

**УСИЛЕНИЕ БЕЗ ИНВЕРСИИ В СРЕДЕ  $1/2 \rightarrow 1/2$  АТОМОВ****Н.П.Коноплева, А.М.Тумайкин***Новосибирский государственный университет<sup>1)</sup>**630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 июля 1998 г.

Продемонстрировано безинверсное усиление пробного поля в среде двухуровневых невырожденных атомов при накачке циркулярно поляризованным оптическим полем, резонансным  $1/2 \rightarrow 1/2$  атомному переходу, в присутствии постоянного магнитного поля, ортогонального волновому вектору поля накачки. Показано, что в сильных оптическом и магнитном полях усиление без инверсии возможно в случае накачки с конечной шириной спектра, которая может быть много больше естественной ширины возбужденного уровня.

PACS: 42.50.-p

Когерентные эффекты в атомных системах могут приводить к различным физическим явлениям, таким как индуцированная электромагнитным полем прозрачность, увеличение показателя преломления, усиление в отсутствие инверсии в среде. Усиление в неинвертированных атомарных средах, возникающее при взаимодействии сильного когерентного поля и поля накачки, хорошо исследовано для двухуровневых [1, 2] и различных схем, использующих трехуровневые атомы  $\Lambda$ -,  $\Xi$ - и  $V$ -конфигураций [3–9]. В общем, безинверсное усиление можно рассматривать как нелинейный интерференционный эффект [10], в результате которого происходит усиление пробного поля в некоторых областях спектра. При этом интегральный коэффициент поглощения определяется только разностью населенностей (для трехуровневых систем см. также [11]). Физические процессы, приводящие к усилению без инверсии, имеют различное происхождение в разных системах. Так, например, рамановский резонанс в спектре поглощения пробного поля для двухуровневого атома (см., например, [12]) или усиление без инверсии в  $\Lambda$ - и  $V$ -системах, рассмотренных в [3, 5, 8], можно интерпретировать как проявление "скрытой" инверсии, которая есть в базисе одетых состояний. Для трехуровневой  $\Lambda$ -схемы, предложенной в работе [6], инверсия в базисе одетых состояний отсутствует. В этом случае усиление в базисе одетых состояний можно рассматривать как когерентный эффект, вызванный пробным полем ("усиление когерентностью") [13].

В настоящей работе представлена новая схема усиления для двухуровневых невырожденных атомов. В отличие от цитированных выше работ, в рассматриваемой схеме сильное оптическое поле не обязательно должно быть когерентным. Атомные когерентные эффекты, приводящие к усилению без инверсии, возникают при взаимодействии атомов с широкополосным полем накачки в присутствии постоянного магнитного поля. При этом ширина спектра поля накачки может быть много больше естественной ширины возбужденного состояния.

**Постановка задачи.** Рассматривается распространение пробного поля в среде двухуровневых атомов с вырожденным по проекции углового момента основным

<sup>1)</sup> e-mail: llf@admin.nsu.ru

$J_e = 1/2$ , и возбужденным  $J_g = 1/2$ , состояниями. Накачка производится циркулярно поляризованным, резонансным оптическим полем. Система помещена в магнитное поле, направленное перпендикулярно волновому вектору поля накачки. Пробное поле распространяется вдоль магнитного поля. Гамильтониан атома может быть записан в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{V} = \hat{H}' + \hat{V}, \quad (1)$$

где  $\hat{H}_0$  – гамильтониан неподвижного атома,  $\hat{H}_1$  и  $\hat{H}_2$  – гамильтонианы взаимодействия атома с полем накачки и с магнитным полем,  $\hat{V}$  – гамильтониан взаимодействия с пробным полем. Для определенности будем считать, что  $\sigma^+$ -поляризованное поле накачки распространяется вдоль оси  $z$ , а магнитное поле имеет отличную от нуля проекцию на ось  $x$ :  $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_x$ . При выборе оси квантования вдоль волнового вектора поля накачки имеем:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_0 (|3\rangle\langle 3| + |4\rangle\langle 4|), \quad (2)$$

$$\hat{H}_1 = \hbar \left( W(t)e^{-i(\omega t - kz)} |3\rangle\langle 1| + \text{h.c.} \right), \quad (3)$$

$$\hat{H}_2 = \hbar (\Omega |1\rangle\langle 2| + \Omega_1 |4\rangle\langle 3| + \text{h.c.}), \quad (4)$$

