

УДК 548.4

## МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ИНДУЦИРУЕМЫЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДИСЛОКАЦИЙ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКАХ

В. Я. Кравченко, И. С. Смирнова

Вектор электрической поляризации, создаваемой дислокациями в пьезоэлектриках, может содержать как потенциальную, так и соленоидальную составляющие. С потенциальной составляющей связано электрическое поле. Соленоидальная поляризация ответственна за главный ( $\sim V/c$ ) вклад в магнитное поле, вызванное движением дислокации. Рассмотрено возбуждение магнитного поля при движении разных типов дислокаций в кристаллах разной симметрии.

В пьезоэлектрическом кристалле обусловленная дислокацией деформация вызывает поляризацию среды  $\mathbf{P}$ , вносящую вклад в индукцию  $\mathbf{D}$  согласно материальному уравнению

$$D_j = \hat{\chi}_{ij} E_i + 4\pi P_j, \quad \text{где} \quad P_j = \hat{\gamma}_{jkl} \hat{\epsilon}_{kl}. \quad (1)$$

Здесь  $\hat{\chi}$  и  $\hat{\gamma}$  — тензоры диэлектрических и пьезоэлектрических констант,  $\hat{\epsilon}$  — тензор дислокационной деформации. Характер электрического поля  $\mathbf{E}$ , порождаемого поляризацией  $\mathbf{P}$  (1), подробно исследован в ряде работ [1-8].

Напомним о следующей особенности поля  $\mathbf{P}$ : дислокационная поляризация может содержать как потенциальную  $\mathbf{P}_p$ , так и соленоидальную  $\mathbf{P}_s$  компоненты, т. е.

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_p + \mathbf{P}_s, \quad \text{rot } \mathbf{P}_p = 0; \quad \text{div } \mathbf{P}_s = 0. \quad (2)$$

Доли потенциальной и соленоидальной частей в дислокационной поляризации  $\mathbf{P}$  (1) зависят от точечной группы кристалла (тензор  $\hat{\gamma}$ ), от типа дислокации и ее ориентации в кристалле (тензор  $\hat{\epsilon}$  и его свертка с  $\hat{\gamma}$  в (1)). Крайние ситуации, т. е. наличие только  $\mathbf{P}_s$  или только  $\mathbf{P}_p$ , иллюстрирует пример винтовой дислокации, ориентированной вдоль оси  $\mathbf{c}$ , в двух гексагональных кристаллах кристаллографических классов  $C_{6v}$  (например, CdS) и  $D_6$  ( $\beta$ -кварц) (см. рисунок).

В первом случае

$$\left. \begin{aligned} P_x &= \gamma_{xxz} \epsilon_{xz}, & P_y &= \gamma_{yyz} \epsilon_{yz}, \\ \text{div } \mathbf{P} &= \gamma_{xxz} \left( \frac{\partial \epsilon_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \epsilon_{yz}}{\partial y} \right) = 0, \\ \text{rot } \mathbf{P} &= \gamma_{xxz} \left( \frac{\partial \epsilon_{xz}}{\partial y} - \frac{\partial \epsilon_{yz}}{\partial x} \right) \mathbf{n}_z = \frac{1}{2} \gamma_{xxz} \mathbf{b} \delta(x, y). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь использовано симметричное соотношение  $\gamma_{xxz} = \gamma_{yyz}$ , а также дифференциальная форма определения дислокационной особенности [9]

$$e_{ilm} \frac{\partial w_{mk}}{\partial x_l} = -\tau_i b_k \delta(x, y), \quad (4)$$

