УДК 621.382.53

Глубина охлаждения термоэлектрического холодильного элемента на основе совместного действия эффектов Пельтье и Томсона

В.Г. Охрем

В работе исследована возможность совместного использования эффектов Пельтье и Томсона для получения холода. Показано, что такое сочетание может существенно усилить глубину охлаждения. Выяснены свойства термоэлектриков, которые нужны для создания указанного холодильного элемента. Предложен также эффективный гальванотермомагнитный холодильный элемент рабочим эффектом которого является эффект Томсона.

PACS: 85.80.F
Ключевые слова: холодильный элемент, перепад температуры, эффект Томсона, umkehr-эффект, гальванотермомагнитное охлаждение

Введение

Из термоэлектрических явлений Зеебека, Пельтье и Томсона [1—3] в настоящее время применяются только два первых. Эффект Зеебека используется для создания генераторов термоэдс, Пельтье — для получения холода. Термоэлектрические генераторы и холодильники широко используются для научных и технических целей [1, 2], а эффект Томсона (описанный, например, в [3]) применения не нашел. Поэтому настоящая работа посвящена учёту указанного эффекта при расчете глубины охлаждения и предложен холодильный элемент (ХЭ), рабочими эффектами которого являются одновременно два эффекта, а именно, Пельтье и Томсона. В работе рассчитана только одна характеристика ХЭ. Однако примененную в статье методику можно использовать и для расчета других рабочих характеристик термоэлектрических приборов. Теоретически исследован также гальванотермомагнитный ХЭ на основе монокристаллического висмута, рабочим эффектом которого является эффект Томсона.

Расчет перепада температуры ХЭ

При расчете характеристик ХЭ Пельтье эффект Томсона, как уже сказано, обычно не учитывается, т.е. считается, что термоэдс — величина постоянная, и поэтому коэффициент эффекта Томсона равен нулю. Конечно, зависимость термоэдс от температуры и влияние эффекта Томсона на характеристики ХЭ можно учесть, взяв зависимость термоэдс от температуры из эксперимента, а также получить результаты с помощью компьютера в числовом виде. Однако при таком подходе трудно выяснить физические причины указанного влияния. Поэтому лучше иметь аналитические зависимости характеристик ХЭ от коэффициента Томсона. В настоящей работе рассмотрена одна из таких характеристик, а именно, перепад температуры ХЭ.

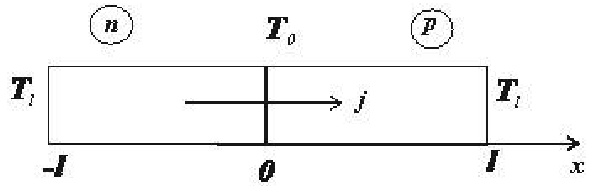

Рис. 1. Принципиальная схема ХЭ

В расчетах будем считать, что все кинетические коэффициенты термоэлектрика (кроме термоэдс) постоянны, т.е. не зависят от координат и температуры. Положим для простоты, что температура одномерна. Тогда в стационарном случае распределение температуры в одной из ветвей ХЭ *n*- или *p*- типа (рис. 1) будет удовлетворять уравнению

$$\kappa_i \frac{d^2T_i}{dx^2} - \tau_i \cdot j_i \cdot \frac{dT_i}{dx} + \rho_i \cdot j_i^2 = 0, \qquad (1)$$

где T_i — температура, j_i — плотность электрического тока, κ_i — удельная теплопроводность, τ_i — коэффициент эффекта Томсона, который далее будем считать постоянным, ρ_i — удельное сопротивление, i — индекс, который означает *p*- или *n*-ветвь ХЭ.

Существует связь коэффициента Томсона и термоэдс, а именно:

$$\tau = \frac{d\Pi}{dT} - \alpha,$$

Охрем Василий Георгиевич, доцент.
Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», Черновицкий факультет.
Украина, 58018, г. Черновцы, ул. Главная, 203-а.
E-mail: okhrem@ukr.net

Статья поступила в редакцию 10 марта 2014 г.

кроме того, известно, что

$$\Pi = \alpha T,$$

где α — термоэдс, П — коэффициент эффекта Пельтье. Два последних соотношения называются соотношениями Томсона.

