УДК 548.0 : 535

АКУСТИЧЕСКОЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ В КРИСТАЛЛАХ С ПАРАЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПРИМЕСЯМИ

Ф. С. Вагапова и *Р. В. Сабурова*

Рассматриваются особенности сверхизлучательных явлений в параэлектрических системах. Теоретически исследуется возможность генерации электромагнитных и звуковых когерентных колебаний в параэлектрической системе с примесными молекулярными диполями (KCl, OH^-). Найдена ориентационная зависимость сигналов электромагнитной индукции и эха, фононной индукции и эха. Рассматривается генерация в импульсном режиме когерентного звукового поля посредством электромагнитного возбуждения системы, проведено качественное сравнение с экспериментальными данными.

Процессы сверхизлучения являются когерентными спонтанными процессами излучения фотонов, фононов и других квантов энергии. Сверхизлучательное состояние спин-системы и его создание при помощи импульсов когерентного электромагнитного поля впервые рассмотрены Блохом [1]. Фононную индукцию и эхо первыми исследовали Копвиллем и Нагибаров [2]. Сверхизлучательные явления интенсивно исследуются в настоящее время [3-8].

В данной работе теоретически рассмотрены электромагнитная индукция и эхо, фононная индукция и эхо в параэлектрических системах. Характерной отличительной особенностью рассматриваемых систем является наличие диагональных матричных элементов оператора дипольного момента в гамильтониане взаимодействия диполей с полем.

Интенсивность когерентного спонтанного дипольного излучения системы из N $(j, l \ldots = 1, \ldots N)$ многоуровневых частиц с неэквидистантным спектром рассчитаем по следующей формуле [9]:

$$I_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = I^0_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) \sum_{j \neq l}^{N} (\mathrm{Sp}\,\rho^j(t)\, P_{\alpha\beta} \exp\{i\mathbf{k}r^j\})(\mathrm{Sp}\,\rho^l(t)\, P_{\beta\alpha} \exp\{-i\mathbf{k}r^l\}), \qquad (1)$$

где $I^0_{\alpha\beta}(\mathbf{k})$ — интенсивность спонтанного излучения изолированного диполя в единицу телесного угла в направлении волнового вектора $\mathbf{k}$ на переходе между энергетическими уровнями α и β; $\rho^j(t)$ — матрица плотности j-го диполя в момент времени t, $\mathbf{r}^j$ — радиус-вектор местоположения j-го диполя, $P_{\alpha\beta}$ — проективная матрица, имеющая нулевые матричные элементы, кроме $\alpha\beta$, который равен единице.

Изменение матрицы плотности во времени дается квантовым уравнением Лиувилля, решение которого представим в виде

$$\rho(t) = S\rho_0 S^{-1}, \qquad (2)$$

где $S = D_n R_n \ldots D_2 R_2 D_1 R_1$; D_n — решение уравнения Шредингера в промежутке между импульсами n и $n+1$, R_n — решение уравнения Шредингера во время действия n-го импульса

$$i\hbar \frac{dR_n}{dt} = (\hat{H}_0 + H_1(t))\, R_n. \tag{3}$$

Здесь $\hat{H}_0$ описывает невозмущенный спектр системы, а $\hat{H}_1(t)$ — возмущение. При расчете удобно перейти к величине $R_n^* = \exp\{iH_0(t-t_0)/\hbar\}\, R_n$, тогда $i\hbar dR_n^*/dt = H_1^*(t)\, R_n^*$. Предполагая, что $H_1^*(t)$ есть малая величина первого порядка, представим R_n^* в виде ряда $R_n^* = 1 + R_1^* + R_n^* + \ldots$, где

$$R_1^* = -i\hbar^{-1} \int\limits_{t_0}^{t} H_1^*(t')\, dt', \quad R_2^* = (-i\hbar^{-1})^2 \int\limits_{t_0}^{t} H_1^*(t')\, dt' \int\limits_{t_0}^{t'} H_1^*(t'')\, dt'' \text{ и т. д.} \tag{4}$$

Для определения R_n^* в наших расчетах мы ограничимся первым приближением по недиагональной части спектра взаимодействия $\langle\alpha\,|\,H_1^*(t)\,|\,\beta\rangle$, а диагональную часть взаимодействия $\langle\alpha\,|\,H_1^*(t)\,|\,\alpha\rangle$ учтем точно. Это возможно, так как в связи с перестановочностью различных значений подынтегральной матричной функции $\langle\alpha\,|\,H_1^*(t)\,|\,\alpha\rangle$