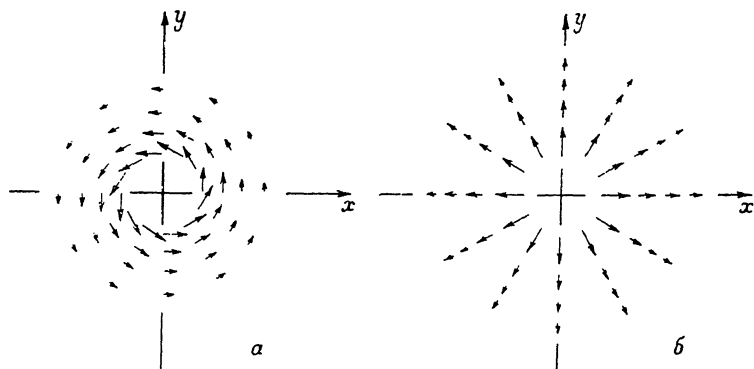
$e_{ilm}$  — единичный антисимметричный тензор,  $\hat{w}$  — тензор дисторсии,  $\boldsymbol{\tau}$  — вектор касательной к дислокационной линии,  $\mathbf{b}$  — вектор Бюргерса. В рассматриваемом случае (ось  $\mathbf{c}$  — ось 6 порядка)

$$\frac{\partial \varepsilon_{iz}}{\partial x_i} = 0,$$

так что  $\operatorname{div} \mathbf{P} = 0$ . Таким образом, для винтовой дислокации, ориентированной вдоль оси  $c$ , в кристаллах класса  $C_{6v}$  имеем  $\mathbf{P} = \mathbf{P}_s$  и  $\mathbf{E} = 0$  (так как  $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$  и  $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$ ). Во втором случае (класс  $D_6$ )

$$\left. \begin{aligned} P_x &= \gamma_{xyz} \varepsilon_{yz}, & P_y &= -\gamma_{xyz} \varepsilon_{xz}, \\ \operatorname{div} \mathbf{P} &= \gamma_{xyz} \left( \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} - \frac{\partial \varepsilon_{xz}}{\partial y} \right) = -\frac{1}{2} \gamma_{xyz} b \delta(x, y), \\ \operatorname{rot} \mathbf{P} &= \gamma_{xyz} \left( \frac{\partial \varepsilon_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial y} \right) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(учтено, что  $\gamma_{xyz} = -\gamma_{yzx}$  и, как и выше,  $\partial \varepsilon_{iz} / \partial x_i = 0$ ). При этом  $\mathbf{P} = \mathbf{P}_p$ ,  $\mathbf{D} = 0$  (так как  $\operatorname{div} \mathbf{D} = 0$  и  $\operatorname{rot} \mathbf{D} = 0$ ), а поле  $\mathbf{E}$  можно определить из (1).



Поля пьезополяризации.

$a$  — винтовой дислокации с  $b=c$  в структуре вюрцита (класс  $C_{6v}$ ),  $b$  — винтовой дислокации с  $b=c$  в  $\beta$ -кварце (класс  $D_6$ ).

Электрическое поле  $\mathbf{E}$  в статической ситуации всегда порождается только потенциальной компонентой поляризации  $\mathbf{P}_p$ , поэтому и пьезоэлектрический вклад в тензор напряжений

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \varepsilon_{kl} - \gamma_{mij} E_m \quad (6)$$

( $\hat{\varepsilon}$  — тензор упругих модулей) также связан лишь с  $\mathbf{P}_p$ . Компонента поляризации  $\mathbf{P}_s$  не проявляется.

В настоящей работе мы рассмотрим динамический эффект — возбуждение магнитного поля  $\mathbf{H}$  движущейся дислокацией. При этом на первый план выступает соленоидальная поляризация  $\mathbf{P}_s$ , не проявляющаяся в статической ситуации: порождаемое ею поле  $H \sim V/c$ , в то время как с  $\mathbf{P}_p$  связано  $H \sim V^3/cs^2$  ( $c$  и  $s$  — скорости света и звука,  $V$  — скорость дислокации). Это отличие можно усмотреть и до вычислений из рассмотренных выше примеров (3) и (5). В волновом уравнении для магнитного поля

$$\Delta \mathbf{H} - \frac{\kappa}{c} \dot{\mathbf{H}} = -\frac{4\pi}{c} \operatorname{rot} \dot{\mathbf{P}} \quad (7)$$

