

ТЕПЛОВЫЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА и ШИРИНА
ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ $PbTe$ и $PbSe$

Е. Д. ДЕВЯТКОВА, В. А. СААКЯН

Проведено измерение теплопроводности (χ), электропроводности (σ) и термоэдс ($\mathcal{E}$) образцов n - и p -типа соединений $PbTe$ и $PbSe$ в диапазоне температур 90—800°K.

Из этих измерений в области начала собственной проводимости по методу, предложенному в работе [1], рассчитана ширина запрещенной зоны ε_g для $PbTe$ и $PbSe$. Найден температурный коэффициент ширины запрещенной зоны. Для обоих соединений $\frac{d\varepsilon_g}{dT} = 4 \cdot 10^{-4}$ эв/град. Как абсолютная величина ε_g , так и ее температурный коэффициент хорошо согласуются с имеющимися оптическими данными для более низких температур [2, 3, 4].

1. Введение

Задачей данной работы являлось экспериментальное исследование теплопроводности (χ), электропроводности (σ) и термоэдс ($\mathcal{E}$) $PbTe$ и $PbSe$ до высоких температур, с целью выяснения процессов переноса тепла и вычисления ширины запрещенной зоны в высокотемпературной области. В связи с последней вкратце напомним те основные методы, которыми пользуются для определения ширины запрещенной зоны, и трудности, возникающие при этом.

1. Изменение электропроводности (σ) с температурой в области собственной проводимости.

2. Изменение коэффициента Холла (R) с температурой в области собственной проводимости.

3. Определение длинноволновой границы собственного оптического поглощения.

4. Определение длинноволновой границы фотопроводимости.

5. Теория зонной структуры.

Первые два метода предполагают, что при собственной проводимости σ и R^{-1} изменяются с температурой согласно следующему уравнению:

$$\frac{\sigma}{R^{-1}} \sim a T^s \exp \left[-\frac{\varepsilon_g}{2kT} \right], \quad (1.1)$$

где s — число порядка 2. Тогда наклон прямых $\ln \sigma$ и $\ln R$ от $\frac{1}{T}$ даст ε_g , при 0°K и то в тех случаях, когда она постоянна или изменяется линейно с температурой.

Методы (3) и (4) зависят от идентификации края поглощения и фотопроводимости с переходом электронов через запрещенную зону. Так как поглощение и фотопроводимость могут быть обусловлены и примесями, поэтому взятые в отдельности они могут дать ошибочные результаты.

Теоретический расчет зонной картины (и последующая оценка минимальной ширины запрещенной зоны) сделаны для PbS [5] и $PbTe$ [6].

Метод [1] определения ширины запрещенной зоны, которым мы будем пользоваться, основан на использовании термоэдс (α), электропроводности (σ) и теплопроводности (κ) в области примесной и начала собственной проводимости (смешанная проводимость) для образцов n - и p -типа при наличии κ_0 — добавочной теплопроводности за счет биполярной диффузии свободных носителей тока [7].

Чтобы правильно определить κ_0 (следовательно, и ϵ_g) из экспериментальных данных по теплопроводности (см. § 4), надо учитывать также фотонную теплопроводность (κ_{ϕ}) — перенос тепла излучением.

Для этого воспользуемся формулой Генцеля [8]

$$\kappa_{\phi} = \frac{16}{3} \frac{\bar{n}^2}{\alpha_{\text{полг}}} \frac{\sigma_0 T^3}{\alpha_{\text{полг}}}, \quad (1.2)$$

где $\bar{n}$ — показатель преломления, σ_0 — постоянная Стефана-Больцмана, $\alpha_{\text{полг}}$ — коэффициент поглощения.

2. Основные формулы для расчета ϵ_g в области смешанной проводимости

Сопоставляя данные по электропроводности, термоэдс и добавочной теплопроводности за счет биполярной диффузии для образцов n - и p -типа и записывая их в безразмерной форме, можно получить следующие формулы [1]:

$$\sigma_{1,2} = \frac{\sigma_{1,2}(T)}{\sigma_0(T)} = X_{1,2} + Y_{1,2}, \quad (2.1 \text{ а, б})$$

$$\alpha_{1,2} = \frac{\sigma_{1,2}(T)}{\frac{k}{q}} = \ln \frac{M_{1,2}}{X_{1,2}} - \frac{Y_{1,2}}{X_{1,2} + Y_{1,2}} (\epsilon_g^* + 4 + r_1 + r_2) + 2 + r_{1,2}, \quad (2.2 \text{ а, б})$$

$$\kappa_{\phi 1,2} = \frac{\kappa_{\phi 1,2}(T)}{\left(\frac{k}{q}\right)^2 T \sigma_{1,2}(T)} = \frac{X_{1,2} Y_{1,2}}{(X_{1,2} + Y_{1,2})^2} (\epsilon_g^* + 4 + r_1 + r_2)^2. \quad (2.3 \text{ а, б})$$

Здесь q — заряд электрона, ϵ_g^* — ширина запрещенной зоны при температуре T (в единицах kT), r_1, r_2 — показатели степени $l \sim \epsilon^r$ (где l — длина свободного пробега, ϵ — энергия) электронов и дырок.

