

Размерный кроссовер и природа сверхпроводящих слоев в полупроводниковых сверхрешетках PbTe/PbS

И. М. Дмитренко, Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина АН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

А. И. Федоренко, А. Ю. Сипатов

Харьковский политехнический институт, Украина, 310002, г. Харьков, ул. Фрунзе, 21

Статья поступила в редакцию 28 декабря 1992 г.

Исследованы резистивные переходы в магнитных полях на сверхпроводящих сверхрешетках PbTe/PbS с разными периодами сверхструктуры, из которых определены параллельные и перпендикулярные критические магнитные поля. В параллельных плоскости слоев полях наблюдается резкое изменение зависимости $H_{c2\parallel}$ от температуры, свидетельствующее о наличии размерного кроссовера $3D-2D$. На образцах конечной толщины с малым числом периодов обнаружен двойной размерный кроссовер. На всех сверхрешетках период сверхструктуры, рассчитанный из сверхпроводящих характеристик, соответствует половине периода, измеренного по рентгеновской дифракции. Тем самым получено доказательство, что в сверхрешетках PbTe/PbS ответственными за сверхпроводимость являются слои, находящиеся на границах раздела между двумя полупроводниками и содержащие регулярные сетки дислокаций несоответствия. Этот вывод подтверждается также данными по двойному размерному кроссоверу. Вычисленная на основе экспериментальных данных толщина сверхпроводящих слоев для всех образцов коррелирует с периодом сверхструктуры. Установлено, что сильное размытие резистивных переходов, сходное с таковым на монокристаллах высокотемпературных сверхпроводников, не мешает правильно определению параметров сверхрешеток. Показано, что полупроводниковые сверхрешетки PbTe/PbS могут служить хорошим объектом для моделирования свойств ВТСП.

Досліджено резистивні переходи в магнітних полях на надпровідних надгратках PbTe/PbS з різними періодами надструктури, з яких визначено паралельні та перпендикулярні критичні магнітні поля. На паралельних площині шарів полях спостережено різку зміну залежності $H_{c2\parallel}$ від температури, яка свідчить про наявність розмірного кросовера $3D-2D$. На зразках кінцевої товщини з малим числом періодів виявлено подвійний розмірний кросовер. На всіх надгратках період надструктури, розрахований з надпровідних характеристик, відповідає половині періоду, виміряного по рентгенівській дифракції. Тим самим одержано довід, що в надгратках PbTe/PbS за надпровідність відповідають шари, котрі знаходяться на межах розділу між двома напівпровідниками, які містять в собі регулярні сітки дислокацій невідповідності. Цей висновок підтверджується також даними по подвійному розмірному кросоверу. Розрахована на основі експериментальних даних товщина надпровідних шарів на всіх зразках корелює з періодом надструктури. Встановлено, що сильне розмиття резистивних переходів, подібне до такого, що спостерігається на монокристаллах високотемпературних надпровідників, не перешкоджає правильному встановленню параметрів надграток. Показано, що напівпровідникові надгратки PbTe/PbS можуть бути гарним об'єктом для моделювання властивостей ВТНП.

1. Введение

Среди большого числа сверхпроводящих сверхрешеток (СР) разного типа [1] наиболее экзотическими являются сверхрешетки PbTe/PbS, составленные из тонких слоев двух полупроводников [2]. Соответствующие полупроводниковые материалы в массивном состоянии не сверхпроводят. Единичные тонкие пленки из этих материалов также не являются сверхпроводниками [2]. Сверхпроводимость обнаруживается в СР из выращенных эпитаксиально чередующихся слоев PbTe и PbS (подложка (001) KCl), причем только при условии, что на границе раздела между PbTe и PbS образуются регулярные сетки дислокаций несоот-

ветствия [2]. Температура перехода оказывается весьма высокой. Максимальная $T_c = 5,5$ К получена на СР с периодом сверхструктуры $D = 350$ Å. Обнаружено [2], что в случае, когда дислокационные сетки на межфазной границе оказываются не сплошными, температура перехода значительно ниже, чем в случае сплошных сеток. Важная роль в механизме сверхпроводимости этих сверхрешеток, принадлежащая сеткам дислокаций, подтверждается и тем обстоятельством, что в СР, выращенных эпитаксиально на грани (111) кристалла BaF_2 , где рост конденсата происходит по механизму Фольмера—Вебера без образования дислокаций несоот-

ветствия на границах раздела, не обнаруживается следов сверхпроводимости.

