

- Huang Z.J., Wang Y.Q., Chu C.W. - Phys. Rev. Lett., 1987, v. 58, N 9, p. 908-910.
- [2] Стейнфелд Дж. Индуцируемые лазером химические процессы. М.: Мир, 1984. 306 с.
- [3] Cava R.J., Batlogg B., Van Dover R.B., Murphy D.W., Sunshine S., Siegrist T., Remeika J.P., Rietman E.A., Zahurak Z., and Espinosa G.P. - Phys. Rev. Lett., 1987, v. 58, N 16, p. 1676-1679.
- [4] Thomas G.A., Ng H.K., Millis A.J., Bhatt R.N., Cava R.J., Rietman E.A., Johnson D.W., Espinosa G.P., and Vandenberg J.M. - Phys. Rev. B, 1987, v. 36, N 1, p. 846-849.

Институт металлофизики
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию
23 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20 26 октября 1988 г.

ФОТОАКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ
В ГИРОТРОПНЫХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Г.С. Митюрич, В.П. Зеленый

Воздействие модулированного по амплитуде оптического излучения на пьезоэлектрическую керамику приводило, как показано в [1], к индуцированию в последней низкочастотного звукового сигнала; при этом исследуемый образец являлся одновременно и детектором фотоакустического (ФА) сигнала.

Известно [2], что пьезоэлектрические свойства обнаруживают исключительно нецентросимметричные кристаллы, многие из которых обладают естественной или вынужденной (эффект Фарадея) гиротропией [3].

В настоящем сообщении исследованы особенности ФА преобразования в естественно гиротропных пьезоэлектрических кристаллах различных классов симметрии.

Рассмотрение основано на использовании соотношений типа Дюгамеля - Неймана [4]

$$\begin{aligned}
 \sigma_{ij} &= c_{ijkl}^E \epsilon_{kl} - e_{ijm}^T E_m - \lambda_{ij}^E \theta, \\
 D_i &= e_{ijk}^T \epsilon_{jk} + \epsilon_{ij}^S E_j + p_i^S \theta,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где c_{ijkl}^E , e_{ijm}^T - тензоры коэффициентов упругости и пьезоэлектрических констант, p_i^S - пьезоэлектрические коэффициенты, λ_{ij}^E , ϵ_{ij}^S -

Выражения для разности ФА сигналов,
соответствующих право-, лево-эллиптически
поляризованным световым волнам

Тип граничных условий	Граничные условия	Кристаллы класса 23
I	$\zeta(0) = 0$ $\zeta(l) = 0$	$\Delta V_1 = -h_0 \left[V_0 - ktg \frac{kz}{2} (B_+ (e^{-\alpha_+ z} + 1) - B_- (e^{-\alpha_- z} + 1)) \right]$
II	$\zeta(0) = 0$ $\mu(l) = 0$	$\Delta V_2 = -h_0 \left[V_0 - ktg kz (B_+ - B_-) - \frac{\cos kz - 1}{\cos kz} (A_+ e^{-\alpha_+ z} - A_- e^{-\alpha_- z}) \right]$
III	$\zeta(l) = 0$ $\mu(0) = 0$	$\Delta V_3 = -h_0 \left[V_0 - ktg kz (B_+ e^{-\alpha_+ l} - B_- e^{-\alpha_- l}) + \frac{\cos kz - 1}{\cos kz} (A_+ - A_-) \right]$
1У	$\mu(0) = 0$ $\mu(l) = 0$	$\Delta V_4 = 0$
Кристаллы классов 3, 4, 6		
1-III		$\Delta V_i' = -\Delta V_i + \Delta V_4', \quad i = 1, 2, 3$
1У	$\mu(0) = 0$ $\mu(l) = 0$	$\Delta V_4' = \frac{\rho_3^s}{\epsilon_{33}^s} \left[\alpha_-^{-1} E_- (e^{-\alpha_- l} - 1) - \alpha_+^{-1} E_+ (e^{-\alpha_+ l} - 1) \right]$

