

УДК 621.315.592

© 1993

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ МЕТАЛЛИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ TlSe С ЦЕПОЧЕЧНОЙ СТРУКТУРОЙ

Н. А. Абдуллаев, М. А. Низаметдинова, А. Д. Сардарлы, Р. А. Сулейманов

Приводятся результаты экспериментальных исследований электропроводности, магнитосопротивления и эффекта Холла в полупроводнике TlSe с цепочечной структурой. Измерения электропроводности проводились в двух направлениях — параллельном и перпендикулярном кристаллической оси (направление цепочек), в интервале температур 1.3—300 К. Гальваномагнитные измерения проводились в полях до 60 кЭ при различных взаимных ориентациях магнитного и электрического полей. В области низких температур обнаружен металлический тип примесной проводимости, сопровождающийся отрицательными значениями магнитосопротивления. Показано, что всю совокупность полученных данных при низких температурах можно объяснить, представив TlSe как перколяционную систему вблизи порога протекания.

Интерес к исследованиям электрических и гальваномагнитных свойств полупроводников со слоистой и цепочечной кристаллической структурами обусловлен главным образом перспективами обнаружения в них физических явлений, свойственных низкоразмерным системам. Ввиду практической «трехмерности» основных электронных состояний [1, 2] возможности наблюдения низкоразмерных эффектов в слоистых или цепочечных кристаллах стали все чаще связывать с их реальной кристаллической структурой [3–5]. Так, предполагая наличие плоских дефектов упаковки слоев в слоистых полупроводниках типа A^3B^6 , можно объяснить многие особенности их кинетических и гальваномагнитных свойств: различные механизмы токопереноса вдоль слоев и перпендикулярно им [3], «двумерный» циклотронный резонанс [4], квантовый эффект Холла [5].

Слоистым полупроводникам в указанном выше аспекте уделялось и уделяется значительное внимание, в то время как кристаллы с цепочечной структурой изучены менее подробно.

В настоящей статье представлены результаты исследований температурных зависимостей удельного сопротивления, магнитосопротивления и эффекта Холла в монокристаллах p -TlSe.

Измерения удельных сопротивлений проводились на переменном токе четырехзондовым методом [6] в двух направлениях — параллельном и перпендикулярном оси c кристалла (направление цепочек), в температурном интервале 1.3—300 К. Низкоомные образцы готовились в форме прямоугольных пластин с цепочками, расположенными в плоскости пластин. Индиевые контакты, их размеры и расположение удовлетворяли требованиям [6] (рис. 1, а).

Магнитосопротивление и эффект Холла были исследованы в температурном интервале 1.3—4.2 К в магнитных полях вдоль до 60 кЭ. В гальваномагнитных измерениях исследовалось только одно направление тока — параллельно оси c . Как правило, магнитное поле было направлено

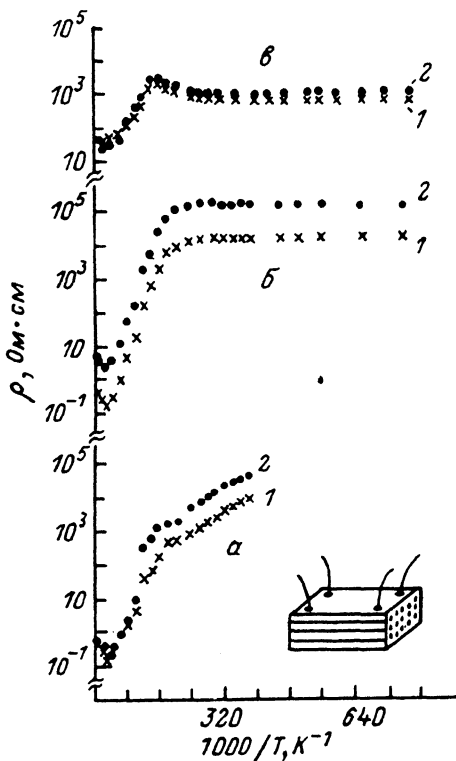


Рис. 1. Температурные зависимости удельных сопротивлений ρ_{\parallel} (1) и ρ_{\perp} (2) различных образцов p-TiSe.

а — образец № 6 (на вставке указано расположение электрических контактов на образцах), б — образец № 5, в — образец № 21.