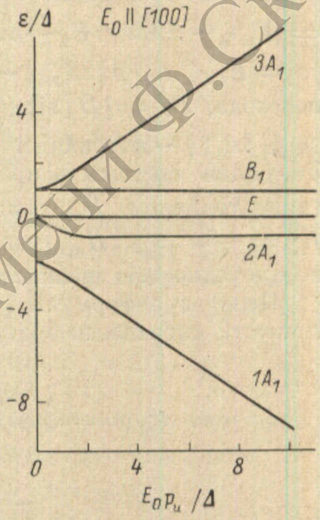
$$\langle\alpha\,|\,H_1^*(t')\,|\,\alpha\rangle \langle\alpha\,|\,H_1^*(t'')\,|\,\alpha\rangle = \\ = \langle\alpha\,|\,H_1^*(t'')\,|\,\alpha\rangle \langle\alpha\,|\,H_1^*(t')\,|\,\alpha\rangle; \quad t',\ t'' \in (t_0,\ t)$$

мультипликативный интеграл

$$1 + \frac{1}{i\hbar} \int\limits_{t_0}^{t} \langle\alpha\,|\,H_1^*(t')\,|\,\alpha\rangle\, dt' + \\ + \left(\frac{1}{i\hbar}\right)^2 \int\limits_{t_0}^{t} \langle\alpha\,|\,H_1^*(t')\,|\,\alpha\rangle\, dt' \int\limits_{t_0}^{t'} \langle\alpha\,|\,H_1^*(t'')\,|\,\alpha\rangle\, dt'' + \ldots$$

сводится к матрице

$$\exp\left\{(-i/\hbar) \int\limits_{t_0}^{t} \langle\alpha\,|\,H_1^*(t)\,|\,\alpha\rangle\, dt'.\right.$$



Уровни энергии для недеформированного кристалла в сильном постоянном электрическом поле, направленном вдоль оси ∥ [100], $E_0^2 p_u^2 \gg \Delta^2$.

1. Электромагнитное возбуждение

Рассмотрим систему, состоящую из N примесных электрических диполей с дискретным неэквидистантным спектром в кристалле KCl в сильном постоянном электрическом поле $E_0 \parallel [100]$ (см. рисунок). В момент времени $t=0$ система находится в равновесном состоянии, описываемом матрицей плотности ρ_0. Далее система подвергается воздействию двух интенсивных импульсов электромагнитного поля $E_1 \parallel [100]$, резонансных переходу $2A_1 \leftrightarrow 1A_1$, длительности t_w, с интервалом времени между ними τ. Аналогично блоховским временам релаксации мы будем говорить о времени энергетической релаксации T_1 диполей, обусловленной взаимодействием диполей с колебаниями решетки; времени необратимой фазовой релаксации T_2, определяемой диполь-дипольным взаимодействием, и времени обратимой фазовой релаксации T_2^*, обусловленной неоднородностями внешнего и внутренних локальных электрических полей. Тогда условия $t_w < T_1,\ T_2,\ T_2^*$ и $T_2^* \leqslant \tau < T_1,\ T_2$ необходимы для осуществления импульсного эксперимента типа спинового эха.

Гамильтониан задачи имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_{01} + \hat{H}_{02} + \hat{H}_\gamma(t) = \sum_{j=1}^{N} (\hat{H}_{01}^j + \hat{H}_{02} + \hat{H}_\gamma^j(t)), \tag{5}$$

где

$$
\begin{array}{c|c|c|c|c|c|}
 & 1A_1 & 2A_1 & 1E & 1B_1 & 3A_1 \\
\hline
1A_1 & -E_0p_u & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
2A_1 & 0 & -\Delta_0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
1E & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
1B_1 & 0 & 0 & 0 & \Delta_0 & 0 \\
\hline
3A_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & E_0p_u \\
\hline
\end{array}\,, \qquad
\begin{array}{c|c|c|c|c|c|}
 & 1A_1 & 2A_1 & 1E & 1B_1 & 3A_1 \\
\hline
1A_1 & D^j_{k_\gamma} & C^j_{k_\gamma} & 0 & 0 & 0 \\
\hline
2A_1 & (C^j_{k_\gamma})^* & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
1E & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
1B_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
3A_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
\end{array}\,. \tag{6}
$$