(использован изотропный  $\hat{\kappa}$ ) возбуждающей является соленоидальная часть поляризации. В случае (3)  $\mathbf{P}_s$  имеется уже в статике и переносится вместе с дислокационной особенностью, так что возбуждающий член в (7)  $\sim V/c$ . В случае (5)  $\mathbf{P}_s$  возникает лишь при учете запаздывания упругого поля движущейся дислокации, что дает дополнительный фактор  $V^2/s^2$ . Еще более конкретный вывод следует из релятивистского соотношения

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{D}'], \quad (7a)$$

где  $\mathbf{D}'$  — индукция в движущейся системе координат. При пренебрежении вкладами  $V^2/s^2$  индукция  $\mathbf{D}' = 4\pi\mathbf{P}_s$ .

### 1. Магнитное поле, связанное с движущейся дислокацией

Мы рассмотрим прямолинейную дислокацию, ориентированную вдоль оси  $z$ , перемещающуюся вдоль оси  $x$  с постоянной скоростью  $V$ . Система уравнений задачи состоит из уравнений теории упругости [9]

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} &= \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad \frac{\partial v_k}{\partial x_j} = \frac{\partial w_{ik}}{\partial t} - J_{ik}, \\ J_{ik} &= \epsilon_{ijl} \tau_l b_k \delta(x, y) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

с материальным уравнением (6), ( $J_{ik}$  — тензор плотности потока дислокации) и уравнений Максвелла

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \text{div } \mathbf{D} &= \text{div } \mathbf{H} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

с материальным уравнением (1) ( $\mu$  — магнитная проницаемость). Для решения поставленной плоской задачи (зависимость от  $z$  отсутствует) воспользуемся разложением Фурье

$$\left. \begin{aligned} f(x, y) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \bar{f}(q_x, q_y) e^{-iq_x x - iq_y y} dq_x dq_y, \\ \bar{f}(q_x, q_y) &= \int f(x, y) e^{iq_x x + iq_y y} dx dy \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

для функций  $v_i$ ,  $w_{ik}$ ,  $E_i$ ,  $H_j$ . Из системы (8) и (9) получаем неоднородную систему для Фурье-образов, определитель которой представляет собой однородный по  $q_x$ ,  $q_y$  многочлен 9-й степени для винтовых дислокаций и 12-й степени для краевых.

Рассмотрим конкретные примеры.

а) Винтовая дислокация с  $\mathbf{b} = \mathbf{c}$  в вюрците (класс  $C_{6v}$ ). Определитель системы (8), (9) в этом случае факторизуется, и Фурье-образы полей имеют достаточно простой вид. Проведя обратные преобразования Фурье и пренебрегая малыми поправками  $V^2/c^2$ , находим

$$\left. \begin{aligned} H_z &= \frac{2b\gamma_{xxz}V}{c} \frac{x_1}{x_1^2 + y^2}, \\ E_x &= \frac{b\gamma_{xxz}}{2\pi\kappa} y \left[ \frac{1}{x_1^2 + y^2} - \frac{\alpha}{x_1^2 + \alpha^2 y^2} \right], \\ E_y &= -\frac{b\gamma_{xxz}}{2\pi\kappa} x_1 \left[ \frac{1}{x_1^2 + y^2} - \frac{\alpha}{x_1^2 + \alpha^2 y^2} \right], \\ \epsilon_{23} &= \frac{b}{4\pi} \frac{\alpha x_x}{x_1^2 + \alpha^2 y^2}, \quad \epsilon_{13} = -\frac{b}{4\pi} \frac{\alpha y}{x_1^2 + \alpha^2 y^2}, \\ x_1 &= x - Vt, \quad \alpha^2 = 1 - \frac{1}{s^2 \left( 1 - \frac{\gamma_{xxz}^2}{c_{44x}} \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Выражение для  $H_z$  соответствует (7a) и не зависит от упругого запаздывания. Обратим внимание на определяемое запаздыванием возникновение электрического поля, отсутствовавшего в статике. Заметим, что, несмотря на искажение деформаций при движении дислокации,  $\text{rot } \mathbf{P}$  по-прежнему определяется формулой (3).