Следует отметить, что двухслойные сэндвичи PbTe/PbS также не обнаруживают сверхпроводимости, хотя, по данным электронной микроскопии, в этих сэндвичах на границе раздела имеются столь же совершенные дислокационные сетки, как и в многослойных структурах [3]. Зато в трехслойных сэндвичах PbS/PbTe/PbS, содержащих две межфазные границы с дислокациями, наблюдается сверхпроводящий переход с температурами перехода от 3,6 до 5,3 К.

Таким образом, напрашивается вывод, что ответственными за сверхпроводимость в этих системах являются слои, содержащие дислокации несоответствия, причем существенным является также слабое взаимодействие между этими слоями.

В настоящей работе приводятся данные о критических полях сверхрешеток PbTe/PbS с разными периодами сверхструктуры D . Для ряда образцов на зависимости параллельного критического поля $H_{c2\parallel}$ от температуры наблюдается размерный кроссовер, связанный с переходом от трехмерного (3D) поведения вблизи T_c к двумерному (2D) при низких температурах, который наблюдается на многих сверхрешетках сверхпроводник—полупроводник (S/P) и сверхпроводник—нормальный металл (S/N) [1]. На СР со сравнительно малым числом слоев наблюдается двойной размерный кроссовер 2D-3D-2D того же типа, который был обнаружен на сверхрешетках V/Si [4]. Сравнение экспериментальных данных по критическим полям $H_{c2\parallel}$ и $H_{c2\perp}$ и по значениям величины H_{cr} , характеризующей поле кроссовера, с теорией [4,5] позволяет получить дополнительные доказательства того, что именно приграничные слои, содержащие сетки дислокаций несоответствия, отвечают за сверхпроводимость в этих системах.

2. Приготовление образцов, их структура и методика измерений

Образцы приготавливались в безмасляном вакууме (10^{-4} – 10^{-5} Па) путем термического испарения халькогенидов свинца из вольфрамовой лодочки и их последовательной конденсации на поверхность (001) KCl при температуре 520–570 К. Толщина слоев и скорость конденсации контролировались отградуированным кварцевым резонатором.

Были приготовлены сверхрешетки с толщинами слоев PbTe и PbS от 100 до 220 Å и с числом двухслойных пакетов PbTe/PbS n от 4 до 10. Соотношение толщин d_{PbTe}/d_{PbS} равно единице для всех исследованных образцов. Для структурных исследований пленки отделялись от подложек растворе-

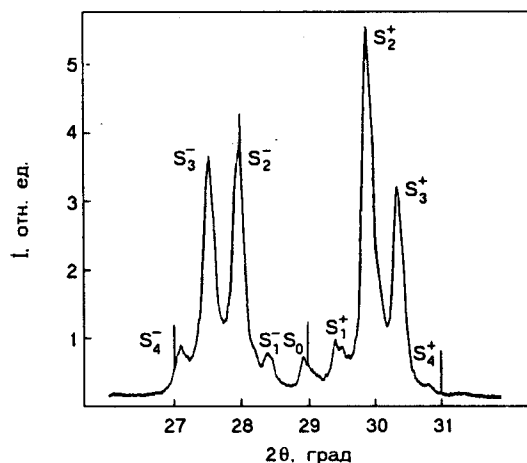


Рис. 1. Рентгенодифрактограмма сверхрешетки PbTe/PbS с периодом $D = 320 \text{ \AA}$, $n = 10$; S — рефлексы-сателлиты.

