

УДК 537.26.33
© 1990

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО СЕЛЕНИДА СВИНЦА

Х. Р. Майлина, Ю. А. Никулин, Л. В. Прокофьева, Ю. И. Равич

Измеряется и анализируется теплопроводность образцов PbSe с концентрацией электронов $2 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при легировании хлором и при двойном легировании иодом и хлором в интервале температур 80—400 К. При использовании в расчете электронной теплопроводности при 300 К числа Лоренца, соответствующего упругому рассеянию, после вычитания электронной составляющей из измеренной полной теплопроводности оказывается, что решеточное тепловое сопротивление растет с увеличением концентрации электронов n , достигает максимума при $n \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, затем падает до значения, соответствующего слабо легированным образцам. Включение в рассмотрение межэлектронных столкновений приводит к уменьшению числа Лоренца при 300 К (до 20 % при $n \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и к величине решеточной теплопроводности, не зависящей от n . Такой же результат для решеточной теплопроводности получен при 80 К, где число Лоренца значительно снижено благодаря неупругости рассеяния. Таким образом, дополнительное тепловое сопротивление, обусловленное рассеянием фононов на заряженных примесных атомах, в PbSe отсутствует.

При анализе теплопроводности сильно легированных образцов PbTe [1, 2] наблюдалось заметное рассеяние фононов на электроактивных примесях, приводящее к дополнительному тепловому сопротивлению ΔW , не зависящему от температуры и пропорциональному концентрации примесей. При исследовании теплопроводности сильно легированных PbS и PbSe [3] в температурном интервале выше температуры Дебая также было обнаружено дополнительное тепловое сопротивление, однако измерения на компенсированных образцах однозначно показали, что ΔW связано не с заряженными примесями, а с носителями тока. Величина дополнительного теплового сопротивления оказалась в прямой зависимости от подвижности носителей: при заданном уровне легирования величина ΔW убывала при уменьшении подвижности. Максимальная величина ΔW наблюдалась в образцах с донорной примесью хлора.

В настоящей работе с целью выяснения природы наблюдаемой величины дополнительного теплового сопротивления продолжено экспериментальное изучение концентрационной зависимости ΔW в образцах PbSe для различных легирующих примесей и производится анализ полученных экспериментальных данных. Заметим, что из всех халькогенидов свинца в PbSe удается получить наиболее широкий набор концентраций электронов и дырок введением электроактивных примесей.

Измерения теплопроводности κ при температурах 80—400 К производились в стационарном режиме. Основная часть исследований выполнена на образцах PbSe, легированных хлором, с концентрацией электронов $2 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Во всех образцах холловская концентрация совпадала с концентрацией введенной примеси. Для измерений теплопроводности использовались образцы с подвижностями электронов μ при 77 К не ниже максимальных для данной концентрации, полученных на монокристаллах.

Полная теплопроводность и ее отдельные составляющие как функции концентрации электронов анализировались при 300 и 80 К. Электронный вклад в теплопроводность вычислялся по закону Видемана—Франца

$\kappa_p = L\sigma T$, где σ — удельная электропроводность, L — число Лоренца, которое удобно выразить через безразмерный коэффициент Видемана—Франца A_x , $L = A_x (k/e)^2$. Решеточная теплопроводность определялась как разность $\kappa_p = \kappa - \kappa_0$.

Зависимости A_x , κ и κ_0 от холловской концентрации представлены на рис. 1, а, б. Расчеты производились для простой параболической модели зоны проводимости с рассеянием на акустических фононах, а затем для непараболической кейновской модели с включением в рассмотрение также полярного рассеяния на оптических фононах. Из рис. 1, а видно, что учет непараболическости и дополнительного полярного рассеяния почти не влияет

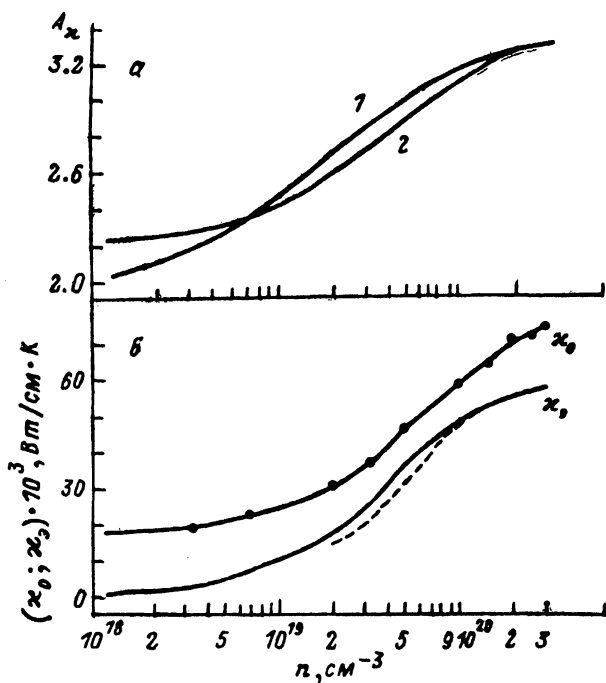


Рис. 1. Изменение коэффициента Видемана—Франца в n -PbSe (а), полной теплопроводности и электронной составляющей в PbSe<Cl> (б) в зависимости от концентрации электронов. $T=300$ К.