Здесь p_u — электрический дипольный момент, нескорректированный на локальные поля, Δ_0 — матричный элемент туннелирования; $\hat{H}^j_\gamma(t) = -\hat{p}_z E_1 \times \sin(k_\gamma r^j - \omega_0 t)$ описывает взаимодействие диполя с когерентным полем в виде плоской волны с волновым вектором $\mathbf{k}_\gamma$ ($\gamma = 1, 2$) и частотой $\omega_0 = (E_0 p_u - \Delta_0)/\hbar$, E_1 — амплитуда переменного поля, $C^j_{k_\gamma} = |c| e^{i(\omega_0 t - k_\gamma r^j)}$, $|c| = E_1 |\langle 1A_1 | \hat{p} | 2A_1\rangle|$ — матричный элемент оператора дипольного момента перехода, $D^j_{k_\gamma} = |D| \sin(k_\gamma r^j - \omega_0 t)$; $|D| = E_1 |\langle 1A_1 | \hat{p} | 1A_1\rangle| = E_1 |\langle 3A_1 | \times \hat{p} | 3A_1\rangle|$ — матричный элемент оператора собственного дипольного момента. Эволюция системы в промежутке между двумя импульсами определяется гамильтонианом $\hat{H}_{02}$, описывающим разброс значений локальных полей $\hat{H}^j_{02} = -\delta\omega^j (\omega^j_0)^{-1} H_{01}$, где $\delta\omega^j = \omega^j_0 - \omega_0$ — разброс частот, обусловленный неоднородностью внешнего и внутренних электрических полей.

Используя формулы (1)—(6), получим следующее выражение для интенсивности сигнала свободной индукции:

$$
I^u_{\alpha\beta}(k) = I^0_{\alpha\beta}(k) \left(\sum_{i=1}^{5} e^{\frac{\varepsilon_i}{k_Б T}} \right)^{-2} \left(\frac{|C| t_w}{\hbar} \right)^2 \sum_{j \neq l}^{N} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)(\mathbf{r}^j - \mathbf{r}^l)} \times
$$
$$
\times \left(e^{\frac{\varepsilon_1}{k_Б T}} A^j_D - e^{\frac{\varepsilon_2}{k_Б T}} \right) \left(e^{\frac{\varepsilon_1}{k_Б T}} A^l_D - e^{\frac{\varepsilon_2}{k_Б T}} \right), \tag{7}
$$

где

$$
\left(\sum_{i=1}^{5} e^{\frac{\varepsilon_i}{k_Б T}} \right)^{-2} = \left(\exp\left\{ \frac{E_0 p_u}{k_Б T} \right\} + \exp\left\{ \frac{\Delta_0}{k_Б T} \right\} + 1 + \exp\left\{ -\frac{\Delta_0}{k_Б T} \right\} + \exp\left\{ -\frac{p_u E_0}{k_Б T} \right\} \right)^{-2},
$$

$$
A^j_D = \exp\left\{ -\frac{i|D|}{\hbar\omega_0} \cos(\omega_0 t_w - \mathbf{k}_1 \mathbf{r}^j) \right\}, \quad A^l_D = \exp\left\{ +\frac{i|D|}{\hbar\omega_0} \cos(\omega_0 t_w - \mathbf{k}_1 \mathbf{r}^l) \right\}.
$$

Ограничиваясь первыми тремя членами в разложении A^j_D в ряд (при $|D|/\hbar\omega_0 \ll 1$), из выражения (7) имеем

$$
I^u_1(\mathbf{k}) = I^0_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) \left(\sum_{i=1}^{5} e^{\frac{\varepsilon_i}{k_Б T}} \right)^{-2} \left(e^{\frac{\varepsilon_1}{k_Б T}} - e^{\frac{\varepsilon_2}{k_Б T}} \right)^2 \left(\frac{|C| t_w}{\hbar} \right)^2 \sum_{j \neq l}^{N} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)(\mathbf{r}^j - \mathbf{r}^l)}, \tag{8}
$$

$$
I^u_2(\mathbf{k}) = I^0_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) \left(\sum_{i=1}^{5} e^{\frac{\varepsilon_i}{k_Б T}} \right)^{-2} e^{\frac{2\varepsilon_1}{k_Б T}} \left(\frac{|C| t_w}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{|D|}{\hbar\omega_0} \right)^4 \sum_{j \neq l}^{N} e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{k}_1)(\mathbf{r}^j - \mathbf{r}^l)}. \tag{9}
$$

