

УДК 621.373

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

А.Л. ГОГЯН¹, Н.В. СААКЯН^{1,2,3}, Ю.П. МАЛАКЯН^{1,4}

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Dipartimento di Fisica, Universita di Roma La Sapienza, Roma, Italy

³ICRANet, Piazzale della Repubblica 10, I-65122 Pescara, Italy

⁴Центр физики сильных полей, Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 февраля 2012 г.)

Предложен метод оптического исследования радиочастотного (РЧ) излучения, основанный на когерентном эффекте электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП). Показано, что в присутствии возмущающего атомную когерентность РЧ поля форма оптического пробного импульса, распространяющегося в среде из трехуровневых Λ -атомов в условиях ЭИП, модифицируется в однозначном соответствии с временной структурой РЧ импульса. Эффект чувствительно зависит от свойств импульса, что позволяет измерять его интенсивность и спектр. Метод может быть использован для записи и передачи РЧ информации на большие расстояния без потерь с помощью оптических импульсов.

1. Введение

В настоящей работе представлен принципиально новый метод исследования РЧ излучения с помощью оптического когерентного эффекта ЭИП [1,2]. Рассмотрим среду из четырехуровневых атомов (рис.1а), резонансно взаимодействующих с оптическими пробным и управляющим полями на переходах $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$, соответственно, а также с РЧ полем на переходе $4 \rightarrow 2$. В отсутствие РЧ поля среда прозрачна для пробного импульса на резонансной частоте перехода $1 \rightarrow 3$ благодаря атомной когерентности между основными состояниями атома 1 и 2, индуцированной лазерным управляющим полем, что составляет суть эффекта ЭИП. В настоящее время ЭИП имеет широкие применения в усилении нелинейных процессов [3-5], замедлении света [6-9], создании атомных часов [10], высокоточных магнитометров [11], стационарного света [12,13] и т.д. Однако эффект наблюдается в чистом виде только в атомах с тремя изолированными уровнями Λ , V и каскадного типа, в то время как в многоуровневых атомах взаимодействие с дополнительным полем нарушает атомную когерентность, что приводит к поглощению и сильной дисперсии пробного поля. В нашем случае поглощение пробного поля на переходе $1 \rightarrow 3$, которое отсутст-

вовало в условиях ЭИП, индуцируется резонансным РЧ полем. Причину поглощения легко понять в представлении одетых по РЧ полю состояний $|\pm\rangle = (|2\rangle \pm |4\rangle)/\sqrt{2}$ (рис.1б). Коэффициент поглощения пробного поля пропорционален квадрату рамановской расстройки, которая из-за расщепления уровня 2 теперь отлична от нуля: $(\delta_{\pm} = \omega_{\pm,1} - \omega_p + \omega_c \neq 0)$ и пропорциональна амплитуде РЧ поля и, следовательно, поглощение тем сильнее, чем больше интенсивность РЧ поля. Здесь $\omega_{p,c}$ – частоты пробного и управляющего полей, а $\omega_{\pm,1}$ – частота атомных переходов $|\pm\rangle \rightarrow 1$. Эта модификация пробного импульса в зависимости от параметров возмущающего РЧ поля может быть использована для эффективного управления оптическими свойствами среды, что для обсуждаемой здесь схемы было экспериментально показано в [14,15].

Аналогичные результаты были получены и в случае трехуровневых Λ -атомов с РЧ полем, которое резонансно действует на переходе $1 \rightarrow 2$ (рис.1а) [16]. В то же время этот эффект может быть применен для решения обратной задачи – исследования РЧ излучения по измерениям выходного оптического пробного импульса, что в литературе не обсуждалось и является целью настоящей работы. Мы покажем, что из-за нарушения ЭИП РЧ импульсом ее временная структура однозначно отображается на форме пробного импульса, что дает возможность восстановить РЧ импульс по выходным данным. Эта возможность будет продемонстрирована на простых примерах и будет рассмотрено влияние разных процессов, в том числе осцилляций Раби атомной населенности, замедления пробного импульса, распространяющегося с низкой групповой скоростью в условиях ЭИП. В общем случае учет амплитудной и фазовой флуктуаций РЧ поля требует программного решения задачи с классификацией вкладов разных эффектов, что является предметом дальнейших исследований.

