Известия НАН Армении, Физика, т.43, №2, с.83-90 (2008)

УДК 621.373

ЗАПИСЬ ИНТЕНСИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Г.Г. ГРИГОРЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 12 сентября 2007 г.)

Исследована возможность записи оптической информации в средах с быстрыми релаксациями в случае произвольных интенсивностей пробного и управляющего импульсов. С учетом первых нестационарных поправок получено аналитическое решение самосогласованной системы уравнений распространения и матрицы плотности. Предложена новая схема записи, которая позволяет существенно уменьшить оптическую длину, необходимую для записи информации.

1. Введение

В последние десятилетия в области квантовой информатики появилось большое количество экспериментов, посвященных взаимодействию трехуровневой атомарной резонансной среды с двумя лазерными полями (см., например, обзоры [1,2]). В частности, была продемонстрирована принципиальная возможность записи квантовой информации как в Бозе-конденсате [3], так и в газовой фазе [4]. В дальнейшем усилия исследователей со-средоточились, в основном, на осуществлении записи информации в твердотельных системах [5-7], которые являются более привлекательными с точки зрения квантовой информатики [8]. В отличие от газов, твердые тела обладают более высокой плотностью резонансных атомов, отсутствием диффузии, компактностью и т.д. Основным недостатком твердотельных материалов являются сильные неоднородные уширения и большая скорость дефазировки. Так, например, в кристаллических пленках, допированных редкоземельными металлами, скорости поперечной релаксации составляют десятки ГГц [9]. Для уменьшения неоднородного уширения в ряде работ было предложено использовать так называемый метод выжигания дырки [10], что позволило успешно осуществить когерентный перенос населенности в таких материалах [11]. Однако метод выжигания дырки реально приводит к уменьшению оптической длины используемых образцов, в то время как для эффективной записи оптической информации эта длина должна быть больше единицы. Даже пренебрежимо малое поглощение, накапливаясь на таких больших длинах, приводит к существенной потере информации.

Возможность записи и воспроизведения оптической информации в резонансных средах исследовалась в основном в линейном по пробному полю приближении. Численное моделирование этой задачи без ограничений на интенсивность пробного поля было проведено в работе [12]. Аналитические исследования были выполнены в [13] в пределе коротких импульсов, длительности которых много меньше всех времен релаксаций. В то же время длительности импульсов предполагались достаточно большими, чтобы обеспечить адиабатичность взаимодействия.

Целью настоящей работы является аналитическое исследование возможности записи информации в случае произвольных времен релаксаций и произвольных. интенсивностей пробного и связующего полей. Детальное исследование этой задачи показало, что при подборе подходящих материалов возможно существенное уменьшение оптической длины, необходимой для записи интенсивных коротких импульсов в твердотельной среде, что делает использование метода выжигания дырки более эффективным.

2. Решение уравнений распространения

Динамика распространения двух лазерных импульсов в среде, состоящей из Λ-атомов, в приближении медленно меняющихся амплитуд описывается укороченной системой уравнений Максвелла, которые в бегущей системе координат $x = x'$, $t = t - x'/c$ можно записать в следующем виде [2]:

$$\frac{\partial \Omega_p}{\partial x} = i q_p \rho_{31}, \qquad \frac{\partial \Omega_c}{\partial x} = i q_c \rho_{32} . \tag{1}$$

Здесь через $\Omega_{p,c}$ обозначены частоты Раби взаимодействующих полей, $\Omega_{p,c} = E_{p,c}\mu_{p,c}/\hbar$, где $E_{p,c}$ (амплитуды пробного и связующего полей (см. рис.1), $\mu_{p,c}$ - дипольные моменты соответствующих атомных переходов; $q_{p,c}$ - коэффициенты связи $(q_{p,c} = 2\pi\omega_{p,c}\mu_{p,c}^2 N/\hbar c)$, а $\rho_{i,j}$ - недиагональные элементы матрицы плотности, определяемой из системы уравнений

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{11} &= \gamma_1\rho_{33} - 2\,\mathrm{Im}\left(\Omega_p^*\rho_{31}\right),\\
\dot{\rho}_{22} &= \gamma_2\rho_{33} - 2\,\mathrm{Im}\left(\Omega_c^*\rho_{32}\right),\\
\dot{\rho}_{33} &= -\left(\gamma_1+\gamma_2\right)\rho_{33} + 2\,\mathrm{Im}\left(\Omega_p\rho_{31}\right) + 2\,\mathrm{Im}\left(\Omega_c^*\rho_{31}\right),\\
\dot{\rho}_{31} &= -\left(\Gamma + i\Delta\right)\rho_{31} + i\Omega_p\left(\rho_{11}-\rho_{33}\right) + i\Omega_c\rho_{21},\\
\dot{\rho}_{32} &= -\left(\Gamma - i\Delta\right)\rho_{32} + i\Omega_c\left(\rho_{22}-\rho_{33}\right) + i\Omega_p\rho_{12},\\
\dot{\rho}_{21} &= -(\gamma_c + i\delta)\rho_{21} - i\Omega_p\rho_{32}^* + i\Omega_c^*\rho_{31},
\end{aligned} \tag{2}$$

