

Д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ, д. ф.-м. н. И. В. ГУЦУЛ

Украина, г. Черновцы, Институт термоэлектричества;
ЧНУ им. Юрия Федьковича
E-mail: photon@argocom.cv.ua

Дата поступления в редакцию
29.04.2005 г.

Оппоненты д. ф.-м. н. З. Д. КОВАЛЮК
(ЧФ ИПМ, г. Черновцы),
д. т. н. В. В. ДАНИЛОВ (ДонНУ, г. Донецк)

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПНЫХ ОПТИКОТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ В СЛУЧАЕ РАЗЛИЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ

Исследования впервые позволили предложить и реализовать метод «прозрачной стенки», предназначенный для регистрации лучистых потоков повышенной плотности в широком спектральном диапазоне.

В настоящее время определенный интерес представляет эффект поперечной термоЭДС, обусловленный анизотропией коэффициентов термоЭДС [1] и теплопроводности [2]. Его исследованию посвящен ряд публикаций [3—8], где на основе уравнений теплопроводности с соответствующими граничными условиями рассмотрены конкретные распределения температур и термоэлектрических потенциалов анизотропной пластины, экспериментальное сравнение которых проведено в [9, 10].

Появление источников энергии повышенной плотности обусловило возникновение проблемы их преобразования и регистрации. Для ее решения впервые было предложено использовать среды с различной степенью оптической прозрачности при одновременном преобразовании поглощенной части энергии с помощью известных теплопирокалориметрических эффектов [11—14]. Проведенный анализ показал, что для лучистых потоков УФ-, видимой, ИК- и СВЧ-областей спектра реализация этого метода перспективна в случае вышеупомянутой поперечной термоЭДС, послужившей в дальнейшем основой для появления оригинальных анизотропных оптикотермоэлементов (АОТ) [15—17].

В настоящей работе представлены результаты исследований некоторых АОТ, проведенных авторами, в случае различных распределений температур и направлений лучистых потоков, а также рассмотрены их особенности.

АОТ при одномерном распределении температур

В первых публикациях, посвященных исследованию поперечной термоЭДС с учетом оптических свойств, АОТ рассматривались в виде прямоугольной пластины 1 длиной a , высотой b и шириной c из оптически прозрачного материала, анизотропного по коэффициентам теплопроводности $\hat{\chi}$ и термоЭДС $\hat{\alpha}$ (рис. 1). Эти тензоры в лабораторной системе координат (XYZ), смещенной на угол φ в плоскости XOY относительно кристаллографической ($X'Y'Z'$), имеют вид

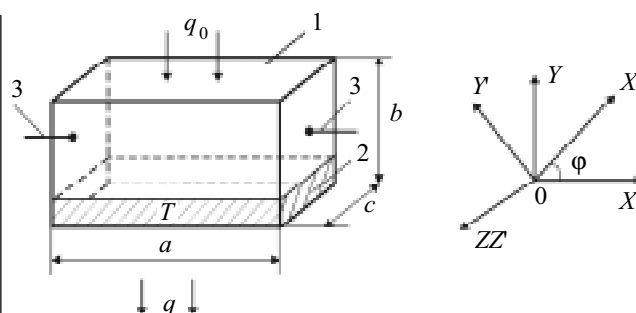


Рис. 1. Схема АОТ в случае термостатирования нижней рабочей грани:

1 — пластина из анизотропного материала; 2 — термостат; 3 — электровыводы. Справа — лабораторная система координат XYZ и ориентация главных кристаллографических осей $X'Y'Z'$ монокристаллической пластины 1

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{\parallel} \cdot \sin^2 \varphi + \chi_{\perp} \cdot \cos^2 \varphi & (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi & 0 \\ (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi & \chi_{\parallel} \cdot \cos^2 \varphi + \chi_{\perp} \cdot \sin^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{\parallel} \cdot \sin^2 \varphi + \alpha_{\perp} \cdot \cos^2 \varphi & (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi & 0 \\ (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi & \alpha_{\parallel} \cdot \cos^2 \varphi + \alpha_{\perp} \cdot \sin^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{\perp} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

На верхнюю грань этой пластины падает однородный монохроматический лучистый поток плотностью q_0 , а ее нижняя грань находится в теплооптическом контакте с термостатом 2 при температуре $T=T_0$. Термостат 2 выполнен из изотропного материала, оптический спектральный диапазон которого совпадает с соответствующим диапазоном длин волн материала АОТ. Боковые грани АОТ адиабатически изолированы, при этом краевые эффекты не учитываются ($a=c \gg b$) [4].

Распределение температуры АОТ при антипараллельных направлениях градиента температуры и лучистого потока находится из основного уравнения теплопроводности [18] при наличии внутренних источников тепла:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_0 d} \sum_{i,k=1}^3 \chi_{ik} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_k} + \frac{q_v}{c_0 d}, \quad (3)$$

где c_0 — удельная теплоемкость;
 d — плотность материала АОТ;

χ_{ik} — соответствующие компоненты тензора теплопроводности;
 q_v — количество тепла, выделяемого внутренними источниками в единице объема за единицу времени и определяемого законом Бугера–Ламберта.

В случае стационарного распределения температуры $\left(\frac{\partial T}{\partial t} = 0\right)$ для приближений $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$, $\chi_{12} < \chi_{22}$ уравнение (3) приобретает вид

$$\chi_{22} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + q_0 \gamma \cdot e^{-\gamma(b-y)} = 0, \quad (4)$$

где γ — коэффициент оптического поглощения материала АОТ.

Решая (4) при граничных условиях

$$T|_{y=0} = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial y}|_{y=b} = 0, \quad (5)$$

получим одномерное распределение температуры объема АОТ:

$$T(y) = T_0 + \frac{q_0}{\chi_{22}} \left[y + \frac{e^{-\gamma b}}{\gamma} (1 - e^{-\gamma y}) \right]. \quad (6)$$

Компоненты напряженности термоэлектрического поля $\vec{E}^T$ определяются соотношением

$$E_i^T = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k}. \quad (7)$$

Подставляя (6) в (7), получим:

$$E_x^T = \alpha_{12} \frac{\partial T}{\partial y} = q_0 \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22}} [1 - e^{-\gamma(b-y)}]. \quad (8)$$

В соответствии с [5] термоЭДС ε определяется следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{1}{bc} \int_0^b dy \int_0^c dz \int_0^a E_x^T dx. \quad (9)$$

Подставляя (8) в (9), получаем термоЭДС рассматриваемого АОТ:

$$\varepsilon^{\uparrow\downarrow} = q_0 a \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22}} \left[1 - \frac{1}{\gamma b} (1 - e^{-\gamma b}) \right]. \quad (10)$$

Коэффициент полезного действия (КПД) η [14] таких устройств определяется соотношением [15]

$$\eta = \eta_k \frac{1}{1 + \Lambda}, \quad (11)$$

где η_k — КПД цикла Карно;

$$\Lambda = \frac{BT_0}{A};$$

$A = I^2 R_{\text{вн}}$ — мощность АОТ;

B — скорость возникновения энтропии объема АОТ —

$$B = \frac{Q_0}{T_0} - \frac{Q_1}{T_1} = \chi_{22} S \left[\frac{1}{T_0} \frac{dT}{dy} \Big|_{y=0} - \frac{1}{T_1} \frac{dT}{dy} \Big|_{y=b} \right]. \quad (12)$$

Здесь Q_0 и Q_1 — количество теплоты на нижней и верхней гранях АОТ, соответственно, $S = ac$ — площадь этих граней, T_1 — температура верхней грани.

