

©1995 г.

БАРЬЕРНАЯ ТЕРМОЭДС НА p - n -ПЕРЕХОДЕ*И.И.Балмуш, З.М.Дашевский, А.И.Касян*Технический университет Молдавии,
277012, Кишинев, Молдавия

(Получена 2 августа 1994 г. Принята к печати 16 января 1994 г.)

Приведены результаты исследования величины и знака барьерной термоэдс на p - n -переходе при различных вариантах приложения градиентов температуры. Метод расчета основан на феноменологических уравнениях для плотностей электрических токов электронов и дырок, уравнениях непрерывности для электронов и дырок и уравнении Пуассона для распределения электрического поля вдоль структуры. Показано, что в отличие от вентильной фотоэдс, барьерная термоэдс может иметь не только пропускное (прямое), но также и запирающее (обратное) направление в зависимости от расположения температурных градиентов и физических параметров p - n -структуры. Приводятся экспериментальные данные, подтверждающие как расчетные значения, так и знак барьерной термоэдс.

Введение

Если к полупроводниковой структуре с p - n -переходом приложить градиент температуры, то, как известно, в ней возникает термоэдс, состоящая из вкладов от объемных термоэдс и эдс Бенедикса p - и n -областей, а также барьерной термоэдс на самом p - n -переходе. Эти вклады исследовались в различных случаях с целью определения термоэлектрических возможностей таких полупроводниковых структур [1]. Следует отметить, что в реальной структуре эти вклады не являются независимыми даже при линейном распределении температуры. При этом во многих случаях барьерная термоэдс имеет преобладающее значение [2-4]. Эти дополнительные термоэлектрические напряжения могут быть использованы при создании термоэлектрических устройств для измерительной техники. Они же могут быть весьма существенны или даже опасны при работе микроэлектронных полупроводниковых приборов с p - n -переходами в неизотермических условиях. В связи с этим представляет интерес более детальное как теоретическое, так и экспериментальное исследование физических процессов возникновения барьерной термоэдс на p - n -переходе, тем более что механизмы ее возникновения окончательно еще не установлены.

В данной работе приводятся результаты расчета барьерной термоэдс при различных вариантах расположения градиентов температуры. Показано, что в отличие от вентильной фотоэдс, барьерная термоэдс может иметь не только пропускное (прямое) направление (со знаком плюс на p -области и минус на n -области), но также и запирающее (обратное) направление в зависимости от расположения температурных градиентов и физических параметров p - n -структуры. Основное внимание уделяется обсуждению экспериментов, подтверждающих этот вывод теории. Показано также, что расчетные значения барьерной термоэдс согласуются с экспериментальными данными.

Метод расчета

Рассмотрим структуру с одним p - n -переходом, к которой приложен градиент температуры $T(x)$ (рис. 1), создающий вблизи перехода неравновесные носители заряда. Ось x направим перпендикулярно к плоскости p - n -перехода. Пусть $T'' > T' > T'''$. Первый вариант распределения температуры ($T'' - T' - T'''$) соответствует случаю, когда нагревается p -область, а второй ($T''' - T' - T'''$) — когда нагревается сам p - n -переход, хотя возможны и другие варианты распределения температуры.

Условием возникновения барьерной термоэдс U_c на p - n -переходе является наличие в области потенциального барьера неравновесной концентрации носителей тока, фактически как и в случае возникновения вентильной фотоэдс, которое более привычно. Отличие состоит в том, что в случае термоэдс неравновесные носители создаются в результате приложения резкого перепада температуры. В области более высокой температуры концентрация носителей выше, и они диффундируют в область с более низкой температурой. Таким образом, возникают неравновесные распределения концентраций электронов $n(x)$ и дырок $p(x)$, отличные от равновесных $n_0(x)$, $p_0(x)$ с локальной температурой $T(x)$. Однако на возникновении U_c это скажется только в том случае, если будет иметь место заметное изменение концентрации носителей на расстояниях порядка диффузионной длины, т. е. если температурный градиент будет достаточно большим.