б) Винтовая дислокация с  $\mathbf{b}=\mathbf{c}$  в  $\beta$ -кварце (класс  $D_6$ ). В этом случае Фурье-образцы полей имеют несколько более сложный вид

$$\left. \begin{aligned} \tilde{H}_z &= -\frac{4\pi b\gamma_{xyz}}{i} \frac{V}{c} (1-\alpha^2) \frac{q_x^2 q_y}{\Delta}, \\ \tilde{E}_x &= -\frac{b\gamma_{xyz}}{ix} \frac{q_x (a_3 q_x^2 + a_1 q_y^2)}{\Delta}, \\ \tilde{E}_y &= -\frac{b\gamma_{xyz}}{iy} \frac{q_y [(a_2 + d - 1) q_x^2 + a_1 q_y^2]}{\Delta}, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$\Delta = a_1 q_x^4 + a_2 q_x^2 q_y^2 + a_3 q_y^4,$$

$$a_1 = 1 - d, \quad a_2 = \alpha^2 + \beta^2 - 2d, \quad a_3 = \alpha^2 \beta^2 - d,$$

$$d = \frac{\gamma_{xyz}^2}{c_{44}x + \gamma_{xyz}^2}, \quad \alpha^2 = 1 - \frac{V^2}{s_1^2} (1 - d), \quad \beta^2 = 1 - \frac{V^2}{s_1^2} (1 - d),$$

Из формул (12) нетрудно убедиться, что  $\operatorname{div} \mathbf{E} = b\gamma_{xyz}/ix = \text{const}$  и, следовательно,  $\operatorname{div} \mathbf{E} = (b\gamma_{xyz}/2\pi x) \delta(x_1, y)$ , т. е. при любой скорости движения дислокаций поток электрического поля постоянен.

Пренебрегая поправками  $\sim V^2/c^2$ , имеем

$$H_z = -2b\gamma_{xyz} \frac{V}{c} y \left[ \frac{1}{x_1^2 + y^2} - \frac{\delta}{x_1^2 + \delta^2 y^2} \right], \quad \delta^2 = 1 - \frac{V^2}{s^2}, \quad (13)$$

при  $V^2/s^2 \ll 1$

$$H_z = 2b\gamma_{xyz} \frac{V^3}{cs^2} \frac{y}{x_1^2 + y^2}.$$

При больших скоростях  $\gamma \rightarrow 0$  и в формуле (13) преобладает второй член  $H_z \sim (\delta y)^{-1}$  при  $|x - Vt| \ll \delta y$ . В окрестности оси  $y'$  (где  $x = Vt$ ) магнитное поле принимает большие значения.

в) Краевые дислокации в кристаллах вюрцита (класс  $C_{6v}$ ). Для упрощения громоздких формул, описывающих краевые дислокации, ограничимся здесь вариантом малой электро-механической связи, т. е.  $\xi = \gamma^2/\kappa\rho s \ll 1$ . В этом случае уравнения для деформаций могут быть рассмотрены без учета пьезоэлектричества, а их решения затем использованы в уравнениях Максвелла, как неоднородные части, входящие через (1). Оказывается, что вполне достаточно изотропное приближение для деформаций, которым мы и воспользуемся.

Рассмотрим сначала призматическую краевую дислокацию с  $\mathbf{b}=\mathbf{c}$  и осью  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ . Для этой дислокации поток поля поляризации и поток электрического поля равен нулю, а циркуляция поля поляризации равна константе. Симметрия кристалла не позволяет рассматриваемой краевой дислокации иметь дислокационную особенность типа, изображенного на рисунке, б, так как лишняя полуплоскость не является плоскостью симметрии. Сингулярная часть поляризации для этой дислокации есть вихрь, типа изображенного на рисунке, а [8].

