

Особенности анизотропных оптикотермоэлементов

© А.А. Ащеулов, И.В. Гуцул*

Институт термоэлектричества Национальной академии наук Украины,
58002 Черновцы, Украина

* Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 21 декабря 2005 г. Принята к печати 29 декабря 2005 г.)

Исследовано влияние различных распределений температуры на основные параметры анизотропных оптикотермоэлементов при режимах оптического пропускания. Показана перспективность таких приборов, реализующих оригинальный метод „прозрачной стенки“, предназначенный для регистрации лучистых потоков различной плотности в широком спектральном и энергетическом диапазонах.

PACS: 72.20.Pa, 85.80.Fi

1. Введение

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 работах [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 ультрафиолетовой, видимой, инфракрасной 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 предлагаемой работе представлены результаты исследований некоторых АОТ, проведенных авторами, для случаев различных распределений температур и направлений лучистых потоков, рассмотрены их особенности.

2. АОТ в случае одномерного распределения температур

В первых публикациях, посвященных исследованию поперечной термоэдс с учетом оптических свойств, АОТ рассматривались в виде прямоугольной пластины I (см. рисунок) длиной a , высотой b и шириной c из оптически прозрачного материала, анизотропного по коэффициентам теплопроводности $\hat{\chi}$ и термоэдс $\hat{\alpha}$. Эти тензоры в лабораторной системе координат (xyz) ,

смещенной на угол φ в плоскости xOy относительно кристаллографической $(x'y'z')$, имеют вид

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

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

где χ_{\parallel} , χ_{\perp} и α_{\parallel} , α_{\perp} — компоненты тензоров $\hat{\chi}$ и $\hat{\alpha}$.

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 $T = T_0$ (см. рисунок). Термостат 2 выполнен из изотропного материала, оптический спектральный диапазон которого совпадает с соответствующим диапазоном прозрачности 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} — 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 ($\partial T / \partial t = 0$) для приближений

