

## ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НА ДИНАМИКУ КООПЕРАТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТЯЖЕННОЙ СИСТЕМЫ

*Р. Ф. Маликов, В. А. Малышев и Е. Д. Трифонов*

На основе полуклассического подхода исследовано влияние релаксации, связанной с однородным и неоднородным уширением линии люминесценции, на динамику спонтанного излучения протяженной многоатомной системы при некогерентном импульсном возбуждении. Квантовые флуктуации поля имитировались малой однородной начальной поляризацией.

### 1. Введение

Кооперативный характер импульсного спонтанного излучения инвертированной многоатомной системы может проявляться, как было показано Дике [1], в квадратичной зависимости интенсивности выходного импульса от числа излучающих атомов  $N$ . Причина этого явления заключается в том, что при отсутствии релаксации (то есть за время сохранения фазовой памяти) в процессе излучения происходит спонтанная корреляция дипольных моментов атомов, что приводит к возникновению макроскопического дипольного момента. Такой режим высвечивания принято называть сверхизлучением (или сверхфлуоресценцией). Динамика импульса сверхизлучения в полуклассическом приближении подробно исследовалась в работах [2-4]. Соответствующее автомодельное решение было недавно получено в работе [5] методом обратной задачи в теории рассеяния.

Релаксация, связанная с однородным и неоднородным уширением спектра люминесценции, разрушает корреляцию атомных диполей и подавляет сверхизлучение. Напомним, что однородное уширение обусловлено релаксацией дипольного момента каждого атома, в то время как неоднородное уширение приводит к релаксации лишь макроскопического дипольного момента.

Исследование влияния уширения линии люминесценции на кооперативное излучение многоатомной системы представляет интерес как для выяснения условий наблюдения сверхизлучения, так и для решения обратной задачи — определения релаксационных констант по спектрально-кинетическим характеристикам спонтанного излучения [6-10].

При наличии релаксации в общем случае автомодельного решения, соответствующего реальным граничным и начальным условиям, не существует, и рассматриваемая в полуклассической теории система нелинейных уравнений допускает только численное решение.

В работах [3, 4] было рассмотрено влияние однородного и неоднородного уширения на импульс высвечивания и его спектр для относительно короткой системы, когда можно пренебречь запаздыванием:  $L/c < \tau_{\text{имп}}$ ,  $L$  — длина системы,  $\tau_{\text{имп}}$  — характерное время импульса,  $c$  — скорость света. В данной работе сообщаются результаты аналогичного анализа для протяженных систем, когда запаздывание существенно ( $L/c > \tau_{\text{имп}}$ ).

### 2. Полуклассическое приближение

Задача об излучении двухуровневых атомов при полуклассическом подходе может быть описана системой уравнений для одночастичной матрицы плотности  $\|\rho_{ab}\|$  и волновым уравнением для напряженности электрического поля  $E$

$$i\hbar\dot{\rho}_{11} = V_{12}\rho_{21} - V_{21}\rho_{12}, \quad i\hbar\dot{\rho}_{22} = V_{21}\rho_{12} - V_{12}\rho_{21},$$

$$i\hbar\dot{\rho}_{21} = -\frac{1}{T_2}\rho_{21} + \hbar\omega\rho_{21} + V_{21}(\rho_{11} - \rho_{22}), \quad \left(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\mathbf{E} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{P}, \quad (1)$$

где индексы 1 и 2 нумеруют основное и возбужденное состояния атома,  $V_{12} = -\mu\mathbf{E}$  — матричный элемент взаимодействия,  $\mu$  — вектор дипольного момента перехода атома,  $\omega$  — частота перехода, которая предполагается распределенной по закону  $g(\omega)$  (неоднородный контур),  $\mathbf{P}$  — вектор поляризации

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \int d\omega g(\omega) [\rho_{12}(\mathbf{r}, \omega, t) + \rho_{21}(\mathbf{r}, \omega, t)]. \quad (2)$$