нием KCl в дистиллированной воде и вылавливались на предметные стекла или объектные электронно-микроскопические сеточки. Рентгеновские съемки на отражение проводились по стандартной схеме $0-2\theta$ сканирования на дифрактометре ДРОН-2 в излучении Cu-K $_{\alpha}$. Электронно-микроскопические исследования были выполнены на электронном микроскопе ЭВМ-100АК с разрешением 10 Å. Структурные исследования показали, что пленки халькогенидов свинца нарастают друг на друга послойно (по механизму Франка—ван дер Мерве), а на (001) межфазных границах PbTe/PbS формируются регулярные сетки чисто красных дислокаций несоответствия, лежащих вдоль направлений $\langle 110 \rangle$, с периодом 52 Å. Исследования рентгеновской дифракции показали, что сверхрешетки PbTe/PbS являются периодическими с резкими границами раздела, о чем свидетельствуют четкие рефлексы-сателлиты вокруг брэгговских отражений и возле первичного пучка. Характерная дифрактограмма одной из СР представлена на рис. 1. Период сверхрешеток и толщина слоев с высокой точностью (погрешность не более 1 Å) определялись по положению рефлексов-сателлитов [6]. Так, из данных рис. 1 получен период сверхструктуры $D = 228 \text{ \AA}$ ($d_{PbTe} = 110 \text{ \AA}$, $d_{PbS} = 118 \text{ \AA}$), тогда как номинальные толщины по параметрам напыления составляли $d_{PbTe} = 110 \text{ \AA}$, $d_{PbS} = 120 \text{ \AA}$.

Критические поля $H_{c2\parallel}$ и $H_{c2\perp}$ при параллельной и перпендикулярной ориентациях H по отношению к плоскости слоев определялись из резистивных переходов $R(H)$ по середине перехода (по критерию $R/R_n = 0,5$). На ряде образцов, чтобы выяснить влияние уширения переходов на полученные из эксперимента сверхпроводящие характеристики, значения критических полей опреде-

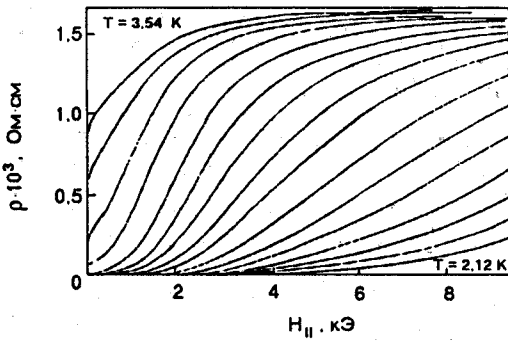


Рис. 2. Резистивные переходы сверхрешетки № 1 с периодом $D = 230 \text{ \AA}$ ($n = 10$) в параллельном слое магнитном поле при разных температурах. Максимальная и минимальная температуры указаны на рисунке. Шаг по температуре между соседними кривыми $\sim 0,09 \text{ K}$.

лялись также и по другим критериям. Методика измерений резистивных переходов описана в работе [4].

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 2 представлены кривые резистивных переходов $R(H_{||})$ для одной из СР. Обращает на себя внимание очень сильное размытие переходов в магнитном поле. Это уширение имеет такой же характер, как у высокотемпературных сверхпроводников (см., например, [7, 8]). Еще большее размытие резистивных переходов наблюдается в перпендикулярном слое магнитном поле. Подробное обсуждение этого уширения в сверхрешетках РbТе/РbS будет предметом отдельного сообщения. Здесь же мы хотим акцентировать внимание на том обстоятельстве, что ввиду сильного размытия резистивных переходов при определении критических полей $H_{c2}(T, \theta)$ из зависимостей $R(T)$ и $R(H)$ мы сталкиваемся с теми же трудностями, что и в случае высокотемпературных сверхпроводников, т.е. величины критических полей и производные $dH_{c2}/dT|_{T_c}$ сильно зависят от уровня R/R_n , по которому они определяются. Ниже мы покажем, что эта проблема не столь серьезна, как это представляется при изучении высокотемпературных сверхпроводников.

