

УДК 539.18

УСИЛЕНИЕ СЛАБОГО СВЕТОВОГО СИГНАЛА С ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ В МНОГОУРОВНЕВОЙ АТОМАРНОЙ СРЕДЕ

Э.А. ГАЗАЗЯН, Г.Г. ГРИГОРЯН, А.В. ПАПОЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

(Поступила в редакцию 17 декабря 2010 г.)

Рассмотрено усиление циркулярно поляризованного светового сигнала при распространении в многоуровневой атомарной среде под действием сильного линейно поляризованного резонансного излучения. Сильная оптическая накачка может привести к инверсии населенностей между отдельными магнитными подуровнями сверхтонких уровней основного и возбужденного состояний. Решение самосогласованной системы уравнений для матрицы плотности и уравнений Максвелла для распространения слабого сигнала дает возможность проанализировать условия усиления.

1. Введение

Резонансное взаимодействие узкополосного лазерного излучения со сверхтонкой структурой атомных уровней приводит к существенному перераспределению начальных населенностей отдельных подуровней вследствие процессов оптической накачки. Так, часть населенности безвозвратно теряется, когда возбужденный лазерным излучением атом спонтанным распадом переводится на неактивный сверхтонкий подуровень, не взаимодействующий с резонансным излучением (“опустошающая накачка” на “открытых” переходах). Поэтому в случае интенсивной накачки заметный вклад в сигнал, регистрируемый в стационарном режиме и сформированный многими актами поглощения и испускания, вносят так называемые “циклические” переходы, не подверженные этому процессу по правилам отбора.

Перераспределение же населенности между магнитными подуровнями (рис.1), также вызванное многими циклами резонансного поглощения и флуоресценции (“зеemannовская накачка”), в стационарном режиме в нулевом магнитном поле приводит не только к неоднородному заселению магнитных подуровней основного состояния, но и создает неоднородно-распределенную населенность в возбужденном состоянии. Это приводит к поляризационным особенностям в сигналах резонансного поглощения и флуоресценции.

Проблема стационарного перераспределения населенности между магнитными подуровнями тонкой или сверхтонкой структуры, индуцированного интенсивным возбуждающим излучением с линейной,

круговой или эллиптической поляризацией, рассматривалась в теоретических работах еще в 80-е годы [1-5]. Эти расчеты показали, что перераспределение населенности магнитных подуровней, вызванное длительным воздействием интенсивного линейно-поляризованного лазерного излучения на атомную систему V-типа (переходы с основного состояния $J_g = J + 1$ ($F_g = F'$) на возбужденное состояние $J_g = J + 1$ ($F_e = F + 1$)), приводит к стягиванию населенности к магнитным подуровням с малыми значениями $|m_j|$ ($|m_F|$) и к выравниванию населенностей возбужденного и основного подуровней с тем же значением m_j (m_F).

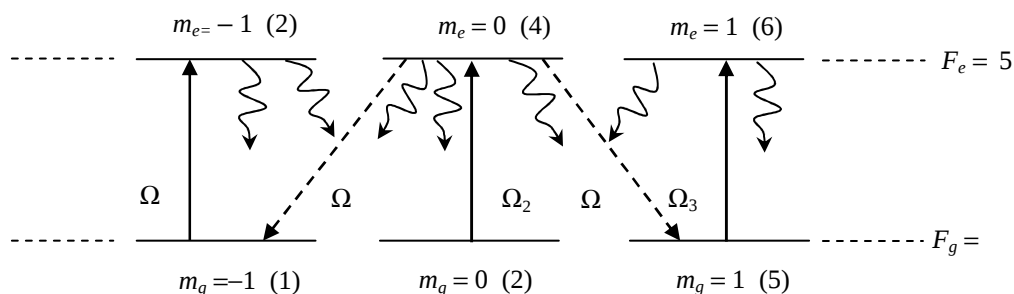


Рис.1. Схема рассматриваемого процесса при нулевом магнитном поле ($B = 0$, $\Omega_s = \Omega_p = 0$) для D₂ линии атома цезия.