Здесь  $n$  — плотность излучающих атомов, которая в дальнейшем полагается равной начальной плотности инверсии.<sup>1</sup>

Мы будем решать систему (1) в одномерном приближении (то есть в предположении об однородности поля в поперечном направлении). Это соответствует, как отмечалось в работе [11], большому значению числа Френеля:  $F = D^2/\lambda L$ , где  $D$  — поперечный размер системы,  $\lambda$  — длина волны излучения. В этом случае поле  $\mathbf{E}$ , поляризация  $\mathbf{P}$  и матрица плотности  $\rho$  зависят от одной пространственной координаты  $x$ , отсчитываемой вдоль направления излучения. Дипольные моменты перехода всех атомов будем считать перпендикулярными к оси  $X$ . Векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{P}$  при этом имеют такое же направление, поэтому в дальнейшем мы опускаем векторные обозначения.

От системы уравнений (1) можно стандартным образом [12] перейти к системе укороченных уравнений Максвелла—Блоха, описывающей поведение медленно меняющихся амплитуд распространяющихся в одном направлении волн электрического поля  $E$  и поляризации электронной подсистемы  $P$

$$\frac{\partial A^\pm}{\partial x} = \frac{\Omega}{c} \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta g(\Delta) R^\pm, \quad \Delta = \omega - \omega_0, \quad \frac{\partial R^\pm}{\partial T} = \left(-\frac{1}{T_2} \pm i\Delta\right) R^\pm + 2\Omega A^\pm Z,$$

$$\frac{\partial Z}{\partial T} = -\Omega(A^-R^+ + A^+R^-). \quad (3)$$

Здесь  $A^\pm = \pm i\mu\mathcal{E}^\pm/\hbar\Omega$ ,  $\mathcal{E}^\pm$  — амплитуда электрического поля (знак «+» соответствует отрицательной частотной части, знак «-» — положительной,  $\mathcal{E}^- = (\mathcal{E}^+)^*$ ),  $\Omega^{-1} = \left(\frac{\hbar}{2\pi\mu^2\omega_0 n}\right)^{1/2}$  — характерная для данной задачи единица времени,<sup>2</sup>  $R^\pm$  — амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности электронной подсистемы  $\rho_{12}$  и  $\rho_{21}$  соответственно,  $Z = (1/2)(\rho_{22} - \rho_{11})$  — полуразность населенностей,  $\omega_0$  — частота перехода в изолированном атоме,  $T = f - x/c$  — запаздывающее время.

Интенсивность излучения  $I(x, T)$ , определяемая как число фотонов (отношенное к одному атому), проходящих через поперечное сечение образца  $S$  в единицу времени, выражается следующим образом

$$I = \frac{\mathcal{E}^+\mathcal{E}^-}{2\pi} c \frac{1}{\hbar\omega_0 n L}. \quad (4)$$

### 3. Однородное уширение (поперечная релаксация)

Рассмотрим систему уравнений (3) в отсутствие неоднородного уширения

$$\frac{\partial A^\pm}{\partial x} = \frac{\Omega}{c} R^\pm, \quad \frac{\partial R^\pm}{\partial T} = -\frac{1}{T_2} R^\pm + 2\Omega A^\pm Z, \quad \frac{\partial Z}{\partial T} = -\Omega(A^+R^- + A^-R^+). \quad (5)$$

<sup>1</sup> При неполной инверсии полученные далее результаты остаются в силе [3], если полное число атомов в системе заменить числом первоначально возбужденных атомов.

<sup>2</sup> Величина  $2\Omega$  есть частота Раби для максимально возможного поля в системе, когда на один излучающий атом приходится один фотон.

В общем случае решение данной системы может быть найдено лишь численным способом. Однако прежде чем перейти к численному интегрированию (5), остановимся на одном предельном случае, допускающем точное решение.