где гамильтониан  $\hat{H}_1$  записан в приближении вращающихся волн. В (2)-(4) использованы следующие обозначения:

$$|1\rangle = |J_g = 1/2, -1/2\rangle, |2\rangle = |J_g = 1/2, 1/2\rangle, \quad (5)$$

$$|3\rangle = |J_e = 1/2, 1/2\rangle, |4\rangle = |J_e = 1/2, -1/2\rangle;$$

$\omega_0$  и  $\omega$  – частоты атомного перехода и поля накачки,  $W(t) = \langle 1/2||d||1/2\rangle E = \exp[i\phi(t)]/\hbar\sqrt{3}$  – частота Раби, где  $E$  – амплитуда поля накачки,  $\langle 1/2||d||1/2\rangle$  – приведенный матричный элемент оператора дипольного момента атома;  $\Omega = -\mu_0 g H/\hbar\sqrt{2}$  и  $\Omega_1 = -\mu_0 g_1 H/\hbar\sqrt{2}$  – частоты Лармора основного и возбужденного состояний,  $g$  и  $g_1$  –  $g$ -факторы основного и возбужденного состояний. Фазовый множитель, содержащий  $\phi(t)$ , описывает флуктуации фазы в случае накачки с широким спектром. Для когерентной накачки  $\phi(t) = 0$ , и без ограничения общности частоту Раби  $W$  можно считать вещественной и положительной.

Гамильтониан  $\hat{V}$  в приближении вращающихся волн имеет вид

$$\hat{V} = \hbar \left( V_z e^{-i(\omega_p t - k_p x)} (|3\rangle\langle 2| - |4\rangle\langle 1|) + V_y e^{-i(\omega_p t - k_p x)} (|3\rangle\langle 1| - |4\rangle\langle 2|) + \text{h.c.} \right), \quad (6)$$

$\omega_p$  – частота пробного поля. Пробное поле в (6) представлено в виде линейно поляризованных вдоль осей  $z$  и  $y$  компонент с частотами Раби  $V_z = -\langle 1/2||d||1/2\rangle E_z/\hbar\sqrt{6}$  и  $V_y = i\langle 1/2||d||1/2\rangle E_y/\hbar\sqrt{6}$ , соответственно.

Взаимодействие атома с пробным полем рассматривалось стандартным образом по теории возмущений. Системы уравнений для матрицы плотности в нулевом,  $\hat{\rho}^{(0)}$ , и первом,  $\hat{\rho}^{(1)}$ , порядках по пробному полю имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho}^{(0)} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}', \hat{\rho}^{(0)}] + \hat{\Gamma} \hat{\rho}^{(0)}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}^{(1)}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}', \hat{\rho}^{(1)}] + -\frac{i}{\hbar} [\hat{V}, \hat{\rho}^{(0)}] + \hat{\Gamma} \hat{\rho}^{(1)} \quad (8)$$

Член  $\hat{\Gamma} \hat{\rho}$  в уравнениях (7),(8) описывает радиационную релаксацию. Для рассматриваемого перехода

$$(\hat{\Gamma} \hat{\rho})_{mn} = -\gamma/2 \rho_{mn}, \quad m = 1, 2, \quad n = 3, 4 \quad (m = 3, 4, \quad n = 1, 2);$$

$$(\hat{\Gamma} \hat{\rho})_{mn} = -\gamma \rho_{mn}, \quad m = 3, 4, \quad n = 3, 4;$$

$$(\hat{\Gamma} \hat{\rho})_{11(22)} = 2\gamma/3 \rho_{33(44)} + \gamma/3 \rho_{44(33)}, \quad (\hat{\Gamma} \hat{\rho})_{12} = \gamma/3 \rho_{43},$$

где  $\gamma$  – естественная ширина возбужденного уровня.