Как видно из (8), (9), сигналы индукции имеют максимумы ($I \sim N^2$) относительно направлений, удовлетворяющих условию пространственного синхронизма $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1$, $\mathbf{k} = -\mathbf{k}_1$.

Расчеты показывают наличие сигналов эха в момент времени $t=2\tau$, интенсивность которых равна

$$I^{э}_{\alpha\beta}(k)=I^{0}_{\alpha\beta}(k)\left(\sum_{i=1}^{5} e^{\frac{\varepsilon_i}{k_{Б}T}}\right)^{-2}\left(\frac{|C|\,t_w}{\hbar}\right)^{-2}\sum_{j\neq l}^{N} e^{i\,(\mathbf{k}-2\mathbf{k}_2+\mathbf{k}_1)\,(\mathbf{r}^j-\mathbf{r}^l)}\times$$

$$\times\left(e^{\frac{\varepsilon_1}{k_{Б}T}}A^{j}_{D}-e^{\frac{\varepsilon_2}{k_{Б}T}}\right)\left(e^{\frac{\varepsilon_1}{k_{Б}T}}A^{l}_{D}-e^{\frac{\varepsilon_2}{k_{Б}T}}\right), \tag{10}$$

$$J^{э}_{1}(k)=I^{0}_{\alpha\beta}(k)\left(\sum_{i=1}^{5} e^{\frac{\varepsilon_i}{k_{Б}T}}\right)^{-2}\left(e^{\frac{\varepsilon_1}{k_{Б}T}}-e^{\frac{\varepsilon_2}{k_{Б}T}}\right)^{2}\times$$

$$\times\left(\frac{|C|\,t_w}{\hbar}\right)^{6}\left(\frac{|D|}{\hbar\omega_0}\right)^{2}\sum_{j\neq l}^{N} e^{i\,(\mathbf{k}-2\mathbf{k}_2+\mathbf{k}_1)\,(\mathbf{r}^j-\mathbf{r}^l)}, \tag{11}$$

$$J^{э}_{2}(k)=I^{0}_{\alpha\beta}(k)\left(\sum_{i=1}^{5} e^{\frac{\varepsilon_i}{k_{Б}T}}\right)^{-2} e^{\frac{2\varepsilon_1}{k_{Б}T}}\left(\frac{|C|\,t_w}{\hbar}\right)^{6}\left(\frac{|D|}{\hbar\omega_0}\right)^{2}\sum_{j\neq l}^{N} e^{i\,(\mathbf{k}-2\mathbf{k}_2+2\mathbf{k}_1)\,(\mathbf{r}^j-\mathbf{r}^l)}, \tag{12}$$

$$J^{э}_{3}(k)=I^{0}_{\alpha\beta}(k)\left(\sum_{i=1}^{5} e^{\frac{\varepsilon_i}{k_{Б}T}}\right)^{-2} e^{\frac{2\varepsilon_1}{k_{Б}T}}\left(\frac{|C|\,t_w}{\hbar}\right)\left(\frac{|D|}{\hbar\omega_0}\right)^{4}\frac{1}{4}\sum_{j\neq l}^{N} e^{i\,(\mathbf{k}-2\mathbf{k}_2+3\mathbf{k}_1)\,(\mathbf{r}^j-\mathbf{r}^l)}. \tag{13}$$

Из (11)—(13) следует, что когерентное излучение максимально в направлениях $\mathbf{k}=2\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}=2\mathbf{k}_2-2\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}=2\mathbf{k}_2-3\mathbf{k}_1$. Оценку интенсивности сигналов индукции и эхо проведем при следующих значениях параметров: $E_0=10$ кВ/см, $p_w=4\cdot10^{-18}$ ед. СГСЕ, $\Delta_0=6.2\cdot10^{9}$ Гц (0.30 К), $T=2$ К, $N=2\cdot10^{-18}$, $\omega_0=3\cdot10^{11}$ Гц, $T_2\sim10^{-8}$ с, $T_2^{*}\sim10^{-10}$ с, $T_1\sim10^{-8}$ с, $t_w\sim10^{-9}$ с, $|D|=p_wE_1=3\cdot10^{-18}$ эрг, $|C|=(\Delta_0/E_0)\,E_1=2.4\cdot10^{-18}$ эрг, $E_1=0.6$ кВ/см (E_1 определяется из условия $|C|\,t_W/\hbar\leqslant1$).

