

## СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОГЕНИДОВ СВИНЦА

*О.А.Миронов, Б.А.Савицкий, А.Ю.Сипатов, А.И.Федоренко,  
А.Н.Чиркин, С.В.Чистяков, Л.П.Шпаковская*

Впервые обнаружена сверхпроводимость у многослойных периодических структур из халькогенидов свинца с высокой для полупроводников критической температурой  $T_c \ll 4,5$  К. Сверхпроводимость имеет двумерный характер и связана с наличием регулярных сеток дислокаций несоответствия на межфазных границах – дислокационных сверхрешеток.

Халькогениды свинца (PbTe, PbSe, PbS) – узкозонные полупроводники, у которых при сильном легировании акцепторами наблюдается сверхпроводимость (СП) при  $T < 1,0$  К<sup>1</sup>. Они имеют простую кубическую решетку типа NaCl, а их эпитаксиальные пленки весьма технологичны и могут служить удобными модельными объектами для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), являясь их близкими структурными аналогами. Слоистый характер структуры ВТСП легко смоделировать с помощью сверхрешеток (СР) из тонких слоев двух халькогенидов свинца. СР изготавливались в безмасляном вакууме  $10^{-4}$  –  $10^{-5}$  Па путем термического испарения халькогенидов свинца и последовательной конденсации их на поверхность (001) KCl и (111) BaF<sub>2</sub> при температурах 550 – 650 К. Были изготовлены СР PbTe – PbS, PbTe – PbSe, PbSe – PbS с толщинами слоев от 1 нм до 30 нм и числом периодов от 2 до 20, а также контрольные однослойные пленки с толщинами, равными суммарной толщине соответствующих слоев СР. Электронно-микроскопические исследования показали, что в ориентации (001) халькогениды свинца растут друг на друге послойно (по механизму Франка–ван дер Мерве), и на межфазной поверхности образуется квадратная сетка краевых дислокаций несоответствия с периодами 13 нм (PbSe – PbS), 8,6 нм (PbTe – PbSe) и 5,2 нм (PbS – PbSe)<sup>2</sup>. В ориентации (111) рост идет по островковому механизму Фольмера – Вебера без образования дислокаций несоответствия на межфазных границах многослойных структур. Периодичность и регулярность СР проверялась по рефлексам сателлитам на рентгеновских дифрактограммах<sup>3</sup>, при этом точность определения толщин слоев была не хуже 0,1 нм.

Исследование температурных зависимостей электропроводности  $\sigma$ , коэффициента Холла  $R_X$  и анизотропии поперечного магнитосопротивления были выполнены на постоянном токе в диапазоне температур  $T = 300 - 1,5$  К и в магнитных полях  $H$  до 15 кЭ. Форма образцов была типа двойного холловского креста, а направление тока  $j$  было параллельно слоям СР при соблюдении условия  $j \perp H$ . При изучении зависимостей  $\sigma(T)$  у СР в отличие от контрольных однослойных пленок халькогенидов свинца были обнаружены СП переходы при  $T < 5$  К (рис. 1). За  $T_c$  принималась температура, при которой проводимость СР становилась вдвое больше остаточной  $\sigma_{ост}$  при  $T = 6 - 60$  К. Ширина перехода  $\Delta T_c$  оценивалась как область температур, где проводимость менялась в пределах  $(1,1 - 10) \sigma_{ост}$ . С ростом  $H$  и тока через образец  $T_c$  понижалась, а  $\Delta T_c$  увеличивалась обычным для СП образом. В пользу СП свидетельствовало также отсутствие холловского напряжения у образцов СР в слабых магнитных полях за счет полного диамагнетизма, наличие "вмороженного" магнитного потока при  $H = 0$ , а также гистерезисные электродинамические эффекты, наблюдавшиеся при записи магнитосопротивления при смене полярности магнитного поля.

Было выяснено, что наибольшими значениями  $T_c$  обладают СР PbTe – PbS/(001) KCl (несоответствие периодов решеток слоев  $f = 8,3\%$ ). Средняя холловская концентрация электронов в таких СР составляла  $n_X = (1 - 5) \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, а их подвижность  $\mu_X = \sigma R_X$  не превышала  $300 - 1200$  см<sup>2</sup>/В·с. У СР PbSe – PbS/(001) KCl ( $f = 3,1\%$ ,  $n_X = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,

