

01;02;07

Кооперативная динамика населенностей ансамбля Λ -атомов в бихроматическом поле

© Б.Г. Матисов, И.А. Григоренко, Н. Леинфельнер, И.Е. Мазец, А.Ю. Снегирев

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 3 июня 1997 г.)

Получены уравнения, описывающие динамику трехуровневых атомов с Λ -схемой уровней, взаимодействующих с двумя когерентными резонансными полями при условии преобладания кооперативной релаксации над некогерентным спонтанным излучением. Проведен численный расчет временной динамики значений атомных населенностей. Установлена возможность явления когерентного пленения населенностей при наличии эффекта кооперативного распада. Рассчитаны величины, характеризующие это явление: ширина черной линии и время установления когерентного пленения в данной схеме.

Введение

Исследования взаимодействия когерентного электромагнитного излучения с многоуровневыми квантовыми системами являются сегодня одной из интенсивно развивающихся областей нелинейной лазерной спектроскопии и квантовой оптики. В многоуровневых системах принципиальную роль играет наличие нескольких каналов возбуждения и наведения лазерными полями когерентностей между долгоживущими квантовыми состояниями. Это приводит к появлению различных квантовых интерференционных эффектов во внутренней динамике атомов. Возникающая вследствие когерентного возбуждения интерференция квантовых состояний, приводящая в свою очередь к когерентному пленению населенностей (КПН), представляет собой основу многих направлений развития в современной физике: сверхглубокое лазерное охлаждение атомов, создание лазеров без инверсии и др. (подробнее см. [1,2]).

Известно [3], что сильное влияние на характер эволюции населенностей атомных систем при КПН оказывает наличие различных релаксационных процессов, например столкновительных. Однако в предыдущих работах, связанных с явлением КПН в атомных системах, не рассматривался случай $n \cdot \lambda^3 \geq 1$, где n — концентрация атомов, λ — длина волны оптического перехода. В этих условиях определяющее влияние на эволюцию системы оказывает наличие кооперативных эффектов. Основой этих эффектов, как известно [4,5], является взаимная согласованность поведения атомов. Вследствие этого релаксация в такой системе определяется не обычной спонтанной эмиссией, а когерентным процессом (сверхизлучением). Эффекты, аналогичные сверхизлучению в сосредоточенной модели Дике [6], имеют место и в вытянутых (иглообразных) образцах, при этом кооперативное излучение имеет узкую диаграмму направленности.

В данной работе обобщается хорошо известная одно-модовая модель Бонифачио [7] на случай ансамбля трехуровневых атомов с Λ -схемой уровней, взаимодействующих с когерентным бихроматическим электромагнит-

ным полем при наличии кооперативной релаксации. На основе выведенных уравнений, описывающих эволюцию данной системы, устанавливается возможность явления когерентного пленения населенностей и рассчитываются основные параметры, характеризующие это явление.

Уравнения для матрицы плотности

Перечислим основные допущения, используемые в данной работе. Предполагается, что ансамбль, состоящий из N идентичных трехуровневых атомов, взаимодействует с двумя резонансными электромагнитными волнами. Пусть L — линейный размер среды. Обозначим атомные состояния $|0\rangle_l, |1\rangle_l, |2\rangle_l$, где $l = 1, \dots, N$ — номер конкретного атома. Соответствующая волновая функция имеет вид

$$|i\rangle_l = |i(INT)\rangle \otimes |i(MOT)\rangle_l, \quad i = 0, 1, 2, \quad (1)$$

которая состоит из двух частей, описывающих внутреннюю (INT) и поступательную (MOT) степени свободы. Положим, что $|0(INT)\rangle$ является верхним возбужденным состоянием Λ -схемы, $|1(INT)\rangle$ и $|2(INT)\rangle$ суть низкоэнергетические состояния. Поглощение фотона соответствует сдвигу трансляционной части волновой функции (1) в импульсном пространстве на величину импульса фотона. Поэтому для дальнейшего анализа удобно произвести следующее фазовое преобразование [4,5]:

$$|j(MOT)\rangle_l = \exp(ik_j z_l) |0(MOT)\rangle_l, \quad j = 1, 2, \quad (2)$$

где z_l является координатой l -го атома, k_j — волновое число j -й моды.