Уравнения (1) решаются совместно с граничными условиями (см. рис 1):

$$T_n(0) = Tp(0) = T_0, T_p(l) = T_n(-l) = T_l, \qquad (2)$$

где l — длина ветви, T_0 — температура стыка ветвей, а $T_l = T_{-l}$ — температуры «горячих» концов ветвей. Решение задачи (1), (2) для p-ветви имеет вид:

$$T_p = T_0 - \left(\Delta T - \frac{b_p}{a_p} l\right)\frac{1-e^{a_p x}}{1-e^{a_p l}} - \frac{b_p}{a_p}x, \qquad (3)$$

а для n-ветви распределение температуры будет таким:

$$T_n = T_0 - \left(\Delta T + \frac{b_n}{a_n} l\right)\frac{1-e^{a_n x}}{1-e^{-a_n l}} - \frac{b_n}{a_n}x,$$

где $\Delta T = T_0 - T_l$ — перепад температуры вдоль ветвей, а

$$a_p = \frac{\tau_p}{\kappa_p} j, \quad b_p = \frac{\rho_p}{\kappa_p} j^2,$$

$$a_n = \frac{\tau_n}{\kappa_n} j, \quad b_n = \frac{\rho_n}{\kappa_n} j^2.$$

Остановимся далее на выборе коэффициента термоэдс. Из соотношений Томсона получим выражение:

$$\tau = T\frac{d\alpha}{dT}.$$

Из этого выражения при постоянстве находим

$$\alpha = \alpha_l + \tau \ln\frac{T}{T_l},$$

где α_l — термоэдс горячего конца ветви.

Положим далее, что второй член в этом выражении мал по сравнению с. Это действительно так, если считать, что τ мало по сравнению с термоэдс α, а ln (T/T_l) при $T = T_0$ по величине меньше 1 (если положить, что T_0 = 200 К, а T_l=300 К, то ln T_0/T_l= –0,4). Таким образом, термоэдс в этом случае будет также постоянной и равной термоэдс горячего конца.

Для определения температуры стыка ветвей T_0 используем условие непрерывности теплового потока в точке x = 0. Это условие в нашем случае имеет вид:

$$-\kappa_p\left(\Delta T - \frac{b_p l}{a_p}\right)\frac{a_p}{1-e^{a_p l}} + \kappa_p\frac{b_p}{a_p} + \alpha_{lp}T_0 j =$$

$$= -\kappa_n\left(\Delta T + \frac{b_n l}{a_n}\right)\frac{a_n}{1-e^{-a_n l}} + \kappa_n\frac{b_n}{a_n} + \alpha_{ln}T_0 j.$$

Из этого уравнения найдем выражение для температуры холодного стыка:

$$T_0 = \frac{A}{B},$$

$$A = -\frac{\kappa_p b_p l}{1-e^{a_p l}} - \frac{\kappa_n b_n l}{1-e^{-a_n l}} - \kappa_p\frac{b_p}{a_p} + \kappa_n\frac{b_n}{a_n} -$$

$$-\left(\frac{\kappa_p a_p}{1-e^{a_p l}} - \frac{\kappa_n a_n}{1-e^{-a_n l}}\right)T_l,$$

$$B = -\frac{\kappa_p a_p}{1-e^{a_p l}} + \frac{\kappa_n a_n}{1-e^{-a_n l}} + (\alpha_{lp} - \alpha_{ln}),$$

где α_{lp}, α_{ln} — термоэдс горячих концов p- и n-ветвей, соответственно. В развернутом виде выражение для температуры холодного стыка будет иметь следующий вид:

$$T_0 = \frac{F}{G},$$

$$F = -\frac{\rho_p \cdot j \cdot l}{1-e^{\frac{\tau_p j}{\kappa_p}l}} - \frac{\rho_n \cdot j \cdot l}{1-e^{\frac{\tau_n j}{\kappa_n}l}} - \frac{\kappa_p \cdot \rho_p}{\tau_p} + \frac{\kappa_n \cdot \rho_n}{\tau_n} -$$

$$-\left(\frac{\tau_p}{1-e^{\frac{\tau_p j}{\kappa_p}l}} - \frac{\tau_n}{1-e^{\frac{\tau_n j}{\kappa_n}l}}\right)\cdot T_l,$$

$$G = -\frac{\tau_p}{1-e^{\frac{\tau_p j}{\kappa_p}l}} + \frac{\tau_n}{1-e^{\frac{\tau_n j}{\kappa_n}l}} - (\alpha_{lp} - \alpha_{ln}),$$

где α_{lp}, α_{ln} — термоэдс материалов соответствующих ветвей. Как видно из этого выражения, температура стыка ветвей T_0 сложным образом зависит от плотности электрического тока j.