Усиление спонтанной люминесценции и (сверхлюминесценции). Если время поперечной релаксации  $T_2$  меньше характерного времени процесса высвечивания, то во втором уравнении (5) можно пренебречь производной  $\partial R^\pm / \partial T$  по сравнению с релаксационным слагаемым  $R^\pm / T_2$ . Тогда функция  $R^\pm$  выражается непосредственно через амплитуду поля  $A^\pm$  и инверсию  $Z$ , и от системы уравнений для амплитуд (5) можно перейти к системе балансных уравнений для интенсивности поля  $I$  и инверсии  $Z$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = \left| \frac{2\alpha}{L} Z I, \quad \frac{\partial Z}{\partial T} = -2\alpha Z I, \right. \quad (6)$$

где  $\alpha = 2 \Omega^2 T_2 L / c = T_2 / \tau_R$  — коэффициент усиления,  $\tau_R = c / 2 \Omega^2 L$ .

Если на входе ( $x=0$ ) имеется некий сигнал  $J_0(t) = I(0, t)$ , то уравнение (6) (при положительных значениях начальной инверсии  $Z_0 > 0$ ) описывают некогерентное усиление проходящего через среду импульса. Эта задача рассматривалась в работах [13-15]. Если входной сигнал отсутствует, то система уравнений (6) описывает некогерентное усиление спонтанной люминесценции при импульсном возбуждении. В качестве начального значения для интенсивности излучения в данном случае выбирается интенсивность спонтанного излучения  $I(x, -x/c) = I_0(x)$ .

Общее решение системы уравнений (6), описывающее усиление спонтанной люминесценции, имеет вид

$$I(x, T) = \frac{I_0(-cT)}{1 + \frac{2\alpha}{L} \exp \left\{ 2\alpha \int_0^x dx' q(x') \right\} \frac{\int_{-cT}^x dx' Z_0(x') \exp \left\{ -2\alpha \int_0^{x'} dx'' q(x'') \right\}}{\exp \left\{ -2\alpha \int_0^x dx' q(x') \right\}}}, \quad (7)$$

$$Z(x, T) = Z_0(x) \frac{\exp \left\{ -2\alpha \int_0^x dx' q(x') \right\} + \frac{2\alpha}{L} \int_{-cT}^x dx' Z_0(x') \exp \left\{ -2\alpha \int_0^{x'} dx'' q(x'') \right\}}{\exp \left\{ -2\alpha \int_0^x dx' q(x') \right\}}, \quad (8)$$

где  $q(x) = \frac{1}{c} I_0(x) + \frac{1}{L} Z_0(x)$ .

Как и в случае сверхизлучения, мы ограничились рассмотрением волны, распространяющейся в одном направлении. Это может быть оправдано тем, что волны, идущие в противоположных направлениях, усиливаются в разных областях образца и их взаимодействие может быть несущественным.

Пусть в начальный момент  $t=0$  все атомы возбуждены, то есть  $Z_0 = 1/2$ . Начальную интенсивность положим постоянной  $I_0(x) = \gamma_1$  во всем образце ( $0 < x < L$ ), при  $x < 0$  и  $x > L$  считаем  $I_0(x) = 0$ . В этом случае интегрирование в формулах (7), (8) легко выполняется, и мы имеем

$$I(x, T) = I_0(-cT) \frac{1 + 2L\gamma_1/c}{\frac{2L\gamma_1}{c} + \exp \left\{ -\frac{\alpha}{L} \left( 1 + \frac{2L\gamma_1}{c} \right) ct \right\}}, \quad (9)$$

$$Z(x, T) = \frac{1}{2} \frac{1 + \frac{2L\gamma_1}{c}}{1 + \frac{2L\gamma_1}{c} \exp \left\{ \frac{\alpha}{L} \left( 1 + \frac{2L\gamma_1}{c} \right) ct \right\}}, \quad T < 0, \quad (10a)$$

$$Z(x, T) = \frac{1}{2} \frac{1 + \frac{2L\gamma_1}{c}}{1 + \frac{2L\gamma_1}{c} \exp \left\{ \frac{\alpha}{L} \left( 1 + \frac{2L\gamma_1}{c} \right) x \right\}}, \quad T > 0. \quad (10b)$$

