

01.07
©1994

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ КОГЕРЕНТНОЙ АТОМНОЙ СРЕДЕ

Д.В.Косачев, Б.Г.Матисов

В настоящее время активно исследуются свойства когерентных атомных ансамблей [1,2]. Экспериментальное изучение этих ансамблей уже привело к таким новшествам, как создание лазеров, генерирующих излучение с подавленными квантовыми шумами и управляемой статистикой, лазеров без инверсии, реализации сверхглубокого лазерного охлаждения атомов, и др. Естественно, что идет поиск новых, еще не исследованных свойств и эффектов, возникающих в таких ансамблях.

В настоящей работе мы рассматриваем новое явление, а именно влияние фаз электромагнитных полей на характер распространения лазерного излучения в оптически плотном когерентном атомном ансамбле.

Рассмотрим систему (рис. 1), взаимодействующую со световыми полями с частотами ω_{3m} ($m = 1, 2$), резонансными переходами $|1\rangle - |3\rangle$ и $|2\rangle - |3\rangle$ соответственно. К переходу $|1\rangle - |2\rangle$ приложено резонансное радиочастотное (РЧ) поле с частотой ω_{21} . Считаем, что переходы $|m\rangle - |3\rangle$ ($m = 1, 2$) электродипольные, а переход $|1\rangle - |2\rangle$ — магнитодипольный. Как показано в [3], в этой системе (будем для краткости такую систему называть Δ -системой) стационарные населенности существенно зависят от суммарной фазы Φ , которая складывается из фаз возбуждающих полей. В частности, только при $\Phi = \pi n$ и равных частотах Раби оптических полей в Δ -системе возникает явление когерентного пленения населенностей (КПН), при котором возбужденное состояние $|3\rangle$ вообще не заселяется, а среда становится прозрачной для лазерного излучения [4]. При нарушении этих условий КПН разрушается, что приводит к сильному поглощению излучения. В [3] мы ограничились исследованием оптической тонкой Δ -среды, здесь же мы решаем самосогласованные уравнения Максвелла–Блоха для оптической плотной среды, описывающие как динамику возбуждения среды, так и распространение лазерного излучения в ней.

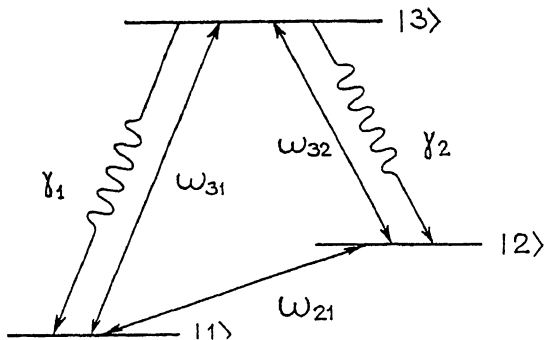


Рис. 1.

Запишем уравнения для медленно меняющихся амплитуд и фаз оптических полей:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_{3m}}{\partial \tau} = -\alpha J_m(\rho_{3m}), \\ \frac{\partial \varphi_{3m}}{\partial \tau} = \alpha E_{3m}^{-1} \text{Re}(\rho_{3m}), \end{cases} \quad (1)$$

$$\alpha = \hbar \gamma_1 d^{-1}, \quad (m = 1, 2),$$

где E_{3m} , φ_{3m} — вещественная амплитуда и фаза световой волны, взаимодействующей с переходом $|m\rangle \rightarrow |3\rangle$, $\rho_{3m} = \rho_{3m}(E_{31}, E_{32}, \Phi, U, \dots)$ — элементы стационарной матрицы плотности Δ — системы, найденные в [3]; $\tau = 2\pi\omega N d^2 z (c\hbar\gamma_1)^{-1}$ — безразмерная оптическая длина, $\Phi = \varphi_{21} + \varphi_{32} - \varphi_{31}$, φ_{21} — фаза, U — частота Раби радиополя, которые считаются постоянными вдоль τ , $\omega_{31} \simeq \omega_{32} \equiv \omega$, $d_{31} \simeq d_{23} \equiv d$ — дипольный момент оптических переходов, $\gamma_{1,2}$ — скорости радиационных распадов по каналам $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ и $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ соответственно, N — концентрация атомов.

На рис. 2 приведены результаты численного решения системы (1) для различных начальных условий $J_{1,2}(\tau = 0)$, $\Phi(\tau = 0)$ и различных значений параметра U . Здесь $J_m = 2E_{3m}^2 (E_{31}^2 + E_{32}^2)^{-1}$ — безразмерная интенсивность.

Пусть РЧ-поле выключено ($U = 0$), а интенсивности оптических полей на входе в среду неравны: $J_1(\tau = 0) \neq J_2(\tau = 0)$, при этом фаза Φ произвольна. В этом случае Δ — среда выражается в Λ -среду [4] и с самого начала находится в состоянии когерентного пленения населенностей,

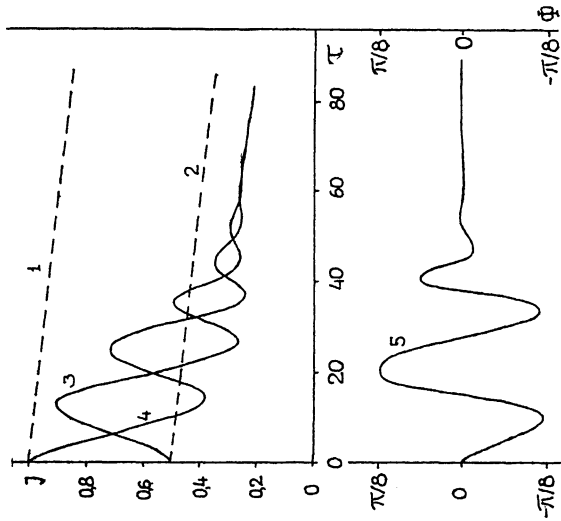


Рис. 2а. Зависимость интенсивностей $J_{1,2}$ и фазы Φ от τ при условиях:
 $J_1(0) = 1$, $J_2(0) = 0.5$ и $U = 0$
(кривые 1,2); $J_1(0) = 1$, $J_2(0) = 0.5$,
 $\Phi(0) = 0$, $U = 0.05\gamma_1$ (кривые 3,4,5).

