

рентгеновском облучении восстанавливает концентрацию V^0 -центров к первоначальному уровню. Отжиг при 600—650 °K и обратная перезарядка показали, что разрушение V^- -центров обусловлено двумя процессами. Один из них связан с дальнейшей термической ионизацией ($V^- \rightarrow V_c^- + h^+$), другой — с уменьшением общей концентрации катионных вакансий. Последнее возможно при протекании ионных процессов. Действительно, кривая ДТА (рис. 2) показывает, что в области 650—750 К протекает экзотермический процесс, который приводит к полному исчезнове-

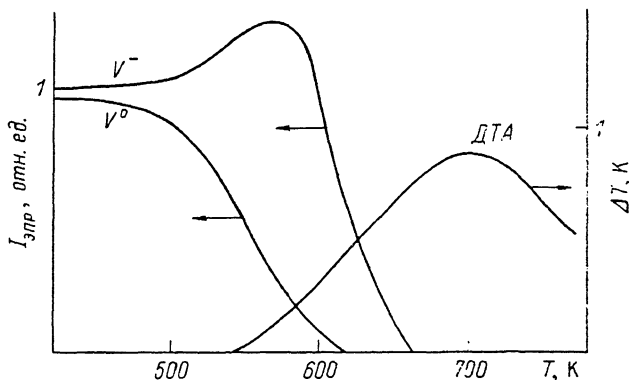


Рис. 2. Температурная стабильность парамагнитных V^0 , V^- -центров и кривая ДТА.

нию катионных дефектов, образованных нейтронным облучением. Так как подвижность катионных вакансий в BeO начинает проявляться при температурах выше 1600 К [3], то кривая ДТА отражает процессы миграции бериллиевых интерстициалов и рекомбинации катионных френкелевских пар.

Таким образом, нами установлено образование стабильных катионных вакансий в виде V^0 -центров в результате нейтронного облучения, обнаружена и идентифицирована новая линия в спектре ЭПР, изучены кинетика накопления и механизмы отжига V^0 -центра — последовательное освобождение дырок в диапазоне 500—650 К и рекомбинация пары катионная вакансия—интерстициал в диапазоне 600—750 К.

Авторы выражают благодарность В. А. Маслову за помощь в работе.

Список литературы

- [1] Maffeo B., Herve A., Cox R. // Sol. St. Comm. 1970. V. 8. N 24. P. 2169—2171.
- [2] Maffeo B., Herve A. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 5. P. 1940—1959.
- [3] Austerman S. B., Chang R. // J. Nucl. Mater. 1964. V. 12. N 3. P. 337—339.

Уральский политехнический
институт им. С. М. Кирова
Свердловск

Поступило в Редакцию
12 января 1990 г.

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ЭЛЕКТРОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ ТОНКИХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛАСТИН

Б. И. Худик, К. Е. Чернявский

1. Задача о нахождении с заданной степенью точности дисперсионных соотношений электроупругих колебаний тонких пьезоэлектрических пластин произвольной кристаллографической симметрии может быть решена путем перехода от трехмерного описания к двумерному. Разработанные

в настоящее время варианты двумерного описания [1] имеют ограничения по точности и анизотропии пластины. Используемый в настоящей работе оригинальный метод сведения трехмерной задачи к двумерной снимает указанные ограничения. Он уже применялся в [2] для случая анизотропной упругой пластины.

Переход к двумерному описанию пластины возможен, если $h/\lambda \ll 1$, где h — толщина пластины, λ — характерный масштаб изменения электроупругих полей, и если $\omega \ll s/h$, где ω — частота, s — величина порядка скорости звука. Последовательное использование малого параметра позволяет построить $2d$ уравнения, в которых удержаны все члены заданного порядка малости.