Для числовых расчетов T_0 выберем термоэлектрики, для которых $\alpha_{0p} = -\alpha_{0n} = 100$ мкВ/К, $\rho_n = \rho_p = 10^{-3}$ Ом/см, $\kappa_n = \kappa_p = 10^{-1}$ Вт/см·К, $-\tau_n = \tau_p = 5$ мкВ/К. Геометрические размеры: $S_n = S_p = 4 \cdot 10^{-2}$ см^2, $l = 0{,}5$ см. Температура горячих торцов ХЭ T_l = 300 К. Для выбранных параметров пакет математических программ *Maple* даёт зависимость T_0 от величины тока, которая представлена на рис. 2. Как видно из рисунка, охлаждение имеет место при большом токе: при указанных площадях поперечного сечения ток составляет 8–20 А (плотность тока 200–500 А/см^2). Из рисунка видно, что температура стыка при плотности тока около 500 А/см^2 (равно как и при –500 А/см^2) близка к абсолютному нулю. Этот результат можно объяснить тем, что принятое условие постоянства кинетических коэффициентов оправдывается только в не очень широком интервале температур. Однако полученный результат всё же говорит о том, что термоэлектрики, для которых $\tau = const$, лучше, чем термоэлектрики, для которых $\alpha = const$. Неиспользование указанного приближения ранее можно объяснить тем, что среди известных термоэлектриков нет таких, для которых $\tau = const$.

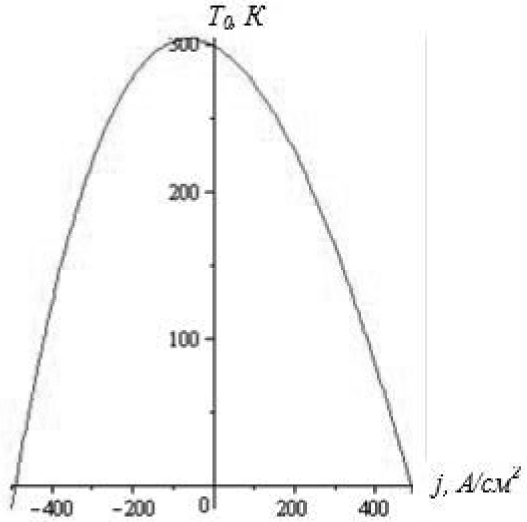

Рис. 2. Зависимость температуры T_0 от плотности тока при $-\tau_n = \tau_p = 5$ мкВ/К.

Автору представляется, что поиск и создание термоэлектриков с указанным свойством является задачей актуальной. Полученный результат, с одной стороны, интересный, а с другой, – не до конца понятный. Здесь рабочими эффектами являются два явления: эффект Пельтье и эффект Томсона. Механизм совместного их действия еще предстоит выяснить.

Гальванотермомагнитное охлаждение

Рассмотрим далее гальванотермомагнитное (ГТМ) охлаждение, частично рассмотренное в [4]. Его особенностью является зависимость термоэдс, а, следовательно, и рабочих характеристик от *umkehr*-эффекта. Эта зависимость весьма существенна для таких материалов, как висмут или висмут-сурьма в области азотных температур. В указанной работе исследованы выражения для холодильного коэффициента, холодопроизводительности и максимального снижения температуры ГТМ ХЭ, при этом показано, что они зависят от *umkehr*-эффекта.

Считая, что материалы ветвей таковы, что имеет место *umkehr*–эффект, выберем модель ХЭ. Пусть температура, как и в предыдущем случае, одномерна, а электрический ток, текущий вдоль ветвей, постоянен. Длины одинаковы и равны l. Тогда в каждой из ветвей ХЭ распределение температуры будет удовлетворять уравнению (1) с граничными условиями (2). Температура будет определяться выражением (3), в котором вместо $\alpha_{lp} - \alpha_{ln}$ нужно подставить $\alpha_p(H) - \alpha_n(H)$.

При наличии магнитного поля H соотношения Томсона имеют вид:

$$\tau(H) = \frac{\partial \Pi(H)}{\partial T} - \alpha(H),$$
$$\Pi(H) = \alpha(-H) \cdot T.$$

Для таких термоэлектриков как, например, висмут или висмут-сурьма, для которых $\alpha(H) \neq \alpha(-H)$ — это и есть *umkehr*–эффект. Более того, при изменении направления магнитного поля на противоположное термоэдс может даже изменить знак на противоположный.

С учетом указанного неравенства при постоянстве термоэдс будем иметь соотношение:

$$\tau(H) = \alpha(-H) - \alpha(H).$$

Для термоэлектриков p- и n-типа проводимости получим выражения:

$$\tau_p(H) = \alpha_p(-H) - \alpha_p(H),$$

$$\tau_n(H) = \alpha_n(-H) - \alpha_n(H).$$

В [4] предложен ГТМ ХЭ, ветви которого изготовлены из одного и того же материала, обладающего *umkehr*–эффектом, но ветви различным образом ориентированы в магнитном поле. При условии, что одна ветвь повернута относительно другой на угол 180^0 (вокруг длинной оси ветвей), будем иметь $\tau_p = -\tau_n$.

Пусть $\tau_p =$ 50 мкВ/К и $T_1 =$ 80 К. Тогда при тех же размерах, что и выше, и при тех же теплопроводности и удельном сопротивлении зависимость T_0 от плотности тока будет иметь вид, представленный на рис. 3.