Это преобразование позволяет в дальнейшем исключить в уравнениях явную зависимость от координаты. Коллективный атомный оператор определим как

$$\hat{R}_{ij} = \sum_{l=1}^N |j\rangle_{II} \langle i|. \quad (3)$$

Коммутатор между операторами \hat{R}_{ij} имеет следующий вид:

$$[\hat{R}_{\mu\nu}, \hat{R}_{\nu'\mu'}] = \delta_{\nu\nu'} \hat{R}_{\mu\mu'} - \delta_{\mu\mu'} \hat{R}_{\nu'\nu}. \quad (4)$$

Правила коммутации непосредственно вытекают из определения (3) и условия ортонормированности волновых функций

$${}_i \langle i | i' \rangle_{i'} = \delta_{ii'}. \quad (5)$$

Электромагнитное поле описывается бозонными операторами рождения и уничтожения \hat{a}_j^+ , \hat{a}_j . Постоянная взаимодействия атомной системы с полем при этом определяется как

$$g_j = \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_{0j}}{V}} d_{0j}, \quad j = 1, 2, \quad (6)$$

где ω_{0j} — частота, d_{0j} — дипольный момент перехода $|0\rangle - |j\rangle$, V — объем квантования.

Для упрощения пренебрегаем некогерентным распадом с верхнего возбужденного уровня, являющимся следствием взаимодействия с континуумом вакуумных (нулевых) мод. Причиной данного упрощения является то, что кооперативный процесс протекает значительно быстрее, чем некогерентный. Вместо медленной атомной релаксации вводится быстрая релаксация электромагнитного поля в стационарное состояние, определяемое лазерным излучением, которое создает чистое когерентное состояние $|\alpha_1\alpha_2\rangle_f$, т.е.

$$\hat{a}_j |\alpha_1\alpha_2\rangle_f = \alpha_j |\alpha_1\alpha_2\rangle_f, \quad (7)$$

где α_j суть комплексные числа.

Важнейшей характеристикой системы является время $\tau = L/c$ пребывания фотона в среде. На временах, меньших τ , электромагнитное поле еще находится в состоянии, когерентно связанном с состоянием атомной системы, испустившей фотоны. На временах, больших τ , фотоны покидают область взаимодействия и происходит разрушение когерентности между состояниями вещества и поля. Время τ порядка 1 ns при $L \approx 30$ см и может быть выбрано в качестве кратчайшего интервала времени в системе, так как оно много меньше, чем 10^{-7} s — характерное время спонтанной релаксации. Таким образом, полевая матрица плотности приходит в свое стационарное состояние $|\alpha_1\alpha_2\rangle_{ff} \langle \alpha_1\alpha_2|$ с временем τ релаксации.

Опишем взаимодействие двух волн со всей совокупностью атомов как

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -\hbar\Omega_1 \hat{R}_{11} - \hbar\Omega_2 \hat{R}_{22} + g_1 \hat{a}_1 \hat{R}_{01} + g_2^* \hat{a}_2^+ \hat{R}_{20} \\ & + g_1^* \hat{a}_1^+ \hat{R}_{10} + g_2 \hat{a}_2 \hat{R}_{02}, \end{aligned} \quad (8)$$

где Ω_j — расстройка j -го поля от частоты соответствующего атомного перехода.

Матрица $\hat{\sigma}(t)$ плотности, описывающая систему атомы — поле, удовлетворяет уравнению Лиувилля—фон Неймана с релаксационным членом

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\sigma} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}\hat{\sigma}] - \frac{1}{\tau} (\hat{\sigma} - \hat{\sigma}'), \quad (9)$$

где равновесная матрица $\hat{\sigma}'$ плотности есть

$$\hat{\sigma}' = \hat{\rho} \otimes |\alpha_1\alpha_2\rangle_{ff} \langle \alpha_1\alpha_2|, \quad (10)$$

а приведенная матрица $\hat{\rho}$ плотности описывает только атомные степени свободы $\hat{\rho} = Sp\{\hat{\sigma}\}_f$ (шпур берется по полевым переменным). Уравнение (9) имеет формальное решение в виде бесконечного ряда

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}(t) = & e^{(-t/\tau)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{t^m}{m!} \hat{M}^m(\hat{\sigma}(0)) + \frac{1}{\tau} \int_0^t e^{-(t-t')/\tau} \\ & \times \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(t-t')^m}{m!} \hat{M}^m(\hat{\sigma}(t')) dt', \end{aligned} \quad (11)$$

