

## Теплопроводность и электросопротивление слоистого соединения $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$

В. И. Белецкий, О. А. Гавренко, Б. А. Мерисов, М. А. Оболенский,  
А. В. Сологубенко, Г. Я. Хаджай, Х. Б. Чашка

*Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4*  
E-mail: george.ya.khadjai@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 3 ноября 1997 г.

Экспериментально исследована теплопроводность  $\lambda$  ( $x = 0; 0,15; 0,3; 0,6; T = 2-200$  К) и электросопротивления  $\rho$  ( $0 \leq x \leq 0,5; T = 6-300$  К) слоистых кристаллов  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  в плоскости **ab**. При  $x \approx 0,5$  обнаружен переход типа металл–полупроводник. Величина особенности электросопротивления при 33 К, связанной с переходом в фазу волны зарядовой плотности, увеличивается с ростом  $x > 0,15$ . Теплопроводность образцов с металлической проводимостью ( $x < 0,5$ ) увеличивается с ростом температуры при  $T > 90$  К, что коррелирует с нелинейностью зависимостей  $\rho(T)$ . Отсутствие такого роста  $\lambda(T)$  для полупроводникового образца свидетельствует, что эта особенность связана с электронной подсистемой. Наблюдаемая немонотонность зависимости  $\rho(x)$  может быть объяснена существованием острого пика электронной плотности состояний вблизи уровня Ферми. Аппроксимация зависимостей  $\lambda(T)$  обнаруживает наличие механизма рассеяния фононов со скоростью релаксации, пропорциональной квадрату частоты.

Експериментально досліджено теплопровідність  $\lambda$  ( $x = 0; 0,15; 0,3; 0,6; T = 2-200$  К) та електроопір  $\rho$  ( $0 \leq x \leq 0,5; T = 6-300$  К) шаруватих кристалів  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  у площині **ab**. При  $x \approx 0,5$  виявлено перехід типу метал–напівпровідник. Величина особливості електроопору при 33 К, яка пов'язана з переходом в фазу хвилі зарядової густини, збільшується із зростанням  $x > 0,15$ . Теплопровідність зразків з металевою провідністю ( $x < 0,5$ ) збільшується із зростанням температури при  $T > 90$  К, що корелює з нелінійністю залежностей  $\rho(T)$ . Відсутність такого зросту  $\lambda(T)$  для напівпровідникового зразка свідчить, що ця особливість пов'язана з електронною підсистемою. Спостережаема немонотонність залежності  $\rho(x)$  може бути пояснена існуванням гострого піка електронної густини станів поблизу рівня Фермі. Апроксимація залежностей  $\lambda(T)$  виявляє наявність механізму розсіяння фононів із швидкістю релаксації, пропорційної квадрату частоти.

PACS: 72.15.Eb, 74.25.Fy, **66.70.+f**

### 1. Введение

Транспортные свойства слоистых сверхпроводников представляют интерес в связи с тем, что высокая анизотропия свойств электронной подсистемы, обусловленная особенностями кристаллической структуры, приводит в ряде случаев к возникновению состояния с волной зарядовой плотности (ВЗП), конкурирующего со сверхпроводящим. Диселенид ниобия, являясь таким слоистым сверхпроводником, дает возможность изучить ВЗП и сверхпроводящий переход в легко достижимых температурных областях. При замене Nb на Sn соединение  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  претерпевает концентрационный переход

металл–полупроводник при  $x \approx 0,5$  при сохранении основного типа структуры  $\text{NbSe}_2$ .

Целью настоящей работы является исследование влияния замены ниобия оловом на процессы переноса тепла и заряда в соединениях  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  в широком интервале температур.

### 2. Образцы и методика эксперимента

Монокристаллы  $\text{NbSe}_2$  выращивали методом прямого газотранспорта в атмосфере Se в градиентной печи при температуре 750 °С и среднем градиенте 5 К/см. Время роста составляло около 240 ч. Количественный состав полученных кристаллов анализировали рентген-электронным методом на установке KRATOS-800. Выращенные

кристаллы имели размеры порядка  $3 \times 2 \times 0,1$  мм. Теплопроводность  $\lambda$  определяли в плоскости слоев методом одноосного стационарного теплового потока. Для измерения разности температур использовались термопары хромель – Au + 0,07% Fe. Электросопротивление  $\rho$  измеряли по стандартной четырехточечной схеме также в плоскости слоев.

