

1. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. — М.: Мир, 1964. С. 392.

2. Гаррикс Н. Измерение времени жизни избыточных носителей тока в полупроводниках//Сб. Рекомбинация носителей тока в полупроводниках. — М.: ИЛ, 1959. С. 140.

Статья поступила в редакцию 15 марта 2007 г.

Determination of absorption coefficient of optical germanium from the resistivity

I. M. Nesmelova, N. I. Astafev

FSUI SPA "State Institute of Applied Optics", Kazan, Russia

Selection criteria for crystalline germanium with minimal absorption coefficient for IR spectroscopy are discussed. It is shown that transparency of germanium depends not only on resistivity but on charge carriers' mobility as well. Experimental and computational results for real samples of germanium are compared.

УДК 546.56+536.651

Исследование тепловых характеристик халькогенида меди

Г. С. Хагба

Абхазский государственный университет, г. Сухум, Абхазия

В широкой области температур проведено исследование теплопроводности κ селенида (халькогенида) меди $Cu_{2-x}Se$ стационарным методом, электропроводности σ и коэффициента термоЭДС, α — компенсационным методом. Изучены отдельные механизмы переноса тепла. Показано, что основной вклад в перенос вносят решеточная κ_{lat} и электронная теплопроводности κ_{el} . Определены значения κ_{lat} и число Лоренца. Проанализирована зависимость κ_{lat} от состава селенида меди.

Изучению теплофизических свойств полупроводников посвящено достаточное число работ, что вызвано необходимостью уточнения внутреннего строения конкретного материала [1—12]. Известно, что одним из перспективных полупроводниковых материалов является селенид одновалентной меди $Cu_{2-x}Se$ [1—5], тем не менее теплопроводность селенида меди мало изучена. Имеющиеся литературные данные по теплопроводности относятся в основном к соединениям, близким к стехиометрии.

В настоящей работе приведены результаты исследований теплопроводности селенида меди в области составов $0,015 \leq x \leq 0,125$.

Селенид одновалентной меди $Cu_{2-x}Se$ является дырочным полупроводником с температурой плавления $1150^\circ C$ [1]. Он характеризуется областью гомогенности $0 \leq x \leq 0,212$ и существует в двух модификациях [2]. Температура полиморфного превращения Cu_2Se равна $\sim 410 K$. С отклонением от стехиометрии она уменьшается, и на составах $2-x > 0,012$ высокотемпературная модифика-

ция становится устойчивой уже при комнатной температуре. Катионная подрешетка селенида меди сильно разупорядочена, что обуславливает сравнительно низкие значения теплопроводности.

Образцы для исследований приготавливали синтезом элементов (медь марки ОСЗ, селен марки В-3) в отпаянных кварцевых ампулах с последующим размолом слитков и горячим прессованием порошков в условиях вакуума. Пористость образцов не превышала 1 %. Теплопроводность измеряли абсолютным стационарным методом с тепловыми экранами на установке, описанной в [6]. Одновременно с теплопроводностью κ измерялись электропроводность σ и коэффициент термоЭДС α компенсационным методом.

Точность измерений для теплопроводности κ составляла $\pm 7\%$, соответственно, для σ и α она лежала в пределах $\pm 3\%$. По химическому составу сплавов определяли концентрацию n носителей тока, при этом принималось, что одной вакансии соответствует одна дырка [2]. В таблице приведены характеристики сплавов при комнатной температуре.

Номер сплава	Состав сплава	$n \cdot 10^{-20}, \text{см}^{-3}$	$\alpha, \text{мкВ/град}$	$\sigma, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\kappa, \text{Вт}/(\text{см} \cdot \text{град})$
1	$\text{Cu}_{1,985}\text{Se}$	2,9	77	1250	1,30
2	$\text{Cu}_{1,965}\text{Se}$	6,8	55	1820	1,64
3	$\text{Cu}_{1,945}\text{Se}$	10,6	50	2000	1,94
4	$\text{Cu}_{1,920}\text{Se}$	15,4	47	2130	2,40
5	$\text{Cu}_{1,895}\text{Se}$	20,0	39	3130	3,08
6	$\text{Cu}_{1,875}\text{Se}$	24,0	15	6170	5,80

В таблице, на графиках рис. 1 и 2, а также в расчетах приведены и использованы значения параметров κ , α и σ , усредненные по четырем измерениям.