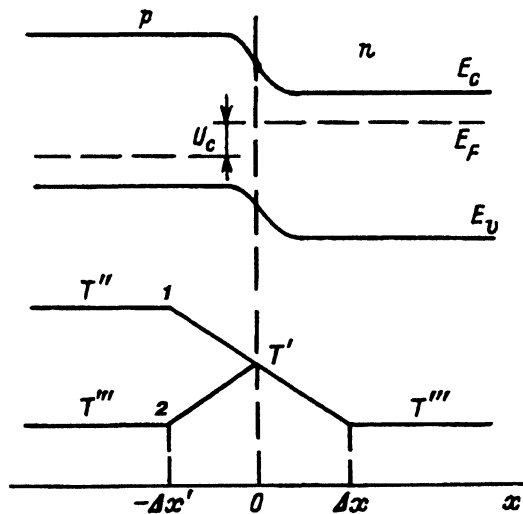


Рис. 1. Энергетическая диаграмма p - n -перехода и различные варианты распределения температуры вдоль оси x : 1 — $T'' - T' - T'''$, 2 — $T''' - T' - T'''$.

Поведение свободных носителей заряда в системе описывается феноменологическими уравнениями для плотностей электрических токов электронов i_n и дырок i_p , уравнениями непрерывности для электронов и дырок и уравнением Пуассона для распределения электрического поля вдоль структуры. Методика вычисления барьерной термоэдс в принципе аналогична случаю барьерной фотоэдс, только расчет более громоздкий. Необходимо сначала определить стационарные распределения концентраций носителей тока $n(x)$ и $p(x)$ вдоль структуры, исходя из указанной выше системы уравнений с учетом соответствующих граничных условий. Затем следует вычислить токи электронов и дырок вблизи барьера. Явное выражение для барьерной термоэдс U_c находится из условия обращения в нуль суммы токов электронов и дырок в сечении p - n -перехода (при $x = 0$). В модели тонкого p - n -перехода получаем

$$U_c = (k_0 T' / e) \ln(1 + i_t / i'_s). \quad (1)$$

Здесь $i'_s = e(D_p p'_{0n} / L_p + D_n n'_{0p} / L_n)$ — плотность тока насыщения при температуре T' , i_t — плотность тока тепловой генерации, e — заряд электрона, k_0 — постоянная Больцмана, $D_{n,p}$ и $L_{n,p}$ — коэффициенты диффузии и диффузионные длины электронов в p -области и дырок в n -области соответственно, n'_{0p} , p'_{0n} — равновесная концентрация электронов в p -области и дырок в n -области при температуре T' .

Выражение для i_t упрощается в случае резкого перепада температуры, когда $L_{n,p} \gg L_t^{n,p} \gg L_0^{n,p}$, где $L_0^{n,p}$ — характерная длина изменения локально-равновесной концентрации носителей $n_0(x)$, $p_0(x)$ из-за градиента температуры, $L_t^{n,p}$ — характерная длина изменения неравновесной концентрации носителей $n(x)$, $p(x)$. В этом случае, обозначив вклады в i'_s от электронов в p -области через i'_{sp} , а от дырок в n -области через i'_{sn} , можем записать:

$$i'_s = i'_{sn} + i'_{sp}; \quad i_t = (i''_{sn} - i'_{sn}) + (i'''_{sp} - i'_{sp}) = i_{t1} + i_{t2}, \quad (2)$$