(Индекс „1“ относится к дырочному образцу, „2“ — к электронному). $\sigma_{1,2}(T)$ — общая электропроводность при данной температуре; $\sigma_0(T)$ — электропроводность, создаваемая только примесными носителями тока. На практике она определяется экстраполяцией общей электропроводности $\sigma_{1,2}(T)$ из примесной области в собственную.

$$X_{1,2} = 1 + \nu_{1,2}; \quad Y_{1,2} = \nu_{1,2} \cdot b_{1,2}; \quad \nu_{1,2} = \frac{n_{1,2}}{n_{1,20}}$$

отношение собственной концентрации носителей к примесной,

$$b_1 = \frac{u_-}{u_+} \text{ — отношение подвижностей } \left(b_2 = \frac{1}{b_1} \right).$$

$M_{1,2} = \frac{N}{n_{1,20}} \left(\frac{m_{1,2}}{m_0} \right)^{3/2}$ определяется в примесной области ($\nu_{1,2} = 0$) из термоэдс ($\alpha_{1,2}(T)$) согласно формуле

$$\frac{1}{n_{1,20}} \left(\frac{m_{1,2}}{m_0} \right)^{3/2} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{h^2}{2m_0 k T} \right)^{3/2} \frac{1}{F_{1/2}(\mu^*)}. \quad (2.4)$$

$m_{1,2}$ — эффективные массы плотностей состояния дырок и электронов; $N = 4,82 \cdot 10^{15}$ — плотность состояний для свободных электронов; $\mu^* = \frac{\mu}{kT}$ — приведенный уровень химического потенциала, отсчитываемый от края валентной зоны.

Из выражений $\chi_{1,2}$ и $\sigma_{1,2}$ при использовании уравнения для концентрации $1 + \nu_1$; ν_1 ; $1 + \nu_2$; ν_2 для ε_g^* получается следующая формула:

$$\chi_{1,2}^{1/2} \sigma_{1,2}^{1/2} = M_1^0 M_2^0 (\varepsilon_g^* + 4 + r_1 + r_2)^{3/2} l^{-1} \exp(-(\varepsilon_g^* + r_1 + r_2)), \quad (2.5)$$

где M_1^0 и M_2^0 — экстраполированные значения M_1 и M_2 из примесной области в собственную.

Для $PbTe$ и $PbSe$ $r_1 = r_2 = 0$ [9].

Оценка показывает, что ε_g из формулы (2.5) получается с достаточной точностью. Если даже χ , σ и α измерены с суммарной ошибкой в 20%, то это вызовет ошибку в определении ε_g всего 0,2 kT, т. е. меньше, чем 0,015 эв при самой высокой температуре (800°K) в наших экспериментах.

3. Образцы. Методика измерения

Образцы $PbTe$ и $PbSe$ n - и p -типа изготавливались обычным металлокерамическим способом. Синтез соединений производился в откачанных кварцевых ампулах. Образцы прессовались при 400°С и отжигались в течение 35–50 часов при температуре 700°С.

Для получения образцов n -типа с концентрацией носителей ($2 \div 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) при синтезе вводились легирующие добавки ($PbJ_2 + Pb$) по методу [10]. Образцы p -типа изготавливались без допирования за счет естественного отклонения от стехиометрии. Чтобы получить однородные образцы, расплавы тщательно перемешивались и охлаждались с закалкой. Однофазность образцов проверялась рентгено-

графическим анализом, однородность—путем измерения термоэдс вдоль образца по методу горячего зонда. Среднее отклонение по α при комнатной температуре не превышает 10–12% для p -типа, а для n -типа еще меньше.

Измерения теплопроводности (κ), электропроводности (σ) и термоэдс (α) проводились на двух установках. От азотной (80°K) до комнатной (330°K) температуры на установке, описанной в работе [11]. Установка для высокотемпературных измерений основана на сравнительном методе. Она аналогична описанной в литературе [12] и схематически изображена на рис. 1.

Применяются два эталонных образца (1) из плавленного кварца [11, 13]. Между ними вставляется исследуемый образец (2). Сверху к полученному столбику грузом плотно прижимается нагреватель (3), представляющий собой сплошной цилиндр из нержавеющей стали с канавкой на боковой поверхности для намотки нагревательной проволоки (нихром 0,1 мм).