В формулах (7)—(13) $I^{0}_{\alpha\beta}(k)$ — интенсивность спонтанного излучения с волновым вектором изолированного диполя в единицу телесного угла

$$I^{0}_{\alpha\beta}(k)=\omega_0^4\,|\langle 1A_1\,|\,\hat{p}\,|\,2A_1\rangle|^2\sin^2\varphi\,(4\pi c^3)^{-1}=5\cdot10^{-24}\ \text{эрг/с},$$

где φ — угол между k и плоскостью колебаний диполя, $\sin^2\varphi=1/2$.

Линия параэлектрического резонанса возбуждаемого перехода является неоднородно уширенной [12]. При учете процессов поглощения и излучения энергии частью спиновых пакетов неоднородно уширенной линии интенсивность эха уменьшается примерно в $t_w/[g(\omega)]$ раз [13] (где $g(\omega)$ — функция формы линии). В нашем случае интенсивности сигналов уменьшаются в 10^4 раз и равны $J^{и}_{1}=1.2\cdot10^{7}$ эрг/с, $J^{и}_{2}=1\cdot10^{-1}$ эрг/с, $J^{э}_{1}=8\cdot10^{6}$ эрг/с, $J^{э}_{2}=8\cdot10^{2}$ эрг/с, $J^{э}_{3}=10^{-1}$ эрг/с.

Таким образом, учет диагональных матричных элементов приводит к появлению дополнительных сигналов эха, интенсивности которых меньше интенсивности сигнала J_1. Например, $J^{э}_{2}/J^{э}_{1}\sim(|D|/\hbar\omega_0)^2\sim10^{-4}$, $J_3/J_1\sim\sim(|D|/\hbar\omega_0)^4\sim10^{-8}$.

2. Акустическое возбуждение

В отличие от электромагнитного способа возбуждение системы примесных центров импульсами упругих колебаний кристаллической решетки дает информацию о деталях центр-фононного взаимодействия.

Гамильтониан взаимодействия системы с полем упругих деформаций, создаваемых бегущей звуковой волной, поляризованной вдоль [100] оси с волновым вектором $\mathbf{k}_\gamma\parallel[100]$ ($\gamma=1/2$), запишем в виде

$$\hat{H}^{зв.}_{\gamma}=\sum_{j=1}^{N}\hat{H}^{j}_{\gamma}=\sum_{\Gamma_i}\sum_{j=1}^{N}M(\Gamma_i)\,\varepsilon(\Gamma_i)\exp\{\pm i\,(\mathbf{k}_\gamma\mathbf{r}^j-\omega_0t)\},$$

где $M(\Gamma_i)$ — линейные комбинации первых производных от потенциала примесного иона по координатам ионов решетки, преобразующиеся по i-й строке Γ_i неприводимого представления группы симметрии кристалла; $\varepsilon(\Gamma_i)$ — соответствующие компоненты тензора деформаций. Ненулевые матричные элементы гамильтониана $H_\gamma^j(t) = \| L \|$, следующие:

$$\| L_{11} \| = |\langle 1A_1 | M(\Gamma_i)\, \varepsilon(\Gamma_i) | 1A_1 \rangle| \sin(\omega_0 t - \mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}^j) = |F| \sin(\omega_0 t - \mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}^j),$$

$$\| L_{12} \| = \| L_{21} \|^* = |\langle 2A_1 | M(\Gamma_i)\, \varepsilon(\Gamma_i) | 1A_1 \rangle| \exp\{i(\omega_0 t - \mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}^j)\} =$$
$$= |G| \exp\{i(\omega_0 t - \mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}^j)\}.$$

Полагаем, что связь электрических диполей с решеткой осуществляется посредством модуляции колебаниями решетки кристаллического электрического поля, действующего на диполь OH^-, а также короткодействующего взаимодействия отталкивания иона OH^- с ближайшими соседними ионами. Примесные частицы взаимодействуют с решеткой и генерируют звук посредством того же механизма, который обеспечивает диполь-решеточную релаксацию. Посредством когерентной диполь-решеточной релаксации [14] создаются упругие напряжения в решетке, являющиеся источником акустических волн.

