

УДК 621.315.592

Анизотропные термоэлементы

Обзор

© А.А. Снарский, А.М. Пальти*, А.А. Ащеулов†

Национальный технический университет Украины,
252056 Киев, Украина*Институт металлофизики Национальной академии наук Украины,
252680 Киев, Украина†Черновицкий государственный университет,
274003 Черновцы, Украина

(Получен 17 апреля 1996 г. Принят к печати 24 февраля 1997 г.)

Посвящается памяти Анатолия Григорьевича Самойловича

Описаны теоретические и экспериментальные исследования генерации поперечной термоэдс в анизотропных средах и основанные на этой генерации методы прямого преобразования тепловой энергии. Рассмотрены преобразователи как на основе полупроводников, так и на основе пленок из высокотемпературных сверхпроводников.

Введение

В однородном изотропном материале разность температур создает невихревое (потенциальное) электрическое поле. Условием возникновения в изотропном материале эдс вследствие разности температур является его неоднородность. Обычно неоднородность получают путем создания спая двух материалов с различными свойствами. Поэтому термоэлемент обычно представляет собой термопару.

В материале, обладающем анизотропией термоэдс, разность температур, вообще говоря, создает поперечное (перпендикулярное градиенту температуры) термоэлектрическое поле [1,2,3]

$$\mathbf{E}^T = -\hat{\alpha} \nabla T. \quad (1)$$

Здесь $\hat{\alpha}$ — тензор термоэдс, \mathbf{E}^T — так называемое термоэлектрическое поле. В общем случае из (1) следует существование как $\mathbf{E}_{\parallel}^T \parallel \nabla T$, так и $\mathbf{E}_{\perp}^T \perp \nabla T$. Это поперечное термоэлектрическое поле \mathbf{E}_{\perp}^T в отличие от продольного \mathbf{E}_{\parallel}^T , используемого в обычных термопарах, может приводить к возникновению электрического тока даже в однородной замкнутой цепи [3,4]. Поэтому даже однородная термоэлектрически-анизотропная среда может служить генератором термоэдс, т. е. термоэлементом [5].

Начало исследований анизотропии α по использованию для генерации термоэдс было положено в 1964 г. А.Г. Самойловичем и продолжено группой сотрудников кафедры анизотропных полупроводников Черновицкого государственного университета под его руководством. Эти работы были далеко продвинуты как в теоретическом плане, так и в практических приложениях.

Каноническим материалом для анизотропных термоэлементов (АТ) служили монокристаллы CdSb. Совсем недавно были обнаружены аномально большие термоэлектрические отклики поперечного типа в монокри-

сталлических пленках высокотемпературных сверхпроводников в нормальном состоянии. Появление новых, возможно значительно более эффективных материалов для АТ возрождает, как нам представляется, интерес к термоэлектрическому эффекту поперечного типа и делает появление обзора своевременным.

Обзор состоит из следующих разделов.

1. Теоретические исследования.

- 1.1. Элементарная теория анизотропных термоэлементов [6,7].
- 1.2. Анизотропные термоэлементы с торцевыми контактами (строгий подход).
- 1.3. Анизотропные термоэлементы с учетом торцевых контактов.
 - 1.3.1. Анизотропные термоэлементы прямоугольной формы.
 - 1.3.2. Анизотропные термоэлементы с учетом анизотропии теплопроводности.
 - 1.3.3. Учет анизотропии электропроводности.
 - 1.3.4. Кольцевые анизотропные термоэлементы.
 - 1.3.5. Анизотропные термоэлементы с квазикристаллографическими осями.
- 1.4. Анизотропные термоэлементы с точечными контактами.
 - 1.4.1. Эдс анизотропных термоэлементов с учетом анизотропии теплопроводности (рис. 6, а).
 - 1.4.2. Эдс анизотропных термоэлементов с учетом анизотропии электропроводности (рис. 6, б).
- 1.5. Коэффициент полезного действия анизотропных термоэлементов.

1.6. Анизотропные термоэлементы в магнитном поле.

1.7. Искусственные анизотропные среды.

1.7.1. Эффективные свойства слоистых сред.

2. Экспериментальные исследования.

2.1. Полупроводниковые анизотропные термоэлементы и приборы.

2.2. Анизотропные термоэлементы на основе монокристаллических пленок высокотемпературных сверхпроводников.

1. Теоретические исследования

1.1. Элементарная теория анизотропных термоэлементов [6,7]

Рассмотрим термоэлектрически-анизотропную среду, тензор термоэдс которой в кристаллографических осях имеет вид

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{\parallel} & 0 \\ 0 & \alpha_{\perp} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Для простоты будем рассматривать двумерный случай. Вырежем из этой среды пластину таким образом, чтобы кристаллографическая ось X составляла угол θ со стороной AB (рис. 1). В лабораторной системе координат тензор термоэдс будет иметь вид

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{\parallel} \cos^2 \theta + \alpha_{\perp} \sin^2 \theta & (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \sin \theta \cos \theta \\ (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \sin \theta \cos \theta & \alpha_{\parallel} \sin^2 \theta + \alpha_{\perp} \cos^2 \theta \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Если температуры верхней и нижней граней (AB и CD) поддерживать равными T_1 и T_0 соответственно, то (пренебрегая боковым теплоотводом) внутри пластины будет создано одномерное распределение температур с постоянным градиентом

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{T_1 - T_0}{b} \equiv \frac{\Delta T}{b}, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (4)$$

Возникающее при этом поперечное (по отношению к ∇T) термоэлектрическое поле, согласно (1) и (3), (4), будет иметь вид

$$E_x^T = \alpha_{12} \frac{\Delta T}{b}, \quad (5)$$

где $\alpha_{12} = (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \sin \theta \cos \theta$ — недиагональная компонента тензора (3), в дальнейшем мы для удобства часто будем использовать обозначения индексов 1, 2 = x, y .

Возникающая между торцами AD и BC термоэдс, согласно (5), имеет вид

$$\varepsilon = \int_{-a/2}^{a/2} E_x^T dx = \alpha_{12} \Delta T \frac{a}{b}, \quad (6)$$

где E_x^T — компонента термоэлектрического поля.

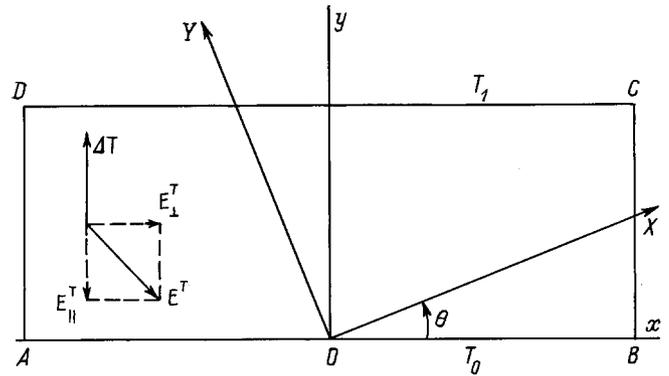


Рис. 1. Термоэлектрически-анизотропная пластина. X, Y — кристаллографические оси, T_1, T_0 — температуры верхней и нижней граней, θ — угол наклона кристаллографических осей X, Y к лабораторным x, y .

Из этого выражения сразу видно принципиальное отличие ΔT от обычных термопар, так как в эдс ΔT входит геометрический фактор a/b . В то время как эдс обычной термопары не зависит от геометрических размеров этих термопар, в случае ΔT эдс пропорциональна длине и обратно пропорциональна толщине и, таким образом, можно, например, увеличить эдс, увеличивая длину ΔT .

Выражение для эдс ΔT (6) качественно верное, обладает, однако, рядом существенных недостатков. Перечислим некоторые из них.

1) При выводе (6), с одной стороны, предполагалось, что пластина конечна ($-a/2 \leq x \leq a/2$), а с другой стороны, выражение (5) записано для бесконечной по оси x пластины, т.е. без учета возможных граничных условий при $x = \pm a/2$. Так как у любого реального ΔT есть токосъемные контакты, их наличие должно быть учтено соответствующими граничными условиями.

2) Распределение температур в ΔT может быть существенно неоднородным, поэтому (6) требует обобщения на случай $\nabla T \neq \text{const}$,

3) Зависимость от температуры коэффициентов электро- и теплопроводности и термоэдс реальных материалов может существенно менять (6).

4) В (6) не учтена возможность того, что электро- и теплопроводность может иметь тензорный характер. Как правило, среда, обладающая анизотропией величины $\hat{\alpha}$, обладает и анизотропией $\hat{\sigma}$.

1.2. Анизотропный термоэлемент с торцевыми контактами (строгий подход)

Во всяком реальном ΔT к боковым торцам должны быть припаяны металлические токосъемные контакты (ТК) (рис. 2). Для учета влияния ТК на эдс ΔT необходимо решить две краевые задачи математической физики. Эти задачи позволят установить влияние ТК на распределение температур и электрохимического потенциала внутри ΔT .

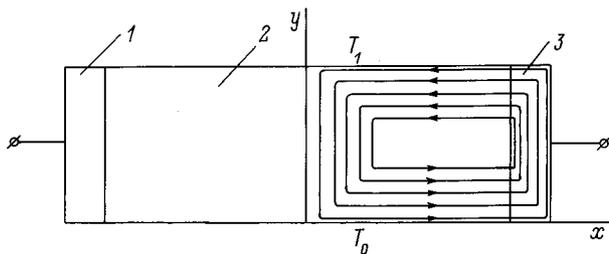


Рис. 2. Анизотропный термоэлемент. Области 1 и 3 — торцевые контакты для съема термоэдс, область 2 — термоэлектрически-анизотропная пластина. В правой части рисунка показаны линии вихревых термоэлектрических токов.

В пренебрежении влиянием вихревых термоэлектрических токов на распределение температур (в дальнейшем мы его оценим) уравнение для последнего следует из условия $\text{div } \mathbf{q} = 0$ и для изотропной теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0. \quad (7)$$

Граничные условия задают: 1) непрерывность температур и тепловых потоков на границе между ТК (областей 1 и 3) и анизотропной пластиной (область 2), 2) значения температур T_1 и T_0 на верхней и нижней гранях пластины и ТК, 3) условия теплоотвода на боковых гранях ТК

$$-\kappa \frac{\partial T^{(3,1)}}{\partial x} = \beta (T^{(3,1)} - T_0)$$

при $x = \pm(a/2 + l)$. Верхние индексы обозначают области АТ и ТК, β — коэффициент теплоотдачи; температура окружающей среды принята равной T_0 . Ясно, что при $\beta = 0$ (условие адиабатичности на внешних торцах контактов) изотермы будут горизонтальными. При $\beta \neq 0$ решение краевой задачи довольно громоздко [6]:

$$T = T_0 + \frac{\Delta T}{b} y + 2 \frac{\beta b \Delta T}{\kappa''} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \delta_k \text{ch} \frac{k\pi x}{b} \sin \frac{k\pi y}{b},$$

$$\frac{1}{\delta_k} = \left(k\pi + \frac{\beta b}{\kappa''} \right) \left(\text{ch} \frac{k\pi a}{2b} + \frac{\kappa}{\kappa''} \text{sh} \frac{k\pi a}{2b} \right)$$

$$\times \exp \frac{k\pi d}{b} - \left(k\pi - \frac{\beta b}{\kappa''} \right)$$

$$\times \left(\text{ch} \frac{k\pi a}{2b} - \frac{\kappa}{\kappa''} \text{sh} \frac{k\pi a}{2b} \right) \exp \left(-\frac{k\pi d}{b} \right), \quad (8)$$

где κ , κ'' — теплопроводности АТ и ТК соответственно. Учет реального значения β ($\beta \approx 0.4 \div 4.2 \text{ Вт/м}^2\text{К}$) показывает, что отклонение распределения температур от линейного мало.

Влияние ТК на распределение электрохимического потенциала ζ в отличие от влияния на распределение температур принципиально. Будем считать, что электропроводности АТ и ТК равны соответственно σ и σ'' ,

изотропны и, так как ТК — металлические, величиной их термоэдс можно пренебречь. Распределение $\zeta(\mathbf{r})$ в стационарном случае определяется уравнением непрерывности для плотности тока $\text{div } \mathbf{j} = 0$, где

$$\mathbf{j} = -\sigma \nabla \zeta - \sigma \hat{\alpha} \nabla T, \quad (9)$$

которое сводится к уравнению

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} = -2\alpha_{12} \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial y}. \quad (10)$$

Будем считать термоэлемент изолированным. На границах между анизотропной пластиной и ТК выполняются условия (непрерывность ζ и нормальность к границе плотности тока):

$$\zeta(-a/2, y) = \zeta^{(1)}(-a/2, y), \quad \zeta(a/2, y) = \zeta^{(3)}(a/2, y),$$

$$j_x(-a/2, y) = j_x^{(1)}(-a/2, y), \quad j_x(a/2, y) = j_x^{(3)}(a/2, y). \quad (11)$$

Решение краевой задачи методом разделения переменных дает следующее выражение:

$$\Delta \zeta = \zeta^{(1)}(-a/2, y) - \zeta^{(3)}(a/2, y),$$

$$\Delta \zeta = \alpha_{12} \Delta T \frac{a}{b} + 2 \frac{\alpha_{12} \Delta T \beta b}{\kappa''} \frac{a}{b} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \gamma_k \cos \frac{k\pi}{b} y,$$

$$\gamma_k = \frac{\delta_k}{\text{sh} \frac{k\pi}{b} \text{sh} \frac{k\pi a}{2} + \frac{\sigma}{\sigma''} \text{ch} \frac{k\pi}{b} \text{ch} \frac{k\pi a}{2}}, \quad (12)$$

где δ_k определено в (8).