где введен оператор

$$\hat{M}(\hat{\sigma}) = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\sigma}].$$

Условие применимости теории возмущений является условие

$$\frac{\tau g_j \sqrt{N}}{\hbar} \ll 1, \quad (12)$$

которое должно выполняться для обеих ($j = 1, 2$) мод. Таким образом, процесс ухода фотонов протекает быстрее, чем длится импульс сверхизлучения (СИ) (время длительности импульса СИ $\tau_c \approx |g_j|^2 / \hbar^2 N \tau$). Поэтому изменение поля на временах $t \gg \tau$ можно исключить адиабатически.

Раскладывая выражение (11) в ряд по τ , получаем с точностью до τ^2

$$\hat{\sigma}(t) = \hat{\sigma}'(t) - \tau \frac{\partial}{\partial t} \hat{\sigma}'(t) + \tau \hat{M}(\hat{\sigma}'(t)). \quad (13)$$

Подставляя выражение (13) в (9) и беря шпур по полевым переменным от обеих частей (9), получаем уравнение для атомной матрицы плотности

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} - \frac{i\tau}{\hbar} \left[\hat{H}_{at}, \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} \right] \\ & = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{at}, \hat{\rho}] - \frac{\tau}{\hbar^2} Sp \left\{ \left[\hat{H}, [\hat{H}, \hat{\rho}] \right] \right\}_f, \end{aligned} \quad (14)$$

где введен гамильтониан

$$\hat{H}_{at} = {}_f \langle \alpha_a \alpha_2 | \hat{H} | \alpha_1 \alpha_2 \rangle_f,$$

действующий только на атомные переменные. Далее, применим к обеим частям уравнения (14) следующий оператор:

$$\hat{Q}(\hat{X}) = \hat{X} + \frac{i\tau}{\hbar} [\hat{H}_{at}, \hat{X}], \quad (15)$$

где под \hat{X} подразумевается уравнение (14).

Согласно принятой выше точности, пренебрежем членами, пропорциональными τ^2 ,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} \hat{\rho} = & -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{at}, \hat{\rho}] - \frac{\tau}{\hbar^2} \left\{ (\langle \hat{H}^2 \rangle - \hat{H}_{at}^2) \hat{\rho} \right. \\ & \left. - 2Sp \left\{ \hat{H} \left(\hat{\rho} \otimes |\alpha_1 \alpha_2\rangle_{ff} \langle \alpha_1 \alpha_2| \right) \hat{H} \right\} \right\}_f \\ & - \frac{\tau}{\hbar^2} \left(\hat{\rho} (\langle \hat{H}^2 \rangle - \hat{H}_{at}^2) + 2\hat{H}_{at} \hat{\rho} \hat{H}_{at} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

где $\langle \hat{H}^2 \rangle = {}_f \langle \alpha_1 \alpha_2 | \hat{H}^2 | \alpha_1 \alpha_2 \rangle_f$.

В случае Λ -схемы уравнение для матрицы плотности выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \hbar \frac{\partial}{\partial \tau} \hat{\rho} = & -i [\hat{H}_{at}, \hat{\rho}] + \tau |g_1|^2 \left([\hat{R}_{10}, \hat{\rho} \hat{R}_{01}] + [\hat{R}_{10} \hat{\rho}, \hat{R}_{01}] \right) \\ & + \tau |g_2|^2 \left([\hat{R}_{20}, \hat{\rho} \hat{R}_{02}] + [\hat{R}_{20} \hat{\rho}, \hat{R}_{02}] \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Это уравнение является обобщением модели Бонифачио [7].