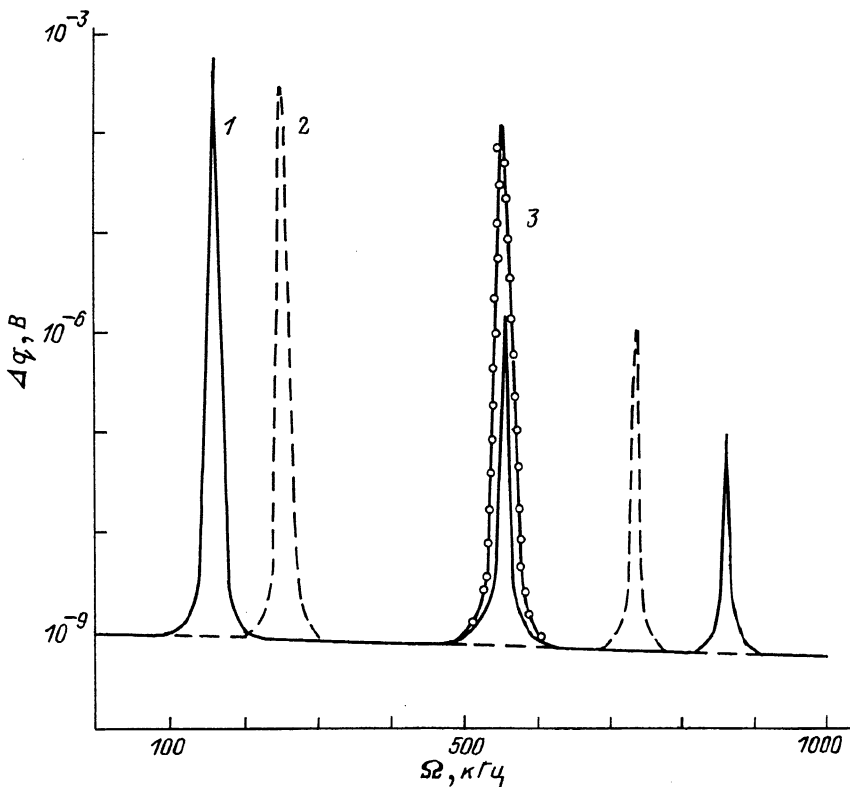
тензоры температурных напряжений и диэлектрической проницаемости, индексы T, E, S означают, что компоненты тензоров взяты при постоянных температуре, электрическом поле и деформации соответственно.

При распространении падающей амплитудно-модулированной световой волны произвольной поляризации вдоль направления $[110]$ поглощающего кубического пьезокристалла класса 23 соотношения (1) в матричных обозначениях принимают вид

$$\begin{aligned} \sigma_6 &= c_{44}^E \mu_6 - e_{14}^T E_3 - \lambda_1^E \theta, \\ D_3 &= e_{14}^T \mu_6 + \epsilon_{11}^S E_3. \end{aligned} \quad (2)$$

В случае распространения излучения вдоль оси наивысшей симметрии, совпадающей с направлением $[001]$ одноосных пьезоэлектрических кристаллов классов 3, 4, 6, из (1) следуют выражения

$$\begin{aligned} \sigma_3 &= c_{33}^E \mu_3 - e_{33}^T E_3 - \lambda_3^E \theta, \\ D_3 &= e_{33}^T \mu_3 + \epsilon_{33}^S E_3 + \rho_3^S \theta, \end{aligned} \quad (3)$$



Зависимость разности амплитуд ФА сигналов ($\tau = \pm 1$) от частоты модуляции падающего излучения для гиротропного кристалла $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ при граничных условиях $\phi(z) = 0$, $\phi(0) = 0$. 1 - $l = 0.005$ м; 2 - $l = 0.01$ м; 3 - $l = 0.015$ м.

которые в [1] использованы для расчета ФАЭ в негиротропных пьезокерамических материалах. Периодическая составляющая температурного поля в (2), (3) определяется из решения неоднородного уравнения теплопроводности для гиротропного образца (см., например, [5, 6]):

$$\theta(z,t) = (U_0 e^{-\delta_+ z} - E_+ e^{-\kappa_+ z} - E_- e^{-\kappa_- z}) \exp(i\Omega t). \quad (4)$$

В формуле (4)

$$E_{\pm} = \frac{A \alpha_{\pm}}{\alpha_{\pm}^2 - \delta_{\pm}^2}, \quad A = \frac{c\sqrt{\epsilon''} n^2 |E|^2 (1 \pm \tau)^2}{\sqrt{2} k_s |n_0 + \kappa|^2 (1 + \tau^2)}, \quad \alpha_{\pm} = \frac{4\pi}{\lambda} \left(\frac{\epsilon''}{2\sqrt{\epsilon'}} \pm \gamma'' \right),$$

$n_o = (n_+ + n_-) / 2$, $n_{\pm} = \sqrt{\epsilon \pm \beta}$ - комплексные показатели преломления изонормальных волн, $\beta = \beta' + i\beta''$ - комплексный псевдоскалярный параметр гирации, β'' - параметр циркулярного дихроизма, τ - эллиптичность падающей световой волны, Ω - частота ее модуляции, U_0 - постоянная, определяемая параметрами кристалла.