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \chi_{12} < \chi_{22}$$

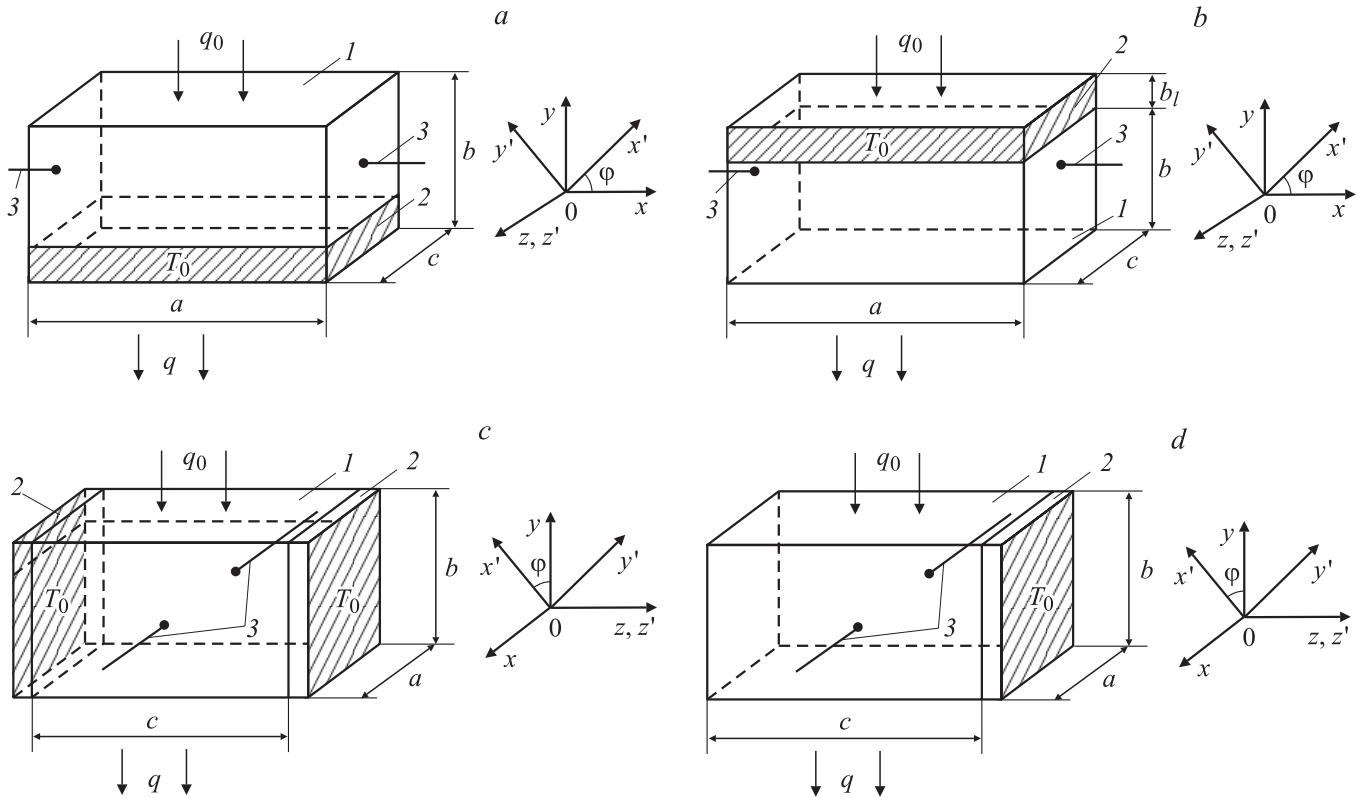


Схема АОТ в случае термостатирования нижней рабочей грани (а), верхней рабочей грани (б), боковых граней (с), одной боковой грани (д). 1 — пластина из анизотропного материала, 2 — термостат, 3 — электровыводы. В правой стороне рисунков — лабораторная система координат xuz и ориентация главных кристаллографических осей $x'y'z'$ монокристаллической пластины 1.

уравнение (3) приобретает вид

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

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 в объеме 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 \mathbf{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

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

В соответствии с [5] величина 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, $\Lambda = BT_0/A$, $A = I^2 R_l$ — мощность АОТ, R_l — сопротивление нагрузки, B — скорость возникновения энтропии в объеме АОТ, которая представляется следующим образом:

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

Здесь Q_0 и Q_1 — количество теплот на нижней и верхней гранях АОТ соответственно, $S = ac$ — площадь

этих граней, T_1 — температура верхней грани. С учетом (6) для величины (12) получаем

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

Ток I , протекающий через АОТ, равен

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

где $R_i = \rho \frac{a}{bc}$ — внутреннее сопротивление АОТ, ρ — удельное сопротивление материала.

В случае $R_i = R_l$ выражение для мощности A с учетом (14) приобретает вид

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

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

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

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

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

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

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

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 в таком АОТ:

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

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

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

Аналогично (17) коэффициент полезного действия $\eta^{\uparrow\downarrow}$ для этого случая получаем в виде

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

Из соотношений (10), (17), (21), (22) следует, что в зависимости от степени оптической прозрачности вольт-ваттная чувствительность S_0 и коэффициент полезного действия η рассматриваемых АОТ обладают различными значениями. Однако, в связи с малыми значениями термоэлектрической добротности существующих анизотропных термоэлектрических материалов [3], кпд преобразователей на их основе не представляет, к сожалению, практического интереса. Поэтому в нашем случае особый интерес имеют АОТ, работающие в режиме оптического пропускания ($\gamma b \ll 1$) [14]. Они позволяют контролировать лучистую энергию непосредственно в процессе выполнения информационных, технологических и других задач.