### 3. Результаты и обсуждение

#### 3.1. Электросопротивление

На рис. 1 приведены температурные зависимости электросопротивления образцов  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  ( $x = 0-0,5$ ). Зависимость  $\rho(T)$  для  $x \leq 0,45$  имеет металлический характер, тогда как для  $x = 0,5$  — типично полупроводниковый, причем абсолютная величина электросопротивления  $\text{Nb}_{0,5}\text{Sn}_{0,5}\text{Se}_2$  на три порядка больше, чем для соединений с меньшей концентрацией Sn. Это свидетельствует о наличии концентрационного перехода металл — полупроводник в области  $0,45 < x < 0,5$ . На зависимостях  $\rho(T)$  имеются слабо выраженные аномалии в окрестности  $T_d = 33$  К, связанные с ВЗП-переходом. Более четко эти аномалии выражены на температурных зависимостях производных  $d\rho/dT$ , представленных на рис. 2. Известно [1], что в слоистых соединениях ВЗП могут быть подавлены интеркалированием или допированием. Однако в случае  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  при

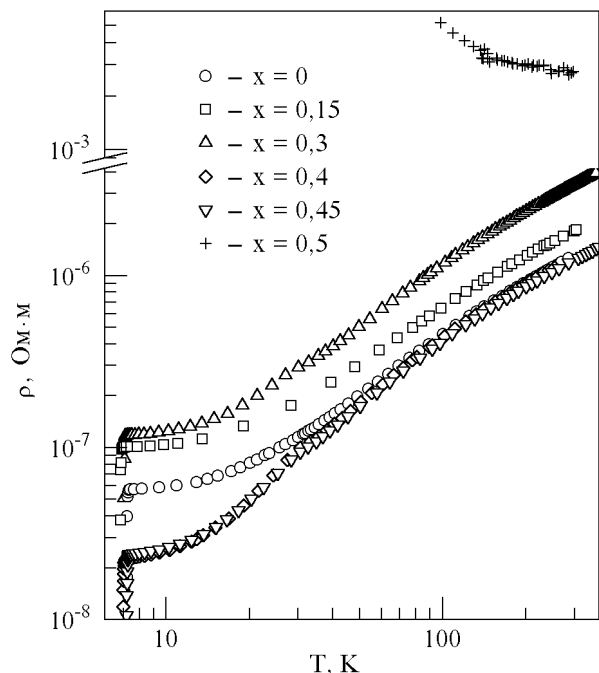


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$ .

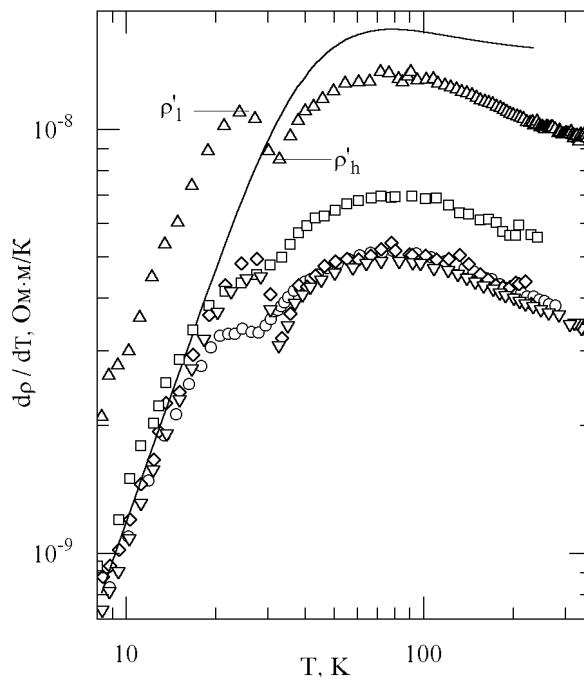


Рис. 2. Температурная зависимость производной  $d\rho/dT$   $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  (обозначения те же, что и на рис. 1). Сплошная линия — температурная производная функции  $f_{s-d}(T)$  (см. формулу (1)).

$x > 0,15$ , наоборот, наблюдается усиление ВЗП-эффекта для электросопротивления. На рис. 3 приведена концентрационная зависимость