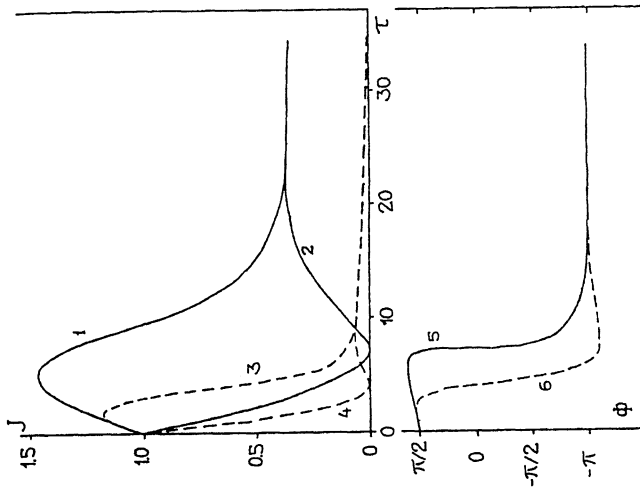


Рис. 2б. То же, что на рис. 2а, но при условиях:
 $J_1(0) = J_2(0)$, $\Phi(0) = \pi/2$,
 $U = 0.05\gamma_1$ (кривые 1,2,5);
 $J_1(0) = J_2(0)$, $\Phi(0) = \pi/2$,
 $U = 0.1\gamma_1$ (кривые 3,4, 6).

следовательно, имеет место лишь слабое линейное затухание обеих оптических волн (см. рис. 2а, кривые 1,2). Фаза Φ при этом не изменяется. Скорость затухания определяется скоростью Γ релаксации низкочастотной когерентности ρ_{12} [4].

Если радиополе включено ($U \neq 0$), а $J_1(0) = J_2(0)$ и $\Phi(0) = \pi n$, то КПН по-прежнему имеет место и закон распространения излучения тот же самый, что и в предыдущем случае. Однако если $J_1(0) \neq J_2(0)$ или $\Phi(0) \neq \pi n$, то когерентное пленение разрушается и характер распространения оптических волн резко меняется. Так, на рис. 2, а, кривые 3,4, приведены решения для начальных условий $J_1(0) \neq J_2(0)$, $\Phi(0) = 0$. Видно, что здесь имеют место осцилляции интенсивностей оптических полей, причем одно поле усиливается за счет энергии другого. Поскольку при разрушении КПН происходит заселение возбужденного состояния $|3\rangle$, то имеет место поглощение полей, поэтому суммарная интенсивность затухает быстрее, чем в случае, показанном на рис. 2,а, кривые 1,2. Суммарная фаза оптических полей также испытывает затухающие осцилляции (рис. 2,а, кривая 5). В процессе осцилляций интенсивности полей выравниваются, а фаза стремится к значению $\Phi = 0$, т.е. среда приходит в состояние когерентного пленения и далее происходит только линейное затухание.

Другим вариантом начальных условий разрушающих состояние КПН является $J_1(0) = J_2(0)$, $\Phi(0) = \pi/2$ (рис. 2, б). Здесь характер распространения апериодический. Видно (рис. 2, б, кривые 1, 2), что сначала одно поле резко усиливается за счет другого, однако, начиная с некоторого значения τ энергия переходит к другой волне и интенсивности волн выравниваются. Фаза Φ при этом испытывает скачок и стремится к значению $\Phi = -\pi$ (рис. 2, б, кривая 5). При дальнейшем увеличении τ фаза Φ почти не изменяется, а интенсивности волн остаются равными, слабо линейно затухая. То есть среда приходит в состояние когерентного пленения. При увеличении частоты Раби U радиополя этот процесс происходит на меньших масштабах τ (рис. 2, б, кривые 3,4,6).

Таким образом, в настоящей работе показано:

1. Возможность эффективного управления характером распространения лазерного излучения путем изменения фазы (например, фазы РЧ-поля).

2. Возможность усиления одного поля за счет другого при определенных значениях параметров, в том числе и оптической длины кюветы.

3. Динамика возбуждения в оптически плотной когерентной атомной среде такова, что КПН является устойчивым состоянием для среды, при этом закон распространения излучения — линейный.

Наконец, укажем, что аналогичные свойства имеет и более сложная среда, например, так называемая двойная Λ -среда [3].

Список литературы

- [1] *Scully M.O.* // Phys. Rept. 1992. V. 219. N 3-6. P. 191-201.
- [2] *Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и др.* // УФН. 1993. Т. 169. В. 9. С. 1.
- [3] *Kozachiov D., Matisov B., Rozhdestvensky Yu.* // J. Phys. B. 1992. V. 25. P. 2473-2488.
- [4] *Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 4. С. 1263-1271.

Санкт-Петербургский
государственный технический
университет

Поступило в Редакцию
30 декабря 1994 г.