

Квантовая память и квантовые вычисления в режиме оптического субизлучения

А.А.Калачёв, В.В.Самарцев

Анализируются возможности создания субизлучательных состояний в протяженной системе атомов и манипулирование этими состояниями посредством когерентных 2π -импульсов. Показано, что перевод атомной системы в коллективные субизлучательные состояния позволяет избежать сверхизлучательного уширения резонансной линии в системах квантовой оптической памяти. Предложена схема двухкубитного вентиля контролируемого обращения фазы, которую можно использовать в работе оптических квантовых компьютеров.

Ключевые слова: сверхизлучение, субизлучение, квантовый компьютер, квантовый вентиль, квантовая память.

1. Введение

В настоящее время ведутся интенсивные разработки в области создания оптических квантовых компьютеров, в которых кубиты реализуются с помощью однофотонных двухмодовых состояний электромагнитного поля. Фотоны являются идеальными носителями квантовой информации, поскольку их легко пересылать на большие расстояния и они в наименьшей степени испытывают потерю когерентности. Кроме того, однофотонными квантовыми состояниями легко манипулировать, используя лишь линейные оптические элементы. Главный недостаток оптического подхода – сложность реализации двухкубитных вентилях, составляющих основу любого квантового вычисления. Естественным решением является использование взаимодействия фотонов в нелинейных средах. Однако традиционные нелинейные оптические эффекты, такие как генерация второй гармоники, имеют слишком малую эффективность, чтобы на их основе создать условную квантовую динамику фотонов [1–5]. В работе [6] было показано, что квантовые вычисления можно проводить, используя лишь линейные оптические элементы, вспомогательные фотоны и однофотонные детекторы. Идея линейных оптических квантовых компьютеров вызвала большой интерес как в теоретическом, так и экспериментальном плане [7–11]. Однако следует отметить, что в рамках линейной оптики получаются лишь недетерминированные двухкубитные вентили, вероятность сбоя которых уменьшается за счет увеличения числа вспомогательных фотонов (см., напр., [12]).

Одним из возможных путей повышения эффективности оптических квантовых вычислений является использование устройств квантовой памяти, способных записывать и воспроизводить квантовые состояния электромагнитного поля. В качестве носителей квантовой ин-

формации предполагается, в частности, применять оптически плотные примесные кристаллы, а запись и считывание проводить на основе явления электромагнитно-индуцированной прозрачности [13–15] или явления фотонного эха [16–19]. В этом случае условную квантовую динамику двух фотонов можно реализовать на стадии хранения информации об их квантовом состоянии в ансамбле примесных центров [14]. В настоящей работе анализируется возможность реализации оптических квантовых вычислений с помощью субизлучательных состояний квантового оптического запоминающего устройства.

2. Сверхизлучательные и субизлучательные состояния системы двухуровневых атомов

В своей основополагающей работе [20] Р.Дике рассмотрел два режима коллективного спонтанного излучения фотонов: сверхизлучение и субизлучение, которые соответственно являются результатом конструктивной и деструктивной интерференции атомных состояний. В первом случае система инвертированных атомов спонтанно переходит в основное состояние за время, обратно пропорциональное числу атомов, а во втором скорость коллективного спонтанного излучения, наоборот, уменьшается (по сравнению со скоростью спонтанного излучения одиночных атомов). В идеальном случае сосредоточенной системы, занимающей область с характерным размером, меньшим длины волны излучения, скорость коллективного спонтанного испускания фотонов равна нулю, если атомы находятся в антисимметричном коллективном состоянии. Если система атомов является протяженной, подавления скорости коллективного спонтанного излучения можно достичь лишь в отношении отдельных мод излучения среды. В частности, в образцах, имеющих вытянутую форму, которая характеризуется числом Френеля $N_F \sim 1$, можно наблюдать одномодовое субизлучение. Детальный анализ процесса субизлучения был сделан в работах [21–25].