С учетом (6), для (12) получаем:

$$B = q_0 ac T_0^{-1} (1 - e^{-\gamma b}). \quad (13)$$

Ток I , протекающий через АОТ,

$$I = \frac{\varepsilon}{R_i + R_{\text{вн}}} = \frac{q_0 a \alpha_{12}}{(R_i + R_{\text{вн}}) \chi_{22}} \left[1 - \frac{1}{\gamma b} (1 - e^{-\gamma b}) \right], \quad (14)$$

где $R_i = \rho \frac{a}{bc}$ — внутреннее сопротивление АОТ;

ρ — удельное сопротивление материала;

$R_{\text{вн}}$ — сопротивление нагрузки.

В случае $R_i = R_{\text{вн}}$ выражение для работы A с учетом (14) приобретает вид

$$A = \frac{q_0^2 abc \alpha_{12}^2}{4 \rho \chi_{22}^2} \left[1 - \frac{1}{\gamma b} (1 - e^{-\gamma b}) \right]^2, \quad (15)$$

а безразмерный параметр Λ , входящий в выражение для КПД η , можно представить как

$$\Lambda = \frac{4 \rho \chi_{22}^2 (1 - e^{-\gamma b})}{q_0 b \alpha_{12}^2 \left[1 - \frac{1}{\gamma b} (1 - e^{-\gamma b}) \right]^2}. \quad (16)$$

В результате, подставляя (16) в (11) с учетом (6), получаем:

$$\eta^{\uparrow\downarrow} = \frac{q_0 b \chi_{22} \left[1 + \frac{1}{\gamma b} (-1 + e^{-\gamma b}) \right]}{T_0 + q_0 b \chi_{22} \left[1 + \frac{1}{\gamma b} (-1 + e^{-\gamma b}) \right]} \times \left[1 + \frac{4 \rho \chi_{22}^2 (1 - e^{-\gamma b})}{q_0 b \alpha_{12}^2 \left[1 - \frac{1}{\gamma b} (1 - e^{-\gamma b}) \right]^2} \right]^{-1}. \quad (17)$$

В некоторых случаях, например АОТ с верхней термостатированной рабочей гранью (рис. 2), направление распространения лучистого потока и градиента температуры совпадают [11]. Лучистый поток плотностью q_0 падает на верхнюю грань термостата 1 толщиной b_1

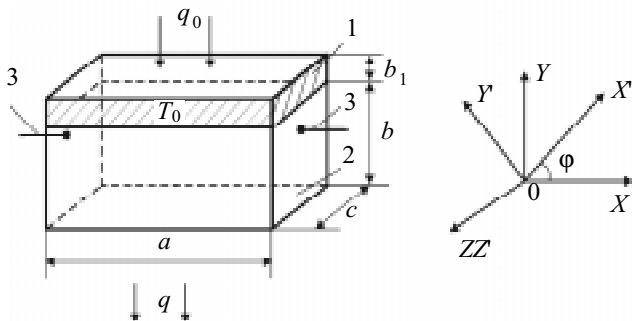


Рис. 2. Схема АОТ в случае термостатирования верхней рабочей грани:

1 — термостат; 2 — анизотропная пластина; 3 — электрические контакты. Справа — лабораторная система координат XYZ и ориентация главных кристаллографических осей $X'Y'Z'$ монокристаллической пластины 2

из оптически прозрачного в требуемом спектральном диапазоне длин волн материала с коэффициентом поглощения γ_1 . Нижняя грань термостата находится в теплооптическом контакте с верхней гранью пластины 2 при температуре $T = T_0$. Боковые и нижняя грани пластины 2 адиабатически изолированы. Распределение температуры такого термоэлемента также находится из уравнения теплопроводности (3), аналогично (4):

$$\chi_{22} \frac{d^2 T}{dy^2} + q_0 \cdot e^{-\gamma_1 b_1} \cdot \gamma \cdot e^{-\gamma(b-y)} = 0. \quad (18)$$

Решая уравнение (18) при граничных условиях

$$\left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=0} = 0, \quad T \Big|_{y=b} = T_0, \quad (19)$$

получим распределение температуры этого АОТ:

$$T = T_0 + \frac{q_0 e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{22}} \left\{ (y-b)e^{-\gamma b} + \frac{1}{\gamma} [1 - e^{-\gamma(b-y)}] \right\}. \quad (20)$$

Используя соотношения (7) и (9), получим выражение поперечной термоЭДС $\varepsilon^{\downarrow\downarrow}$ АОТ с параллельным направлением лучистого потока и градиента температуры:

$$\varepsilon^{\downarrow\downarrow} = \frac{q_0 a \alpha_{12} e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{22}} \left\{ e^{-\gamma b} - \frac{1}{\gamma b} [1 - e^{-\gamma b}] \right\}. \quad (21)$$

Аналогично (17), коэффициент полезного действия $\eta^{\downarrow\downarrow}$ для этого случая

$$\eta^{\downarrow\downarrow} = \frac{q_0 \gamma^{-1} e^{-\gamma_1 b_1} \chi_{22}^{-1} [1 - e^{-\gamma b} (1 + \gamma b)]}{T_0 + q_0 \gamma^{-1} e^{-\gamma_1 b_1} \chi_{22}^{-1} [1 - e^{-\gamma b} (1 + \gamma b)]} \times \left\{ 1 + \frac{4 \rho e^{-\gamma_1 b_1} (1 - e^{-\gamma b}) \chi_{22}^{-1}}{q_0 b \alpha_{12}^2 \left[e^{-\gamma b} - \frac{1}{\gamma b} (1 - e^{-\gamma b}) \right]^2} \right\}^{-1}. \quad (22)$$

Из (10), (17), (21), (22) следует, что в зависимости от степени оптической прозрачности вольт-ваттная чувствительность [9] S_0 и коэффициент полезного действия η АОТ с антипараллельным и параллельным распространением лучистого потока по отношению к градиенту температуры в случае одномерного распределения температуры имеют вид:

а) режим оптического пропускания ($\gamma b \ll 1$, $\gamma_1 b_1 \ll 1$) —

$$S_{01}^{\uparrow\downarrow} = \frac{\alpha_{12}}{2 \chi_{22} c} \gamma b; \quad (23)$$

$$\eta_{11}^{\uparrow\downarrow} = \frac{q_0 b \chi_{22}^{-1} \gamma b}{2 T_0 + q_0 b \chi_{22}^{-1} \gamma b} \left[1 + \frac{8 \rho \chi_{22}^2 (2 - \gamma b)}{q_0 b \alpha_{12}^2 \gamma b} \right]^{-1}; \quad (24)$$

$$S_{01}^{\downarrow\downarrow} = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22} c} e^{-\gamma_1 b_1} \gamma b; \quad (25)$$

$$\eta_{11}^{\downarrow\downarrow} = \frac{q_0 b \chi_{22}^{-1} \gamma b e^{-\gamma_1 b_1}}{T_0 + q_0 b \chi_{22}^{-1} \gamma b e^{-\gamma_1 b_1}} \left[1 + \frac{4 \rho \chi_{22}^2 e^{\gamma_1 b_1}}{q_0 b \alpha_{12}^2 \gamma b} \right]^{-1}; \quad (26)$$

б) режим объемного поглощения ($\gamma b \approx 1$, $\gamma_1 b_1 \ll 1$) —

$$S_{02}^{\uparrow\downarrow} = \frac{\alpha_{12}}{e \chi_{22} c}; \quad (27)$$

$$\eta_{21}^{\uparrow\downarrow} = \frac{q_0 b \chi_{22}^{-1} e^{-1}}{T_0 + q_0 b \chi_{22}^{-1} e^{-1}} \left[1 + \frac{4 \rho \chi_{22}^2 (1 - e^{-1})}{q_0 b \alpha_{12}^2 e^{-2}} \right]^{-1}; \quad (28)$$

$$S_{02}^{\downarrow\downarrow} = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22} c} e^{-\gamma_1 b_1} (e - 2); \quad (29)$$

$$\eta_{21}^{\downarrow\downarrow} = \frac{q_0 \chi_{22}^{-1} \gamma^{-1} e^{-\gamma_1 b_1} (1 - 2e^{-1})}{T_0 + q_0 \chi_{22}^{-1} \gamma^{-1} e^{-\gamma_1 b_1} (1 - 2e^{-1})} \left[1 + \frac{4 \rho \chi_{22}^2 e^{\gamma_1 b_1} (1 - e^{-1})}{q_0 b \alpha_{12}^2 (2e^{-1} - 1)^2} \right]^{-1}; \quad (30)$$

в) режим поверхностного поглощения ($\gamma b \gg 1$, $0 < \gamma_1 b_1 \leq \gamma b$) —

$$S_{03}^{\uparrow\downarrow} = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22} c} \left(1 - \frac{1}{\gamma b} \right); \quad (31)$$

$$\eta_{31}^{\uparrow\downarrow} = \frac{q_0 b \chi_{22}^{-1}}{T_0 + q_0 b \chi_{22}^{-1}} \left[1 + \frac{4 \rho \chi_{22}^2}{q_0 b \alpha_{12}^2} \right]^{-1}; \quad (32)$$

$$S_{03}^{\downarrow\downarrow} = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22} c} \frac{1}{\gamma b} e^{-\gamma_1 b_1}; \quad (33)$$

$$\eta_{31}^{\downarrow\downarrow} = \frac{q_0 \chi_{22}^{-1} \gamma^{-1} e^{-\gamma_1 b_1}}{T_0 + q_0 \chi_{22}^{-1} \gamma^{-1} e^{-\gamma_1 b_1}} \left[1 + \frac{4 \rho \chi_{22}^2 e^{\gamma_1 b_1}}{q_0 b \alpha_{12}^2} (\gamma b)^2 \right]^{-1}. \quad (34)$$

Анализ выражений (23) — (34) показывает, что максимальные значения вольт-ваттной чувствительности S_0 и КПД η определяются анизотропией коэффициентов термоЭДС $\hat{\alpha}$ и теплопроводности $\hat{\chi}$ и наблюдаются при некоторых оптимальных углах $\varphi_{\text{опт}}$, значения которых находятся из [5]:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \varphi^2} < 0. \quad (35)$$

Проведенные исследования позволили сделать выводы о том, что эффективное использование АОТ в роли энергетических преобразователей перспективно в случае режима поверхностного поглощения ($\gamma b \gg 1$) при антипараллельном расположении лучистого потока и градиента температуры. Термозлементы, работающие в режиме оптического пропускания ($\gamma b \ll 1$), наиболее эффективно проявили себя в качестве информационных преобразователей, позволивших предложить и реализовать новый метод регистрации лучистых потоков, названный нами методом “прозрачной стенки”, а также создать оригинальные средства для регистрации и непрерывного контроля проходящих лучистых потоков различной мощности [14].

АОТ при двухмерном распределении температуры, обусловленном анизотропией теплопроводности

Двухмерное распределение температуры, обусловленное анизотропией теплопроводности материала АОТ при антипараллельных направлениях лучистого потока и градиента температуры (рис. 1), также находится из уравнения теплопроводности (3), которое в приближении $\chi_{11} > \chi_{12}$, $\chi_{22} > \chi_{12}$ для стационарного случая имеет вид

$$\xi^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + q_0 \gamma [e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x}] = 0, \quad (36)$$

где $\xi^2 = \frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}$.

Решение уравнения (36) проводится при граничных условиях

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=a} = 0, \quad T|_{y=0} = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=b} = 0. \quad (37)$$

Известно, что собственной функцией задачи Штурма–Лиувилля [19, 20]

$$\frac{d^2 f}{dx^2} + \lambda^2 f = 0, \quad \left. \frac{df}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{df}{dx} \right|_{x=a} = 0 \quad (38)$$

является функция $\cos \lambda_n x$, отвечающая собственному

значению $\lambda_n = \frac{n\pi}{a}$, где $n = 0, 1, 2, \dots$.

Система $\{\cos \lambda_n x\}_{n=0}^{\infty}$ — полная, замкнутая ортогональная система функций на отрезке $[0, a]$, что позволяет разложить функции $f(x)$ в ряд Фурье.

