

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ АНОМАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Бочков А. В., Машкевич О. Л.

В работе [1] были предсказаны и исследованы аномальные температурные поля в твердых телах, обусловленные сортировкой носителей тока по энергиям электрон-фононным увлечением. Построенная в ней теория была существенно линейной и предполагала независимость кинетических коэффициентов от температур электронов и фононов.¹ Это накладывает существенные ограничения на перепад температур нагревателя T_1 и холодильника T_2 , приводя к тому, что появляющийся аномально большой по сравнению с $\Delta T = T_1 - T_2$ перепад электронной температуры ΔT_e на границах образца должен быть сам по абсолютной величине много меньше, чем $T = (T_1 + T_2)/2$.

В связи с этим представляется интересным выяснить, как скажется на распределении электронной температуры T_e в образце учет температурной зависимости кинетических коэффициентов. В частности, важно, окажется ли перепад электронной температуры столь же большим по отношению к ΔT , как и в линейной теории, поскольку именно этот перепад определяет формирование термоэдс образца.

Сохраняя постановку задачи и обозначения работы [1], ограничимся случаем коротких образцов ($ka \ll 1$)² и полного электрон-фононного увлечения ($\delta=0$), когда исследуемые эффекты проявляются наиболее ярко. Отказавшись от предположения $\Delta T_e \ll T$, но по-прежнему считая $\Delta T \ll T$ (в связи с чем и перепад фононной температуры $\Delta T_p \ll T$), учтем в уравнениях баланса энергии [1] зависимость кинетических коэффициентов только от T_e . Соответствующие зависимости для k_f и k_e в случае одного механизма рассеяния импульса электронов имеют следующий вид [2]:

$$k_p = \alpha_p (T_e/T)^n, \quad k_e = \alpha_e (T_e/T)^{n+1}. \quad (1)$$

Для k_{ep} методами, описанными в [2], найдем

$$k_{ep} = \alpha_{ep} (T_e/T)^{1+n}. \quad (2)$$

Здесь $n = -1/2$ при рассеянии на деформационном потенциале акустических фононов (DA-рассеяние) и $n = 1/2$ при рассеянии на поляризационном потенциале (PA-рассеяние).

Решая систему нелинейных уравнений баланса для электронов и фононов, получаем

$$T_e = -2n \frac{\alpha_{ep}}{\alpha_e} \left(\frac{|T_1 - C_n|^{n+1} + |T_2 - C_n|^{n+1}}{2} + \frac{|T_2 - C_n|^{n+1} - |T_1 - C_n|^{n+1}}{2a} x \right)^{\frac{1}{n+1}}, \quad (3)$$

$$T_p = C_n - \frac{\alpha_e}{\alpha_{ep}} T_e.$$

Константа C_n определяется из условия $\frac{1}{2a} \int_{-a}^a T_e(x) dx = T$ и в общем случае имеет весьма громоздкий вид. Например, в случае DA-рассеяния

$$C_{-1/2} = T \left[1 - \frac{\alpha_e}{\alpha_{ep}} \left(2 - \sqrt{1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\alpha_{ep}}{\alpha_e} \frac{\Delta T}{2T} \right)^2} \right) \right]. \quad (4)$$

¹ Здесь и далее под фононами понимаются акустические фононы.

² Формально это соответствует равенству нулю параметра электрон-фононного энергетического взаимодействия P .

Напомним, что при полном взаимном электрон-фононном увлечении $|x_{ep}/x_e| \sim 10^3$ и имеет знак, противоположный n [1].

Полученные температурные распределения изображены на рис. 1 и 2 для случаев *DA*- и *PA*-рассеяния соответственно. На них же для сравнения штриховыми линиями приведены зависимости, полученные формально из соотношений (4) работы [1] при тех же температурах T_1 и T_2 .

Из рисунков видно, что теперь градиенты T_e и T_p существенно зависят от координат, причем последний возрастает по сравнению с линейным случаем в областях с меньшими k_p и убывает в областях с большими k_p [см. (1)]. Градиент же электронной температуры равен $(-x_{ep}/x_e)\nabla T_p$.

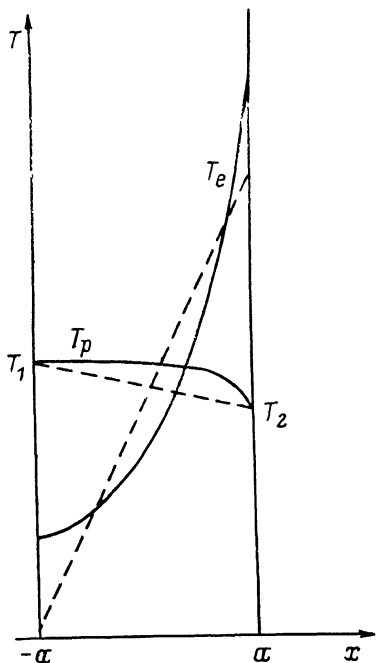


Рис. 1. Распределение температуры в образце в случае *DA*-рассеяния.

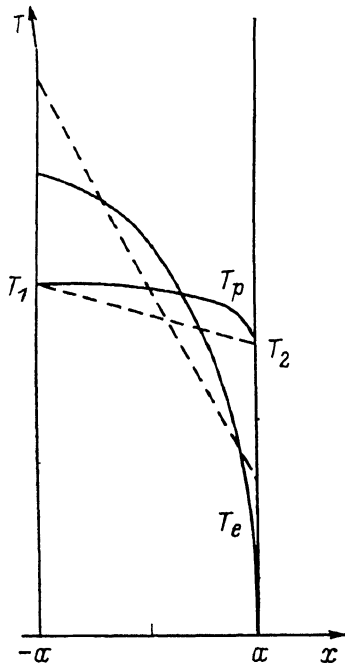


Рис. 2. Распределение температуры в случае *PA*-рассеяния.

Кроме того, и это наиболее любопытно, значение перепада электронной температуры $\Delta T_e = |T_e(a) - T_e(-a)|$ для обоих механизмов рассеяния, как в работе [1], определяется соотношением

$$\Delta T_e = |x_{ep}/x_e| \Delta T, \quad (5)$$

справедливом теперь и при $\Delta T_e \gg T$ (при этом $\Delta T \ll T$), т. е. и в этом случае перепад остается аномально большим.

Таким образом, зависимость кинетических коэффициентов от T_e в сформулированных выше условиях не уменьшает предсказанного в [1] аномального перепада температур.

Отметим следующее обстоятельство. Решения для электронной температуры работы [1] при полном увлечении и достаточно большом ΔT приводили к отрицательным значениям T_e . Учет зависимости кинетических коэффициентов от электронной температуры устранил указанный дефект решения, однако константа $C_{-1/2}$ при $\Delta T > 2\sqrt{3} |x_e/x_{ep}| T$ становится комплексной. Указанное обстоятельство приводит к выводу, что при больших отрывах температур электронов от фононов сортировка эффективно ослабляется. Анализ показывает, что причинами этого могут быть, с одной стороны, вырождение электронов и уменьшение их концентрации при низких температурах, что ведет к подавлению эффекта фононного увлечения, с другой стороны, температурная зависи-

мость параметра электрон-фононного увлечения $\delta \sim v_{pd}/v_{pe}$ [3] и параметра энергетического взаимодействия электронов с фононами P , приводящая при сильном отрыве T_e от T_p к необходимости учета энергетического взаимодействия электронов с фононами либо рассеяния фононов на дефектах, что также уменьшает аномальность температурного поля носителей тока.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Ю. Г. Гуревичу за интерес к работе и полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 7, с. 281—283.
- [2] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 297 с.
- [3] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 572—574.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Получено 13.07.1987
Принято к печати 6.11.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ И ТЕРМОЭДС ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{PbTe}_{1-x}\text{S}_x$

Лашкарев Г. В., Бродовой А. В., Радченко М. В., Демин В. Н.,
Гаськов А. М.

Повышенный интерес исследователей к полупроводниковым твердым растворам на основе соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ вызван рядом причин. С одной стороны, эти вещества представляют собой перспективные материалы для электронной техники [1], что обуславливает их значительную практическую ценность. С другой стороны, узкощелевые полупроводники обладают уникальными свойствами: сильной зависимостью щели E_g от состава и температуры, большой статической диэлектрической проницаемостью, смягчением фононного спектра, наличием структурных фазовых переходов, обязанных электрон-фононному и диполь-дипольному взаимодействию, комплекс которых делает чрезвычайно интересными исследования их физических свойств.

Настоящая работа посвящена исследованиям магнитной восприимчивости (МВ) χ и термоэдс α малоизученных в настоящее время узкощелевых полупроводников $\text{PbTe}_{1-x}\text{S}_x$ ($x=0.05$). Методики измерения χ и α описаны в [2, 3].

Образцы твердых растворов $\text{PbTe}_{1-x}\text{S}_x$ получены из монокристаллов, выращенных из пара по механизму пар—жидкость—кристалл [4]. Содержание кислорода в них не превышало 10^{-4} мас % [5]. Плотность дислокаций составила $(1 \div 2) \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Кристаллы разрезали на шайбы толщиной 1—2 мм в направлении $\langle 100 \rangle$. Для получения образцов с различной концентрацией носителей n - и p -типа шайбы отжигали в условиях равновесия кристалл—пар.

Приведены измерения МВ на пяти образцах $\text{PbTe}_{1-x}\text{S}_x$ ($x=0.05$) в диапазоне температур $4.2 \div 300 \text{ К}$. На рис. 1 представлена типичная экспериментальная зависимость $\chi(T)$ для образцов с концентрацией носителей тока $\sim 8.0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Кривые $\chi(T)$ для кристаллов n - и p -типа имеют качественное сходство. МВ во всем диапазоне температур диамагнитна. При $T \leq 40 \text{ К}$ наблюдаются изменение знака $\partial\chi/\partial T$ и слабый рост парамагнетизма. Исследования МВ, выполненные на монокристаллах PbTe , не обнаружили появления парамагнетизма в области $T \leq 40 \text{ К}$.