

КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СРЕДЕ БЕЗ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

О.А.Кочаровская, Я.И.Ханин

Предсказан эффект усиления ультракороткого импульса в трехуровневой среде Λ -конфигурации в отсутствие инверсии населенностей и когерентной оптической накачки. Он возникает вследствие захвата населенностей на двух нижних уровнях при возбуждении низкочастотной когерентности.

1. Исследуем когерентное распространение ультракороткого импульса (УКИ) в трехуровневой среде Λ -конфигурации (рис. 1), когда два подуровня основного состояния оптически связаны с верхним уровнем. Будем предполагать, что спектральная ширина однородных

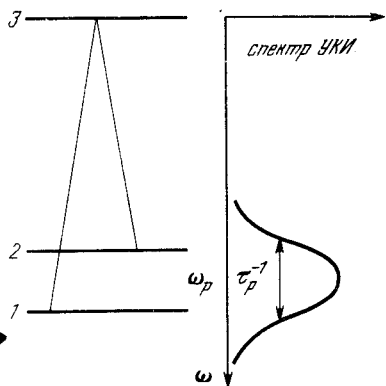


Рис. 1

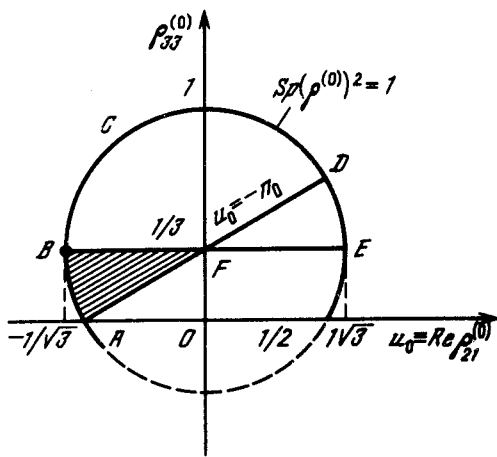


Рис. 2

Рис. 1. Схема резонансного взаимодействия трехуровневой среды Λ -конфигурации с УКИ, перекрывающим по спектру частоту расщепления ω_{21}

Рис. 2. Плоскость начальных состояний среды в случае $\rho_{11}^{(0)} = \rho_{22}^{(0)}$, $\text{Im} \rho_{21}^{(0)} = 0$. Буквами обозначены области безинверсного усиления (ABF), усиления в среде с инверсией (BCDF) и поглощения в среде с инверсией (DEF)

оптических переходов превышает спектральную ширину импульса, которая, в свою очередь, перекрывает частоту расщепления: $T_2^{-1} \gg \tau_p^{-1} \gg \omega_{21}$. В этих условиях УКИ резонансно взаимодействует сразу с обоими оптическими переходами. Рассматриваемая ситуация принципиально отличается от известного случая распространения симултона в трехуровневой среде¹, реализующегося в прямо противоположных условиях: $T_2^{-1} \ll \tau_p^{-1} \ll \omega_{21}$, и описывается уравнениями:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u}{\partial \xi} &= -2\eta n - (1 + \eta^2)u, \\
 \frac{\partial n}{\partial \xi} &= -3[(1 + \eta^2)n - (1 - \eta^2)\tilde{n} + 2\eta u], \\
 \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \xi} &= (1 - \eta^2)n - (1 + \eta^2)\tilde{n}, \\
 \frac{\partial I}{\partial z} + c^{-1} \frac{\partial I}{\partial t} &= -\sigma NI [(1 + \eta^2)n - (1 - \eta^2)\tilde{n} + 2\eta u].
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Они следуют из уравнения для матрицы плотности ρ в приближении адиабатического сдвига поляризации на оптических переходах за полем E для УКИ с длительностью τ_p .

много меньшей времен релаксации населенностей ². Эти уравнения описывают перенос интенсивности излучения $I = c |E|^2 / 8\pi\hbar\omega_p$ через трехуровневую среду с учетом низкочастотных (НЧ) когерентных эффектов. Здесь N — концентрация атомов, $\eta = \mu_{32} / \mu_{31}$ — отношение дипольных моментов, $\zeta = \frac{t}{-\infty} \int I(t') dt' / 2$, ω_p — несущая частота импульса, $\sigma = 4\pi\mu_{31}^2 T_2 \omega_p / c\hbar$, $n = (\rho_{22} + \rho_{11} - 2\rho_{33})/2$, $\tilde{n} = (\rho_{22} - \rho_{11})/2$, $u = \text{Re}\rho_{21}$, ρ_{21} — НЧ когерентность.

