

# Физическая установка и ее элементная база

УДК 621.382.53

## Влияние теплообмена ветвей холодильного элемента Пельтье на эффект термоэлектрического охлаждения

В. Г. Охрем

Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича, г. Черновцы, Украина

Е. А. Охрем

Институт термоэлектричества НАН и МОН Украины, г. Черновцы, Украина

*Найдены распределения температуры в холодильных элементах Пельтье с учетом теплового взаимодействия ветвей через внутренние боковые грани. Показано, что максимальное снижение температуры при определенном соотношении размеров ветвей и адиабатической изоляции их холодных торцов увеличивается по сравнению с максимальным снижением температуры, достигаемым с помощью стандартного холодильного элемента Пельтье.*

Теория эффекта термоэлектрического охлаждения с помощью холодильного элемента (ХЭ) Пельтье основана на предположении об одномерности температуры в его ветвях [1, 2]. Тепловое взаимодействие ветвей через внутренние боковые грани при этом не учитывается. Тем не менее, в реальных конструкциях такое взаимодействие в той или иной мере имеет место всегда, а особенно тогда, когда ветви расположены в непосредственной близости одна от другой. Эта ситуация встречается всякий раз, когда необходима компактная конструкция, занимающая как можно меньше места. Следует однако заметить, что при наличии массивной металлической коммутационной перемычки между холодными торцами ветвей ХЭ, которая осуществляет не только электрическую коммутацию, но и выравнивает их температуры, тепловое взаимодействие ветвей не играет роли. Если же коммутационная перемычка такова, что обеспечивает только электрическую коммутацию, картина существенно меняется: распределение температуры в ветвях становится двухмерным, протекающие в ветвях ХЭ физические процессы усложняются, становится иным максимальное снижение температуры.

В данной статье модель стандартного ХЭ Пельтье при прочих равных условиях дополнена межветвенным теплообменом при наличии указанного условия и этим выяснена его роль в процессе охлаждения. Укажем, что использованная здесь идея о теплообмене ветвей впервые применена в работе [3] при изучении возможности снятия тепла через боковые грани ХЭ Пельтье.

Пусть внутренние боковые грани ветвей 1 и 2 (рис. 1) находятся в идеальном тепловом контакте и вместе с тем электроизолированы одна от другой. Тогда, считая, что распределение температуры в ветвях ХЭ двухмерно и что кинетические коэффициенты материалов ветвей не зависят от температуры и координат, обобщенное уравнение теплопроводности в стационарном случае можно записать так

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} + \gamma_i = 0, \quad (1)$$

где  $i = 1, 2$  — номер ветви;

$\gamma_i = \rho_i j_i / \chi_i$ ;  $\rho_i$  и  $\chi_i$  — удельные сопротивление и теплопроводность материала  $i$ -й ветви, соответственно;

$j_i$  — плотность электрического тока в  $i$ -й ветви.

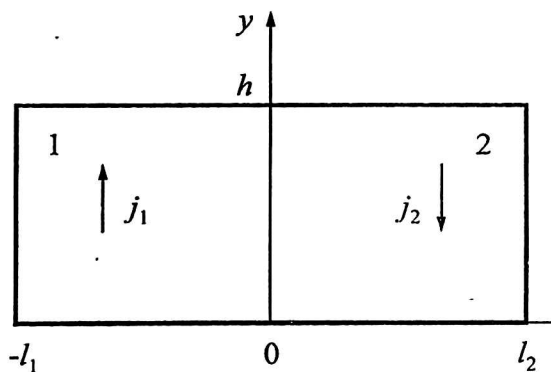


Рис. 1. Принципиальная схема двухветвеного холодильного элемента Пельтье с тепловым взаимодействием ветвей

Граничные условия будут:

$$T_1(x, 0) = T_2(x, 0) = T_0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_1(-l_1, y)}{\partial x} = \frac{\partial T_2(l_2, y)}{\partial x} = 0; \quad (3)$$

$$T_1(0, y) = T_2(0, y); \quad (4)$$

$$\chi_1 \frac{\partial T_1(0, y)}{\partial x} = \chi_2 \frac{\partial T_2(0, y)}{\partial x}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_i(x, h)}{\partial y} - \beta_i T_i(x, h) = 0, \quad (6)$$

где  $\beta_i = \alpha_i j_i / \chi_i$ ;  $\alpha_i$  — термоЭДС материала  $i$ -й ветви.