Сильная оптическая накачка может привести к инверсии населенностей между отдельными магнитными подуровнями сверхтонких уровней основного и возбужденного состояний. Возможность такой инверсии и экспериментальные схемы ее выявления обсуждались в [3,6]. Косвенные и прямые проявления такого усиления в эксперименте при возбуждении атомарной среды линейно-поляризованным лазерным излучением в отсутствие магнитного поля представлены в [6,7]. Исследование усиления слабого светового сигнала при распространении в среде атомарных паров щелочных металлов в поле сильного лазерного излучения важно для получения фазово-развязанных источников когерентного электромагнитного излучения с одинаковой частотой и разными поляризациями из одного когерентного источника.

В работе [8] численным решением уравнений баланса была исследована сверхтонкая структура резонансной флуоресценции на линии D₂ атома ¹³³Cs под действием лазерного излучения с перестраиваемой частотой в случае линейной и круговой поляризаций. Подробно исследовано перераспределение атомных населенностей и динамика процесса при учете зеемановского расщепления уровней при наличии внешнего магнитного поля.

В настоящей работе рассмотрен конкретный переход конкретного элемента, а именно, переход, например, $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ линии D₂ атома цезия (аналогичная ситуация имеется также в случае перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ линии D₂ атома Rb). Этот переход циклический, т.е. оптической накачки не происходит. На рисунке отмечены только подуровни $m = 0, \pm 1$, задействованные

линейно-поляризованной накачкой, которая в случае именно перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ собирает всю населенность на подуровнях с $m = 0$. Решением самосогласованной системы уравнений для матрицы плотности и уравнений Максвелла исследована возможность усиления слабого сигнала при распространении в среде.

2. Основные уравнения и результаты

Рассмотрим возможность усиления слабого светового сигнала с циркулярной поляризацией в многоуровневой атомарной среде, возбуждаемой интенсивным линейно-поляризованным резонансным излучением. Гамильтониан рассматриваемой задачи (рис.1) имеет следующий вид:

$$H_{\text{int}} = -(\Omega_1 e^{i\Delta_1 t} \sigma_{21} + \Omega_2 e^{i\Delta_2 t} \sigma_{43} + \Omega_3 e^{i\Delta_3 t} \sigma_{65} + \Omega_s e^{i\Delta_s t} \sigma_{41} + \Omega_p e^{i\Delta_p t} \sigma_{45} + \text{h.c.}) \quad (1)$$

где Ω_i ($i=1,2,3$) – частоты переходов Раби для линейно-поляризованного лазерного поля, $\Omega_{s,p}$ – частоты переходов Раби для циркулярно-поляризованного слабого светового сигнала, σ_{ik} – атомные операторы, а соответствующие

расстройки резонансов $\Delta_1 = E_2 - E_1 - \omega_1$, $\Delta_2 = E_4 - E_3 - \omega_2$, $\Delta_3 = E_6 - E_5 - \omega_3$, $\Delta_s = E_4 - E_1 - \omega_s$, $\Delta_p = E_4 - E_5 - \omega_p$, где E_i – энергии соответствующих уровней.

Уравнение матрицы плотности запишем в виде

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H_{\text{int}}, \rho] + \Lambda \rho, \quad (2)$$

где Λ – релаксационная матрица.

В нашей работе численно исследуются схемы, которые приведены на рис.1 и 2. Для первой схемы (рис.1) внешнее магнитное поле равно нулю ($B=0$), в то время как для второй схемы (рис.2) включается дополнительное магнитное поле, приводящее к зеемановскому смещению уровней. Роль магнитного поля заключается в том, что оно выводит из резонанса пробное циркулярно-поляризованное поле, сдвигая подуровни с $m \neq 0$. Сначала рассмотрим схему, представленную на рис.1, где атомная система возбуждается линейно-поляризованным непрерывным лазерным полем, которое показано жирными стрелками ($\Omega_{1,2,3}$). На рис.1 отмечены только подуровни $m=0, \pm 1$, задействованные линейно-поляризованной накачкой, которая в случае именно перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ собирает всю населенность на подуровнях с $m=0$. Предполагается, что до взаимодействия с полем электроны равномерно распределены по основным состояниям 1,3,5. Как известно, при таком возбуждении в стационарном режиме взаимодействия населенность перераспределяется к середине системы (т.е. в нашем случае на уровни 3 и 4) [1-5,8]. Процесс перераспределения атомных населенностей происходит благодаря спонтанным переходам, которые показаны на рисунках волнистыми линиями. Жирными пунктирными линиями показаны слабые затравочные сигналы ($\Omega_{s,p}$), усиление которых мы будем рассматривать.