На рис. 1 представлены температурные зависимости общей теплопроводности κ сплавов. В области температур 380—410 К теплопроводность претерпевает резкие изменения, что связано с фазовым переходом. С увеличением параметра нестехиометричности x область температур, в которой происходят резкие изменения теплопроводности, смещается в сторону более низких температур, и на составе с $x = 0,125$ фазовый переход не наблюдается, что согласуется с диаграммой состояний селенида меди [2] и аномалиями в поведении $\sigma(T)$ и $\alpha(T)$, также обусловленными фазовым переходом.

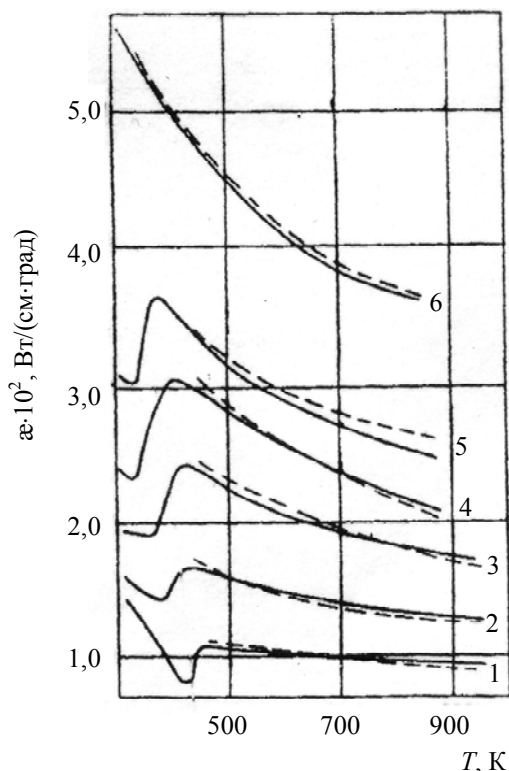


Рис. 1. Температурные зависимости общей теплопроводности сплавов

Общая теплопроводность может быть представлена в виде $\kappa = \kappa_{lat} + \kappa_{el}$, причем $\kappa_{el} = L \cdot \sigma \cdot T$, где κ_{lat} и κ_{el} — решеточная и электронная части теплопроводности, соответственно; L — число Лоренца; T — абсолютная температура.

В исследуемых образцах можно также допустить наличие таких дополнительных механизмов переноса тепла, как вакансионная теплопроводность κ_v [7], теплопроводность из-за биполярной диффузии κ_b и теплопроводность вследствие переходов носителей между подзонами валентной зоны κ_z [8, 9], осуществление которых возможно согласно исследованиям работы [10]. Однако приведенные расчеты показали, что в нашем случае $\kappa_v \sim 10^{-4}—10^{-5} \text{Вт}/(\text{см} \cdot \text{град})$, т. е. весьма мала. Также пренебрежимо мала κ_b , так как концентрация носителей в образцах сравнительно высока ($10^{20}—10^{21} \text{см}^{-3}$ и ширина запрещенной зоны $\sim 1 \text{эВ}$ [11]).

На рис. 2 приведена построенная на основании экспериментальных данных зависимость теплопроводности κ от произведения $\sigma \cdot T$. Для исключения влияния числа Лоренца на положение уровня Ферми зависимость $\kappa(\sigma \cdot T)$ построена для постоянного значения коэффициента термоЭДС $\alpha = 70 \text{мкВ/град}$, так как именно такое значение α фиксировалось на большинстве исследовавшихся составов (при различных температурах).

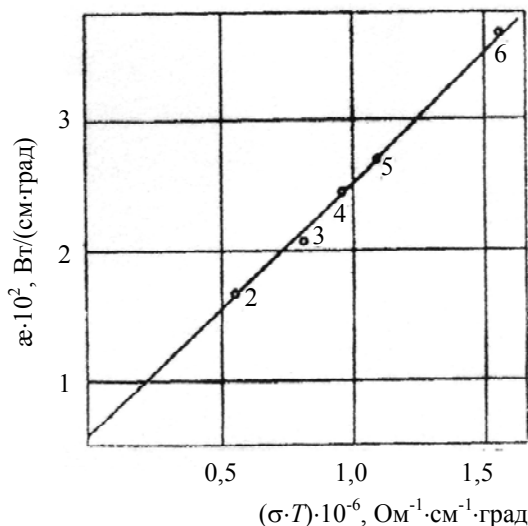


Рис. 2. Экспериментальная зависимость теплопроводности ($\sigma \cdot T$)

По теории (в так называемом однозонном приближении) при данном значении α число Лоренца зависит лишь от механизма рассеяния r — показателя степени при различном времени релаксации от энергии носителей тока.