При рассмотрении накачки с широким спектром мы предполагали, что флуктуации фазы представляют случайный марковский процесс и удовлетворяют стохастическому уравнению:

$$d\phi = \sqrt{2b} dw, \quad (9)$$

где  $w$  – нормальный винеровский процесс [14]. Уравнению (9) соответствует уравнение Фоккера – Планка с коэффициентом диффузии  $b$ . Автокорреляционная функция в этом случае

$$\langle W^*(t)W(t + \tau) \rangle = |W|^2 e^{-2b\tau}. \quad (10)$$

Видно, что  $b$  определяет ширину спектра волны накачки. Предел  $b \rightarrow 0$  соответствует когерентному полю накачки.

С учетом флуктуации фазы волны накачки (9) уравнения для матрицы плотности (7),(8) преобразуются в систему стохастических уравнений. С помощью соответствующего уравнения Фоккера – Планка для функции распределения  $f(\rho_{ij}^{(0)}, \rho_{ij}^{(1)}, \phi, t)$ ,  $i, j = 1, \dots, 4$  (см., например, [14]) были получены уравнения для усредненных по флуктуациям элементов матрицы плотности  $\bar{\rho}_{ij}$ .

Распространение пробного поля в стационарном случае описывается следующей системой укороченных уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} V_z \\ V_y \end{pmatrix} = -i4\pi \frac{nk_p |1/2||d||1/2|^2}{6\hbar} \begin{pmatrix} r_{32} - r_{41} \\ r_{31} - r_{42} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где  $n$  – концентрация атомов,  $\bar{\rho}_{ij}^{(1)} = r_{ij} \exp[-i(\omega_p t - k_p x)]$  ( $i = 3, 4; j = 1, 2$ ) – усредненные по флуктуациям стационарные амплитуды оптических когерентностей на частоте пробного поля. Решив стационарные решения уравнений для матричных элементов матрицы плотности в нулевом и первом порядках по пробному полю, усредненных по флуктуациям фазы поля накачки, мы нашли коэффициенты поглощения (усиления) нормальных волн.

**Результаты и обсуждение.** В  $\sigma^+$ -поляризованном поле накачки в отсутствие магнитного поля атомы оптически накачивают зеemanовский подуровень основного состояния  $|2\rangle$  (рис.1). В результате возникает ориентация вдоль волнового вектора поля накачки. Очевидно, что такая среда прозрачна для  $\sigma^+$ -поляризованного пробного поля. Для других поляризаций пробное поле будет поглощаться. При включении магнитного поля атомный магнитный момент начинает прецессировать вокруг направления магнитного поля. В базисе, связанном с полем накачки, это выражается в

переходах между зеемановскими подуровнями (см. рис.1). В результате совместного действия светового и магнитного полей все подуровни основного и возбужденного состояний будут заселены, а также отличны от нуля оптические когерентности и когерентности между зеемановскими подуровнями. В такой сложной четырехуровневой системе оптические свойства среды по отношению к пробному полю существенно изменяются: одна из нормальных волн может усиливаться в отсутствие инверсии между основным и возбужденным состояниями, а также инверсии между любой парой подуровней основного и возбужденного состояний.

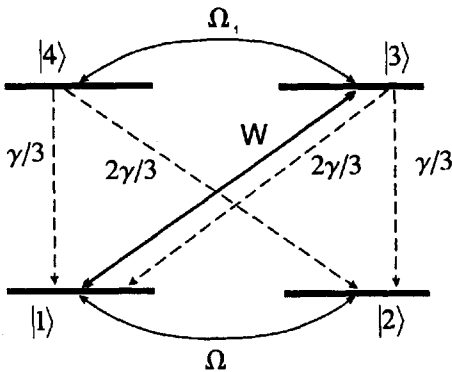


Рис.1. Схема атомных уровней и переходов при выборе оси квантования вдоль волнового вектора поля накачки: жирной линией обозначены переходы, индуцированные полем накачки, штриховые линии соответствуют спонтанным переходам, тонкие линии – переходам, вызванным магнитным полем