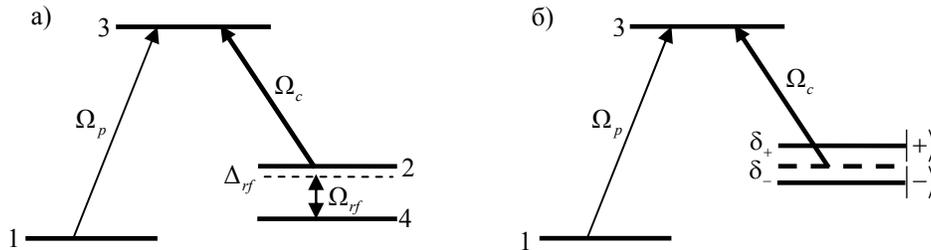


Рис.1. а) Взаимодействие четырехуровневого атома с тремя полями; б) то же самое в базисе одетых по РЧ полю состояний.

В следующем разделе мы описываем взаимодействие четырехуровневого атома с тремя полями в формализме атомной матрицы плотности с учетом релаксаций и выписываем уравнения Максвелла для пробного поля. В разделе 3 уравнения Блоха–Максвелла решаются численно с заданным РЧ импульсом, и находится пробный импульс на выходе из среды. Здесь же обсуждается модификация формы последнего в соответствии с временной структурой РЧ импульса. Последний раздел содержит заключительные замечания.

2. Взаимодействие РЧ поля с ЭИП системой

Амплитуды пробного и управляющего полей, распространяющихся в положительном направлении z , задаются в виде

$$E_i(z, t) = e_i E_i(z, t) \exp[i(k_i z - \omega_i t)] + \text{H.c.}, \quad i = p, c \quad (1)$$

с единичными векторами поляризации e_i , а медленно меняющиеся амплитуды $E_i(z, t)$ описывают пространственно-временное распределение полей, которое для управляющего поля считается постоянным: $E_c(z, t) = E_c$. РЧ поле действует на электрически-дипольно запрещенном переходе $2 \rightarrow 4$ и индуцирует электрически-квадрупольный или магнитно-дипольный переход с частотой Раби $\Omega_{rf}(t)$, которая не зависит от z и выражается через временную огибающую РЧ импульса $f_{rf}(t)$ в виде $\Omega_{rf}(t) = \Omega_{rf} \sqrt{f_{rf}(t)}$, где $f_{rf}(t)$ нормирована как $\int_{-\infty}^{\infty} f_{rf}(t) dt = 1$.

Энергия взаимодействия атома с полями определяется частотами Раби этих полей: $\Omega_p(z, t) = \mu_{13} E_p(z, t) \exp(ik_p z) / \hbar$ и $\Omega_c(z) = \mu_{23} E_c \exp(ik_c z) / \hbar$, где μ_{ij} – атомный дипольный матричный элемент на переходе $i \rightarrow j$. Гамильтониан системы в резонансном приближении имеет вид

$$H = \hbar \Delta_p \sigma_{33} + \hbar \delta \sigma_{22} + \hbar (\delta - \Delta_{rf}) \sigma_{44} - \hbar (\Omega_p \sigma_{31} + \Omega_c \sigma_{32} + \Omega_{rf} \sigma_{24}) + \text{H.c.}, \quad (2)$$

где $\sigma_{jk} = |j\rangle\langle k|$ – атомные операторы, $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$, $\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c$ и $\Delta_{rf} = \omega_{24} - \omega_{rf}$ – однофотонные расстройки, а рамановская расстройка $\delta = \Delta_p - \Delta_c$. Ниже для простоты принято $\Delta_p = \Delta_c = 0$. Мы пренебрегаем остаточным доплеровским уширением $|k_p - k_c|v$ на двухфотонном переходе $1 \rightarrow 2$ (v – средняя скорость атомов), учитывая малость разности частот $\omega_p - \omega_c$, а также доплеровским уширением на переходе $2 \rightarrow 4$ благодаря малости k_{rf} .