2. Общее решение системы первых трех уравнений (1), описывающее преобразование параметров среды в поле УКИ, имеет вид:

$$\begin{pmatrix} u \\ n/\sqrt{3} \end{pmatrix} \equiv \mathbf{x} = \sum_{\alpha=1}^3 C_{\alpha} \mathbf{x}^{(\alpha)} e^{-\lambda_{\alpha} t}; \quad C_{\alpha} = \sum_{j=1}^3 x_{0j} x_j^{(\alpha)}, \quad \mathbf{x}_0 \equiv \begin{pmatrix} u_0 \\ n_0 \sqrt{3} \\ n_0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{x}_0 — вектор состояния среды до прихода УКИ, $\lambda_1 = 0$, $\lambda_2 = 4(1 + \eta^2)$, $\lambda_3 = 1 + \eta^2$,

$$\mathbf{x}^{(1)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \begin{pmatrix} -2\eta/(1 + \eta^2) \\ 1/\sqrt{3} \\ (1 - \eta^2)/(1 + \eta^2) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{x}^{(2)} = \begin{pmatrix} -\eta/(1 + \eta^2) \\ -\sqrt{3}/2 \\ (1 - \eta^2)/2(1 + \eta^2) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\mathbf{x}^{(3)} = \begin{pmatrix} (1 + \eta^2)/(1 + \eta^2) \\ 0 \\ 2\eta/(1 + \eta^2) \end{pmatrix}; \quad \mathbf{x}^{(\alpha)} \mathbf{x}^{(\beta)} = \delta_{\alpha\beta}.$$

Подстановка решения (3) в уравнение для интенсивности (1) дает:

$$\frac{\partial I}{\partial z} + c^{-1} \frac{\partial I}{\partial t} = \frac{1}{2} \sigma N I \lambda_2 C_2 e^{-\lambda_2 t}, \quad \lambda_2 C_2 = -4\eta u_0 - 2(1 + \eta^2)n_0 + 2(1 - \eta^2)\tilde{n}_0. \quad (4)$$

В частном случае, когда один из оптических переходов запрещен, т. е. $\eta = 0$ или $\eta = \infty$, уравнение (4) совпадает с уравнением переноса интенсивности излучения в безынерционной двухуровневой среде в балансном приближении ^{3, 4}. Его решение при этом описывает хорошо изученные процессы усиления и поглощения УКИ в инвертированной и неинвертированной двухуровневой среде соответственно. В общем случае решение уравнения (4) имеет аналогичную форму:

$$I(t, z) = \frac{I_0(t - z/c)}{1 - \{1 - \exp(-\sigma N \lambda_2 \int_0^z C_2 dz/2)\} \exp[-\lambda_2 \zeta_0(t - z/c)]}, \quad \zeta_0(t) = \frac{\sigma}{2} \int_{-\infty}^t I(t') dt', \quad (5)$$

где $I_0(t)$ — интенсивность УКИ на входе в трехуровневую среду ($z = 0$).

3. В трехуровневой среде коэффициент усиления определяется, согласно (4), величиной C_2 и зависит не только от разностей населенностей на оптических переходах, но и от НЧ когерентности. Благодаря этому УКИ может усиливаться, несмотря на то, что инверсия и когерентная оптическая накачка на каждом из оптических переходов отсутствуют. Усиление в двухуровневой среде в этих условиях, как известно ^{4, 5}, невозможно.

бынверсное усиление возникает в широкой области параметров среды:

$$C_2 > 0, \quad 0 < \rho_{33}^{(0)} \leq \rho_{11}^{(0)} \rho_{22}^{(0)}; \quad \text{Sp}(\rho^{(0)})^2 \equiv \sum_{i=1}^3 \rho_{ii}^{(0)2} + 2|\rho_{21}^{(0)}|^2 \leq 1. \quad (6)$$

Для одинаковых дипольных моментов на обоих оптических переходах в случае $\text{Im} \rho_{21}^{(0)} = 0, \tilde{n}_0 = 0$ эта область изображена на рис. 2. Максимальный коэффициент усиления в ней достигается при $\rho_{33}^{(0)} = 1/3, u_0 = -1/\sqrt{3}$. Он всего лишь в $\sqrt{3}$ раз меньше, чем в полностью инвертированной среде.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что даже малое заселение верхнего уровня ($\rho_{33}^{(0)} \ll 1/3$) при возбуждении максимальной величины НЧ когерентности $-u_0 \approx \sqrt{\rho_{11}^{(0)} \rho_{22}^{(0)}}$, согласно (4), обеспечивает такой же коэффициент усиления, как и инвертированная среда с инверсией, равной $\rho_{33}^{(0)}$ (рис. 3).