В прорез, сделанный на подставке (4) для хорошего теплового контакта, плотно вставляется охранный цилиндр (6) из электрического фарфора. Для выравнивания начальных градиентов, которые дает внешняя печь (на рисунке не показана), применяется дополнительный экран из нержавеющей стали (7). Температура измеряется термометрами из Pt, PtRh (10%), которые свариваются со штифтами из платины (0,4–0,5 мм). Штифты плотно вставляются в сквозные отверстия, сделанные в образцах на определенном расстоянии друг от друга. Термодары (8) и (9) расположены на охранным цилиндре соответственно напротив термодар (11) и (13) на образцах. (15)—кварцевый стержень, на котором держится вся измерительная часть прибора. Прибор закрывается кварцевым колпаком (на рисунке не показан) и откачивается до давления $2 \div 3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., потом наполняется сухим и чистым аргоном.

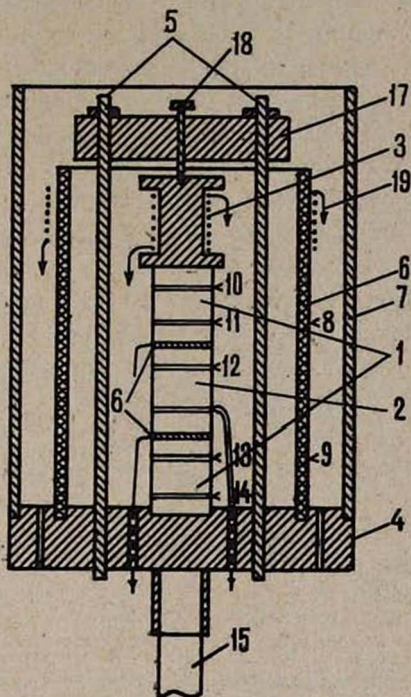


Рис. 1. Схематическое изображение прибора для измерения теплопроводности, электропроводности и термоэдс. 16—нагреватель на охранным цилиндре, 17—металлическая пластинка для прижима образцов, 18—крепежный винт, 19—токоподводящие электроды для измерения, электропроводности, 8–14—термодары на охранным цилиндре и на образцах.

Измерение теплопроводности этим методом предполагает, что имеется линейный поток тепла, скажем, сверху вниз. При искажении линейности измерения окажутся неточными. В вакууме искажение теплового потока может быть обусловлено плохими контактами между всеми соприкасающимися поверхностями образца, эталонного кварца, нагревателя, холодильника. Аргон улучшает контакты и уменьшает время установления требуемой температуры.

Для устранения боковых потерь тепла излучением и конвекцией, столбик эталонов и образца окружается охранным цилиндром, внутренний объем которого засыпается измельченным „ультралегковесом“. Теплопроводность этого крупнозернистого порошка на порядок ниже теплопроводности плавленного кварца и с температурой изменяется очень медленно. Для устранения боковых потерь тепла через засыпку путем теплопроводности на охранным цилиндре на соответствующих местах наматываются печи и мощность в них подбирается таким образом, чтобы соответствующие термодпары на охранным цилиндре и на образцах показывали одинаковую температуру.

На практике, однако, точная подгонка температур почти невозможна. Поэтому вместо одного эталона берется два, а образец помещается между ними и поток тепла через образец берется как среднее арифметическое значение из потоков по эталонам.

Расчетная формула для теплопроводности следующая:

$$\kappa_x = \frac{1}{2} (q_1 + q_2) \frac{l_x}{\nabla T_x} S_x, \quad (3.1)$$

где $g_1 = \kappa_1 \frac{\nabla T_1}{l_1} S_1$ и $g_2 = \kappa_2 \frac{\nabla T_2}{l_2} S_2$ — потоки, соответственно, по верхнему и нижнему эталонам.

κ_1, κ_2 и κ_x ; l_1, l_2, l_x ; $\nabla T_1, \nabla T_2, \nabla T_x$; S_1, S_2 и S_x — теплопроводности, расстояния между термодпарами, градиенты температур и поперечные сечения, соответственно, эталонов и образца.

Заметим, что сравнительный метод дает хорошие результаты тогда, когда коэффициенты теплопроводности исследуемого материала и эталона величины одинакового порядка.

В процессе расчета теплопроводности из экспериментальных данных вводилась поправка на пористость образца, на основании измерения плотности. Истинная теплопроводность получается из следующей формулы [14]:

$$\kappa_{\text{ист}} = \frac{\kappa_{\text{экс}}}{1 - P_v}, \quad (3.2)$$

где $P_v = \frac{V_{\text{изм}} - V_{\text{ист}}}{V_{\text{ист}}}$, $V_{\text{изм}}$ — измеренный объем образца, $V_{\text{ист}}$ — истинный объем образца (пористость = 0).