где γ_1 и γ_2 -скорости спонтанной релаксации с уровня 3 на уровни 1 и 2, соответственно, Γ - скорость поперечной релаксации, а γ_c - скорость распада когерентности между метастабильными уровнями 1(2; Δ и δ - одно- и двухфотонные расстройки от резонанса, $\Delta = \omega_{31} - \omega_p$, $\delta = \omega_{21} - \omega_1 + \omega_2$.

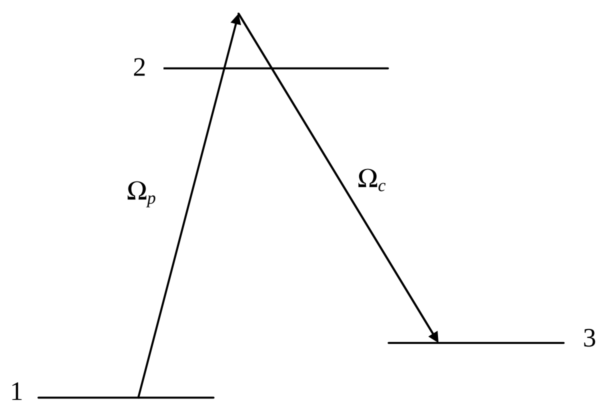

Рис.1.

Конфигурация атомных уровней в схеме, взаимодействующей с двумя лазерными импульсами.

Граничными условиями для уравнений Максвелла являются заданные на входе в среду временные огибающие импульсов $E_{p,c0}(t)$. А за начальные условия для уравнений матрицы плотности примем предположение, что все атомы среды до взаимодействия с лазерными полями находились в состоянии $|1\rangle$, т.е.

$$\begin{aligned} &\rho_{11} = 1, \quad \rho_{22} = \rho_{33} = 0, \\ &\rho_{21} = \rho_{31} = \rho_{32} = 0. \end{aligned} \tag{3}$$

В дальнейшем, для упрощения расчетов и наглядности полученных результатов, будем считать длительности импульсов много меньшими времени релаксации когерентности (которое, как правило, составляет микросекунды) и пренебрегать членами, пропорциональными γ_c.

Решение уравнений для матрицы плотности будем искать, следуя стандартной процедуре нестационарной теории возмущений: $\rho_{ij} = \rho_{ij}^0 + \rho_{i,j}^1$, где $\rho_{i,j}^0$ - стационарное решение системы (2):

$$\begin{gathered} \rho_{33}^0 = \rho_{31}^0 = \rho_{32}^0 = 0, \quad \rho_{11}^0 = \cos^2\theta, \quad \rho_{22}^0 = \sin^2\theta, \\ \rho_{21}^0 = -\sin\theta\cos\theta\exp\{i(\varphi_p - \varphi_c)\}. \end{gathered} \tag{4}$$

Здесь введены принятые в литературе обозначения для угла смешения и обобщенной частоты Раби: $\theta = \arctan|\Omega_p|/|\Omega_c|$; $\Omega^2 = |\Omega_p|^2 + |\Omega_c|^2$, а $\varphi_{p,c}$ - фазы комплексных амплитуд полей.

Подчеркнем, что в нулевом приближении релаксационные константы в стационарное решение не входят. В первом порядке теории возмущений получаем:

$$\begin{gathered} \rho_{33}^1 = 0, \quad \rho_{11}^1 = \sin 2\theta\frac{\Gamma\dot{\theta}}{\Omega^2}, \quad \rho_{22}^1 = -\rho_{11}^1, \\ \rho_{21}^1 = \cos 2\theta\frac{\Gamma\dot{\theta}}{\Omega^2}\exp\{i(\varphi_p - \varphi_c)\}, \end{gathered}$$

$$\rho_{31}^{1} = i\frac{\Omega_p \dot{\theta}}{\Omega^2}(\sin 2\theta + \cot\theta\cos 2\theta),$$
$$\rho_{32}^{1} = i\frac{\Omega_c \dot{\theta}}{\Omega^2}(-\sin 2\theta + \tan\theta\cos 2\theta). \quad (5)$$