Эволюция системы описывается уравнением для матрицы плотности атома

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \Lambda \rho, \quad (3)$$

где Λ – релаксационная матрица. В нашем случае оптическая релаксация среды определяется спонтанным распадом уровня 3 в основные состояния 1, 2 и 4 со скоростями γ_{31} , γ_{32} , и γ_{34} , соответственно, которые будем считать одинаковыми и равными $\gamma/3$, где γ – полная спонтанная ширина уровня 3. В отсутствие буферного газа мы пренебрегаем столкновительным уширением, учитывая низкую плотность числа атомов N . Релаксация низкочастотной когерентности $\gamma_c = \gamma_t + \gamma_d \ll \gamma$ между основными состояниями обусловлена выходом атомов из пробного лазерного пучка со скоростью γ_t и разными механизмами дефазировки γ_d . С учетом этих приближений уравнения для элементов матрицы плотности принимают вид

$$d\rho_{11}/dt = -2\text{Im}(\Omega_p \rho_{13}) + (\gamma/3)\rho_{33}, \quad (4a)$$

$$d\rho_{22}/dt = -2\text{Im}(\Omega_c\rho_{23} + \Omega_{rf}\rho_{24}) + (\gamma/3)\rho_{33}, \quad (4b)$$

$$d\rho_{44}/dt = 2\text{Im}(\Omega_{rf}\rho_{24}) + (\gamma/3)\rho_{33}, \quad (4c)$$

$$d\rho_{12}/dt = -i\Omega_p^*\rho_{32} + i\Omega_c\rho_{13} + i\Omega_{rf}^*\rho_{14} - \gamma_c\rho_{12}, \quad (4d)$$

$$d\rho_{13}/dt = -i\Omega_p(\rho_{33} - \rho_{11}) + i\Omega_c^*\rho_{12} - \Gamma\rho_{13}, \quad (4e)$$

$$d\rho_{14}/dt = -i\Omega_p^*\rho_{34} + i\Omega_{rf}\rho_{12} + (i\Delta_{rf} - \gamma_c)\rho_{14}, \quad (4f)$$

$$d\rho_{23}/dt = -i\Omega_c(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\Omega_{rf}\rho_{43} + i\Omega_p^*\rho_{21} - \Gamma\rho_{23}, \quad (4g)$$

$$d\rho_{24}/dt = -i\Omega_c^*\rho_{34} - i\Omega_{rf}(\rho_{44} - \rho_{22}) + (i\Delta_{rf} - \gamma_c)\rho_{24}, \quad (4h)$$

$$d\rho_{34}/dt = -i\Omega_c\rho_{24} + i\Omega_{rf}\rho_{32} - i\Omega_p\rho_{14} + (i\Delta_{rf} - \Gamma)\rho_{34}, \quad (4i)$$

где $\Gamma = \gamma/2$, а сумма населенностей постоянна: $\sum_{i=1}^4 \rho_{ii} = 1$. Распространение пробного импульса задается уравнением Максвелла

$$\partial E_p / \partial z + (1/c)(\partial E_p / \partial t) = 2i\pi(\omega_p/c)P_p(z, t), \quad (5)$$

где поляризация среды P_p на частоте пробного поля определяется как

$$P_p(z, t) = \mu_{31}N\rho_{31}(z, t).$$

В нашу задачу не входит нахождение аналитического решения уравнений (4), (5), которое возможно существует в стационарном режиме, однако отсутствует в случае коротких РЧ импульсов с длительностью меньше или порядка времени жизни возбужденного состояния 3, который также будет рассмотрен ниже. Поэтому в следующем разделе мы представляем результаты численного интегрирования этих уравнений и проводим их анализ для реальных атомных систем.

3. Результаты и обсуждение

В качестве примера возможной реализации четырехуровневого атома рассмотрим D_1 переход атома рубидия ^{85}Rb со сверхтонкими и зеемановскими подуровнями основного состояния, причем выбор состояний 1, 2 и 4 зависит от длины волны РЧ излучения. Если его частота не превышает несколько сот МГц, то в качестве состояний 2 и 4 можно выбрать зеемановские подуровни состояния $5S_{1/2}$ ($F=1$), расщепленные на величину 100–300 МГц внешним постоянным магнитным полем с амплитудой до 330 Гс. При этом конфигурация уровней выглядит следующим образом. Пробное поле находится в резонансе с переходом $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{1/2}(F'=2)$, а управляющее поле действует на переходе $5S_{1/2}(F=1, m) \rightarrow 5P_{1/2}(F'=2)$. Магнитная компонента РЧ поля связывает уровни $5S_{1/2}(F=1, m)$ и $5S_{1/2}(F=1, m \pm 1)$, где выбор зеемановского состояния m очевидным образом определяет поляризацию РЧ импульса. В случае сверхвы-

соких радиочастот (~ 3 ГГц) РЧ поле связывает уже сверхтонкие состояния $5S_{1/2}(F=1)$ и $5S_{1/2}(F=2, m)$, а управляющее и пробное поля действуют соответственно на переходах $5S_{1/2}(F=2, m) \rightarrow 5P_{1/2}(F'=2)$, и $5S_{1/2}(F=2, m') \rightarrow 5P_{1/2}(F'=2)$, где $m' \neq m$.