Одной из основных характеристик таких АОТ является вольт-ваттная чувствительность S_0 , которая для рассмотренных выше случаев с антипараллельным ($\uparrow\downarrow$) и параллельным ($\downarrow\downarrow$) распространением лучистого потока по отношению к градиенту температуры имеет вид

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

$$S_{01}^{\downarrow\downarrow} = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22} c} e^{-\gamma_1 b_1} \gamma b. \quad (24)$$

Анализ выражений (23), (24) показывает, что максимальные значения вольт-ваттной чувствительности S_0 определяются анизотропией коэффициентов термоэдс $\hat{\alpha}$ и теплопроводности $\hat{\chi}$ и наблюдаются при некоторых оптимальных углах φ_{opt} [5], значения которых находятся из условий

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \varphi^2} < 0. \quad (25)$$

Термоэлементы, работающие в режиме оптического пропускания, позволили 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].

3. АОТ при двумерном распределении температуры, обусловленном анизотропией теплопроводности

Двумерное распределение температуры, обусловленное анизотропией теплопроводности материала АОТ при антипараллельных направлениях лучистого потока и градиента температуры (рисунок, а), также находится из уравнения теплопроводности (3), которое в приближении $\chi_{11} > \chi_{12}$, $\chi_{22} > \chi_{12}$ для $\xi^2 = \chi_{11}/\chi_{22}$ имеет вид

$$\xi^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + q_0 \gamma \left[e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x} \right] = 0. \quad (26)$$

Решение уравнения (26) проводится при граничных условиях

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=a} = 0, \quad T \Big|_{y=0} = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=b} = 0. \quad (27)$$

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

$$\frac{d^2 f}{dx^2} + \lambda^2 f = 0, \quad \frac{df}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{df}{dx} \Big|_{x=a} = 0 \quad (28)$$

является функция $\cos \lambda_n x$, отвечающая собственным значениям $\lambda_n = n\pi/a$, 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 $f(x)$ из (28) в ряд Фурье.

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

$$\hat{F}_n[f(x)] = \int_0^a f(x) \cos \lambda_n x \, dx \equiv f_n \quad (29)$$

— однозначно восстанавливается по правилу

$$f(x) = \hat{F}_n^{-1}[f_n] = \frac{1}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n f_n \cos \lambda_n x, \quad (30)$$

где

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

Соотношения (29) и (30) носят название законченного прямого \hat{F}_n и обратного \hat{F}_n^{-1} интегральных косинус-преобразований Фурье [19]. Применяв к (26), (27) оператор \hat{F}_n по правилу (29), вследствие тождественности

$$\hat{F}_n \left[\xi^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right] \equiv \int_0^a \xi^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cos \lambda_n x \, dx \equiv -\xi^2 \lambda_n^2 T_n(y), \quad (31)$$

где

$$T_n(y) = \int_0^a T(x, y) \cos \lambda_n x \, dx, \quad (32)$$

получаем задачу построения решения уравнения

$$\frac{d^2 T_n}{dy^2} - \xi^2 \lambda_n^2 T_n(y) = -\Phi_n(y), \quad y \in (0, b). \quad (33)$$

При этом

$$\Phi_n(y) = \int_0^a \frac{q_0 \gamma}{\chi_{22}} \left[e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x} \right] \cos \lambda_n x \, dx \quad (34)$$

при граничных условиях

$$T_0(y) \Big|_{y=0} = T_{0n},$$

$$T_{0n} = \int_0^a T_0 \cos \lambda_n x \, dx = \begin{cases} T_0 a, & n = 0 \\ 0, & n = 1, 2, \dots \end{cases}, \quad \frac{dT_n(y)}{dy} \Big|_{y=b} = 0. \quad (35)$$

При $n = 0$ уравнение теплопроводности (33) приобретает вид

$$\frac{d^2 T_0}{dy^2} = - \int_0^a \frac{q_0 \gamma}{\chi_{22}} \left[e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x} \right] dx \quad (36)$$

при следующих граничных условиях:

$$T_0(y) \Big|_{y=0} = T_0 a, \quad \frac{dT_0(y)}{dy} \Big|_{y=b} = 0. \quad (37)$$