Из рисунка видно, что (как и выше) охлаждение имеет место, как при положительном, так и при отрицательном направлении тока, и оно весьма существенно. Конечно, как и выше, этот результат нужно воспринимать с осторожностью, поскольку τ может быть постоянным в не очень широком интервале температур.

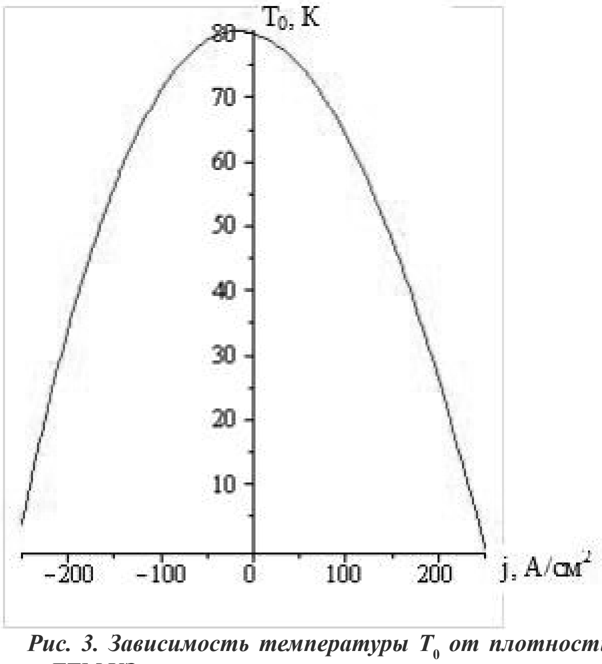

Рис. 3. Зависимость температуры T_0 от плотности тока ГТМ ХЭ

Отметим одно очень важное достоинство описанного ГТМ ХЭ. Оно касается материала ветвей. Во-первых, отметим, что материал ветвей ─ это висмут, технология получения которого хорошо отработана. Во–вторых, и это ─ главное, ветви изготовлены из одного и того же материала.

Что же касается физики, то можно утверждать, что *umkehr*-эффект (эффект Томсона) и эффект Пельтье сильно ослабляют эффекты теплопроводности и Джоуля, что и приводит к значительному усилению эффекта охлаждения.

Заключение

Полученные в статье результаты являются оригинальными, но не до конца понятыми с физической точки зрения. Теория, которая была развита А.Ф. Йоффе, построена на том, что есть конкуренция эффектов Джоуля, теплопроводности и Пельтье и существует некий оптимальный ток, при котором перепад температуры достигает максимального значения. В изложенной выше теории этого нет. Глубина охлаждения с ростом тока увеличивается, и этот результат еще предстоит понять. Для этого нужны также и эксперименты, которые автором не проводились. Ведь истинность всякой теории может быть подтверждена только экспериментом. Эксперименты можно выполнить на монокристаллах висмута в магнитном поле при азотных температурах. И если теория подтвердится, то это будет подтверждением возможности эффективного использования явления Томсона для целей охлаждения.

Литература

1. *Иоффе А.Ф.* Полупроводниковые термоэлементы.— М.— Л.: Из-во АН СССР, 1960

2. *Анатычук Л.А.* Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник -Киев: Наукова думка, 1979

3. *Стильбанс Л.С.* Термоэлектрические явления. В сб. Полупроводники в науке и техники. Т. 1. С. 113–132. Издательство АН СССР, 1957

4. *Ащеулов А.А.*, *Охрем В.Г.*, *Охрем Е.А.* // Термоэлектричество. 2002. № 4. С. 28.

Depth cooling thermoelectric refrigeration element based on the combined action of the Peltier and Thomson effects

V. G. Okhrem

National Technical University KhPI
Chernivtsi Department.
203-a Glavnaya str., Chernivtsi, 58018, Ukraine
E-mail: okhrem@ukr.net

We have studied the possibility of sharing Peltier and Thomson to get cold. It is shown that this combination can significantly increase the depth of cooling. Thermoelectrics elucidated properties that are needed to create the specified refrigeration element. It is proposed as an effective element galvanothermomagnetic refrigerant where a working effect is the Thomson effect.

PACS: 85.80.F
Keywords: Thomson effect, the refrigeration unit temperature difference, galvanothermomagnetic cooling, umkehr-effect.

References

1. A. F. Ioffe, *Semiconductor thermoelements* (AN USSR, M.— L., 1960) [in Russian].

2. L. A. Anatychuk, *Thermoelements and Thermoelectric Devices. Handbook* (Naukova Dumka, Kiev, 1979) [in Russian].

3. L. S. Stilbans, *Thermoelectric Effects*, in *Semiconductors in Science and Technique*. (AN USSR, 1957) Vol. 1, pp. 113–132 [in Russian].

4. A. A. Ashcheulov, V. G. Okhrem, and E. A. Okhrem, Termoelektrichestvo, No. 4, 28 (2002).