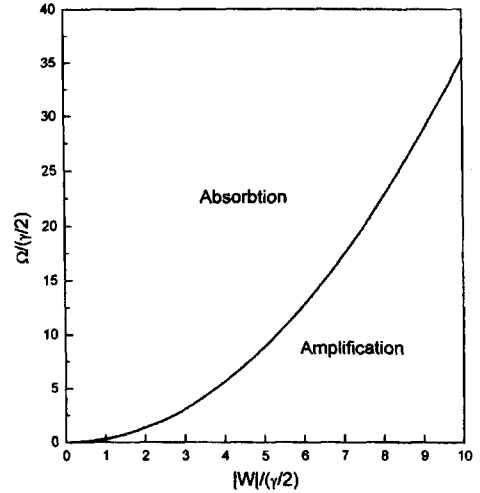


Рис.2. Области поглощения и усиления нормальной волны в случае когерентного поля накачки и равенства  $g$ -факторов основного и возбужденного состояний

**а) Когерентное поле накачки.** Для когерентного поля накачки мы нашли тензор восприимчивости среды в аналитическом виде при точном резонансе для поля накачки и пробного поля в случае равенства  $g$ -факторов основного и возбужденного состояний ( $\Omega_1 = \Omega$ ). Были найдены линейные коэффициенты поглощения (усиления) нормальных волн пробного поля. Получено, что одна из нормальных волн может усиливаться. Для этой волны найдено уравнение, определяющее границу между областями поглощения – усиления для одной из нормальных волн. Это уравнение является полиномом степени 10 относительно  $(|W/\gamma|^2)$ ,  $(\Omega/\gamma)^2$  и мы не будем приводить его здесь ввиду громоздкости. Как показывают численные расчеты, только один из корней уравнения имеет физическое значение. Результаты расчетов представлены на рис.2. Как видно, усиление пробного поля возможно, в том числе, в слабых магнитных полях:  $\Omega \ll \gamma$ . В этом случае усиление происходит, когда частота Раби поля накачки превосходит критическое значение  $|W|_c \approx 1.95\sqrt{\gamma\Omega}$ . В сильных магнитных полях ( $\Omega \gg \gamma$ ) усиление происходит, если  $|W| > |W|_c \approx 1.19\sqrt{\gamma\Omega}$ . Как показали численные расчеты формы линии пробного поля, при точном резонансе для поля накачки усиление максимально в центре линии.

Для интерпретации эффекта мы рассмотрели усиление в базисе одетых состояний (собственные состояния гамильтониана  $\hat{H}'$ ) в пределе сильных полей  $|W|$ ,  $\Omega \gg \gamma$ . Получено, что усиление не сводится к инверсии в базисе одетых состояний. Таким образом, даже в базисе одетых состояний усиление является следствием когерентных эффектов в четырехуровневой атомной системе.

Все приведенные выше результаты получены без учета движения атомов. Понятно, что в доплеровски уширенной среде при ортогональном распространении оптических полей поле накачки и пробное поле будут взаимодействовать с различными скоростными группами атомов. Это может приводить к уменьшению или исчезновению усиления пробного поля. Поэтому представляет интерес рассмотреть случай накачки с широким спектром.

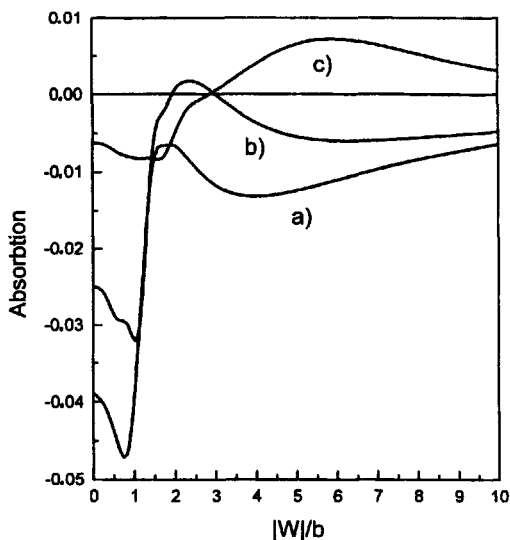


Рис.3. Численные расчеты линейного коэффициента поглощения нормальной волны как функции частоты Раби для различных значений частоты Лармора: а)  $\Omega = 0.8b$ ; б)  $\Omega = b$ ; в)  $\Omega = 2b$ . Области, где коэффициент положителен, соответствуют усилению