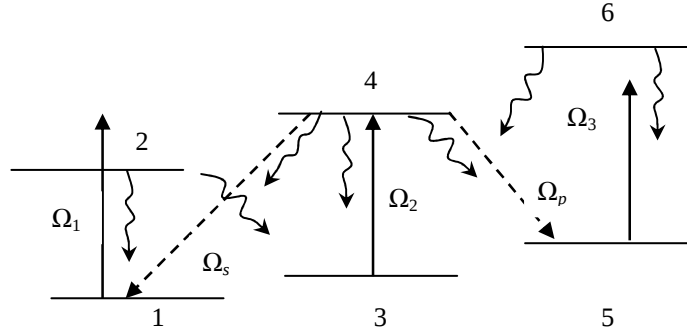


Рис.2. Рассматриваемая схема процесса при наличии внешнего магнитного поля $B \neq 0$ ($\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = 0$, $\Omega_{s,p} \neq 0$).

На рис.3 приведены результаты численного решения системы уравнений (2) при $\Omega_{s,p} = 0$, что показывает динамику населенностей атомных уровней. Как и следовало ожидать, с течением времени населенности уровней 1,2,5,6 затухают, а населенности уровней 3 и 4, осциллируя, выходят на предельные значения $\rho_{33}(\infty) = \rho_{44}(\infty) = 0.5$. Таким образом, между уровнями 4 и 1, 5 достаточно быстро создается инверсия, что будет приводить к усилению полей $\Omega_{s,p}$ [7,8].

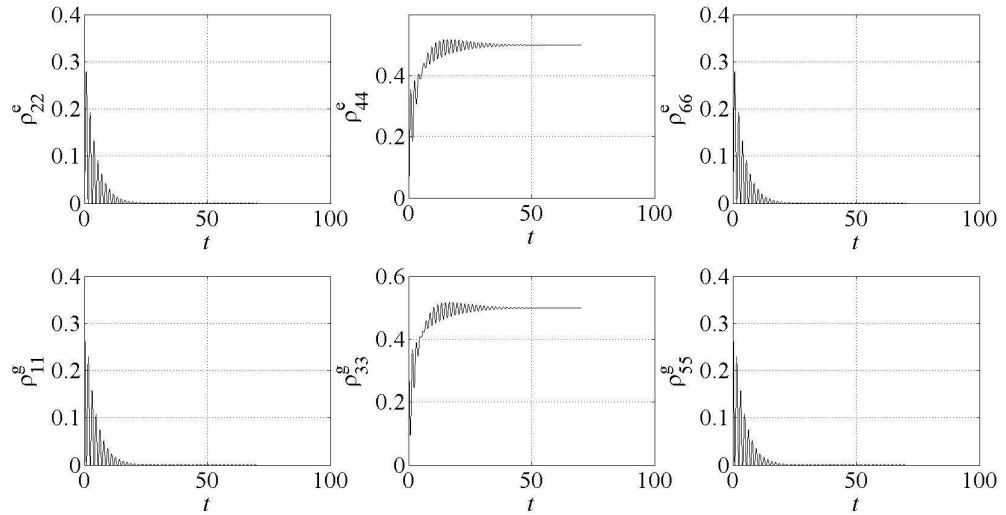


Рис.3. Динамика населенностей уровней при $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = 2\gamma$, $\Omega_{s,p} = 0$, $B = 0$ (γ – полная ширина ~ 500 МГц).

Рассмотрим теперь последовательное включение и выключение полей, приведенное на рис.4. Постоянное лазерное поле действует до момента времени t_0 достаточно большого, чтобы привести систему в описанное выше стационарное состояние (см. рис.3). В момент t_0 включается импульс лазерного поля, и одновременно с ним – внешнее постоянное магнитное поле (рис.4). Нами рассмотрены случаи длительности $\tau = 1, 50, 100, 150, 200$ (в единицах γ)

для такой последовательности включения и выключения полей численно исследована динамика населенностей атомных уровней, приведенных на рис.2. Подобная конфигурация взаимодействия может привести к эффективному усилению (генерации) полей $\Omega_{s,p}$, так как при соответствующем подборе длительности и амплитуды импульсного поля происходит перекачка населенностей из 3 в 4.