Эти условия означают:

(2) — термостатирование "горячих" концов ветвей ХЭ при температуре  $T_0$ ;

(3) — адиабатическую изоляцию боковых гра-ней ветвей 1 и 2;

(4) и (5) — непрерывность температуры и теплового потока на стыке ветвей 1 и 2;

(6) — адиабатическую изоляцию "холодных" концов ХЭ.

Подчеркнем, что условие (6) может быть удовлетворено, во-первых, когда коммутационная переемычка выполняет лишь электрическую коммутацию холодных торцов, не закорачивая их в тепловом отношении, во-вторых, когда эти торцы теплоизолированы от внешней среды.

Решение уравнения (1) представим в виде

$$T_i(x, y) = T_0 - \frac{\gamma_i y^2}{2} + \left( \frac{\gamma_i h}{2} \frac{2 - \beta_i h}{1 - \beta_i h} + \frac{\beta_i T_0}{1 - \beta_i h} \right) y + U_i(x, y), \quad (7)$$

где  $U_i(x, y)$  — неизвестная функция.

Подставив (7) в (1), получим уравнение для  $U_i(x, y)$

$$\frac{\partial^2 U_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_i}{\partial y^2} = 0. \quad (8)$$

Граничные условия (2)–(6) будут иметь следующий вид:

$$U_1(x, 0) = U_2(x, 0); \quad (9)$$

$$\frac{\partial U_1(-l_1, y)}{\partial x} = \frac{\partial U_2(l_2, y)}{\partial x} = 0; \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & -\frac{\gamma_1 y^2}{2} + \left( \frac{\gamma_1 h}{2} \frac{2 - \beta_1 h}{1 - \beta_1 h} + \frac{\beta_1 T_0}{1 - \beta_1 h} \right) y + U_1(0, y) = \\ & = -\frac{\gamma_2 y^2}{2} + \left( \frac{\gamma_2 h}{2} \frac{2 - \beta_2 h}{1 - \beta_2 h} + \frac{\beta_2 T_0}{1 - \beta_2 h} \right) y + U_2(0, y); \quad (11) \end{aligned}$$

$$\chi_1 \frac{\partial U_1(0, y)}{\partial x} = \chi_2 \frac{\partial U_2(0, y)}{\partial x}; \quad (12)$$

$$\frac{\partial U_i(x, h)}{\partial y} - \beta_i U_i(x, h) = 0. \quad (13)$$

Таким образом, задача свелась к нахождению решения уравнения (8) при граничных условиях (9)–(13). Решение будем искать в виде разложения функции в ряд Фурье по синусам в интервале  $(0, h)$

$$U_i(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} f_{in}(x) \sin \frac{\delta_{in}}{h} y. \quad (14)$$

Подставив (14) в (13) и осуществив несложные преобразования, получим уравнение для  $\delta_{in}$

$$\frac{1}{\beta_i h} \delta_{in} = \text{tg} \delta_{in}. \quad (15)$$

Корни уравнения (15)  $\delta_{in}$  не должны зависеть от номера ветви  $i$ , поэтому должно выполняться условие  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ , которое дает  $\delta_{in} = \delta_n$ .

Уравнение (15) примет вид

$$\frac{1}{\beta h} \delta_n = \text{tg} \delta_n. \quad (16)$$

Условие  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  в явном виде суть

$$-\frac{\alpha_1 \chi_2}{\alpha_2 \chi_1} = \frac{l_1}{l_2}. \quad (17)$$

При получении условия (17) учтено, что

$$\beta_1 = \alpha_1 I / (\chi_1 c l_1); \quad \beta_2 = -\alpha_2 I / (\chi_2 c l_2),$$

где  $c$  — толщина ветвей;

$I$  — сила тока.

Условие (17) легко соблюсти подбором соотношений между  $l_1$  и  $l_2$ . Решения уравнения (16) для различных  $\beta h$  можно найти, например, в [4].

