

## О ФОРМЕ СПЕКТРА СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ

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

Исследована зависимость формы импульса кооперативного спонтанного излучения многоатомной системы и его спектра от величин однородного и неоднородного уширений. Показано, что спектр сверхизлучения обладает структурой, обусловленной оптической нутацией в собственном поле излучения.

Сверхизлучение представляет собой импульсное коллективное спонтанное излучение многоатомной инвертированной системы в условиях, когда релаксация недиагональных элементов матрицы плотности и связанных с ними дипольных моментов атомов происходит медленнее процесса высвечивания [1-6]. Отличительной чертой сверхизлучения является квадратичная зависимость интенсивности от плотности инверсии. При отсутствии релаксации в процессе излучения происходит спонтанное сложение дипольных моментов атомов (а не их квадратов), что приводит к возникновению макроскопического дипольного момента и к пропорциональности интенсивности излучения квадрату плотности инверсии.

Релаксация недиагональных элементов матрицы плотности, связанная с однородным и неоднородным уширением спектра люминесценции, препятствует реализации сверхизлучения. Как правило, времена релаксации меньше времени сверхизлучательного распада. Этим объясняется сравнительно малое число экспериментальных работ, в которых наблюдалось сверхизлучение [7-9].

Влияние на сверхизлучательный распад релаксационных процессов обсуждалось в ряде работ [2-5]. Однако авторы [2-5] ограничивались рассмотрением формы импульса высвечивания. Нам неизвестны публикации, в которых исследовалась бы форма спектра сверхизлучения. Представляется интересным проследить изменение формы спектра при изменении констант однородного и неоднородного уширений. В данной статье сообщаются результаты такого анализа.

Будем исходить из системы укороченных уравнений полуклассической теории сверхизлучения, описывающей поведение медленно меняющихся амплитуд волн электрического поля  $\mathcal{E}(x, t)$  и поляризации электронной подсистемы  $\mathcal{P}(x, t)$ , распространяющихся в одном направлении [10]

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon^{\pm}(\xi, \tau)}{\partial \xi} &= \int d\omega g(\omega) R^{\pm}(\xi, \omega, \tau), \\ \frac{\partial R^{\pm}(\xi, \omega, \tau)}{\partial \tau} &= - \left( \frac{\tau_R}{T_2} \mp i\omega\tau_R \right) R^{\pm}(\xi, \omega, \tau) + Z(\xi, \omega, \tau) \varepsilon^{\pm}(\xi, \tau), \\ \frac{\partial Z(\xi, \omega, \tau)}{\partial \tau} &= - \frac{1}{2} [\varepsilon^{-}(\xi, \tau) R^{+}(\xi, \omega, \tau) + \varepsilon^{+}(\xi, \tau) R^{-}(\xi, \omega, \tau)]. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь  $R^{\pm}$  — амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности электронной подсистемы  $\rho_{12}$  и  $\rho_{21}$  соответственно ( $R^{-} = (R^{+})^*$ , атомы предполагаются двухуровневыми),  $Z$  — инверсия населенности,  $\varepsilon^{\pm} = \pm \frac{ic}{2\pi\omega_0 n \mu L} \mathcal{E}^{\pm}$ ,

$\mathcal{E}^\pm$  — амплитуда электрического поля (знак «+» соответствует отрицательной частотной части, знак «-» — положительной,  $\mathcal{E}^- = (\mathcal{E}^+)^*$ ),  $\omega_0$  — частота перехода в изолированном атоме,  $n$  — начальная плотность инверсии,  $\mu$  — дипольный момент перехода,  $L$  — длина системы,  $c$  — скорость света,  $\tau_R = \hbar c / 4\pi n \omega_0 \mu^2 L$  — характерный для данной задачи масштаб времени,  $\xi = X/L$  — безразмерная координата вдоль оси системы,  $\tau = (t - x/c) / \tau_R$  — безразмерное запаздывающее время,  $T_2$  — время поперечной релаксации,  $g(\omega)$  — функция распределения частот переходов (неоднородный контур), центрированная на частоте  $\omega_0$ .