где верхние индексы указывают при какой температуре (T' , T'' , T''') вычисляется соответствующий ток. Отсюда видно, что ток тепловой генерации i_t непосредственно связан с током избыточных неравновесных неосновных носителей, созданных приложенным градиентом температуры. При этом собирание неравновесных носителей происходит из областей с градиентом температуры порядка диффузионной длины вблизи p - n -перехода. Как видно из (2), ток i_t , а следовательно, и U_c имеют две составляющие различной природы. Во-первых, вклад от неравновесных носителей, которые в результате тепловой диффузии направляются к p - n -переходу и разделяются его полем (по аналогии с вентильной фотоэдс). Эта составляющая i_{t1} течет в запирающем направлении, а возникающая барьерная термоэдс U_{c1} имеет пропускное направление. Примем это направление за положительное, $U_{c1} > 0$. Во-вторых, U_c имеет вклад от неравновесных носителей, которые уносятся тепловой диффузией от p - n -перехода, вызывая обеднение области пространственного заряда (аналогичной фотоэдс не существует). Эта составляющая тока i_{t2} течет в пропускном направлении, а возникающая барьерная термоэдс U_{c2} имеет запирающее направление, $U_{c2} < 0$.

В итоге полная термоэдс U_c в случае первого варианта (рис. 1) распределения T может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от физических параметров структуры, а ее величина может изменяться в довольно широких интервалах. Если значительно более легированной окажется n -область, то $i_t \simeq i_{t1} = i''_{sn} - i'_{sn} > 0$ и $U_c > 0$. Если, наоборот, более легированной будет p -область, то $i_t \simeq i_{t2} = i'''_{sp} - i'_{sp} < 0$ и $U_c < 0$. Если параметры структуры таковы, что токи i_{t1} и i_{t2} полностью компенсируют друг друга, то $U_c = 0$. Это означает, что из p - в n -область переходит одинаковое количество неравновесных электронов и дырок и никакого разделения заряда на p - n -переходе не происходит.

Во втором случае распределения T (рис. 1) обе составляющие i_{t1} и i_{t2} текут в пропускном направлении и суммируются, а поэтому $U_c < 0$, т. е. возникающая барьерная термоэдс должна иметь только запирающее направление.

Обсуждение экспериментальных результатов

Перепад температуры в германиевых p - n -структурах создавался при помощи их облучения импульсами лазера в инфракрасном диапазоне. Для поглощения теплового излучения на поверхность образца (с близким залеганием p - n -перехода) наносилось тонкое поглощающее покрытие. Методика расчета нестационарных тепловых полей для этого случая приведена в работах [1,5,6]. Экспериментальная установка описана в [7]. Источником излучения служил лазер, работающий на длине 1.06 мкм с длительностями импульса 1 и 300 мкс. Зависимости максимального значения эдс U от плотности энергии падающего излучения N показаны на рис. 2 (кривые 1 соответствуют импульсам излучения длительностью 1 мкс, кривые 2 — 300 мкс). Видно, что при фиксированных значениях N величина эдс, возбуждаемая в образцах с p - n -переходом, значительно превышает значение эдс в образцах без p - n -перехода. Кроме того характер зависимости U от N в них различен. В случае германия с p - n -переходом (рис. 2, а) существует участок

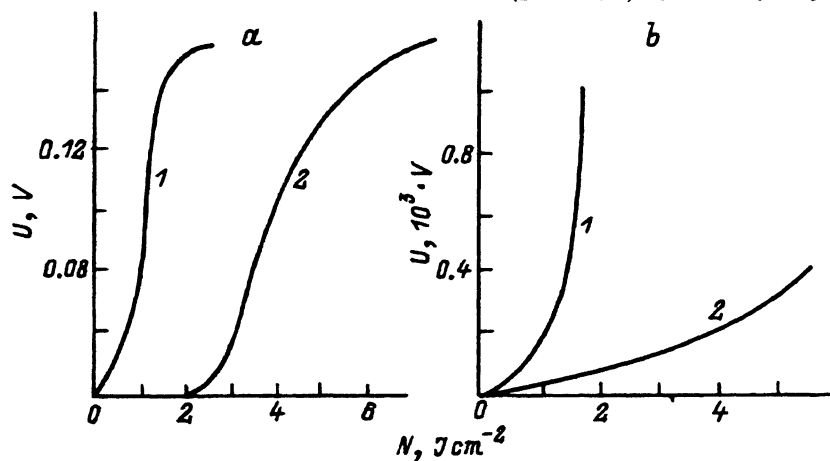


Рис. 2. Зависимость максимального значения эдс от плотности энергии падающего излучения в структурах из германия с p - n -переходом (а) и в исходных образцах германия без p - n -перехода (б).

насыщения, соответствующий, по-видимому, максимальной компенсации потенциального барьера, в то время как в случае германия без p - n -перехода (рис. 2, b) такой участок отсутствует. Что касается более быстрого роста U с увеличением N при уменьшении длительности импульсов излучения, то это связано с тем, что при поглощении коротких импульсов тепловое поле имеет более высокие значения градиентов температуры. Перепад температуры на полупроводнике оценивается в этом случае $\Delta T \approx 100$ К, а максимально возможное по теории значение $U_c \approx \Delta T E_g / eT \approx 0.24$ В, что согласуется с наблюдаемым значением $U \approx 0.2$ В.

Особый интерес представляют эксперименты с образцами на основе РbТе [8], поскольку этот материал обладает значительно меньшей теплопроводностью, чем германий. В этом случае, чтобы исключить влияние фотоэффекта использовался газовый лазер на CO_2 ($\lambda = 10.6$ мкм). Поскольку создание тонких (порядка 1 мкм) чернящих покрытий на эту длину волны, обладающих высокой теплопроводностью, — задача трудная, было использовано поглощение на свободных носителях в самом полупроводнике. При этом структура имела верхний слой с высокой концентрацией носителей n^+ ($n^+ \approx (10^{19} - 10^{20}) \text{ см}^{-3}$), второй переходной слой n -типа ($n \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и базу p -типа ($p \approx 5 \cdot 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Для получения p - n -перехода был использован метод ионной имплантации. На рис. 3 представлены зависимости выходного сигнала U от мощности падающего излучения P , снятые при температурах 80 и 300 К. Согласно этим данным при уменьшении температуры величина U изменяет знак и увеличивается по абсолютной величине примерно в 6 раз при одинаковой мощности

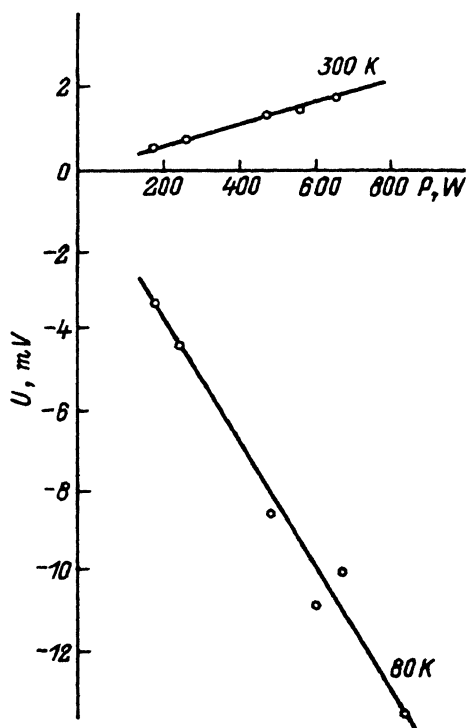


Рис. 3. Зависимость выходного сигнала U от мощности падающего излучения P для структуры из РbТе с p - n -переходом при $T = 80$ К и 300 К.

p лазерного излучения. Для объяснения этих данных заметим, что в структуре возникает, как и в предыдущем случае, продольный градиент температуры (вариант 1 на рис. 1, с той лишь разницей, что нагреваемая передняя область имеет n -тип проводимости). При $T = 300$ К из-за малой ширины запрещенной зоны потенциальный барьер практически не проявляется и такую структуру следует рассматривать просто как двухслойную n - и p -типа. Знак эдс при $T = 300$ К свидетельствует о том, что основной вклад в эдс дает p -слой (база) благодаря большей толщине и меньшей концентрации носителей заряда. При низкой температуре возникает барьерная термоэдс U_c , которая по абсолютной величине превышает термоэдс p -слоя и имеет противоположный знак, поскольку концентрация носителей в базе меньше, чем в верхнем слое и в этом случае преобладает составляющая i_{t2} в формуле (2). Потенциальный барьер повышается, а насыщения не должно быть, что и наблюдается.

Представляется интересным использовать сверхвысокочастотные (СВЧ) поля для разогрева носителей и измерять термоэдс горячих носителей заряда (ГНЗ) [9]. Этот метод имеет то важное преимущество, что позволяет гальванически отделить цепь измерения термоэдс от печи разогрева. Образец с p - n -переходом помещается в волновод, где подвергается воздействию СВЧ электрического поля. Омические контакты находятся вне волновода или в области слабого поля, а градиенты разогрева носителей заряда создаются в объеме образца. Это позволяет исключить инжекцию неосновных носителей из контактов, так как время дрейфа инжектированных носителей в глубь образца, равное половине периода переменного поля, может быть достаточно коротким.

Блок-схема аппаратуры, применяемой для исследования термоэдс ГНЗ методом сильного СВЧ поля (разработано С.П.Ашмонтасом и Л.Л.Вингялисом в Литовском институте физики полупроводников), представлена в работе [1]. Для измерений удобна конструкция вертикального пленочного p - n -перехода. Получение таких p - n -переходов на основе $PbTe$ методом ионной имплантации описано в [10,11]. В этом случае одну часть пленки закрывали маской, а другую подвергали ионной бомбардировке. Для инверсии из p - в n -тип использовался цинк, а из n - в p -тип — кислород [12]. Пленки $PbTe$ толщиной (0.4–3.0) мкм выращивались на ориентирующих подложках (слюда, BaF_2) методом дискретного испарения в вакууме ($\approx 10^{-5}$ мм рт.ст.) при температуре 320 °С. Образцы имели блочную структуру с углом разориентировки блоков $\leq 1^\circ$. Размеры блоков, определенные селективным травлением, были (1–2) мкм для пленок на слюде и (5–6) мкм для пленок на BaF_2 . В отличие от монокристаллов в этих пленках имеется потенциальный рельеф, образованный барьерами на границах блоков [13]. Указанный рельеф приводит к увеличению времени жизни неосновных носителей и, как следствие, к росту их диффузионной длины, что очень важно с точки зрения увеличения вклада барьерной термоэдс в суммарную эдс. Измерения L_n [14], выполненные с помощью метода наведенного электронным пучком тока, дали значения в исходной p -области 5 и 49 мкм при температурах соответственно 300 и 80 К, что на порядок выше L_n в объемных монокристаллах.

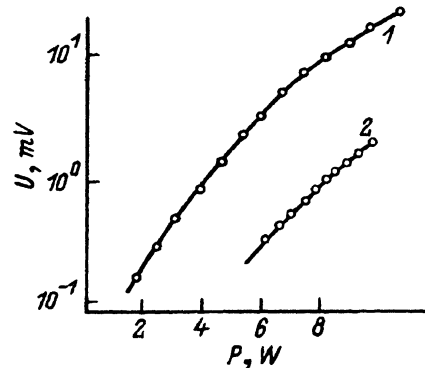


Рис. 4. Зависимость выходного сигнала U от мощности СВЧ излучения P при $T = 80$ (1) и 300 К (2).

Эксперимент показывает, что при 80 К происходит смена знака выходного сигнала U по сравнению с U при 300 К и рост по абсолютной величине практически на порядок. На рис. 4 представлена зависимость абсолютного значения U от мощности СВЧ излучения ($f = 10$ ГГц).

Осциллограмма выходного сигнала $U(t)$ при различных температурах представлена на рис. 5. Видно, что при уменьшении температуры начиная примерно со 128 К зависимость $U(t)$ качественно изменяется. Вначале U имеет положительное значение, а затем уменьшается со сменой знака и растет по абсолютной величине с выходом на насыщение к моменту выключения импульса СВЧ поля. После выключения импульса наблюдается пик U , а затем медленный спад во времени. При этом чем ниже температура, тем раньше происходит смена знака U , тем больше пик сигнала и тем медленнее его спад до нуля.

Зависимость $U(t)$ от мощности СВЧ излучения при $T = 112$ К приведена на рис. 6. Увеличение мощности усиливает отмеченные выше особенности. С ростом мощности увеличивается первоначальный и послеимпульсный пик, раньше по времени происходит смена знака U , более длительным оказывается спад сигнала до нуля.

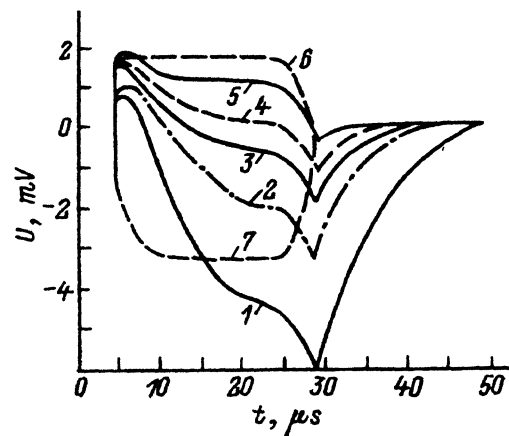


Рис. 5. Осциллограмма выходного сигнала при фиксированной мощности СВЧ излучения и при $T, \text{К}$: 1 — 81, 2 — 86, 3 — 102, 4 — 112, 5 — 128, 6 — 146, (1-6 — пленочная структура, 7 — эталонный детектор).

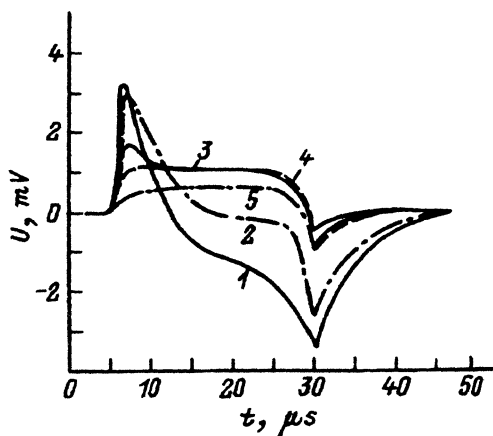


Рис. 6. Осциллограмма выходного сигнала при фиксированной температуре и при мощности $P, \text{Вт}$: 1 — 7.0, 2 — 6.5, 3 — 5.5, 4 — 5.0, 5 — 4.0.

Эти результаты легко объясняются на основе вышеприведенной модели. При 300 К потенциальный барьер на p - n -переходе практически отсутствует из-за малой ширины запрещенной зоны в PbTe . Включение СВЧ поля приводит к разогреву носителей заряда и вследствие этого к появлению термоэдс ГНЗ в пропускном положительном направлении, т. е. со знаком плюс на p -области и минус на n -области. Этот эффект практически безинерционный и исчезает так же быстро, как и возникает.

При низких температурах проявляется p - n -переход, и основное выделение тепла происходит в области барьера (сопротивление p - n -перехода значительно больше, чем объемное сопротивление p - и n -слоя). При этом вблизи p - n -перехода возникает распределение температуры, соответствующее второму варианту распределения $T'''' - T' - T'''$ на рис. 1. В полной термоэдс структуры теперь преобладает термоэдс на p - n -переходе, которая в соответствии с выражениями (1) и (2) должна быть направлена в обратном (запирающем) направлении, т. е. иметь знак, противоположный знаку объемной термоэдс. Эксперимент это подтверждает. Далее, барьерная термоэдс, обусловленная неосновными носителями, возникает вследствие разогрева кристаллической решетки и имеет большую инерционность по сравнению с объемной термоэдс горячих (основных) носителей. Поэтому она не возникает мгновенно при включении СВЧ поля и не спадает мгновенно до нуля при его выключении. Этим объясняется и пик эдс, наблюдаемый после выключения СВЧ поля, и медленное спадание эдс, отслеживающее температуру кристаллической решетки. Кроме того, из осциллограмм на рис. 6 видно, что если мощность СВЧ поля мала, то возникающий дополнительный перепад температуры на p - n -переходе недостаточен для того, чтобы барьерная термоэдс преобладала над объемной термоэдс горячих носителей.

Таким образом, экспериментальные данные подтверждают как расчетные значения, так и знак барьерной термоэдс.

Авторы выражают благодарность С.П. Ашмонтасу и Л.Л. Вингялис за предоставление интересных экспериментальных результатов.

Список литературы

- [1] И.И. Балмуш, З.М. Дашевский, А.И. Касиян. *Термоэлектрические эффекты в многослойных полупроводниковых структурах* (Кишинев, Штиинца, 1992).
- [2] В.М. Абросимов, Б.Н. Егоров, Н.С. Лидоренко, В.А. Карандашев. *ФТП*, **12**, 1524 (1978).
- [3] И.И. Балмуш, З.М. Дашевский, А.И. Касиян. В сб.: *Исследования новых микроволновых приборов и устройств* (Кишинев, Штиинца, 1987).
- [4] И.И. Балмуш, З.М. Дашевский, А.И. Касиян. *ФТП*, **20**, 1541 (1986).
- [5] В.М. Абросимов, В.В. Шейн. *Теплофизика высоких температур*, **18**, 144 (1980).
- [6] В.М. Абросимов, В.В. Шейн. *Теплофизика высоких температур*, **18**, 577 (1980).
- [7] В.М. Абросимов, Б.Н. Егоров, В.А. Карандашев. *Теплофизика высоких температур*, **17**, 1286 (1979).
- [8] Н.С. Лидоренко, З.М. Дашевский, С.П. Ашмонтас, Л.Л. Вингялис. *ДАН*, **323**, 475 (1992).
- [9] С.П. Ашмонтас. *Электроградиентные явления в полупроводниках*. Сер.: *Электроны в полупроводниках* (Вильнюс, Мокслас, 1984) вып. 5, с. 184.
- [10] A.N. Veis, Z.M. Dashevskii, M.P. Rulenco. *Pros. 8th Int. Conf. of ternary and multinary comp.* (Kishinev, Shtiintsa, 1990) v. 2, с. 371.

- [11] V.V. Liger, Z.M. Dashevskii, V.A. Mazur. *Pros. 8th Int. Conf. of ternary and multinary comp.* (Kishinev, Shtiintsa, 1990) v. 2, c. 531.
- [12] Н.С. Лидоренко, А.М. Гаськов, З.М. Дашевский, М.П. Руленко. ДАН СССР, **301**, 89 (1988).
- [13] Б.М. Гольцман, З.М. Дашевский, В.И. Кайданов. *Пленочные термоэлементы: физика и применение* (М., Наука, 1985).
- [14] З.М. Дашевский, М.П. Руленко. ФТП, **27**, 662 (1992).

Редактор Т.А.Полянская

The barrier thermo-emf on $p-n$ junction

I.I.Balmush, Z.M.Dashevskii, A.I.Kasiyan

Moldavia Technical University, 277012 Kishinev, Moldavia

The value and sign of the barrier thermo-emf on $p-n$ -junction under different ways of the temperature gradient application have been studied. Experimental data are presented which confirm the calculated values of the barrier thermo-emf. The latter is likely to have not only the permitting (forward) direction, but the locking (reverse) one as well.