Из уравнения (8) с учетом (14), в котором следует положить  $\delta_{in} = \delta_n$ , получим

$$U_i(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \left( A_{in} e^{\frac{\delta_n x}{h}} + B_{in} e^{-\frac{\delta_n x}{h}} \right) \sin \frac{\delta_n}{h} y, \quad (18)$$

где  $A_{in}$  и  $B_{in}$  — постоянные интегрирования (18), которые найдем, используя условия (10)–(12), записав их как:

$$A_{1n} e^{\frac{\delta_n l_1}{h}} - B_{1n} e^{-\frac{\delta_n l_1}{h}} = 0;$$

$$A_{2n} e^{\frac{\delta_n l_2}{h}} - B_{2n} e^{-\frac{\delta_n l_2}{h}} = 0;$$

$$A_{1n} + B_{1n} = E_n + A_{2n} + B_{2n};$$

$$\chi_1(A_{1n} - B_{1n}) = \chi_2(A_{2n} - B_{2n}),$$

где принято обозначение

$$E_n = \frac{1}{2}(\gamma_1 - \gamma_2) \left( C_n - h \frac{2 - \beta h}{1 - \beta h} D_n \right).$$

$$C_n = \frac{2h^2}{\delta_n^2} (-\delta_n^2 \cos \delta_n + 2\delta_n \sin \delta_n + 2(\cos \delta_n - 1));$$

$$D_n = \frac{2h}{\delta_n^2} (-\delta_n \cos \delta_n + \sin \delta_n) -$$

— коэффициенты разложения функций  $y^2$  и  $y$ , соответственно, в ряды Фурье по синусам.

$A_{1n}, A_{2n}, B_{1n}$  и  $B_{2n}$  имеют вид:

$$A_{1n} = \chi_2 e^{\frac{\delta_n l_1}{h}} \operatorname{sh} \frac{\delta_n l_2}{h} \frac{E_n}{2K_n};$$

$$A_{2n} = -\chi_1 e^{-\frac{\delta_n l_2}{h}} \operatorname{sh} \frac{\delta_n l_1}{h} \frac{E_n}{2K_n};$$

$$B_{1n} = \chi_2 e^{\frac{\delta_n l_1}{h}} \operatorname{sh} \frac{\delta_n l_2}{h} \frac{E_n}{2K_n};$$

$$B_{2n} = -\chi_1 e^{-\frac{\delta_n l_2}{h}} \operatorname{sh} \frac{\delta_n l_1}{h} \frac{E_n}{2K_n};$$

$$K_n = \chi_2 \operatorname{sh} \frac{\delta_n l_2}{h} \operatorname{ch} \frac{\delta_n l_1}{h} + \chi_1 \operatorname{sh} \frac{\delta_n l_1}{h} \operatorname{ch} \frac{\delta_n l_2}{h}.$$

Подставив вместо  $C_n$  и  $D_n$  в выражение для  $E_n$  их значения, получим

$$E_n = 2 \frac{(\gamma_1 - \gamma_2) h^2}{\delta_n^3} (\cos \delta_n - 1).$$

Из изложенного вытекает, что распределение температуры в ветвях ХЭ в общем случае двумерно, что обусловлено величиной

$$(\gamma_1 - \gamma_2) h^2 = \left( \frac{\rho_1}{\chi_1} \frac{1}{l_1^2} - \frac{\rho_2}{\chi_2} \frac{1}{l_2^2} \right) \frac{I^2}{c_2} h^2.$$

Используя соотношение (17) и учитывая связь  $j_1$  и  $I$ , получим

$$(\gamma_1 - \gamma_2) h^2 = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2} \frac{\rho_1}{\chi_1} (j_1 h)^2,$$

где  $Z_i = \alpha_i^2 / (\chi_i \rho_i)$  — термоэлектрическая добротность материала  $i$ -й ветви.

Разность  $\gamma_1 - \gamma_2$  будет равна нулю, а температура — одномерной при условии  $Z_1 = Z_2$ .