Функция $f(x)$ по своему изображению [20]

$$\hat{F}_n[f(x)] = \int_0^a f(x) \cos \lambda_n x dx \equiv f_n \quad (39)$$

однозначно восстанавливается по правилу

$$f(x) = \hat{F}_n^{-1}[f_n] = \frac{1}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n f_n \cos \lambda_n x, \quad (40)$$

$$\text{где } \delta_n = \begin{cases} 1, & n=0 \\ 2, & n=1, 2, \dots \end{cases}$$

Соотношения (39) и (40) носят название законченного прямого $\hat{F}_n$ и обратного $\hat{F}_n^{-1}$ интегральных косинус-преобразований Фурье [19]. Применяв к (36), (37) оператор $\hat{F}_n$ по правилу (39), вследствие тождественности

$$\hat{F}_n \left[\xi^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right] \equiv \int_0^a \xi^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cos \lambda_n x dx \equiv -\xi^2 \lambda_n^2 T_n(y), \quad (41)$$

где

$$T_n(y) = \int_0^a T(x, y) \cos \lambda_n x dx, \quad (42)$$

получаем задачу построения решения уравнения

$$\frac{d^2 T_n}{dy^2} - \xi^2 \lambda_n^2 T_n(y) = -\Phi_n(y), \quad y \in (0, b), \quad (43)$$

причем

$$\Phi_n(y) = \int_0^a \frac{q_0 \gamma}{\chi_{22}} \left[e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x} \right] \cos \lambda_n x dx \quad (44)$$

при граничных условиях

$$T_0(y) \Big|_{y=0} = T_{0n}, \quad T_{0n} = \int_0^a T_0 \cdot \cos \lambda_n x \cdot dx = \begin{cases} T_0 a, & n=0 \\ 0, & n=1, 2, \dots \end{cases}, \quad \left. \frac{dT_n(y)}{dy} \right|_{y=b} = 0. \quad (45)$$

При $n=0$ уравнение теплопроводности (43) приобретает вид

$$\frac{d^2 T_0}{dy^2} = - \int_0^a \frac{q_0 \gamma}{\chi_{22}} \left[e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x} \right] dx \quad (46)$$

при следующих граничных условиях:

$$T_0(y) \Big|_{y=0} = T_0 a; \quad \left. \frac{dT_0(y)}{dy} \right|_{y=b} = 0. \quad (47)$$

Решение уравнений (46), (47) получаем в виде

$$T_0(y) = T_0 a + \frac{q_0 a}{\chi_{22}} \left\{ \frac{e^{-\gamma b}}{\gamma} + \left[1 + \frac{b}{a} (1 - e^{-\gamma a}) \right] y - \frac{e^{-\gamma(b-y)}}{\gamma} - \frac{1 - e^{-\gamma a}}{2a} y^2 \right\}. \quad (48)$$

Для $n>0$ общее решение (43) находится в виде суммы общего решения однородного и частного решения неоднородного уравнений, т. е.

$$T_n(y) \Big|_{n>0} = T_n^{\text{одн}}(y) + T_n^{\text{неодн}}(y). \quad (49)$$

Общее решение однородного уравнения (43) ищем в виде

$$T_n^{\text{одн}}(y) \Big|_{n>0} = A_{1n} \text{ch}(\xi \lambda_n y) + A_{2n} \text{sh}(\xi \lambda_n y). \quad (50)$$

Поскольку правая часть (43) определяется выражением (44), то после интегрирования она приобретает вид

$$\Phi_n(y) = \frac{q_0 \gamma^2}{\chi_{22}} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{(\lambda_n^2 + \gamma^2)} \quad (51)$$

и является постоянной величиной.

Для частного решения $T_n^{\text{неодн}}(y)$ получаем:

$$T_n^{\text{неодн}}(y) \Big|_{n>0} = \frac{q_0 \gamma^2}{\chi_{22}} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\xi^2 \lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)}. \quad (52)$$

Коэффициенты A_{1n} и A_{2n} вычислим после подстановки (50) и (52) в выражение (49) при граничных условиях

$$T_n(y) \Big|_{y=0} = 0; \quad \left. \frac{dT_n(y)}{dy} \right|_{y=b} = 0. \quad (53)$$

В результате общее решение неоднородного уравнения (43) при $n>0$ приобретает вид

$$T_n(y) \Big|_{n>0} = \frac{q_0 \gamma^2}{\chi_{22}} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\xi^2 \lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \left\{ 1 - \frac{\text{ch}[\xi \lambda_n (b-y)]}{\text{ch}(\xi \lambda_n b)} \right\}. \quad (54)$$

Применяя обратное интегральное косинус-преобразование Фурье (40) к общему решению неоднородного дифференциального уравнения (43)

$$T(x, y) = \hat{F}_n^{-1}[T_n(y)] = \frac{1}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n T_n(y) \cos \lambda_n x = \frac{1}{a} T_0(y) + \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} T_n(y) \cos \lambda_n x \quad (55)$$

и подставив (48) и (54) в (55), получим распределения температуры в следующем виде:

$$T(x, y) = T_0 + \frac{q_0}{\chi_{22}} \left[\frac{e^{-\gamma b}}{\gamma} (1 - e^{-\gamma y}) + y + (1 - e^{-\gamma a}) \left(\frac{b}{a} y - \frac{1}{2a} y^2 \right) \right] + \frac{2q_0 \gamma^2}{a \chi_{11}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \left[1 - \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n (b - y) \right]}{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n b \right]} \right] \cos \lambda_n x. \quad (56)$$

Анализ (56) показывает, что полученное распределение температуры $T(x, y)$ имеет сложную нелинейную зависимость от координат и определяется как анизотропией теплопроводности, так и оптическими свойствами материала пластины.

Подставив (56) в (7), получим:

$$E_x^T = \frac{q_0 \alpha_{12}}{\chi_{22}} \left[1 - e^{-\gamma(b-y)} + \frac{b}{a} (1 - e^{-\gamma a}) - \frac{1 - e^{-\gamma a}}{a} y \right] + \frac{2q_0 \gamma^2 \alpha_{12}}{a \chi_{11}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\lambda_n (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \frac{\operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n (b - y) \right]}{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n b \right]} \times \times \cos \lambda_n x - \frac{2q_0 \gamma^2 \alpha_{11}}{a \chi_{11}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\lambda_n (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \times \times \sin \lambda_n x \left[1 - \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n (b - y) \right]}{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n b \right]} \right]. \quad (57)$$

Подставляя (57) в (9), после интегрирования получим выражение термоЭДС $\epsilon_1^{\uparrow\downarrow}$ АОТ с антипараллельными направлениями лучистого потока и градиента температуры:

$$\epsilon_1^{\uparrow\downarrow} = \frac{q_0 a \alpha_{12}}{\chi_{22}} \left[1 + \frac{b}{2a} (1 - e^{-\gamma a}) - \frac{1}{\gamma b} (1 - e^{-\gamma b}) \right] + \frac{4q_0 \gamma^2 \alpha_{11}}{ab \chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times \times \left[\frac{a}{(2k+1)\pi \sqrt{\chi_{11}}} \cdot \operatorname{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) - b \right]. \quad (58)$$

В отличие от одномерного распределения температуры (6), при котором поперечная термоЭДС $\epsilon_1^{\uparrow\downarrow}$ (10) определяется только коэффициентом термоЭДС α_{12} , в случае двухмерного распределения температуры (56) величина $\epsilon_1^{\uparrow\downarrow}$ определяется и коэффициентом термоЭДС α_{11} . Это значит, что при одномерном распределении температуры поперечная термоЭДС

обусловлена составляющей градиента температуры только вдоль оси OY , а при двухмерном — составляющими вдоль осей OY и OX .