Тензор пьезоэлектрических констант в координатных осях, связанных с дислокацией, имеет вид

$$\left( \begin{array}{cccccc} \gamma_{111} & \gamma_{122} & \gamma_{133} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_{212} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_{331} & 0 \end{array} \right), \quad \begin{aligned} \gamma_{111} &= e_{33}, \\ \gamma_{112} &= \gamma_{133} = e_{31}, \\ \gamma_{212} &= \gamma_{331} = e_{15}. \end{aligned} \quad (13a)$$

где 1, 2, 3 соответствуют направлениям  $[0001]$ ,  $[\bar{1}2\bar{1}0]$  и  $[10\bar{1}0]$ . Несложные выкладки приводят к следующему результату

$$H_z = 2b \frac{V}{c} x_1 \left[ \frac{A_1}{x_1^2 + y^2} + \frac{A_2}{x_1^2 + \beta_1^2 y^2} + \frac{A_3}{x_1^2 + \beta_2^2 y^2} \right], \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{a_3 - a_1}{(1 - \beta_z^2)(1 - \beta_l^2)} + \frac{a_2 - a_4}{(1 - \beta_l^2)^2}, \\ A_2 &= \frac{a_1 \beta_l^2 - a_3}{(1 - \beta_l^2)(1 - \beta_z^2)}, \quad A_3 = \frac{a_4 - a_2 \beta_l^2}{(1 - \beta_l^2)^2}, \\ a_1 &= 2(\gamma_{111} - \gamma_{122} \beta_l^2), \quad a_2 = (\gamma_{111} - \gamma_{122})(1 + \beta_l^2), \\ a_3 &= 4\gamma_{212} \beta_l^2, \quad a_4 = \gamma_{212}(1 + \beta_l^2)^2, \\ \beta_{l,z}^2 &= 1 - V^2/s_{l,z}^2, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$s_{l,z}$  — продольная и поперечная скорости звука. При малых скоростях ( $V \ll s$ ) поле  $H_x$  (14) приблизительно равно

$$\left. \begin{aligned} H_x &= 2b \frac{V}{c} \frac{x_1}{x_1^2 + y^2} \left[ B_1 + B_2 \frac{y^2}{x_1^2 + y^2} \right], \\ B_1 &= \gamma_{212} - \gamma_{122} s_l^2/s_z^2, \\ B_2 &= 2(\gamma_{111} - \gamma_{122} - \gamma_{212}) + \frac{s_z^2}{s_l^2} (3\gamma_{122} - \gamma_{111} - 2\gamma_{212}). \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Рассмотрим теперь в том же вюрците другую краевую дислокацию — базисную с вектором Бюргера  $\mathbf{b} = \mathbf{a}$  и осью  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ . В системе координат, связанных с этой дислокацией, пьезоэлектрический тензор имеет вид

$$\left( \begin{array}{ccccc} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_{112} \\ \gamma_{211} & \gamma_{222} & \gamma_{233} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma_{323} & 0 & 0 \end{array} \right), \quad \left. \begin{aligned} \gamma_{112} &= \gamma_{332} = e_{15}, \\ \gamma_{211} &= \gamma_{233} = e_{31}, \\ \gamma_{222} &= e_{33} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

(оси 1, 2, 3 отвечают направлениям  $[\bar{1}2\bar{1}0]$ ,  $[0001]$ ,  $[10\bar{1}0]$ ). В том же приближении, что и для призматической дислокации, находим