Расчет для параболического (1) и непараболического (2) закона дисперсии. Штриховая линия — расчет с учетом непараболическости и рассеяния электронов на акустических и оптических фононах.

на величину A_x в образцах с концентрацией $n > 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, сильно вырожденных при 77 К. При более низких концентрациях, когда полярное рассеяние становится основным, поправка к A_x заметна, но, поскольку величина κ_0 при этих концентрациях относительно мала, это не влияет на величину κ_p . Решеточная теплопроводность κ_0 при промежуточных концентрациях $3 \cdot 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ оказывается заметно убывающей с ростом n , однако при самых высоких концентрациях $n > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ κ_0 вновь растет. В наиболее сильно легированных образцах, как видно из рис. 1, б, полная теплопроводность κ продолжает расти, а κ_0 близка к насыщению, определяемому предельным значением $A_x = \pi^2/3$ и насыщением σ на уровне $7600 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, так что расчетная величина κ_p увеличивается, приближаясь к значению для чистого материала. Тепловое сопротивление $W_p = \kappa_p^{-1}$ как функция концентрации представлено на рис. 2.

Аналогичные результаты были получены при исследовании образцов, легированных одновременно индием с концентрацией атомов $8.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (0.5 ат.%) и хлором, концентрация атомов которого изменялась от 0 до $4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Присутствие In в образцах усложняет электронную структуру, вызывая появление примесных уровней в зоне проводимости PbSe и резю-

нанное рассеяние электронов [4], приводящее, в частности, к заметному снижению подвижности при холловской концентрации порядка 10^{20} см⁻³ (см. рис. 3, а также рисунок в [4]). Расчетные значения W_p для PbSe <In, Cl> представлены на рис. 2 вместе с результатами, полученными для PbSe <Cl>. Результаты, полученные для двух серий образцов, качест-

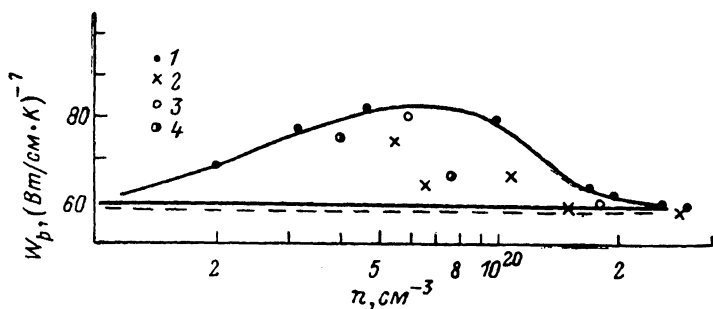


Рис. 2. Решеточное теплосоппротивление в легированном PbSe в зависимости от концентрации носителей при 300 К с учетом только упругих механизмов рассеяния электронов.

1 — PbSe(Cl), 2 — PbSe (0.5 ат. % In, Cl), 3 — PbSe(Na), 4 — PbSe(In). Штриховая линия — величина W_p для нелегированного PbSe.

венно одинаковы, разница лишь в том, что убывание W_p в PbSe <In, Cl> начинается при более низких концентрациях благодаря снижению подвижности вследствие резонансного рассеяния. Такое же поведение характерно и для расчетных значений W_p в образцах PbSe <Na> p-типа.

Описанные выше закономерности удается объяснить, уточнив расчетные значения числа Лоренца L путем введения в рассмотрение неупругого рассеяния электронов, обусловленного столкновениями между носителями.

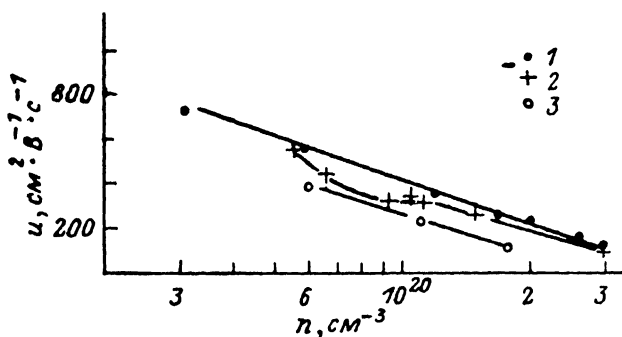


Рис. 3. Концентрационная зависимость холловской подвижности для легированного PbSe при комнатной температуре.

1 — PbSe(Cl), 2 — PbSe(0.5 ат. % In, Cl), 3 — PbSe(Na).