Таким образом, нестационарная теория возмущений дает корректное решение уравнений для матрицы плотности при следующих условиях:

$$\Omega T >> 1, \quad \Omega^2 T / \Gamma >> 1, \quad \Omega^2 / \Gamma\gamma_c >> 1. \quad (6)$$

Первое из этих условий является условием адиабатичности взаимодействия; второе условие означает, что время взаимодействия должно быть много больше времени затухания системы в темное состояние Γ / Ω^2; третье условие означает, что время распада когерентности (т.е. $1/\gamma_c$) много больше времени затухания системы в темное состояние. Как следует из этих неравенств, в случае сильных релаксаций, т.е. при условии $\Gamma T >> 1$, условие на параметр адиабатичности становится более жестким, а именно:

$$\Omega^2 T^2 >> \Gamma T . \quad (7)$$

В литературе часто можно встретить утверждение, что условие адиабатичности взаимодействия не является необходимым условием и управляющий импульс может иметь прямоугольную форму. Действительно, как показано в работе [14], в случае прямоугольного управляющего импульса также возможна хорошая запись информации. Однако параметр T, входящий в приведенные выше неравенства, характеризует время взаимодействия и связан с пробным импульсом, который включается позже и выключается раньше управляющего. Таким образом, хотя адиабатичность по управляющему импульсу может нарушаться при включении и выключении этого импульса, адиабатичность в течение времени взаимодействия импульсов является необходимым условием формирования темного состояния.

Переходя к уравнениям распространения и используя решения (4)-(5), можно получить следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial\theta}{\partial x} + \frac{1}{u}\frac{\partial\theta}{\partial t} = 0 ,$$
$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\Omega^2}{Q}\right) = 0 , \quad (8)$$
$$\frac{\partial}{\partial x}(\varphi_{p,c}) = 0 ,$$

где Q - двухфотонная сила осциллятора, $Q = q_p q_c (q_c \sin^2\theta + q_p \cos^2\theta)$, а u - нелинейная групповая скорость: $u^{-1} = q_p q_c / Q\Omega^2$.

Если на входе в среду φ_p, φ_c постоянные, то при распространении в среде они не будут изменяться. Отметим, что последнее утверждение справедливо только при точном двухфотонном резонансе. Развитие в среде фазовой самомодуляции при отличной от нуля двухфотонной расстройке было проанализировано в [13].

Таким образом, мы получаем на первый взгляд парадоксальный результат: релаксационные константы не влияют на распространение импульсов и полученная система уравнений совпадает с детально исследованной в работе [13], в которой рассматривались короткие импульсы, длительности которых были много меньше всех времен релаксаций. Однако, полученная в работе [13] система уравнений была справедлива при условии адиабатичности взаимодействия $\Omega^2 T^2 >> 1$, в то время как при больших скоростях релаксаций необходимо выполнение неравенства (7).

В линейном по пробному полю приближении (то есть ограничиваясь членами первого порядка малости по параметру θ) $Q = q_c$, $\Omega^2 = \Omega_{c0}^2(t)$, $u = \Omega_{c0}^2 / q_p$. Отметим, что в случае равных сил осцилляторов на смежных переходах мы опять получаем аналогичные выражения $Q = q_c = q_p$, $\Omega^2 = \Omega_0^2(t)$, $u = \Omega_0^2 / q_p$. Таким образом, в случае равных сил осцилляторов учет нелинейности по пробному полю приводит только к замене частоты Раби управляющего поля на обобщенную частоту Раби Ω^2. Более существенно нелинейность по пробному полю проявляется только в случае неравных сил осцилляторов на смежных переходах, которая может приводить к формированию ударных фронтов и нарушению адиабатичности взаимодействия, что было показано в работах [13,15].

Решение системы уравнений (8) при различных режимах распространения было получено и исследовано в ряде работ (см., например, обзор [2]). В общем случае неравных сил осцилляторов решение для угла смешения $\theta(x,t)$ может быть представлено в следующем виде [13]:

$$\theta = \theta_0(\xi) . \tag{9}$$

Здесь ξ - неявная функция, определяемая уравнением

$$\int_{-\infty}^{\xi} n_0(t')dt' = \int_{-\infty}^{t-x/c} n_0(t')dt' - \frac{q_p q_s}{Q^2(\xi)} x , \tag{10}$$

где n_0 - полная плотность потока числа фотонов на входе в среду, а $n_0 = \Omega_0^2 / Q_0$.