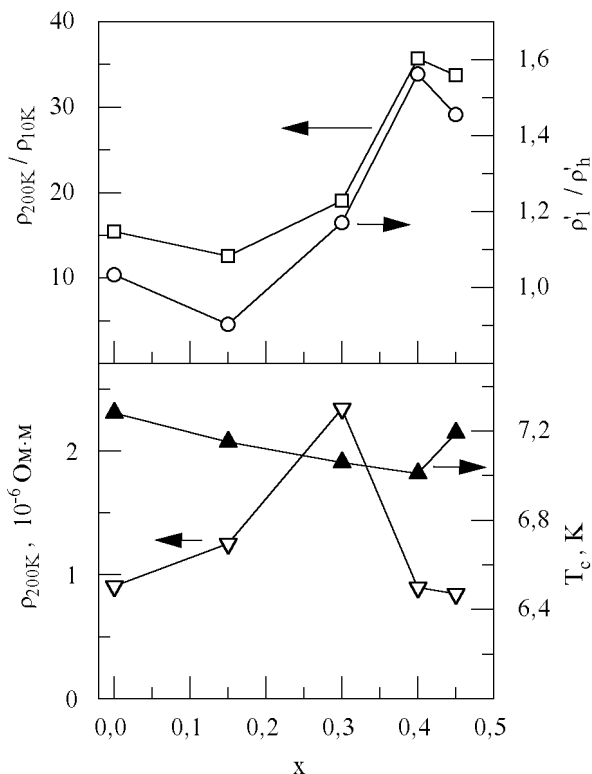


Рис. 3. Зависимости  $\rho_{200\text{K}}/\rho_{10\text{K}}$ ,  $\rho'_1/\rho'_h$ ,  $\rho_{200\text{K}}$  и  $T_c$  от концентрации олова  $x$  в  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$ .

величины скачка производной электросопротивления  $\rho'_l/\rho'_h$ , где  $\rho'_l$  — производная электросопротивления на начальном участке ВЗП-перехода, а  $\rho'_h$  — на конечном (на рис. 2 проиллюстрирован выбор  $\rho'_l$  и  $\rho'_h$  для образца  $\text{Nb}_{0,7}\text{Sn}_{0,3}\text{Se}_2$ ). На рис. 3 можно видеть, что величина этого скачка максимальна при  $x \approx 0,4$ , т.е. вблизи концентрации, соответствующей переходу металл — полупроводник, причем с зависимостью  $\rho'_l/\rho'_h$  коррелирует и зависимость  $\rho_{200\text{ К}}/\rho_{10\text{ К}}$ . Из рис. 3 можно сделать вывод, что, на основании данных об электросопротивлении и величине ВЗП-эффекта, соединение с  $x = 0,15$  — наиболее «дефектное», а с  $x = 0,4$  — наименее «дефектное».

На рис. 2 видно качественное подобие всех кривых  $\rho'(T)$  для разных концентраций Sn. Сплошной линией показана производная по температуре от функции  $f_{s-d}(T) = A(T/\Theta)^3 J_3(\Theta/T)$ , где  $\Theta$  — температура Дебая ( $\Theta = 222\text{ К}$  [2]),  $J_n(x) = \int_0^x e^z (e^z - 1)^{-2} z^n dz$  — интеграл Дебая. Эта кривая качественно соответствует экспериментальным зависимостям за исключением области ВЗП-перехода и высокотемпературной области  $T > 100\text{ К}$ . Функция  $f_{s-d}(T)$  описывает температурную зависимость электросопротивления металла, содержащего  $s$ - и  $d$ -зоны электронов, при преобладании индуцированных фононами  $s$ - $d$ -переходов [3]. Аппроксимация экспериментальных данных функцией

$$\rho_{id}(T) = \rho_0 + A(T/\Theta)^3 J_3(\Theta/T) \quad (1)$$

показала, что при температурах ниже  $T_d$ , т.е. в области существования волны зарядовой плотности, значение параметра  $A$  значительно больше, а  $\rho_0$  меньше, чем соответствующие значения при  $T > T_d$ . Значения параметров  $A$  и  $\rho_0$  до ( $T_c < T < 20\text{ К}$ ) и после ( $T > 40\text{ К}$ ) ВЗП-перехода представлены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры аппроксимации электросопротивления  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$

Параметр, Ом·м	$x$				
	0,00	0,15	0,30	0,40	0,45
$\rho_0(T < 20\text{ К}), 10^{-8}$	5,56	9,49	11,35	2,13	2,26
$\rho_0(T > 40\text{ К}), 10^{-8}$	8,95	13,50	21,50	6,85	6,50
$A(T < 20\text{ К}), 10^{-6}$	5,85	7,90	17,00	6,85	6,06
$A(T > 40\text{ К}), 10^{-6}$	2,12	2,88	5,49	2,15	2,04

Таким образом, хотя общее изменение  $\rho(T)$  в области ВЗП-перехода невелико [2], вклады различных механизмов рассеяния электронов существенно изменяются.

Абсолютная величина удельного электросопротивления максимальна при  $x = 0,3$  (см. рис. 3). Зависимости  $\rho(T)$  при  $T > T_d$  для чистого  $\text{NbSe}_2$  и для соединений с концентрациями олова вблизи перехода металл — полупроводник ( $x = 0,4$  и  $0,45$ ) очень близки (рис. 1).