Ранее [2] на основе анализа температурных и концентрационных зависимостей теплопроводности PbTe был сделан вывод, что при 300 К неупругость рассеяния носителей в халькогенидах свинца мала. Однако в сильно легированных образцах с концентрациями порядка $2 \cdot 10^{19} - 10^{20}$ см⁻³ температурная зависимость числа Лоренца оказывается значительно слабее, чем в образцах с концентрациями $n < 10^{19}$ см⁻³, в которых наблюдалось значительное отклонение числа Лоренца L от универсальной постоянной $L_0 = \pi^2/3 (k/e)^2$ благодаря столкновениям между носителями при низких температурах $\sim 50 - 200$ К [2]. Поэтому влияние межэлектронных столкновений на число Лоренца при 300 К оказывается существенным при значительно более высоких концентрациях, чем при низких температурах.

Расчет числа Лоренца с учетом межэлектронных столкновений производился [5] для случая сильного вырождения. Вводя поправку на не-

полное вырождение для образцов, близких к сильному вырождению, но все же имеющий коэффициент Видемана—Франца для упругого рассеяния $A_x^{(упр)}$, отличный от $\pi^2/3$, получаем уточненную формулу для величины A_x ,

$$\frac{A_x}{A_x^{(упр)}} = \left(1 + \frac{W_{ee}}{W_0} \frac{3A_x^{(упр)}}{\pi^2} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где W_{ee} , W_0 — тепловые сопротивления, обусловленные соответственно межэлектронным и упругим рассеянием в сильно вырожденных образцах, причем, согласно [5],

$$\frac{W_{ee}}{W_0} = 2\pi^4 \frac{e^3 (kT)^2 (k_F r_s)^3 n \mu}{\epsilon_\infty^2 \hbar^3 k_F^2 V_F^4}, \quad (2)$$

k_F , V_F — средние квазиимпульс и скорость электронов на уровне Ферми; ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость; r_s — радиус экранирования, вычисленный для диэлектрической проницаемости ϵ_∞ .

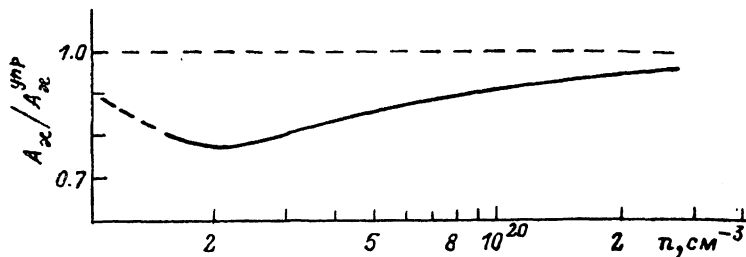


Рис. 4. Относительное изменение коэффициента Видемана—Франца в PbSe(Cl) при 300 К в зависимости от концентрации электронов.

На рис. 4 представлена зависимость $A_x/A_x^{(упр)}$ от концентрации электронов, вычисленная по формулам (1), (2). Минимум $A_x/A_x^{(упр)}$, т. е. максимальная неупругость, появляется при концентрации $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и равен 0.8. Хотя отличие этой величины от 1 значительно меньше, чем при 77 К [5], его необходимо учитывать при разделении χ_s и χ_p путем расчета.

Используя для определения W_p при 300 К величину A_x , вычисленную с учетом межэлектронного рассеяния, получаем для W_p при всех концентрациях значения, близкие к наблюдаемым в чистых образцах.

Аналогичным образом производился анализ экспериментальных данных по теплопроводности в PbSe при 80 К, когда число Лоренца существенно отличается от L_0 . Расчет L в халькогенидах свинца при 80 К, с учетом как электрон-электронных столкновений, так и неупругого полярного рассеяния, а также экспериментальное определение L производились в [5]. Используя содержащиеся в [5] значения L при вычислении χ_s , получаем величину χ_p , не зависящую от концентрации примеси в пределах разброса экспериментальных данных.

Таким образом, учет неупругости рассеяния электронов приводит к выводу о малости дополнительного рассеяния фононов на ионизованных примесях в PbSe.

Список литературы

- [1] Девяткова Е. Д., Смирнов И. А. // ФТТ. 1961. Т. 3. № 8. С. 2298—2309.
- [2] Равич Ю. И., Смирнов И. А., Тихонов В. В. // ФТП. 1967. Т. 1. № 2. С. 206—210.
- [3] Алексеева Г. Т., Виноградова М. Н., Гарцман К. Г., Зюзин А. Ю., Майлина Х. Р., Прокофьева Л. В., Стильбанс Л. С. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 11. С. 3242—3247.
- [4] Прокофьева Л. В., Гурьева Е. А., Жумаксанов Ш. М., Константинов П. П., Майлина Х. Р., Равич Ю. И., Стильбанс Л. С. // ФТП. 1987. Т. 21. № 10. С. 1778—1782.
- [5] Тмарченко В. И., Равич Ю. И., Морговский Л. Я., Дубровская И. Н. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 11. С. 3206—3213.