Рассмотрим систему из N одинаковых двухуровневых атомов, взаимодействующих с одномодовым электромагнитным полем. Обозначим через $|0\rangle_j$ и $|1\rangle_j$ основное и

А.А.Калачёв, В.В.Самарцев. Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Россия, 420029 Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7;
e-mail: kalachev@kfti.knc.ru, samartsev@kfti.knc.ru

возбужденные состояния j -го атома. Здесь, как обычно в одномодовой модели, предполагается, что атомные состояния определены с учетом запаздывания, т. е. содержат фазовый множитель $\exp(ikr_j)$, где k – волновой вектор моды, а r_j – радиус-вектор j -го атома [26]. При поглощении фотонов атомная система из исходного состояния $|0_N\rangle = |0, \dots, 0\rangle$ последовательно переходит в симметричные сверхизлучательные состояния Дике

$$|1_N\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_i |0, \dots, 1_i, \dots, 0\rangle, \tag{1}$$

$$|2_N\rangle = \left[\frac{2}{N(N-1)} \right]^{1/2} \sum_{j>i} |0, \dots, 1_i, \dots, 1_j, \dots, 0\rangle \text{ и т. д.,} \tag{2}$$

причем скорость коллективного спонтанного испускания или поглощения фотонов увеличивается по мере возбуждения среды. Так, если $1/T_1$ – скорость спонтанного перехода одиночного атома, то спонтанное испускание одного фотона из состояния $|1_N\rangle$ происходит со скоростью N/T_1 , из состояния $|2_N\rangle$ – со скоростью $2(N-1)/T_1$ и т. д.

Теперь будем считать, что атомы имеют еще один вспомогательный уровень $|2\rangle$, относительно которого достаточно предположить, что частота перехода ω_{12} не равна ω_{01} , а спектральная ширина перехода $\Delta\omega_{12}$ намного больше спектральной ширины $\Delta\omega_{01}$ (рис.1). Тогда воздействием короткого когерентного 2π -импульса на частоте ω_{12} можно практически мгновенно изменить фазу состояния $|1\rangle$, в результате чего фаза коллективного состояния $|1_N\rangle$ изменится на противоположную, а фаза состояния $|2_N\rangle$ останется без изменений.

Разобьем весь образец на две равные части, по $N/2$ атомов в каждой, и обозначим их А и В. При этом сверхизлучательные состояния (1), (2) удобно записать следующим образом:

$$|1_{A+B}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1_A, 0_B\rangle + |0_A, 1_B\rangle), \tag{3}$$

$$|2_{A+B}\rangle = \frac{1}{2(N-1)^{1/2}} \{ (N-2)^{1/2} [|2_A, 0_B\rangle + |0_A, 2_B\rangle] + \sqrt{2N} |1_A, 1_B\rangle \}. \tag{4}$$

При воздействии когерентного 2π -импульса на атомы одной из частей, например В, атомная система перейдет из состояний (3), (4) в антисимметричные одномодовые субизлучательные состояния

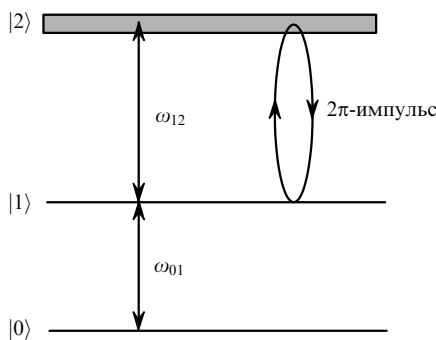


Рис.1. Схема рабочих уровней атомов, позволяющая создавать субизлучательные коллективные состояния.

$$|1_{A-B}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1_A, 0_B\rangle - |0_A, 1_B\rangle), \tag{5}$$

$$|2_{A-B}\rangle = \frac{1}{2(N-1)^{1/2}} \{ (N-2)^{1/2} [|2_A, 0_B\rangle + |0_A, 2_B\rangle] - \sqrt{2N} |1_A, 1_B\rangle \}. \tag{6}$$

Скорость испускания фотона из состояния (5) тождественно равна нулю, а из состояния (6) составляет $(2/T_1) \times (N-1)^{-1}$, т. е. стремится к нулю при больших N .

Теперь предположим, что атомная система, находясь в состоянии (5), поглощает фотон и переходит в состояние

$$|2'_{A-B}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|2_A, 0_B\rangle - |0_A, 2_B\rangle). \tag{7}$$

Сразу отметим, что скорость испускания фотона в этом случае равна $(N-2)/T_1$, т. е. фактически совпадает со скоростью спонтанного распада состояния $|1_N\rangle$ при больших N . Чтобы превратить состояние (7) в субизлучательное, необходимо повторное воздействие 2π -импульса на половину атомов, у которых менялась фаза после поглощения первого фотона, и на половину атомов, у которых фаза не менялась. В результате атомная система окажется разделенной на четыре равные части, которые обозначим С, D, E, F, а состояние системы примет вид

$$|2_{C-D+E-F}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|2_{C-D}, 0_{E+F}\rangle - |0_{C+D}, 2_{E-F}\rangle). \tag{8}$$

Таким образом, действуя 2π -импульсами на вспомогательном переходе после каждого поглощения фотона, можно переводить систему атомов в более возбужденное субизлучательное состояние, спонтанный переход из которого в предыдущее субизлучательное состояние становится запрещенным. Действие обратной последовательности 2π -импульсов приведет к испусканию поглощенных фотонов в обратном порядке. При этом важно отметить, что скорости поглощения и испускания фотонов в таком режиме практически не меняются при возбуждении или девозбуждении среды.