Решение уравнений (36), (37) получаем в виде

$$T_0(y) = T_0 a + \frac{q_0 a}{\chi_{22}} \left\{ \frac{e^{-\gamma b}}{\gamma} + \left[1 + \frac{b}{a} (1 - e^{-\gamma a}) \right] y - \frac{e^{-\gamma(b-y)}}{\gamma} - \frac{1 - e^{-\gamma a}}{2a} y^2 \right\}. \quad (38)$$

Для $n > 0$ общее решение (33) находится в виде суммы общего решения однородного и частного решения неоднородного уравнений, т. е.

$$T_n(y) \Big|_{n > 0} = T_n^{\text{un}}(y) + T_n^{\text{not un}}(y). \quad (39)$$

Общее решение однородного уравнения (33) ищем в виде

$$T_n^{\text{un}}(y) \Big|_{n > 0} = A_{1n} \text{ch}(\xi \lambda_n y) + A_{2n} \text{sh}(\xi \lambda_n y). \quad (40)$$

Поскольку правая часть (33) определяется выражением (34), после интегрирования она приобретает вид

$$\Phi_n(y) = \frac{q_0 \gamma^2}{\chi_{22}} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{(\lambda_n^2 + \gamma^2)} \quad (41)$$

и является постоянной величиной. Для частного решения $T_n^{\text{not un}}(y)$ получаем

$$T_n^{\text{not un}}(y) \Big|_{n>0} = \frac{q_0 \gamma^2}{\chi_{22}} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\xi^2 \lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)}. \quad (42)$$

Коэффициенты A_{1n} и A_{2n} в (40) вычислим после подстановки (40) и (42) в выражение (39) при граничных условиях

$$T_n(y) \Big|_{y=0} = 0, \quad \frac{dT_n(y)}{dy} \Big|_{y=b} = 0. \quad (43)$$

В результате общее решение неоднородного уравнения (33) при $n > 0$ приобретает вид

$$T_n(y) \Big|_{n>0} = \frac{q_0 \gamma^2}{\chi_{22}} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\xi^2 \lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \times \left\{ 1 - \frac{\text{ch}[\xi \lambda_n (b - y)]}{\text{ch}(\xi \lambda_n b)} \right\}. \quad (44)$$

Применяя обратное интегральное косинус-преобразование Фурье (30) к общему решению неоднородного дифференциального уравнения (33)

$$T(x, y) = \hat{F}_n^{-1}[T_n(y)] = \frac{1}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n T_n(y) \cos \lambda_n x = \frac{1}{a} T_0(y) + \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} T_n(y) \cos \lambda_n x \quad (45)$$

и подставив (38) и (44) в (45), получим распределения температуры в следующем виде:

$$T(x, y) = T_0 + \frac{q_0}{\chi_{22}} \left[\frac{e^{-\gamma b}}{\gamma} (1 - e^{\gamma y}) + y + (1 - e^{-\gamma a}) \times \left(\frac{b}{a} y - \frac{1}{2a} y^2 \right) \right] + \frac{2q_0 \gamma^2}{a \chi_{11}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \times \left\{ 1 - \frac{\text{ch} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n (b - y) \right]}{\text{ch} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n b \right]} \right\} \cos \lambda_n x. \quad (46)$$

Анализ выражения (46) 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 (46) в (7), получим

$$E_x^T = \frac{q_0 \alpha_{12}}{\chi_{22}} \left[1 - e^{-\gamma(b-y)} + \frac{b}{a} (1 - e^{\gamma a}) - \frac{1 - e^{-\gamma a}}{a} y \right] + \frac{2q_0 \gamma^2 \alpha_{12}}{a \chi_{11}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\lambda_n (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \times \sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{\text{sh} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n (b - y) \right]}{\text{ch} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n b \right]} \cos \lambda_n x - \frac{2q_0 \gamma^2 \alpha_{11}}{a \chi_{11}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\lambda_n (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \sin \lambda_n x \times \left\{ 1 - \frac{\text{ch} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n (b - y) \right]}{\text{ch} \left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \lambda_n b \right]} \right\}. \quad (47)$$