Система уравнений (1) решалась численно для случая, когда отсутствует запаздывание ( $L/c < \tau_R$ ) при следующих начальных и граничных условиях:  $Z(\xi, \omega, 0) = 1/2$ ,  $R_0 = \text{Re}R^\pm(\xi, \omega, 0) = 2 \cdot 10^{-4}$ ,  $2 \cdot 10^{-8}$ ,  $\varepsilon^\pm(\xi, 0) = 0$ ,  $\varepsilon^\pm(0, \tau) = 0$ . В качестве функции распределения частот переходов атомов использовалось нормальное распределение с дисперсией  $T_2^{*-1}$ .

В результате решения данной системы уравнений вычислялись форма импульса коллективного спонтанного излучения  $I(\xi, \tau)$  (интенсивность излучения в расчете на один атом) и его Фурье-спектр  $S(\xi, \omega)$  при  $\xi = 1$  ( $x = L$ ) и различных значениях  $T_2$  и  $T_2^*$ .

$$I(\xi, \tau) = \frac{1}{2\tau_R} |\varepsilon^\pm(\xi, \tau)|^2, \quad (2)$$

$$S(\xi, \omega) = \frac{1}{4\pi} |\tilde{\varepsilon}^\pm(\xi, \omega)|^2, \quad \int d\omega S(\xi, \omega) = 1, \quad (3)$$

$$\tilde{\varepsilon}^\pm(\xi, \omega) = \int_0^\infty d\tau e^{i\omega\tau} \varepsilon^\pm(\xi, \tau). \quad (4)$$

Изменение формы импульса  $I(1, \tau)$  и его спектра  $S(1, \omega)$  в зависимости от величин однородного  $T_2$  и неоднородного  $T_2^*$  времени иллюстрируют рис. 1—3.

На рис. 1 представлены импульсы чистого сверхизлучения ( $T_2 = T_2^* = \infty$ ) и соответствующие ему спектры Фурье для двух значений начальной поляризации  $R_0$ . Как видно, спектр сверхизлучения имеет характерную структуру, симметричную относительно частоты перехода  $\omega_0$ . По мере увеличения фазовой релаксации (уменьшения  $T_2$  или  $T_2^*$ ) число пиков в импульсе излучения и его спектре убывает (рис. 2, 3), причем из сравнения формы импульса излучения и его спектра при заданном значении  $T_2$  или  $T_2^*$  легко усматривается связь между максимумами в импульсе и дублетами в спектре. Естественно предположить, что структура в спектре есть проявление динамического штарковского расщепления атомного уровня в электрическом поле сверхизлучательного импульса [4]. Действительно, расчет показывает, что величина штарковского расщепления  $\Delta = 2\mu\mathcal{E}_0/\hbar$ , где поле  $\mathcal{E}_0$  соответствует пиковому значению интенсивности в отдельном максимуме импульса высвечивания на выходе ( $\xi = 1$ ), коррелирует с расщеплением соответствующих дублетов в его спектре. Так, например, расчетное значение  $\Delta$  для двух первых максимумов при начальном значении поляризации  $R_0 = 2 \cdot 10^{-4}$  равны 0.33 и 0.21, при  $R_0 = 2 \cdot 10^{-8}$  — 0.019 и 0.014. Соответствующие значения расщеплений в спектрах в первом случае равны 0.09 и 0.05, во втором — 0.06 и 0.04. То обстоятельство, что расщепление в спектре меньше штарковского  $\Delta$ , можно объяснить монохроматичностью поля, вызывающего это расщепление, а также неоднородностью поля вдоль системы.