Отметим, что в случае линейного распределения температур правая часть в (10) исчезает и в выражении для $\Delta \zeta$ остается только первое слагаемое. Однако и в случае нелинейного распределения температур, если $\sigma/\sigma'' \rightarrow 0$, при конечном значении l второе слагаемое в (12) стремится к 0. Тем самым $\Delta \zeta$ перестает зависеть от y , а поскольку термоэдс ТК $\alpha'' = 0$, полученное при этом значение $\Delta \zeta$ можно принять за термоэдс. Подробное исследование выражения $\zeta = \zeta(x, y)$ при $\sigma/\sigma'' \rightarrow 0$ показало, что при этом на границах $x = \pm(a/2 + l)$ зависимость ζ исчезает при любом значении l . Последнее можно считать много меньше $a/2$.

Главный вывод, который можно сделать из исследования влияния ТК на эдс АТ, заключается в том, что это влияние можно учесть упрощенными граничными условиями

$$\zeta(a/2, y) = \varphi_1, \quad \zeta(-a/2, y) = \varphi_2, \quad (13)$$

где φ_1, φ_2 — потенциалы на торцах ΔT , являющиеся константами,¹ независимыми от y . При граничных условиях (13) краевая задача (10), (11) значительно упрощается, а в ряде случаев позволяет получить аналитическое выражение для эдс в существенно более

¹ На возможность использования таких граничных условий указал А.Д. Мышкис.

сложных, чем рассмотренные выше случаи, например для произвольной зависимости $T = T(x, y)$.

Заметим также, что при определении $T = T(x, y)$ в уравнении теплопроводности были опущены слагаемые, описывающие выделение или поглощение тепла вихревыми токами. Оценка этих токов, проведенная в работах [7,8], показывает, что в этом случае ими можно пренебречь.

1.3. Анизотропные термоэлементы с учетом торцевых контактов

Предполагается, что $\sigma_{at} \ll \sigma_{ec}$, где σ_{at} и σ_{ec} — проводимости термоэлемента и торцевого контакта соответственно.

1.3.1. Анизотропные термоэлементы прямоугольной формы. Система уравнений и граничных условий, описывающая распределение полей и токов в АТ, теперь имеет вид

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad (14)$$

$$j_y(x, y = 0, b) = 0, \quad (15)$$

$$\zeta(a/2, y) = \varphi(a/2), \quad \zeta(-a/2, y) = \varphi(-a/2), \quad (16)$$

где граничное условие (16) учитывает наличие ТК.

Как показано в [9], для эдс в этом случае можно получить общее выражение, пригодное для произвольного распределения температур и произвольной температурной зависимости $\alpha_{ik} = \alpha_{ik}(T)$ (α_{ik} может также зависеть от r):

$$\varepsilon = -\frac{1}{b} \int_0^b dy \int_{-a/2}^{a/2} E_x^T dx, \quad (17)$$

$$E_x^T = -\alpha_{11} \frac{\partial T}{\partial x} - \alpha_{12} \frac{\partial T}{\partial y}.$$

Полученное выражение для эдс АТ легко обобщается на трехмерный случай и включает в себя много известных ранее частных случаев, начиная от обычной термопары.

Если переписать (17) в безразмерных координатах ($X = x/a$, $Y = y/b$), то с учетом явного вида E_x^T получим

$$\varepsilon = \int_0^1 dY \int_{-1/2}^{1/2} \alpha_{11} \frac{\partial T}{\partial X} dX + \frac{a}{b} \int_0^1 dY \int_{-1/2}^{1/2} \alpha_{12} \frac{\partial T}{\partial Y} dX. \quad (18)$$

Из (18) сразу же следует главный вывод для всего вопроса о генерировании эдс анизотропными средами — в ту часть эдс, которая связана с анизотропией термоэдс, всегда входит геометрический фактор a/b . Выражение (17) можно обобщить и на случай зависимости $\sigma = \sigma(y)$, тогда

$$\varepsilon = -\frac{1}{b} \int_0^b dy \int_{-a/2}^{a/2} E_x^T dx / \frac{1}{b} \int_0^b \sigma(y) dy. \quad (19)$$

В работе [10] получено выражение для эдс без граничного условия (16). Предполагалось, что $a \gg b$ и тем самым указанное условие несущественно. Кроме того, и это весьма существенно, распределение температур было принято одномерным ($\partial T / \partial x = 0$), что позволило с большой точностью заменить $\partial T / \partial y$ на $\Delta T / b$. При этих предположениях удалось учесть анизотропию электропроводности

$$\varepsilon = \frac{a \int_0^b \frac{\alpha_{12}}{\rho_{11}} \frac{\partial T}{\partial y} dy}{\int_0^b \frac{dy}{\rho_{11}}} \simeq \frac{a}{b} \Delta T \frac{\int_0^{T_1} \frac{\alpha_{12}}{\rho_{11}} dT}{\int_0^b \frac{dy}{\rho_{11}}}, \quad (20)$$

где $\rho_{11} = \sigma_{22} / (\sigma_{11} \sigma_{22} - \sigma_{12}^2)$.

Можно учесть и зависимость $\rho_{11} = \rho_{11}(y)$, но не от x . При изотропии электропроводности выражение (20) является частным случаем (19).

В некоторых случаях учет $\partial T / \partial x$ является принципиальным. Одним из таких случаев является АТ с анизотропией теплопроводности.

1.3.2. Анизотропный термоэлемент с учетом анизотропии теплопроводности.

Для определения эдс АТ необходимо вначале найти распределение температуры. Уравнение теплопроводности теперь, в отличие от (7), будет включать в себя компоненты тензора теплопроводности. Его вид аналогичен виду тензора термоэдс (3)

$$\kappa_{11} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + 2\kappa_{12} \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial y} + \kappa_{22} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0. \quad (21)$$

Граничные условия выберем как и раньше: на верхней и нижней гранях температура постоянна и равна $T(0, x) = T_0$, $T(b, x) = T_1$, теплоотводом с боковых граней пренебрежем.

Аналитическое решение такой граничной задачи возможно только при наличии малого параметра, которым может служить, например, $\kappa_{12} / \sqrt{\kappa_{11} \kappa_{22}}$, и имеет вид [11]

$$T(x, y) = T_0 + \Delta T \left(\frac{y}{b} - \frac{4\kappa_{12}}{\sqrt{\kappa_{11} \kappa_{22}}} \times \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\operatorname{sh}(k\pi x/b) \sin(k\pi y/b)}{(k\pi)^3 \operatorname{ch}(k\pi a/2b)} \right). \quad (22)$$

Это решение подтверждается численным моделированием [11]. Подстановка (22) в общее выражение для эдс АТ (17) дает [9] (см. также [11]):

$$\varepsilon = \alpha_{12} \Delta T \frac{a}{b} - \alpha_{11} \Delta T \frac{16\kappa_{12}}{\pi^3 \sqrt{\kappa_{11} \kappa_{22}}} \times \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} k^{-3} \operatorname{tg} \frac{k\pi}{2} \sqrt{\frac{\kappa_{22}}{\kappa_{11}}}. \quad (23)$$

1-е слагаемое в (23) представляет собой обычную эдс АТ, 2-е — ту часть эдс, которая создается появляющимся

вследствие анизотропии теплопроводности ($\kappa_{12} \neq 0$) градиентом температур вдоль оси x . Существенно, что при $a/b \rightarrow \infty$ это слагаемое остается конечным. Если $\sqrt{\kappa_2/\kappa_{11}} \approx 1$, то уже при $a/b \approx 3$ сумма в (23) с большой точностью равна 1.05 и, следовательно,

$$\varepsilon(a/b \gg 1) \approx \alpha_{12} \Delta T \frac{a}{b} - 1.7 \frac{\kappa_{12}}{\sqrt{\kappa_{11}\kappa_{22}}} \alpha_{11} \Delta T. \quad (24)$$

Заметим, что 2-е слагаемое не включает в себя геометрический фактор a/b .

Вопросы генерации эдс в случае анизотропной теплопроводности также рассмотрены в [12], однако полученное там выражение для распределения температуры не удовлетворяет граничным условиям. Эта работа была подвергнута критике [13]. Кроме справедливой критики, в [13] сформулировано следующее утверждение: "анизотропия теплопроводности может в той или иной мере исказить распределение температур, потенциалов и токов в термоэлектрической среде, но сама по себе источником эдс служить не может", с которым нельзя согласиться. В самом деле, в любом источнике эдс присутствуют ТК, которые неизбежно делают АТ в целом неоднородным. В этом случае, как видно, например, из (22), даже при изотропной термоэдс ($\alpha_{12} = 0$, $\alpha_{11} = \alpha$) эдс не равна 0 и составляет $\varepsilon \sim \alpha \kappa_{12}$. В действительности это обычная "термопарная" эдс, с необычным способом создания разности температур на спаях (ТК) — за счет анизотропии теплопроводности. Термоэдс 2-й ветви в (23) не входит, так как заранее было принято, что коэффициент термоэдс ТК равен 0.

1.3.3. Учет анизотропии электропроводности.

Аналогично анизотропии теплопроводности, учет анизотропии электропроводности не позволяет получить решение краевой задачи, а следовательно, и эдс в аналитическом виде при произвольной величине анизотропии. При наличии малого параметра $\sigma_{12}/\sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22}}$ учет ТК в граничных условиях типа (16) дает возможность получить эдс в аналитическом виде [14]

$$\varepsilon = \alpha_{12} \Delta T \frac{a}{b} + \alpha_{22} \Delta T \frac{a}{b} \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{11}} \left(1 - \frac{16}{\pi^3} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} k^{-3} \operatorname{th} \frac{k\pi a}{2b} \right). \quad (25)$$

При $a/b > 4$ и $\sigma_{11}/\sigma_{22} \approx 1$ сумма в (25) с большой точностью равна 1.052, а при $a/b \geq 5$ единицей в скобках по сравнению со 2-м слагаемым можно пренебречь:

$$\varepsilon \approx \alpha_{12} \Delta T \frac{a}{b} - \frac{1}{2} \alpha_{12} \Delta T \left(\frac{a}{b} \right)^2 \sigma_{12} \sqrt{\sigma_{22}/\sigma_{11}^3}. \quad (26)$$

Из (26) следует, что кроме стандартного ($\alpha_{12} \Delta T \frac{a}{b}$) слагаемого в эдс АТ входит еще и слагаемое, пропорциональное недиагональной компоненте тензора электропроводности и геометрическому фактору a/b . Заметим,

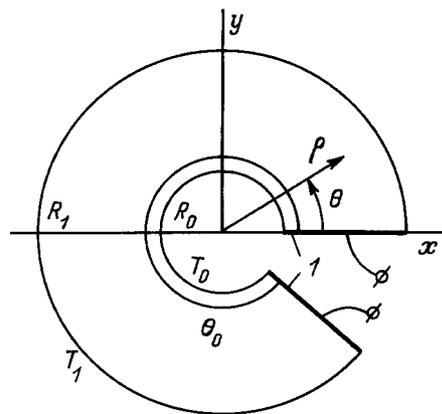


Рис. 3. Анизотропный термоэлемент кольцевой формы: 1 — металлический торец контакта, T_1 , T_0 — температуры внешней и внутренней части кольца, R_1 , R_0 — внешний и внутренний радиусы.

что слагаемое, учитывавшее анизотропию теплопроводности в (24), геометрический фактор не включало. Отметим также отличие выражения для эдс АТ, полученное с учетом ТК (26), от эдс АТ, пренебрегающее ТК (20); последнее не включает в себя слагаемое с σ_{12} .

1.3.4. Кольцевые анизотропные термоэлементы.

В некоторых случаях выгодной является не прямоугольная форма АТ, а более сложная, например кольцевая (рис. 3). Использование граничных условий (16) позволяет получить для эдс АТ выражение, аналогичное (17) [15]:

$$\varepsilon = - \frac{1}{\ln(R_1/R_0)} \int_{R_0}^{R_1} d\rho \int_0^\theta E_\theta^T d\theta, \quad (27)$$

где $E_\theta^T = -E_x^T \sin \theta + E_y^T \cos \theta$ — компонента термоэлектрического поля.

Легко показать, что (27) описывает и разнообразные случаи так называемых вихревых термоэлементов [16]. Согласно [16], если в неразрезанном кольце из анизотропного термоэлектрического материала при заданном распределении температур циркулируют вихревые термоэлектрические токи (ВТТ), то в разрезанном кольце они выводятся во внешнюю цепь. Таким образом генерацию эдс связывают с наличием ВТТ, причем предполагают ее существенным образом отличной от принципа генерации в АТ. И хотя соображения о выводе ВТТ во внешнюю цепь позволили в ряде случаев подобрать удачные распределения температур, с нашей точки зрения, в АТ произвольной формы эдс не связана с выводом ВТТ. В частности, можно привести пример [15], когда до разреза кольца ВТТ отсутствуют, а генерация эдс после разреза имеет место.

