

Физическая аппаратура и её элементы

УДК 621.382.53

Криогенное гальванотермомагнитное охлаждение

В. Г. Охрем

Предложены модели продольного инверсионного и поперечного, работающего на эффекте Эттингсгаузена, холодильников предназначенных для работы в области криогенных температур. Рассчитаны и проанализированы максимальные перепады температур, которые можно получить с помощью этих холодильников при наличии сильных токов. Указаны области их возможного применения.

PACS: 85.80.F

Ключевые слова: *umkehr-эффект, эффект Эттингсгаузена, гальванотермомагнитное охлаждение, инверсионный холодильник, перепад температуры.*

Введение

Для достижения высокой чувствительности микросенсоров, а в особенности приемников ИК-излучения, применяется их охлаждение. Иногда требуется охлаждение до криогенных температур, а иногда до еще более низких. Это способствует подавлению собственных шумов и повышению качества работы микросенсоров.

Существует возможность реализовать такое охлаждение с помощью охладителя, принципом действия которого является эффект Эттингсгаузена. Исследования этого эффекта и возможностей его использования для получения холода можно найти в монографии Э. В. Осипова [1]. Исследования других эффектов и возможностей их применения для создания холодильников в области криогенных температур не рассматривались.

В настоящей работе рассмотрена возможность применения эффекта, который в физической литературе принято называть *umkehr-эффектом* [2] (а также эффектом инверсии магнитного поля [3] и коммутационным эффектом [4]), который обусловлен зависимостью термоЭДС от инверсии индукции магнитного поля. Этот эффект в области криогенных температур детально изучен на монокристаллах висмута и сплавов висмут-сурьма.

Ниже дана теория термопарного гальванотермомагнитного холодильника (ГТМХ) с учетом зависимости термоЭДС от инверсии индукции поперечного магнитного поля — *umkehr-эффекта*. В качестве материала ветвей ГТМХ выбран висмут, для которого имеет место зависимость термоЭДС от инверсии индукции магнитного поля. Отметим, что для висмута указанный эффект хорошо изучен и проявляет себя наиболее отчетливо [2—4].

Исследованы также механизмы охлаждения в холодильнике Эттингсгаузена. При этом механизмы охлаждения приобретают особенности, которые ранее не рассматривались, но проявляются в значительном усилении эффекта охлаждения.

Стационарный температурный режим ГТМХ

ГТМХ состоит из двух ветвей *p*- и *n*-типа проводимости, коммутационной перемычки 2, токоподводов 3 и расположен в магнитном поле индукцией B (рис. 1).

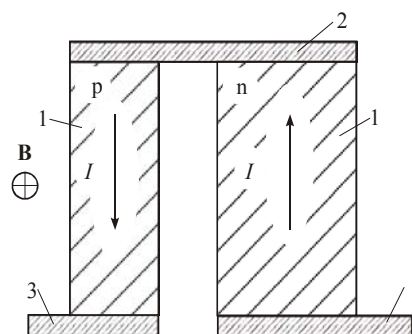


Рис. 1. Продольный ГТМХ: 1 — ветви *p*- и *n*-типа проводимости; 2 — коммутационная перемычка; 3 — токоподводы

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

Статья поступила в редакцию 6 апреля 2015 г.

© Охрем В. Г., 2015

Принимаем, что материалы ветвей обладают *umkehr*-эффектом. Расчетная модель: температура одномерна, а электрический ток, текущий вдоль ветвей, постоянный. Длины ветвей l считаются одинаковыми по величине.

Предположим, что коммутационные элементы — переключки и токоподводы — не влияют на термоэлектрические процессы, происходящие в ветвях схемы, изображенной на рис. 1. Принцип действия ГТМХ основывается на эффекте Пельтье, который проявляется в месте, где находится переключки. Нужно отметить, что нельзя описывать работу данного ГТМХ с помощью известных соотношений для холодопроизводительности, максимального перепада температуры и др., так как при их получении не учитывалась зависимость термоЭДС от инверсии индукции магнитного поля. Ниже будет видно, что учет этой зависимости приводит к существенным изменениям в физических процессах, протекающих в ГТМХ (далее холодильный элемент — ХЭ).