В области температур выше  $100\text{ К}$  наблюдаются отклонения экспериментальных зависимостей  $\rho(T)$  от аппроксимации выражением (1) в сторону уменьшения электросопротивления. Подобный эффект «насыщения» электросопротивления наблюдался и для других соединений с  $d$ -зоной [4,5]. На рис. 4 отклонения экспериментальных значений сопротивления от аппроксимации выражением (1) представлены в виде отношения  $\rho/\rho_{id}$ . Видно, что эти отклонения для всех образцов укладываются практически на одну кривую, которая при  $T > T_d$  хорошо аппроксимируется выражением  $[1 + \beta \exp(-E/T)]^{-1}$  ( $\beta = 0,48$ ,  $E = 540\text{ К}$ ). Аналогичное выражение использовалось для описания высокотемпературных зависимостей  $\rho(T)$  сплавов переходных металлов [6] и

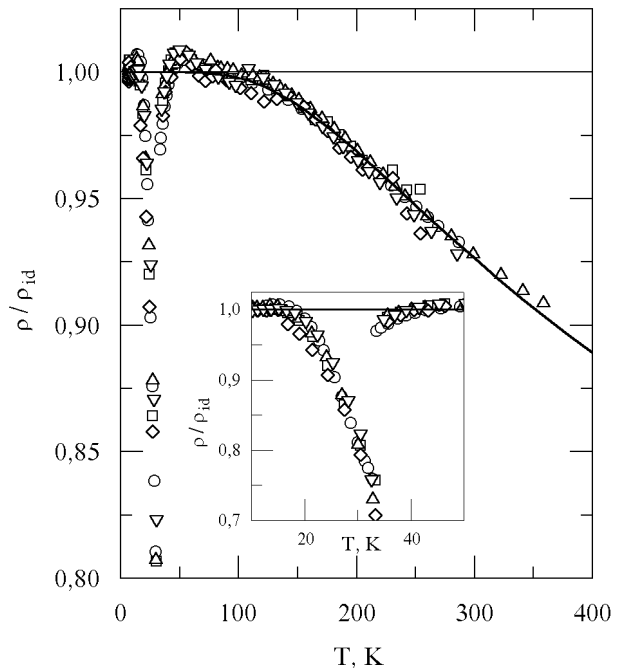


Рис. 4. Отклонение экспериментальных значений удельного сопротивления  $\rho$  от функции  $\rho_{id}(T) = \rho_0 + A(T/\Theta)^3 J_3(\Theta/T)$  для  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  (обозначения те же, что и на рис. 1). Сплошные линии — аппроксимация функцией  $[1 + 0,48 \exp(-540/T)]^{-1}$ . На вставке — температурная зависимость  $\rho/\rho_{id}$  в окрестности ВЗП-перехода.

связывалось с дополнительным вкладом в проводимость электронных состояний одной из зон, энергия дна которой выше энергии Ферми  $E_F$  на величину  $E$ . Учитывая сложную структуру энергетических зон  $\text{NbSe}_2$  [7] и то, что определяющий вклад в электронные свойства  $\text{NbSe}_2$  вносят состояния Nb, трактовка [6] может быть приемлема и для нашего случая.

Особенности транспортных свойств, наблюдаемые для системы  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$ , можно непротиворечиво трактовать, учитывая наличие острого пика плотности  $d$ -состояний вблизи энергии Ферми [7]. В рамках модели жесткой зоны, увеличение  $x$  приводит к изменению заполнения зоны, причем при концентрации олова  $x \approx 0,3$   $E_F$  проходит пик плотности  $d$ -состояний, что соответствует максимуму константы  $A$  (в выражение для  $A$  [3] входит соотношение  $N_d/N_s$ , где  $N_d$  и  $N_s$  — плотности на уровне Ферми  $d$ - и  $s$ -электронов соответственно).

На рис. 3 представлена зависимость температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  от  $x$ ; ширина перехода для всех образцов составляет примерно 0,2 К. Можно отметить слабую зависимость  $T_c(x)$ , хотя температура сверхпроводящего перехода, как и электросопротивление, чувствительна к плотности состояний на уровне Ферми. Возможно, в данном случае применимы результаты работы [8], в которой показано, что для переходных металлов величина константы электрон-фононного взаимодействия, с которой связана величина  $T_c$ , определяется не полной плотностью состояний  $N(E_F)$ , а парциальной плотностью всех электронных состояний на уровне Ферми, кроме  $d$ -состояний (в случае переходных металлов преобладает вклад состояний  $p$ -типа). Соответственно для  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  слабое изменение плотности  $s$ - и  $p$ -состояний с изменением  $x$  приводит к слабому изменению  $T_c$ .