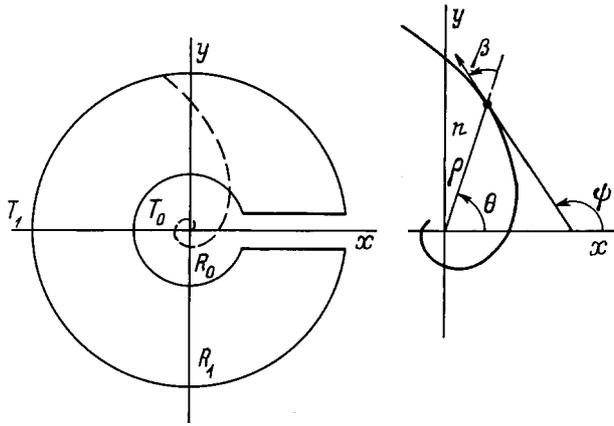


Рис. 4. Анизотропный термоэлемент кольцевой формы с квазикристаллографическими осями. Штриховая линия указывает направление кристаллографических осей; θ , ρ , β , ψ , n — параметры, задающие форму квазикристаллографических осей.

1.3.5. Анизотропные термоэлементы с квазикристаллическими осями.

Как хорошо известно, в ряде случаев среду, состоящую из чередующихся слоев с разными свойствами (κ_1 , α_1 , σ_1 , κ_2 , α_2 , σ_2), можно представить как однородную, но анизотропную. Подробнее такие материалы и их применение в прямоугольных АТ будут рассмотрены в п. 1.6. Если слои такого материала изогнуты, то средние, описывающие свойства такой среды тензоры $\hat{\sigma}$, $\hat{\alpha}$, $\hat{\kappa}$ будут зависеть от координат. Для наглядности можно ввести квазикристаллографические оси — касательная к ним будет направлена вдоль одной из главных осей указанных тензоров. Такие среды — с изогнутыми квазикристаллографическими осями — могут быть использованы для создания АТ.

В качестве примера рассмотрим кольцевой АТ со спиральными осями [17] при радиальном распределении температуры (рис. 4). Направление осей задается единичным вектором \mathbf{n} , касательным к этой оси. Компоненты тензора α_{ik} следующим образом выражаются через \mathbf{n} :

$$\alpha_{ik} = \alpha_{\perp} \delta_{ik} + \Delta\alpha n_i n_k, \quad \Delta\alpha = \alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}. \quad (28)$$

Распределение температур имеет вид

$$T = T_0 + \frac{\Delta T}{\ln(R_1/R_0)} \ln \frac{\rho}{R_0}. \quad (29)$$

Вычисление эдс производится согласно (27), где

$$E_{\theta}^T = -\alpha_{\theta\theta} \frac{\partial T}{r \partial \theta} - \alpha_{\theta r} \frac{\partial T}{\partial \rho}, \quad (30)$$

и так как $\partial T / \partial \theta = 0$, необходимо знать только компоненту тензора термоэдс $\alpha_{\theta r}$,

$$\alpha_{\theta r} = \alpha_{xx} \sin^2 \theta - \alpha_{xy} \sin 2\theta + \alpha_{yy} \cos^2 \theta, \quad (31)$$

где

$$\alpha_{xx} = \alpha_{\perp} + \Delta\alpha \cos^2(\varphi + \beta), \quad \alpha_{xy} = \frac{1}{2} \Delta\alpha \sin 2(\varphi + \beta),$$

$$\alpha_{yy} = \alpha_{\perp} + \Delta\alpha \sin^2(\varphi + \beta). \quad (32)$$

Подстановка (29)-(32) в (27) дает

$$\varepsilon = \frac{\Delta\alpha \Delta T}{\pi \ln(R_1/R_0)} \sin 2\beta. \quad (33)$$

В двух крайних случаях $\beta = 0$ и $\beta = \pi/4$ эдс АТ равно нулю. В 1-м из этих случаев оси вырождаются в радиусы, во 2-м — в концентрические окружности. Максимум эдс достигается при $\beta = \pi/4$. Можно сказать, что рассмотренный кольцевой АТ является непрерывным аналогом замкнутого АТ из четырех ветвей, рассмотренного в [5].

1.4. Анизотропные термоэлементы с точечными контактами

В некоторых случаях вывод тока во внешнюю цепь осуществляется точечными контактами, расположенными на поверхности АТ (см. рис. 5). При этом возможно такое их расположение, когда граничными условиями на краях АТ можно пренебречь, т. е. считать АТ бесконечно длинным.

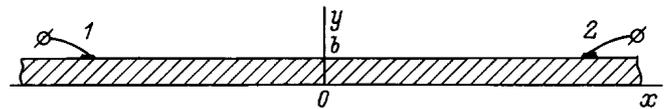


Рис. 5. Схема анизотропного термоэлемента с плоскостными контактами 1, 2.

Рассмотрим два возможных случая граничных условий в тепловой задаче, при которых возможно простое аналитическое выражение для эдс с учетом анизотропии теплопроводности и электропроводности (рис. 6).

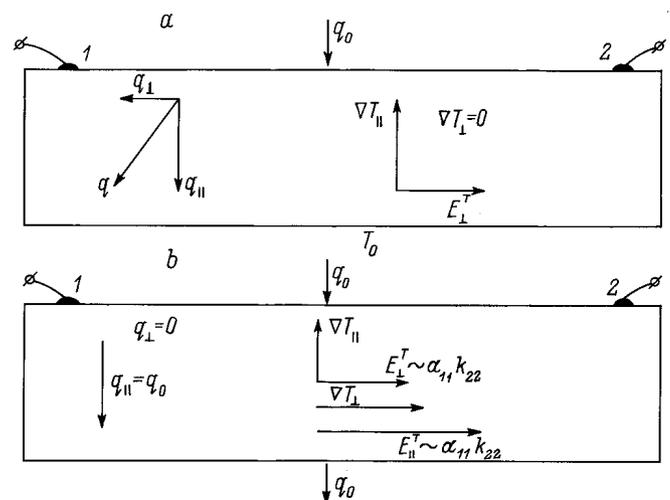


Рис. 6. Анизотропный термоэлемент с заданием: a — теплового потока на верхней грани, b — тепловых потоков на верхней и нижней гранях. На вставках внутри рисунков указаны направления полей, потоков и градиентов.

1.4.1. ЭДС анизотропных термоэлементов с учетом анизотропии теплопроводности.

Рассмотрим случай, когда на верхней грани задан постоянный тепловой поток, а на нижней — изотерма (рис. 6, а)

$$q_y|_{y=b} = -\kappa_{12} \frac{\partial T}{\partial x} - \kappa_{22} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=b} = -q_0, \quad T(x) = T_0. \quad (34)$$

Согласно (34) и (21), распределение температуры имеет простой вид

$$T(x, y) = T_0 + \frac{q_0}{\kappa_{22}} y. \quad (35)$$

Граничные условия задачи зададим, исходя из условия электроизоляции $j_n|_s = 0$, причем теперь можно учесть, что реальный термоэлемент имеет конечный размер по оси Ox и, следовательно,

$$\zeta(x, y) = -\frac{\Delta T}{b} (\alpha_{12}x + \alpha_{22}y). \quad (36)$$

Из (36) сразу же следует выражение для эдс (расстояние между точками 1 и 2 на рис. 6 обозначим a)

$$\varepsilon = \alpha_{12} \Delta T (a/b), \quad (37)$$

совпадающее с (6).

Заметим, что при таких граничных условиях тепловой задачи ни анизотропия теплопроводности, ни анизотропия электропроводности в выражение для эдс АТ не входят.

1.4.2. ЭДС анизотропного термоэлемента с учетом анизотропии теплопроводности.

Рассмотрим теперь случай, когда на верхней и на нижней гранях АТ задан постоянный тепловой поток $q_y|_{y=0,b} = -q_0$ (рис. 6, б). Тогда решение уравнения теплопроводности имеет вид

$$T_1 = T_0 + q_0(k_{12}x + k_{22}y), \quad (38)$$

где $\hat{k} = \hat{\kappa}^{-1}$ — тензор теплосопровитлений, а решение электрической задачи при тех же граничных условиях электроизоляции, что и раньше, имеет вид

$$\zeta(x, y) = q_0 \left[(\alpha_{12}\kappa_{22} + \alpha_{11}\kappa_{12})x + (\alpha_{12}\kappa_{12} + \alpha_{22}\kappa_{22})y \right]. \quad (39)$$

Из (39) сразу же следует выражение для эдс

$$\varepsilon = q_0 a (\alpha_{12}\kappa_{22} + \alpha_{11}\kappa_{12}), \quad (40)$$

которое включает в себя компоненты тензора теплопроводности.

В обоих случаях предполагалось, что точечные контакты имеют проводимость много больше, чем проводимость термоэлемента σ_{ik} , и поэтому величиной их термоэдс можно пренебречь. Это означает, что разность

электрохимических потенциалов $\Delta\zeta$ можно заменить на разность электропотенциалов $\Delta\varphi = -\varepsilon$.

Оба выражения для эдс АТ (37) и (40) физически прозрачны. В первом случае $\nabla T \parallel OY$ вызывает поле $E^T \parallel OX$, которое и создает $\varepsilon \sim \alpha_{12}$. Во втором случае поток $q \parallel OY$ (в связи с тем, что теплопроводность анизотропна) создает не только $\nabla T_{\perp} \parallel OY$, но и $\nabla T_{\parallel} \parallel OX$. А составляющая ∇T_{\perp} вызывает поперечное поле E^T_{\perp} и α_{12} , и градиент ∇T_{\parallel} — параллельное ему поле $E^T_{\parallel} \sim \alpha_{11}\kappa_{12}$. Эдс, создаваемая полем E^T_{\parallel} — ”обычная” термопарная эдс, так как в этом случае существует градиент температур не только вдоль OY , но и вдоль OX . Этот градиент температур и создает перепад температур на спаях $\Delta T_{\parallel} = T_2 - T_1 = q_0 a k_{12}$, в точках 1 и 2 (рис. 6, б). ”Анизотропность” полученной при этом эдс, связана с k_{12} .

Заметим, что продольная разность температур ΔT_{\parallel} может, на первый взгляд, привести к возможности получить при конечном значении q_0 как угодно большой перепад температур (именно это отмечено в [13]). В действительности такой возможности не существует, так как невозможно осуществить такие ”тепловые” граничные условия (создающие $q = \text{const}$), при которых ΔT_{\parallel} как угодно велико.

В качестве примера рассмотренных выше АТ обратимся к [18]. В этой работе приведены подробные расчеты АТ, использующего анизотропию теплопроводности, способом, аналогичным рассмотренному выше. Для создания в анизотропной по теплопроводности среде однородного теплового потока используют анизотропный

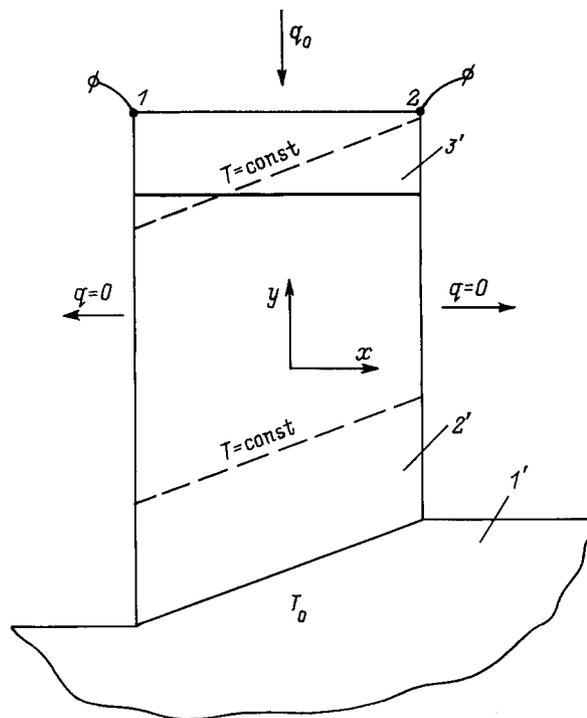


Рис. 7. Схема анизотропного термоэлемента с теплопроводом специальной формы. 1' — термостат, 2' — теплопровод, 3' — анизотропный термоэлемент.

