

$\ll \nu v^2/\kappa$ неустойчивости [3]) соответствующее уравнение резко упрощается и для функции

$$\Psi(z) = \varepsilon(z) \operatorname{ch} \frac{\nu v}{2\kappa} z$$

приводится к уравнению Шредингера для частицы в несимметричной потенциальной яме

$$\frac{d^2\Psi}{dy^2} + \left[\frac{2}{\operatorname{ch}^2 y} - 1 - \Lambda(2 - \operatorname{th} y) \right] \Psi = 0. \quad (5)$$

Здесь мы ввели безразмерную переменную $y = \nu v z / 2\kappa$ и параметр $\Lambda = \frac{4\kappa}{\nu v^2} \lambda$. Заметим, что в отличие от известного случая симметричной ямы [4], вид потенциала зависит от «энергии» Λ . Физически нечетное слагаемое в (5) описывает влияние тепловой моды на динамику электромагнитных возмущений в сверхпроводнике. Используя процедуру, аналогичную [4], нетрудно найти точное решение уравнения (5) в виде

$$\Psi(y) = (1 - \operatorname{th} y)^{p+1/2} (1 + \operatorname{th} y)^{q+1/2} F\left(\alpha, \beta, \gamma, \frac{1 - \operatorname{th} y}{2}\right),$$

$$\alpha = p + q + 3, \quad \beta = p + q, \quad \gamma = 2p + 1,$$

$$p = \frac{\sqrt{1+3\Lambda}-1}{2}, \quad q = \frac{\sqrt{1+\Lambda}-1}{2}.$$

Видно, что спектр собственных функций уравнения (5) является непрерывным. Анализ асимптотического поведения решения при $z = \pm \infty$ показывает, что величина $\varepsilon(z)$ является ограниченной только в области значений $\Lambda < 0$; изучение второго линейно-независимого решения приводит к такому же результату. Это означает, что пространственно-ограниченные термомагнитные возмущения затухают со временем, т. е. исходная термомагнитная волна устойчива.

Авторы признательны А. П. Пардаеву за полезные дискуссии и интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Максимов И. Л., Мастаков Ю. Н., Гайланов Н. А. ФТТ, 1986, т. 28, № 8, с. 2323—2328.
- [2] Якубович Е. И. В сб.: Нелинейные волны. М.: Наука, 1978. 62 с.
- [3] Минц Р. Г., Разманов А. Л. Неустойчивости в сверхпроводниках. М.: Наука, 1984. 262 с.
- [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 750 с.

Самаркандский государственный университет им. А. Навои Самарканд

Поступило в Редакцию
12 января 1987 г.
В окончательной редакции:
31 августа 1987 г.

УДК 537.226.33 537.323

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ НИОБАТА И ТАНТАЛАТА ЛИТИЯ

О. А. Хачатурян, А. И. Габриелян, С. П. Колесник

Для сегнетоэлектриков ниобата и танталата лития в литературе вообще отсутствуют значения термоэлектрических коэффициентов, хотя в не-

которых вопросах прикладной физики они представляют значительный интерес [1, 2].

В настоящей работе исследованы термоэлектрические коэффициенты Зеебека, Томсона и Пельтье для монокристаллов LiNbO_3 и LiTaO_3 и их зависимость от измерения температуры в интервале (300—1400) К.

Основные результаты термодинамической теории термоэлектрических явлений сводятся к установлению взаимосвязи между различными термоэлектрическими явлениями [3], а именно,

$$\tau = \frac{\partial \Pi}{\partial T} - \alpha, \quad \Pi = \alpha T,$$

где τ — коэффициент Томсона, Π — коэффициент Пельтье, α — коэффициент Зеебека, T — температура. Таким образом, измерив коэффициент

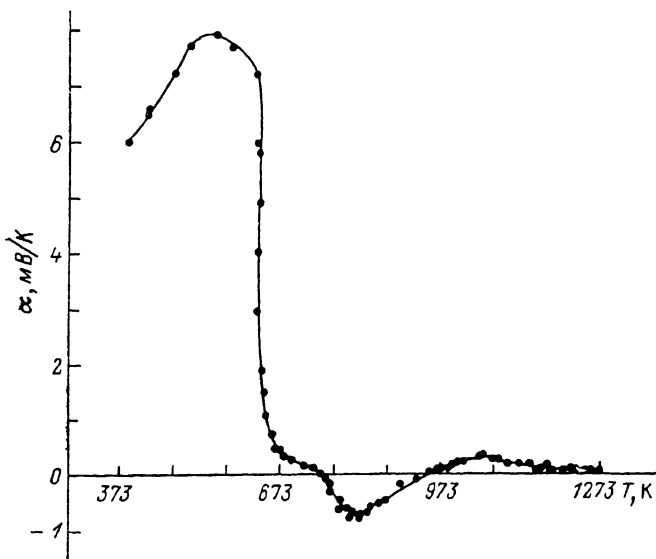


Рис. 1. Зависимость коэффициента Зеебека LiNbO_3 от изменения температуры.