2. Система определяющих уравнений для пьезоэлектрической пластины имеет в электростатическом приближении следующий вид [3]:

$$\begin{aligned} \rho \ddot{u}_i &= \partial \sigma_{ik} / \partial x_k, \operatorname{div} \mathbf{D} = 0, \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \\ (\sigma_{ik} n_k)_{\Gamma} &= 0, D_{n1} = D_{n2}, E_{\tau 1} = E_{\tau 2}, \\ D_i &= \epsilon_{ik} E_k - 4\pi \beta_{ij} u_{j,k}, \sigma_{ik} = c_{ikjm} u_{j,m} + \beta_{m, ik} E_m, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ — плотность; $\hat{\sigma}$, \hat{u} , $\hat{\epsilon}$, $\hat{\beta}$ — тензоры напряжений, деформаций, диэлектрической проницаемости и пьезомодулей; \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности пластины Γ ; \mathbf{D} , \mathbf{E} — векторы электрической индукции и напряженности электрического поля. Уравнения (1) определяют поля смещений u_i и потенциал электрического поля φ ($E_i = -\nabla_i \varphi$). В области вне пластины φ удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta \varphi = 0. \quad (2)$$

При нахождении дисперсионных соотношений будем считать, что амплитуда электроупругих колебаний изменяется по закону $\exp \{i(k_x x + k_y y - \omega t)\}$, где x , y — декартовы координаты в плоскости пластины (при этом $-h/2 \leq z \leq h/2$). Решения (2), удовлетворяющие граничным условиям на лицевых поверхностях и исчезающие на бесконечности, имеют вид

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_+ \exp \{-k(z - h/2)\}, z \geq h/2; \\ \varphi &= \varphi_- \exp \{k(z + h/2)\}, z \leq -h/2, \end{aligned} \quad (3)$$

где $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, $\varphi_{\pm} = \varphi(x, y, z = \pm h/2, t)$. Таким образом, задача сводится к нахождению в области внутри пластины полей смещений u_i и потенциала φ , гладко сшивающегося с (3).

Представим поля u_i и φ внутри пластины в виде разложений по полиномам Лежандра $P_n(2z/h)$

$$\begin{aligned} u_i(\mathbf{r}, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} u_i^{(n)}(x, y, t) P_n(2z/h), \\ \varphi(\mathbf{r}, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varphi^{(n)}(x, y, t) P_n(2z/h). \end{aligned} \quad (4)$$

Поскольку в случае свободных колебаний характерный масштаб изменения электрического поля равен характерному масштабу изменения упругих полей, то справедлива оценка, аналогичная приведенной в [2]

$$\begin{aligned} u^{(m+n)} &\sim \left(\frac{h}{\lambda}\right)^m \frac{(2n+1)!!}{(2(m+n)+1)!!} u^{(n)}, \\ \varphi^{(m+n)} &\sim \left(\frac{h}{\lambda}\right)^m \frac{(2n+1)!!}{(2(m+n)+1)!!} \varphi^{(n)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя (4) в (1) и используя ортогональность полиномов Лежандра, получим бесконечную цепочку зацепляющихся уравнений относительно компонент $u_i^{(n)}$ и $\varphi^{(n)}$. Соотношения (3) позволяют оценить различные слагаемые в полученной системе по порядку малого параметра h/λ и построить последовательность конечных систем, в каждой из которых удерживаются члены заданного порядка малости. В каждой из систем данной последо-

вательности можно выразить компоненты $u_i^{(n)}$ и $\varphi^{(n)}$ с $n > 0$ через $u_i^{(0)}$, т. е. получить законы дисперсии (подробнее см. [4]).

3. Законы дисперсии, полученные для пьезопластины гексагональной кристаллографической симметрии в случае, когда ось C_6 параллельна оси Oy , имеют вид

$$\omega_1^2(\mathbf{k}) = (D(\mathbf{n})/\rho) k^4, \quad \omega_{\pm}^2(\mathbf{k}) = c_{\pm}^2 k^2 + d_{\pm} h k^3, \quad (6)$$