теплопровод, состоящий из того же материала, что и АТ, с усеченной под углом ψ нижней гранью, находящейся в тепловом контакте с термостатом (рис. 7). Собственно АТ и теплопровод разделены тонкой электроизолирующей и теплопроводящей прослойкой. Пренебрегая ее влиянием на распределение температур, а также считая боковые грани теплоизолированными, легко определить из (38) угол ψ , при котором $q = \text{const}$ и изотермы наклонены под углом ψ к OX , одна из них совпадает с нижней гранью теплопровода и

$$\text{tg } \psi = \frac{\kappa_{12}}{\kappa_{11}}. \quad (41)$$

Чем больше длина a теплопровода с анизотропной теплопроводностью, тем больше перепад температур ΔT_{\parallel} между контактами 1 и 2. Совершенно ясно, что ΔT_{\parallel} не может стать как угодно большим — для этого необходимо идеальное выполнение всех граничных условий. Однако, например, при очень большой T_2 или очень маленькой T_1 невозможно осуществить теплоизоляцию боковых граней и задать $q = \text{const}$ на верхней и нижней гранях.

1.5. Коэффициент полезного действия анизотропного термоэлемента

Вопрос о коэффициенте полезного действия (кпд) АТ (η) рассмотрим очень коротко в связи с тем, что во всех реально применяемых АТ он мал. Именно поэтому АТ обычно используют не как генератор эдс, а в качестве преобразователей в измерительных устройствах. В работах [7,19] рассмотрен кпд АТ с случае малой термоэлектрической добротности ($ZT \ll 1$), а в работе [20] аналогичный расчет проведен для произвольных значений ZT . Поэтому остановимся вначале на работе [20], а потом, как частный случай, рассмотрим $ZT \ll 1$. Для расчета кпд η анизотропного термоэлемента, как и любой тепловой машины, необходимо найти теплоты: \dot{Q}_1 , получаемую от нагревателя, и \dot{Q}_0 , отдаваемую в холодильник за единицу времени, в результате

$$\eta = \frac{\dot{Q}_1 - \dot{Q}_0}{\dot{Q}_0}. \quad (42)$$

Для определения \dot{Q}_1 и \dot{Q}_0 необходимо знать распределения температур и токов в АТ. Расчет в [20] производился для $a/b \gg 1$ и без учета влияния торцевых контактов (ТК). В этом случае температура является функцией только y и уравнение теплопроводности, которое в общем случае имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \kappa_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k} + \rho_{ik} j_i j_k - \tau_{ik} j_k \frac{\partial T}{\partial x_i} - \Pi_{ik} \frac{\partial j_k}{\partial x_i} = 0, \quad (43)$$

принимает существенно более простой вид

$$\kappa_{22} \frac{d^2 T}{dy^2} + \rho_{11} j_1^2 - T \alpha_{12} \frac{dj_1}{dy} = 0, \quad (44)$$

где $\tau_{ik} = T \frac{\partial \alpha_{ik}}{\partial T}$ — тензор Томсона, $\Pi_{ki} = \alpha_{ik} T$ — тензор Пельтье. В этом же приближении ($a/b \gg 1$), $j_2 = 0$,

$$j_1 = E_1 / \rho_{11} - (\alpha_{12} / \rho_{11}) dT / dy$$

и (44) можно записать так

$$(1 + ZT) \frac{d^2 T}{dy^2} - Z \frac{2E}{\alpha_{12}} \frac{dT}{dy} + Z \left(\frac{dT}{dy} \right)^2 + Z \left(\frac{E}{\alpha_{12}} \right)^2 = 0, \quad (45)$$

где $Z = \alpha_{12}^2 / \kappa_{22} \rho_{11}$ — термоэлектрическая добротность в анизотропном случае. В изотропном случае $Z = \sigma \alpha^2 / \kappa$ и Z называют также числом Иоффе. Именно $Z = \alpha_{12}^2 / \kappa_{22} \rho_{11}$ определяет кпд АТ. Решение нелинейного уравнения (44) ищут в виде

$$\frac{dy}{dT} = \frac{b}{\Delta T} [1 + \varphi(T)], \quad (46)$$

считая y зависимой, а T независимой переменными,

$$\begin{aligned} \varphi &= (1 - b/\Delta T)^2 \ln(1 + ZT) + C, \\ C &= - \frac{(1 + b/\Delta T)^2}{Z\Delta T} \left[(1 + ZT_1) \ln(1 + ZT_1) \right. \\ &\quad \left. - (1 + ZT_0) \ln(1 + ZT_0) - Z\Delta T \right]. \end{aligned} \quad (47)$$

Напомним о приближении ”длинного АТ” и пренебрежении ТК: $E_x = \text{const}$. Постоянная C определяется из условия

$$\int_{T_0}^T \varphi(T) dT = 0, \quad (48)$$

которое следует из (46).

При решении уравнения теплопроводности предполагалось, что при любых ZT $\varphi(T) \ll 1$. Подробный анализ [20] (см. также [21–23]) подтверждается малость $\varphi(T)$. Из (46)–(48) можно определить \dot{Q}_1 и \dot{Q}_0 :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_1 &= s \kappa_{22} \frac{\Delta T}{b} [1 - \varphi(T_1)] + s \Pi_{21}(T_1) j_x(T_1), \\ \dot{Q}_0 &= s \kappa_{22} \frac{\Delta T}{b} [1 - \varphi(T_0)] + s \Pi_{21}(T_0) j_x(T_0), \end{aligned} \quad (49)$$

где s — площадь верхней и нижней граней АТ. Подставляя (49) в (42), получаем выражение для кпд АТ.

Наибольшее значение кпд АТ получится при его оптимизации. При этом существует две возможности — оптимизации по полю E_k и оптимизация по току, протекающему по АТ. Оптимизация по полю дает

$$\eta^{\text{opt}} = \eta_k \left[1 + \frac{2(1 + M)}{zT_1} \right]^{-2}, \quad (50)$$

где $\eta_k = (1 - T_0/T_1)$ — кпд цикла Карно, а

$$\begin{aligned} M &= \left\{ \frac{[1 + Z(\bar{T} + \Delta T/2)][1 + Z(\bar{T} - \Delta T/2)]}{Z\Delta T} \right. \\ &\quad \left. \times \ln \frac{1 + Z(\bar{T} + \Delta T/2)}{1 + Z(\bar{T} - \Delta T/2)} \right\}^{1/2}, \\ \Delta T &= T_1 - T_0, \quad \bar{T} = (T_1 + T_0)/2. \end{aligned} \quad (51)$$

Заметим, что без учета малой поправки $\varphi(T)$ к линейному распределению температуры оптимизация КПД невозможна. При оптимизации КПД АТ по току в выражении (50) вместо M из (51) необходимо подставлять

$$M = \sqrt{1 + Z\bar{T}}. \quad (52)$$

При больших ZT возникающие в АТ вихревые термоэлектрические токи (ВТТ), вообще говоря, должны вызывать значительное искажение температур. ZT как раз и есть тот безразмерный параметр, который определяет обратную связь — поток тепла создает ∇T , ∇T создает ВТТ, вихревые токи выделяют и поглощают теплоты Джоуля, Пельтье и Бриджмена, теплоты искажают распределение температур. Конкретные расчеты, рассмотренные выше, показывают, однако, что влияние ВТТ на распределение температуры мало [20,22]. Можно исследовать влияние собственно ВТТ j_{curl} на $T = T(y)$:

$$j_{\text{curl}} = j_x - \frac{1}{b} \int_0^b j(y) dy.$$

Как показано в работе [23], при $Z = 10^{-2} \text{ K}^{-1}$, $\Delta T = 1400 \text{ K}$ ($Z\bar{T} \gg 1$). КПД АТ без учета ВТТ равен 0.608, а с учетом их — 0.641, т.е. практически тот же. Кажущееся противоречие объясняется тем, что при $Z\bar{T} \gg 1$ в АТ становится существенным тепло Бриджмена (последнее слагаемое в (43)), которое при малых $Z\bar{T}$ пренебрежимо мало. Можно показать [20], что тепло Бриджмена в точности компенсируется изменением тепла Пельтье, обусловленным ВТТ. Поэтому $\dot{Q}_1 - \dot{Q}_0$ в точности равно его значению в отсутствие ВТТ. Само \dot{Q}_1 слабо зависит от наличия ВТТ, так как $\varphi(T) \ll 1$. Несмотря на малость $\varphi(T)$, его значение принципиально — искажение градиента температур имеет кардинальное значение при расчете КПД АТ.

В работе [24] изучалась оптимизация КПД преобразователей, созданных на основе искусственно анизотропного термоэлемента. Однако при использованном в этой работе подходе (слоистая изотропная среда заменяется на однородную, но анизотропную) рассматриваемый термоэлемент ничем не отличается от стандартного АТ. Полученные в [24] результаты, использующие приближенные методы решения нелинейного уравнения теплопроводности (в [22] оно решено точно), близки к результатам [20,22].

В [25] введена обобщенная термоэлектрическая добротность материала. Для элемента объема анизотропного материала с произвольным углом между потоком тепла \mathbf{q} и тока \mathbf{j} определена плотность производства энтропии

$$\dot{S} = \text{div } \mathbf{j}_S, \quad (53)$$

где $\mathbf{j}_S = \frac{j}{T} (\hat{\Pi} \mathbf{j} - \hat{\kappa} \nabla T)$ — плотность потока энтропии в единицу времени.

С одной стороны, \mathbf{j}_S определяется через $\hat{\kappa}$, $\hat{\Pi}$, $\hat{\rho}$, с другой — можно ввести КПД элемента объема $\Delta\eta$

$$\Delta\eta = \Delta\eta_{\kappa} \left(1 + \frac{d \ln j_S}{d \ln T} \right) \quad (54)$$

оптимизировать его.

Таким образом, согласно [25], ”можно получить общее выражение для максимального КПД материала, определяемое только α , ρ , κ , а не геометрическими характеристиками термоэлемента”

$$\Delta\eta = \frac{\Delta T}{T} - b \frac{\mathbf{j} \hat{\rho} \mathbf{j} + \nabla T \frac{\hat{\kappa}}{T} \nabla T}{-\tau \hat{\Pi} \mathbf{j} + \tau \hat{\kappa} \nabla T}, \quad (55)$$

где единичный вектор $\tau \parallel \nabla T$, b — высота термоэлемента.

Из (55) сразу же видно, что такой подход возможен только в случае независимости тока и градиента температур. Однако, как показано в [8,19–23], отклонение температуры от линейного закона принципиально для расчета КПД АТ.

1.6. Анизотропные термоэлементы в магнитном поле

В этом обзоре нет возможности сколько-нибудь подробно остановиться на исследовании эдс и КПД АТ в магнитном поле. Приведем только некоторые ссылки с минимальными комментариями. Классификация термогальваномагнитных явлений в анизотропных средах дана в [26,27]. АТ в магнитном поле рассмотрены в [28]. Добротность АТ, работающего как в режиме генератора эдс, так и в режиме холодильника, исследована в работах [29–31].

1.7. Искусственно анизотропные среды

В [32] в качестве материала АТ предложено использовать слоисто-неоднородные среды, состоящие из чередующихся слоев с разными значениями локальных коэффициентов α , σ и κ в слоях (рис. 8). Если размер

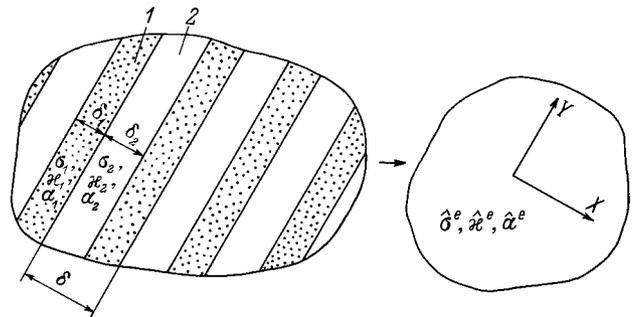


Рис. 8. Модель слоистой среды. Слои с разными физическими свойствами: 1 — σ_1 , κ_1 , α_1 , 2 — σ_2 , κ_2 , α_2 . Справа указана эквивалентная усредненная среда — однородная, но анизотропная с эффективными кинетическими коэффициентами σ^e , κ^e , α^e .

рассматриваемой области такой среды много больше толщин слоев, то приближенно такую неоднородную локально-изотропную среду можно описывать в среднем как однородную, но анизотропную. Критерий применимости такого описания дан в работе [33].

АТ на основе таких сред принято называть искусственно анизотропными термоэлементами (ИАТЭ). ИАТЭ имеют ряд преимуществ по сравнению с АТ на монокристаллической основе. Главная из них — возможность оптимизации их свойств при помощи варьирования материалов слоев и их толщин. Оптимизации свойств ИАТЭ, работающих в качестве генераторов эдс, холодильников Пельтье, в том числе в магнитном поле, посвящены работы [32,34–40]. Большое количество варьируемых параметров позволило создать ИАТЭ для измерения нестационарных тепловых потоков от 0.1 до 10^6 Вт/м² с большими значениями добротности. Однако, как показано в [37], добротность ИАТЭ не может превысить значение соответствующего параметра термоэлемента продольного типа, составленного из компонент ИАТЭ.