Зависимость $\kappa = f(\sigma \cdot T)$ имеет прямолинейный характер (см. рис. 2). Это указывает на то, что в

исследуемой области составов электронная часть теплопроводности может быть описана в рамках однозонной модели, т. е. α_z равна нулю или же пренебрежимо мала. Видно, что решеточная теплопроводность не зависит от концентрации носителей тока (концентрации вакансий) и температуры.

Экстраполируя прямую $\alpha = f(\sigma \cdot T)$ от точки 2 до пересечения с осью ординат, можно определить решеточную проводимость величиной $\alpha_{lat} = 0,6 \cdot 10^{-2}$ Вт/(см·град), а по наклону прямой $\alpha = f(\sigma \cdot T)$ — число Лоренца $L = 2 \cdot 10^{-3}$ В²/град², которое согласуется с теоретически рассчитанным значением $L = 2,07 \cdot 10^{-3}$ В²/град² при $r = -1/2$.

На рис. 1 штриховыми линиями приведены рассчитанные по формуле из работы [1] зависимости общей теплопроводности $\alpha = \Phi(T)$ для исследуемых составов в области температур выше фазового перехода. При оценке температуры перехода использовалось полученное выше значение решеточной проводимости $\alpha_{lat} = 0,6 \cdot 10^{-2}$ Вт/(см·град). Число Лоренца определялось по формуле из той же работы

$$L = \left[\frac{(r + \frac{7}{2})F_r + \frac{5}{2}(\mu^*)}{(r + \frac{3}{2})F_r + \frac{1}{2}(\mu^*)} - \frac{(r + \frac{5}{2})^2 F_r + \frac{3}{2}(\mu^*)}{(r + \frac{3}{2})^2 F_r + \frac{1}{2}(\mu^*)} \right] \cdot (k/l)^2,$$

где $F_m(\mu^*) = \int_0^{\infty} \frac{\chi^m dx}{e^{\mu^* - x} - 1}$ — интегралы Ферми;

k — постоянная Больцмана;

e — заряд электрона;

μ^* — приведенный уровень Ферми.

Значение r принималось равным $-1/2$. Необходимые для расчетов значения α и σ брались из экспериментальных данных.

Как видно из рис. 1, рассчитанные таким образом значения $\alpha(T)$ (пунктир) хорошо согласуются с экспериментальными кривыми для всех составов в широкой области температур, что подтверждает сделанный ранее вывод α_{lat} и характер механизма рассеяния. Независимость α_{lat} от температуры и концентрации носителей тока обусловлены сильной неупорядоченностью решетки и согласуются с теорией теплопроводности неупорядоченных структур [12]. Полученное значение $r = -1/2$ указывает на преобладание рассеяния дырок на акустических колебаниях решетки. Этот вывод согласуется с результатами оценки механизма рассеяния в Cu_{2-x}Se на основе анализа химической связи [13]. На величину r , помимо рассеяния на тепловых колебаниях, может также влиять неупорядоченность в распределении меди в катионной подрешетке, а также рассеяние на ионизованных центрах. Однако в случае рассеяния на однородностях r также равна $-1/2$.

С учетом рассеяния на ионизованных центрах r должно бы быть более $-1/2$, однако экспериментально полученное значение $r = -1/2$ указывает на существенное экранирование заряженных центров свободными носителями тока [14].

Таким образом, полученные экспериментальные данные и их анализ позволяют сделать некоторые выводы.

1. Определены температурные зависимости теплопроводности в Cu_{2-x}Se $0,015 \leq x \leq 0,125$ в области температур от комнатной до 1000 К. В области температур 380—410 К теплопроводность претерпевает резкие изменения, обусловленные полиморфным превращением.

2. Для высокотемпературной фазы теплопроводность решетки составляет $0,6 \cdot 10^{-2}$ Вт/(см·град) и не зависит от температуры и состава сплава, что подтверждает наличие сильной разупорядоченности кристаллической структуры сплавов Cu_{2-x}Se .

3. Для исследованных составов Cu_{2-x}Se в области температур выше фазового перехода электронная часть теплопроводности достаточно точно описывается в рамках однозонной модели.

4. На основании анализа теплопроводности подтверждено преобладание в селениде меди рассеяние носителей тока на акустических колебаниях решетки.