Можно также предположить, что, поскольку диселенид ниобия относится к сверхпроводникам с сильной связью [9,10], для которого выполняется соотношение МакМиллана

$$T_c = \frac{\Theta}{1,45} \exp \left[ -\frac{1,04(1 + \lambda)}{\lambda - \mu^*(1 + 0,62\lambda)} \right], \quad (2)$$

где  $\lambda$  — константа электрон-фононной связи,  $\mu^*$  — эффективный параметр кулоновского взаимодействия, слабое изменение  $T_c$  при увеличении концентрации олова может быть вызвано связанной с введением тяжелой примеси (отношение атомных масс олова и ниобия  $\sim 1,27$ )

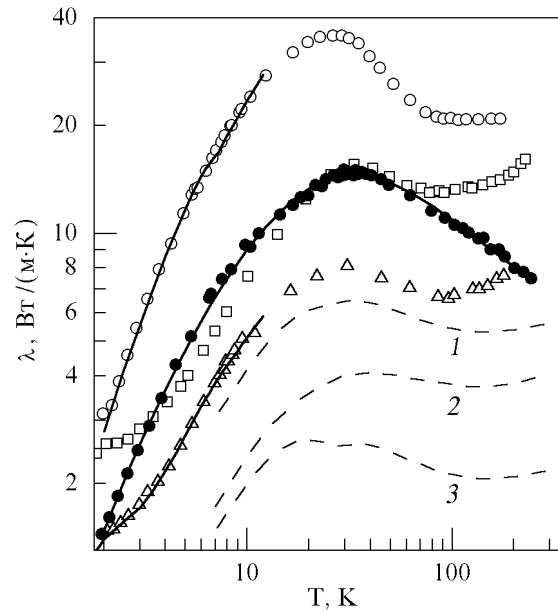


Рис. 5. Температурные зависимости теплопроводности  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  (● — 0,6, остальные обозначения те же, что и на рис. 1). Сплошная линия — результаты аппроксимации (см. текст). Пунктирные линии — оценка электронного вклада, рассчитанного по закону Видемана — Франца  $\lambda_e = L_0 T / \rho$  (1 —  $\text{NbSe}_2$ ; 2 —  $\text{Nb}_{0,85}\text{Sn}_{0,15}\text{Se}_2$ ; 3 —  $\text{Nb}_{0,7}\text{Sn}_{0,3}\text{Se}_2$ ).

перенормировкой константы электрон-фононной связи.

### 3.2. Теплопроводность

На рис. 5 представлены экспериментальные данные по теплопроводности соединений  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  с  $x = 0; 0,15; 0,3$  и  $0,6$ . В районе сверхпроводящего перехода резкие изменения температурной зависимости теплопроводности не наблюдаются, что согласуется с данными [11]. Теплопроводность образцов с металлической проводимостью ( $x < 0,5$ ) растет при увеличении температуры выше 100 К, т.е. при тех же температурах, при которых наблюдаются заметные отклонения сопротивления от зависимости (1). Подобные особенности наблюдались и для других металлических соединений с  $d$ -зоной:  $\text{V}_3\text{Si}$  [5],  $\text{TiSe}_2$  [12],  $\text{TaSe}_2$  [13]. В то же время в полупроводниковом образце  $\text{Nb}_{0,4}\text{Sn}_{0,6}\text{Se}_2$ , удельное сопротивление которого при комнатной температуре составляет порядка 0,1 Ом·м, такой рост отсутствует. Отсутствие роста  $\lambda(T)$  для полупроводникового соединения однозначно свидетельствует о том, что эта особенность непосредственно связана с электронной подсистемой.

Для выяснения основных механизмов теплосопотвления в  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  была

проведена аппроксимация экспериментальных данных в предположении, что полную теплопроводность  $\lambda$  можно рассматривать как сумму электронной  $\lambda_e$  и фоновой  $\lambda_{ph}$  составляющих. Электронная составляющая теплопроводности в нормальном состоянии в области упругого рассеяния электронов определяется законом Видемана — Франца

$$\lambda_e^n = L_0 T / \rho, \quad (3)$$

где  $L_0 = 2,45 \cdot 10^{-8}$  Вт·Ом/м. Для аппроксимации фоновой составляющей теплопроводности использовалась формула [14]

$$\lambda_{ph} = \frac{k_b}{2\pi^2 v} \left( \frac{k_b}{\hbar} \right)^3 T^3 \int_0^{\Theta/T} \frac{y^4 e^y}{(e^y - 1)^2 \tau^{-1}(y, T)} dy, \quad (4)$$

где  $y = \hbar\omega/k_b T$  ( $\omega$  — частота фонона);  $v$  — средняя скорость звука;  $\tau(y, T)$  — полное время релаксации фононов. Параметры  $\Theta$  и  $v$  отдельно для каждого образца не определялись, но, поскольку упругие свойства  $NbSe_2$  и  $SnSe_2$  отличаются незначительно [15,16], для аппроксимации теплопроводности всех образцов  $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$  использовались одинаковые значения  $\Theta = 222$  К [2] и  $v = 1,75 \cdot 10^3$  м/с [17].