Расчет эдс и КПД ИАТЭ, если описывать его материал усредненным образом (считать однородным и анизотропным), ничем не отличается от аналогичных расчетов для АТ на основе монокристаллов. Существуют однако случаи, когда поведение ИАТЭ не совпадает с поведением АТ. Один из таких случаев приведен в работе [41], в которой рассмотрена инерционность ИАТЭ на примере поперечного эффекта Пельтье. Интерес к времени переходного процесса τ (установление стационарного режима) связан с тем, что вольтваттная чувствительность АТ не зависит от его размера в направлении ∇T . Эксперименты, проведенные с ИАТЭ на основе гетерофазной системы $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Tl}_3\text{-Bi}$ с толщинами, изменяющимися от 2 до 10 мм, подтверждают выводы теории.

Переходный процесс в ИАТЭ включает в себя установление стационарного состояния в элементарном двухслойном пакете τ_0 толщиной δ (рис. 8) и в термоэлементе в целом — τ . Ясно, что при $\tau \geq \tau_0$ невозможно установление стационарного режима во всем ИАТЭ до того, как он установится в пакете. Кроме того, при уменьшении отношения δ/b время τ растет. Оказалось, что снижение инерционности ИАТЭ τ (которая ограничена τ_0) может быть достигнуто применением композиций из материалов с высокой теплопроводностью и уменьшением толщины δ двухслойного пакета.

1.7.1. Эффективные свойства слоистых сред.

Расчет распределения электрохимического потенциала в ИАТЭ с учетом конечности толщины слоев, из которых он состоит, практически невозможен. Поэтому применяется стандартный прием — свойства среды усредняются, после чего среда считается однородной. А связи между средними по объему термодинамическими полями и потоками дают эффективные кинетические коэффициенты. Например, для

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} - \sigma \hat{\alpha} \nabla T$$

эффективные значения σ^e и α^e по определению связывают $\langle \mathbf{j} \rangle$ с $\langle \mathbf{E} \rangle$ и с $\langle \nabla T \rangle$, где $\langle \dots \rangle$ — среднее по объему и

$$\langle \mathbf{j} \rangle = \sigma^e \langle \mathbf{E} \rangle - \sigma^e \alpha^e \langle \nabla T \rangle. \quad (56)$$

При вычислении эффективных кинетических коэффициентов предполагается, что характерный размер неоднородности, в данном случае толщина пакета δ , много больше характерных длин свободного пробега. Задача о вычислении эффективных кинетических коэффициентов в общем случае для произвольного вида неоднородности (зависимости локальных коэффициентов от координат) не решена. Однако в случае плоскостойких сред возможно точное решение, годное для произвольного отношения коэффициентов в различных слоях. В [32] получены эффективные кинетические коэффициенты для случая, когда элементарный пакет состоит из двух слоев, а локальные коэффициенты изотропны. В [33] эти расчеты проделаны на основе методики [42] для общего случая произвольной периодической зависимости σ и α от κ , а также добавлено упущенное в [32] слагаемое в компоненте κ_{zz}^e . Эффективные кинетические коэффициенты имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \rho_{xx}^e &= \rho_{yy}^e = \frac{1}{\sigma_{xx}^e} = \frac{1}{\sigma_{yy}^e} \\ &= \frac{1}{\delta} \left(\frac{\delta_1}{\sigma_1} + \frac{\delta_2}{\sigma_2} + \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 \delta_1 \delta_2 T}{\kappa_1 \delta_1 + \kappa_2 \delta_2} \right), \\ \sigma_{zz}^e &= (\sigma_1 \delta_1 + \sigma_2 \delta_2) / \delta, \\ \alpha_{xx}^e &= \alpha_{yy}^e = \frac{\alpha_1 \delta_1 / \kappa_1 + \alpha_2 \delta_2 / \kappa_2}{\sigma_1 \delta_1 + \sigma_2 \delta_2}, \\ \alpha_{zz}^e &= \frac{\alpha_1 \sigma_1 / \delta_1 + \alpha_2 \sigma_2 / \delta_2}{\sigma_1 \delta_1 + \sigma_2 \delta_2}, \\ \kappa_{xx}^e &= \kappa_{yy}^e = \delta / (\delta_1 / \kappa_1 + \delta_2 / \kappa_2), \\ \kappa_{zz}^e &= \frac{1}{\delta} \left(\kappa_1 \delta_1 + \kappa_2 \delta_2 + \frac{\sigma_1 \sigma_2 (\alpha_1 - \alpha_2)^2 \delta_1 \delta_2 T}{\sigma_1 \delta_1 + \sigma_2 \delta_2} \right). \quad (57) \end{aligned}$$

Эти же выражения повторены в работе [43]. Обобщение на случай не нулевого магнитного поля дано в [36] (см. также [43]). Общее решение дано в обзоре [44].

2. Экспериментальные исследования

2.1. Полупроводниковые анизотропные термоэлементы и приборы

Интерес к исследованию и практическому применению термоэлектрических явлений в анизотропных средах возник после синтеза новых полупроводниковых материалов, основные характеристики которых представлены в табл. 1.

В неоднородном температурном поле в термоэлектрически-анизотропных средах, как было указано выше, возникает поперечное по отношению к градиенту температуры термоэлектрическое поле. Соответственно при

Таблица 1.

Материалы	Спектральная область прозрачности λ , мкм	Анизотропия термоэдс $\Delta\alpha$, мкВ/К	Теплопроводность $10^2\kappa$, Вт/см · К	Электропроводность 10σ , Ом ⁻¹ · см ⁻¹	Литературный источник
Bi	—	50	8.0	$9 \cdot 10^4$	[45–47]
Bi ₂ Te ₃	—	60	1.8	$2.11 \cdot 10^3$	[49]
Te	3.5–20	140	2.9	40.0	[50]
MnSi _{1.75}	—	100	—	$8.0 \cdot 10^2$	[51–55]
CrSi ₂	—	45	—	$6.0 \cdot 10^3$	[51–55]
CdS	0.5–12	130	20.0	0.2	[56,57]
ZnAs ₂	1.3–18	350	6.0	0.5	[58,59]
CdAs	1.8–20	225	4.7	1.0	[58,59]
ZnSb	2.2–30	120	1.1	7.2	[54,58]
CdSb	2.6–30	300	1.2	4.0	[60,61]
CdSb–NiSb	—	270	2.5	2.0	[60,61]
CdSb–CoSb	—	295	2.3	2.0	[60,61]
CdSb–MnSb	—	280	2.8	1.8	[60,61]

пропускании тока через такую среду в ней возникает поперечный поток тепла. Эти особенности и позволили создать новый тип теплового прибора, названного анизотропным термоэлементом (АТ).

Первые АТ были выполнены из монокристаллического висмута. Величина и характер температурной зависимости анизотропии термоэдс Bi достаточно легко управляются легированием и введением двойниковых прослоек [45,46]. Он хорошо зарекомендовал себя в различных приемниках излучения и микроэлементах. Сплавы Bi–Sb с высокой термоэлектрической добротностью в диапазоне 140 ÷ 180 К используют в термоэлектрических охладителях, работающих в поперечном магнитном поле [47,48].

Такие монокристаллы как Bi₂Te₃ и Te при низкой технологичности обладают высокой слоистостью и пластичностью, что обусловлено нестабильностью их термоэлектрических и электрических параметров. Это затрудняет использование таких материалов для АТ [49,50].

Представляют интерес монокристаллы некоторых соединений кремния с переходными элементами, например MnSi_{1.75} и CrSi₂ [51–56]. Высокая анизотропия термоэдс ($\Delta\alpha \approx 100$ мкВ/К при 300 К), сохраняющаяся в очень широком температурном интервале (200 ÷ 1000 К для CrSi₂), позволяет использовать их в качестве высокочувствительных анизотропных приемников излучения с малым уровнем шумов. Эти приемники обладают гигантским динамическим диапазоном при высокой линейности выходных параметров. Кроме того, указанные соединения перспективны в качестве основы для создания высоковольтных анизотропных преобразователей тепловой энергии в электрическую, работающих, например, в сочетании с кремниевыми солнечными элементами.

Большую анизотропию термоэдс при комнатных температурах в сочетании с высокой оптической прозрачностью в области инфракрасного (ИК) излучения имеют некоторые монокристаллы группы полупроводниковых соединений A^{II}B^V ($\Delta\alpha = 120 \div 350$ мкВ/К [57–59]). Эти материалы используют для оптических АТ, которые ра-

ботают в режиме оптического пропускания и позволяют контролировать тепловые потоки более 1.0 МВт/м².

Особо следует выделить группу анизотропных термоэлектрических и оптико-термоэлектрических материалов на основе монокристаллов CdSb и направленно закристаллизованных эвтектик CdSb–MeSb, где Me означает металлы: Ni, Co, Mn [60,61]. Малое значение анизотропной термоэлектрической добротности этих материалов затрудняет их использование в области прямого преобразования тепловой энергии в электрическую. Однако благодаря слабой температурной зависимости вольтваттной чувствительности АТ в области 210 ÷ 310 К (температурный коэффициент составляет $\mu_s = 1.1\% \cdot \text{K}^{-1}$ для CdSb и $\mu_s = 0.12 \div 0.15\% \cdot \text{K}^{-1}$ для CdSb–CoSb) и высокому значению этой чувствительности, а также временной стабильности параметров [62] и большим геометрическим размерам кристаллов удалось осуществить серийное освоение ряда приборов и устройств. Кинетические характеристики и другие параметры АТ на основе различных классов анизотропных материалов можно сравнить, пользуясь табл. 1.

При использовании АТ в качестве преобразователей температуры или теплового потока применяют следующие основы параметры: температурная и вольтваттная чувствительности S_t и S_q , постоянная времени τ , пороговая чувствительность P_{\min} и детектирующая способность D [63,64]. Основной характеристикой АТ является его вольтваттная чувствительность S_q . С помощью уравнения теплового баланса для вакуумного АТ, работающего в качестве датчика излучения, можно получить [63]

$$S_q = 0.5(\alpha_{\parallel}\kappa_{\perp} - \alpha_{\perp}\kappa_{\parallel})(\kappa_{\parallel}\kappa_{\perp})^{-1}c^{-1}, \quad (58)$$

где c — ширина АТ. Температурная чувствительность АТ в основном определяется коэффициентом анизотропии термоэдс материала и коэффициентом формы a/b

$$S_t = (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp})a/b. \quad (59)$$

Таблица 2.

Тип	Площадь рабочих граней, см ²	Вольтваттная чувствительность S_q , В/Вт	Внутреннее сопротивление, R , кОм	Постоянная времени τ , с
АТЭМ-1	0.2 × 0.2	0.46	0.2	0.5
АТЭМ-2	0.5 × 0.6	0.54	4.3	1.1
АТЭМ-5	0.7 × 0.7	0.63	7.0	1.2
АТЭМ-8	1.0 × 1.0	0.06	0.09	1.6
АТЭМ-11	1.0 × 0.3	0.52	8.2	0.6
АТЭМ-15	1.2 × 1.0	0.27	16.0	2.4
АТЭМ-18	1.5 × 1.5	0.72	27.0	1.3

Если влияние эффекта Пельтье мало, то постоянная времени АТ дается выражением [65]

$$\tau = 0.4b^2/\xi, \quad (60)$$

где ξ — температуропроводность материала АТ вдоль направления теплового потока.

Пороговая чувствительность АТ (мощность эквивалентного шума) ограничена только шумами Джонсона

$$P_{\min} = \frac{8\kappa_{\parallel}\kappa_{\perp}(\sigma_0\rho T\alpha cb^{-1})^{0.5}}{(\alpha_{\parallel}\kappa_{\perp} - \alpha_{\perp}\kappa_{\parallel})}. \quad (61)$$

где σ_0 — постоянная Стефана–Больцмана; T — температура АТ; ρ — удельное сопротивление АТ. Анализ этого выражения показывает, что мощность эквивалентного шума определяется как геометрией АТ, так и параметрами материала. В зависимости от конкретной задачи возможна оптимизация АТ по одному из перечисленных выше параметров [63,65].

Оптимизация физических свойств совершенного монокристаллического CdSb и технологии его обработки позволила создать и внедрить ряд новых оптических приборов и устройств. Так, с помощью подобного материала можно ограничить коротковолновую часть ИК области спектра при значительном пропускании (98%) в диапазоне 2.6 ÷ 40 мкм [66,67]. Большой коэффициент преломления ($n = 4$) позволяет применить его для создания иммерсионных ИК фильтров–линз и АТ внутреннего поглощения [68]. Подобные устройства надежно защищают бортовую и стационарную аппаратуру различного назначения от фонового излучения, искусственных и естественных засветок. Примером такой аппаратуры может служить прибор ”Факел” для определения пожаров в задымленной атмосфере; пирометры ”Квант”, ”Квант–РТ”, РПИ; датчики систем подавления взрывов в угольных шахтах и др. объекты. Разработана конструкция и технология изготовления унифицированного термоэлектрического модуля и батарей АТ (характеристики анизотропных термоэлектрических модулей приведены в табл. 2).

Характерные черты анизотропных термоэлементов — наличие одной ветви, перпендикулярность теплового

потока электрическому полю, независимость вольваттной чувствительности от геометрического размера вдоль теплового потока в сочетании с оптической прозрачностью, а также возможность воздания малоинерционного прибора — открыли перспективы их широкого практического применения.