Подставляя (47) в (9), после интегрирования получим выражение для термоэдс АОТ ε_1^{\uparrow} с антипараллельными направлениями лучистого потока и градиента температуры

$$\varepsilon_1^{\uparrow \downarrow} = \frac{q_0 a \alpha_{12}}{\chi_{22}} \left[1 + \frac{b}{2a} (1 - e^{-\gamma a}) - \frac{1}{\gamma b} (1 - e^{-\gamma b}) \right] + \frac{4q_0 \gamma^2}{ab} \frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times \left[\frac{a}{(2k+1)\pi} \sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}} \text{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) - b \right]. \quad (48)$$

В отличие от одномерного распределения температуры (6), при котором поперечная термоэдс ε^{\uparrow} (10) определяется только коэффициентом термоэдс α_{12} , в случае двумерного распределения температуры (46) величина ε_1^{\uparrow} определяется также и коэффициентом термоэдс α_{11} . Это значит, что при одномерном распределении температуры поперечная термоэдс обусловлена составляющей градиента температуры только вдоль оси Oy , а при двумерном — составляющими вдоль осей Oy и Ox .

Двумерное распределение температуры АОТ с параллельными направлениями градиента температуры и лучистого потока (рисунок, *b*) также находится из соотношения (3) для $\beta^2 = \chi_{22}/\chi_{11}$:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \beta^2 \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{q_0 \gamma}{\chi_{11}} e^{-\gamma_1 b_1} [e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x}] = 0 \quad (49)$$

при граничных условиях

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{x=a} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, \quad T \Big|_{y=b} = T_0. \quad (50)$$

Использование задачи Штурма—Луивилля с последующими прямыми и обратными интегральными косинус-преобразованиями Фурье [20] приводит аналогично

соотношениям (29)–(45) к следующему распределению температуры АОТ:

$$T(x, y) = T_0 + \frac{q_0 e^{-\gamma b_1}}{\chi_{22}} \left\{ (y - b) e^{-\gamma b} + \frac{1}{\gamma} [1 - e^{-\gamma(b-y)}] + \frac{1 - e^{-\gamma a}}{2a} (b^2 - y^2) \right\} + \frac{2q_0 \gamma^2 e^{-\gamma b_1}}{a \chi_{11}} \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \left[1 - \frac{\text{ch}(\beta^{-1} \lambda_n y)}{\text{ch}(\beta^{-1} \lambda_n b)} \right] \cos \lambda_n x. \quad (51)$$

Термоэдс $\varepsilon^{\downarrow\downarrow}$ с учетом (7) и (51) приобретает вид

$$\varepsilon_1^{\downarrow\downarrow} = \frac{q_0 a \alpha_{12} e^{-\gamma b_1}}{\chi_{22}} \left\{ e^{-\gamma b} - \frac{1}{\gamma b} [1 - e^{-\gamma b}] - \frac{(1 - e^{-\gamma a}) b}{2a} \right\} - \frac{4q_0 \gamma^2}{ab} \frac{\alpha_{11} e^{-\gamma b_1}}{\chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times \left[b - \frac{a}{(2k+1)\pi} \sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}} \text{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) \right]. \quad (52)$$

