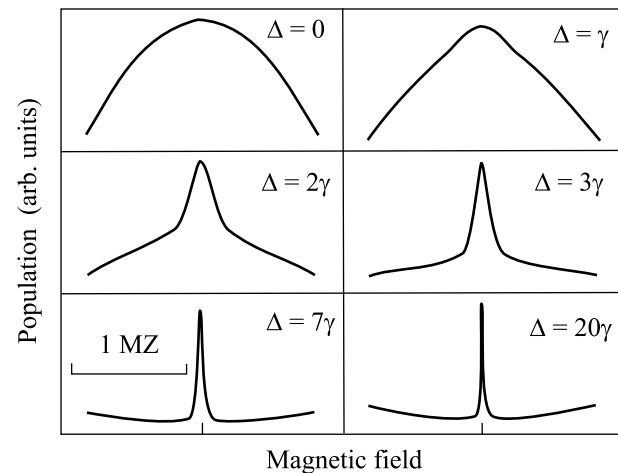


Рис.7. Населенность возбужденного состояния для различных отстроек Δ для однородно уширенного открытого перехода $F = 1 \rightarrow F' = 2$ в зависимости от величины магнитного поля. Увеличение отстройки Δ приводит к уменьшению населенности. Максимальная населенность при $B = 0$ и $\Delta = 0$ равна 0.002. Максимум населенности для других отстроек равен 0.98 для $\Delta = \gamma$; 0.95 для $\Delta = 2\gamma$; 0.89 для $\Delta = 3\gamma$; 0.59 для $\Delta = 7\gamma$; 0.15 для $\Delta = 20\gamma$. Интенсивность лазерного поля и взаимодействие поле-атом те же самые, что и на рис.6b. Никакой существенной ширины резонанса не наблюдается у атомов с нулевой скоростью

ке резонанс наведенного поглощения не наблюдается на однородно уширенном переходе, и только атомы с ненулевой скоростью дают вклад в образование резонанса. Такое поведение обусловлено тем, что на неоднородно уширенном переходе атомы с меньшими скоростями быстрее “выводятся” из процесса формирования резонанса наведенного поглощения. Под действием оптической накачки атомы эффективно распадаются на другой уровень основного состояния и это приводит к малому влиянию спонтанного переноса когерентности, определяющего образование резонанса наведенного поглощения.

Спонтанный перенос когерентности существенен для перехода $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$ потому, что населенность магнитных подуровней возбужденного состояния превышает населенность подуровней состояний $F_g \rightarrow F_e = F_g$ или $F_g \rightarrow F_e = F_g - 1$ при одинаковых условиях. Атомы, находящиеся в этих состояниях, захватываются в темные состояния благодаря когерентному пленению населенностей [13], тогда как для $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$ этого нет.

Также легко объяснить, почему величина поглощения на резонансе наведенного поглощения у открытого перехода мала в нашем эксперименте. У открытого перехода атомы эффективно распадаются на другой уровень основного состояния и это приводит к малому влиянию спонтанного переноса когерентности, определяющего образование резонанса наведенного поглощения.

Таким образом, в эксперименте наблюдался эффект когерентно-наведенного поглощения на открытом переходе рубидия $F_g = 1 \rightarrow F_e' = 2 D_1$ -линии. Наблюдения показывают, что даже при наличии сильной оптической накачки на переходе все же наблюдается резонанс наведенного поглощения. Тем самым ранее сделанное утверждение в [1] о необходимости закрытого перехода для наблюдения резонанса наведенного поглощения должно быть исправлено. Настоящее исследование также показывает, что в доплеровски уширенной среде интервал интенсивностей для наблюдения резонанса наведенного поглощения больше, чем в однородно уширенной среде.

В заключение хотелось бы попытаться объяснить, почему в предыдущих теоретических и экспериментальных работах, цитируемых нами, резонанс наведенного поглощения на изучаемом открытом переходе не наблюдался. В стационарном состоянии населенность открытого перехода равна нулю. В реальном эксперименте постоянно в зону взаимодействия атомов со светом прибывают свежие атомы из других частей ячейки. Этот процесс позволяет поддерживать населенность состояния на ненулевом уров-

не. Чем меньше время взаимодействия, тем больше атомов находится в возбужденном состоянии. Однако очень короткое время взаимодействия приводит к деградации когерентности. Необходимо искать оптимум.

Время взаимодействия определяется радиусом лазерного пучка. Увеличение радиуса приведет к увеличению времени взаимодействия. В нашем эксперименте мы подбирали радиус пучка в соответствии с доступными интенсивностями. Мы считаем, что именно оптимизация и определила успех наблюдения резонанса наведенного поглощения в настоящем эксперименте.

В заключение автор выражает благодарность В.Л.Величанскому и В.П.Яковлеву за интерес к работе и полезные дискуссии.

1. A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, Phys. Rev. A **57**, 2996 (1998).
2. S. G. Rautian, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **108**, 1186 (1995) [JETP **81**, 651 (1995)]; S. G. Rautian, ibid., **115**, 12 (1999) [JETP **88**, 6 (1999)].
3. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, JETP Lett. **69**, 819 (1999); A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, Phys. Rev. A **60**, 011802 (2000).
4. Среди других механизмов образования резонанса наведенного поглощения С. Goren et al., рассматривают перенос населенности между зеемановскими подуровнями (Phys. Rev. A **70**, 043814 (2004)).
5. R. Coussement, Y. Rostovtsev, J. Odeurs et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 107601 (2002).
6. A. Lezama, S. Barreiro, and A. M. Akulshin, Phys. Rev. A **59**, 4732 (1999).
7. A. Lipsich, S. Barreiro, A. M. Akulshin, and A. Lezama, Phys. Rev. A **61**, 053803 (2000); A. Lipsich, S. Barreiro, P. Valente, and A. Lezama, Opt. Commun. **190**, 185 (2001).
8. Y. Dancheva, G. Alzetta, S. Cartaleva et al., Opt. Commun. **178**, 103 (2000).
9. F. Renzoni, C. Zimmermann, P. Verkerk, and E. Arimondo, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **3**, S7 (2001).
10. F. Renzoni, S. Cartaleva, G. Alzetta, and E. Arimondo, Phys. Rev. A **63**, 065401 (2001).
11. F. Renzoni, W. Maichen, L. Windholz, and E. Arimondo, Phys. Rev. A **55**, 3710 (1997).
12. G. Alzetta, S. Cartaleva, Y. Dancheva et al., J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **3**, 181 (2001).
13. E. Arimondo, *Fundamentals of quantum Optics, III*, Springer Lecture Notes in Physics **420**, 170 (1994); *Progress in Optics* **35**, Ed. E. Wolf, Elsevier, Amsterdam, 1996, p. 257.