Одним из первых был разработан прибор для измерения действующих значений высокочастотных токов и напряжений (диапазон измерений 1 ÷ 500 мА при номинальной эдс АТ 20 ÷ 60 мВ) [69,70]. Преобразователь состоял из двух электрически последовательно включенных АТ, с установленным между ними электрически изолированным омическим нагревателем определенного сопротивления. Другие рабочие грани АТ были снабжены радиаторами.

Слабая температурная зависимость модулей на основе АТ позволила использовать их в установках для бесконтактного экспресс–контроля параметров полупроводниковых транзисторов, интегральных схем, микроохладителей Пельтье и пр. Модули в таких установках применяют в качестве приемников неселективного излучения (чувствительность ~ 0.56 В/Вт, постоянная времени порядка 0.4 с). Изготавливают их из оптимизированной эвтектики CdSb–NiSb. Установка позволяет контролировать параметры проверяемых приборов в режиме управляемой тепловой нагрузки в диапазоне температур 200 ÷ 360 К с точностью 0.1 К и снимать в широком токовом интервале динамические характеристики холодо- и теплопроизводительности [71].

АТ применяют в приборах для измерения мощности СВЧ излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Основной частью прибора является абсолютный измерительный преобразователь, который состоит из волновода и АТ из CdSb–CoSb. На его верхней грани под поглощающим слоем нанесен тонкопленочный нагреватель. Это позволяет определить среднее значение СВЧ мощности методом замещения. Минимальная регистрируемая мощность 1 мкВт, пределы измерения 0.05 ÷ 10 мВт, погрешность 5%, постоянная времени 0.6 с [72]. С использованием метода прозрачной стенки на основе АТ созданы приемники проходного типа. Такие приемники позволяют регистрировать лучистые потоки средней и большой мощности [73,74].

Разработаны координатно-чувствительные анизотропные приемники неселективного излучения. Они позволяют в диапазоне 0.2 ÷ 40 мкм на приемной площадке 1 ÷ 1000 мм² находить координаты пятна излучения, сфокусированного в область 0.05 ÷ 0.1 мм² с точностью не хуже 20%. Созданы и другие приемники аналогичного типа с приемной площадкой 30 × 30 см² и разрешением 1 × 1 см², $S_q = 0.06$ В/Вт, $\tau = 1.6$ с, пороговой мощностью 1.5 Вт/см² [75].

На основе модуля АТ из CdSb создан компаратор тепловых потоков для измерений в широком температурном диапазоне [76]. В зависимости от целевого назначения это батарея из 8–20 АТ с приемной площадкой

$10^{-4} \div 10^{-3} \text{ мм}^2$, покрытием, имеющим заданную спектральную характеристику. Конструкция преобразователя позволяет производить измерения как контактным, так и бесконтактным способом.

С использованием АТ из CdSb и искусственно-анизотропных термоэлементов создана серия приборов для измерения тепловых потоков до 40 кВт/м^2 (рабочий коэффициент порядка $100 \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{мВ}$, постоянная времени $0.1 \div 3.0 \text{ с}$) [77]. Приборы термостатируют с помощью термоэлектрических модулей Пельтье. Они имеют несколько пределов измерения и могут работать как от сети, так и автономно. Особенно эффективны тепломеры, работающие в режиме оптического пропускания.

Созданы измеритель интенсивности ультразвука в жидких органических средах [78], регистратор мощности оптических квантовых генераторов [18], измеритель плотности некогерентного излучения светодиодов ($S_q = 0.15 \text{ В/Вт}$, площадь приемной площадки $1.4 \times 1.4 \text{ см}^2$, $\tau = 2 \text{ с}$). В качестве компенсирующего излучателя использовали лампу накаливания СТВ-1, ток которой зависел линейно от измеряемой температуры (пирометр оказался особенно эффективным в области комнатных температур).

В динамическом режиме работы приборы на основе АТ позволяют регистрировать тепловые процессы длительного порядка $1.0 \div 0.01 \text{ мс}$ [79]. В устройстве измерителя мощности СВЧ излучения для устранения влияния окружающей среды использован метод замещения мощности [80]. Для этого через калибровочный нагреватель, установленный на верхней рабочей грани, пропускают постоянный ток ($S_q = 0.24 \text{ В/Вт}$, $\tau = 0.2 \text{ с}$).

Микрокалориметры, выполненные по схеме Кальве, с использованием АТ в виде спиралей, обладают высокой пороговой чувствительностью $1.0 \div 0.1 \text{ мкВт}$ при постоянной времени на 3–4 порядка ниже, чем у термпарных аналогов [81]. Температурный диапазон измерений анизотропного микрокалориметра, выполненного по дифференциальной схеме, находится в интервале $280 \div 380 \text{ К}$.

2.2. Анизотропные термоэлементы на основе монокристаллических пленок высокотемпературных сверхпроводников

В 1988 г. было обнаружено, что монокристаллические пленки высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в нормальном состоянии, при облучении их ИК лазером, генерируют аномально большой термоэлектрический сигнал. Подобные пленки являются перспективными материалами для создания первичных преобразователей измерительных приборов, использующих анизотропию термоэдс. Существует обширная литература по анизотропии их физических свойств. Приведем некоторые ссылки, не претендующие на полноту.

Большинство экспериментальных данных по термоэдс получено на монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (далее сокращенно — YBCO) [82–85], свойства образцов обычно измеряют в плоскости ab так как в направлениях

a и b они мало отличаются, а также вдоль оси c . Сравнительные исследования коэффициента термоэдс в керамиках, эпитаксиальных пленках и монокристаллах позволили установить хорошее соответствие данных для монокристаллов и пленок в плоскости ab с данными для керамики [86,87]. Максимальные значения термоэдс в плоскости ab порядка 70 мкВ/К и вдоль оси c — 10 мкВ/К [88,89]. В соединениях других ВТСП, например $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_2\text{CuO}_4$ [89,90], $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ [91,92], $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [93], наблюдается аналогичное поведение компонент тензора термоэдс α_{ab} и α_c , различающихся в основном по величине коэффициента.

Наибольшее количество данных по анизотропии удельного электрического сопротивления имеется для ВТСП типа $\text{MBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, где M это иттербий или различные лантаноиды [94–98]. Данные о других соединениях можно найти в работах: $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2.2}\text{Ca}_{0.8}\text{Cu}_2\text{O}_3$ — [99–101], $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ — [102–104]. Отметим, что анизотропия термоэдс в указанных материалах значительно меньше, чем анизотропия сопротивления ($\alpha_c/\alpha_{ab} \approx 3 \div 6$, $\rho_c/\rho_{ab} \approx 30 \div 50$).

Известно большое число работ по исследованию теплопроводности поликристаллических образцов состава $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, где $R = \text{Y, Eu, Gd, Dy, Er, Sm, Ho}$ (так называемая "система 123") [105–109]. Другой класс — образцы типа $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (система "214") [106,110,111]. Меньше изучена анизотропия теплопроводности этих материалов [92,112].

К исследованию откликов монокристаллических ВТСП образцов на тепловые и электромагнитные воздействия приступили практически сразу после их синтеза [113]. Особенно интересные результаты получены на монокристаллических пленках YBCO с осью c , наклоненной к ее поверхности, при комнатных температурах. При облучении таких пленок ИК лазерами (в непрерывном или импульсном режиме) генерируются гигантские вольтаические сигналы (по некоторым данным до 100 В [114]). Механизм подобного отклика до последнего времени был предметом дискуссии различных групп исследователей. Анализ литературных данных [115–121] позволяет утверждать, что доминирующим механизмом этого эффекта является анизотропия термоэлектрических свойств указанных материалов. Далее приводятся аргументы в пользу этого утверждения.

В одном из первых исследований снимали поперечное напряжение при лазерном облучении пленок YBCO как в присутствии транспортного тока, так и без него [116]. Пленки толщиной от 0.1 до 1.5 мкм облучали импульсами длительностью $10 \div 20 \text{ нс}$ с длиной волны 355 , 532 и 1064 нм . Плотность энергии лазерного излучения составляла $10 \div 300 \text{ Дж/м}^2$. В качестве подложек использовали пластинки из монокристаллов SrTiO_3 , Al_2O_3 и MgO . Снимавшееся поперечное напряжение достигало значения 0.2 мВ (в присутствии транспортного тока эта величина была примерно на 30% меньше). Амплитуда лазерного импульса падала практически до нуля за 50 нс ,

в то время как снимаемый сигнал уменьшался до 30% его максимальной величины за 200 нс и далее снижался более плавно. Сигнал мало менялся при экранировке контактов от облучения и падал на 95% при освещении только области каждого из контактов. При перемещении пучка вдоль образца между контактами имел место широкий максимум сигнала. Полярность сигнала менялась при перестановке контактов местами.

Аналогичные результаты получены авторами [122]. Ими также установлено, что полярность сигнала меняется при облучении обратной стороны пленки. Подобное поведение явно указывает на зависимость сигнала от градиента температур в пленке. В работе [123] эти данные объясняются фотоэффектом с тензорным характером фотопроводимости. Однако фотоотклик даже в среде с тензорными свойствами не должен менять свой знак при изменении направления облучения на диаметрально противоположный. Такое изменение полярности говорит о зависимости сигнала от градиента температур в пленке. Отклик не зависит от поляризации лазерного пучка и обладает сильной температурной зависимостью, характеризующейся наличием двух температурных порогов. Индуцированное лазером напряжение возникает не только в импульсном режиме, но и при облучении в непрерывном режиме. Сигнал присутствует в орторомбической фазе YBCO и отсутствует в тетрагональной. Исследованы кристаллы с осью c , наклоненной под разными углами к подложке. Электроды для снятия напряжения располагали по окружности через каждые 22.5° . Сигнал был максимальным, когда линия, соединяющая электроды, составляла 45° с осью c (или совпадала по направлению с проекцией этой оси на поверхность пленки).

Указанные результаты воспроизведены на многих образцах. В опытах, где ось c пленок была перпендикулярна поверхности подложек из MgO или SrTO₃, величина сигнала сильно зависела от разориентации оси c (в пределах углов $1 \div 3^\circ$). Например, пленки с отклонением 1.0° давали сигналы в 20 раз большие, чем при отклонении 0.3° . Пленки с нулевой разориентацией давали пренебрежимо малый сигнал. Стабильные сигналы получали и при непрерывном облучении пленки He-Ne-лазером мощностью 20 мВт [117]. Их величина достигала в опытах 1 мВ. Из отсутствия зависимости сигнала от поляризации лазерного пучка следует неприменимость к описанию явления механизма тензорного фотоэффекта (имеющего место в случае пьезоэлектричества). Отметим, что при слабых термических воздействиях и сильной кондуктивной связи пленки с подложкой полярность сигнала может и меняться. Другие экспериментальные факты работы подтверждают термоэлектрически-анизотропную природу эффекта при температурах выше 240 К. Кроме того, значения полученных сигналов значительно выше ожидаемого фотоотклика (авторы даже называли явление аномальным фотоэффектом). Зависимость величины сигнала от плотности падающей на пленку энергии подтверждается всеми известными работами, где такие измерения

проводили. Последнее несомненно также подтверждает термоэлектрическую природу явления.

В работе [98] исследован фотоотклик пленки Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ толщиной 0.5 мкм, при пропускании через нее тока от 2 до 200 мА, под действием облучения импульсным ИК лазером ($\lambda = 447$ мкм, частота импульсов 165 Гц, средняя длительность импульса на половине максимума 65 нс). Отмечен неболометрический характер откликов (т.е. в области максимума сигнала сопротивление пленки не менялось). Эти данные свидетельствуют о слабой зависимости коэффициентов термоэдс от температуры [124,88].

Авторы [125], продолжая свои исследования, подтвердили неболометрическую природу откликов. Максимальный сигнал достигал 2 В при плотности энергии пучка 30 мДж/см². Величина сигнала была пропорциональна энергии облучения, но не плотности энергии. Это следовало из сохранения сигнала постоянным при изменении области засветки лазерным пучком на пленке между контактами. Исходя из симметрии структуры YBCO авторы отрицали влияние как эффекта Зеебека, так и недиагональных компонент тензора термоэдс (т.е. отрицали наличие анизотропии термоэдс). Ими получена зависимость сигнала от ориентации угла наклона лазерного пучка по отношению к пленке. При изменении угла между нормалью к пленке и пучком от -55° до 55° сигнал линейно уменьшался (от 110 до 55 мВ), т.е. изменялся антисимметрично. Утверждалось также, что генерируемый сигнал не зависит от длины волны и поляризации излучения. По нашему мнению, неправомерно на основании свойств симметрии идеальной решетки делать выводы о макроскопических кинетических коэффициентах реальных ВТСП пленок. Представленные в работе экспериментальные данные в основном согласуются с механизмом, обусловленным анизотропией термоэлектричества. Некоторые специфические эксперименты для своего описания в рамках указанного механизма требуют построения специальной математической модели с учетом конкретных условий теплообмена пленки с окружающей средой и мест расположения на ней электрических контактов.