Как следует из выражения (9), неоднородность поля по образцу полностью определяется множителем  $I_0(-cT)$ , который описывает распространение заднего фронта

импульса сверхлюминесценции  $I_0(-cT < 0) = 0$ ,  $I_0(-cT > 0) = \gamma_1$ . Таким образом, в области  $x > ct$  поле в образце однородно (при фиксированном  $t$ ). Этот результат согласуется с принципом причинности: неоднородность, связанная с наличием у образца границы при  $x=0$ , не может проявиться в точке  $x$  раньше, чем через время  $x/c$ . Длительность импульса сверхлюминесценции ограничена временем прохода света через систему  $L/c$ .

Из (9) следует, что интенсивность достигает своего максимального значения  $c/2L$  за время порядка  $t_D = L/c \ln c/2L\gamma_1$  (при этом  $Z \approx 0$ ). Как видно, в данном случае в отличие от сверхизлучения атомная когерентность отсутствует: интенсивность  $I$  (в расчете на один атом) не зависит от числа излучателей  $N$ , следовательно, полная интенсивность пропорциональна  $N$ . При определении времени задержки  $t_D$  мы пренебрегли величиной  $2L\gamma_1/c$  по сравнению с единицей. По смыслу величины  $I_0(x)$  константа  $\gamma_1$  есть скорость спонтанного распада возбужденного состояния атома в телесный угол  $S/L^2$ . Тогда  $L\gamma_1/c$  яв-

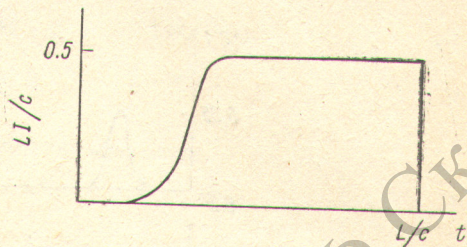


Рис. 1. Форма импульса сверхлюминесценции.

ляется площадью под кривой спонтанного шума (в расчете на один атом). Естественно считать, что  $L\gamma_1/c \ll 1$ .

Форма импульса сверхлюминесценции представлена на рис. 1. Для того чтобы амплитуда сигнала на выходе достигла за время  $L/c$  максимального значения, необходимо выполнение неравенства  $t_D < L/c$ . Тогда условие наблюдения сверхлюминесценции можно записать в следующем виде,

$$T_2 < t_D < L/c. \quad (11)$$

Таким образом, некогерентное усиление спонтанной люминесценции при короткой импульсной накачке возможно лишь в том случае, если время поперечной релаксации  $T_2$  короче времени прохода света через систему. Фактически соотношение (11) определяет также область применимости системы балансных уравнений (6) для описания излучения многоатомной системы при импульсном возбуждении.

Влияние поперечной релаксации на форму импульса сверхизлучения (численные расчеты). С целью проследить изменение формы импульса высвечивания в широкой области изменения времени поперечной релаксации  $T_2$  нами было проведено численное решение уравнений Максвелла—Блоха (5). Расчеты выполнялись для системы длинной  $L=20c\Omega^{-1}$  при следующих начальных и граничных данных:  $Z_0=1/2$ ,  $R_0 = -R^\pm(x, -x/c) = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $A^\pm(x, -x/c) = 0$ ,  $A^\pm(0, T) = 0$ . Изменение формы импульса высвечивания в зависимости от величины времени  $T_2$  иллюстрирует рис. 2. Как видно из рис. 2, а, при  $T_2 = \infty$  в течение времени  $t < L/c$  проявляются пульсации ( $2\pi$ -импульсы), соответствующие пространственно-однородному решению системы уравнений (5) [11, 16]. Форма одной пульсации имеет вид [3]

$$I(t) = \frac{c}{L} \operatorname{sech}[\Omega(t - t_0)], \quad (12)$$

где

$$t_0 = \Omega^{-1} \ln \frac{2}{R_0}. \quad (13)$$

Пульсации проявляются при условии  $L/c \geq t_0$ .