Атомные операторы и их усредненные значения

Исчерпывающая информация о динамике атомной системы содержится в усредненном значении коллективно-го атомного оператора

$$r_{ij} = \frac{1}{N} Sp \{ \hat{R}_{ij} \hat{\rho} \}, \quad i, j = 0, 1, 2. \quad (18)$$

Переходя к новым переменным r_{ij} , запишем уравнение (17) как

$$\begin{aligned} N \frac{\partial}{\partial t} r_{jj'} = & -\frac{i}{\hbar} Sp \{ [\hat{H}_{at}, \hat{\rho}] \hat{R}_{jj'} \} + \frac{\tau}{\hbar^2} \sum_{j''=1}^2 |g_{j''}|^2 \\ & \times Sp \left\{ \left([\hat{R}_{j''0}, \hat{\rho} \hat{R}_{0j''}] + [\hat{R}_{j''0} \hat{\rho}, \hat{R}_{0j''}] \right) \hat{R}_{jj'} \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Применяя циклическую перестановку под операцией взятия шпура, получим

$$\begin{aligned} N \frac{\partial}{\partial t} r_{jj'} = & -\frac{i}{\hbar} Sp \left\{ \hat{\rho} [\hat{H}_{at}, \hat{R}_{jj'}] \right\} + \frac{\tau}{\hbar^2} \sum_{j''=1}^2 |g_{j''}|^2 \\ & \times Sp \left\{ \hat{\rho} [\hat{R}_{j'j'0}, \hat{R}_{0j''}] \hat{R}_{j''0} + \hat{R}_{0j''} [\hat{R}_{j''0} \hat{\rho}, \hat{R}_{0j''}] \right\}. \end{aligned}$$

На данном этапе воспользуемся правилами коммутации (4), уменьшающими в правой части порядок по \hat{R}_{ij} . Легко заметить, что коммутатор с гамильтонианом линеен

$$[\hat{H}_{at}, \hat{R}_{jj'}] = \sum_{m=0}^2 \sum_{m'=0}^2 L_{jj'}^{mm'} \hat{R}_{mm'}, \quad (20)$$

где коэффициенты $L_{jj'}^{mm'}$ легко могут быть рассчитаны.

Явный вид в Приложении $L_{jj'}^{mm'}$ дает (21)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} r_{jj'} = & \frac{i}{\hbar} \sum_{m=0}^2 \sum_{m'=0}^2 L_{jj'}^{mm'} r_{mm'} - \frac{\tau}{\hbar^2 N} \left\{ \delta_{j'0} \sum_{j''=1}^2 |g_{j''}|^2 \right. \\ & \times Sp \left\{ \hat{\rho} \hat{R}_{jj''} \hat{R}_{j''0} \right\} + \delta_{j0} \sum_{j''=1}^2 |g_{j''}|^2 \\ & \times Sp \left\{ \hat{\rho} \hat{R}_{0j''} \hat{R}_{j''j'} \right\} - \left(|g_j|^2 (1 - \delta_{j0}) \right. \\ & \left. + |g_{j'}|^2 (1 - \delta_{j'0}) \right) Sp \left\{ \hat{\rho} \hat{R}_{0j'} \hat{R}_{j0} \right\} \left. \right\}. \end{aligned} \quad (21)$$

Как обычно в теории кооперативных эффектов, раскроем коррелятор, используя квазиклассическое приближение

$$\frac{1}{N^2} Sp \left\{ \hat{\rho} \hat{R}_{ij} \hat{R}_{i'j'} \right\} \approx r_{ij} r_{i'j'}. \quad (22)$$

Приближенность упрощения (22) выражается только в том, что невозможно правильно описать ранний этап динамики системы в случае отсутствия внешнего лазерного поля. Из (21) получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} r_{jj'} = & \frac{i}{\hbar} \sum_{m=0}^2 \sum_{m'=0}^2 L_{jj'}^{mm'} r_{mm'} - \delta_{j0} \sum_{j''=1}^2 \Gamma_{j''} N r_{0j''} r_{j''j'} \\ & - \delta_{j'0} \sum_{j''=1}^2 \Gamma_{j''} N r_{jj''} r_{j''0} + \left[\Gamma_j (1 - \delta_{j0}) \right. \\ & \left. + \Gamma_{j'} (1 - \delta_{j'0}) \right] N r_{0j'} r_{j0}, \end{aligned} \quad (23)$$