В работе [118] исследована зависимость отклика от частоты облучения на 16 лазерных линиях с длиной волны от 10 до 1000 мкм. Установлено сильное затухание чувствительности сигнала с частотой ($\sim \omega^{-2.3}$). Через однофазные c -ориентированные пленки пропускали ток от 2 до 40 мкА. Длительность отклика составляла менее 4 нс и его максимум был пропорционален пропускаемому через него току смещения. Авторы считают, что механизмы электронного разогрева и областей перегрева, предложенные для очень тонких пленок (толщина меньше 100 нм), не пригодны для описания гранулированных пленок толщиной более 200 нм.

В работе [127] исследована тонкая (0.3 мкм) пленка Bi₂Sr₂CaCu₂O₈. Использованы импульсы лазера с четким передним краем длительностью около 5 мс в диапазоне длин волн от 80 до 200 мкм. Зарегистрирован бы-

стрый отклик и медленная болометрическая компонента. Плотность энергии лазерных импульсов, подаваемых на образец, лежала в пределах $2 \div 24$ кВт/см². Выше критической длины волны 100 мкм наблюдали только быстрые отклики с постоянной времени порядка 1 нс.

В работе [119] описано получение и исследование при комнатных температурах пленок толщиной 500 нм и размером 10×10 мм² с малым углом между осью c и нормалью к подложке. Пленки исследовали при комнатных температурах. Сигнал в пленках возникал при нагреве импульсами лазера ($\lambda = 1.06$ мкм) длительностью 100 нс и энергией в импульсе $1 \div 10$ мДж. Центральная область пленки облучалась пучком с диаметром области засветки 2 мм и плотностью энергии 10 мДж/см². При прямом облучении сигнал, снимаемый с контактов, расположенных на расстоянии 6 мм, составлял около 1 В при разности температур между поверхностью пленки и подложкой порядка $50 \div 100$ К. Поведение сигнала во времени соответствовало затуханию градиента температур из-за теплопроводности. Данные опытов сопоставлены с результатами численного моделирования (использован модифицированный метод Шмидта [127]). При облучении тыльной стороны пленки (через подложку) сигнал менял знак по сравнению с прямым облучением пленки, однако после завершения нагрева полярность сигнала снова менялась. Эти данные авторы трактовали как следствие нормальности градиента температур к поверхности пленки. Когда тепловой поток от пленки к подложке больше, чем поток от свободной поверхности пленки к окружающему воздуху, градиент температур в свободно охлаждаемой пленке может изменить направление. Максимальный сигнал снимали при расположении пятна между контактами. При смещении пятна за пределы контактов сигнал менял знак. При повороте пленки относительно оси, проходящей через ее центр, максимум сигнала синусоидально спадал. Предложена модель, согласно которой лазерный пучок создает в пленке дипольный источник нагрева. Авторы отмечают, что величина зарегистрированного сигнала на несколько порядков больше той, которую можно ожидать при обычном эффекте Зеебека, и предложена модель "атомных термопар". Суть ее в рассмотрении слоев CuO_2 и разделяющих их менее проводящих слоев как батареи термопар. Суммирование сигналов отдельных термопар приводит к появлению отношения диаметра области засветки a к толщине пленки b в выражении для термоэдс. Количество термопар связано также с углом наклона оси c к подложке (см. также [128]), таким образом получено выражение

$$U = (a/b)\Delta T(\alpha_{ab} - \alpha_c) \sin \theta. \quad (63)$$

Используя данные [84] о коэффициенте Зеебека вдоль оси c и перпендикулярно ей (15 и 5 мкВ/К соответственно), значения $a = 2$ мм, $\theta = 10^\circ$ и $\Delta T = 100$ К получили значение термоэдс того же порядка, что и в эксперименте $U = 0.7$ В. Кроме того, обнаружена корреляция между

качеством пленок и величиной термоэлектрического сигнала. Гранулированные пленки не обнаруживали термоэлектрического отклика. Наибольшие сигналы получены у гладких пленок с зеркальной поверхностью.

Можно высказать следующие возражения по поводу механизма, описываемого приведенной выше формулой. Действительно, при $\theta = 90^\circ$ формула предсказывает максимальный эффект, в то время как на опыте максимальное значение зарегистрировано при угле $\theta = 45^\circ$ [117]. Кроме того, при сканировании лазерного пятна в области между контактами количество "атомных" термопар не меняется и, следовательно, не должна меняться величина сигнала, что противоречит собственным экспериментальным данным авторов.

Авторы [120] провели дополнительно детальные исследования с целью уточнения разногласий между результатами различных экспериментальных групп. Изучены пленки с различным наклоном оси c к поверхности подложки. Зарегистрирована зависимость величины сигнала от угла между линией, соединяющей контакты, и проекцией оси c на поверхность пленки. Исследованные образцы имели вид мостиков длиной 2 мм и шириной $20 \div 1000$ мкм. Пучком непрерывного ионного (As) лазера через прямоугольный спектральный фильтр освещали всю ширину мостика. Установлено, что сигнал не зависит от ширины мостика, но пропорционален его длине. Подтвержден вывод работы [119] о том, что сигнал генерируется только вдоль оси c , а при малых углах отклонения от нее пропорционален углу θ . Использование лазера с небольшой плотностью излучения (1.4 Вт/см²) приводило к незначительному росту температуры (2.2 мК). Отсюда сделан вывод о том, что применение импульсных лазеров, которое ведет к огромному росту температуры, лишь затрудняет интерпретацию результатов измерений. При сканировании области между электродами величина сигнала практически не менялась (в отличие от [103], где наблюдался пик в средней точке). Этот факт связывают с большими импульсными тепловыми нагрузками (большим ΔT).

В опытах с различными пленками обнаружены различные температурные зависимости сигнала для пленок, выращенных на подложках с различной ориентацией кристаллографических осей (SrTiO_3 [110], SrTiO_3 [100], SrTiO_3 [103]). Даже для одной и той же пленки различные измерения давали разные результаты при выборе другой пары контактов (т.е. при изменении направления линии, соединяющей контакты относительно оси c). При этом сохранялась неизменной зависимость $R(T)$. Механизм сигнала авторы связывают с недавно обнаруженными длиннопериодными времязависимыми изменениями сверхпроводимости [129]. Точнее постулируется, что указанные изменения включают кислородно-упорядоченный перенос заряда, который влияет на коэффициент термоэдс.

Последняя работа практически подтверждает результаты предыдущей и не противоречит термоэлектрически-

анизотропному механизму. Отличия по существу связаны с конкретными условиями проведения экспериментов.

Анализ описанных выше работ позволяет утверждать, что определяющим механизмом гигантского отклика пленок ВТСП на тепловые и электромагнитные воздействия является анизотропия их термоэлектрических свойств.

В разное время вопросы, затронутые в обзоре, обсуждались с П.И. Баранским, А.Б. Беликовым, Л.П. Булатом, О.С. Горя, Т.С. Гудкиным, В.И. Кайдановым, С.Л. Короллюком, Г.Н. Логвиновым, В.М. Паном, И.М. Пилатом, И.М. Раренко и Е.Э. Фискиндо. Всем им авторы выражают глубокую благодарность. Отдельно хотелось бы отметить вклад в теорию анизотропных термоэлементов В.Н. Слипченко, сделанный им за свою недолгую жизнь.

Список литературы

- [1] А.Г. Самойлович, Л.Л. Коренблит. УФН, **49**, 243 (1953).
- [2] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1989).
- [3] W. Thomson. Math. Phys. Pap., **1**, 266 (1882).
- [4] C. Herring. Phys. Rev. **59**, 889 (1941).
- [5] A.G. Samoilovich, L.L. Korenblit. Патент UK N 1088764 от 25.10.1964 г.
- [6] С.Л. Короллюк, И.М. Пилат, А.Г. Самойлович, В.И. Слипченко, А.А. Снарский, Е.В. Царьков. ФТП, **7**, 725 (1973).
- [7] А.Г. Самойлович. В сб.: *Проблемы современной физики* (Л., Наука, 1980) с. 304.
- [8] А.Г. Самойлович, А.А. Снарский. ФТП, **13**, 1539 (1979).
- [9] А.А. Снарский. ФТП, **11**, 2053 (1977).
- [10] А.Г. Самойлович, В.Н. Слипченко. ФТП, **9**, 594 (1975).
- [11] В.Н. Слипченко, А.А. Снарский. ФТП, **8**, 2010 (1974).
- [12] И.М. Пилат, А.Б. Беликов, Л.Л. Казанская, А.А. Ащеулов. ФТП, **5**, 1019 (1976).
- [13] О.Я. Лусте, А.Г. Самойлович. ФТП, **11**, 209 (1977).
- [14] А.А. Снарский, С.С. Трофимов. ФТП, **17**, 953 (1983).
- [15] А.А. Снарский. ФТП, **12**, 815 (1978).
- [16] Л.И. Анатыхчук. *Термоэлементы и термоэлектрические устройства*. Справочник (Киев, Наук. думка, 1970).
- [17] А.А. Снарский. ФТП, **14**, 170 (1980).
- [18] А.А. Ащеулов, А.Б. Беликов, А.И. Раренко. УФЖ, **8**, 825 (1993).
- [19] А.Г. Самойлович, В.Н. Слипченко. ФТП, **7**, 725 (1973).
- [20] В.Н. Слипченко. УФЖ, **21**, 126 (1976).
- [21] А.Г. Самойлович, В.Н. Слипченко. ФТП, **15**, 427 (1981).
- [22] А.Г. Самойлович, В.Н. Слипченко. ФТП, **15**, 968 (1981).
- [23] А.Г. Самойлович, В.И. Шевук. ФТП, **16**, 1951 (1982).
- [24] О.С. Горя, Е.Ф. Лупашко. ЖТФ, **50**, 2602 (1980).
- [25] О.С. Грязнов, Б.Я. Мойжес, В.А. Немчинский. ЖТФ, **48**, 1720 (1978).
- [26] P.I. Baranskii, I.S. Buda, I.V. Dakhovskii, A.G. Samoilovich. Phys. St. Sol. (b), **67**, 201 (1975).
- [27] P.I. Baranskii, I.S. Buda, V.V. Savyak. Phys. St. Sol. (b), **112**, 11 (1989).
- [28] А.Г. Самойлович, В.Н. Слипченко. ФТП, **9**, 1897 (1975).
- [29] А.Г. Самойлович, В.Н. Слипченко. ФТП, **15**, 965 (1981).
- [30] Е.Ф. Лупашко. ФТП, **15**, 724 (1981).
- [31] А.Г. Самойлович, В.Н. Слипченко. ФТП, **4**, 736 (1982).
- [32] В.П. Бабин, Т.С. Гудкин, З.М. Дашевский, Л.Д. Дудкин, Е.К. Иорданишвили, В.И. Кайданов, Н.В. Коломоец, О.М. Нарва, Л.С. Стилбанс. ФТП, **8**, 748 (1974).
- [33] Е.Д. Белоцкий, А.А. Снарский, С.С. Трофимов. УФЖ, **27**, 91 (1974).
- [34] Т.С. Гудкин, Е.К. Иорданишвили, Е.Э. Фискин. ФТП, **11**, 1790 (1977).
- [35] Т.С. Гудкин, Е.К. Иорданишвили, Е.Э. Фискин. Письма ЖТФ, **4**, 607 (1978).
- [36] Т.С. Гудкин, Е.К. Иорданишвили, В.А. Кудинов, Е.Э. Фискин. ФТП, **16**, 1620 (1982).
- [37] Т.С. Гудкин, Е.Э. Фискин. ФТП, **18**, 234 (1984).
- [38] Л.И. Бытенский, Т.С. Гудкин, Е.К. Иорданишвили, Е.Э. Фискин. **12**, 538 (1978).
- [39] О.А. Геращенко, Е.К. Иорданишвили, Т.С. Гудкин, Е.Ф. Фискин, Ж.Л. Погурская. ИФЖ, **35**, 229 (1978).
- [40] О.С. Горя, Е.Ф. Лупашко. ФТП, **13**, 340 (1979).
- [41] Т.С. Гудкин, Е.Э. Фискин. Письма ЖТФ, **4**, 844 (1978).
- [42] В.А. Кудинов, Б.Я. Мойжес. ЖТФ, **42**, 591 (1972).
- [43] Б.Я. Балагуров. ФТТ, **28**, 2068 (1986).
- [44] А.А. Снарский, П.М. Томчук. УФЖ, **32**, 66 (1987).
- [45] W. Lukosz. Z. Naturforsch. A, **19**, 1599 (1964).
- [46] Г.А. Иванов, В.М. Грабов. ФТП, **29**, 1040 (1995).
- [47] А.Р. Регель, Г.А. Иванов, В.М. Грабов, Л.И. Анатыхчук, О.Я. Лусте. А. с. N 245859 (1969).
- [48] В.М. Грабов, А.Ф. Панарин. В сб.: *Тез. докл. IV Межгос. семинара "Материалы для термоэлектрических преобразователей"* (СПб., 1995) с. 66.
- [49] Б.М. Гольцман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов. *Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3* (М., Наука, 1972).
- [50] Е.О. Мовчан. *Теллур* (Киев, Техніка, 1967).
- [51] Б.К. Воронов, Л.Д. Дудкин, Н.Н. Трусова. Кристаллография, **12**, 519 (1967).
- [52] В.И. Кайданов, В.А. Целищев, А.П. Усов, Л.Д. Дудкин, Б.К. Воронов, Н.Н. Трусов. ФТП, **4**, 1338 (1970).
- [53] V.K. Zaitsev. *Thermoelectric Properties of Anisotropic MNSI. CRC Handbook of Thermoelectrics* (N.Y., 1995) p. 299.
- [54] A.T. Burkov, A. Heinrich, M.V. Vedernikov. *Proc. XIII Int. Conf. on Thermoelectrics* (N.Y., 1995) p. 76–80.
- [55] S.V. Ordin. *Proc. XIV Int. Conf. on Thermoelectrics*, June 27–30, 1995 (St. Petersburg, Russia) p. 212.
- [56] А.А. Ащеулов. ОМП, **12**, 47 (1989).
- [57] П.И. Баранский, В.П. Ключков, И.В. Потыкевич. *Полупроводниковая электроника. Справочник* (Киев, Наук. думка, 1971).
- [58] В.Б. Лазарев, В.Я. Шевченко, Я.Л. Гринберг, В.В. Соболев. *Полупроводниковые соединения группы $A^{III}B^V$* (М., Наука, 1978).
- [59] С.Ф. Маренкин, А.М. Раухман, Д.И. Пищиков, В.Б. Лазарев. Неорг. Матер., **28**, 1813 (1992).
- [60] А.А. Ащеулов, Н.К. Воронка, С.М. Куликовская, С.Ф. Маренкин. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **25**, 1614 (1989).
- [61] А.А. Ащеулов, В.А. Гребенщиков, В.А. Белоцкий, С.М. Куликовская. Изв. АН СССР, УХЖ, **57**, 597 (1991).
- [62] А.А. Ащеулов, А.Ф. Семизоров, И.М. Раренко. В кн.: *Тепловые приемники излучения* (Л., ГОИ, 1980) с. 74.
- [63] И.М. Пилат, В.С. Ветошников, О.А. Горбатюк. *Тез. докл. Всес. совещ. по термоэлектрич. материалам и методам их исследования* (Кишинев, 1971) с. 123.
- [64] Л.И. Анатыхчук, В.Т. Дмитрашук, О.Я. Лусте, Ю.С. Цыганюк. Изв. вузов. Физика, **6**, 149 (1971).