При достаточно малом времени поперечной релаксации  $T_2$  ( $T_2 < t_D$ , рис. 2, в) импульс высвечивания близок по форме к импульсу сверхлюминесценции (рис. 1). Отсутствие крутого заднего фронта у полученного в расчете импульса связано с конечным значением времени  $T_2$ .

#### 4. Неоднородное уширение

Пространственно-однородное решение. Будем предполагать, что время поперечной релаксации  $T_2$  велико по сравнению с характерным временем импульса  $\tau_{\text{имп}}$ , так что релаксационным членом во втором уравнении (3) можно пренебречь. Воспользуемся тем, что при пространственно-однородных начальных условиях в течение времени  $L/c$  сигнал на выходе должен описываться пространственно-однородным решением системы уравнений (3) [3].

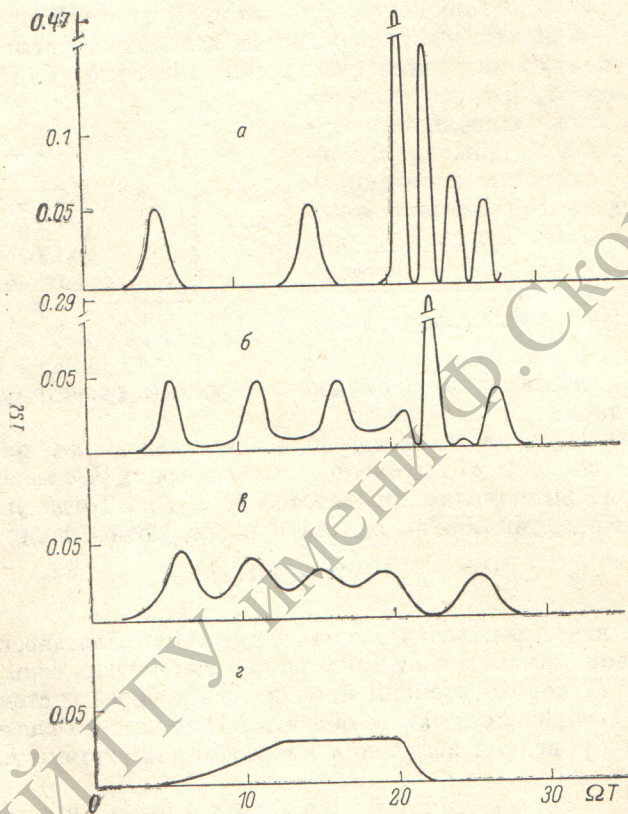


Рис. 2. Эволюция формы импульса высвечивания в зависимости от величины однородного уширения.

$R_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $L = 20$  с  $\Omega^{-1}$ ,  $T_2^* = \infty$ .  $T_2$ : а —  $\infty$ , б —  $20\Omega^{-1}$ , в —  $5\Omega^{-1}$ , г —  $0.5\Omega^{-1}$ .

Считая все функции, входящие в (3), независимыми от пространственной координаты  $x$ , получаем

$$\dot{A}^{\pm} = \Omega \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta g(\Delta) R^{\pm}, \quad \dot{R}^{\pm} = \pm i\Delta R^{\pm} + 2\Omega A^{\pm} Z, \quad \dot{Z} = -\Omega(A^- R^+ + A^+ R^-). \quad (14)$$

Нетрудно убедиться, что если начальные значения функций  $R^{\pm}$  и  $A^{\pm}$  выбрать вещественными и считать неоднородное распределение  $g(\Delta)$  симметричным, то амплитуды поля  $A^{\pm}$  будут оставаться вещественными и в последующие моменты времени. Для простоты мы ограничимся именно этим случаем. Перейдем от амплитуд  $R^{\pm}$  к компонентам вектора Блоха  $X = (1/2)(R^+ + R^-)$ ,  $Y = (i/2)(R^- - R^+)$  и обозначим  $A^{\pm} = A$ . Тогда система уравнений (14) переписется в форме

$$\dot{A} = 2\Omega \int_0^{\infty} d\Delta g(\Delta) X, \quad \dot{X} = \Delta Y + 2\Omega A Z, \quad \dot{Y} = -\Delta X, \quad \dot{Z} = -2\Omega A X \quad (15)$$