Двухмерное распределение температуры АОТ с параллельными направлениями градиента температуры и лучистого потока (рис. 2) также находится из (3) —

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \beta^2 \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{q_0 \gamma}{\chi_{11}} \cdot e^{-\gamma_1 b_1} [e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x}] = 0, \quad (59)$$

$$\text{где } \beta^2 = \frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}$$

при граничных условиях

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=a} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, \quad T \Big|_{y=b} = T_0. \quad (60)$$

Использование задачи Штурма–Луивилля с последующими прямыми и обратными интегральными косинус-преобразованиями Фурье [20] приводит, аналогично (39)–(55), к следующему распределению температуры АОТ:

$$T(x, y) = T_0 + \frac{q_0 \cdot e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{22}} \left\{ (y-b) e^{-\gamma b} + \frac{1}{\gamma} [1 - e^{-\gamma(b-y)}] + \frac{1 - e^{-\gamma a}}{2a} (b^2 - y^2) \right\} + \frac{2q_0 \gamma^2 \cdot e^{-\gamma_1 b_1}}{a \chi_{11}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n \cdot e^{-\gamma a}]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \left[1 - \frac{\operatorname{ch}(\beta^{-1} \lambda_n y)}{\operatorname{ch}(\beta^{-1} \lambda_n b)} \right] \cos \lambda_n x. \quad (61)$$

ТермоЭДС $\epsilon^{\uparrow\downarrow}$ с учетом (7) и (61) приобретает вид

$$\epsilon_1^{\uparrow\downarrow} = \frac{q_0 a \alpha_{12} e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{22}} \left\{ e^{-\gamma b} - \frac{1}{\gamma b} [1 - e^{-\gamma b}] - \frac{(1 - e^{-\gamma a})b}{2a} \right\} - \frac{4q_0 \gamma^2}{ab} \times \times \frac{\alpha_{11} e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times \times \left[b - \frac{a}{(2k+1)\pi \sqrt{\chi_{11}}} \operatorname{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) \right]. \quad (62)$$

Как и в (58), первая тройка слагаемых (62) определяет термоЭДС, создаваемую градиентом температуры вдоль оси OY , а слагаемое со знаком суммы — термоЭДС, которая создается градиентом температуры вдоль оси OX . После соответствующих преобразований следует, что вольт-ваттные чувствительности АОТ с антипараллельными и параллельными направлениями лучистого потока и градиента температуры приобретают вид:

а) режим оптического пропускания ($\gamma b \ll 1$, $\gamma_1 b_1 \ll 1$) —

$$(S_{01}^{\uparrow\downarrow})' = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22} c} \left[\frac{\gamma b}{2} + \frac{b}{2a} (1 - e^{-\gamma a}) \right] + \frac{4\gamma^2 \alpha_{11}}{a^2 b c \chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times \times \left[\frac{a}{(2k+1)\pi \sqrt{\chi_{11}}} \operatorname{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) - b \right]; \quad (63)$$

$$(S_{01}^{\downarrow\downarrow})' = \frac{\alpha_{12} e^{-\gamma_1 b}}{\chi_{22} c} \left[\frac{\gamma b}{2} (\gamma b - 1) - \frac{b}{2a} (1 - e^{-\gamma a}) \right] -$$

$$- \frac{4\gamma^2 e^{-\gamma_1 b}}{a^2 b c} \frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times$$

$$\times \left[b - \frac{a}{(2k+1)\pi} \sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}} \operatorname{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) \right]; \quad (64)$$

б) режим объемного поглощения ($\gamma b \approx 1, \gamma_1 b_1 < 1$) —

$$(S_{02}^{\uparrow\downarrow})' = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22} c} \left[\frac{1}{e} + \frac{b}{2a} (1 - e^{-\gamma a}) \right] +$$

$$+ \frac{4\gamma^2}{a^2 b c} \frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times$$

$$\times \left[\frac{a}{(2k+1)\pi} \sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}} \operatorname{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) - b \right]; \quad (65)$$

$$(S_{02}^{\downarrow\downarrow})' = \frac{\alpha_{12} e^{-\gamma_1 b}}{\chi_{22} c} \left[\frac{2}{e} - 1 - \frac{b}{2a} (1 - e^{-\gamma a}) \right] -$$

$$- \frac{4\gamma^2 e^{-\gamma_1 b}}{a^2 b c} \frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times$$

$$\times \left[b - \frac{a}{(2k+1)\pi} \sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}} \operatorname{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) \right]; \quad (66)$$

в) режим поверхностного поглощения ($\gamma b \gg 1, 0 < \gamma_1 b_1 \leq \gamma b$) —

$$(S_{03}^{\uparrow\downarrow})' = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22} c} \left[1 - \frac{1}{\gamma b} + \frac{b}{2a} (1 - e^{-\gamma a}) \right] +$$

$$+ \frac{4\gamma^2}{a^2 b c} \frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times$$

$$\times \left[\frac{a}{(2k+1)\pi} \sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}} \operatorname{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) - b \right]; \quad (67)$$

$$(S_{03}^{\downarrow\downarrow})' = \frac{\alpha_{12} e^{-\gamma_1 b}}{\chi_{22} c} \left[\frac{b}{2a} (e^{-\gamma a} - 1) - \frac{1}{\gamma b} \right] -$$

$$- \frac{4\gamma^2 e^{-\gamma_1 b}}{a^2 b c} \frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times$$

$$\times \left[b - \frac{a}{(2k+1)\pi} \sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}} \operatorname{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) \right]. \quad (68)$$

Анализ численных значений $(S_0^{\uparrow\downarrow})'$ и $(S_0^{\downarrow\downarrow})'$ показывает, что в режиме оптического пропускания они практически совпадают. Для режима поверхностного поглощения численные значения $(S_{03}^{\uparrow\downarrow})'$ значительно больше $(S_{03}^{\downarrow\downarrow})'$, что обусловлено сложным распределением температуры. В случае АОТ с антипараллельным направлением поглощенная часть энергии проходит через весь объем пластины. При параллельных направлениях поглощенная часть энергии выделяется на поверхности рабочей грани термоэлемента, находящейся в тепловом контакте с термостатом. Большая часть этой энергии уходит в термостат, минуя объем АОТ.