Найдем распределение температуры вдоль грани  $y = h$ . Несложные преобразования приводят к следующим выражениям:

$$T_1(x, h) = \frac{(T_0 + Z_2 \gamma_2 h^2 / 2Z_1)}{1 - \beta h} + \chi_2 \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{sh} \frac{\delta_n l_2}{h} \operatorname{ch} \frac{\delta_n (l_1 + x)}{h} \frac{E_n}{K_n} \sin \delta_n, \text{ для } -l_1 \leq x \leq 0;$$

$$T_2(x, h) = \frac{T_0 + \gamma_2 h^2 / 2}{1 - \beta h} -$$

$$-\chi_1 \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{sh} \frac{\delta_n l_1}{h} \operatorname{ch} \frac{\delta_n (l_2 - x)}{h} \frac{E_n}{K_n} \sin \delta_n, \text{ для } 0 \leq x \leq l_2.$$

Величины температур  $T_1(x, h)$  и  $T_2(x, h)$  определяются в основном функциями  $(T_0 + Z_2 \gamma_2 h^2 / 2Z_1) / (1 - \beta h)$  и, соответственно,  $(T_0 + \gamma_2 h^2 / 2) / (1 - \beta h)$ , поэтому выберем вторую функцию так, чтобы она была минимальной по току. Вычисления приводят к выражению для оптимальной плотности тока, при которой эта функция будет иметь минимум

$$(j_2)_{opt} = -\chi_2 \beta / \alpha_2, \quad (20)$$

где

$$\beta = (\sqrt{1 + 2Z_2 T_0} - 1) / h,$$

а значение самой функции  $(T_0 + \gamma_2 h^2 / 2) / (1 - \beta h)$  при этом составляет величину

$$T_{min} = \beta h / Z_2.$$

Поскольку  $j_1$  и  $j_2$  связаны соотношением  $\alpha_2 j_2 / \chi_2 = \alpha_1 j_1 / \chi_1$ , получаем

$$(j_1)_{opt} = -\chi_1 \beta / \alpha_1. \quad (21)$$

Выражения (20) и (21) определяют значения плотностей тока в ветвях ХЭ. Выражение для функции  $T_{min}$  формально совпадает с выражением для минимальной температуры стандартного ХЭ, у которого тепловое взаимодействие ветвей не учитывается [1, 2]:

$$T_{min}^{stand} = (\sqrt{1 + 2Z_T T_0} - 1) / Z_T,$$

здесь  $Z_T = (\alpha_1 - \alpha_2)^2 / (\sqrt{\chi_1 \rho_1} + \sqrt{\chi_2 \rho_2})^2$  — термоэлектрическая добротность ХЭ, которая отличается от  $Z_2$ .

Температуры  $T_1(x, h)$  и  $T_2(x, h)$  согласно формулам (19), (20) таковы:

$$T_1(x, h) = \frac{1 + (Z_1 + Z_2)T_0 - \sqrt{1 + 2Z_2T_0}}{Z_1\sqrt{1 + 2Z_2T_0}} + 2\chi_2 \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1Z_2} (\beta h)^2 \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos \delta_n}{\delta_n^3 K_n} sh \frac{\delta_n l_2}{h} ch \frac{\delta_n (l_1 + x)}{h} \sin \delta_n;$$

$$T_2(x, h) = T_{\min} - 2\chi_1 \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1Z_2} (\beta h)^2 \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos \delta_n}{\delta_n^3 K_n} sh \frac{\delta_n l_1}{h} ch \frac{\delta_n (l_2 - x)}{h} \sin \delta_n.$$

Оценим температуру в точке  $(0, h)$  по формуле

$$T_2(0, h) = T_{\min} - 2\chi_1 \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1Z_2} (\beta h)^2 \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos \delta_n}{\delta_n^3 K_n} sh \frac{\delta_n l_1}{h} ch \frac{\delta_n l_2}{h} \sin \delta_n.$$

Для оценки  $T(0, h)$  возьмем такие параметры:

$$Z_1 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}; \quad Z_2 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1};$$

$$\chi_1 = 1,08 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К});$$

$$\chi_2 = 1,13 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К});$$

$$\alpha_1 = 180 \text{ мкВ}/\text{К}; \quad \alpha_2 = -150 \text{ мкВ}/\text{К};$$

$$\rho_1 = \rho_2 = 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}; \quad T_0 = 300 \text{ К};$$

$$h = 1 \text{ см}; \quad l_1 = 0,3 \text{ см}.$$

Для указанного  $Z_2$   $T_{\min} = 241,5 \text{ К}$ . При этом получим  $l_2 = 0,24 \text{ см}$ ,  $\beta = 0,5 \text{ см}^{-1}$  и  $\delta_1 = 1,166$ ;  $\delta_2 = 4,6$ ;  $\delta_3 = 7,79$  [4].