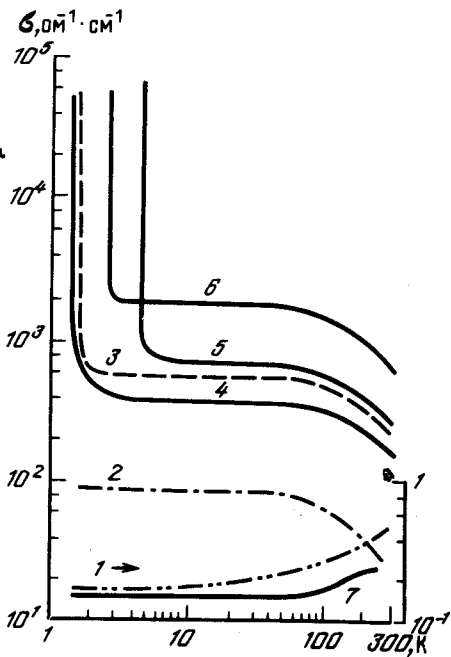


Рис. 1

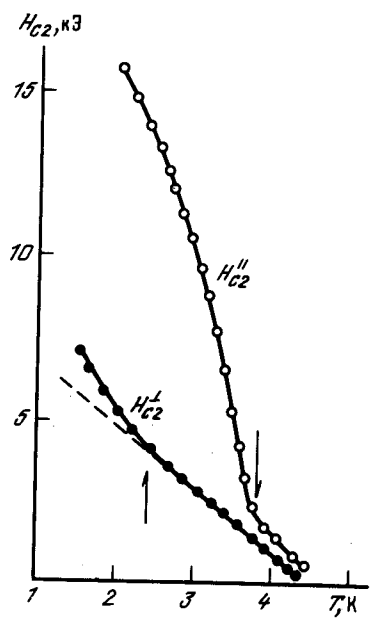


Рис. 2

Рис. 1. Температурные зависимости удельной электропроводности  $\sigma$  образцов: 1 – PbTe/(001)KCl толщиной  $d = 140$  нм; 2 – PbS/(001)KCl,  $d = 150$  нм; 3 – СР PbTe – PbS/(001)KCl с толщинами слоев 9 нм (PbTe) и 9 нм (PbS) и числом периодов  $N = 7$ ; 4 – СР PbTe – PbS/(001)KCl с толщинами слоев 1,2 нм (квазипсевдоморфный PbTe), 14 нм (PbS) и  $N = 40$ ; 5 – СР PbTe – PbS/(001)KCl с толщинами слоев 15 нм (PbTe), 16 нм (PbS) и  $N = 9$ ; 6 – СР PbTe – PbS/(001)KCl с толщинами слоев 17 нм (PbTe), 18 нм (PbS) и  $N = 10$ ; 7 – СР PbTe – PbS/(111)BaF<sub>2</sub> с толщинами слоев 15 нм (PbTe), 16 нм (PbS) и  $N = 16$

Рис. 2. Температурная зависимость второго критического магнитного поля  $H_{c2}$  для СР PbTe – PbS/(001)KCl (образец № 5 на рис. 1) для случаев:  $H_{c2}^{\parallel}$  – магнитное поле лежит в плоскости слоев СР и  $H_{c2}^{\perp}$  – перпендикулярно слоям СР

$\mu_X = 1700 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ) наблюдался при  $1,5 \text{ К} < T < 2,3 \text{ К}$  лишь слабый рост проводимости  $\sigma(1,5 \text{ К}) / \sigma_{\text{ост}} = 1,35$ . При этом на магнитосопротивлении был виден вклад от рассеяния электронов на СП флуктуациях – вклад в магнитосопротивление от квантовой поправки Маки–Томпсона<sup>4</sup>. У СР PbTe – PbSe/(001)KCl ( $f = 5,2\%$ ,  $n_X = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_X = 2000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ) при  $T < 3,5 \text{ К}$  также наблюдался слабый флуктуационный рост проводимости  $\sigma(1,5 \text{ К}) / \sigma_{\text{ост}} = 1,5$  с соответствующим вкладом в магнитосопротивление. У СР PbTe – PbSe/(001)KCl и PbSe – PbS/(001)KCl с тонкими до 2 нм псевдоморфными слоями PbTe и PbSe (сетки ДН полностью отсутствовали) при  $T > 1,5 \text{ К}$  не наблюдалось даже слабого роста  $\sigma$ . Рассеяние на СП флуктуациях в магнитосопротивлении не проявлялось. У СР PbTe – PbS/(001)KCl с тонкими ( $\sim 1$  нм) ”квазипсевдоморфными” слоями PbTe (островки сеток дислокаций несоответствия, отделенные друг от друга псевдоморфными участками см. рис. 3а) наблюдался СП переход с  $T_c = 2 \text{ К}$  и  $\Delta T_c = 1,5 \text{ К}$ , что характерно для нульмерных флуктуаций в гранулированных СП пленках<sup>5</sup>. Таким образом, появление СП у СР халькогенидов свинца при  $T > 1,5 \text{ К}$  согласуется с наличием регулярных сеток дислокаций несоответствия на межфазных границах (рис. 3б). Это подтверждается также отсутствием СП для всех трех систем СР, выращенных на (111) BaF<sub>2</sub> по механизму Фольера – Вебера без образования дислокаций несоответствия на границах раздела (кривая 7 на рис. 1). На рис. 2 приведены температурные зависимости второго критического поля  $H_{c2}$