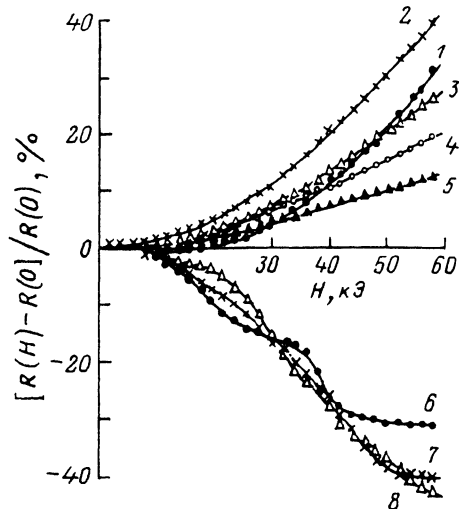


Рис. 2. Полевые зависимости магнитосопротивления при различных температурах (образец № 5).

T, K: 1 — 4.20, 2 — 3.77, 3 — 3.60, 4 — 3.34, 5 — 3.08, 6 — 2.82, 7 — 2.07, 8 — 1.30.

перпендикулярно направлениям цепочек. Специально исследовалась зависимость магнитосопротивления от взаимной ориентации магнитного поля и оси с.

Типичные температурные зависимости удельных сопротивлений ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} в монокристаллах TiSe представлены на рис. 1. Данные получены на различных образцах TiSe, приготовленных из разных технологических партий. Из рис. 1 видно, что в TiSe анизотропия сопротивления мала и от образца к образцу возможна «обратная» анизотропия.

Существуют три температурных интервала со специфическими температурными зависимостями удельных сопротивлений: интервал «высоких температур» 300—50 K, интервал «средних температур» 50—4.2 K и «низкотемпературный интервал» 4.2—1.3 K.

Как правило, при «высоких температурах» удельные сопротивления (как ρ_{\parallel} и ρ_{\perp}) уменьшаются с уменьшением температуры по закону $T^{3/2}$, соответствующему фонному механизму рассеяния. В области «средних температур» наблюдается экспоненциальное возрастание ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} с понижением температуры. Полученная энергия активации равняется 3—6 эВ, что соответствует глубине залегания мелких акцепторных уровней в TiSe.

Наиболее интересно поведение удельного сопротивления в области «низких температур». В указанной области наблюдаются два различных

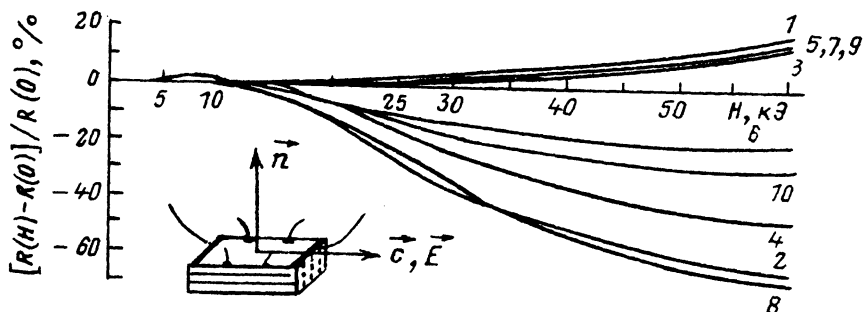


Рис. 3. Полевые зависимости ПМС (1, 3, 5, 7, 9), $T = 4.2$ К и ОМС (2, 4, 6, 8, 10), $T = 1.13$ К при различных взаимных ориентациях электрического E и магнитного H полей.

1, 2 — $\hat{n} \parallel E$, $\hat{n} \perp H$; 3, 4 — $\hat{n} \parallel E$, $\hat{n} \perp H = 35^\circ$; 5, 6 — $\hat{n} \parallel E$, $\hat{n} \perp H = 55^\circ$; 7, 8 — $\hat{n} \perp E$, $\hat{n} \perp H = 35^\circ$; 9, 10 — $\hat{n} \perp E$, $\hat{n} \perp H = 55^\circ$. n — нормаль к плоскости пластины.

типа зависимости. В первом типе с понижением температуры наблюдается увеличение удельного сопротивления с малой энергией активации ~ 1 мэВ (рис. 1, а). Во втором типе образцов удельные сопротивления остаются практически неизменными при «низких температурах» (рис. 1, б, в). Такое «металлическое» поведение возникает в области 2.5—5 К в зависимости от величины удельного сопротивления перед переходом в «металлическую» область: чем ниже сопротивление перед переходом, тем выше температура перехода. В некоторых образцах с «металлическим» поведением в зависимостях $\lg \rho_{H(\perp)} = f(10^3/T)$ наблюдается «горб» (рис. 1, в). Аналогичная особенность наблюдалась в легированном примесями Ge [7]. Она объяснялась металлической проводимостью в примесной зоне.