Выясним вопрос о степени монохроматичности поля, при которой будет разрешаться дублетная структура. В монохроматическом резонансном поле дублетная структура спектра излучения двухуровневой системы обусловлена оптической нутацией, т. е. модуляцией амплитуды среднего дипольного момента с частотой Раби  $\Omega = \mu E_0/\hbar$  ( $E_0$  — амплитуда поля) [11, 12]. Если атом находится в монохроматическом поле вида

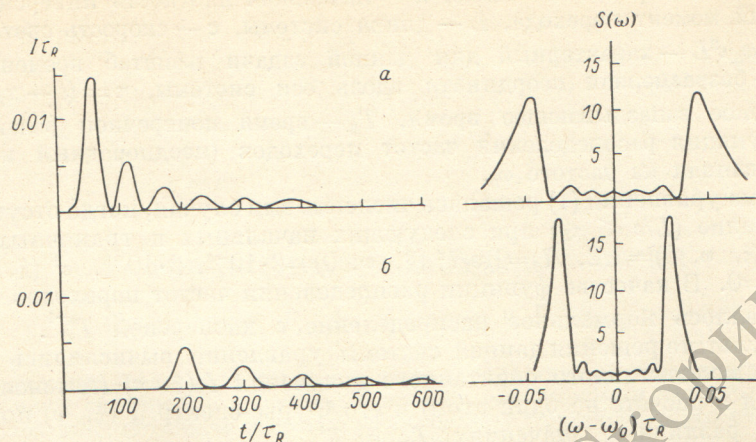


Рис. 1. Импульсы сверхизлучения  $I(t)$  и их спектры  $S(\omega)$  для различных значений начальной поляризации  $R_0$ .  
 $a - R_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ ;  $б - 2 \cdot 10^{-3}$ .

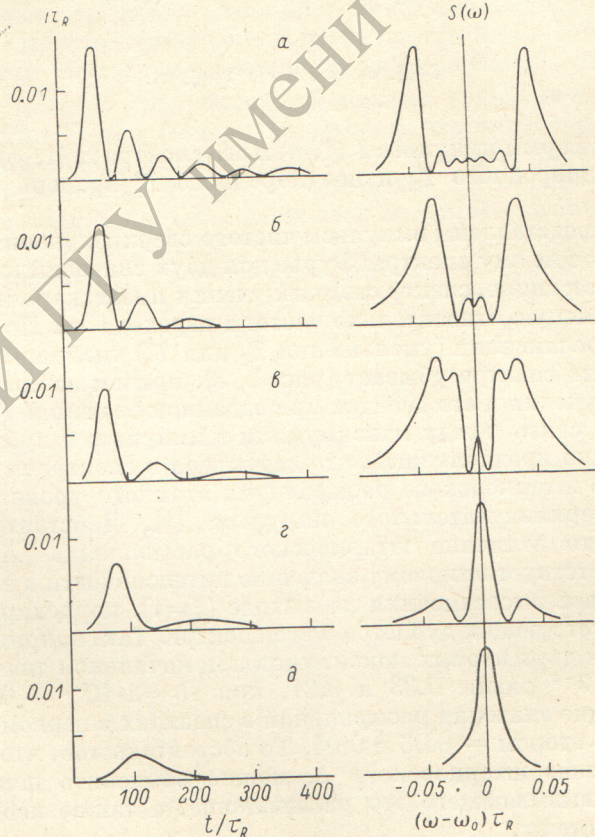


Рис. 2. Влияние однородного уширения на форму импульса высвечивания и его спектр при  $R_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ .

Площадь спектра не нормирована.  $a - T_s = \infty$ ,  $б - 166\tau_R$ ,  $в - 100\tau_R$ ,  $г - 50\tau_R$ ,  $д - 25\tau_R$ .