где

$$D(\mathbf{n}) = \frac{\hbar^2}{12} (c_{11} - c_{12}^2/c_{11}) n_x^4 + \\ + \frac{\hbar^2}{6} \left\{ c_{13} + 2c_{44} - \frac{c_{12}c_{13}}{c_{11}} - \frac{c_{66}}{c_{11}} \left[c_{13} + c_{44} - (c'_{13} + c'_{44}) \frac{c_{44}}{c'_{44}} \right] \left(1 - \frac{\beta_{31}}{\beta_{15}} \right) \right\} n_x^2 n_y^2 + \frac{\hbar^2}{12} \times \\ \times \left\{ \frac{c'_{33}c_{44}}{c'_{44}} + \left(c_{33} - \frac{c'_{33}c_{44}}{c'_{44}} \right) \frac{\beta_{31}}{\beta_{15}} - \right. \\ \left. - \frac{c_{13}}{c_{11}} \left[c_{13} - \left(c_{13} + c_{44} - \frac{(c'_{13} + c'_{44}) c_{44}}{c'_{44}} \right) \left(1 - \frac{\beta_{31}}{\beta_{15}} \right) \right] \right\} n_y^4, \\ c_{\pm}^2 = \frac{1}{2\rho} (a_{11} + a_{22} \pm \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}^2}), \quad n_{\alpha} = k_{\alpha}/k, \\ d_{\pm} = \frac{1}{2\rho} (b_{11} + b_{22}) \pm \frac{(a_{11} - a_{22})(b_{11} - b_{22}) + 4a_{12}\sqrt{b_{11}b_{22}}}{2\rho \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}^2}}, \\ a_{11} = (c_{11} - c_{12}^2/c_{11}) n_x^2 + c_{44} n_y^2, \quad a_{12} = c_{13} + c_{44} - \frac{c_{12}c_{13}}{c_{11}}, \\ a_{22} = c_{44} n_x^2 + (c_{33} - c_{12}^2/c_{11}) n_y^2, \\ b_{11} = 2\pi \left(\beta_{15} + \frac{2c_{66}}{c_{11}} \beta_{31} \right)^2 n_x^2 n_y^2, \quad b_{22} = 2\pi \left[\beta_{15} n_x^2 + \left(\beta_{33} - \frac{c_{13}}{c_{11}} \beta_{31} \right) n_y^2 \right]^2, \\ c'_{44} = c_{44} + 4\pi\beta_{15}^2/\epsilon_{11}, \quad c'_{13} = c_{13} + 4\pi\beta_{15}\beta_{31}/\epsilon_{11}, \\ c'_{33} = c_{33} + 4\pi\beta_{15}\beta_{33}/\epsilon_{11}.$$

Закон дисперсии изгибных колебаний $\omega_1^2(\mathbf{k})$ найден с точностью до членов порядка $s^2\hbar^2k^4$, а для планарных $\omega_{\pm}^2(\mathbf{k})$ с точностью до $s^2\hbar k^3$. Заметим, что поправки к $\omega_{\pm}^2(\mathbf{k})$, пропорциональные $|\mathbf{k}|^3$, отсутствуют в чисто упругом случае.

Авторы благодарны В. Г. Барьяхтару за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

Список литературы

- [1] Кудрявцев Б. А., Партон В. З., Сенюк Н. А. // Итоги науки и техники. Мех. деф. тв. тела. 1984. Т. 17. С. 3—62.
- [2] Худик Б. И., Чернявский К. Е. // Препринт ИТФ АН УССР ИТФ-88-19Р. Киев, 1988. 16 с.
- [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 632 с.
- [4] Худик Б. И., Чернявский К. Е. // Препринт ИТФ АН СССР ИТФ-89-4Р. Киев, 1989. 13 с.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
12 января 1990 г.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА Вi-СОДЕРЖАЩИХ МАНГАНИТОВ

И. О. Троянчук, В. Н. Деркаченко

Манганит висмута $\text{Vi}^{3+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_3$ впервые получен под высоким давлением в работе [1]. Согласно [1], это соединение является перовскитом с моноклинно искаженной элементарной ячейкой. Ниже 100 К обнаружен спонтанный магнитный момент. Однако исследования проведены выше