

УВЛЕЧЕНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ПОТОКОМ ДИСЛОКАЦИЙ

Г. В. Шустер, В. Ф. Русаков

Поскольку поле деформации движущейся дислокации подобно потоку фононов, в проводниках следует ожидать появления эффектов, подобных акустоэлектрическим [1].

Средняя плотность силы, действующая на электрон со стороны возмущения $H(\mathbf{r}, t)$, может быть записана в следующем виде:

$$\mathbf{f} = -\langle \nabla H(\mathbf{r}, t) n(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (1)$$

где $n(\mathbf{r}, t)$ — плотность электронного газа. В \mathbf{k} -представлении индуцированная возмущением величина $n_{\mathbf{k}}$ может быть выражена через диэлектрическую функцию $\epsilon(k, \omega)$ [2]

$$n_{\mathbf{k}} = (4\pi e^2)^{-1} k^2 H_{\mathbf{k}} (1 - \epsilon(\mathbf{k}, \omega)), \quad (2)$$

здесь $\omega = \mathbf{k}\mathbf{u}$, \mathbf{u} — скорость дислокации.

Сила увлечения, действующая на отдельный электрон

$$F_{\alpha} = (8\pi n e^2)^{-1} \sum_{\mathbf{k}} k_{\alpha} k^2 \langle |H_{\mathbf{k}}|^2 \rangle \text{Im} \epsilon(\mathbf{k}, \mathbf{k}\mathbf{u}), \quad \alpha = x, y, z. \quad (3)$$

Очевидно, выражением (3) определяется и сила торможения движущегося источника возмущения $H(\mathbf{r} - \mathbf{u}t)$ отдельным электроном [3].

Пусть в проводнике, в котором имеется источник дислокаций, под действием внешнего напряжения создан стационарный поток дислокаций со скоростью \mathbf{u} в параллельных плоскостях скольжения. Для определенности рассмотрим винтовые дислокации с осью вдоль y , случайным образом заполняющих объем проводника с плотностью c .

С точностью до u^2/s^2 (s — скорость звука, \mathbf{b} — вектор Бюргерса, $\lambda_{\alpha\beta}$ — тензор потенциалов деформации)

$$H_{\mathbf{k}} = i b k^{-2} (\lambda_{y\mathbf{x}} k_x - \lambda_{x\mathbf{y}} k_y). \quad (4)$$

Для достаточно больших скоростей дислокаций будем считать $k_0 u$ (k_0 — фермиевский импульс) больше частоты столкновений и используем выражение для мнимой части диэлектрической функции в бесстолкновительном пределе [2]. Усредненная по положению дислокаций сила

$$\mathbf{F} = \frac{3^{1/2} c b^2 m^2}{8\pi^{1/2} \hbar^3 n^{2/3} s} (\lambda_{x\mathbf{y}}^2 + 3\lambda_{y\mathbf{x}}^2) \mathbf{u} \quad (5a)$$

для вырожденного и

$$\mathbf{F} = \frac{c b^2 m}{16 \hbar T} (\lambda_{x\mathbf{y}}^2 + 3\lambda_{y\mathbf{x}}^2) \mathbf{u} \quad (5б)$$

невырожденного электронного газа. Силы (5a), (5б) приводят к появлению в разомкнутой цепи электрического поля \mathbf{E} или тока $\mathbf{j} = n e \mu \mathbf{F}$ (μ — подвижность носителей) в замкнутой цепи.

Максимальный эффект должен наблюдаться в монополярном полупроводнике вблизи температуры вырождения $T \simeq \hbar^2 n^{2/3} / m$. Для оценки величины поля положим $c \simeq 10^6 \text{ см}^{-2}$, $n \simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $u \simeq 10^5 \text{ см/с}$, $\lambda \simeq 10^{-12} \text{ эВ}$. Получим $E \simeq 10^{-1} \text{ В/см}$. Для потока краевых дислокаций выражения для силы увлечения аналогичны (5a), (5б) с другими комбинациями компонент $\lambda_{\alpha\beta}$.