Ограничившись тремя членами суммы, получим  $T(0, h) \approx 224,6 \text{ К}$ . При  $l_1 = 0,5 \text{ см}$ ,  $l_2 = 0,4 \text{ см}$  имеем  $T(0, h) \approx 225 \text{ К}$ . Для стандартного ХЭ при этих же материальных константах будем иметь  $Z_T = 2,49 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ , что при  $T_0 = 300 \text{ К}$  дает

$T_{\min}^{\text{stand}} = 232 \text{ К}$ . При достаточно больших  $l_1$  и  $l_2$ , таких, что  $\delta_1 l_1 / h \approx 2,5$ , имеем

$$T_2(0, h) = T_{\min} - \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1Z_2} (\beta h)^2 \times$$

$$\times \frac{2}{1 + \chi_2 / \chi_1} \sum \frac{1 - \cos \delta_n}{\delta_n^3} \sin \delta_n,$$

т. е. температура не зависит от размеров ветвей, при этом  $T_2(0, h) = 225 \text{ К}$ .

В соответствии с выражениями для  $T_1(x, h)$  и  $T_2(x, h)$  температура холодных торцов ХЭ зависит от  $x$ . Эта зависимость такова, что  $T_2(x, h)$  с ростом  $x$  растет, и при  $x = -l_2$  составляет наибольшую величину. Так же ведет себя и  $T_1(x, h)$  — с ростом  $x$  растет, и при  $x = l_1$  становится наибольшей. Однако эти зависимости несущественные.

Таким образом, тепловое взаимодействие ветвей ХЭ Пельтье через внутренние боковые грани приводит к усилению эффекта термоэлектрического охлаждения.

Интерес представляет трехветвенный ХЭ, схема которого дана на рис. 2.

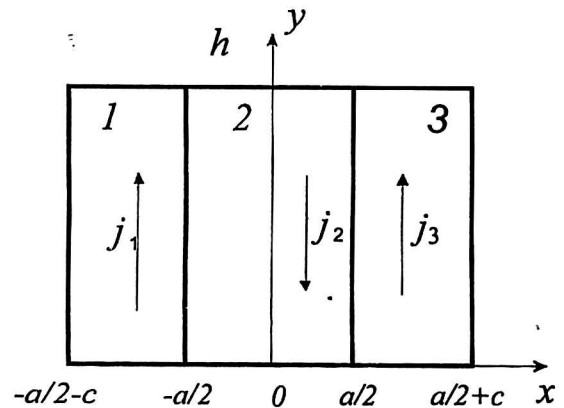


Рис. 2. Трехветвенный холодильный элемент Пельтье с тепловым взаимодействием ветвей

Одна из ветвей состоит из двух одинаковых частей 1 и 3; которые находятся в идеальном тепловом контакте боковыми гранями с ветвью 2. На рис. 2  $j_1$ ,  $j_2$  и  $j_3$  — плотности электрических токов, части (далее ветви) 1 и 3 соединены между собой параллельно.

Математически задача выглядит так. Распределение температуры, как и в предыдущем случае, описывается уравнением (1), а граничные условия имеют вид:

$$T_i(x, 0) = T_0; \quad \frac{\partial T_i(x, h)}{\partial y} - \beta_i T_i(x, h) = 0;$$

$$\frac{\partial T_1\left(-\frac{a}{2} - c, y\right)}{\partial x} = \frac{\partial T_3\left(\frac{a}{2} + c, y\right)}{\partial x} = 0;$$

$$\chi_1 \frac{\partial T_1\left(-\frac{a}{2}, y\right)}{\partial x} = \chi_2 \frac{\partial T_2\left(-\frac{a}{2}, y\right)}{\partial x};$$

$$T_1\left(-\frac{a}{2}, y\right) = T_2\left(-\frac{a}{2}, y\right);$$

$$\chi_2 \frac{\partial T_2\left(\frac{a}{2}, y\right)}{\partial x} = \chi_3 \frac{\partial T_3\left(\frac{a}{2}, y\right)}{\partial x};$$

$$T_2\left(\frac{a}{2}, y\right) = T_3\left(\frac{a}{2}, y\right),$$

где  $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta$ , откуда получаем  $\alpha_1\chi_2/\alpha_2\chi_1 = 2c/a$ . Считается, что здесь материал ТЭ однородный, с независимыми от температуры кинетическими коэффициентами.