Используя уравнение движения упругой среды, а также соотношения (2) - (4), получим выражения для разности потенциалов (см. таблицу), возникающей в пьезоэлектрических образцах при различных граничных условиях [7]: при свободных ($\sigma(0) = 0$, $\sigma(l) = 0$), зажатых ($u(0) = 0$, $u(l) = 0$) и попеременно нагруженных ($\sigma(0) = 0$, $u(l) = 0$ или $\sigma(l) = 0$, $u(0) = 0$) границах кристалла. В таблице приняты обозначения: $V_0 = A_+ [exp(-\alpha_+ l) - 1] - A_- [exp(-\alpha_- l) - 1]$, $A_{\pm} = \alpha_{\pm} \epsilon_{\pm} / (\alpha_{\pm}^2 + k^2)$, $B_{\pm} = \alpha_{\pm}^T A_{\pm}$, $k_0 = k \lambda_{11}^E / c_0$, $c_0 = c_{44}^E + (e_{11}^T)^2 / \epsilon_{11}^S$, $k = e_{11}^T / \epsilon_{11}^S$, k - волновое число упругой волны, l - длина образца. Заметим, что в выражениях для кристаллов 3, 4, 6 вместо k_0 будет входить величина $k'_0 = k' \lambda'_0 / c'_0$, где $k' = e_{33}^T / e_{33}^S$, $\lambda'_0 = k' \rho_3^S - \lambda_{33}^E$, $c'_0 = c_{33}^E + (e_{33}^T)^2 / \epsilon_{33}^S$.

Численный анализ полученных соотношений показывает, что для низких частот модуляции, примерно до 10 кГц, существенного различия амплитуд ФА сигналов при попеременном зажатии фронтальной или тыльной поверхности образца не обнаруживается. В области килогерцевых (свыше 100 кГц) и мегагерцевых частот модуляции падающего излучения зажатие фронтальной границы кристаллов класса 23 приводит к возникновению резонансных явлений (см. рис. 1), аналогичных ранее обнаруженным при исследовании ФАЭ в термически толстых объектах с пьезоэлектрической детекцией результирующего сигнала [7]. Характер резонансных кривых, как видно из рис. 1, весьма существенно зависит от геометрических размеров пьезоэлектриков. При механически зажатых границах образца ФА отклик в кубических пьезокристаллах равен нулю, а в кристаллах классов 3, 4, 6 вклад в величину ФА сигнала полностью определяется значением пьезоэлектрических коэффициентов. То обстоятельство, что в одноосных пьезоэлектриках резонансные эффекты выражены менее ярко, связано с конкурирующим влиянием пьезоэлектрических свойств образцов на акустические резонансы, обусловленные, в первую очередь, величиной пьезоэффекта и геометрией кристалла.

В заключение отметим, что полученные результаты по резонансному ФА преобразованию могут быть использованы для повышения разрешающей способности ФА спектроскопии, а также при определении параметров поглощения ϵ'' и циркулярного дихроизма β'' гиротропных пьезоэлектриков.

Л и т е р а т у р а

- [1] W e t s e l G.C. Jr. - J. Apt. Soc. Am., 1980, v. 70, N 5, p. 471-474.

- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 622 с.
- [3] Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.
- [4] Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
- [5] Митюрин Г.С. - ДАН БССР, 1982, т. 26, № 5, с. 414-417.
- [6] Митюрин Г.С., Шалупаев С.В. - ЖТФ, 1987, т. 57, № 1, с. 114-117.
- [7] Гуляев Ю.В., Морозов А.И., Раевский В.Ю. - Акуст. ж., 1985, т. 31, № 4, с. 469-474.

Гомельский государственный университет

Поступило в Редакцию
7 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20

26 октября 1988 г.

О ДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ДИФFUЗНОГО Z-ПИНЧА

А.Б. Будько, А.Л. Великович,
А.И. Клеев, М.А. Либерман,
Ф.С. Фелбер

Получение плотной высокотемпературной плазмы в импульсных системах - при сжатии Z-пинчей, плазменных лайнеров, лазерных или пучковых мишеней и т.п. - существенно зависит от устойчивости процесса сжатия. Мы рассмотрим здесь задачу об устойчивости динамики сжатия и разлета плазмы на примере диффузного Z-пинча. Основные неустойчивости при этом обусловлены ускорением плазмы, причем в случае диффузного Z-пинча, когда отсутствует свободная граница плазма-магнитное поле, наиболее опасными являются конвективные объемные гидромагнитные неустойчивости. Заметим, что оценки, основанные на теории устойчивости равновесных плазменных конфигураций неприменимы, т.к. равновесное состояние плазмы здесь, вообще говоря, не реализуется.

Поскольку время развития неустойчивостей ограничено „временем жизни“ импульсной системы, например, временем сжатия токового канала τ , то медленно нарастающие неустойчивости не представляют опасности. Мы будем называть процесс динамически устойчивым, если скорость возрастания любых возмущений не превосходит существенно обратного времени сжатия $\tau^{-1}u/R$, где u - характерная скорость, а R - характерный радиус плазмы.

Для наиболее быстро растущих конвективных гидромагнитных возмущений можно ввести понятие инкремента σ в каждый момент времени. Рассматривая малые смещения плазмы $\xi(r, t) = \xi(r) \exp(\sigma t + im\varphi + ikz)$ из цилиндрически-симметричного не-