Для полупроводникового образца  $Nb_{0,4}Sn_{0,6}Se_2$  вклад электронов в перенос тепла и рассеяние фононов пренебрежимо мал. Оказалось, что температурная зависимость теплопроводности  $Nb_{0,4}Sn_{0,6}Se_2$  наилучшим образом (ошибка  $\approx 1,8\%$  в интервале 2–300 К) аппроксимируется при использовании следующего выражения для  $\tau^{-1}$ :

$$\tau^{-1} = \tau_b^{-1} + K_1 \omega^4 + K_2 T \omega^3 \exp\left(-\frac{\Theta}{bT}\right) + K_3 \omega^2. \quad (5)$$

Здесь первый член  $\tau_b^{-1} = v/d$  соответствует рассеянию фононов на границах образца ( $d$  — соответствующая длина свободного пробега); второй — рэлеевскому рассеянию на точечных дефектах; третий — фонон-фононным  $U$ -процессам. Для описания низкотемпературного участка зависимости  $\lambda(T)$  оказалось необходимым включить в выражение (5) четвертый член, пропорциональный  $\omega^2$ . Аналогичный вклад в рассеяние фононов был обнаружен и в других работах, посвященных теплопроводности слоистых дихалькогенидов [9,18]; в [19] наличие вклада в скорость релаксации, пропорционального  $\omega^2$ , объясняется рассеянием фононов на полях искажения кристаллической

решетки, создаваемых точечными дефектами в слоистых кристаллах.

Для аппроксимации экспериментальных данных в области высоких температур оказалось необходимым ограничение возможной длины свободного пробега фонона  $v\tau$  минимальной длиной  $l_{min}$ . Существование минимальной предельной высокотемпературной теплопроводности, определяемой  $l_{min}$ , для материалов с сильным рассеянием фононов проанализировано в [20].

Значения параметров аппроксимации  $K_1, K_2, K_3, b, d$  и  $l_{min}$  приведены в табл. 2.

Таблица 2

Параметры аппроксимации теплопроводности  $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$

Параметр	x		
	0,00	0,30	0,60
$K_1, 10^{-42} \text{ c}^3$	1,25	4,05	14,3
$K_2, 10^{-30} \text{ K}^{-1} \cdot \text{c}^2$	—	—	1,34
$K_3, 10^{-17} \text{ c}$	5,15	7,7	12,8
$d, \text{ мм}$	110	75	190
$b$	—	—	6
$l_{min}, 10^{-9} \text{ м}$	—	—	2,2
$K_4, 10^{-4}$	0,3	200	—

Оценка вклада электронов в теплопроводность образцов  $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$  с металлической проводимостью ( $x < 0,5$ ) в нормальном состоянии в соответствии с (3) показала, что  $\lambda_e^n$  составляет 10–30% полной теплопроводности. Точное разделение теплопроводности на  $\lambda_e$  и  $\lambda_{ph}$  было проведено для образцов  $NbSe_2$  и  $Nb_{0,7}Sn_{0,3}Se_2$  для температур ниже 10 К, где преобладает упругое рассеяние электронов на дефектах ( $\rho \approx \rho_0$ , см. рис. 1); применимость закона Видемана — Франца для  $NbSe_2$  при  $T < 10$  К подтверждена экспериментально в работе [11]. Электронная теплопроводность в сверхпроводящем состоянии аппроксимировалась выражением  $\lambda_e^s = \lambda_e^n f(T/T_c)$ , функция  $f(T/T_c)$  определена в работе [21]. Рассеяние фононов на электронах учитывалось введением в выражение (5) слагаемого  $K_4 \omega g(\Delta(T), T, \omega)$ , где  $K_4$  — константа; функция  $g(\Delta(T), T, \omega)$  также определена в работе [21],  $\Delta(T)$  — энергетическая щель. При аппроксимации было использовано значение  $\Delta(0) = 1,76 k_b T_c$  в соответствии с теорией БКШ; температурная зависимость  $\Delta(T)/\Delta(0)$  прогабулирована в работе [22].