с начальными условиями

$$X(\Delta, 0) = \text{Re } R^{\pm}(\Delta, 0) = X_0, \quad Y(\Delta, 0) = \text{Im } R^{\pm}(\Delta, 0), \quad Z(\Delta, 0) = Z_0, \quad A(0) = 0. \quad (16)$$

Будем искать решение для компоненты  $X(\Delta, t)$  в виде

$$X(\Delta, t) = f(\Delta) X(0, t). \quad (17)$$

Как это впервые было выяснено при описании самоиндуцированной прозрачности [17, 18], таким путем можно получить точное решение системы (15). Оно имеет вид

$$X(\Delta, t) = (Z_0^2 + X_0^2)^{1/2} f(\Delta) \sin \theta(t), \quad (18a)$$

$$Y(\Delta, t) = Z_0 \frac{f(\Delta) - 1}{\Delta} \dot{\theta}(t), \quad (18b)$$

$$Z(\Delta, t) = Z_0 [1 - f(\Delta)] + (Z_0^2 + X_0^2)^{1/2} f(\Delta) \cos \theta(t), \quad (18в)$$

$$A(t) = \frac{1}{2\Omega} \dot{\theta}. \quad (18г)$$

Функция  $\theta(t)$  является решением уравнения маятника

$$\ddot{\theta} - \Omega_0^2 \sin \theta = 0, \quad (19)$$

где

$$\Omega_0^2 = \frac{(Z_0^2 + X_0^2)^{1/2}}{Z_0} \frac{\Delta^2 f(\Delta)}{1 - f(\Delta)}. \quad (20)$$

Отсюда следует, что

$$f(\Delta) = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2 + \frac{(Z_0^2 + X_0^2)^{1/2}}{Z_0} \Delta^2}. \quad (21)$$

Импульс излучения в данном случае будет представлять собой пульсации, аналогичные описанным в предыдущем разделе [3]. Форма одной пульсации описывается функцией

$$I(t) = \frac{c}{L} \left( \frac{\Omega_0}{\Omega} \right)^2 \operatorname{sech} [\Omega_0(t - t_0)]. \quad (22)$$

Здесь

$$t_0 = \Omega_0^{-1} \ln \frac{4Z_0}{X_0}. \quad (23)$$

Для того чтобы найти частоту  $\Omega_0$ , подставим выражение (18a) и (18г) в уравнение для амплитуды поля  $A$ . В результате получим

$$\ddot{\theta} - 4\Omega^2 (Z_0^2 + X_0^2)^{1/2} \int_0^\infty d\Delta g(\Delta) f(\Delta) \sin \theta = 0. \quad (24)$$

Сравнивая данное уравнение с полученным ранее (19), находим соотношение для определения  $\Omega_0$

$$\Omega_0^2 = 4\Omega^2 (Z_0^2 + X_0^2)^{1/2} \int_0^\infty d\Delta g(\Delta) f(\Delta). \quad (25)$$

Если в качестве неоднородного распределения  $g(\Delta)$  взять лоренцевский контур

