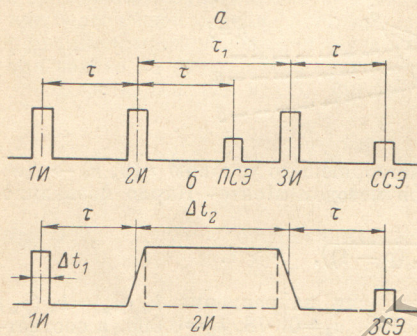


## «ЗАПЕРТОЕ» СВЕТОВОЕ ЭХО В РЕЖИМЕ ДВОЙНЫХ РЕЗОНАНСОВ

В. В. Самарцев, Э. М. Кавеева, А. С. Трайбер  
и И. Х. Хадыев

Явление «запертого» светового эха (ЗСЭ), обнаруженное в [1], может быть эффективно использовано в модуляционной эхо-спектроскопии. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию условий такого приложения.

Рисунок иллюстрирует особенности возбуждения ЗСЭ по сравнению с обычными сигналами первичного и стимулированного светового эха. Поскольку длительность второго («запирающего») импульса не влияет на момент формирования ЗСЭ после заднего фронта этого импульса, то сигнал ЗСЭ может быть сравнен по своим возможностям с сигналом стимулированного эха. С тем, чтобы такая аналогия не выглядела случайной, напомним физику формирования эха в одноимпульсном режиме возбуждения [2]. Она связана с тем, что Фурье-спектры переднего и заднего фронтов импульса перекрывают другие спектральные участки неоднородно уширенной линии, чем спектр самого импульса. Поэтому в течение импульса осуществляется расфазирование электрических диполей, возбужденных передним фронтом импульса, в то время как воздействие заднего фронта приводит к их сфазированию.



Последовательность возбуждающих импульсов (И) и формируемые сигналы первичного (ПСЭ) и стимулированного (СИ) эха (а) и формирование «запертого» светового эха (ЗСЭ) (б).

время действия «запирающего» импульса, для чего мы воспользуемся математическим формализмом работы [5]. Опуская громоздкие выкладки, запишем конечное выражение для интенсивности когерентных откликов системы в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}_c$  в моменты времени  $t > \Delta t_1 + \Delta t_2 + \tau$

$$I(\mathbf{k}_c, t) = I_0(\mathbf{k}_c) F(t) F(t)^*, \quad (1)$$

где  $I_0(\mathbf{k}_c)$  — интенсивность спонтанного излучения изолированной частицы из верхнего энергетического состояния в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}_c$ ;

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d(\Delta\omega) g(\Delta\omega) \left\{ (1 - \cos \Phi_1) \frac{\Theta_1 a_1}{\Phi_1^2} + i \left( \sin \Phi_1 \frac{\Theta_1}{\Phi_1} \right) \right\} \times \\ \times \frac{(1 - \cos \Phi_2)}{2\Phi_2^2} \Theta_2^2 e^{i\Delta\omega(t-2\tau-\Delta t_1-\Delta t_2)} \times \\ \times \left[ 1 - \frac{C^2 \Delta t_2^2}{2} (\cos^2 \gamma + \sin^2 \gamma \cos 2C\tau) \right]^{1/2} \sum_j e^{i(2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_c) \cdot \mathbf{r}_j} \quad (2)$$

$g(\Delta\omega)$  — функция распределения параметра расстройки  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ ,  $\omega_0$  — частота соответствующего «спинового пакета»,  $\omega$  — центральная частота лазерного импульса,  $\Theta_{1,2}$  — «площадь» первого и второго возбуждающих импульсов (для импульсов прямоугольной формы  $\Theta_{1,2} = \hbar^{-1} p E_{01,2} \Delta t_{1,2}$ ;  $p$  — модуль электрического дипольного момента резонансного перехода,  $E_0$  — напряженность электрического поля импульса);  $\Phi = (\Delta\omega^2 \Delta t^2 + \Theta^2)^{1/2}$ ,  $\Delta t$  — длительность импульса,  $C$  — константа СТВ и ССТВ [4],  $a_1 = \Delta\omega \Delta t$ ;  $\gamma$  — площадь радиочастотного импульса;  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$  — волновые векторы первого и второго возбуждающих импульсов соответственно;  $\mathbf{r}_j$  — радиус-вектор местоположения  $j$ -частицы.