Найдем распределение температуры в одной из ветвей (рис. 2). При условии, что кинетические коэффициенты не зависят от координат и температуры, обобщенное уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\chi(B) \frac{d^2 T}{dx^2} - \tau(B) j \frac{dT}{dx} + \rho(B) j^2 = 0, \quad (1)$$

где B — индукция магнитного поля, направленно перпендикулярно к оси x , $\tau(B) = \alpha(-B) - \alpha(B)$ — коэффициент эффекта Томсона, $\chi(B)$, $\rho(B)$ — удельные теплопроводность и электрическое сопротивление материала ветви вдоль оси x , $\alpha(\pm B)$ — термоЭДС вдоль оси x при прямом (+ B) и обратном (- B) направлениях индукции магнитного поля. Заметим, что в уравнении (1) первый член — это тепло, выделяющееся в единице объема за счет теплопроводности, третий — тепло Джоуля, а второй — тепло Томсона, выделяемое в единице объема. Ток с плотностью j и градиент температуры направлены вдоль оси x . Для того чтобы осуществлялось охлаждение, необходимо, чтобы тепло Томсона было отрицательным. Заметим также, что там, где находится переключки, имеет место также эффект Пельтье. Поэтому в охлаждении принимают участие оба эти эффекта, и задача заключается в том, чтобы найти условия, при которых их совместное действие привело бы к охлаждению.

Перепишем уравнение (1) в следующем виде:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} - a \frac{dT}{dx} + b = 0, \quad (2)$$

где

$$a = \frac{\tau(B)}{\chi(B)} j, \quad b = \frac{\rho(B) j^2}{\chi(B)}.$$

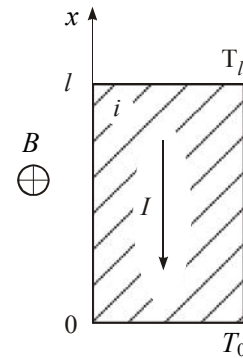


Рис. 2. Схема одной из ветвей, которая использована для расчета распределения температуры

Решение уравнения (2) ищется при граничных условиях:

$$T(0) = T_0, \quad T(l) = T_l, \quad (3)$$

которые означают термостатирование концов ветви ХЭ (рис. 2) при температурах T_0 и T_l . Искомое решение имеет такой вид:

$$T(x) = T_0 + \frac{b}{a} x - \left(\Delta T + \frac{b}{a} l \right) \frac{e^{ax} - 1}{e^{al} - 1}, \quad (4)$$

где $\Delta T = T_0 - T_l > 0$.

Формула (4) описывает распределение температуры в одной из ветвей ХЭ. Подобное распределение температуры имеет место и во второй ветви. Они отличаются величинами a и b . Поэтому снабдим эти величины индексами p и n . Таким образом, распределения температур в ветвях будут иметь вид:

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

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

Холодильный коэффициент ε определится выражением

$$\varepsilon = \frac{Q_l}{Q_0 - Q_l}, \quad (5)$$

где Q_l — холодопроизводительность, Q_0 — теплопроизводительность. Q_l — это тепло, которое ХЭ отбирает от охлаждаемого тела. Если это тепло небольшое, а в предельном случае вообще близко к нулю, то говорят о нулевой холодопроизводительности. В этом случае работу ХЭ характеризуют максимальным перепадом температур.

Максимальный перепад температуры находится из условия, что холодопроизводительность равна нулю. Выражение для холодопроизводительности будет иметь вид

$$Q_l = -\chi_p \left. \frac{dT_p}{dx} \right|_{x=0} S_p + \alpha_p (-B) T_l j_p S_p - \\ -\chi_n \left. \frac{dT_n}{dx} \right|_{x=0} S_n + \alpha_n (-B) T_l j_n S_n.$$