Даже в идеальном случае, когда удается скомпенсировать при помощи охранного цилиндра боковые потери от эталонов, все же может существовать некоторый дополнительный поток тепла (положительный или отрицательный) вдоль образца [15]. Для учета этого потока вводится поправка

$$(\Delta\chi)_{\text{попр}} = \chi_{\text{ист}} - \chi_{\text{экс}} \simeq 2\chi_i \left(\frac{\chi_{\text{экс}}}{\chi_{\text{этал}}} - 1 \right), \quad (3.3)$$

$\chi_{\text{экс}}$ — экспериментально полученная теплопроводность образца, χ_i — теплопроводность засыпки, $\chi_{\text{этал}}$ — теплопроводность эталона.

Для определения концентраций и подвижностей носителей тока у всех образцов был измерен коэффициент Холла при комнатной температуре. Вычисленные из него концентрации следующие:

$$\begin{aligned} p\text{-PbTe} &- 1,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}; & n\text{-PbTe} &- 4,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}; \\ p\text{-PbSe} &- 1,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}; & n\text{-PbSe} &- 3,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}. \end{aligned}$$

4. Результаты измерения

Ранее было установлено [9, 16], что в интервале температур 90—300°K при тех концентрациях, которыми обладали исследованные соединения PbTe и PbSe, перенос тепла осуществляется двумя механизмами — тепловыми волнами кристаллической решетки и свободными носителями тока. Электронная часть определяется законом Видемана-Франца

$$\chi_e = A \left(\frac{k}{q} \right)^2 T = L\sigma T,$$

где L — число Лоренца. В этом интервале температур теплопроводность кристаллической решетки (χ_p) вычислялась как разность между измеренными значениями ($\chi_{\text{экс}}$) и вычисленными по соотношению Видемана-Франца.

На рис. 2 и 3 приводятся температурные зависимости теплового сопротивления решетки $\left(\frac{1}{\chi} \right)_p$ PbTe и PbSe p - и n -типа, вычисленные как

$$\left(\frac{1}{\chi} \right)_p = \frac{1}{\chi_{\text{экс}} - \chi_{\text{эл}}} = W_{\text{экс}}(T). \quad (4.1)$$

Из рисунков видно, что линейная зависимость $W_{\text{экс}} \sim T$ не соблюдается при температурах выше 300°K. Это говорит о том, что кроме решеточной теплопроводности играют роль другие процессы переноса тепловой энергии.

Вычисление добавочной теплопроводности проводилось следующим образом. Если на рис. 2 и 3 продолжить прямую $W \sim T$ к высоким температурам и из разности между этой прямой и экспери-

ментальной кривой $W_{\text{экс}}(T)$ вычислить значения $\Delta x = \frac{1}{W_{\text{экс}}} - \frac{1}{W}$, то эта добавочная теплопроводность может состоять из двух частей: $\Delta x = x_b + x_{\text{ф}}$, где x_b — теплопроводность биполярной диффузии носителей, $x_{\text{ф}}$ — фотонная теплопроводность.

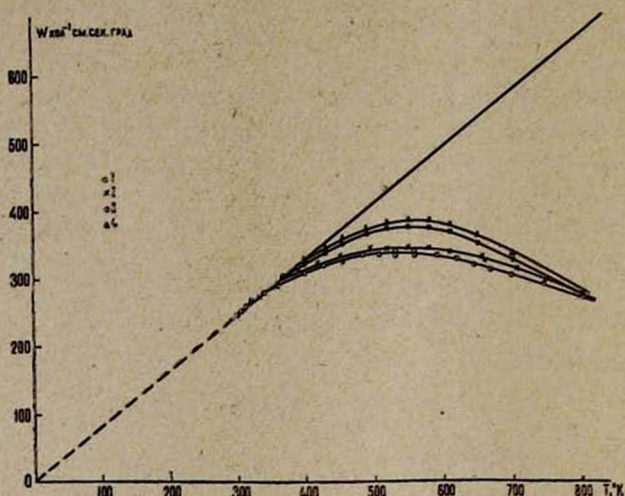


Рис. 2. Тепловое сопротивление кристаллической решетки $PbTe$. 1—тепловое сопротивление $p-PbTe$ без вычета фотонной теплопроводности ($x_{\text{ф}}$), 2—то же самое с вычетом $x_{\text{ф}}$, 3—тепловое сопротивление $n-PbTe$ без вычета $x_{\text{ф}}$, 4—то же самое с вычетом $x_{\text{ф}}$.