В соответствии с описанными выше особенностями электрических свойств в низкотемпературной области оказались и результаты исследования магнитосопротивления. Во-первых, в первом типе образцов при низких температурах наблюдается положительное магнитосопротивление (ПМС) вплоть до максимальных значений приложенного магнитного поля. Во-вторых, образцы, характеризующиеся «металлическим» типом проводимости, обладают отрицательным магнитосопротивлением (ОМС) в области «металлическости» и ПМС при более высоких температурах. Температура инверсии (от ОМС к ПМС), как правило, совпадает с температурой перехода в «металлическую» область. В частности, в образцах с «горбом» температура инверсии соответствует максимуму «горба».

ПМС во всех типах образцов хорошо описывается классической зависимостью $\Delta\rho/\rho \sim H^2$. Полевая зависимость ОМС зависит от температуры (рис. 2). При 1.3 К наблюдается квадратичная зависимость ОМС от магнитного поля. При более высоких температурах ОМС стремится к насыщению с увеличением магнитного поля.

На рис. 3 приведены характерные для образцов с металлическим типом проводимости полевые зависимости магнитосопротивления при различных взаимных ориентациях магнитного поля и кристаллов. Наблюдается слабая зависимость ПМС от ориентации кристалла благодаря малым значениям ПМС, в то время как ОМС сильно и случайным образом зависит от ориентации кристалла даже при фиксированном угле между магнитным полем и осью c кристалла (кривые 4, б).

Как указывалось выше, холловские измерения были проделаны в геометрии, когда магнитное поле направлено перпендикулярно электрическому полю (ось c). Оцененные концентрации свободных носителей следующие: в образцах с металлическим типом проводимости при $T = 4.2$ К $n = 10^{16}$ см $^{-3}$ (образец № 5;

рис. 1, б) и $n = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (образец № 21; рис. 1, в). В образце № 6 с активационным типом проводимости (рис. 1, а) n оказался равным $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Коротко остановимся на механизме проводимости TlSe при «высоких» и «средних» температурах. Опираясь на результаты многочисленных исследований эффекта Холла в образцах p -TlSe (например, [8, 9]) в области «высоких» и «средних» температур, можно легко понять полученные нами данные. В области «высоких» температур зависимость $\rho(T)$ определяется преимущественно зависимостью подвижности $\mu(T)$ вследствие фоновонного механизма рассеяния носителей, поскольку концентрация их в указанной области температур практически не меняется. В области «средних» температур определяющую роль в изменении ρ начинает играть зависимость от температуры концентрации носителей в результате их активационного захвата на мелкие акцепторные уровни.

Наибольший интерес, на наш взгляд, представляет природа низкотемпературной проводимости. В первом типе образцов «низкотемпературная» проводимость с малой энергией активации, возможно, обусловлена прыжковым механизмом. Металлическая проводимость во втором типе образцов нуждается в детальном обсуждении.

Отметим, что концентрация примесей не была непосредственно определена в настоящей работе. Холловские измерения в низкотемпературной области дают только грубую оценку концентрации примесей. Тем не менее полученные значения оказались очень близки к критическим концентрациям, вычисленным из измерений энергий активации примесных состояний. Согласно простым оценкам, критическая концентрация носителей составляет $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. По-видимому, даже в специально нелегированных кристаллах TlSe концентрация мелких примесей близка или превышает критические значения, при которых может возникнуть металлическая проводимость.

На наш взгляд, наиболее важными являются следующие экспериментальные результаты.

1. Величины «металлических» удельных сопротивлений на несколько порядков превышают разрешенное максимальное значение металлического удельного сопротивления для трехмерного случая ($\sim 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}$) [10]. Максимально разрешенное значение для двумерного металлического удельного сопротивления 25 кОм также превышено в некоторых случаях.

2. Нет корреляции между «металлическим» (или «прыжковым») характером проводимости и абсолютным значением удельного сопротивления в низкотемпературной области. Например, величина «металлического» удельного сопротивления в образце № 5 (рис. 1, б) больше, чем в образце № 6 (рис. 1, а) с прыжковой проводимостью.

3. Абсолютные величины ОМС в «металлической» области достигают больших значений, $\Delta\rho/\rho \sim 70\%$.

Остановимся на последнем результате. ОМС обнаружено в большом количестве полупроводников; предложены различные механизмы, приводящие к ОМС. Не останавливаясь подробно на рассмотрении всех имеющихся данных, отметим, что в ряде случаев ответственным за ОМС является изменение концентрации носителей при приложении магнитного поля. С другой стороны, имеется большое количество результатов, свидетельствующих о том, что ОМС обусловлено изменением подвижности носителей в магнитном поле. Исследования эффекта Холла, проведенные нами в области низких температур, показывают, что концентрация свободных носителей с магнитным полем практически не меняется и не может приводить к наблюдаемым значениям ОМС.