Как и в выражении (48), первая тройка слагаемых (52) 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 $S_0^{\downarrow\uparrow}$ и $S_0^{\downarrow\downarrow}$ с антипараллельными и параллельными направлениями лучистого потока и градиента температуры приобретают вид

$$(S_{01}^{\downarrow\uparrow})' = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22}} \left[\frac{\gamma b}{2} + \frac{b}{2a} (1 - e^{-\gamma a}) \right] + \frac{4\gamma^2}{a^2 b c} \frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times \left[\frac{a}{(2k+1)\pi} \sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}} \text{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) - b \right]; \quad (53)$$

$$(S_{01}^{\downarrow\downarrow})' = \frac{\alpha_{12} e^{-\gamma b_1}}{\chi_{22} c} \left[\frac{\gamma b}{2} (\gamma b - 1) - \frac{b}{2a} (1 - e^{-\gamma a}) \right] - \frac{4\gamma^2 e^{-\gamma b_1}}{a^2 b c} \frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{a^2} + \gamma^2 \right]} \times \left[b - \frac{a}{(2k+1)\pi} \sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}} \text{th} \left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{a} \right) \right]. \quad (54)$$

Анализ численных значений $(S_0^{\downarrow\uparrow})'$ и $(S_0^{\downarrow\downarrow})'$ показывает, что в режиме оптического пропускания они практически совпадают.

4. АОТ при двумерном распределении температуры, обусловленном термостатированием боковых граней

Наряду с отводом поглощенного тепла через рабочие 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].

Для АОТ прямоугольной формы ($a \approx c > b$) с двумя термостатами, расположенными на боковых гранях ($a \times b$) пластины 1 (рисунок, *c*), распределение температуры находится из общего уравнения теплопроводности (3), при прежних приближениях для $\beta_0^2 = \chi_{22}/\chi_{33}$,

$$\beta_0^2 \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{q_0 \gamma}{\chi_{33}} e^{-\gamma(b-y)} = 0, \quad (55)$$

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

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=a} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=b} = 0, \\ T \Big|_{z=0} = T_0, \quad T \Big|_{z=c} = T_0 \quad (56)$$

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

$$T(y, z) = T_0 + \frac{q_0 (e^{-\gamma b} - 1)}{2b \chi_{33}} (z^2 - cz) + \frac{2q_0 \gamma^2}{b \chi_{22}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[(-1)^n - e^{-\gamma b}]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \times \left[1 + \frac{\text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \lambda_n (z - c) \right) - \text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \lambda_n z \right)}{\text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \lambda_n c \right)} \right] \cos \lambda_n y, \quad (57)$$

а его поперечная термоэдс $\varepsilon_1^{\uparrow\rightarrow}$ с учетом (7) и (9) равна [5]

$$\varepsilon_1^{\uparrow\rightarrow} = \frac{4q_0 \alpha_{12}}{\chi_{22}} \frac{a}{b^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1 + e^{-\gamma b})(\gamma b)^2}{\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{b^2} \left[\frac{(2k+1)^2 \pi^2}{b^2} + (\gamma b)^2 \right]} \times \left\{ 1 + \frac{b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \frac{2 \left[1 - \text{ch} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right) \right]}{\text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right)} \right\}. \quad (58)$$

Для АОТ с односторонним боковым термостатированием (рисунок, *d*) уравнение теплопроводности также

представляется соотношением (3), решаемое при граничных условиях,

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=a} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=b} = 0, \\ T \Big|_{z=c} = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \end{aligned} \quad (59)$$

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

$$\begin{aligned} T(y, z) = T_0 + \frac{q_0(e^{-\gamma b} - 1)}{2\chi_{33}} (z^2 - c^2) \\ + \frac{2q_0\gamma^2}{b\chi_{22}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[(-1)^n - e^{-\gamma b}]}{\lambda_n^2(\lambda_n^2 + \gamma^2)} \left[1 - \frac{\text{ch}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \lambda_n z\right)}{\text{ch}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \lambda_n c\right)} \right] \cos \lambda_n y. \end{aligned} \quad (60)$$

При этом поперечная термоэдс $\varepsilon_2^{\downarrow \rightarrow}$ такого АОТ, согласно [5], составляет

$$\begin{aligned} \varepsilon_2^{\downarrow \rightarrow} = \frac{4q_0\alpha_{12}}{\chi_{22}} \frac{a}{b} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1 + e^{-\gamma b})(\gamma b)^2}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{b} [(2k+1)^2\pi^2 + (\gamma b)^2]} \\ \times \left\{ 1 - \frac{b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \text{th} \left[\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} \frac{(2k+1)\pi c}{b} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (61)$$