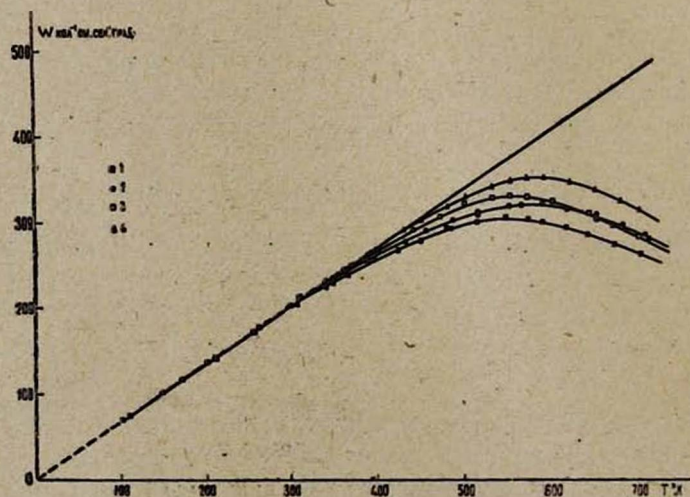


Рис. 3. Тепловое сопротивление кристаллической решетки $PbSe$. 1—тепловое сопротивление $p-PbSe$ без вычета $x_{\text{ф}}$, 2—то же самое с вычетом $x_{\text{ф}}$, 3—тепловое сопротивление $n-PbSe$ без вычета $x_{\text{ф}}$, 4—то же самое с вычетом $x_{\text{ф}}$.

$\chi_{\text{ф}}$ — вычислялась по формуле (1.2). Коэффициенты поглощения ($\chi_{\text{погл}}$) кристаллов *PbTe* и *PbSe* в диапазоне температур 350—590°K взяты из работы [2] и экстраполированы до 700°K.

Далее, принимая, что разность $\Delta\chi - \chi_{\text{ф}} = \chi_0$ есть теплопроводность за счет биполярной диффузии, из формулы (2.3 а, б) вычислялись χ_{01} и χ_{02} .

Рис. 4 представляет температурные зависимости термоэдс (α) для тех же образцов. Уменьшение термоэдс с ростом температуры указывает на появление носителей второго знака (собственных носителей).

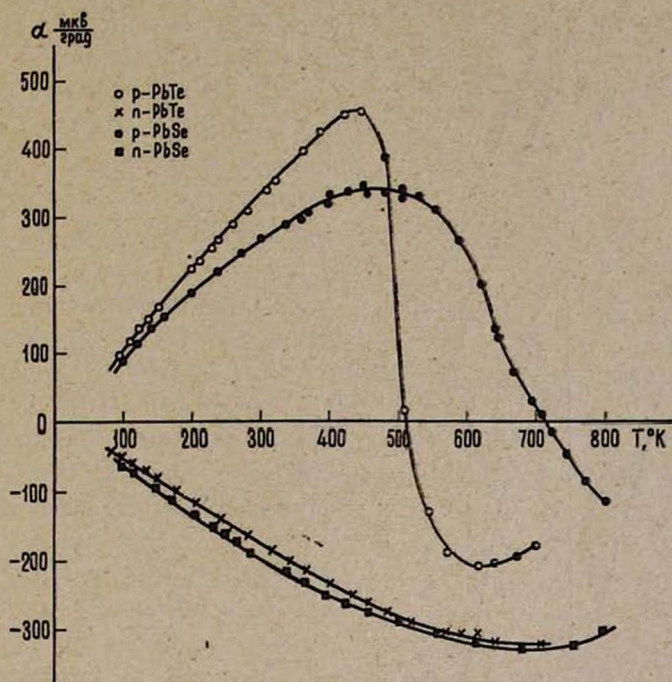


Рис. 4. Температурная зависимость термоэдс для р- и n-образцов *PbTe* и *PbSe*.

На рис. 5 приведены зависимости $\lg \sigma$ от $\lg T$ для всех образцов. Наклон прямолинейного участка ($\lg \sigma \sim \lg T$) при постоянной концентрации носителей тока дает температурную зависимость подвижности и эффективной массы носителей.

Увеличение электропроводности с ростом температуры также указывает на появление собственной проводимости.

Из экспериментальных значений термоэдс в области примесной проводимости вычислена величина $\frac{1}{n_{1,2}} \left(\frac{m_{1,2}}{m_0} \right)^{3/2}$ (2.4) для всех образцов. Это выражение характеризует изменение эффективных масс с температурой и дает M_1^0 и M_2^0 путем экстраполяции из области примесной проводимости к высоким температурам.

Вычисленные значения ε_g по формуле (2.5) в интервале температур 450–700°K для $PbTe$ и 420–800°K для $PbSe$ представлены соответственно на рис. 6 и 7. Там же приведены данные по ε_g различных авторов (см. подписи к рисункам 6 и 7).

Диапазон температур в нашем эксперименте расширен на 200°. Из наших расчетов ε_g для $PbTe$ имеет до 550°K температурный коэффициент $4 \cdot 10^{-4}$ эв/град, потом достигает насыщения, оставаясь постоянной вплоть до 700°K.

У $PbSe$ температурный коэффициент ε_g до 600°K равен $4 \cdot 10^{-4}$ эв/град, дальше ход изменения ε_g замедляется. В интервале 600–800°K он в среднем равен $1 \cdot 10^{-4}$ эв/град.