В соответствии с определениями имеем очевидные соотношения:

$$j_p = -\frac{I}{S_p}, \quad j_n = \frac{I}{S_n},$$

где I — сила тока (рис. 1), S_p и S_n — площади поперечных сечений веток p - и n -типа. Подставив в Q_l выражения для $T_p(x)$ и $T_n(x)$, получим следующее выражение:

$$Q_l = -\chi_p \left(\frac{b_p}{a_p} - \left(\Delta T + \frac{b_p}{a_p} l \right) \frac{a_p e^{a_p l}}{e^{a_p l} - 1} \right) S_p - \\ -\chi_n \left(\frac{b_n}{a_n} - \left(\Delta T + \frac{b_n}{a_n} l \right) \frac{a_n e^{a_n l}}{e^{a_n l} - 1} \right) S_n - \\ - (\alpha_p (-B) - \alpha_n (-B)) T_l I. \quad (6)$$

Для Q_0 соответственно получим выражение:

$$Q_0 = -\chi_p \left(\frac{b_p}{a_p} - \left(\Delta T + \frac{b_p}{a_p} l \right) \frac{a_p}{e^{a_p l} - 1} \right) S_p - \\ -\chi_n \left(\frac{b_n}{a_n} - \left(\Delta T + \frac{b_n}{a_n} l \right) \frac{a_n}{e^{a_n l} - 1} \right) S_n - \\ - (\alpha_p (-B) - \alpha_n (-B)) T_0 I. \quad (7)$$

Из приведенных выражений для холодо- и теплопроизводительности видно, что стандартный анализ (такой, например, как проведен в [5, 6]) здесь сделать не представляется возможным. Поэтому ниже рассматривается случай, когда $e^{a_p l}$ и $e^{a_n l} \gg 1$. Это условия сильного тока. Можно было бы, конечно, провести вычисления и не используя этих условий. Однако тогда полученные результаты труднее было бы интерпретировать, труднее было бы также разобраться в механизмах охлаждения и динамике явлений, которые при этом имеют место.

Сильноточковый инверсионный ХЭ

Проанализируем работу инверсионного ХЭ при указанных условиях сильного тока. Исследуем

физические процессы, которые протекают здесь в ХЭ на примере оценки холодопроизводительности Q_l и максимального снижения температуры. Из формулы (6) получим соотношение:

$$Q_l = \left(\frac{\rho_p \chi_p}{\Delta \alpha_p} - \frac{\rho_n \chi_n}{\Delta \alpha_n} \right) I - (\Delta \alpha_p - \Delta \alpha_n) \Delta T I + \\ + I^2 R - (\alpha_p (-B) - \alpha_n (-B)) I T_l,$$

где R — сопротивление ХЭ; $\Delta \alpha_i = \alpha_i(-B) - \alpha_i(B)$. В выражении для Q_l второй член — это суммарное тепло Томсона, поглощенное на холодной грани ХЭ, которое стекает в его объем; третий — выделенное на холодной грани тепло Джоуля, которое её нагревает; последний — это поглощенное на холодном спае тепло Пельтье. Что касается первого члена, то он обусловлен *umkehr*-эффектом, теплопроводностью и эффектом Джоуля и не имеет аналога в классическом выражении для холодопроизводительности. Заметим также, что в этом выражении нет члена, который описывает перенос тепла теплопроводностью, что обусловлено также *umkehr*-эффектом.

Исследуем работу этого ХЭ в режиме нулевой холодопроизводительности. Условие $Q_l = 0$ приводит к такому выражению для перепада температуры:

$$\Delta T = \frac{(\alpha_p (-B) - \alpha_n (-B)) T_0 - R I - \left(\frac{\chi_p \rho_p}{\Delta \alpha_p} - \frac{\chi_n \rho_n}{\Delta \alpha_n} \right) I}{\alpha_p (B) - \alpha_n (B)}.$$

Этот ХЭ детально исследован в работах [7, 10]. Пусть $\alpha_p (-B) = \alpha_n (B)$, $\alpha_n (-B) = \alpha_p (B)$. Заметим, что эти условия могут быть выполнены, если обе ветви ХЭ выполнены из одного и того же материала, например, висмута. В работе [2] даётся экспериментальная зависимость термоЭДС от направления магнитного поля, из которой видно, что она при инверсии магнитного поля меняет не только величину, но и знак; $\rho_p(B) = \rho_n(B) = \rho$, $\chi_p(B) = \chi_n(B) = \chi$ — эти величины при инверсии магнитного поля не изменяются. Тогда для перепада температуры получим выражение

$$\Delta T = -T_0 - \frac{R}{\delta \alpha} I + \frac{2}{Z},$$

где $Z = (\delta \alpha)^2 / \chi \rho$ — термомагнитная добротность, $\delta \alpha = \alpha_p(B) - \alpha_n(B)$. Из полученного выражения видно, что значение ΔT пропорционально току, т. е. с ростом тока возрастает. Область изменения силы тока найдем, исходя из следующих условий.