При температурах ниже 10 К фонон-фононное рассеяние не вносит вклад в теплосоппротивление, поэтому при аппроксимациях соответствующее слагаемое в (5) было опущено. Значения параметров  $K_1$ ,  $K_3$ ,  $K_4$  и  $d$  для  $\text{NbSe}_2$  и  $\text{Nb}_{0,7}\text{Sn}_{0,3}\text{Se}_2$  приведены в табл. 2. Оказалось, что экспериментальные результаты в области  $T < T_c$  не удается достаточно хорошо аппроксимировать в предположении, что все фононы рассеиваются на электронах. Известно [23], что в слоистых материалах акустические колебания, поляризованные перпендикулярно слоям, практически не рассеиваются на электронах. Поэтому мы провели расчет в предположении, что фононы, принадлежащие одной из трех акустических ветвей, не рассеиваются на электронах, т.е. для них коэффициент  $K_4 \equiv 0$  (остальные коэффициенты были одинаковыми для всех ветвей колебаний). Такое допущение позволило с хорошей точностью (около 1,5%) аппроксимировать экспериментальные данные о теплопроводности как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях (сплошные линии на рис. 5). Использование независимых наборов коэффициентов аппроксимации для каждой из трех акустических фононных ветвей [24] слишком увеличило бы количество подгоночных параметров и соответственно их неопределенность.

Следует отметить, что поведение теплопроводности в окрестности  $T_c$  можно удовлетворительно аппроксимировать и в предположении, что фононы всех трех акустических ветвей рассеиваются электронами одинаково, но используя значение  $\Delta(0)/k_b T_c = 1,1$  вместо определяемого теорией БКШ значения 1,76. Однако эксперименты [25] показали, что значение энергетической щели в  $\text{NbSe}_2$  близко к теоретическому, поэтому мы считаем первое предположение более реалистичным.

Анализируя полученные значения параметров аппроксимации (табл. 2), можно отметить, что значения коэффициента  $d$  близки к толщине соответствующих образцов. Значения параметров  $K_1$  и  $K_3$  для образцов с  $x > 0$  больше, чем соответствующие значения для чистого  $\text{NbSe}_2$ , что определяется большей дефектностью образцов с замещением Nb на Sn. Для образца  $\text{Nb}_{0,7}\text{Sn}_{0,3}\text{Se}_2$  величина  $K_4$ , определяемая электрон-фононным взаимодействием, существенно больше, чем для  $\text{NbSe}_2$ , что коррелирует со значениями параметра  $A$  для сопротивления (табл. 1). Предположение о

том, что для соединения  $\text{Nb}_{0,7}\text{Sn}_{0,3}\text{Se}_2$  плотность электронных состояний на уровне Ферми максимальна, объясняет увеличение как  $K_4$ , так и  $A$ . Коэффициент фонон-электронного рассеяния определяется следующим образом [24]:

$$K_4 = \frac{(m^*)^2 C_D^2}{2\pi D_0 v \hbar^3}, \quad (6)$$

где  $m^*$  — эффективная масса электрона;  $C_D$  — деформационный потенциал;  $D_0$  — плотность. Очевидно, то, что для  $\text{Nb}_{0,7}\text{Sn}_{0,3}\text{Se}_2$  уровень Ферми расположен вблизи острого пика плотности состояний, приводит к увеличению как  $m^*$ , так и  $C_D$ . Поскольку в выражение (6) эти величины входят в квадрате, параметр  $K_4$  увеличивается при переходе от  $\text{NbSe}_2$  к  $\text{Nb}_{0,7}\text{Sn}_{0,3}\text{Se}_2$  существенно больше, чем параметр  $A$ .

#### 4. Заключение

Суммируя изложенное выше, можно сделать следующие выводы.

Переход в состояние с волной зарядовой плотности в соединении  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  вызывает уменьшение остаточного электросопротивления (рассеяние фононов на дефектах) и увеличение электрон-фононного рассеяния. Рост концентрации олова больше  $x = 0,15$  приводит к усилению влияния ВЗП-перехода на электросопротивление. Электрон-фононное рассеяние максимально для соединения с  $x = 0,3$ . Для образцов с металлической проводимостью при температурах выше 100 К наблюдаются взаимно коррелирующие отклонения теплопроводности и электросопротивления. Наблюдаемые особенности электросопротивления, электронной теплопроводности и рассеяния фононов на электронах для  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  связаны, видимо, с тем, что замена Nb на Sn приводит к изменению заполнения  $d$ -зоны, плотность состояний которой имеет острый пик вблизи уровня Ферми.

Для аппроксимации теплопроводности  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  с точностью, близкой к экспериментальной, требуется введение в полное время релаксации фононов члена, пропорционального квадрату частоты. При высоких температурах длина свободного пробега фононов ограничена некоторой предельной минимальной величиной.