Для численных расчетов мы будем использовать следующие параметры: длина кюветы с парами атомов ^{85}Rb $L=3$ см, плотность паров $N=3 \times 10^8$ см $^{-3}$, частота Раби управляющего поля $\Omega_c=2\gamma$, где $\gamma=2\pi \times 5.6$ МГц. Частоты Раби пробного и РЧ импульсов и их длительности будут приведены для каждого конкретного случая отдельно. Следует отметить, что длительность РЧ импульса ограничена снизу условием $\tau_{rf} \gg \omega_{rf}^{-1}$. Скорость релаксации низкочастотной когерентности между нижними метастабильными состояниями атома принята равной $\gamma_c=0.01\gamma$, для уменьшения которой можно использовать буферный газ.

В настоящей статье мы ограничимся когерентными РЧ импульсами без фазовых флуктуаций. Сначала рассмотрим случай одиночного РЧ импульса. Мы предполагаем, что пробное и управляющее излучения получаются из одного лазерного источника с использованием электрооптической или акустооптической модуляции, так что их фазовые флуктуации компенсируют друг друга и не дают вклада в уширение линий переходов. Важно отметить, что поглощение пробного поля, индуцированного РЧ импульсом, не зависит от относительной фазы оптических и РЧ полей [14], интерференция между которыми внесла бы дополнительные трудности при определении параметров РЧ импульса. Мы рассматриваем достаточно длинные импульсы пробного поля с почти постоянной интенсивностью, чтобы избежать эффекта включения и выключения поля. На рис.2а показан выходной пробный импульс с длительностью $\sim 30\gamma^{-1}$, модифицированный под действием одиночного гауссова РЧ импульса $f_{rf}(t) = \exp(-t^2/\tau_{rf}^2)$ с длительностью $\tau_{rf}=2\gamma^{-1}$ для двух значений однофотонной расстройки $\Delta_{rf}=0$ (сплошная кривая) и $\Delta_{rf}=2\gamma$ (штриховая). В случае $\Delta_{rf}=0$ в области РЧ импульса резонанс поглощения имеет гауссову форму примерно с той же длительностью τ_{rf} , причем глубина провала поглощения пропорциональна Ω_{rf}^2 , что дает возможность измерить интенсивность РЧ импульса. Поглощение сопровождается переходом некоторого количества атомов из начального состояния 1 в состояния 2 и 4 (рис.2б). На заднем крыле резонанса наблюдаются колебания интенсивности пробного поля, что обусловлено осцилляциями Раби населенности атома между состояниями 2 и 1 с частотой Ω_c . Осцилляции затухают со скоростью γ и, как увидим ниже (см. рис.4), отсутствуют в случае длинных РЧ импульсов с $\tau_{rf} \gg \gamma^{-1}$. В случае $\Delta_{rf}=2\gamma$ поглощение пробного поля и перенос населенности атома почти отсутствуют, хотя осцилляции в области РЧ импульса усиливаются из-за ненулевой расстройки Δ_{rf} . Такая чувствительная зависимость поглощения пробного поля от Δ_{rf} позволяет использовать нашу схему для измерения спектра РЧ поля, сканируя частоту атомного перехода $2 \rightarrow 4$ с помощью внешнего магнитного поля.

Для исследования возможности восстановления временной формы РЧ излучения рассмотрим последовательность двух когерентных РЧ импульсов с