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

$$\begin{aligned} S_{01}^{\downarrow \rightarrow} = \frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2 - \gamma b}{(2k+1)^2\pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{(\gamma b)^2} + 1 \right]} \\ \times \left\{ 1 + \frac{2b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \frac{\left[1 - \text{ch} \sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} (2k+1)\pi c b^{-1} \right]}{\text{sh} \left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} (2k+1)\pi c b^{-1} \right)} \right\}, \end{aligned} \quad (62)$$

$$\begin{aligned} (S_{01}^{\downarrow \rightarrow})' = \frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2 - \gamma b}{(2k+1)^2\pi^2 \left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{(\gamma b)^2} + 1 \right]} \\ \times \left\{ 1 - \frac{b}{(2k+1)\pi c} \sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}} \text{th} \left[\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}} (2k+1)\pi c b^{-1} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (63)$$

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

5. Экспериментальные исследования АОТ

Для оценки реальных возможностей АОТ исследовались их характеристики в режиме оптической прозрачности. Сравнение теоретических расчетов и экспериментальных результатов проводилось согласно [13,14]. В качестве источников лучистой энергии использовались газовые CO₂-лазеры типа ЛГ-22 и др. ($\lambda_0 = 10.6$ мкм), гелий-неоновые лазеры ЛГ-36 ($\lambda_0 = 1.06$ – 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, Al₂O₃ 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 представлял собой цилиндрический корпус из меди, в центре которого размещался оптически прозрачный теплоотвод. Аналогично делителям мощности он выполняется из тех же материалов. Для увеличения оптического пропускания на грани теплоотвода и АОТ методом высокочастотного катодного распыления наносили просветляющие слои из CaF₂ 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 10³ Вт/см² практически не вызывает искажений распределений температурного поля внутри объема АОТ.

АОТ выполнялись из материалов, параметры которых приведены в табл. 1 [22–25]. Оптимальный угол φ , под которым ориентировались выбранные кристаллографические направления, составлял 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 10³ Вт/см² ($\lambda = 10.6$ мкм) для АОТ из CdSb с высотой $b = 0.2$ см наблюдается отклонение от линейности характеристики АОТ, 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 градус. Следует отметить, что значение эдс оптически просветленных АОТ превышает эдс непросветленных.

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 ² |
|---------------|------------------------|--------------------------------|---------------------|---------------------------------|---|
| 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 | $0.8 \cdot 10^{-7}$ | 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 ² |
|---------------|------------------------|---------------------|---------------------|---------------------------------|---|
| 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 |

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

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

Результаты проведенных исследований показали, что в случае термостатирования нижней (рисунок, *a*) или верхней (рисунок, *b*) рабочих граней значения расчетных данных вольт-ваттной чувствительности превышают экспериментальные (табл. 2) на 12–16%. В случае термостатирования боковых граней (рисунок, *c, d*) расчетные данные превышают экспериментальные (табл. 3) на 18–20%. Это связано, с одной стороны, с учетом температурной зависимости кинетических коэффициентов материалов АОТ, а с другой — с вихревыми термоэлектрическими токами [3].

Изменение геометрии лучепреломляющих поверхностей АОТ и термостата, а также формы их поперечного сечения [21] привело к появлению устройств, позволяющих наряду с регистрацией лучистых потоков прово-

дить необходимые энергоспектральные перераспределения. При этом возможно одновременное использование их в качестве таких конструктивных элементов, как выходные окна и фильтры различных излучателей.

6. Заключение

Таким образом, в результате проделанной работы можно сделать следующие выводы.

1. Определены эдс, кпд и вольт-ваттная чувствительность АОТ 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 ее уменьшению — в случае термостатирования верхней рабочей грани.