Во-первых, значение ΔT должно быть положительным, что дает оценку:

$$I \leq \left(\frac{2}{Z} - T_0 \right) \frac{\delta\alpha}{R}.$$

Во-вторых, ΔT не может быть больше T_0 (когда $T_i = 0$). Это даёт оценку с другой стороны:

$$I \geq \left(\frac{2}{Z} - 2T_0 \right) \frac{\delta\alpha}{R}.$$

Итак, ток должен меняться в следующих пределах:

$$\left(\frac{2}{Z} - 2T_0 \right) \frac{\delta\alpha}{R} \leq I \leq \left(\frac{2}{Z} - T_0 \right) \frac{\delta\alpha}{R}.$$

Возьмем для численной оценки значения $\delta\alpha = 5 \cdot 10^{-4}$ В/К, $\rho = 10^{-3}$ Ом·см, $\chi \sim 0,1$ Вт/(см·К) [7], $l/S \sim 10$ см⁻¹, $T_0 = 80$ К. Для этих параметров будем иметь $Z = 2,5 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, $R = 2 \cdot 10^{-2}$ Ом и, следовательно, имеем пределы для тока $16 \text{ А} \leq I \leq 18 \text{ А}$. Пусть, например, $I = 17$ А. Тогда $\Delta T = 40$ К. При $I = 2(1/Z - T_0)\delta\alpha/R = 16 \text{ А}$ получаем значение $T_i = 0$, т. е. оно составляет абсолютный нуль. Однако при проведении указанных числовых оценок нужно иметь в виду, что положенная в основу расчетов модель ХЭ является приближенной и она справедлива для температурного интервала, для которого кинетические коэффициенты можно считать постоянными. Кроме того, она не учитывает особенностей поведения свойств термоэлектрических материалов при понижении температуры. Поэтому полученные результаты следует воспринимать лишь как руководство к действию, а именно, применение термоэлектрических материалов, обладающих *umkehr*-эффектом, приводит к явлениям, которые в совокупности существенно усиливают эффект охлаждения. Это усиление обусловлено *umkehr*-эффектом, который приводит к возникновению отрицательного тепла Томсона в объеме ХЭ, который, в свою очередь, существенно ослабляет эффекты Джоуля и теплопроводности.

Рассмотренный ХЭ тем легче реализовать, чем больше термомагнитная добротность материала, из которого он изготовлен. Он может быть предложен, например, в качестве охладителя различного рода микросенсоров, что дало бы возможность значительно снизить их шумы.

Особенности механизмов гальванотермомагнитного охлаждения Эттингсгаузена при сильных токах

Теория ГТМ охлаждения с помощью ХЭ Эттингсгаузена изложена, например, в работах [1, 6],

в которых представлены и исследования, связанные с каскадированием отдельных ХЭ, материалами для них, а также некоторые вопросы технического характера. В ее основе лежит одномерная температурная модель и условие постоянства электрического поля, создающего электрический ток.

Если образец ХЭ достаточно длинный (значение a — большое), то краевыми эффектами на торцах можно пренебречь. В этом случае распределение температуры в средней части можно считать одномерным, т. е. $T = T(y)$; при этом j_2 — плотность тока вдоль оси y — полагается равной нулю. В случае стационарности электрического тока условие $\text{div} \vec{j} = 0$ сводится к виду $\frac{\partial j_1}{\partial x} = 0$, т. е.