- [65] Л.И. Анатыхчук, Л.И. Богомолов, О.И. Купчинский, О.Я. Луспе. ОМП, **1**, 27 (1971).
- [66] И.М. Раренко, П.А. Богомолов, А.Н. Борец. ОМП, **10**, 64 (1972).
- [67] А.А. Ащеулов, В.М. Кондратенко, И.М. Раренко. *Термоэлементы* (Воронеж, изд-во Воронеж. ун-та, 1987) с. 94.
- [68] А.А. Ащеулов, Н.В. Карпан, И.М. Раренко. Изв. вузов. Электромеханика, **12**, 1336 (1980).
- [69] И.М. Пилат, А.А. Ащеулов, А.Б. Беликов, К.Д. Солийчук, В.С. Ветошников, Э.А. Осипов, Н.И. Тришин. *Термоэлементы. Проспект ВДНХ СССР* (Черновцы, 1975).
- [70] И.М. Пилат, К.Д. Солийчук, Б.Г. Шабашкевич, В.С. Ветошников, А.М. Скубак, В.И. Деба. В кн.: *Тепловые приемники излучения* (Л., ГОИ, 1982) с. 65.
- [71] А.А. Ащеулов, Н.Н. Глемба, Л.И. Простеби. Изв. вузов. Электромеханика, **12**, 1333 (1980).
- [72] В.Я. Шевченко, С.Ф. Маренкин, А.А. Ащеулов. *Материаловедение полупроводниковых соединений A^{II}B^V* (М., ВДНХ СССР, 1975) с. 12.
- [73] А.А. Ащеулов, В.М. Кондратенко, Н.К. Воронка, И.М. Раренко. В кн.: *Прямые методы преобразования энергии* (Ашхабад, 1986) с. 210.
- [74] А.А. Ащеулов, И.М. Гуцул, И.М. Раренко. УФЖ, **38**, 923 (1993).
- [75] А.А. Ащеулов, С.Ф. Маренкин. *Тез. докл. VII Всес. совещ. "Материаловедение полупроводниковых соединений A^{II}B^V"*, (Черновцы, 1990) с. 111.
- [76] И.М. Пилат, В.С. Ветошников, М.Е. Белов. В сб.: *Тез. докл. "Материаловедение полупроводников A^{II}B^V"*, (Душанбе, 1982) с. 124.
- [77] И.М. Пилат, В.С. Ветошников, М.Е. Белов. В сб.: *Тез. докл. "Материаловедение полупроводников A^{II}B^V"*, (Душанбе, 1982) с. 125.
- [78] А.Г. Самойлович, И.М. Пилат, В.С. Ветошников, И.Г. Михайлов, В.А. Шутилов, В.Г. Кривцов. А. с. N 259503 (1969).
- [79] С.И. Пироженок, В.Н. Слипченко, Б.Г. Шабашкевич. В сб.: *Тез. докл. "Материаловедение полупроводников A^{II}B^V"*, (Каменец-Подольск, 1984) с. 92.
- [80] В.И. Трифонов, В.А. Стукан, В.Б. Лазарев, В.Я. Шевченко, С.Ф. Маренкин. Электрон. техн., № 1, 119 (1977).
- [81] Ю.Ф. Редько. Автореф. канд. дис. (Черновцы, 1981).
- [82] Z.Z. Wong, N.P. Ong. Phys. Rev. B, **38**, 7160 (1988).
- [83] Li Lu. Europhys. Lett., **7**, 555 (1988).
- [84] M.F. Crommie, A. Zettl, T.W. Barbee, M.L. Cohen. Phys. Rev. B, **37**, 9734 (1988).
- [85] К.А. Гейм, С.В. Дубонос. СФХТ, **2**, 7 (1989).
- [86] В.Э. Госуянц, С.А. Казьмин, В.И. Кайданов, В.А. Целищев. СФХТ, **6**, 1836 (1993).
- [87] П.П. Константинов, В.Н. Васильев, А.Т. Бурков, В.Б. Глушкова. СФХТ, **4**, 295 (1991).
- [88] J.L. Cohn, E.F. Skelton, S.A. Wolf, J.Z. Liu, R.N. Shelton. Phys. Rev. B, **45**, 13 140 (1992).
- [89] M. Sera, S. Shamoto, M. Sato. Sol. St. Commun., **68**, 649 (1988).
- [90] R.C. Yu, N.J. Naughton, X. Yan. Phys. Rev. B, **37**, 7963 (1988).
- [91] И.М. Цидильковский, В.Л. Константинов, К.Р. Крылов, А.И. Пономарев, М.Б. Космына, А.Б. Левин, Т.Б. Чирикова. СФХТ, **2**, 45 (1989).
- [92] M.F. Crommie, A.Y. Liu, L. Marvin, M.L. Cohen, A. Zettl. Phys. Rev. B, **41**, 2526 (1990).
- [93] В.Ф. Крайденев, Е.С. Ицкевич. ФНТ, **18**, 1187 (1992).
- [94] P.G. Huggard, Gi. Schneider, T. O'Brien, P. Lemoine, W. Blau. Appl. Phys. Lett., **58**, 2549 (1991).
- [95] S.W. Tozer, A.W. Kleinsasser, D. Penney. Phys. Rev. Lett., **59**, 1768 (1987).
- [96] T. Penney, S. von Molnar, D. Kaiser, F. Holtzberg, A.W. Kleinsasser. Phys. Rev. B, **38**, 2918 (1988).
- [97] *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*. Пер. с англ. под ред. Д.М. Гинзберга (М., Мир, 1990).
- [98] H.L. Stormer, A.F.J. Levi, K.W. Baldwin, M. Anzlowar, G.S. Beebinger. Phys. Rev. B, **38**, 2472 (1988).
- [99] S. Martin, A.T. Fiory, R.M. Fleming, L.F. Schneemeyer, I.V. Waszczak. Phys. Rev. Lett., **60**, 2194 (1988).
- [100] В.Л. Арбузов, О.М. Бакунин, А.Э. Давлетшин, С.М. Клоцман, М.Б. Космына, А.Б. Левин, В.П. Семиноженко. Письма ЖЭТФ, **48**, 399 (1988).
- [101] M. Brinkmann, H. Somnitz, H. Bach, K. Westerholt. Physica C, **217**, 418 (1993).
- [102] M. Gurvitch, A.T. Fiory. Phys. Rev. Lett., **59**, 1337 (1987).
- [103] *Novel Superconductivity*, ed. by S.A. Wolf, V.Z. Kresin (N.Y., Plenum Press, 1987).
- [104] M. Gurvitch, A.T. Fiory, L.S. Schneemeyer. Physica C, **153–155**, 1369 (1988).
- [105] Ю.А. Кириченко, К.В. Русанов, Е.Г. Тюрина. СФХТ, **3**, 1385 (1990).
- [106] S.T. Hagen, Z.Z. Wang, N.P. Ong. Phys. Rev. B, **40**, 9398 (1989).
- [107] M.A. Izbizky, M.R. Nunez, P. Esquinuri, C. Fainstain. Phys. Rev. B, **38**, 9220 (1988).
- [108] M.R. Nunez, D. Castello, M.A. Izbizky, D. Esparza, C.D. Ovidio. Phys. Rev. B, **36**, 8813 (1987).
- [109] D.T. Morelli, J. Heremans, D.E. Swets. Phys. Rev. B, **36**, 3917 (1987).
- [110] D.T. Morelli, J. Heremans, G. Doll, P.I. Picone, H.P. Jenssen, V.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **39**, 804 (1989).
- [111] J. Heremans, D.T. Morelli, W. Smith, S.C. Strite. Phys. Rev. B, **37**, 1604 (1988).
- [112] А.В. Инюшкин, А.Н. Талденков, Л.Н. Демьянец, Т.Г. Уварова. СФХТ, **6**, 985 (1993).
- [113] M. Leung, P.R. Broussard, J.H. Claassen, M. Osofsky, S.A. Wolf, U. Strom. Appl. Phys. Lett., **51**, 2046 (1987).
- [114] H. Lengfellner, S. Zeuner, W. Prettl, K. Renk. Europhys. Lett., **25**, 375 (1994).
- [115] J.C. Culbertson, U. Strom, S.A. Wolf, P. Skeath, E.J. West, W.D. Burns. Phys. Rev. B, **39**, 12 359 (1989).
- [116] C.L. Chang, A. Kleinhammes, W.G. Moulton, L.R. Testardi. Phys. Rev. B, **41**, 11 564 (1990).
- [117] H.S. Kwok, J.P. Zheng, S.Y. Dong. Phys. Rev. B, **43**, 6270 (1991).
- [118] A. Kleinhammes, C.L. Chang, W.G. Moulton, L.R. Testardi. Phys. Rev. B, **44**, 2313 (1991).
- [119] H. Lengfellner, G. Kremb, A. Schnellbogl, J. Betz, K. Renk, W. Prettl. Appl. Phys. Lett., **60**, 501 (1992).
- [120] H.S. Kwok, J.P. Zheng. Phys. Rev. B, **46**, 3692 (1992).
- [121] A. Palti, V. Svetchnikov, V. Pan, A. Snarskii. J. Appl. Phys., **77**, 2814 (1995).
- [122] K.L. Tate, R.D. Johnson, C.L. Chang, E.F. Hilinski. J. Appl. Phys., **67**, 375 (1990).
- [123] J.F. Scott. Appl. Phys. Lett., **56**, 1914 (1990).
- [124] H. Ma, G. Xiong, L. Wang, H. Zhang, L. Tong, S. Liang, S. Yan. Phys. Rev. B, **40**, 9374 (1989).

- [125] G. Schneider, P.G. Huggard, T. O'Brien, P. Lemoine, W. Blau. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 648 (1992).
- [126] W. Prettl, H. Lengfellner, G.P. Kaminski, G. Schneider. *Intern. J. of Infrared and Millimeter Waves*, **13**, 1659 (1992).
- [127] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger. *Conduction of Heat in Solids* (Clarendon, Oxford, 1959).
- [128] J.D. Budai, M.F. Chisholm, R. Feenstra. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 2174 (1991).
- [129] V.I. Kudinov, A.I. Kiriluk, N.M. Kreines. *Phys. Lett. A*, **151**, 358 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

Anisotropic thermoelements

A.A. Snarskii, A.M. Palti*, A.A. Ascheulov†

National Technical University of Ukraine,
252056 Kiev, the Ukraine,

*Institute of Metal Physics,
Ukraine National Academy of Sciences,
252680 Kiev, the Ukraine

†Chernovtzi State University,
274003 Chernovtzi, the Ukraine

Abstract The review is given of a theoretical and experimental investigations of the transverse thermopower generation in thermoelectrically anisotropic media as well as of the direct heat energy transformation methods that are based on it. Described are both the conventional semiconductor-based and high- T_c superconducting film-based transformers.

E-mail: snar@carrier.kiev.ua