3. Термостатирование боковых граней АОТ приводит к упрощению его конструкции и увеличению предельного значения регистрируемого излучения при минимальном искажении фазо-амплитудных характеристик.

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

Список литературы

- [1] W. Tomson. *Math. Phys. Pap.*, **1**, 266 (1882).
- [2] M. Kohler. *Annal. Phys.*, **40**, 243 (1941).
- [3] Л.И. Анатычук. *Термоэлементы и термоэлектрические устройства* (Киев, Наук. думка, 1979).
- [4] В.Н. Слипченко, А.А. Снарский. *ФТП*, **8**, 2010 (1974).
- [5] А.А. Снарский. *ФТП*, **11**, 2053 (1977).
- [6] А.А. Ащеулов, А.Б. Беликов, А.И. Раренко. *УФЖ*, **8**, 1226 (1993).
- [7] А.А. Ащеулов, И.В. Гуцул, А.И. Раренко. *УФЖ*, **42**, 698 (1997).
- [8] А.А. Снарский, А.М. Пальти, А.А. Ащеулов. *ФТП*, **31**, 1281 (1997).
- [9] А.А. Ащеулов, И.В. Гуцул, А.А. Снарский. *Докл. VII Межгос. семинара „Термоэлектрики и их применение“* (СПб., Россия, 2002) с. 402.
- [10] А.А. Ащеулов. *Опт.-мех. пром-сть*, № 12, 47 (1989).
- [11] И.В. Гуцул. *УФЖ*, **43**, 1278 (1998).
- [12] А.А. Ащеулов, И.В. Гуцул, А.И. Раренко. *Технол. констр. электрон. аппарат.*, № 3–4, 33 (1999).
- [13] А.А. Ащеулов, И.М. Пилат, И.М. Раренко. *Физическая электроника*, № 21, 98 (1980).
- [14] А.А. Ащеулов. Автореф. докт. дис. (Черновцы, 1994).
- [15] А.А. Ащеулов, В.М. Кондратенко, Ю.Б. Пилявский, И.М. Раренко. *ФТП*, **18**, 1330 (1984).
- [16] А.А. Ащеулов, И.В. Гуцул, А.И. Раренко. *ОЖ*, **4**, 78 (1993).
- [17] А.А. Ashcheulov, I.V. Gutsul. *J. Thermoelectricity*, № 3, 81 (1997).
- [18] А.В. Лыков. *Теория теплопроводности* (М., Высш. шк., 1967).
- [19] М.П. Ленюк. Препринт АН УССР. Ин-т математики (1983).
- [20] А.А. Ащеулов, И.В. Гуцул. *Технол. констр. электрон. аппарат.*, № 6, 49 (2003).
- [21] I.V. Gutsul, A.A. Ashcheulov. *J. Thermoelectricity*, № 2, 49 (2000).
- [22] A.A. Ashcheulov, O.N. Manik, S.F. Marenkin. *Inorg. Mater.*, **39**, 59 (2003).
- [23] А.А. Ащеулов, Н.К. Воронка, С.Ф. Маренкин, И.М. Раренко. *Неорг. матер.*, **32**, 1049 (1996).
- [24] С.Ф. Маренкин, А.М. Раухман, Д.И. Пищиков, А.Б. Лазарев. *Неорг. матер.*, **28**, 1813 (1992).
- [25] И.В. Гуцул. Автореф. докт. дис. (Черновцы, 2000).

Редактор Т.А. Полянская

Peculiarities of anisotropic optothermoelements

A.A. Ascheulov, I.V. Gutsul*

Institute of Thermoelectricity of National Academy of Sciences of Ukraine,
58002 Chernivtsi, Ukraine
* Yu. Fedkovich Chernivtsi National University,
58001 Chernivtsi, Ukraine

Abstract The influence of various temperature distributions on basic parameters of anisotropic optothermoelements has been studied under optical transmission. The outlook for realization of the ingenious „transparent wall“ method intended for the registration of various-density radiant flows in the broad both spectral and power ranges has been demonstrated.