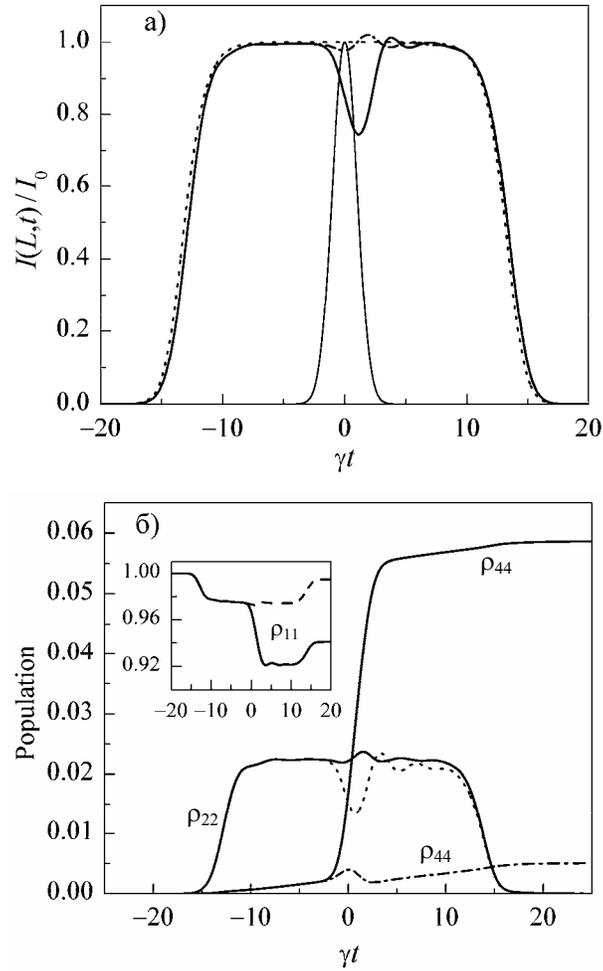


Рис.2. а) Выходная интенсивность пробного поля при расстройке РЧ импульса. Точками показана начальная интенсивность пробного поля, а тонкой кривой – гауссов РЧ профиль $f_{rf}(t)$ с $\tau_{rf} = 2\gamma^{-1}$; б) населенности атома как функции от времени при $\Delta_{rf} = 0$ (сплошные линии) и $\Delta_{rf} = 2\gamma$ (штриховые). Другие параметры: $|\Omega_p| = 0.3\gamma$, $\Omega_{rf} = 0.5\gamma$, $L = 3$ см.

одинаковой длительностью $\tau_{rf} = 2\gamma^{-1}$ (рис.3а). Как видно, эта структура отображается на форме пробного импульса в виде двух провалов поглощения, которые, однако, не симметричны. Индуцированное вторым РЧ импульсом поглощение значительно сильнее первого, хотя естественно было ожидать уменьшения поглощения, поскольку число атомов в состоянии 1 уменьшается после прохождения первого импульса. Этот эффект, однако, легко объясняется тем, что второй РЧ импульс индуцирует не только линейное поглощение пробного поля, но также его преобразование в РЧ излучение за счет параметрической связи между тремя полями $\partial E_p / \partial z \sim -i\Omega_c \Omega_{rf} \rho_{41}$, где низкочастотная когерентность ρ_{41} создается первым РЧ импульсом и, медленно затухая со скоростью γ_c , оста-