где введено обозначение

$$\Gamma_\mu = \frac{\tau}{\hbar^2} |g_\mu|^2.$$

Важно отметить то, что

$$r_{11} + r_{22} + r_{33} = 1 \quad (24)$$

и использование приближения (22) не влияет на это условие. После вычисления коэффициентов $L_{jj'}^{mm'}$, которые суть либо расстройки Ω_j , либо константы связи атомы-поле $V_j = g_j \alpha_j / \hbar$, можем записать (23) как

$$\begin{aligned} \dot{r}_{11} = & iV_1 r_{01} - iV_1^* r_{10} + 2\Gamma_1 N |r_{01}|^2, \\ \dot{r}_{22} = & iV_2 r_{02} - iV_2^* r_{20} + 2\Gamma_2 N |r_{02}|^2, \\ \dot{r}_{01} = & i\Omega_1 r_{01} + iV_1^* (r_{11} - r_{00}) + iV_2^* r_{21} \\ & - \Gamma_1 N r_{01} (r_{11} - r_{00}) - \Gamma_2 N r_{02} r_{21}, \\ \dot{r}_{02} = & i\Omega_2 r_{02} + iV_1^* r_{12} - iV_2^* (r_{00} - r_{22}) \\ & - \Gamma_1 N r_{01} r_{12} - \Gamma_2 N r_{02} (r_{22} - r_{00}), \\ \dot{r}_{21} = & i(\Omega_1 - \Omega_2) r_{21} + iV_2 r_{01} - iV_1^* r_{20} \\ & + (\Gamma_1 + \Gamma_2) N r_{20} r_{01}. \end{aligned} \quad (25)$$

При этом выполняется условие эрмитовости $r_{j'j} = r_{jj'}^*$. Система уравнений (25) для усредненных значений коллективных атомных операторов аналогична системе уравнений для одночастичной матрицы плотности в случае некогерентного распада. Действительно, диагональные элементы r_{ii} дают нам населенность соответствующих состояний (отнесенной на один атом). Тем не менее имеется важное отличие: в случае кооперативного эффекта релаксационные члены нелинейны и пропорциональны общему числу атомов N . В качестве начального условия в системе (25) полагаем, что все атомы вначале находятся на нижнем энергетическом уровне $|1(INT)\rangle$, т. е.

$$r_{jj'} \Big|_{t=0} = \delta_{j1} \delta_{j'1}. \quad (26)$$

При этом недиагональные элементы матрицы r_{ij} равны нулю.

Результаты численных расчетов

Приведем результаты численного интегрирования системы уравнений (25) с начальными условиями (26). Для упрощения положим $\Gamma_1 = \Gamma_2 \equiv \Gamma$, $V_1 = V_2 \equiv V$ и $\Omega_1 = \Omega_2 \equiv \Omega$.

На рис. 1–4 показана временная эволюция атомных населенностей r_{ii} . В случае $\Omega = 0$ поведение системы соответствует процессу установления КПН [8], когда состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ образуют невзаимодействующую суперпозицию, а населенность верхнего уровня $|0\rangle$ при этом становится равной нулю (рис. 1, 2). Имеется важное отличие от обычного процесса установления КПН: при наличии кооперативной релаксации в системе населенность верхнего уровня достигает установившегося режима значительно раньше, чем населенности нижних уровней (рис. 1 и 2). В случае же некогерентной релаксации система уравнений, описывающих динамику населенностей, является линейной [8], поэтому эволюция всех населенностей определяется корнями одного и

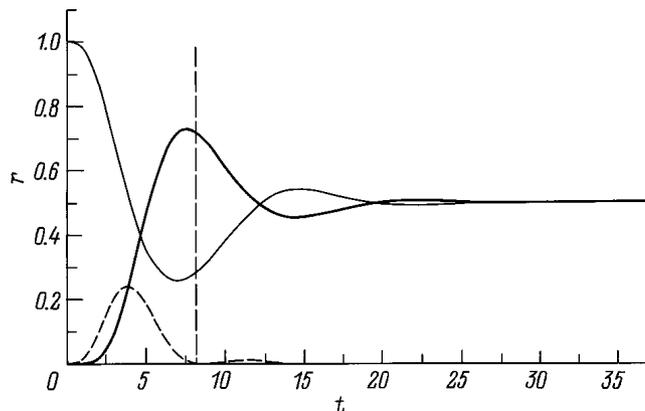


Рис. 1. Временная эволюция населенностей в Λ -системе при $\Omega = 0$, $V = 0.3 \Gamma N$. По оси абсцисс отложено безразмерное время $t/\Gamma N$. Тонкая кривая — уровень 1, жирная — 2, штриховая — 0.