Распределения температуры в ветвях представляются в виде

$$T_i(x, y) = T_0 - \frac{1}{2} \gamma_i y^2 + \left( \frac{\gamma_i h}{2} \frac{2 - \beta_i h}{1 - \beta_i h} + \frac{\beta_i T_0}{1 - \beta_i h} \right) y + \sum_{n=1}^{\infty} \left( G_{in} e^{\frac{\delta_n x}{h}} + H_{in} e^{-\frac{\delta_n x}{h}} \right) \sin \frac{\delta_n}{h} y,$$

где  $G_{in}$  и  $H_{in}$  — постоянные интегрирования, которые находятся из приведенных выше граничных условий;

$\delta_n$  — решение трансцендентного уравнения (16).

Выражения для  $G_{in}$  и  $H_{in}$  имеют вид

$$G_{1n} = -G_{2n} \frac{\chi_2}{\chi_1} \frac{sh \frac{\delta_n a}{2h}}{sh \frac{\delta_n c}{h}} e^{\frac{\delta_n}{h} \left( \frac{a}{2} + c \right)};$$

$$H_{1n} = -G_{2n} \frac{\chi_2}{\chi_1} \frac{sh \frac{\delta_n a}{2h}}{sh \frac{\delta_n c}{h}} e^{\frac{\delta_n}{h} \left( \frac{a}{2} + c \right)};$$

$$G_{3n} = -G_{2n} \frac{\chi_2}{\chi_1} \frac{sh \frac{\delta_n a}{2h}}{sh \frac{\delta_n c}{h}} e^{-\frac{\delta_n}{h} \left( \frac{a}{2} + c \right)};$$

$$H_{3n} = -G_{2n} \frac{\chi_2}{\chi_1} \frac{sh \frac{\delta_n a}{2h}}{sh \frac{\delta_n c}{h}} e^{\frac{\delta_n}{h} \left( \frac{a}{2} + c \right)};$$

$$G_{2n} = H_{2n} \frac{1}{2} (\gamma_1 - \gamma_2) F_n L_n,$$

где

$$F_n = 4 \frac{1 - \cos \delta_n}{\delta_n^3} h^2;$$

$$L_n = \frac{sh \frac{\delta_n c}{h} sh \frac{\delta_n a}{2h} + \frac{\chi_2}{\chi_1} ch \frac{\delta_n c}{h} ch \frac{\delta_n a}{2h}}{sh \frac{\delta_n a}{h} \left[ \left( sh \frac{\delta_n c}{h} \right)^2 + \left( \frac{\chi_2}{\chi_1} ch \frac{\delta_n c}{h} \right)^2 \right] + 2 \frac{\chi_2}{\chi_1} sh \frac{\delta_n c}{h} ch \frac{\delta_n c}{h} ch \frac{\delta_n a}{h}}$$

Распределение температуры вдоль холодного торца ветви 2 (см. рис. 2) имеет вид

$$T_2(x, h) = T_{\min} - 4 \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 Z_2} (\beta h)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos \delta_n}{\delta_n^3} \times \times L_n sh \frac{\delta_n c}{h} ch \frac{\delta_n x}{h} \sin \delta_n.$$

Из этого выражения видно, что  $T_2(x, y)$  имеет наименьшее значение в точках  $x = \pm a/2$ , а наибольшее — в точке  $x = 0$ .