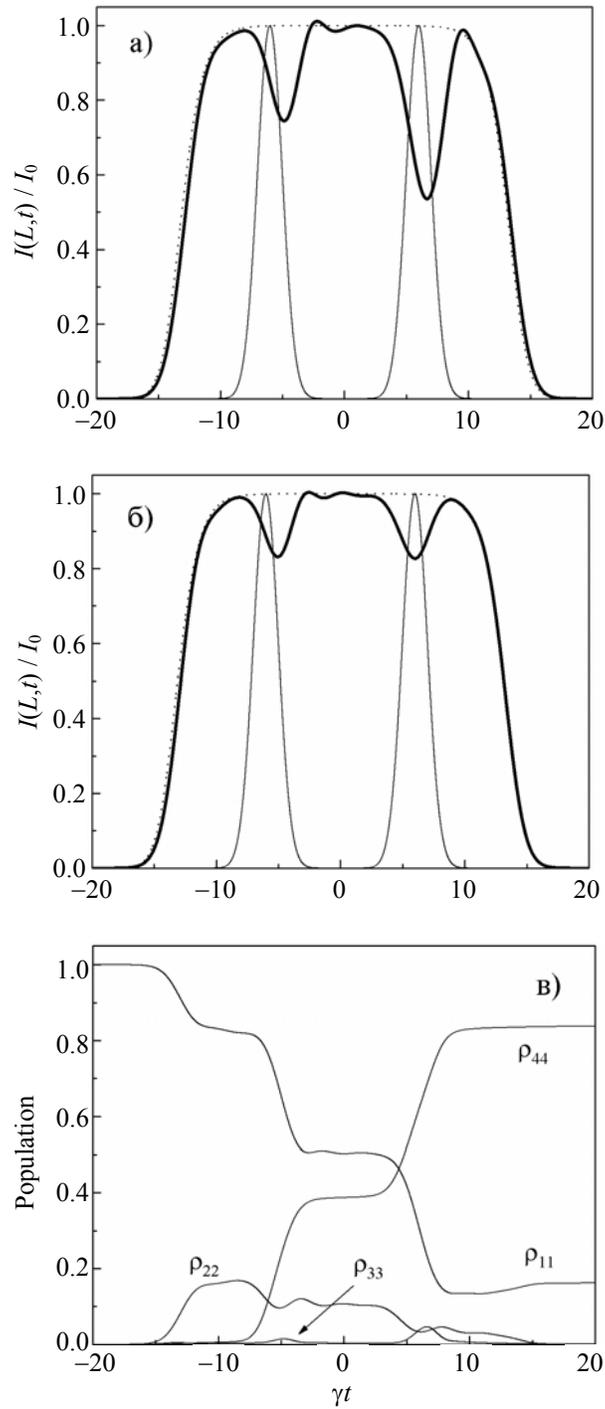


Рис.3. Выходная интенсивность пробного поля (жирная сплошная линия) в случае двух последовательных гауссовых РЧ импульсов (тонкие сплошные линии) с $\tau_{rf} = 2\gamma^{-1}$ для $\Omega_{rf} = 0.5\gamma$, $L = 3$ см и $|\Omega_p| = 0.3\gamma$ (а), $|\Omega_p| = 0.9\gamma$ (б). Точками показана начальная интенсивность. Для случая (б) атомные населенности приведены в (в).

ется все еще значительной в области действия второго импульса. Однако с ростом интенсивности пробного поля состояние 1 заметно истощается уже первым РЧ импульсом (рис.3в), так что второй резонанс поглощения пробного поля на рис.3б обусловлен только параметрической перекачкой энергии и поэтому меньше, чем в случае рис.3а.

В случае длинных РЧ импульсов и большого времени задержки τ_d между ними ($\tau_{rf}, \tau_d \geq \gamma_c^{-1} \square \gamma^{-1}$) эффекты когерентности отсутствуют из-за релаксации (рис.4), и уменьшение второго резонанса поглощения пробного поля легко объясняется уменьшением ρ_{11} .

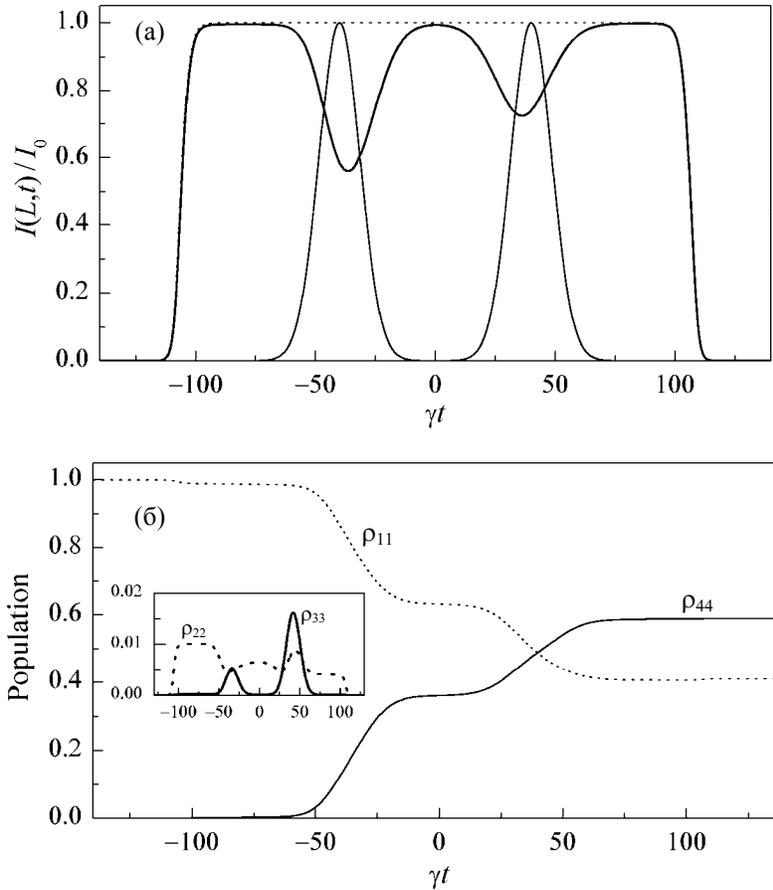


Рис.4. Выходная интенсивность пробного поля (жирная сплошная линия) в случае длинных РЧ импульсов (тонкие сплошные линии) с $\tau_{rf} = 17\gamma^{-1}$ для $\Omega_{rf} = 0.5\gamma$, $|\Omega_p| = 0.3\gamma$, $L = 2$ см (а) и атомные населенности (б).