Автор выражает благодарность

П. И. Инглизюну, канд. техн. наук, за интерес к работе и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Глазов В. М., Бурханов А. С., Крестовников А. И. Полупроводниковые соединения Cu_2V . — М. ЦИИИ "Электроника", 1972.
2. Tomonore Ishikawa, Shin-ya Miyatani//J. of the Phys. Japan. 1977. V. 42. № 1. P. 159—167.
3. Охотин А. С., Пушкарский А. С., Горбачев В. В. Теплофизические свойства полупроводников. — М.: Атомиздат, 1972.
4. Okhtin A. S., Aivasov A. A., Pushkarsky A. S.//Physics Letters, 1968. V. 28A. P. 448.
5. Глазов В. М., Бурханов А. С., Айвазов А. А.//Известия АН СССР. Сер. Неорг. материалы. 1975. № 11. С. 844.
6. Петров А. Б. Методика измерения теплопроводности полупроводников при высоких температурах//Сб. Термоэлектрические свойства полупроводников. — М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1963.
7. Зиновьев В. Е., Машаров С. И.//Сб. Теплофизические свойства твердых веществ. — М.: Наука, 1973.
8. Стильбанс Л. С. Физика полупроводников. — М.: Сов. радио, 1967.
9. Смирнов И. А., Тамарченко В. И. Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках. — Л.: Наука, 1977.
10. Оскотский В. С., Смирнов И. А. Дефекты в кристаллах и теплопроводность. — Л.: Наука, 1972.
11. Воробьев В. Г., Соболев В. В., Сорокин Г. Г.//Известия АН СССР. Сер. Неорг. материалы. 1976. Т. 3. № 1. С. 172.

12. Сорокин Г. П., Идричан Г. Х.//Там же. 1975. Т. 11. № 2. С. 351—352.
13. Иоффе А. Ф.//ФТТ. 1959. № 1. С. 60—161.

14. Сорокин Г. А.//Журнал физической химии. 1966. Т. XL. № 4. С. 838—841.

Статья поступила в редакцию 5 мая 2007 г.

Research of thermal characteristics for the copper chalcogenide

G. S. Khagba

Abkhazian State University, Sukhum, Abkhazia

The research of thermal characteristics for the copper selenide ($Cu_{2-x}Se$) was carried out a wide area of temperatures: heat conductivity has been studied by a stationary method, electroconductivity and a factor of thermoelectromotive have been studied by a compensatory method. Separate mechanisms of carry of heat have been investigated.

УДК 534.17: 621.396.59

Резонансная колебательная система за порогом чувствительности средств обнаружения информационных сигналов

С. И. Коршаковский

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики
(Технический университет), Россия

Выявлены новые свойства резонансных колебательных систем, позволяющие путем использования в них затухающих переходных процессов и подбора режимов их работы выделить полезный сигнал, который может быть ниже порога чувствительности средства его обнаружения, а также увеличить вдвое его чувствительность. В качестве примеров в работе рассмотрены маятник крутильных колебаний, механический осциллятор и электромагнитный контур радиоприемного устройства. Обсуждаются возможности прикладного использования полученных результатов.

Любой информационный сигнал — механический, электромагнитный или какой-то другой природы — несет в себе определенный запас энергии соответствующего вида. Существующие критерии обнаружения этих сигналов основаны на принципе достаточности этой энергии. Например, в работе [1] при рассмотрении механического осциллятора условием обнаружения механической силы $F(t)$ при устранении нетепловых флуктуаций является следующее неравенство в классическом приближении:

$$F(t)_{\min} \geq \sqrt{4kTH\Delta f},$$

где T — абсолютная температура;

H — коэффициент трения;

Δf — полоса частот.

Это выражение можно считать предельным порогом чувствительности устройства. Энергетический спектр шумовой ЭДС в теории радиосвязи определяется формулой Найквиста, а ее средний квадрат (дисперсия) зависит от энергии kT [2]:

$E_{noise}^2 = 4kTR\Delta f$, где R — сопротивление эквивалентного шумового генератора, например сопротивление излучения. Следует иметь в виду, что всякое внешнее воздействие на систему, погруженную во внешнюю среду, приводит к диссипации энергии. Этот процесс сопровождается флуктуациями физических величин, характеризующих равновесную систему (или ее отдельные части), причем между флуктуациями и диссипативными свойствами системы существует связь, устанавливаемая флуктуационно-диссипационной теоремой (ФДТ) [3].

Одними из важнейших свойств любых измерительных средств, радиоприемных и других устройств, содержащих резонансные колебательные системы, являются порог чувствительности и чувствительность, обусловленные действием на них различных факторов как внутреннего, так и внешнего происхождения (силы трения, флуктуации, шумы и помехи и т. д.). Работа любой коле-