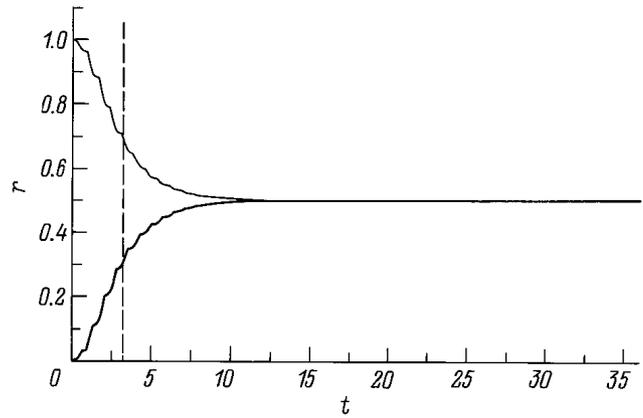


Рис. 2. То же, что рис. 1, но $\Omega = 0$, $V = 3 \Gamma N$.

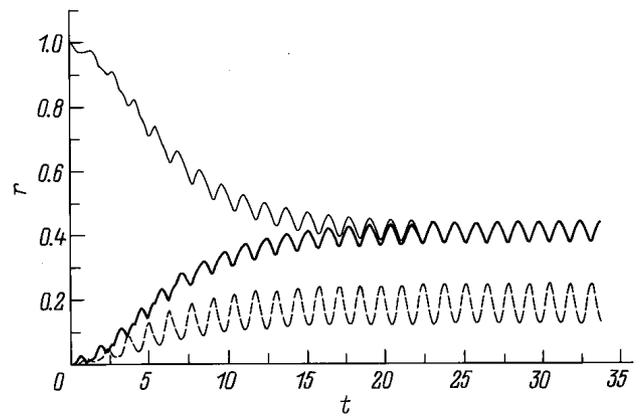


Рис. 3. То же, что рис. 1, но $\Omega = 2 \Gamma N$, $V = 3 \Gamma N$.

того же характеристического уравнения. В нелинейном случае кооперативной динамики осцилляции населенностей преобладают на начальном этапе эволюции при $V < \Gamma N$ (рис. 1). В случае $V > \Gamma N$ осцилляции подавлены (рис. 2). А в случае преобладания некогерентной релаксации, наоборот, осцилляции подавлены при частотах Раби, меньших скорости релаксации с верхнего уровня, и развиты в противном случае [8]. Отметим также, что стационарное решение $r_{11} = 0.5$, $r_{22} = 0.5$, $r_{12} = -0.5$ при равенстве нулю остальных элементов r_{ij} является точным решением системы [25].

В случае $\Omega \neq 0$ динамика населенностей имеет более сложное поведение. Установившимся режимом системы является режим осцилляций (рис. 3 и 4) в отличие от КПН в обычном, некооперативном случае, когда установившемуся режиму соответствует выход населенностей на постоянные значения [1,8]. Эти осцилляции в случае кооперативной динамики имеют периодический характер (рис. 3). При достижении равенства значений между Ω и V происходит увеличение периода — проявление нелинейности в поведении квантовой системы (рис. 4).