3. Обсуждение результатов

Как было показано в [13], для эффективной записи пробного импульса длина среды $x_{\max}$ должна удовлетворять условию

$$x_{\max} = \frac{q_c}{q_p} \frac{N_{ph}}{N} , \tag{11}$$

где N - плотность резонансных атомов в среде, а N_{ph} – общее число фотонов, проходящих через единицу площади на входе в среду в управляющем и пробном импульсах:

$$N_{ph} = c \int_{-\infty}^{\infty} (E_{p0}^2 / \hbar\omega_p + E_{c0}^2 / \hbar\omega_c) dt . \tag{12}$$

Здесь E_{p0}^2, E_{c0}^2 - заданные на входе в среду вещественные амплитуды полей.

Таким образом, при фиксированном потоке фотонов на входе в среду, выбирая среды с отношением сил осцилляторов на смежных переходах много меньше единицы, можно существенно уменьшить длину записи информации. При этом адиабатичность взаимодействия может быть обеспечена за счет пробного импульса, а интенсивность управляющего импульса может быть выбрана достаточно малой (см. рис.2).

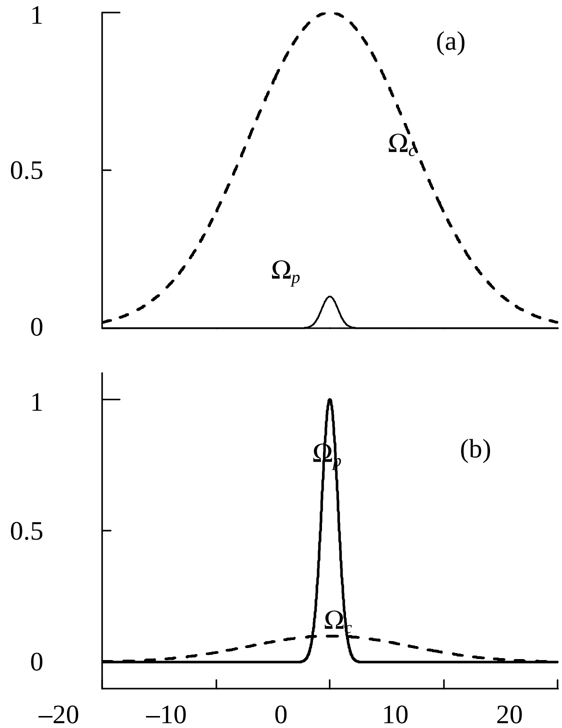

Рис.2. Временные огибающие управляющего (штриховая линия) и пробного гауссовских импульсов: а) обычная схема, используемая для записи оптической информации, b) предлагаемая схема. Длительность управляющего импульса больше длительности пробного в 10 раз.

Однако, адиабатичность взаимодействия, обеспеченная на входе в среду, может нарушаться в процессе распространения. Критерий адиабатичности взаимодействия в среде был проанализирован в работах [13,15], в которых было показано, что при условии $q_c / q_p < 1$, при распространении импульсов в (-среде на длинах, превышающих критическую длину x_0, происходит формирование ударных фронтов. Следовательно, критическая длина записи $x_{\max}$ должна оставаться меньше длины x_0, на которой происходит существенное изменение формы пробного импульса и нарушение адиабатичности взаимодействия. Как следует из подробного анализа, проведенного в [15], оптическая длина нарушения адиабатичности $z_0 = q_p x_0 / \Gamma$ может быть оценена как

$$z_0 \sim \frac{\Omega^2 T}{\Gamma(1-q_c/q_p)}. \qquad (13)$$

В то же время, как следует из (11) и (12), для оптической длины записи информации справедлива оценка

$$z_{\max} = q_p x_{\max}/\Gamma \sim \frac{T}{\Gamma}\left\{\frac{q_c}{q_p}\Omega_P^2 + \Omega_c^2\right\}. \qquad (14)$$

Сравнивая эти два условия, нетрудно убедиться, что при $\Omega_c^2 \leq \Omega_p^2$ оптическая длина записи $z_{\max}$ будет меньше длины нарушения адиабатичности z_0. Так, например, для импульсов, имеющих гауссовскую огибающую $\Omega_{p,c} = \Omega_{p,cm}\exp\{-(t/T_{p,c})^2\}$, получаем

$$z_{\max} = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\Omega_{cm}^2 T_c}{\Gamma}\left(1+\frac{q_c T_p \Omega_{pm}^2}{q_p T_c \Omega_{cm}^2}\right).$$

Параметр $\Omega_{cm}^2 T_c/\Gamma$ может быть выбран порядка или меньше единицы, а $\Omega_{pm}^2 T_p/\Gamma$ ~10. Если отношение $q_c/q_p \sim 0.1$, то

$$z_{\max} \sim \sqrt{\pi/2}(1+10q_c/q_p) \sim \sqrt{2\pi},$$

в то время как z_0 ~10.