Поведение теплопроводности в области сверхпроводящего перехода свидетельствует о слабом взаимодействии с электронами части фононного спектра, скорее всего колебаний, поляризованных перпендикулярно слоям.

1. M. Ikebe, K. Katagiri, K. Noto, and K. Muto, *Physica* **B99**, 209 (1980).
2. J. M. E. Harper, T. H. Geballe, and F. J. DiSalvo, *Phys. Rev.* **B15**, 2943 (1977).
3. L. Colquitt, Jr., *J. Appl. Phys.* **36**, 2454 (1965).
4. M. Nunez-Regueiro, *Solid State Commun.* **60**, 797 (1986).
5. A. F. Khoder, M. Couach, M. Locatelli, M. Abou-Chantous, and J. P. Senateur, *J. Phys.* **42**, 383 (1981).
6. F. Claisse, M. Cormier, and C. Frigout, *High Temp. — High Press.* **4**, 395 (1972).
7. L. F. Mattheiss, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 784 (1973).
8. J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **186**, 443 (1969).
9. D. Prober, R. Schwall, and M. Beasley, *Phys. Rev.* **B21**, 2717 (1981).
10. X. Б. Чашка, М. А. Оболенский, В. И. Белецкий, В. Н. Бейлинсон, *ФНТ* **12**, 865 (1986).
11. F. Roeske, H. R. Shanks, and D. K. Finnemore, *Phys. Rev.* **B16**, 3929 (1977).
12. M. Nunez-Regueiro, C. Ayache, and M. Locatelli, *Physica* **BC108**, 1035 (1981).
13. M. Nunez-Regueiro, J. Lopez Castillo, and C. Ayache, *Lect. Notes Phys.* **217**, 137 (1985).
14. Р. Берман, *Теплопроводность твердых тел*, Мир, Москва (1979).
15. J.-Y. Harbec, B. M. Powell, and S. Jandl, *Phys. Rev.* **B28**, 7009 (1983).
16. N. Wakabayashi, H. G. Smith, and R. Shanks, *Phys. Lett.* **50A**, 367 (1974).
17. R. Lagnier, C. Ayache, J.-Y. Harbec, S. Jandl, and J.-P. Jay-Gerin, *Solid State Commun.* **48**, 65 (1983).
18. E. K. Sichel, B. Serin, and J. F. Revelli, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 229 (1974).
19. G. Ya. Khadjai, B. A. Merisov, and A. V. Sologubenko, *Phys. Status Solidi* **B200**, 413 (1997).
20. D. G. Cahill, S. K. Watson, and R. O. Pohl, *Phys. Rev.* **B46**, 6131 (1992).
21. J. Bardeen, G. Rickayzen, and L. Tewordt, *Phys. Rev.* **113**, 982 (1959).
22. B. Muhlschlegel, *Z. Phys.* **155**, 313 (1959).
23. M. Kaveh, M. F. Cherry, and M. Weger, *J. Phys.* **C14**, L789 (1981).
24. Дж. Займан, *Электронны и фононы*, Изд-во иностр. лит., Москва (1962).
25. Л. Н. Булаевский, *УФН* **116**, 449 (1975).

### Thermal conductivity and electrical resistivity of layered compound $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$

V. I. Beletsky, O. A. Gavrenko, B. A. Merisov,  
M. A. Obolensky, A. V. Sologubenko,  
G. Ya. Khadzhai, and Kh. B. Chashka

The thermal conductivity  $\lambda$  ( $x = 0, 0.15, 0.3, 0.6$ ;  $T = 2-200$  K) and electrical resistivity  $\rho$  ( $0 \leq x \leq 0.5$ ;  $T = 6-300$  K) of layered crystals  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  in the *ab* plane have been measured. A metal-semiconductor transition is observed at  $x \approx 0.5$ . The magnitude of the resistive anomaly at 33 K connected with the charge density waves transition increases with increasing  $x$  ( $x > 0.15$ ). The thermal conductivity of metallic samples ( $x < 0.5$ ) increases with temperature at  $T > 90$  K, in correlation with the nonlinearity of the  $\rho(T)$  dependences. The absence of the increase of  $\lambda(T)$  for a semiconducting sample ( $x = 0.6$ ) indicates that this peculiarity is connected with the electron subsystem. The observed non-monotony of the  $\rho(x)$  dependence may be attributed to the existence of a sharp peak in the electron density of states near the Fermi level. The approximation of the  $\lambda(T)$  dependences reveals the existence of a phonon scattering mechanism with a relaxation rate proportional to the frequency square.