б) *Поле накачки с широким спектром.* При рассмотрении взаимодействия атомов с широкополосной накачкой мы предполагали, что ширина спектра уже, чем расщепление между компонентами тонкой (сверхтонкой) структуры, и справедливо приближение двухуровневого атома. В пределе, когда  $b \gg \gamma$ ,  $\Omega$ ,  $W$  (то есть  $b \rightarrow \infty$ ), обе нормальные волны поглощаются. Однако в случае  $b \gg \gamma$  и сильных оптическом и магнитном полях  $\Omega \sim b$ ,  $W \sim b$ , одна из нормальных волн может усиливаться (рис.3). Это главное отличие от случая когерентной накачки, где усиление возможно в слабых полях. Таким образом, пока диффузия фазы поля накачки сравнима с частотой прецессии и частотой Раби, атомные когерентные эффекты могут приводить к смене поглощения усилением. Как и для когерентного поля накачки, усиление максимально при точном резонансе для пробного поля.

В заключение отметим, что атомные когерентные эффекты в схемах усиления без инверсии, где используется сильное когерентное "управляющее" поле, существенно зависят от флуктуаций "управляющего" поля. Сильное уменьшение усиления, когда ширина спектра "управляющего" поля становится порядка радиационной ширины возбужденного уровня, продемонстрировано в работах [15, 16] для  $\Lambda$ - и  $V$ -схем. В рассмотренной нами схеме атомные когерентные эффекты обусловлены совместным

действием поля накачки и постоянного магнитного поля. В этом случае усиление пробного поля может происходить при накачке атомов оптическим полем с конечной шириной спектра. Причем, в сильных оптическом и магнитном полях ширина спектра может быть существенно больше радиационной ширины возбужденного уровня. В этом случае атомарная среда представляет "преобразователь" частично когерентного света в когерентный.

- 
1. С.Г.Раутиан, И.И.Собельман, ЖЭТФ **41**, 456 (1961).
  2. B.R. Mollow, Phys. Rev. **A5**, 2217 (1972).
  3. О.А.Кочаровская, Я.И.Ханин, Письма в ЖЭТФ **48**, 581 (1988).
  4. S.E.Harris, Phys. Rev. Lett. **62**, 1033 (1989).
  5. M.O.Scully, S.Y.Zhy, and A.Gavrielides, Phys. Rev. Lett. **62**, 2813 (1989).
  6. A.Imamoglu, J.E.Field, and S.E.Harris, Phys. Rev. Lett. **66**, 1154 (1991).
  7. G.Bhanu Prasad and G.S.Agarwal, Opt. Commun. **86**, 409 (1991).
  8. S.Basil and P.Lambropoulos, Opt. Commun. **78**, 163 (1990).
  9. Y.Zhy, Phys. Rev. **A45**, R6149 (1992).
  10. С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов, А.М.Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Новосибирск: Наука, 1979.
  11. А.К.Полов, В.М.Кучин, С.А.Мысловец, ЖЭТФ **113**, 455 (1998).
  12. C.Cohen-Tannoudji and S.Reynaud, J. Phys. **B10**, 345 (1977).
  13. G.S.Agarwal, Phys. Rev. **A44**, R28 (1991).
  14. К.В.Гардинер, *Стохастические методы в естественных науках*, М.: Мир, 1986.
  15. S.Sultana and M.S.Zubary, Phys. Rev. **A49**, 438 (1994).
  16. S.Gong and Z.Xu, Opt. Commun. **115**, 65 (1995).