АОТ при двухмерном распределении температуры, обусловленном термостатированием боковых граней

Наряду с отводом поглощенного тепла через рабочую грани большой интерес представляют АОТ, отвод поглощенного тепла которых осуществляется через боковые грани. В этом случае контролируемая лучистая энергия проходит только через анизотропную пластину, что расширяет энергетические и спектральные характеристики и упрощает конструкцию [21].

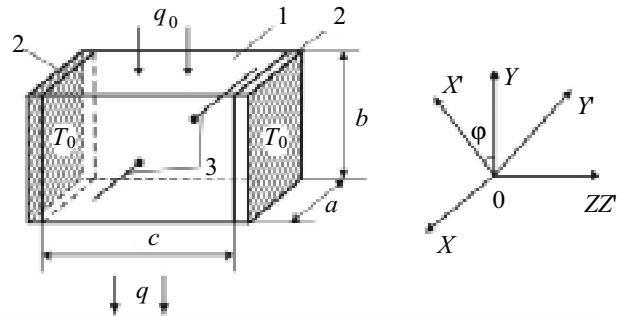


Рис. 3. Схема АОТ в случае термостатирования боковых граней:

1 — анизотропная пластина; 2 — термостат; 3 — электровыводы. Справа — лабораторная система координат XYZ и ориентация кристаллографических осей X'Y'Z' монокристаллической пластины 1

Для АОТ прямоугольной формы ($a \approx c > b$) с двумя термостатами, расположенными на боковых гранях ($a \times b$) пластины 1 (рис. 3), распределение температуры находится из общего уравнения теплопроводности (3) при прежних приближениях —

$$\xi^2 \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{q_0 \gamma}{\chi_{33}} e^{-\gamma(b-y)} = 0, \quad \beta_0^2 = \frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}, \quad (69)$$

решение которого проводится в приближении $\chi_{12} < \chi_{22}$ при граничных условиях

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=a} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=b} = 0,$$

$$T|_{z=0} = T_0, \quad T|_{z=c} = T_0 \quad (70)$$

и после косинус-преобразований Фурье [20] представляется в виде

$$T(y, z) = T_0 + \frac{q_0 (e^{-\gamma b} - 1)}{2b\chi_{33}} (z^2 - cz) + \frac{2q_0\gamma^2}{b\chi_{22}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[(-1)^n - e^{-\gamma b}]}{\omega_n^2 (\omega_n^2 + \gamma^2)} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{\text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \omega_n (z - c) \right) - \text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \omega_n z \right)}{\text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \omega_n c \right)} \right] \cos \omega_n y, \quad (71)$$

а его поперечная термоЭДС $\varepsilon_1^{\downarrow \rightarrow}$ с учетом (7) и (9) [5] имеет вид

$$\varepsilon_1^{\uparrow \rightarrow} = \frac{4q_0\alpha_{12}}{\chi_{22}} \frac{a}{b^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1 + e^{-\gamma b})(\gamma b)^2}{(2k+1)^2 \pi^2 [(2k+1)^2 \pi^2 + (\gamma b)^2]} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \frac{2 \left[1 - \text{ch} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right) \right]}{\text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right)} \right\}. \quad (72)$$

Для АОТ с односторонним боковым термостатированием (рис. 4) уравнение теплопроводности также представляется выражением (3). Решаемое при граничных условиях

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=a} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=b} = 0,$$

$$T|_{z=c} = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (73)$$

с помощью собственной функции задачи Штурма–Лиувилля при соответствующих граничных условиях с последующими преобразованиями и разложением в ряд Фурье [19, 20], оно позволяет получить следующее выражение распределения температуры:

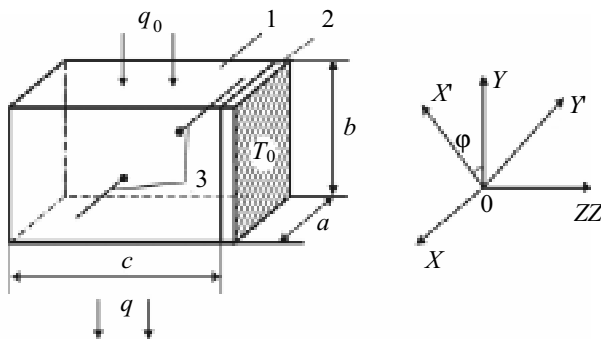


Рис. 4. Схема АОТ в случае термостатирования одной боковой грани:

1 — анизотропная пластина; 2 — термостат; 3 — электровыводы. Справа — лабораторная система координат XYZ и ориентация кристаллографических осей X'Y'Z' монокристаллической пластины 1

$$T(y, z) = T_0 + \frac{q_0 (e^{-\gamma b} - 1)}{2\chi_{33}} (z^2 - c^2) +$$

$$+ \frac{2q_0\gamma^2}{b\chi_{22}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[(-1)^n - e^{-\gamma b}]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \left\{ 1 - \frac{\text{ch} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \lambda_n z \right)}{\text{ch} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \lambda_n c \right)} \right\} \cos \lambda_n y. \quad (74)$$

При этом поперечная термоЭДС $\varepsilon_2^{\downarrow \rightarrow}$ такого АОТ согласно [5] имеет вид

$$\varepsilon_2^{\uparrow \rightarrow} = \frac{4q_0\alpha_{12}}{\chi_{22}} \frac{a}{b} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1 + e^{-\gamma b})(\gamma b)^2}{(2k+1)^2 \pi^2 [(2k+1)^2 \pi^2 + (\gamma b)^2]} \times$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \text{th} \left[\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right] \right\}. \quad (75)$$

Аналогично предыдущим случаям, вольт-ваттные чувствительности АОТ с термостатированием одной и двух боковых граней представляются в следующем виде:

а) режим оптического пропускания ($\gamma b \ll 1$) —

$$S_{01}^{\uparrow \rightarrow} = \frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2 - \gamma b}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{(\gamma b)^2} + 1 \right]} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{2b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \frac{1 - \text{ch} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} (2k+1)\pi c b^{-1} \right)}{\text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} (2k+1)\pi c b^{-1} \right)} \right\}; \quad (76)$$

$$(S_{01}^{\downarrow \rightarrow})' = \frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2 - \gamma b}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{(\gamma b)^2} + 1 \right]} \times$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \text{th} \left[\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} (2k+1)\pi c b^{-1} \right] \right\}; \quad (77)$$