3. Квантовая память в субизлучательных состояниях

Предположим, для определенности, что запись и воспроизведение квантовых состояний света осуществляется в режиме управляемого внешним полем неоднородного уширения резонансного оптического перехода $|0\rangle - |1\rangle$ атомной системы [19] (рис.2). В качестве кубитов удобно использовать однофотонные волновые пакеты с двугорбой временной формой, которые получили распространение в системах квантовой криптографии [27]. Минимальная длительность однофотонного волнового пакета, состояние которого можно перенести на атомную систему, обратно пропорциональна неоднородному уширению резонансной линии Γ_i , а максимальная длина последовательности таких пакетов – однородному уширению Γ_h . Таким образом, информационная емкость квантового запоминающего устройства определяется отношением Γ_i/Γ_h . Следует отметить, что, несмотря на наличие неоднородного уширения, поглощение и испускание фото-

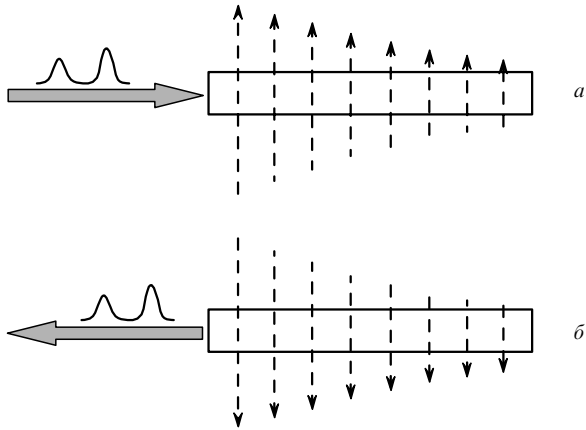


Рис.2. Схема работы квантовой оптической памяти, предложенная в [19]. Штриховые стрелки – внешнее неоднородное электрическое поле, создающее неоднородное уширение резонансного перехода. Изменение направления поля влечет за собой переход от записи квантовых состояний поля (а) к их воспроизведению (б). Воспроизведенное поле является обращенным во времени и распространяется в обратном направлении.

нов атомной системой имеют коллективный характер. Это означает, что по мере поглощения фотонов и возбуждения среды возрастает скорость спонтанных переходов, т. е. однородное уширение резонансной линии. В результате при последовательной записи однофотонных состояний нарушаются условия, необходимые для воспроизведения их временной формы. Данное ограничение можно снять, если в процессе записи и воспроизведения фотонов переводить резонансную среду в субизлучательные состояния, формирование которых, как было отмечено выше, сопровождается сужением линии резонансного перехода.

Будем считать, что «пропорции» атомной системы характеризуются числом Френеля $N_F \sim 1$, так что коллективное взаимодействие атомов с квантовым полем имеет место лишь для продольных мод, по отношению к которым атомная система является оптически плотной средой. С поперечными модами электромагнитного поля атомы взаимодействуют неколлективно, поэтому их можно использовать для управления фазой атомных состояний при помощи классических когерентных 2π -импульсов (рис.3,а).

Процесс записи состояния двух кубитов можно разбить на четыре временных интервала I–IV (рис.3,б), по два на каждый кубит. Между интервалами на атомную

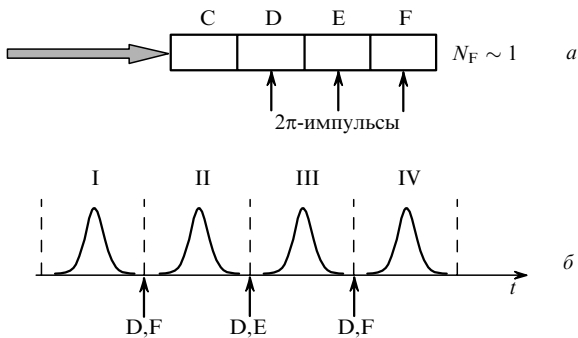


Рис.3. Геометрия действия 2π -импульсов, формирующих субизлучательные состояния протяженной среды, характеризуемой числом Френеля $N_F \sim 1$ (а), и временной порядок действия 2π -импульсов (б) при записи квантового состояния двух кубитов. При считывании 2π -импульсы действуют в обратном порядке.