Запишем распределения температур вдоль холодных торцов ветвей 1 и 3:

$$T_1(x, h) = \frac{1 + (Z_1 + Z_2)T_0 - \sqrt{1 + 2Z_2 T_0}}{Z_1 \sqrt{1 + 2Z_2 T_0}} + 4 \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 Z_2} \times$$

$$\times (\beta h)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos \delta_n}{\delta_n^3} L_n \frac{\chi_2}{\chi_1} sh \frac{\delta_n a}{2h} ch \frac{\delta_n}{h} \left( \frac{a}{2} + c + x \right) \sin \delta_n;$$

$$T_3(x, h) = \frac{1 + (Z_1 + Z_2)T_0 - \sqrt{1 + 2Z_2 T_0}}{Z_1 \sqrt{1 + 2Z_2 T_0}} + 4 \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 Z_2} \times$$

$$\times (\beta h)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos \delta_n}{\delta_n^3} L_n \frac{\chi_2}{\chi_1} sh \frac{\delta_n a}{2h} ch \frac{\delta_n}{h} \left( \frac{a}{2} + c - x \right) \sin \delta_n.$$

Видно, что температуры в точках  $(a/2, h)$  и  $(-a/2, h)$  — одинаковы, и далее с отдалением от этих точек влево (ветвь 1) и вправо (ветвь 3) они возрастают по одинаковому закону и становятся наибольшими на краях ветвей. Это означает, что ветви 1 и 3 отбирают тепло от ветви 2 через ее боковые грани.

Числовая оценка температуры в точке  $(a/2, h)$  при  $a = 0,8$  см и  $c = 0,5$  см с использованием вышеприведенных материальных констант приводит к значению  $T(a/2, h) \approx 224,5$  К, что равно температуре  $T_2(0, h)$ , которое получается с помощью двухветвеного ХЭ. При этом в точке  $x = 0$  температура мало отличается от температуры на стыках ветви 2 с ветвями 1 и 3.

Укажем на возможную область применения рассмотренных элементов. Двухветвенный ХЭ можно использовать для охлаждения или стабилизации температуры различного рода микродатчиков. Понижение рабочей температуры способствует замораживанию шумов, а следовательно, улучшению качества их работы. Для этих же целей может применяться и трехветвенный ХЭ, отличающийся от двухветвенного тем, что может охлаждать два микросенсора.

Таким образом, приходим к общему выводу о том, что тепловое взаимодействие ветвей ХЭ Пельтье через внутренние боковые грани приводит к усилению эффекта термоэлектрического охлаждения, что имеет практическое значение.

Здесь рассмотрены лишь теоретические аспекты термоэлектрического охлаждения при наличии теплового взаимодействия ветвей и при условии адиабатической изоляции их холодных торцов. Числовые оценки носят иллюстративный характер и не претендуют на роль конкретных практических рекомендаций, а вопросы экспериментального характера — коммутация ветвей, конструкция токоподводов, а также во-

просы, которые связаны с реализацией идеального теплового контакта ветвей внутренними гранями, — требуют специальных исследований.

Отметим, что физические основы эффекта термоэлектрического охлаждения при наличии теплового взаимодействия ветвей и адиабатической изоляции холодных торцов ХЭ изменяются: другими становятся параметр термоэлектрической добротности, фактор формы (отношение  $l_1/l_2$  для двухветвенного ХЭ, или  $2c/a$  — для трехветвенного), а также выражение для оптимального тока.

#### Л и т е р а т у р а

1. Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы. — М.—Л.: Из-во АН СССР, 1960.
2. Harman T. C., Honig J. M. Thermoelectric and thermomagnetic effects and applications. — New-York: Mc Graw-Hill book Company, 1967.
3. Корнилов В. С. Физические процессы в термоэлектрических охладителях с боковым съемом тепла: Автореф. дисс... канд. физ.-мат наук. О1.04.10. Л./, 1982.
4. Лыков А. В. Теория теплопроводности. — М.: Высш. шк., 1967.

## Cooling effect under influence of lateral heat exchange of Peltier thermoelement legs

V. G. Okhrem

Chernovzy National University by Yu. Fedcovich, Chernovzy, Ukraine

E. A. Okhrem

Institute of Thermoelectricity, Chernivzy, Ukraine

*The temperature distribution in the cooling Peltier thermoelement with impact of thermal interaction of legs through interior lateral faces are found. It is shown, that the maximum temperature drop under assigned ratio of legs dimentions and adiabatical isolation of their cold end faces is considerably increased on a comparison with a maximum drop temperature of conventional cooling Peltier thermoelement.*