Зеебека для конкретного материала, можно легко получить значения коэффициентов Пельтье и Томсона. Схема экспериментальной установки для определения коэффициента Зеебека аналогична [4]. Образцы кристаллов LiNbO_3 и LiTaO_3 размерами $10 \times 10 \times 10$ мм располагали между двумя платиновыми электродами. Контактующие с электродами поверхности кристаллов покрывались платиновой чернью. На штоках устанавливались два внутренних микронагревателя, позволяющие создать температурные градиенты по толщине образца. Температура контролировалась тремя термодарами платино-родий (10 %) — платина, измерения производились компенсационным методом в атмосфере при постоянном нормальном давлении, градиент температуры соответствовал 10 град/см. Термоэдс кристаллов измерялась относительно платины, точность измерений составляла 1—3 %. На рис. 1 представлена зависимость коэффициента Зеебека (α) для монокристалла LiNbO_3 от изменения температуры. В пределах точности эксперимента не наблюдалась зависимость α от кристаллографической ориентации кристаллов. Плотность дислокации от образца к образцу не изменялась и лежала в пределах $(2 \div 4) \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$.

Как видно из рис. 1, изменение коэффициента Зеебека от температуры в интервале (300—1400) К можно условно разбить на три температурные области. В температурном интервале (300—750) К значение коэффициента Зеебека сначала возрастает, а потом резко падает, что свидетельствует о сложном характере природы проводимости монокристалла LiNbO_3 в указанном интервале. В области низких температур преобладает

примесная проводимость в LiNbO_3 [5, 6]. В температурном интервале (750—950) К α изменяет знак, что свидетельствует о вкладе в собственную проводимость электронной составляющей. Вторичное изменение знака коэффициента Зеебека в температурном интервале (950—1400) К качественно согласуется с тем, что основными носителями являются ионы Li^+ . Выше 1300 К преобладает электронная проводимость [7].

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента Зеебека α для LiTaO_3 от изменения температуры. Значения коэффициента α положительны во всем исследуемом диапазоне температур. Наблюдается максимум α при температуре фазового перехода ($T_k=933$ К), что свидетельствует о его влиянии на характер проводимости. Очевидно, что основными носителями в монокристалле LiTaO_3 являются ионы Li^+ . Сравнивая значения коэффициента Зеебека для монокристаллов ниобата и танталата лития в исследованном интервале температур, можно предположить, что чем выше α , тем выше проводимость материала в соответствующей области температур при $\alpha_{\text{LiTaO}_3} > \alpha_{\text{LiNbO}_3}$ и $\sigma_{\text{LiTaO}_3} > \sigma_{\text{LiNbO}_3}$. Полученные результаты находятся в соответствии с экспериментальными данными работы [8]. Аналитически рассчитанные значения коэффициентов Пельтье

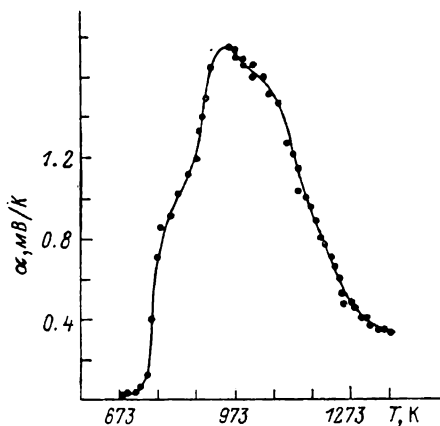


Рис. 2. Зависимость коэффициента Зеебека LiTaO_3 от изменения температуры.

и Томсона в указанном интервале температур показывают, что для LiNbO_3 коэффициент Пельтье изменяется от -520 мВ до 367.5 мВ, а для танталата лития от 28 до 1680 мВ. Коэффициенты Томсона для ниобата и танталата лития при температурах выше 1200 К изменяются незначительно.

Выражаем благодарность Э. В. Бурсиану за полезные обсуждения результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Смоленский Г. А., Стильбанс Л. С., Шер Э. Н., Акперов М. М., Тагиев Б. Г., Такарбаев Т. Т., Кобахидзе К. З. Докл. АН СССР, 1985, т. 260, № 3, с. 601—604.
- [2] Габриелян А. И., Хачатурян О. А. Изв. АН АрмССР физика, 1984, т. XIX, № 3, с. 158—162.
- [3] Самойлович А. Г., Коренблит Л. Л. Успехи физических наук. 1953, т. XIX, № 2, с. 244—271.
- [4] Rekas M., Wierzbicka M. Bull. de l'Academie Polonaise des sciences, 1983, vol. XXIX, N 9—10, p. 431—436.
- [5] Лидьярд А. Ионная проводимость кристаллов. М.: ИЛ, 1962. 280 с.
- [6] Кузьминов Ю. С. Ниобат и танталат лития. М.: Наука, 1975. 222 с.
- [7] Дьяков В. А., Шумов Д. П., Рашкович Л. Н., Александровский А. Л. Изв. АН СССР, сер. физич., 1985, т. 49, № 12, с. 2418—2420.
- [8] Шапиро З. Н., Федулов С. А., Веневцев Ю. Н., Ригерман Л. Г. Изв. АН СССР, сер. физич., 1965, т. 29, № 6, с. 1047—1050.

Ереванский государственный университет
НИИ физики конденсированных сред
Ереван

Поступило в Редакцию
12 мая 1987 г.
В окончательной редакции
31 августа 1987 г.