систему воздействуют 2π -импульсы, которые переводят ее в различные субизлучательные состояния. Первый импульс действует на области D и F, второй — на области D и E, а третий – вновь на области D и F. В зависимости от исходного состояния фотонов, т. е. в от того, в какой временной интервал они попадают, эволюция состояния атомной системы в процессе записи однофотонных состояний выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{I, II: } & \frac{1}{\sqrt{2}} [|1_{C+E}0_{D+F}\rangle - |0_{C+E}1_{D+F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|2_{C-E}0_{D+F}\rangle - |0_{C+E}2_{F-D}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|2_{C-E}0_{D+F}\rangle - |0_{C+E}2_{D-F}\rangle] \rightarrow \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|2_{C-E}0_{D+F}\rangle - |0_{C+E}2_{D-F}\rangle], \\ \text{I, III: } & \frac{1}{\sqrt{2}} [|1_{C-D}0_{E+F}\rangle + |0_{C+D}1_{E-F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|1_{C+D}0_{E+F}\rangle - |0_{C+D}1_{E+F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|2_{C-D}0_{E+F}\rangle - |0_{C+D}2_{E-F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|2_{C-D}0_{E+F}\rangle - |0_{C+D}2_{E-F}\rangle], \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \text{I, IV: } & \frac{1}{\sqrt{2}} [|1_{C-D}0_{E+F}\rangle + |0_{C+D}1_{E-F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|1_{C+D}0_{E+F}\rangle - |0_{C+D}1_{E+F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|1_{C+F}0_{D+E}\rangle - |0_{C+F}1_{D+E}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|2_{C+F}0_{D+E}\rangle - |0_{C+F}2_{D+E}\rangle], \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \text{II, III: } & \frac{1}{\sqrt{2}} [|0_{C+D}0_{E+F}\rangle + |0_{C+D}0_{E+F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|1_{C+F}0_{D+E}\rangle - |0_{C+F}1_{D+E}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|2_{C-F}0_{D+E}\rangle - |0_{C+F}2_{D-E}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|2_{C-F}0_{D+E}\rangle - |0_{C+F}2_{D-E}\rangle], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \text{II, IV: } & \frac{1}{\sqrt{2}} [|0_{C+D}0_{E+F}\rangle + |0_{C+D}0_{E+F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|1_{C+F}0_{D+E}\rangle - |0_{C+F}1_{D+E}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|1_{C+D}0_{E+F}\rangle - |0_{C+D}1_{E+F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|2_{C+D}0_{E+F}\rangle - |0_{C+D}2_{E+F}\rangle], \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \text{III, IV: } & \frac{1}{\sqrt{2}} [|0_{C+E}0_{D+F}\rangle + |0_{C+E}0_{D+F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|0_{C+E}0_{D+F}\rangle + |0_{C+E}0_{D+F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|1_{C+E}0_{D+F}\rangle - |0_{C+E}1_{D+F}\rangle] \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|2_{C+E}0_{D+F}\rangle - |0_{C+E}2_{D+F}\rangle]. \end{aligned} \quad (14)$$

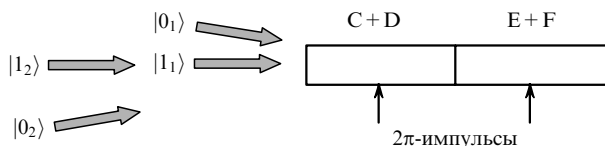


Рис.4. Геометрия возбуждения резонансной среды, позволяющая реализовать квантовый вентиль контролируемого обращения фазы.

В данных формулах указаны состояния, получающиеся в конце каждого временного интервала сразу после действия 2π -импульсов.

Последующее обращение внешнего электрического поля, создающего неоднородно уширенную линию, будет приводить к испусканию фотонов в обратном направлении и в обратном временном порядке, но лишь при условии, что в этом случае на атомную систему будет действовать обратная последовательность 2π -импульсов.