Заметим, что развитый здесь метод может быть использован для записи РЧ информации на оптический импульс, что позволит передать ее по коммуникационным сетям с помощью оптических импульсов, в том числе с малыми потерями.

4. Заключение

Нами предложен метод оптического измерения характеристик РЧ излучения на основе ЭИП в атомах Rb. Мы показали, что временная структура когерентного РЧ импульса однозначно отображается на интенсивности пробного поля, и обсудили разные эффекты, влияющие на эту модификацию, знание которых позволяет точно измерить интенсивность и спектр РЧ поля. Некоторые вопросы требуют дополнительного исследования, в частности, относительное смещение РЧ пиков и резонансов поглощения пробного поля, которое, как мы полагаем, обусловлено сильной дисперсией, вызванной РЧ полем. Предложенный метод отображения РЧ импульса может быть использован для записи и передачи РЧ информации на большие расстояния без потерь с помощью оптических импульсов.

Авторы признательны А.А. Ахумяну за ценные замечания. Работа выполнена в рамках программы Международной лаборатории (CNRS-France &SCS-Armenia) IRMAS, а также частично финансировалась Седьмой Рамочной Программой (FP7/2007-2013) Евросоюза в рамках грантового соглашения №295025.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.Fleischhauer, A.Imamoglu, J.P.Marangos.** Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
2. **S.E.Harris.** Phys. Today, **50**, 36 (1997).
3. **S.E.Harris, L.V.Hau.** Phys. Rev. Lett., **82**, 4611 (1999).
4. **M.M.Kash et al.** Phys. Rev. Lett., **82**, 5229 (1999).
5. **H.Wang, D.Goorskey, M.Xiao.** Phys. Rev. Lett., **87**, 073601 (2001).
6. **D.A.Phillips et al.** Phys. Rev. Lett., **86**, 783 (2001).
7. **A.V.Turukhin et al.** Phys. Rev. Lett., **88**, 023602 (2001).
8. **L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behroozi.** Nature (London), **397**, 594 (1999).
9. **D.Budker, D.F.Kimball, et al.** Phys. Rev. Lett., **83**, 1767 (1999).
10. **J.Kitching, S.Knappe, L.Hollberg.** Appl. Phys. Lett., **81**, 553 (2002).
11. **P.D.D.Schwindt et al.** Appl. Phys. Lett., **85**, 6409 (2004).
12. **M.Bajcsy et al.** Nature (London), **426**, 638 (2003).
13. **A.Andre, M.Bajcsy, A.S.Zibrov, M.D.Lukin.** Phys. Rev. Lett., **94**, 063902 (2005).
14. **M.Lukin, S.Yelin, M.Fleischhauer, M.Scully.** Phys. Rev. A, **60**, 3225 (1999).
15. **Yu.Rostovtsev, Z.-E.Sariyanni, M.Scully.** Phys. Rev. Lett., **97**, 113001 (2006).
16. **H.Li et al.** Phys. Rev. A, **80**, 023820 (2009).

STUDY OF RADIOFREQUENCY RADIATION BY MEANS OF OPTICAL EFFECT OF ELECTROMAGNETICALLY INDUCED TRANSPARENCY

A.L. GOGYAN, N.V. SAHAKYAN, Yu.P. MALAKYAN

We propose a method for all-optical investigation of radiofrequency (RF) radiation based on the coherent effect of electromagnetically induced transparency (EIT). It is shown that in the presence of perturbation of atomic coherence by RF field, the shape of probe pulse propagating in a three-level Λ -type atomic medium under EIT conditions is modified correspondingly with the temporal structure of RF pulse. The effect is sensitive to the parameters of the pulse, which allows measuring the intensity and spectrum of RF pulse. The method can be used for storage and lossless transfer of RF information over long distances using optical pulses.