Предположим  $\Delta\omega\Delta t_2 \gg \Theta_2$ , что при центральном возбуждении справедливо для крыльев неоднородно уширенной линии. Имея в виду, что  $\Delta t_1 \ll \Delta t_2$ ,  $\tau$ , выражение (2) записываем в виде

$$F(t) = i \frac{\Theta_1 \Theta_2^2}{2\Delta t_1 \Delta t_2^2} \int_{-\infty}^{\infty} d(\Delta\omega) g(\Delta\omega) \left\{ \frac{1}{\Delta\omega^3} [\sin(t - 2\tau - \Delta t_2) \Delta\omega - 2 \sin(t - 2\tau - 2\Delta t_2) \Delta\omega - i \sin(t - 2\tau + 2\Delta t_2) \Delta\omega] \right\} A \sum_j e^{i(2k_2 - k_1 - k_0) r_j}, \quad (3)$$

где

$$A = \left[ 1 - \frac{c^2 \Delta t_2^2}{2} (\cos^2 \gamma + \sin^2 \gamma \cos 2C\tau) \right]^{1/2}.$$

Первый член в фигурной скобке соответствует «запертому» СЭ, которое генерируется в момент времени  $t = 2\tau + \Delta t_2$ . Второй и третий члены соответствуют обычному сигналу СЭ в момент времени  $2(\tau + \Delta t_2)$ . Оба сигнала генерируются в направлении  $\mathbf{k}_c = 2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$  (при  $\omega_c = \omega_1 = \omega_2$ ). Двойное суммирование по местоположениям частиц в (1) проводится аналогично [6] и при  $\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{k}_2$  приводит к множителю  $(N^2 \lambda^2 / 4\epsilon S)$ , где  $N$  — число активных центров,  $\lambda$  — длина волны излучаемого света,  $S$  — рабочее сечение образца,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды.

Множитель  $A^2$  описывает модуляцию интенсивности СЭ, обязанную СТВ и ССТВ.

При  $\gamma = \pi/2$  он принимает простой вид:  $\left[ 1 - \frac{C^2 \Delta t_2^2}{2} \cos 2C\tau \right]$ . При  $C = 0$  этот множитель равен единице. Снимая зависимость интенсивности ЗСЭ от  $\tau$ , получаем информацию о константах СТВ и ССТВ. Описанная методика обещает оказаться эффективной в спектроскопии крыльев линии.

#### Литература

- [1] P. F. Liao, S. R. Hartmann. Phys. Lett., 44 A, 361, 1973.
- [2] A. Bloom. Phys. Rev., 98, 1105, 1955.
- [3] R. G. Liao, P. Hu, R. Leight, S. R. Hartmann. Phys. Rev. 9A, 332, 1974.
- [4] З. М. Кавеева, В. В. Самарцев. Опт. и спектр., 35, 379, 1973; 37, 812, 1974.
- [5] В. В. Самарцев, Р. Г. Усманов, Г. М. Ершов, Б. Ш. Хамидуллин. ЖЭТФ, 74, 1979, 1978.
- [6] V. V. Samartsev, R. G. Usmanov, I. Kh. Khadiev, E. F. Kustov, M. N. Vaganov. Phys. Stat. Sol., 76(b), 55, 1976.

Поступило в Редакцию 12 июня 1978 г.

УДК 535.36+621.373 : 535.

## ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА—БРИЛЛЮЭНА НА КОЛЕБАНИЯХ ДИПОЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Р. Г. Дёминов и Ю. Е. Котельников

В [1] было показано, что в молекулярных кристаллах при температурах, меньших энергии дипольного взаимодействия молекул, возможно возникновение коллективных колебаний плотности экситонов с линейным законом дисперсии — КДП. Вопрос об обнаружении КДП по обычному мандельштам-бриллюэновскому рассеянию света исследовался в [2], где показано, что интенсивность рассеяния света на КДП может быть величиной того же порядка, что и интенсивность рассеяния света на фонах, и даже может существенно превосходить последнюю. Это говорит о возможности обнаружения КДП по рассеянию света. С экспериментальной точки зрения может оказаться более удобным использование ВРМБ, поскольку возбуждение КДП и вынужденное рассеяние света на них осуществляется одним и тем же лазерным лучом. Исследование ВРМБ на КДП и составляет предмет данной работы.

Рассмотрим, как и в [1, 2], систему синглетных экситонов Френкеля нижней зоны в молекулярных кристаллах кубической симметрии с одной молекулой в элементарной ячейке. Гамильтониан системы на временах порядка времени жизни экситонов, которое много больше времени их термализации, имеет вид [1, 2]

$$\mathcal{H} = \left( \Delta + \frac{V_0}{2} \right) \sqrt{N} S_0^z + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} (B_{\mathbf{k}} S_{\mathbf{k}}^+ S_{\mathbf{k}}^- + V_{\mathbf{k}} S_{\mathbf{k}}^z S_{-\mathbf{k}}^z), \quad (1)$$