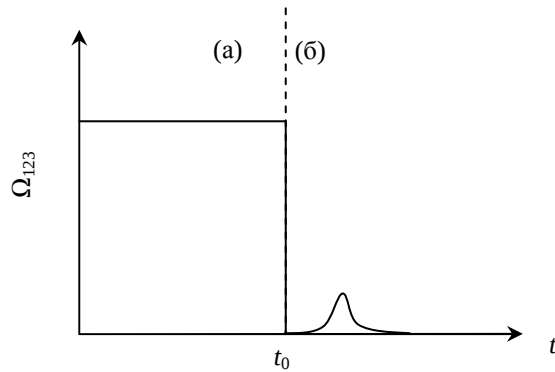


Рис.4. Общая схема включения (выключения) лазерных полей и затравочного поля: (а) при $t < t_0$, $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = 2\gamma$, $\Omega_{s,p} = 0$, $B = 0$ в соответствии с рис.1; (б) при $t > t_0$, $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = 0$, $\Omega_{s,p} = 0.05\gamma$, $B \neq 0$ в соответствии с рис.2.

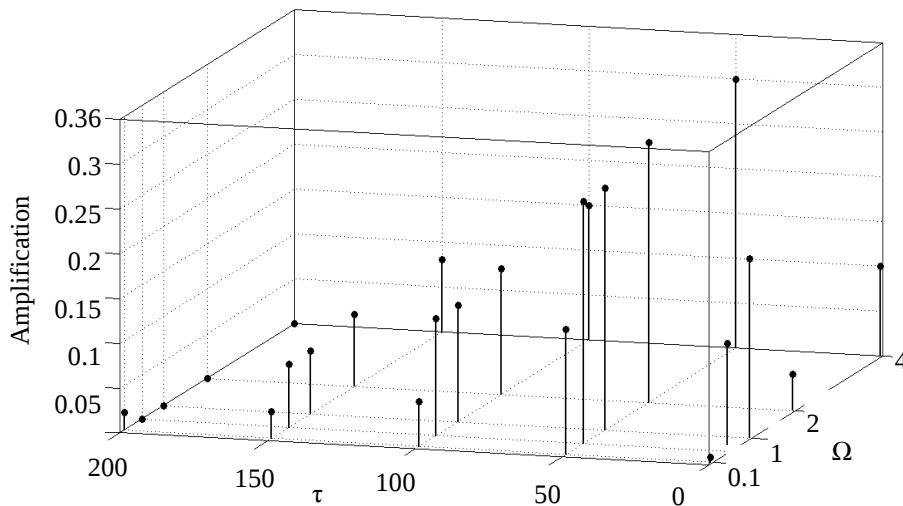


Рис.5. Динамика зависимости генерации циркулярного поля от частоты Раби (Ω) и от длительности импульса (τ) ($\Omega = \Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 \neq 0$).

На рис.5 приведены результаты вычисления мнимой части величины ρ_{41} в зависимости от частоты Раби и длительности импульсного поля. Отметим, что для ρ_{45} получается аналогичная картина. Из рис.5 видно, что при больших длительностях лазерного импульса ($\tau \sim 200\gamma$, где γ – полная ширина ~ 500 МГц) усиления нет. Максимальное усиление (порядка 30%) получается при

значениях $\tau \sim 50\gamma$. При этом дальнейшее увеличение частоты Раби существенного усиления не дает, так как с ростом частоты Раби происходит насыщение. При малых длительностях лазерного импульса ($\tau < \gamma$) реализуется нестационарный (осциллирующий) режим.

Для исследования усиления слабого сигнала ($\Omega_{s,p} = -d_{41,45}E_{s,p}/\hbar$) рассмотрим укороченное уравнение Максвелла для амплитуды слабого сигнала E_s , записанное в бегущих координатах:

$$\partial E_s(x)/\partial x = iq_s \rho_{41}, \quad (3)$$

где $q_s = 2\pi\omega_s Nd_{41}^2/c\hbar$ (N – число атомов). Из-за слабости сигнала E_s ограничимся линейным по полю приближением:

$$\rho_{41} = \chi E_s, \quad (4)$$

где χ – поляризуемость одного атома. Из выражений (3) и (4) получаем

$$\partial E_s(x)/\partial x = iq_s \chi E_s. \quad (5)$$

Решение уравнения (5) имеет вид

$$E_s(x) = E_s(0)e^{iq_s \chi x}. \quad (6)$$

Учитывая также, что

$$\chi = \text{Re}\chi + i \text{Im}\chi = \text{Re}\chi - i|\text{Im}\chi|, \quad \text{Im}(\rho_{41}) < 0, \quad (7)$$