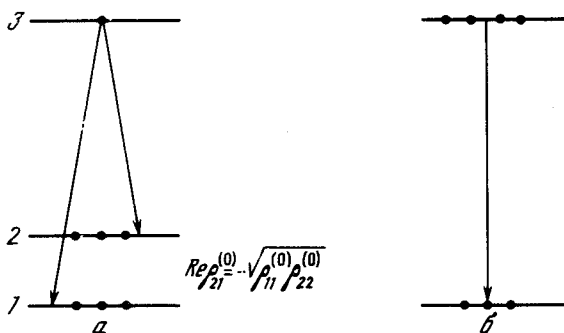


Рис. 3. Коэффициент безынверсного усиления в трехуровневой среде *a* такой же, как и в инвертированной двухуровневой среде *б*

Физически безынверсное усиление связано с существованием в трехуровневой среде когерентного состояния нижних подуровней $C_1 \chi^{(1)}$, находясь в котором атомы в силу интерференции переходов $1-3$ и $2-3$ не взаимодействуют с полем^{2, 6, 7}. Возбуждение НЧ когерентности ($u_0 \neq 0$) к моменту прихода импульса частично переводит атомы в указанное состояние когерентного захвата населенностей, тем самым как бы исключая из игры часть атомов, находящихся на нижних подуровнях, но не способных поглощать поле. В результате УКИ опустошает верхний уровень: $\rho_{33} - \rho_{33}^{(0)} = -C_2 [1 - \exp(-\lambda_2 \zeta)] -$, даже когда его населенность меньше населенностей нижних уровней. Забираемая у среды энергия переходит в энергию импульса: $W_p(z) = W_p(0) + \hbar \omega_p N \int_0^z (\rho_{33} - \rho_{33}^{(0)}) dz$.

Аналогичный процесс безынверсного усиления возможен и в ряде других ситуаций. А именно, он возникает всякий раз, когда в результате возбуждения НЧ когерентности населенность верхнего уровня в соответствующем состоянии когерентного захвата оказывается меньше, чем в исходном состоянии среды. Излучение снимает этот "излишек" населенности, стремясь перевести среду в состояние когерентного захвата населенностей на нижних подуровнях, и потому усиливается даже в неинвертированной среде. В частности, можно показать, что безынверсное усиление возможно и в традиционных для резонансного ВКР условиях распространения в трехуровневой среде двух квазимонохроматических компонент излучения с несущими частотами ω_{31}, ω_{32} .

4. Возбуждение когерентности ρ_{21} осуществимо путем воздействия резонансного СВЧ поля, например, в виде $\pi/2$ -импульса, переводящего среду в состояние с равными населенностями уровней 1 и 2 и максимальной величиной $\text{Im} \rho_{21}$. Поскольку усиление УКИ пропорционально $-\text{Re} \rho_{21}^{(0)}$, оптический импульс должен запаздывать по отношению к СВЧ импульсу на четверть или три четверти периода $2\pi/\omega_{21}$ (в зависимости от знака разности населенностей на переходе $1-2$ перед приходом СВЧ импульса). В соответствии с законом

сохранения вектора Блоха, чем больше величина этой разности, тем большая когерентность будет возбуждена. С целью ее увеличения один из подуровней желательно специально опустошить, например, путем селективного по частоте или поляризации воздействия резонансного излучения или посредством охлаждения среды.

Частичное заселение верхнего уровня, необходимое для усиления, может быть обеспечено некогерентной оптической накачкой или другими традиционными методами. В инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах для безынерсного усиления в принципе достаточно уже теплового, равновесного заселения верхнего уровня.

Безынерсное усиление может быть экспериментально обнаружено, например, в парах натрия или рубине. Предсказанный эффект целесообразно использовать для получения усиления или генерации на тех переходах, где трудно реализовать инверсию населенностей.

Литература

1. *Kopornicki M.J., Eberly J.H.* Phys. Rev. A, 1981, **24**, 2567.
2. *Кочаровская О.А., Ханин Я.И.* ЖЭТФ, 1986, **90**, 1610.
3. *Крюков П.Г., Летохов В.С.* УФН, 1969, **99**, 169.
4. *Ханин Я.И.* Динамика квантовых генераторов. М.: Сов, радио, 1975.
5. *Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М.* Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск: Наука, 1979.
6. *Arimondo E., Orriols G.* Nuovo Cim. Lett., 1976, **17**, 333.
7. *Alzetta G., Moi L., Orriols G.* Nuovo Cim. B, 1979, **52**, 209.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 октября 1988 г.