$$j_1 = j_1(y).$$

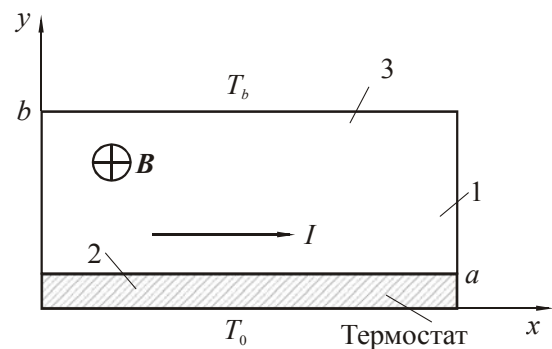


Рис. 3. Принципиальная схема ХЭ Эттингсгаузена: 1 — образец, 2 — горячая грань при температуре T_b , 3 — холодная грань при температуре T_0 , b — высота, a — длина, I — сила тока, B — индукция магнитного поля

Воспользовавшись обобщенным законом Ома и указанными условиями, можно записать соотношение:

$$j_1 = \frac{1}{\rho_{11}(B)} \left(E_1 - \alpha_{12}(B) \frac{dT}{dy} \right),$$

где $\rho_{11}(B)$ — удельное сопротивление образца вдоль x , E_1 — составляющая электрического поля вдоль оси x , $\alpha_{12}(B)$ — компонента тензора термоЭДС. Запишем выражение для электрического поля вдоль оси y :

$$E_2 = \rho_{21}(B) j_1 + \alpha_{22}(B) \frac{dT}{dy},$$

где $\rho_{21}(B)$ — поперечное электрическое удельное сопротивление, $\alpha_{22}(B)$ — термоЭДС вдоль оси y . Из этого выражения видно, что $E_2 = E_2(y)$, потому что $j_1 = j_1(y)$ и $T = T(y)$. С другой стороны, ввиду

потенциальности электрического поля \vec{E} должно иметь место соотношение:

$$\frac{\partial E_2}{\partial x} = \frac{\partial E_1}{\partial y}.$$

Отсюда следует, что $E_1 = const$, поскольку $E_2 \neq f(x)$. Если дальше считать, что кинетические коэффициенты не зависят от температуры и координат, т. е. $\alpha_{12}(\vec{B})$, $\rho_{11}(\vec{B})$ и $\chi_{22}(\vec{B})$ — постоянные, то обобщенное уравнение теплопроводности для стационарного случая принимает вид

$$\chi_{22}(B) \frac{d^2 T}{dy^2} + \rho_{11} j_1^2 - T \alpha_{12}(-B) \frac{dj_1}{dy} - (\alpha_{12}(-B) - \alpha_{12}(B)) j_1 \frac{dT}{dy} = 0, \quad (8)$$

или, подставив вместо j_1 его значение, получим

$$(1 + ZT) \frac{d^2 T}{dy^2} + \frac{\alpha_{12}(-B) \alpha_{12}(B)}{\chi_{22}(B) \rho_{11}(B)} \left(\frac{dT}{dy} \right)^2 - \frac{\alpha_{12}(-B) + \alpha_{12}(B)}{\chi_{22}(B) \rho_{11}(B)} E_1 \frac{dT}{dy} + \frac{E_1^2}{\chi_{22}(B) \rho_{11}(B)} = 0, \quad (9)$$

где $Z = \alpha_{12}^2 / (\chi_{22}(B) \rho_{11}(B))$ — термомагнитная добротность, $(-B)$ означает отрицательное направление магнитной индукции. Это уравнение нужно рассматривать вместе с соответствующими граничными условиями.

Из полученных выражений видно, что предположение об одномерности температуры приводит к существенному упрощению. Другим приближением (которое обсуждалось в [8] и которое, по мнению автора данной работы, является более обоснованным физически) может служить условие $j_1 = j = const$. Использование этого приближения привело к новым результатам, которые тоже изложены в данной работе, но впервые представлены в работе [9].

Схематично ХЭ выглядит так, как показано на рис. 3. Токоподводы имеют такое же сечение, что и образец. Это способствует созданию в образце одномерного электрического тока, причем близко к постоянному. Высокая электропроводность материала токоподводов (медь, латунь) означает также и их высокую теплопроводность. Поэтому будет иметь место натекание тепла внутрь образца. Однако если его длина значительно больше высоты и ширины, то можно считать, что в его средней части температура зависит только от y . Из изложенного следует, что при использовании

одномерной температурной модели лучше принять условие $j = const$.