4. Контролируемое обращение фазы в режиме оптического субизлучения

Рассмотрим схему реализации двухкубитного вентиля контролируемого обращения фазы с использованием субизлучательных состояний (рис.4). Предположим, что состояния кубитов представляют собой линейную суперпозицию двух однофотонных состояний, соответствующих различным направлениям распространения сигналов (так называемое пространственное кодирование). Для записи и воспроизведения состояний таких кубитов необходимо использовать образцы с числом Френеля $N_F \gg 1$. Сначала записывается состояние одного кубита (суперпозиция состояний $|0_1\rangle$ и $|1_1\rangle$). Затем система атомов переводится в субизлучательное состояние путем воздействия короткого 2π -импульса на половину атомной системы. В результате однородное уширение линии перед поглощением второго фотона будет равно исходному. Далее записывается состояние второго кубита (суперпозиция состояний $|0_2\rangle$ и $|1_2\rangle$), причем так, чтобы направления распространения первого фотона в состоянии $|1_1\rangle$ и второго фотона в состоянии $|1_2\rangle$ совпадали. Если теперь на все атомы действует дополнительный 2π -импульс, то он обращает фазу коллективных атомных состояний во всех случаях, за исключением одного, когда кубиты находятся в состоянии $|1_1\rangle|1_2\rangle$. Таким образом, в режиме оптического субизлучения можно реализовать вентиль контролируемого обращения фазы.

5. Заключение

Проблема снятия сверхизлучательного уширения резонансной линии в системах квантовой оптической памяти является важной при записи последовательности однофотонных состояний электромагнитного поля. Перевод атомной системы в коллективные субизлучательные

состояния по мере возбуждения среды позволяет увеличить длину записываемой последовательности, т. е. емкость оптической квантовой памяти. Предложенная схема создания различных субизлучательных состояний в протяженной оптически плотной среде легко обобщается на случай записи и воспроизведения состояний множества фотонов. При этом схему действия 2π -импульсов можно описать с помощью матриц Адамара. В частности, рассмотренный выше пример с двумя «двугорбыми» фотонами соответствует матрице Адамара четвертого порядка. Отметим также, что проблема роста однородного уширения в процессе возбуждения среды характерна и для классической спектрально-селективной оптической памяти, работающей на основе явления фотонного эха [28].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17082а), Программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и МНТЦ (проект № 2121).

1. Turchette Q.A., Hood C.J., Lange W., Mabuchi H., Kimble H.J. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4710 (1995).
2. Franson J.D. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3852 (1997).
3. Kim Y.H., Kulik S.P., Shih Y. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1370 (2001).
4. Resch K.J., Lundeen J.S., Steinberg A.M. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 123603 (2001).
5. Resch K.J., Lundeen J.S., Steinberg A.M. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 037904 (2002).
6. Knill E., LaFlamme R., Milburn G.J. *Nature*, **409**, 46 (2001).
7. Pittman T.B., Jacobs B.C., Franson J.D. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 257902 (2002).
8. Sanaka K., Kawahara K., Kuga T. *Phys. Rev. A*, **66**, 040301(R) (2002).
9. Pittman T.B., Fitch M.J., Jacobs B.C., Franson J.D. *Phys. Rev. A*, **68**, 032316 (2003).
10. O'Brien J.L., Pryde G.J., White A.G., Ralph T.C., Branning D. *Nature*, **426**, 264 (2003).
11. Zhao Z., Zhang A.-N., Chen Y.-A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 030501 (2005).
12. Franson J.D., Donegan M.M., Fitch M.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 137901 (2004).
13. Fleischhauer M., Yelin S.F., Lukin M.D. *Opt. Commun.*, **179**, 395 (2000).
14. Lukin M.D., Fleischhauer M., Cote R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 037901 (2001).
15. Lukin M.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
16. Кессель А.Р., Моисеев С.А. *Письма в ЖЭТФ*, **58**, 77 (1993).
17. Moiseev S.A., Kröll S. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 173601 (2001).
18. Ohlsson N., Nilsson M., Kröll S. *Phys. Rev. A*, **68**, 063812 (2003).
19. Kraus B., Tittel W., Gisin N., et al. *arXiv: quant-ph/0502184* (2005).
20. Dicke R.H. *Phys. Rev.*, **93**, 99 (1954).
21. Crubellier A., Liberman S., Pillet P. *Opt. Commun.*, **32**, 143 (1980).
22. Crubellier A., Liberman S., Pavolini D., Pillet P. *J. Phys. B*, **18**, 3811 (1985).
23. Crubellier A., Pavolini D. *J. Phys. B*, **19**, 2109 (1986).
24. Crubellier A. *J. Phys. B*, **20**, 971 (1987).
25. Crubellier A., Pavolini D. *J. Phys. B*, **20**, 1451 (1987).
26. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. *Кооперативные явления в оптике* (М.: Наука, 1988).
27. Gisin N., Ribordy G., Tittel W., Zbinden H. *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 145 (2002).
28. Johnson A.E., Maniloff E.S., Mossberg T.W. *Opt. Lett.*, **24**, 1526 (1999).