Подавляющее большинство механизмов, приводящих к возникновению ОМС в результате изменения подвижности, включая и широкоизвестный механизм

[¹¹], учитывающий квантовые локализационные поправки к проводимости, не позволяет получить абсолютные значения ОМС, превышающие несколько процентов в практически достижимых нами магнитных полях ($H < 60$ кЭ), хотя качественно полученные нами результаты согласуются с предсказанными [¹¹]. Действительно, согласно [¹¹], магнитолевая зависимость ОМС в слабых полях должна иметь квадратичный характер. Затем она становится более слабой, что и наблюдается на опыте (рис. 2, кривая 8).

В [¹²] рассматривался механизм большого продольного ОМС ($\Delta\rho/\rho \ll 90\%$), основанный на квантовании спектра носителей в магнитном поле. Оценки показывают, что в случае учета вклада продольного ОМС в наших экспериментах и имеющихся данных о величинах эффективных масс носителей в p -TlSe [¹³] предложенный в [¹²] механизм отрицательного ОМС должен был бы реализоваться при достижении достаточно больших магнитных полей, $H > 40 \div 50$ кЭ. В нашем же случае ОМС наблюдается во всем исследованном интервале полей.

На наш взгляд, для объяснения наблюдающихся особенностей ОМС (а также проводимости) необходимо учитывать низкоразмерный характер протекания тока в цепочечном TlSe. Так, в [¹⁴] установлено, что для регулярно расположенных в плоскостях цепочек со слабым беспорядком механизм [¹¹] может приводить к большим значениям ОМС. Рассматриваемая в [¹⁴] модель вполне соответствует кристаллической структуре TlSe. Более того, она позволяет объяснить слабую анизотропию проводимости в TlSe, общий механизм температурных зависимостей проводимости в обоих направлениях (\perp и \parallel к оси c), большие значения «металлического» сопротивления и ориентационное поведение магнитосопротивления.

По-видимому, все приведенные выше факты могут быть объяснены с учетом реальной кристаллической структуры TlSe. Необходимо лишь предположить, что при данной вполне определенной ориентации электрического поля относительно оси c движение носителей не характеризуется каким-либо определенным направлением, поскольку в реальных кристаллах TlSe возможны случайные отклонения цепочек от оси c , а также их обрыв.

Таким образом, полученные результаты приводят к заключению, что кинетические свойства TlSe определяются их реальной кристаллической структурой. В то же время наблюдение низкоразмерного характера проводимости в разупорядоченной системе стало возможным благодаря цепочечной кристаллической структуре TlSe.

Авторы признательны Ф. М. Гашимзаде, В. Н. Звереву, а также Э. Нахмедову за многочисленные полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Schluter M. // Nuovo Cim. B. 1973. V. 13. N 1. P. 313—360.
- [2] Бельский Г. Л., Стопачинский В. Б. // УФН. 1983. Т. 140. № 2. С. 233—270.
- [3] Бельский Г. Л., Абдуллаев Н. А., Зверев В. Н., Штейншрайбер В. Я. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 10. С. 498—500.
- [4] Kress-Rogers E., Nicholas R. J., Portal J. C., Chevy A. // Sol. St. Commun. 1982. V. 44. N 3. P. 379—383.
- [5] Бельский Г. Л., Выродов Е. А., Зверев В. Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 12. С. 276—282.
- [6] Montgomery H. C. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 7. P. 2971—2975; Logan B. F., Rice S. O., Wick R. F. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 7. P. 2975—2980.
- [7] Ootuka Y., Kawabata A. // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1985. N 84. P. 249—268.
- [8] Гусейнов Г. Д., Ахундов Г. А. // ФТП. 1962. Т. 4. № 5. С. 1206—1212; ФТТ. 1964. Т. 6. № 2. С. 634—636.
- [9] Аллахвердиев К. Р., Гасымов Ш. Г., Мамедов Т. Г., Низаметдинова М. А., Салиев Э. Ю. // ФТП. 1983. Т. 17. № 2. С. 203—207.
- [10] Mott N. F. // Adv. Phys. 1967. V. 16. N 61. P. 49—144; Phil. Mag. 1974. V. 29. N 3. P. 613—639.
- [11] Альшудер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 2. С. 768—783.

[12] Дубинская Л. С. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. № 3. С. 801—812.

[13] Гашимзаде Ф. М., Оруджев Г. С. // ФТП. 1981. Т. 15. № 7. С. 1311—1315.

[14] Нахмедов Э. П., Пригодин В. Н., Фирсов Ю. Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 12. С. 575—578; ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 2014—2026.

Институт физики АН Азербайджана
Баку

Поступило в Редакцию
4 декабря 1991 г.
В окончательной редакции
3 августа 1992 г.