Проведя аналогичные расчеты (см. разд. 1), запишем выражения для интенсивностей сигналов фононной индукции и эха

$$I_{\alpha\beta}^{\text{фи}}(k) = I_{\alpha\beta}^0(k) \left(\sum_{i=1}^{5} e^{\frac{\varepsilon_i}{k_Б T}} \right)^{-2} \left(\frac{|G|\, t_w}{\hbar} \right)^2 \sum_{j \neq l}^{N} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)(\mathbf{r}^j - \mathbf{r}^l)} \times$$
$$\times \left(e^{\frac{\varepsilon_1}{k_Б T}} A_F^j - e^{\frac{\varepsilon_2}{k_Б T}} \right) \left(e^{\frac{\varepsilon_1}{k_Б T}} A_F^l - e^{\frac{\varepsilon_2}{k_Б T}} \right), \tag{14}$$

$$I_{\alpha\beta}^{\text{фэ}}(k_ф) = I_{\alpha\beta}^0(k_ф) \left(\sum_{i=1}^{5} e^{\frac{\varepsilon_i}{k_Б T}} \right)^{-2} \left(\frac{|G|\, t_w}{\hbar} \right)^6 \sum_{j \neq l}^{N} e^{i(\mathbf{k}_ф - 2\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_1)(\mathbf{r}^j - \mathbf{r}^l)} \times$$
$$\times \left(e^{\frac{\varepsilon_1}{k_Б T}} A_F^j - e^{\frac{\varepsilon_2}{k_Б T}} \right) \left(e^{\frac{\varepsilon_1}{k_Б T}} A_F^l - e^{\frac{\varepsilon_2}{k_Б T}} \right), \tag{15}$$

где $A_F^j = \exp\{i(|F|/\hbar\omega_0) \cos(\omega_0 t_w - \mathbf{k}_1 \mathbf{r}^j)\}$.

В сигналах фононной индукции $J_1^{\text{фи}}(\mathbf{k})$, $J_2^{\text{фи}}(\mathbf{k})$ с максимальной интенсивностью излучаются фононы с векторами $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1$, $\mathbf{k} = -\mathbf{k}_1$.

Расчеты показывают, что сигналы эха $J_1^э$, $J_2^э$, $J_3^э$, $J_4^э$ появляются в момент времени $t = 2\tau$ и максимальны в направлениях $\mathbf{k}_ф = 2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_ф = 2\mathbf{k}_2 - 2\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_ф = 2\mathbf{k}_2$, $\mathbf{k}_ф = 2\mathbf{k}_2 - 3\mathbf{k}_1$. Сигнал $J_3^э$ имеет частоту, в два раза меньшую частоты возбуждающего генератора. Следовательно, интенсивность $J_3^э$ будет порядка $J_2^э$ в том случае, когда вдоль направления $\mathbf{k}_ф$ имеется звуковая мода, скорость которой в два раза меньше моды с $\mathbf{k}_2$. Например, эхо $J_2^э$ — продольные волны той же частоты, эхо $J_3^э$ — поперечные волны половинной частоты. В кристалле KCl $v_l/v_s = 2$ (v_l — скорость продольного звука, v_s — скорость поперечного звука).