б) режим объемного поглощения ($\gamma b \approx 1$) —

$$S_{02}^{\uparrow \rightarrow} = \frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-1}}{(2k+1)^2 \pi^2 [(2k+1)^2 \pi^2 + 1]} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \frac{2 \left[1 - \text{ch} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right) \right]}{\text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right)} \right\}; \quad (78)$$

$$(S_{02}^{\downarrow \rightarrow})' = \frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-1}}{(2k+1)^2 \pi^2 [(2k+1)^2 \pi^2 + 1]} \times$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \text{th} \left[\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right] \right\}; \quad (79)$$

в) режим поверхностного поглощения ($\gamma b \gg 1$) —

$$S_{03}^{\uparrow \rightarrow} = \frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}^2 C} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1 + e^{-\gamma b})(\gamma b)^2}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[(2k+1)^2 \pi^2 + (\gamma b)^2 \right]} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \frac{2 \left[1 - \operatorname{ch} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right) \right]}{\operatorname{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right)} \right\}; \quad (80)$$

$$(S_{03}^{\uparrow \rightarrow})' = \frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}^2 C} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1 + e^{-\gamma b})(\gamma b)^2}{(2k+1)^2 \pi^2 \left[(2k+1)^2 \pi^2 + (\gamma b)^2 \right]} \times$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \operatorname{th} \left[\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right] \right\}. \quad (81)$$

Численные оценки показали, что вольт-ваттная чувствительность АОТ с двухсторонним термостатированием боковых граней меньше вольт-ваттной чувствительности АОТ с односторонним. Также следует отметить, что АОТ с термостатированием боковых граней обладает значительно меньшей чувствительностью, чем АОТ с термостатированными рабочими гранями.

Экспериментальные исследования АОТ

Для оценки реальных возможностей АОТ исследовались их характеристики в режиме оптической прозрачности. Проведено сравнение теоретических расчетов и экспериментальных результатов, полученных по методике [13, 14]. В качестве источников лучистой энергии использовались газовые CO_2 -лазеры типа ЛГ-22 и др. ($\lambda_0 = 10,6$ мкм), гелий-неоновые лазеры ЛГ-36 ($\lambda_0 = 1,06 \dots 3,36$ мкм), а также рубиновые лазеры ($\lambda_0 = 0,53$ мкм), излучающие необходимые плотности лучистых потоков. Эта энергия корректировалась с помощью делителей мощности из монокристаллических CdTe, Al_2O_3 и других материалов в виде круглых пластин диаметром 1,5—3,0 см различной толщины. Предварительная калибровка этих делителей осуществлялась на спектрографе ИКС-21 по уровню пропускания. Далее делители мощности вместе с испытуемым АОТ размещались в камере, термостатированной с помощью регулятора температуры при заданной температуре $T = T_0$. Величина термоЭДС исследуемых АОТ определялась при помощи цифрового микровольтметра типа В7-21.

Держатель образцов АОТ представляет собой цилиндрический корпус из меди, в центре которого размещен оптически прозрачный теплоотвод. Он выполняется из тех же материалов, что и делители мощности. Для увеличения оптического пропускания на грани теплоотвода и АОТ методом высокочастотного катодного распыления наносили просветляющие слои из CaF_2 соответствующей толщины. Предварительные оценки и испытания показали, что при теплоотводах из монокристаллов CdTe диаметром 3,0 см и толщиной 0,5 см проходящее излучение плотностью до 10^3 Вт/см² практически не вызывает искажений распределений температурного поля внутри объема АОТ.

АОТ выполнялись из материалов, параметры которых приведены в табл. 1 [22—24]. Оптимальный угол ϕ , под которым ориентированы выбранные кристаллографические направления, составляет 45° .

Анализ экспериментальных результатов показал, что при соответствующих геометрических размерах АОТ и заданных параметрах его материалов зависимость между ЭДС ϵ и плотностью падающей энергии q_0 носит линейный характер. В случае проходящего излучения плотностью свыше 10^3 Вт/см² ($\lambda = 10,6$ мкм) и высоты АОТ из CdSb $b = 0,2$ см наблюдается отклонение от линейности, связанное с перегревом термоэлемента, и возрастание вследствие этого коэффициента оптического поглощения γ и поперечной термоЭДС α_{12} . Проведенные оценки показывают, что в этом случае каждые 25 Вт проходящей мощности вызывают перегрев верхней грани АОТ на 1 К. Следует отметить, что значение ЭДС оптически просветленных АОТ превышает ЭДС непросветленных.

В некоторых случаях при больших плотностях проходящей энергии q_0 и некачественной подготовке поверхности рабочей грани термоэлемента, а также при больших толщинах клеевых слоев, наблюдается значительный перегрев АОТ, приводящий к его разрушению.

В табл. 2 и 3 приведены параметры АОТ, работающих в режиме оптической прозрачности, в случае термостатирования рабочих и боковых граней. Данные таблиц соответствуют температуре $T = 300$ К.

Следует отметить, что созданные АОТ позволили контролировать лучистую энергию непосредственно в процессе выполнения различных информационно-технологических задач и впервые реализовали метод «прозрачной стенки» [12].

Изменение геометрии лучепреломляющих поверхностей АОТ и термостата, формы их поперечного сечения [21] привело к появлению устройств, позволяющих, наряду с регистрацией лучистых потоков, проводить необходимые энергоспектральные перерас-

Таблица 1

Характеристики материалов, используемых для АОТ

Материал	Область оптического пропускания, λ , мкм	Коэффициент оптического поглощения, γ , см ⁻¹	Коэффициент поперечной термоЭДС, $\Delta\alpha$, мкВ/К	Коэффициент теплопроводности, χ , Вт/(см·К)	Коэффициент электропроводности, σ , (Ом·см) ⁻¹
CdSb	2,6—40,0	0,1—0,3	100—300	$1,5 \cdot 10^{-2}$	0,3
ZnSb	2,4—27,0	0,4—0,8	100—200	$1,1 \cdot 10^{-2}$	0,5
CdAs ₂	1,25—16,0	0,5—1,0	250—450	$3 \cdot 10^{-2}$	0,03
ZnAs ₂	1,36—21,0	0,8—1,2	180—360	$6 \cdot 10^{-2}$	0,01
CdS	0,5—18,0	0,2—0,8	120—220	$2 \cdot 10^{-2}$	0,6

Таблица 2
Параметры АОТ при термостатировании рабочей грани

Тип приемника	Материал термоэлемента	Материал термостата	S_0 , В/Вт	$q_{0\max}$, Вт·см ⁻²	Размеры рабочих граней АОТ, см
АПП-1	CdSb	CdTe	$2 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^3$	0,3×0,3
АПП-2	CdSb	CdTe	$3 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^2$	1,0×1,0
АПП-3	CdAs ₂	CdTe	$3 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^3$	0,1×0,1
АПП-4	ZnAs ₂	CdTe	$0,8 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^4$	0,8×0,8
АПП-5	CdS	Al ₂ O ₃	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^4$	0,5×0,5

Таблица 3
Параметры АОТ при термостатировании боковых граней

Тип приемника	Материал термоэлемента	Материал термостата	S_0 , В/Вт	$q_{0\max}$, Вт·см ⁻²	Размеры рабочих граней АОТ, см
АПП-11	CdSb	Cu	$7 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^3$	0,3×0,3
АПП-32	CdAs ₂	Cu	$2 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^3$	0,1 × 0,1
АПП-36	CdS	Cu	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^4$	0,5 × 0,5

пределения. При этом возможно одновременное использование их в качестве конструктивных элементов — таких как выходные окна и фильтры различных излучателей.