При наличии магнитного поля, перпендикулярного направлению \mathbf{u} , в замкнутой цепи возникает холловское поле $E_H = R H j$ в третьем направлении.

- [1] Пустовойт В. И. // УФН. 1969. Т. 97. С. 257—306.
 [2] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979. С. 525.
 [3] Каганов М. И., Кравченко В. Я., Нацик В. Д. // УФН. 1973. Т. 111. № 4. С. 655—682.

Донецкий государственный университет
Донецк

Поступило в Редакцию
14 июля 1988 г.
В окончательной редакции
21 ноября 1988 г.

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

УДК 537.227

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ BaAl_2O_4

А. А. Буш, А. Г. Лантес

В процессе выращивания монокристаллов фаз $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ($\text{R}=\text{Y}$, лантаноиды) из расплавов смесей $\text{R}_2\text{O}_3-\text{BaO}-\text{CuO}$ в алундовых тиглях во многих случаях наблюдалась совместная кристаллизация фаз $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ и BaAl_2O_4 [1]. По данным [2], изоструктурные BaAl_2O_4 кристаллы $\text{BaLi}_{2x}\text{Al}_{2-2x}\text{F}_{4x}\text{O}_{4-4x}$ ($0.15 \leq x \leq 0.30$) являются сегнетоэлектриками с точкой Кюри $T_c = 127 \div 153$ °С. Можно предположить, что кристаллы BaAl_2O_4 также относятся к сегнетоэлектрикам, однако их физические свойства до сих пор не исследовались. Настоящая работа посвящена изучению диэлектрических и пирозлектрических свойств кристаллов BaAl_2O_4 .

Монокристаллы BaAl_2O_4 , полученные из расплавов $\text{R}_2\text{O}_3-\text{BaO}-\text{CuO}$ в алундовых тиглях, прозрачны, бесцветны или со слабой зеленоватой окраской, имеют вид гексагональных пластин размерами до $1.0 \times 2.0 \times 2.0$ мм, не проявляют выраженной спайности. По данным рентгеноспектрального микроанализа, выполненного на спектрометре САМЕВАХ-301, химический состав кристаллов описывается формулой $\text{Ba}_{0.98}(\text{Al}_{0.999}\text{Cu}_{0.001})_2\text{O}_{4.05}$. Рентгенографические исследования проведены на дифрактометре ДРОН-3 с использованием фильтрованного медного излучения. Установлено, что рентгенограмма порошка выращенных кристаллов соответствует данным [3] по фазе BaAl_2O_4 и индицируется в рамках гексагональной элементарной ячейки с $a = 5.220$ (4) и $c = 8.785$ (4) Å.

Измерения диэлектрической проницаемости ϵ и тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$ выполнены вдоль оси c кристаллов в области $-150 \div +320$ °С с помощью моста Е7-8 (измерительная частота 1 кГц). На зависимости $\epsilon(T)$ наблюдается воспроизводимый при повторных измерениях максимум при 130 °С, которому соответствует максимум на зависимости $\text{tg } \delta(T)$ (см. рисунок). Ниже комнатной температуры в пределах точности измерений аномалий на зависимости $\epsilon(T)$ не наблюдается.

Измерения пирозлектрического эффекта проводили вдоль оси c кристаллов на предварительно поляризованных образцах по квазистатической методике с помощью электрометра В7-30. Поляризацию осуществляли путем приложения постоянного электрического поля напряженностью $E = 0.3 \div 4.0$ кВ/см при охлаждении образцов от +240 °С до комнатной температуры. Скорость изменения температуры при измерениях составляла $\sim +0.3$ град/с.

При изменении температуры в замкнутой цепи кристалл—электрометр протекает электрический ток I . Температурные зависимости тока, пересчитанного по формуле $I/S (dT/dt) = \gamma$ (S — площадь электродов на кристалле, dT/dt — скорость изменения температуры), представлены на рисунке. На зависимости $\gamma(T)$ наблюдаются выраженный экстремум при