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{V}{c} by \left[ \frac{D_1}{x_1^2 + y^2} + \frac{D_2}{x_1^2 + \beta_l^2 y^2} + \frac{D_3}{x_1^2 + \beta_z^2 y^2} \right], \\ D_1 &= \frac{1}{1 - \beta_l^2} \left[ \frac{b_1}{1 - \beta_l^2} - \frac{b_2}{1 - \beta_z^2} \right], \quad D_2 = \frac{b_2 \beta_l}{(1 - \beta_l^2)(1 - \beta_z^2)}, \\ D_3 &= -\frac{b_1 \beta_z}{(1 - \beta_z^2)^2}, \quad b_1 = (1 - \beta_l^2) [\gamma_{211} - \gamma_{222} - \gamma_{112}(1 + \beta_l^2)], \\ & \quad b_2 = 4\gamma_{112} \beta_l^2 + 2(\gamma_{211} - \gamma_{222} \beta_l^2). \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

При малых скоростях  $V \ll s_z$  величина  $H_x$  такова

$$\left. \begin{aligned} H_x &\approx b \frac{V}{c} \frac{y}{x_1^2 + y^2} \left[ F_1 + F_2 \frac{y^2}{x_1^2 + y^2} \right], \\ F_1 &= -\gamma_{112} - \frac{1}{2}(\gamma_{211} - \gamma_{222}) + \frac{V^2}{s_l^2} (\gamma_{222} - 2\gamma_{112}), \\ F_2 &= 6\gamma_{112} + 2\gamma_{111} - 2\gamma_{222} + (3\gamma_{222} - \gamma_{111} - 6\gamma_{112}) \frac{s_z}{s_l^2}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Все рассмотренные выше дислокации обладали поляризацией, вектор которой располагается в плоскости, перпендикулярной линии дислокации, а магнитное поле оказывалось направленным вдоль оси. Иная геометрия полей реализуется для еще одной краевой дислокации в кристалле вюрцита — призматической с  $\mathbf{b} = \mathbf{a}$  и осью вдоль  $c$  — такая дислокация в статике имеет только  $\mathbf{P} = \mathbf{P}_z$

$$P_z = \gamma_{311} \varepsilon_{11} + \gamma_{311} \varepsilon_{22} = \gamma_{311} \operatorname{div} \mathbf{u}.$$

Ось  $z$  (или  $c$ ) является пьезоэлектрической в кристаллах класса  $C_{6v}$  и в статике эти дислокации могут оказывать существенное влияние на пьезоэлектрические свойства кристаллов этой группы. При перемещении призматических дислокаций с  $\mathbf{b} = \mathbf{a}$  в направлении  $x$  возникает магнитное поле  $\mathbf{H} = (H_x, H_y, 0)$  с компонентами

$$H_x = \frac{V}{c} 2b\gamma_{311} \frac{x_1}{1 - \beta_I^2} \left[ \frac{\beta_I}{x_1^2 + \beta_I^2 y^2} - \frac{1}{x_1^2 + y^2} \right] \approx \frac{V}{c} \frac{s_I^2}{s^2} b\gamma_{311} \frac{x_1}{x_1^2 + y^2},$$

$$H_y = \frac{V}{c} 2b\gamma_{311} \frac{\beta_I}{1 - \beta_I^2} \left[ \frac{1}{x_1^2 + \beta_I^2 y^2} - \frac{1}{x_1^2 + y^2} \right] \approx \frac{V}{c} \frac{s_I^2}{s^2} b\gamma_{311} \frac{y}{x_1^2 + y^2}.$$

## 2. Обсуждение результатов

Расчет был выполнен для прямолинейных и равномерно движущихся дислокаций. Но эти же результаты пригодны и для дислокационных сегментов при их слабом изгибе и длинах, больших по сравнению с параметром решетки. Случай произвольного характера перемещения легко получается для движения вихря поляризации: так, в формуле (11) следует заменить  $x_1$  на  $x - x_0(t)$ , а  $V$  на  $\dot{x}_0(t)$  ( $x_0(t)$  — мгновенное положение дислокационной оси).

В реальных условиях наиболее актуален случай малых скоростей:  $V \ll s$ . При этом доминируют магнитные поля, созданные вихревыми компонентами поляризации.