В ХЭ Эттингсгаузена возникает поперечный к току j и магнитному полю B перепад температуры $\Delta T = T_0 - T_b$. Для изготовления образца ХЭ Эттингсгаузена обычно используется монокристаллический висмут или сплавы висмут-сурьма, ориентация которых такова, что ток направлен вдоль тригональной оси, магнитное поле вдоль биссекторной оси, а перепад температуры вдоль бинарной осей кристалла. В этом случае $\alpha_{12}(B) = -\alpha_{12}(-B) = NB$, где N — коэффициент эффекта Нернста-Эттингсгаузена. При этих условиях имеем $\chi_{22}(B) = \chi(B)$, $\rho_{11}(B) = \rho(B)$, и уравнение (8) сводится к виду:

$$\chi(B) \frac{d^2 T}{dy^2} + 2NBj \frac{dT}{dy} + \rho(B) j^2 = 0.$$

Отметим, что первый член в этом уравнении — это тепло, выделяемое в единице объема за счет теплопроводности, третий член — тепло Джоуля, а второй член описывает тепло Томсона. Представим это уравнение в виде:

$$\frac{d^2 T}{dy^2} - \delta \frac{dT}{dy} + \gamma = 0, \quad (10)$$

где $\delta = -2NBj/\chi(B)$, $\gamma = \rho(B) j^2/\chi(B)$. Граничные условия таковы:

$$T(0) = T_0 \text{ и } T(b) = T_b. \quad (11)$$

В этом случае решение имеет вид:

$$T(y) = T_0 + \frac{\gamma}{\delta} y - \left(\Delta T + \frac{\gamma}{\delta} h \right) \frac{e^{\delta y} - 1}{e^{\delta b} - 1}.$$

Рассмотрим работу ХЭ Эттингсгаузена при условии, что $\exp(-2NBjb/\chi(B)) \gg 1$, которое, в свою очередь, выполняется, если показатель степени ≥ 3 . Условие адиабатической изоляции холодной грани (условие нулевой холодопроизводительности) ХЭ при этом приводит к следующему выражению для перепада температуры:

$$\Delta T = \frac{1}{2Z} - T_0 + \frac{IR}{NB},$$

где I — сила тока, $R = \rho(B)a/S$ — сопротивление ХЭ, S — площадь поперечного сечения, $Z = (NB)^2 / (\chi(B)\rho(B))$ — поперечная термомагнитная добротность. Из этого выражения видно, что возможен случай, когда $\Delta T = T_0$, т. е. температура холодной грани равна нулю. При этом сила

тока составляет величину $I = (1/2Z - 2T_0)NB/R$. На первый взгляд может показаться, что полученные результаты неправомерны, поскольку температура холодной грани может иметь значение абсолютный ноль. Поэтому отметим, что, во-первых, примененная модель является приближенной, т. е. она работает только в достаточно узком температурном интервале, в котором можно считать, что кинетические коэффициенты постоянны. Материалов, для которых кинетические коэффициенты были бы постоянны в таком широком температурном интервале, нет. Во-вторых, эффект Эттингсгаузена зависит от температуры, что нами не учтено. Таким образом, полученная формула справедлива лишь для той области температур, для которой кинетические коэффициенты постоянны. Отметим, однако, что полученные результаты в целом отражают реальное состояние дела, указывая путь, по которому нужно идти для достижения более глубокого охлаждения.

Рассмотренный ХЭ тем легче реализовать, чем больше термомагнитная добротность. Его можно предложить в качестве охладителя для разного рода микросенсоров, что привело бы к значительному снижению уровня их шумов.

Таким образом, при токах, больших, чем обычно используемые в ХЭ Эттингсгаузена, перепад температуры может существенно увеличиться, что обусловлено действием эффекта Томсона. Это может быть полезно для практики микросенсорного охлаждения.

Заключение

В работе показано, что холодильный коэффициент, холодопроизводительность, максимальный перепад температуры инверсионного ХЭ связаны с *umkehr*-эффектом. При сильных токах — перепад

температуры в определенном интервале токов пропорционален силе тока.