$$g(\Delta) = \frac{1}{\pi} \frac{T_2^*}{1 + (\Delta T_2^*)^2}, \quad (26)$$

то для  $\Omega_0$  получим формулу

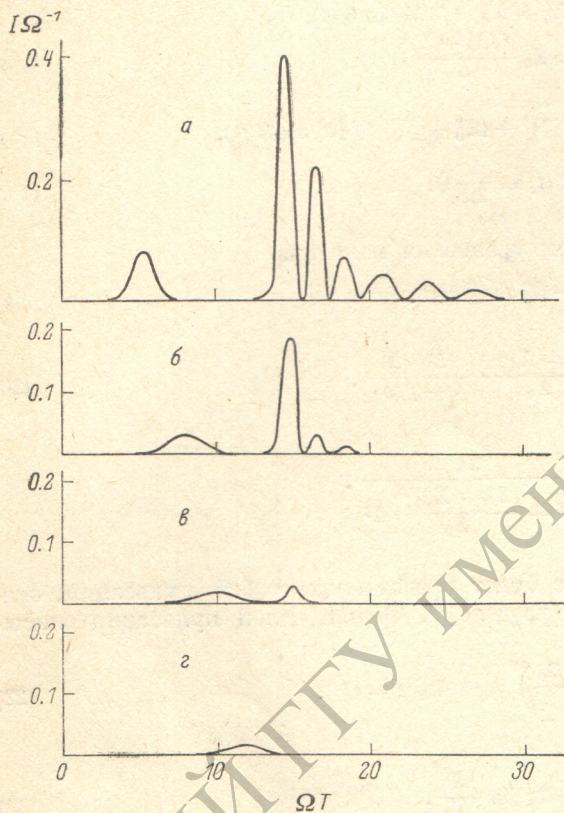
$$\Omega_0 = \left[ \Omega^2 + \frac{1}{(2T_2^*)^2} \right]^{1/2} - \frac{1}{2T_2^*}. \quad (27)$$

Здесь мы положили  $Z_0 = 1/2$  и пренебрегли  $X_0$  по сравнению с  $Z_0$ . При отсутствии неоднородного уширения  $1/T_2^* = 0$  имеем  $\Omega_0 = \Omega$ , то есть характерное время

одной пульсации есть  $\Omega^{-1}$  в соответствии с прежним результатом (12). Если разброс энергий переходов велик  $\Omega \ll 1/T_2^*$ , то

$$\Omega_0 = \Omega^2 T_2^* \quad (28)$$

Как следует из (28), в этом случае время одной пульсации увеличивается в  $(\Omega T_2^*)^{-1}$  раз. Таким образом, при большом неоднородном уширении ( $\Omega \ll 1/T_2^*$ )



импульс излучения в течение времени  $L/c$  представляет собой серию пульсаций длительностью порядка  $(\Omega^2 T_2^*)^{-1}$ , а период повторений равен  $T_0 = 2t_0$ , где  $t_0$  определяется формулой (23). Интегральная интенсивность пульсации уменьшается с ростом неоднородного уширения.

Влияние неоднородного уширения на форму импульса сверхизлучения (численные расчеты). В общем случае система уравнений (13) решалась численно при следующих начальных и граничных условиях:  $Z_0 = Z(\Delta, x, -x/c) = 1/2$ ,  $R_0 = R^\pm(x, \Delta, -x/c) = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $A^\pm(x, -x/c) = 0$ ,  $A^\pm(0, T) = 0$ . Длина образца полагалась равной  $L = 13c\Omega^{-1}$ . В качестве

Рис. 3. Эволюция формы импульса высвечивания в зависимости от величины неоднородного уширения.

$$R_0 = 2 \cdot 10^{-2}, \quad L = 13c\Omega^{-1}, \quad T_2 = \infty, \quad T_2^* : \\ a - \infty, \quad б - 0.5 \Omega^{-1}, \quad в - 0.33 \Omega^{-1}, \quad г - 0.22 \Omega^{-1}.$$

неоднородного контура  $g(\Delta)$  бралось нормальное распределение с дисперсией  $1/T_2^*$ . Изменение формы импульса в зависимости от величины  $T_2^*$  представлено на рис. 3. Пульсация, появляющаяся на выходе из образца за время, меньшее  $L/c$ , соответствует пространственно-однородному решению системы уравнений (13) и согласуется с точным решением (22). Как следует из рис. 3, увеличение неоднородного уширения приводит к подавлению не только описанных выше пульсаций, но и основного импульса, который выходит из системы спустя время  $L/c$ .