$I_{\alpha\beta}^0(\mathbf{k}_ф)$ — интенсивность спонтанного излучения фононов изолированным примесным центром $I_{\alpha\beta}^0(\mathbf{k}_ф) = 3\omega_0^4 (A - B)^2 S^2 d^2 (64\pi\rho v^5)^{-1} \sim 10^{-12}$ эрг/с, где плотность кристалла (2г/см^3), v — скорость звука в нем ($2.7 \cdot 10^5$ см/с), $(A - B)$ определяет величину диполь-фононной связи $(A - B) \sim 2 \cdot 10^{-12}$ эрг [15], $S \sim 10^{-2}$ — интеграл перекрытия [16], $d = (1/2)(\mathbf{b}_m \mathbf{n}_l + \mathbf{n}_m \mathbf{b}_l)$, $n = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$, $\mathbf{b}$ — единичный вектор поляризации фононов, $d = 1$. Интегральную интенсивность сигналов индукции и эха получим, выполняя суммирование по частицам и интегрирование по пространственным координатам от $\Omega = 0$ до $\Omega = 4\pi$ для прямоугольного образца с площадью сечения S_0, перпендикулярного направлению $\mathbf{k}_ф$ [4]. Учитывая неоднородный характер уширения, оценим интегральную интенсивность сигналов при следующих значениях параметров: $E_0 = 10$ кВ/см, $|G| = (A - B)\varepsilon S^{-1} \sim 4 \cdot 10^{-19}$ эрг, $T = 2$ К, $\omega_0 = 3 \cdot 10^{11}$ Гц, $|F| = (A - B)\varepsilon \sim 2 \cdot 10^{-17}$ эрг, $\lambda^2/4S_0 = 6.3 \cdot 10^{-12}$, $t_w = 10^{-9}$ с, $\varepsilon = 10^{-5}$; $J_1^{фи} \simeq 8 \cdot 10^6$ эрг/с, $J^{фи} \simeq 1.2 \cdot 10^4$ эрг/с, $J_1^{э} = 4.2 \cdot 10^6$ эрг/с, $J_2^{э} = 10^4$ эрг/с $= J_3^{э}$; $J_4^{э} = 10^2$ эрг/с; $(J_2^{п, э}/J_1^{п, э} = 10^{-2})$.

Расчеты показали, что как в случае электромагнитного, так и звукового возбуждения параэлектрических систем учет собственного дипольного момента приводит к появлению дополнительных сигналов индукции и эха.

Таким образом, эффекты взаимодействия когерентных внешних полей с параэлектрическими системами интересны тем, что они позволяют определять многие важнейшие характеристики этих систем (дипольные моменты, неоднородности внутрикристаллических полей), изучать взаимодействие дефектов с фононами. Эти системы могут найти применение в качестве источников гиперзвуковых колебаний в импульсном режиме.

Авторы признательны У. Х. Копвиллему, Н. К. Соловарову, В. В. Самарцеву и Г. М. Ершову за ценные замечания к работе.

Литература

[1] F. Bloch. Phys. Rev., *70*, 460, 1946.
[2] В. Р. Нагибаров, У. Х. Копвиллем. ЖЭТФ, *52*, 936, 1967.
[3] R. H. Dicke. Phys. Rev., *93*, 99, 1954.
[4] J. D. Abella, N. A. Kurnit, S. R. Hartmann. Phys. Rev., *141*, 391, 1966.
[5] N. S. Shiren, T. G. Kazyaka. Phys. Rev. Lett., *21*, 1800, 1968; *28*, 1304, 1972.
[6] У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, В. А. Пирожков, В. В. Самарцев. ФТТ, *14*, 1794, 1972.
[7] Изв. АН СССР, сер. физ., *37*, № 10, 1973.
[8] Матер. I Всесоюзн. симпоз. по световому эхо. Казань, 1973.
[9] Н. К. Соловаров, В. Р. Нагибаров. ФТТ, *11*, 1136, 1968; ВИНИТИ, Деп.-1131—69, Казань, 1969.
[10] H. B. Shore. Phys. Rev., *151*, 570, 1966.
[11] Ф. Р. Гантмахер. Теория матриц, гл. V. «Наука», М., 1967.
[12] C. Y. Fong. Phys. Rev., *165*, 462, 1968.
[13] В. В. Самарцев, А. Г. Шагидуллин. ФТТ, *17*, 3078, 1975.
[14] А. В. Алексеев, У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров. Изв. вузов, физика, 7, 1973.
[15] B. G. Dick, D. Strauch. Phys. Rev., *B2*, 2200, 1970.
[16] Р. В. Сабурова. УФЖ, *20*, 942, 1975.
[17] W. M. Goubau. J. Low Temp. Phys., *14*, 516, 1974.
[18] У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров. ФТТ, *10*, 750, 1968.
[19] В. Р. Нагибаров, В. В. Самарцев. Опт. и спектр., *27*, 275, 1969.

Поступило в Редакцию 15 марта 1976 г.