Подобные резонансные переходы с существенно различными силами осцилляторов на смежных переходах можно реализовать в твердотельных материалах, допированных редкоземельными элементами.

4. Заключение

Таким образом, запись оптической информации в неоднородно уширенных средах эффективнее осуществлять для интенсивных, но коротких импульсов, подбирая соответствующие резонансные атомы, в которых силы осцилляторов на смежных переходах существенно различны. При этом управляющий импульс должен иметь большую длительность, но значительно меньшую интенсивность, чем пробный. Оптическая длина при такой схеме может быть порядка единицы, в отличие от общепринятой схемы, в которой оптическая длина должна быть много большей единицы. Это позволит уменьшить потери, связанные с декогерентностью.

Время взаимодействия импульсов должно быть много больше времени затухания системы в темное состояние, но много меньше времени распада когерентности. В системах с равными силами осцилляторов влияние нелинейности по пробному полю не существенно и сводится фактически к замене частоты Раби управляющего поля на обобщенную частоту Раби.

Работа выполнена в рамках проектов ISTC No A-1095 и INTAS No 06-1000017-9234 и научно-исследовательского проекта PA 0047.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.D.Lukin.** Rev. Mod. Phys., **75**, 457 (2003).
2. **M.Fleischhauer, A.Imamoglu, J.P.Marangos**. Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
3. **C.Liu, Z.Dutton, C.H.Behroozi, L.V.Hau.** Nature, **409**, 490 (2001).
4. **M.D.Lukin, D.F.Phillips, A.Fleischhauer, A.Mair, R.L.Walsworth.** Phys. Rev. Lett., **86**, 783 (2001).
5. **E.Kuznetsova, O.Kocharovskaya, Ph.Hemmer, M.O.Scully.** Phys. Rev. A, **66**, 063802 (2002).
6. **A.V.Turukhin, V.S.Sudarshanam, M.S.Shahriar, J.A.Musser, B.S.Ham, P.R.Hemmer.** Phys. Rev. Lett., **88**, 023602 (2002).
7. **S.E.Yellin, P.R.Hemmer**. Phys. Rev. A**, 66,** 013803 (2002).
8. **D.Bouwmeester, A.K.Ekert, A.Zeilinger.** The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation. Berlin, Springer-Verlag, 2000.
9. **M.Johnsson, K.Molmer**. Phys. Rev. A, **70,** 032320 (2004).
10. **M.S.Shahriar, P.R.Hemmer, S.Lloyd, P.S.Bhatia, A.Craig.** Phys. Rev. A**, 66**, 032301 (2002).
11. **H.Goto, K.Ichimura**. Phys. Rev. A, **75**, 033404 (2007).
12. **T.N.Dey, G.S.Agarwal.** Phys. Rev. A, **67**, 033813 (2003).
13. **V.O.Chaltykyan, G.G.Grigoryan, G.V.Nikoghosyan**. Phys. Rev. A, **68**, 013819 (2003).
14. **A.B.Matsko, Y.V.Rostovtsev, O.Kocharovskaya, A.S.Zibrov, M.O.Scully**. Phys. Rev. A, **64,** 043809 (2001).
15. **G.G.Grigoryan, Y.T.Pashayan**. Phys. Rev. A, **64**, 013816 (2001).

ԻՆՏԵՆՍԻՎ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԳՐԱՆՑՈՒՄԸ ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐՈՒՄ

Գ.Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է օպտիկական ինֆորմացիայի գրանցման հնարավորությունը արագ ռելաքսացիաներով միջավայրերում փորձնական և ղեկավարող իմպուլսների կամայական ինտենսիվությունների դեպքում: Ստացված է տարածման և խտության մատրիցի հավասարումների ինքնահամաձայնեցված համակարգի անալիտիկ լուծումը` հաշվի առնելով առաջին ոչ գծային ուղղումները: Առաջարկված է գրանցման նոր սխեմա, որն էապես կրճատում է գրանցման համար անհրաժեշտ օպտիկական երկարությունը:

STORAGE OF INTENSE OPTICAL PULSES IN SOLIDS

G.G. GRIGORYAN

The possibility to store optical information in fast-relaxing media is studied in case of arbitrary intensities of probe and coupling pulses. Analytical solution of self-consistent system of propagation and density matrix equations is obtained with allowance for the first-order non-stationary corrections. The effect of unequal matrix elements of the adjacent transitions is emphasized. A novel storage scheme is proposed which reduces essentially the optical length needed for storage.