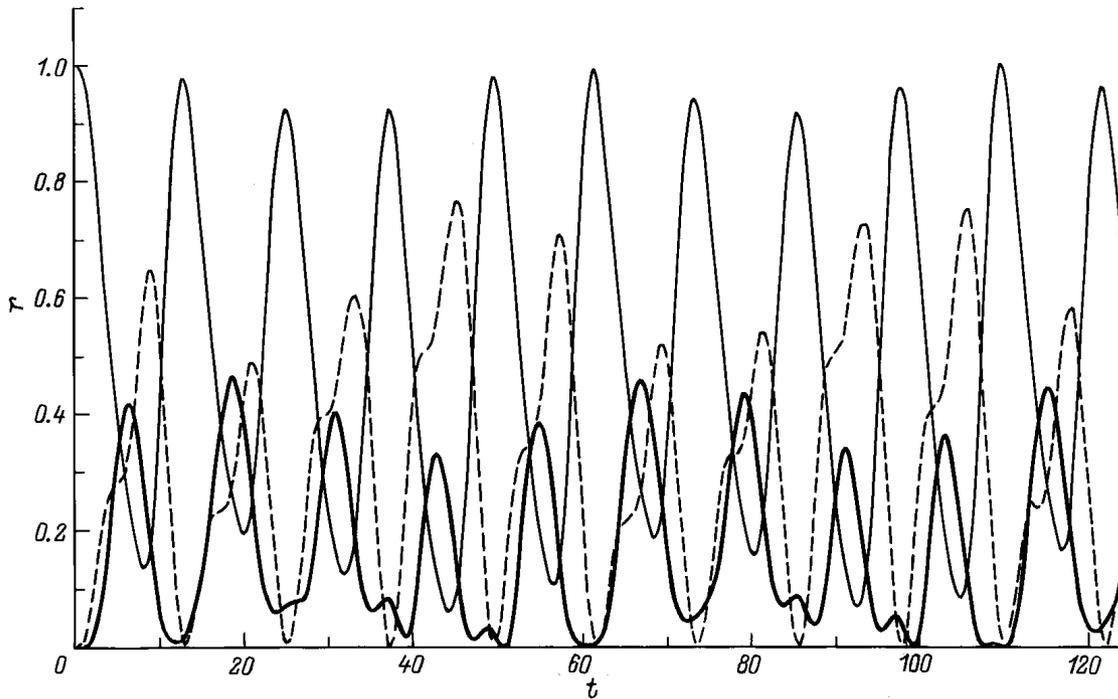


Рис. 4. То же, что рис. 1, но $\Omega = 1.5 \Gamma N$, $V = 1.5 \Gamma N$.

На рис. 5 приведена зависимость усредненного по времени значения населенности уровня $|0\rangle$ от безразмерной расстройки $\Omega/\Gamma N$ при различных значениях константы связи атомы–поле. Видно, что ширина черной линии увеличивается с ростом константы связи V .

Введем следующие три характеристики: характерное время τ_{rel} установления когерентного пленения населенностей в системе, ширину $\delta\Omega_{BL}$ черной линии и ширину F общего контура. Анализ зависимостей введенных величин при различных значениях параметра $k = V/\Gamma N$ дает нам простые аппроксимационные формулы для всех трех

величин, характеризующих квантовую систему,

$$\frac{\tau_{\text{rel}}^{-1}}{\Gamma N} = \frac{0.03k^2}{0.17 + k^2}, \quad \frac{\delta\Omega_{BL}}{\Gamma N} = 0.005 + \frac{0.70k^2}{0.90 + k},$$

$$\frac{F}{\Gamma N} = 2.3k^{0.92}. \quad (27)$$

Можно заметить, что скорость τ_{rel}^{-1} установления КПН при условии двухфотонного резонанса (т.е. $\Omega_1 = \Omega_2$) ведет себя так же, как и в обычном одноатомном случае: она растет квадратично при $k \ll 1$ и постоянна в противном случае. Далее, зависимость ширины черной линии аналогична обычному, некооперативному случаю [1]. Ширина общего контура, подчиняющаяся степенному закону с показателем, близким к единице в широком диапазоне значений параметра k , отличается от некооперативной динамики, где эта величина постоянна при $k \ll 1$. Расчетные точки для трех характеристик τ_{rel}^{-1} , $\delta\Omega_{BL}$, F и кривые, отвечающие аппроксимационным формулам (27), показаны на рис. 6.

Заключение

В работе проведено теоретическое исследование процесса установления КПН в атомном ансамбле, взаимодействующем с двумя резонансными когерентными электромагнитными полями при условии кооперативной релаксации. Полученные результаты позволяют применять явление когерентного пленения населенностей, например, для исследования электромагнитно-индуцированной

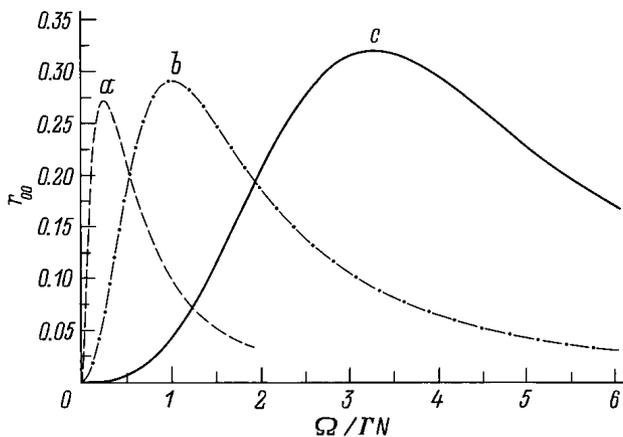


Рис. 5. Зависимость усредненного по времени значения населенности r_{00} верхнего уровня $|0\rangle$ от безразмерной расстройки $\Omega/\Gamma N$. $V/\Gamma N$: a — 0.5, b — 1.0, c — 2.0.