Выводы

1. Определены ЭДС, КПД и вольт-ваттная чувствительность анизотропных оптикотермоэлементов при одномерном распределении температур. Показана возможность их работы в режимах оптического пропускания, объемного и поверхностного поглощений.

2. Анизотропия теплопроводности материала приводит к увеличению вольт-ваттной чувствительности АОТ в случае термостатирования нижней рабочей грани, и к ее уменьшению — в случае термостатирования верхней рабочей грани.

3. Термостатирование боковых граней АОТ ведет к уменьшению их вольт-ваттной чувствительности, однако при этом наблюдается минимальное искажение фазо-амплитудных характеристик регистрируемого излучения.

Рассмотренные АОТ впервые позволили предложить и реализовать метод «прозрачной стенки», предназначенный для регистрации лучистых потоков повышенной плотности в широком спектральном диапазоне.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Tomson W. On thermoelectric currents in linear conductors of crystallintidiens // Math. Phys. Papers.— 1882.— N 1.— P. 266—273.
2. Kohler M. Dependence of thermoelectric phenomena from crystalline orientation // Annal. Phys.— 1941.— Vol. 40.— N 13.— P. 243—249.
3. Анатыхук Л. И., Лусте О. Я. Вихревые термоэлектрические токи и вихревые термоэлементы // ФТП.— 1976.— Т. 10, № 5.— С. 817—831.

4. Слипенченко В. Н., Снарский А. А. Влияние анизотропии теплопроводности на поперечную термоэдс // Там же.— 1974.— Т. 8, № 10.— С. 2010—2012.

5. Снарский А. А. ЭДС термоэлементов, использующих анизотропию термоЭДС. Анизотропные термоэлементы прямоугольной формы // Там же.— 1977.— Т. 11, № 10.— С. 2053—2055.

6. Ащеулов А. А., Беликов А. Б., Раренко А. И. Поперечная термоЭДС, обусловленная анизотропией теплопроводности // УФЖ.— 1983.— № 8.— С. 1226—1336.

7. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Раренко А. И. ЭДС и КПД анизотропного термоэлемента в случае учета анизотропии термоЭДС и теплопроводности // Там же.— 1997.— Т. 42, № 6.— С. 698—701.

8. Снарский А. А., Пальти А. М., Ащеулов А. А. Анизотропные термоэлементы // ФТП.— 1997.— Т. 31, № 11.— С. 1281—1298.

9. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Снарский А. А. Анизотропные оптикотермоэлементы / Докл. VII Межгос. семинара «Термоэлектрики и их применение». — С.-Петербург.— 2002.— С. 402—405.

10. Ащеулов А. А. Анизотропный радиационный термоэлемент для измерения проходной мощности // Оптико-механическая промышленность.— 1989.— № 12.— С. 47—49.

11. Гуцул И. В. Анизотропный оптикотермоэлемент в случае совпадения направлений лучистого потока и градиента температуры // УФЖ.— 1998.— Т. 43, № 10.— С. 1278—1281.

12. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Раренко А. И. Метод «прозрачной стенки» для контроля лучистых потоков различной мощности // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 1999.— № 2—3.— С. 33—36.

13. Ащеулов А. А., Пилат И. М., Раренко И. М. Влияние теплообмена на вольт-ваттную чувствительность АТ // Физ. электроника.— 1980.— № 21.— С. 98—100.

14. Ащеулов А. А. Физико-химические основы технологии оптических анизотропных термоэлектрических и оптикотермоэлектрических материалов из антимонида кадмия / Автореф. дис.: ... докт. техн. наук.— Черновцы: ЧГУ, 1994.

15. Ащеулов А. А., Кондратенко В. М., Пилявский Ю. Б., Раренко И. М. ЭДС АОТ в режиме оптического пропускания // ФТП.— 1984.— Т. 5, № 7.— С. 1330—1331.

16. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Раренко А. И. Анизотропный радиационный термоэлемент, действующий в режиме внутреннего отражения // Оптический журнал.— 1993.— № 4.— С. 78—79.

17. Ashcheulov A. A., Gutsul I. V. Anisotropic optical thermoelectric elements // J. of Thermoelectricity.— 1997.— N 3.— P. 81—89.

18. Лыков А. В. Теория теплопроводности.— М.: Высшая школа, 1967.

19. Ленюк М. П. Интегральные преобразования с раздельными переменными (Фурье, Ханкеля) / Препринт Ин-та математики 83.4.— Киев: Ин-т математики, 1983.

20. Ащеулов А. А., Гуцул И. В. Исследование распределения температуры анизотропной пластины с учетом ее оптических свойств // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2003.— № 6.— С. 49—50.

21. Ащеулов А. А., Охрем В. Г. Радиационный анизотропный оптикотермоэлемент с боковым термостатированием // Там же.— 2004.— № 1.— С. 45—47.

22. Ashcheulov A. A., Manik O. N., Marenkin S. F. Cadmium antimonide: chemical bonding and technology // Inorganic Materiale.— 2003.— Vol. 39, N 32.— P. 59—67.

23. Ащеулов А. А., Воронка Н. К., Маренкин С. Ф., Раренко И. М. Получение и использование оптимизированных материалов из антимонида кадмия // Неорг. материалы.— 1996.— Т. 32, № 9.— С. 1049—1060.

24. Маренкин С. Ф., Раухман А. М., Пищиков Д. И., Лазарев А. Б. Получение и свойства диарсенидов кадмия и цинка // Неорг. материалы.— 1992.— Т. 28, № 10.— С. 1813—1832.

25. Гуцул И. В. Явища електро- та теплопереносу у анізотропних напівпровідниках / Автореф. дис.: ... докт. физ.-мат. наук.— Черновцы: ЧНУ им. Ю. Федьковича, 2000.