В работе был измерен температурный ход коэффициента Холла n - $PbTe$ и p - $PbSe$ соответственно до температур 630°K и 550°K. Из этих измерений, используя литературные данные по отношению подвижностей [17] и вычисленные значения ε_g , по формулам (2.3 а, б) рассчитана добавочная теплопроводность за счет биполярной диффузии (χ_b) по Холлу.

Результаты этих расчетов χ_b (по Холлу) и значения χ_b , вычисленные из графиков 2 и 3, приведены в табл. 1, там же приведены χ_ϕ , полученные из формулы (1.2).

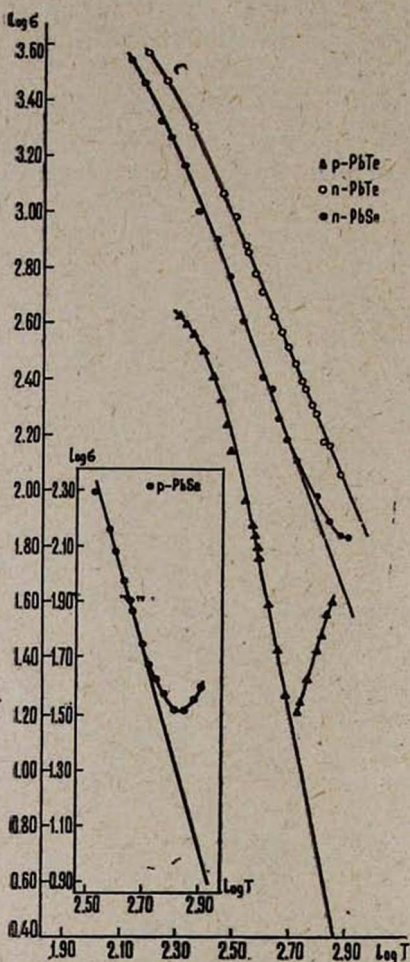


Рис. 5. $\lg \sigma$ от $\lg T$ для p - и n -образцов $PbTe$ и $PbSe$.

Таблица 1
Теплопроводность χ_b и χ_ϕ в 10^3 кал/см. сек. град

$T^\circ K$	n - $PbTe$			$T^\circ K$	p - $PbSe$		
	χ_b по Холлу	χ_b из рис. 2	χ_ϕ		χ_b по Холлу	χ_b из рис. 3	χ_ϕ
525	0,18	0,17	0,24	425	0,09	0,11	0,12
564	0,26	0,25	0,27	522	0,32	0,30	0,28
627	0,41	0,45	0,29	549	0,42	0,44	0,30

Из табл. 1 видно, что значения ε_g , полученные из графиков 2 и 3, близки к расчетным величинам ε_g по Холлу (среднее отклонение равно 8%). Это свидетельствует о достаточной точности метода вычисления ε_g по формуле (2.5).

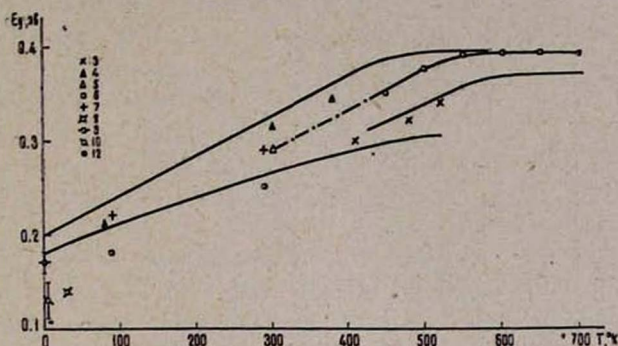


Рис. 6. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны PbTe.

- I. Из измерений края собственного оптического поглощения. 1—из [2]; 2—данные работы [2], пересчитанные Смитом [17]; 5—из [3]; 6—из [20].
 II. Из электрических измерений. 9—из [21], 10—из [22].
 III. Из измерений фотопроводимости. 7—из [20].
 IV. Из измерений коэффициента отражения. 8—из [23]; 4—из [4].
 V. Из измерений теплопроводности. 3—из [24]; 11—из [25].
 VI. 12—наши данные.

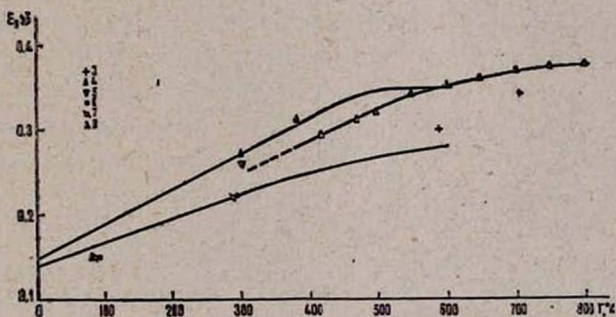


Рис. 7. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны PbSe.