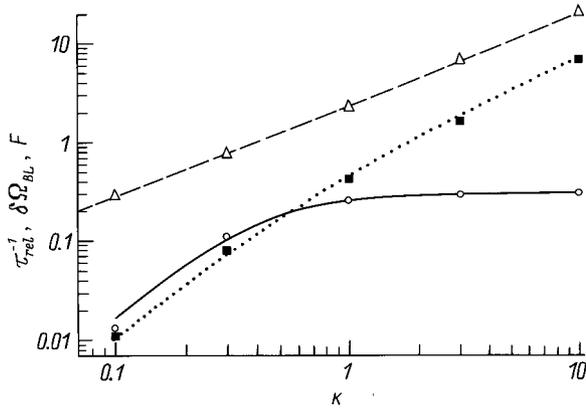


Рис. 6. Зависимость величин τ_{rel}^{-1} , $\delta\Omega_{BL}$, F (в единицах GN) от безразмерного параметра связи k . Расчетные значения: \circ — τ_{rel}^{-1} ; \triangle — $\delta\Omega_{BL}$; \blacksquare — F .

прозрачности в целях когерентного просветления [9,10] в оптических плотных средах со средним расстоянием между атомами порядка длины волны атомного перехода $n\lambda^3 \sim 1$. Установлено, что кооперативная релаксация вносит существенные изменения в динамику ансамбля атомов. Выявлены отличительные особенности от случая преобладания некогерентной спонтанной релаксации, рассчитаны такие параметры, как ширина черной линии, ширина контура и скорость установления КПН в рассматриваемой выше системе.

Данная работа частично поддержана фондом "Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung" (проект № S6508) и грантом Госкомитета РФ по высшему образованию № 5-5.5-139.

Приложение

Приведем здесь явный вид отличных от нуля коэффициентов $L_{jj'}^{mm'}$, входящих в выражение (20), $L_{11}^{01} = iV_1$, $L_{11}^{10} = -iV_1^*$, $L_{22}^{02} = iV_2$, $L_{22}^{20} = iV_2^*$, $L_{01}^{01} = i\Omega_1$, $L_{01}^{11} = iV_1^*$, $L_{01}^{00} = -iV_1^*$, $L_{02}^{02} = i\Omega_2$, $L_{02}^{12} = iV_1^*$, $L_{02}^{00} = -iV_2^*$, $L_{02}^{22} = iV_2^*$, $L_{21}^{21} = i(\Omega_1 - \Omega_2)$, $L_{21}^{01} = iV_2$, $L_{21}^{20} = iV_1$. При этом для коэффициентов $L_{jj'}^{mm'}$ выполняется следующее соотношение: $L_{jj'}^{mm'} = (L_{j'j}^{m'm})^*$.

Список литературы

- [1] Агапьев Б.Г., Горный М.Б., Матисов Б.Г., и др. // УФН. 1993. Т. 163. С. 1–36.
- [2] Arimondo E. // Progress in Optics / Ed. E. Wolf. Amsterdam: North Holland, 1995. N 35. P. 257–269.
- [3] Arimondo E. // Phys. Rev. A. 1996. Vol. 54. P. 2216–2223.
- [4] Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. Кооперативные эффекты в оптике. М.: Наука, 1988. 288 с.
- [5] Альперин М.М., Клубис Я.Д., Хижняк А.И. Введение в физику двухуровневых систем. Киев: Наукова думка, 1987. 256 с.

- [6] Dicke R.H. // Phys. Rev. 1954. Vol. 93. P. 99–102.
- [7] Bonifacio R., Schwendimann P., Haake F. // Phys. Rev. A. 1971. N 4. P. 302–310.
- [8] Корсунский Е.А., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. С. 26–34.
- [9] Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 81–92.
- [10] Boller K.J., Imamoglu A., Harris S.E. // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 66. P. 2593–2596.