С увеличением скорости  $V$  магнитное поле  $H$  возрастает: при  $V \sim s$  существенную роль в правой части (7) играет динамическая доля  $P_s$ , отсутствовавшая в статике. Отметим, что пространственная конфигурация части поля  $H$ , вызываемого переносом имевшейся в статике соленоидальной поляризации, с ростом  $V$  не меняется. Аналогичным является поведение радиального электрического поля движущейся дислокации (12), вызванного потенциальной поляризацией  $P_p$ , для которой  $\text{div } P_p(t) \sim \sim \delta(x_1, y)$ . Это является прямым следствием связи  $\oint_{\sigma} (P, dr)$  и  $\oint_s (P, ds)$

с дислокационной особенностью (4). Приведенный в [10] результат о смене знака радиальной составляющей  $E$  при  $V \sim 0.5 s$  представляется в связи с этим некорректным.

Характерная величина полей  $H \sim (10^5 - 10^6) Vb/(cr)\mathcal{E}$ , где  $r$  — расстояние от движущейся оси, т. е. они могут быть обнаружены экспериментально. Хотелось бы обратить внимание на результаты Такеуки и др. [11] и Сузуки и др. [12], которые показали, что в кристаллах ZnO дислокации не расщеплены и скорости дислокаций этих нерасщепленных дислокаций существенно выше, чем в кристаллах CdS и CdSe. Измерение магнитных полей, индуцированных движущимися дислокациями, может послужить новым методом наблюдения за механизмами пластической деформации в пьезоэлектриках (подобно наблюдению динамических электрических эффектов в металлах [13, 14]). Отметим в этой связи, что в принципе можно отличить магнитное поле, обусловленное пьезополяризацией, от поля движущейся заряженной линии (в случае заряженных дислокаций) вследствие различного характера их пространственного распределения.

В экспериментах могут реализоваться движущиеся скопления дислокаций, сопутствующие им магнитные поля весьма различны: так, для распространяющихся в вюрците в полосе скольжения базисных дислокаций их магнитные поля усиливают друг друга выше и ниже плоскости скольжения, тогда как для призматических и винтовых с  $b=c$  они гасят друг друга.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Merten L. Z. Naturf., 1964, vol. 19a, N 8, p. 1161—1166.
- [2] Merten L. Naturf., 1964, vol. 19a, N 6, p. 788—793.
- [3] Косевич А. М., Пастур А., Фельдман Е. П. Кристаллография, 1967, т. 12, № 5, с. 916—913.
- [4] Saada G. Phys. St. Sol. (b), 1971, vol. 44, N 2, p. 717—731.
- [5] Faivre G., Saada G. Phys. St. Sol. (b), 1972, vol. 52, N 1, p. 127—140.
- [6] Booyens H., Vermaak J. S., Proto G. R. J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 7, p. 3008—3013.

- [7] *Hutson A. R., Walker Y.* Appl. Phys., 1979, vol. 50, N 10, p. 6247—6250.  
[8] *Smirnova I. S.* Phys. St. Sol., 1984, vol. 126, N 1, p. 177—189.  
[9] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965. 204 с.  
[10] *Minagava S., Shintani K.* Phil. Mag., 1985, vol. 51, N 2, p. 277—285.  
[11] *Takeuchi S., Suzuki K., Maeda K.* Phil. Mag., 1984, vol. 50, N 2, p. 171—178.  
[12] *Suzuki K., Ichihara M., Takeuchi S., Nakagawa K., Maeda K.* Phil. Mag. A, 1984, vol. 49, N 3, p. 451—461.  
[13] *Кравченко В. Я.* ФТТ, 1967, т. 9, № 4, с. 1050—1057.  
[14] *Бобров В. С., Лебедкин М. А.* Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 7, с. 334—336.

Институт физики твердого тела  
АН СССР  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
12 января 1988 г.