- I. Из измерений края собственного оптического поглощения. 1—из [2], 2—данные работы [2], пересчитанные Смитом [17], 5—из [3], 6—из [20].
 II. Из измерений фотопроводимости. 7—из [20].
 III. Из измерений коэффициента отражения. 4—из [4].
 IV. Из измерений теплопроводности. 3—из [24].
 V. 8—наши данные.

Для контроля метода вычисления ε_g был проведен, кроме того, самосогласованный расчет. Именно, по вычисленной величине ε_g , поль-

зуюсь формулами (2.1а) и (2.3а), из формулы (2.2а) была рассчитана термоэдс ($\alpha_{\text{расч}}$) у p -образцов $PbTe$ и $PbSe$ для двух температур (см. табл. 2).

Таблица 2

Вычисленные значения коэффициента термоэдс α

$PbSe$ p -типа			$PbTe$ p -типа		
$T^{\circ}K$	$\alpha_{\text{расч}} \frac{\text{мкВ}}{\text{град}}$	$\alpha_{\text{эксп}} \frac{\text{мкВ}}{\text{град}}$	$T^{\circ}K$	$\alpha_{\text{расч}} \frac{\text{мкВ}}{\text{град}}$	$\alpha_{\text{эксп}} \frac{\text{мкВ}}{\text{град}}$
600	275	246	550	140	145
650	118	122	600	47,5	206

Как видно из табл. 2, в трех случаях получено удовлетворительное совпадение. Однако при $600^{\circ}K$ для p - $PbTe$ $\alpha_{\text{расч}} = 47,5$ мкВ/град, а $\alpha_{\text{эксп}} = 206$ мкВ/град. Такое несоответствие может быть связано с тем, что у p - $PbTe$, согласно работам [18, 19], валентная зона сложна и состоит из нескольких подзон. По данным работы [19], валентная зона состоит из зоны легких дырок с массой $\sim 0,36 m_0$ и тяжелых дырок с массой $\sim 1,2 m_0$. Энергетический зазор ϵ' между ними при комнатной температуре составляет около $\epsilon' = 0,12$ эВ и с повышением температуры уменьшается с температурным коэффициентом около $2 \cdot 10^{-4}$ эВ/град.

Таким образом, при повышении температуры увеличивается доля тяжелых дырок в электропроводности, в результате чего она увеличивается медленнее, чем если была бы только одна зона легких дырок.

Это приводит, с одной стороны, к замедленному росту χ_z (по абсолютной величине, так как она обратно пропорциональна отношению подвижностей b_1 , которое увеличивается), а с другой стороны, к увеличению χ_{z1} — безразмерной добавочной теплопроводности. Поэтому в формуле (2.5) эти два эффекта как бы компенсируют друг друга, т. е. определенная из нее ϵ_g не чувствительна к такой сложности зон. Когда же делается самосогласованный расчет, используя уже вычисленную ширину ϵ_g (для термоэдс ($\alpha_{\text{расч}}$)) из формулы (2.2а), куда входит только τ_1 которая, как мы знаем, увеличивается медленнее, чем если была бы только одна зона, расчетное значение $\alpha_{\text{расч}}$ не совпадает с экспериментальным значением $\alpha_{\text{эксп}}$.

ВЫВОДЫ

1. На основании комплексного исследования в широком диапазоне температур (90 — $800^{\circ}K$) теплопроводности, электропроводности, термоэдс и коэффициента Холла у образцов теллурида и селенида свинца n и p -типа оказалось возможным вычислить ширину запрещенной зоны в интервале температур 450 — $700^{\circ}K$ (для $PbTe$) и 420 — $800^{\circ}K$ (для $PbSe$).

Значения ширины запрещенной зоны и ее температурного коэффициента удовлетворительно смыкаются с данными, полученными из

оптических измерений для более низких температур. У $PbTe$ ε_g достигает насыщения при $550^\circ K$ и остается постоянной до $700^\circ K$. У $PbSe$ до $600^\circ K$ температурный коэффициент $-\frac{d\varepsilon_g}{dT}$ равен $4 \cdot 10^{-4}$ эв/град и уменьшается при дальнейшем росте температуры.

2. Исследование показало, что в области температур $300-800^\circ K$ теплопроводность кристаллической решетки является результатом трех процессов переноса тепла:

- а) тепловыми колебаниями решетки (χ_p);
- б) электромагнитным температурным излучением в кристаллах (χ_f);
- в) диффузией пар зарядов электронов и дырок (χ_i).