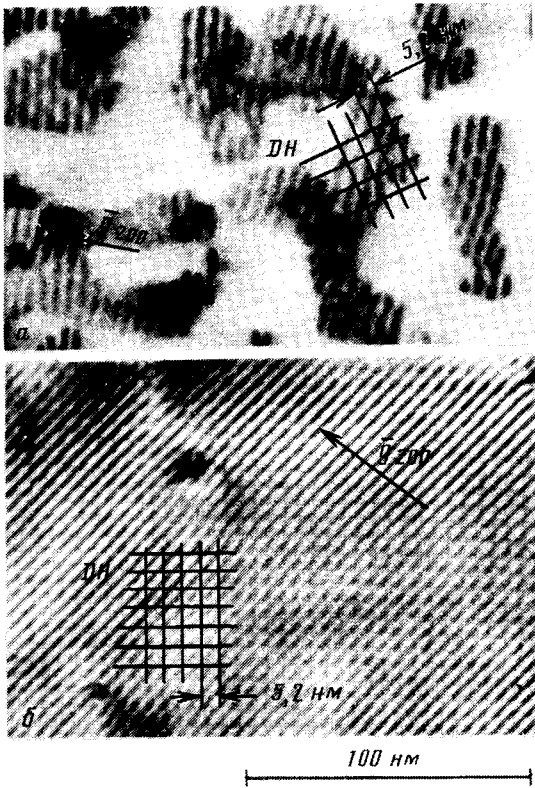


Рис. 3. Электронно-микроскопические изображения двухслойных пленок РЬТе – PbS/(001)КСl с толщинами слоев РЬТе 1,2 нм (а) и 15 нм (б). Толщина PbS – 16 нм. ДН – дислокации несоответствия.  $g_{200}$  – отражающий вектор

(измерялось на половинном уровне от остаточного сопротивления) для случаев, когда  $H$  лежало параллельно  $H_{c2}^{\parallel}$  и перпендикулярно  $H_{c2}^{\perp}$  плоскостям слоев СР. Большая анизотропия  $H_{c2}$  и линейный характер  $H_{c2}^{\parallel}(T) \sim (T_c - T)^{1/2}$  при  $T < 3,8$  К свидетельствуют о двумерном характере СП. На кривой  $H_{c2}^{\parallel}(T)$  при  $T = 3,8$  К отчетливо виден кроссовер к трехмерной ситуации, когда при  $3,8$  К  $< T < 4,5$  К длина когерентности  $\xi$  становится больше размера одного периода СР, но меньше толщины всей СР<sup>6</sup>. Наличие нелинейной зависимости  $H_{c2}^{\perp}(T)$  при  $T < 2,5$  К, по-видимому, можно связать с влиянием на эту величину периодического потенциала дислокаций несоответствия. Основные параметры, характерные для СР РЬТе – PbS/(001)КСl с наибольшим значением  $T_c = 4,5$  К (кривая 5 на рис. 1) следующие:  $n_X = 1,2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>;  $\mu_X = 370$  см<sup>2</sup>/В·с; длина свободного пробега электронов  $l = 18$  нм;  $\partial H_{c2}^{\perp} / \partial T = 2$  кЭ/К;  $\partial H_{c2}^{\parallel} / \partial T = 14$  кЭ/К;  $H_{c2}^{\perp}(0) = 14$  кЭ;  $H_{c2}^{\parallel}(0) = 25$  кЭ;  $\xi^{\parallel}(0) = (\Phi_0 / 2\pi H_{c2}^{\perp}(0))^{1/2} = 19$  нм;  $\xi^{\perp}(0) = \Phi_0 / 2\pi \xi^{\parallel}(0) H_{c2}^{\parallel}(0) = 6$  нм. Таким образом, впервые обнаружена сверхпроводимость по дислокационным сверхрешеткам.

#### Литература

1. Кайдалов В.И., Равич Ю.И. УФН, 1985, 145, 51.
2. Михалов И.Ф. и др. Кристаллография, 1981, 26, 792.
3. Борисова С.С. и др. Кристаллография, 1986, 31, 651.
4. Ларкин А.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 239.
5. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. Размерные и структурные эффекты. М.: Атомиздат, 1979.
6. Глазман Л.И. и др. ЖЭТФ, 1987, 92, 1461.

Институт радиофизики и электроники  
Академии наук Украинской ССР

Харьковский политехнический институт  
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию  
8 июня 1988 г.