На уровне температуры нормального кипения азота и ниже можно использовать ХЭ, в котором при определенных токах благодаря *umkehr*-эффекту возникает эффект Томсона, который вместе с эффектом Пельтье противодействует объемным эффектам Джоуля и теплопроводности. Данный ХЭ отличается от обычного ХЭ Пельтье тем, что обе ветви могут быть изготовлены из одного и того же материала, но по разному ориентированы относительно индукции внешнего магнитного поля.

При сильных токах ХЭ, работающий на эффекте Эттингсгаузена, дает более глубокое охлаждение, что дает возможность его использования на уровне температуры нормального кипения азота и ниже.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Осипов Э. В.* Твердотельная криогеника. — Киев, «Наукова думка», 1977.
2. *Wolfe R., Smith G. E.* // J. Phys. Soc. Japan. 1969. V. 21. P. 651.
3. *Охрем В. Г.* Исследования влияния инверсии магнитного поля на термоЭДС. — Автореф. канд. диссертации, Черновцы, 1972.
4. *Bivol V. G., Bodiul P. P., Fedorko A. S., et al.* // Phys. Stat. Sol. 1970. V. 37. P. 545.
5. *Иоффе А. Ф.* Полупроводниковые термоэлементы. — М.-Л.: Из-во АН СССР, 1960.
6. *Harman T. C., Honig J. M.* Thermoelectric and thermomagnetic effects and applications. — New-York: Mc Graw-Hill book Company, 1967.
7. *Ащеулов А. А., Охрем В. Г., Охрем Е. А.* // Термоэлектричество. 2002. № 4. С. 28.
8. *Охрем В. Г., Охрем Е. А.* // ИФЖ. 2000. Т. 73. № 3. С. 650.
9. *Охрем В. Г., Охрем Е. А.* Особенности механизмов гальванотермомагнитного охлаждения / II Украинская научная конференция по физике полупроводников. Тезисы докладов. Т. 2. 2004. — Черновцы-Вижница. С. 51—52.
10. *Ащеулов А. А., Охрем В. Г., Охрем Е. А. и др.* // Прикладная физика. 2003. № 2. С. 107.

Cryogenic galvanothermomagnetic cooling

V. G. Okhrem

National Technical University «KhPI», Chernovtsy Branch
203-a Golovnya str., Chernovtsy, 58018, Ukraine
E-mail: okhrem@ukr.net

Received April 6, 2015

The models of the longitudinal and lateral inversion refrigerators working on the base of Ettingsgakzen effect have been designed to operate at cryogenic temperatures. The maximum temperature difference that can be obtained with the help of these refrigerators in the presence of strong currents have been calculated and analyzed. The areas of possible using are shown.

PACS: 85.80.F

Keywords: temperature difference, umkehr-effect, Ettingsgauzen effect, galvanothermomagnetic cooling, inversion refrigerator.

REFERENCES

1. E. V. Osipov, *Solid Cryogenics* (Naukova Dumka, Kiev, 1977) [in Russian].
2. R. Wolfe and G. E. Smith, *J. Phys. Soc. Japan.* **21**, 651 (1969).
3. V. G. Okhrem, *Investigation of the Magnetic Field Inversion Effect on Thermoelectromotive*. (Ph.D. Dissertation, Chernovtsy, 1972).
4. V. G. Bivol, P. P. Bodiul, A. S. Fedorko, et al., *Phys. Stat. Sol.* **37**, 545 (1970).
5. A. F. Ioffe, *Semiconductor Thermoelements* (AS USSR Publ., Moscow, 1960) [in Russian].
6. T. C. Harman and J. M. Honig, *Thermoelectric and Thermomagnetic Effects and Applications* (New-York: Mc Graw-Hill book Company, 1967).
7. A. A. Ashcheulov, V. G. Okhrem, and E. A. Okhrem, *Termoelektrichestvo*, No. 4, 28 (2002).
8. V. G. Okhrem, and E. A. Okhrem, *Inzh. Fiz, Zhurn.* **73**, 650 (2000).
9. V. G. Okhrem, and E. A. Okhrem, in *Proc. II Ukrainian Scien. Conf. Phys. Semiconduct. Vol. 2.* (Chernovtsy – Vizhnitsa, 2004). P. 51—52.
10. A. A. Ashcheulov, V. G. Okhrem, E. A. Okhrem, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 2, 107 (2003).

* * *