выражение (6) принимает вид

$$E_s(x) = E_s(0)e^{i(q_s \text{Re}\chi)x} e^{q_s |\text{Im}\chi|x}. \quad (8)$$

Коэффициент усиления $\alpha = q_s |\text{Im}\chi|$ с учетом выражения (4) будет иметь вид

$$\alpha = q_s \text{Im}\rho_{41}/E_s. \quad (9)$$

При значениях $\omega_s = 10^{15}$ Гц, $N = 10^{13}$ см⁻³, $(d_{41})^2 = 10^{-35}$ получим $q_s = 10^{10}$ и, исходя из рис.5, $\text{Im}\rho_{41}^{\text{max}} = 0.3$. При $E_s = 0.05\gamma$ (γ – полная ширина ~ 500 МГц) для коэффициента усиления получаем $\alpha \sim 10^3$.

3. Заключение

Таким образом, нами показано, что затравочное циркулярно-поляризованное излучение может испытывать значительное усиление по мере распространения в атомарной среде, накачиваемой резонансным линейно-поляризованным излучением. Предложен режим импульсного возбуждения среды, при котором реализуется оптимальный режим усиления.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта фонда Фольксваген «Оптический информационный процесс при адиабатическом взаимодействии света с веществом», в рамках Международной ассоциированной лаборатории IRMAS и Гос. Комитета по науке Министерства образования и науки Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **B.W.Shore.** Acta Physica Slovaca, **58**, 243 (2008).
2. **A.P.Kazantsev, V.S.Smirnov, A.M.Tumaikin, I.A.Yagofarov.** Opt. Spectrosc., **52**, 116 (1984).
3. **B.Gao.** Phys. Rev. A, **48**, 2443 (1993).
4. **A.V.Taichenachev, A.M.Tumaikin, V.I.Yudin.** Zh. Eksp. Teor. Fiz., **110**, 1727 (1996)
5. **G.Nienhuis, A.V.Taichenachev, A.M.Tumaikin, V.I.Yudin.** Europhys. Lett., **44**, 20 (1998).
6. **A.V.Papoyan, R.G.Unanyan, K.Bergmann.** Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, No.4, p.414 (1999).
7. **M.Movsisyan, S.Shmavonyan, A.Papoyan.** Centr. Eur. J. Phys. (accepted).
8. **E.A.Gazazyan.** Proc. SPIE, **7027**, 70270J (2008).

ԹՈՒՅԼ ՇՐՋԱՆԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԱԶԴԱՆՇԱՆԻ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄԸ
ԲԱԶՄԱՄԱԿԱՐԴԱԿԱՆԻ ԱՏՈՄԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ

Է.Ա. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Գ.Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա.Վ. ՊԱՊՈՅԱՆ

Ուսումնասիրված է թույլ շրջանային բևեռացված լուսային ազդանշանի ուժեղացումը բազմամակարդականի ատոմական միջավայրում տարածման դեպքում ուժեղ գծային բևեռացված ռեզոնանսային ճառագայթման ազդեցությամբ: Ուժեղ օպտիկական մղումը կարող է հանգեցնել հիմնական և զրգոված վիճակների գերնուրբ մակարդակների առանձին մագնիսական ենթամակարդակների միջև բնակեցվածությունների ինվերսիայի: Խտության մատրիցի և թույլ ազդանշանի տարածման համար Մաքսվելի հավասարումների համակարգի ինքնահամաձայնեցված լուծումը հնարավորություն է տալիս վերլուծելու ուժեղացման պայմանները:

AMPLIFICATION OF A WEAK CIRCULARLY POLARIZED LIGHT SIGNAL IN A MULTILEVEL ATOMIC MEDIUM

E.A. GAZAZYAN, G.G. GRIGORYAN, A.V. PAPOYAN

Amplification of a weak circularly polarized light signal in a multilevel atomic medium excited by a strong linearly polarized resonant radiation is studied. A strong optical pumping may lead to the population inversion between magnetic sublevels of hyperfine components of the ground and excited states. Solution to the self-consistent system of density matrix equations and Maxwell equations for propagation of the weak signal allows analyzing the optimum conditions of amplification.