$E(t) = E_0(t) \cos \omega_0 t$ , где функция  $E_0(t)$  имеет колоколообразную форму с шириной  $T$ , то, очевидно, оптическая нутация, а следовательно, и дублетная структура в спектре излучения будут проявляться, если ширина  $T$  импульса  $E_0(t)$  порядка или больше периода колебаний Раби  $2\pi/\Omega$ . Это

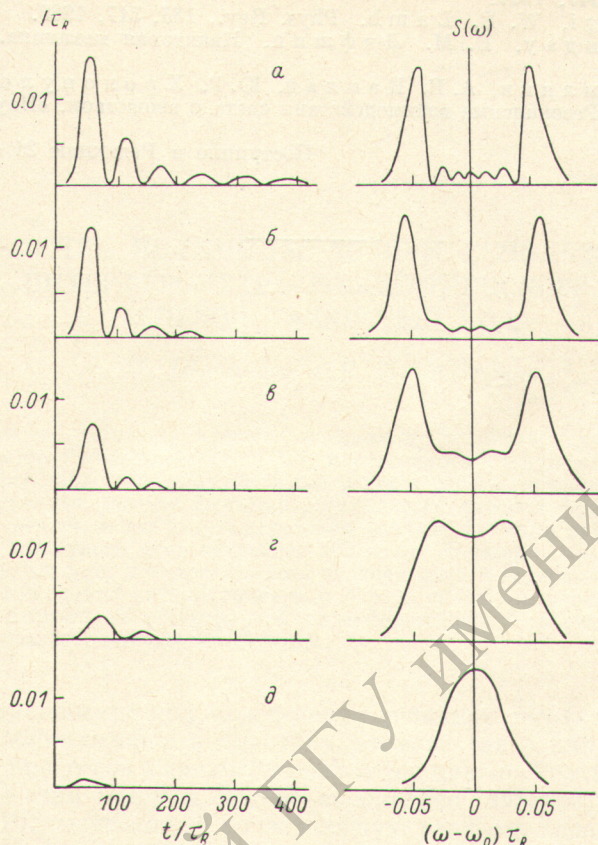


Рис. 3. Влияние неоднородного уширения на форму импульса высвечивания и его спектр при  $R_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ .

Площадь спектра не нормирована. а —  $T_2^* = \infty$ , б —  $33.3\tau_R$ , в —  $20\tau_R$ , г —  $14.2\tau_R$ , д —  $10\tau_R$ .

соотношение выполнено для первых двух максимумов в импульсе сверхизлучения.

Из расчетов спектра сверхизлучения для различных значений начальной поляризации (рис. 1) следует, что его форма слабо зависит от времени задержки импульса. Поэтому найденная структура спектра может служить одним из признаков сверхизлучения, особенно в тех случаях, когда осцилляционная структура импульса высвечивания не разрешена вследствие наложения импульсов с различными временами задержки.

#### Литература

- [1] R. H. Dike. Phys. Rev., 93, 99, 1954.
- [2] R. Bonifacio, L. A. Lugiato. Phys. Rev., 11A, 1507, 1975.
- [3] J. C. MacGillivray, M. S. Feld. Phys. Rev., 14A, 1169, 1976.
- [4] В. И. Емельянов, Ю. Л. Климонтович. Опт. и спектр., 41, 913, 1976.
- [5] Е. Д. Трифонов, А. И. Зайцев. ЖЭТФ, 72, 1407, 1977.
- [6] Е. Д. Трифонов, А. И. Зайцев, Р. Ф. Маликов. ЖЭТФ, 76, 65, 1979.

- [7] N. Skribanowitz, I. P. Herman, J. C. MacGillivray, M. S. Feld. Phys. Rev. Lett., 30, 309, 1973.
- [8] Q. H. F. Vrehen, H. M. J. Hicksboers, H. M. Gibbs. Phys. Rev. Lett., 38, 764, 1977.
- [9] H. M. Gibbs, Q. H. F. Vrehen, H. M. J. Hicksboers. Phys. Rev. Lett., 39, 547, 1977.
- [10] A. Icsevgi, W. E. Lamb. Phys. Rev., 185, 517, 1969.
- [11] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. «Наука», М., 1974.
- [12] В. С. Бутылкин, А. Е. Каплан, Ю. Г. Хронопуло, Е. И. Якубович. Резонансные взаимодействия света с веществом. «Наука», М., 1977.

Поступило в Редакцию 21 апреля 1980 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРНИН