

Аномальная термоэдс в кристаллах $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$

© О.Г. Грушка

Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича,
58000 Черновцы, Украина

E-mail: legru@mail.ru

(Получена 3 ноября 2015 г. Принята к печати 18 ноября 2015 г.)

На основе данных по коэффициенту Холла показана возможность существования потенциальных барьеров в области примесной проводимости сильно компенсированных кристаллов $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$. Дано качественное обсуждение роли барьеров в аномальном характере явлений переноса. Экстремально высокие значения термоэдс объясняются сложением термоэдс контактных разностей потенциалов между областями с различной концентрацией электронов.

Соединение $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$, будучи прямозонным полупроводником с оптической шириной запрещенной зоны $E_g = 0.74$ эВ, обладает рядом интересных свойств, которые определяют его научное и прикладное значение [1,2].

В работе [3] показано, что $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ является сильно компенсированным полупроводником n -типа проводимости с концентрацией доноров $N_D = 2.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и степенью компенсации $K = N_A/N_D = 0.9996$ (N_A — концентрация акцепторов). Как известно [4], таким полупроводникам свойственны крупномасштабные флуктуации потенциала с амплитудой γ . Флуктуации оказывают влияние на кинетические коэффициенты и особенно на термоэдс. В связи с этим данная работа посвящена исследованиям аномальных явлений переноса в $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ в области примесной проводимости. Аномалии проявляются в несовпадении при некоторых температурах T знаков коэффициента Холла $R(T)$ и термоэдс $\alpha(T)$, а также в необычно высоких значениях термоэдс и двойной инверсии знака в зависимости $\alpha(T)$.

Для исследований использовался образец длиной 1 см стандартной прямоугольной формы, вырезанный из средней части слитка $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$, выращенного методом Бриджмена. Термоэдс измерялась при разности температур концов образца $(5 \pm 0.5)^\circ\text{C}$.

Полученную температурную зависимость термоэдс $\alpha = f(10^3/T)$, представленную на рис. 1, можно условно разделить на нормальную высокотемпературную (область температур $T = 250\text{--}400$ К) и аномальную низкотемпературную ($T = 160\text{--}250$ К). В области температур $T = 250\text{--}400$ К зависимость $\alpha(T)$ хорошо описывается формулой для собственного полупроводника [5]

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{b-1}{b+1} \left(2 + \frac{E_g}{2kT} \right) \quad (1)$$

(k — постоянная Больцмана) при условии, что отношение подвижностей электронов и дырок $b = 6\text{--}10$. В этом случае с понижением температуры отношение подвижностей уменьшается.

При $T < 250$ К происходит переход к примесной проводимости, где наблюдаются аномально высокие экстремальные значения термоэдс и двойная инверсия знака

термоэдс. Обычно [6] столь высокие значения термоэдс имеют место при гелиевых температурах и объясняются эффектом увлечения электронов фононами. Характерно, что в кубических кристаллах фононная термоэдс зависит от температуры как $\alpha_{\text{ph}} \propto T^{-3.5}$. В нашем случае температурная область наблюдаемого эффекта и показатель степени в зависимости $\alpha(T)$ на порядок выше.

Использование теории неоднородных полупроводников и, в частности, формулы для зависимости α от амплитуды потенциала γ_p [7]

$$\alpha \approx -\frac{k}{e} \left(4 + \frac{E_c - E_F}{kT} - \frac{1.5\gamma_p}{kT} \right) \quad (2)$$

показало, что при максимально возможных значениях γ_p термоэдс не может превышать 4.5 мВ/К. В кристаллах $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ термоэдс в экстремальных точках значительно больше.

После выполнения измерений термоэдс $\alpha = f(T)$ на образец припаявали две пары симметричных холловских

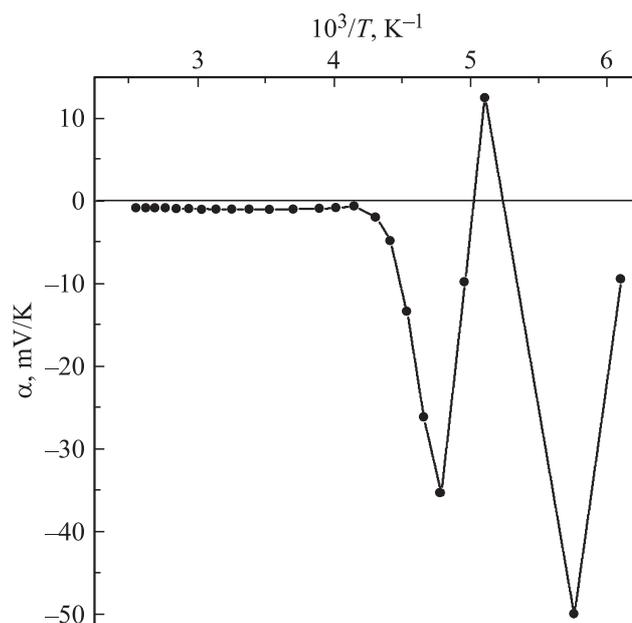


Рис. 1. Температурная зависимость термоэдс образца $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$.

электродов в точках 1 и 2, которые располагались на расстоянии 0.25 см друг от друга и были равно удалены от середины образца. Значения эдс Холла определялись для каждой пары электродов как средние значения из четырех измерений: при противоположных направлениях магнитного поля и противоположных направлениях тока через образец. Полученные температурные зависимости коэффициента Холла R_1 и R_2 для точек 1 и 2 приведены на рис. 2. При высоких температурах зависимости коэффициента Холла $R_1, R_2 = f(10^3/T)$ для двух измерений совпадают, однако при понижении температуры ($T < 250$ К) зависимости расходятся, при этом имеют ступеньки, перегибы и экстремумы. Различный ход зависимостей R_1 и R_2 от температуры в области примесной проводимости свидетельствует о неоднородном распределении плотности электронов вдоль образца $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$.

Согласно [8,9], в сильно компенсированном полупроводнике n -типа проводимости, чем меньше концентрация электронов n , тем слабее они сглаживают своим зарядом потенциальный рельеф, тем глубже опускается в запрещенной зоне уровень Ферми E_F . Энергия E_F , отсчитанная от энергии изолированного донора, определяется выражением [8,9]

$$E_F = kT \ln(n/N_D) - C \frac{e^2 N_D^{2/3}}{\epsilon \epsilon_0 n^{1/3}}. \quad (3)$$

В (3) учтены гауссовы флуктуации концентрации доноров, но численный множитель C не найден [9]. Таким образом, уровень Ферми располагается значительно ниже примесной зоны, а энергия, характеризующая его опускание, определяется формулой (3).

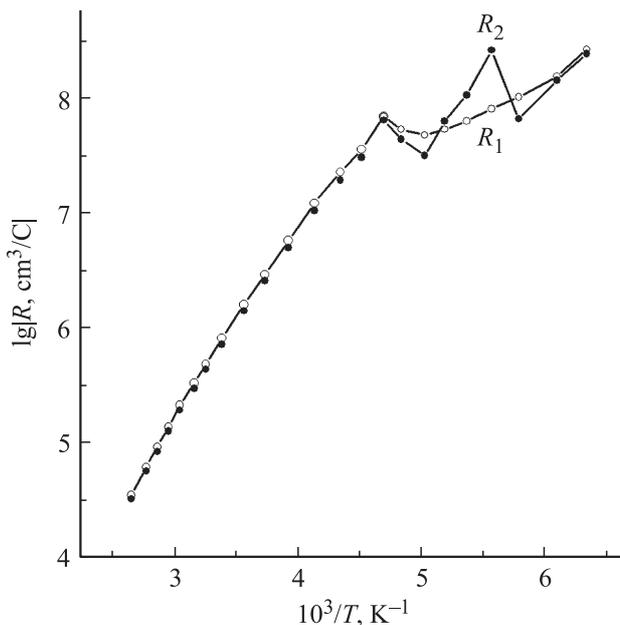


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Холла R_1 и R_2 для точек 1 и 2, равно удаленных от середины образца $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$.

Параметры экстремальных точек $R_1, R_2 = f(10^3/T)$

T, K	n_1, cm^{-3}	n_2, cm^{-3}	$-E_{F1}, \text{эВ}$	$-E_{F2}, \text{эВ}$	$E_{F1} - E_{F2}, \text{эВ}$
173	$5.92 \cdot 10^{10}$	$9.20 \cdot 10^{10}$	0.232	0.211	-0.021
180	$7.47 \cdot 10^{10}$	$2.31 \cdot 10^{10}$	0.226	0.292	0.066
199	$1.27 \cdot 10^{11}$	$1.92 \cdot 10^{11}$	0.213	0.196	-0.017

С использованием данных по коэффициенту Холла (рис. 2) были найдены концентрации электронов n_1 и n_2 для точек зависимостей $R_1, R_2 = f(10^3/T)$, в которых коэффициенты Холла максимально различаются, и оценены для них величины энергии Ферми E_{F1} и E_{F2} по формуле (3). Коэффициент C принимали равным единице. Полученные параметры представлены в таблице.

Как видно из таблицы, при указанных температурах в образце $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ существуют области, которые отличаются друг от друга концентрацией электронов. На границах между такими областями возможно возникновение потенциальных барьеров. Это могут быть микрогетеропереходы, а при одинаковом типе основных носителей заряда (электронов) — изотипные гетеропереходы. Высота барьера зависит от разницы энергий уровней Ферми в контактирующих областях $e\varphi_c = E_{F1} - E_{F2}$, оценочные значения которых приведены в таблице. Характерно, что высота барьера и направленность включения его в общую цепь (прямое или обратное смещение) зависит от температуры.

Обращает на себя внимание, что в примесной области зависимость $\alpha = f(10^3/T)$ (рис. 1), как и кривая R_2 (рис. 2), имеет зигзагообразный вид. Пики, которые наблюдаются на температурной зависимости термоэдс, расположены при температурах, близких к температурам, приведенным в таблице для экстремальных точек R_2 , с некоторым смещением в сторону высоких температур. При этом наибольшее смещение наблюдается для пика $\alpha = f(10^3/T)$, переходящего в область положительных значений. По-видимому, для такого перехода в полупроводнике, где доноров больше, чем акцепторов, необходима дополнительная энергия.

Как известно [5], при наличии разницы температур средняя энергия носителей заряда и их концентрация выше на горячем конце образца. Электроны и дырки диффундируют от более горячего конца образца к более холодному, где в однородном полупроводнике, т.е. при отсутствии барьеров, происходит их рекомбинация и термоэдс, которая образуется за счет избытка одного вида носителей над другим, не может быть аномально большой, а тем более стать положительной в полупроводнике n -типа проводимости, где $N_D > N_A$.

В случае существования барьеров диффундирующие электроны и дырки, попадая в область потенциального барьера, разделяются его электрическим полем. Если электроны выбрасываются в сторону холодного конца, а дырки накапливаются на горячем конце, термоэдс отрицательна. Если направление электрического поля

барьера изменяется на противоположное, термоэдс становится положительной. При наличии ряда барьеров результирующая термоэдс контактных разностей потенциалов является суммой вкладов от локальных барьеров, $\alpha = \sum \alpha_i$.

Возможность изменения знака электрического поля барьера между областями с различной концентрацией электронов подтверждается данными таблицы. Напряженность электрического поля пропорциональна величине $E_{F1} - E_{F2}$, поэтому знак поля зависит от температурных изменений концентрации электронов в соответствующих областях.

В трехэлементном полупроводнике $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ со стехиометрическими вакансиями сложно выяснить структуру множества собственных дефектов. При большом наборе дефектов и соответствующих уровнях в запрещенной зоне концентрация активных центров меняется с температурой. При этом температурные зависимости концентраций электронов и дырок различаются. Вследствие этого наблюдаются сильно выраженные экстремумы и двойная инверсия типа проводимости в зависимости $\alpha(T)$.

Список литературы

- [1] А.И. Малик, Г. Г. Грушка. ЖТФ, **60** (10), 188 (1990).
- [2] О.Г. Грушка, В.Т. Маслюк, С.М. Чупыра, О.М. Мыслюк, С.В. Биличук, И.И. Заболоцкий. ФТП, **46** (3), 327 (2012).
- [3] О.Г. Грушка, А.И. Савчук, С.М. Чупыра, О.М. Мыслюк, С.В. Биличук. ФТП, **48** (10), 1307 (2014).
- [4] Б.И.Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [5] К.В. Шалимова. *Физика полупроводников* (М., Энергия, 1976).
- [6] С.А. Алиев, Ф.Ф. Алиев, З.С. Гасапов, С.М. Абдуллаев, Р.И. Селим-заде. ФТП, **44** (6), 764 (2010).
- [7] Е.В. Кучис. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (М., Радио и связь, 1990).
- [8] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. ЖЭТФ, **60** (2), 867 (1971).
- [9] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. ФТП, **14** (5), 825 (1980).

Редактор Л.В. Шаронова

Anomalous thermoelectric power in $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ crystals

O.G. Grushka

Fed'kovich National University,
58012 Chernovtsy, Ukraine

Abstract On the base of coefficient Hall data the possibility of existence of potential barriers in the impurity conductivity band have been shown in the strongly compensated $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ crystals. The role of barriers in anomalous behavior of transport phenomena was discussed qualitatively. Extreme high values of thermoelectric power were explained by composition of thermoelectric power of contact potential between bands with different concentrations of electrons.