### 5. Заключение

Описанная выше структура импульса и его эволюция в зависимости от характера и величины уширения спектра люминесценции имеет место при однородном и коротком возбуждении, которое, по-видимому, возможно для протяженной системы в случае поперечной накачки.

Увеличение длины системы с целью сокращения времени сверхизлучения ограничено влиянием однородного уширения. Если длина системы такова, что время поперечной релаксации  $T_2$  меньше времени задержки  $t_D = \frac{1}{ca} \ln \frac{c}{2L\gamma_1}$ , то выходной сигнал представляет собой усиленное спонтанное излучение. Его длительность определяется временем прохода света через систему  $L/c$ , а полная интенсивность пропорциональна числу излучателей.

Влияние неоднородного уширения на сверхизлучение оказывается менее сильным, чем однородного, и имеет иной характер. Если поперечная релакса-

ция приводит к переходу свержизлучения в свержлюминесценцию, которая описывается балансным уравнением, то при увеличении неоднородного уширения когерентность частично сохраняется: для протяженной системы за время  $L/c$  сигнал на выходе из системы аналогичен имеющему место при отсутствии релаксации. Заметим, что кооперативность спонтанного излучения инвертированной многоатомной системы не всегда проявляется в сокращении времени излучения обратно пропорционально числу излучателей  $N$ . Импульс излучения, выходящий из системы в течение времени  $L/c$ , имеет временной масштаб  $\sim N^{-1/2}$ . Влияние неоднородного уширения (при  $\Omega T_2 \ll 1$ ) проявляется в том, что длительность такого импульса возрастает в  $(\Omega T_2^*)^{-1}$  раз, а интенсивность уменьшается в  $(\Omega T_2^*)^2$  раз. Кооперативность в данном случае обусловлена диполями, которые не успевают расфазироваться за время излучения.

Спустя время  $L/c$  на выходе формируется «квадратичный» импульс, который по форме и интенсивности близок к сигналу в отсутствие запаздывания, исследованному в [3, 4, 11].

#### Литература

- [1] P. H. Dicke. Phys. Rev., 93, 439, 1954.
- [2] J. C. McGillivray, M. S. Feld. Phys. Rev., 144, 1169, 1976.
- [3] Р. Ф. Маликов, В. А. Малышев, Е. Д. Трифонов. В сб. «Теория кооперативных когерентных эффектов в излучении», 3, Л., 1980.
- [4] Р. Ф. Маликов, В. А. Малышев, Е. Д. Трифонов. Опт. и спектр., 51, 406, 1981.
- [5] В. Е. Захаров. Письма ЖЭТФ, 32, 603, 1980.
- [6] G. S. Agarwal. Phys. Rev., 134, 1783, 1971; 44, 1792, 1971.
- [7] J. S. Eberly. Acta Phys. Pol., 39A, 633, 1971.
- [8] E. Ressayre, A. Tallet. Phys. Rev. Lett., 30, 1239, 1973.
- [9] R. Jodoin, L. Mandel. Phys. Rev., 9A, 873, 1974.
- [10] C. Leonard, A. Vaglica. Phys. Lett., 74A, 309, 1979.
- [11] Е. Д. Трифонов, А. И. Зайцев, Р. Ф. Маликов. ЖЭТФ, 76, 65, 1979.
- [12] A. Icsevgi, W. E. Lamb. Phys. Rev., 185, 517, 1969.
- [13] R. Bellman, G. Birnbaum, W. G. Wagner. J. Appl. Phys., 34, 780, 1963.
- [14] L. M. Franzt, J. S. Nodvik. J. Appl. Phys., 34, 2346, 1963.
- [15] В. И. Таланов. Изв. вузов, радиофизика, 7, 564, 1964.
- [16] R. Vonfascio, L. A. Lugiatto. Phys. Rev., 11A, 1507, 1975.
- [17] Л. Аллен, Дж. Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. «Наука», М., 1978.
- [18] В. А. Андреев. ТМФ, 36, 335, 1978.

Поступило в Редакцию 13 февраля 1981 г.