Институт полупроводников
АН СССР

Поступила 10 марта 1966

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Кутасов, Б. Я. Мойжес, И. А. Смирнов, ФТТ, 7, 1065 (1965).
2. A. F. Gibson, Proc. Phys. Soc., B65, 378 (1952).
3. W. W. Scanlon, J. Phys. Chem. Solids, 8, 423 (1959).
4. J. N. Zemel, J. D. Jensen, R. B. Shoolar, Phys. Rev., 140, 1A, 330 (1965).
5. B. G. Dorothy, D. M. Hum, L. Pincherle, D. M. Scitama, P. M. Woodward Proc. Roy. Soc., A217, 71 (1953).
6. J. B. Conklin, Jr., L. E. Johnson, G. W. Pratt, Jr., Phys. Rev., 137, 4A, A1282 (1965).
7. Б. И. Давыдов, И. М. Шмушкевич, УФН, 24, 21 (1940).
8. L. Genzel, Zs. f. Phys., 135, 177 (1953).
9. Е. Д. Девяткова, И. А. Смирнов, ФТТ, 2, 1984 (1960).
10. Т. А. Ковальчик, Ю. П. Маслаковец, ЖТФ, 26, 2417 (1956).
11. Е. Д. Девяткова, А. В. Петров, И. А. Смирнов, Б. Я. Мойжес, ФТТ, 2, 738 (1960).
12. J. Francl, W. D. Kingery, J. Am. Cer. Soc., 37, 80 (1954).
13. R. W. Powell, C. Y. Ho, P. E. Liley, Generation of critical tables of standard reference data, p. 93, Purdue-University-Lafayette, Indiana (1965).
14. W. D. Kingery, J. Francl, K. L. Coble, T. Vasilos, J. Am. Cer. Soc., 37, 107 (1954).
15. R. R. Heikes, R. W. Ure, Jr., Thermoelectricity: Science and Engineering, Interscience Publishers, N-Y, London (1960).
16. Е. Д. Девяткова, И. А. Смирнов, ФТТ, 3, 2310 (1961).
17. R. A. Smith, Physica, 20, 910 (1954).
18. F. S. Allgair, J. Appl. Phys. (Suppl), 32, 10, 2185 (1961).
19. С. В. Айрапетянц, М. Н. Виноградова, И. Н. Дубровская, Н. В. Коломойец, И. М. Рудник, ФТТ, 8 (1966) (в печати).
20. Р. Смит, Полупроводники. М., ИЛ, стр. 404 (1962).
21. П. М. Старик, ФТТ, 7, 2246 (1965).
22. M. K. Ellett, E. F. Cuff, C. D. Kugling, Bull. Am. Phys. Soc., 8, 246 (1964).
23. J. R. Dixon, H. R. Reidle, Phys. Lett., 12, 164 (1964).
24. Е. Д. Девяткова, А. В. Петров, И. А. Смирнов, ФТТ, 3, 1338 (1961).
25. В. А. Саакян, Е. Д. Девяткова, И. А. Смирнов, ФТТ, 7, 3136 (1965).

«PbTe եւ PbSe ՄԻԱՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՋԵՐՄԱՅԻՆ
ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ՇԵՐՏԻ ԼԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ե. Դ. ԴԵՎՅԱՏԿՈՎԱ, Վ. Հ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

PbTe և PbSe n-, p-տիպի միացությունների վրա կատարված է ջերմադրողականության, էլեկտրադրողականության և ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի չափումներ 90°—800°K ջերմաստիճանային ինտերվալում:

Այդ չափումներից, սեփական հաղորդականության սկզբում [1] աշխատանքում առաջարկված մեթոդով հաշվվել է հիշյալ միացությունների արգելված շերտի լայնությունը (ε_g) և նրա ջերմաստիճանային դորժակիցը: Նրկու միացությունների համար էլ այն ստացվել է $\frac{d\varepsilon_g}{dT} = 4 \cdot 10^{-4}$

թ/րադ: Ինչպես արգելված շերտի բացարձակ մեծությունը, այնպես էլ նրա ջերմաստիճանային դորժակիցը համապատասխանում են զրականության մեջ հղած օպտիկական տվյալներին ալեի ցածր ջերմաստիճանների համար [2, 3, 4]:

THERMAL, ELECTRICAL PROPERTIES AND WIDTH OF THE
FORBIDDEN GAP OF PbTe AND PbSe

E. D. DEVIATKOVA and V. A. SAHAKIAN

The measurements of the thermal conductivity, electrical conductivity and thermoelectric of n- and p-type compounds of PbTe, PbSe samples in the temperature range of 90—800°K have been carried out.

On the basis of these measurements in the region of the beginning of the intrinsic conductivity, it has been calculated the width of the forbidden gap by the method proposed in paper [1].

The temperature coefficient of the forbidden gap width has been obtained. For both compounds $\frac{d\varepsilon_g}{dT} = 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eV}}{^\circ\text{K}}$.

The absolute value of the forbidden gap width as well as its temperature coefficient is in good agreement with the optical data at lower temperatures [2, 3, 4].