Вначале, пренебрегая размытием переходов, определим значения критических полей стандартным способом, т.е. по середине резистивных переходов. На рис. 3 представлены графики зависимо-

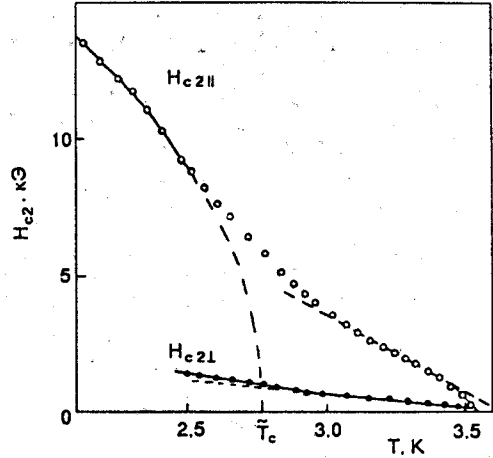


Рис. 3. Зависимости критических полей $H_{c2||}$ и $H_{c2\perp}$ от температуры для образца № 1 ($D = 230 \text{ \AA}$).

сти критических полей $H_{c2||}$ и $H_{c2\perp}$ от температуры для СР с периодом сверхструктуры $D = 230 \text{ \AA}$ ($n = 10$). Зависимости $H_{c2\perp}(T)$ вблизи T_c на всех образцах линейны. При некоторой температуре на зависимости $H_{c2\perp}(T)$ наблюдается излом, ниже которого перпендикулярное критическое поле увеличивается быстрее с понижением температуры, чем вблизи T_c . Такого же типа изломы, обусловленные разрывом связи между вихревыми решетками в соседних слоях СР, наблюдались на зависимостях $H_{c2\perp}(T)$ на сверхрешетках Nb/Ta [9] и Nb/NbTi [10].

Пользуясь формулой $\xi^2(0) = \Phi_0 / 2\pi T_c (dH_{c2\perp} / dT)$, где Φ_0 — квант магнитного потока, можно определить сверхпроводящую длину когерентности при $T = 0$. Значения этой характеристики для разных СР приведены в табл. 1.

Зависимости параллельного критического поля от температуры для двух СР представлены на рис. 3, 4. Наблюдается заметная анизотропия критического поля H_{c2} (рис. 3), характерная для всех слоистых сверхпроводников [1, 11].

На зависимости $H_{c2||}(T)$ обнаруживается переход от линейной температурной зависимости $H_{c2||}$ вблизи T_c к корневой при низких температурах, т.е. типичный размерный кроссовер $3D-2D$. Он связан с изменением соотношения между периодом СР и характерным пространственным масшта-

* Отметим, что немонотонные зависимости $H_{c2||, \perp}(T)$ со многими перегибами, приведенные в работе [3] для сверхрешеток РbТе/РbS, ни на одном из исследованных нами образцов не наблюдались. Данные работы [3], по-видимому, надо рассматривать как следствие артефакта.

Таблица 1

Характеристики сверхрешеток РbТе/PbS

Номер образца	$D, \text{Å}$	T_c, K	$\xi_{\perp}(0), \text{Å}$	$(M/m)^{1/2}$	$H_{cr}, \text{кЭ}$ (эксперимент)	$H_{cr}, \text{кЭ}$ (расчет)		\tilde{T}_c, K (эксперимент)	$d_s, \text{Å}$	$(ld_s)^{1/2}, \text{Å}$		
						Период				формула		
						D	$D_1 = D/2$			(4)	(8)	(3), (4)
1	230	3,59	360	8,8	3,6–9,1	1,42	5,69	2,77	123	1010	940	1000
2	430	3,56	220	4,4	2,3–4,7	0,81	3,26	3,22	217	940	1030	1020
3	210	3,32	390	7,9	3,4–6,7	1,89	7,58	2,47	121	830	1090	1290
4	370	4,27	240	~13	*	0,37	1,48	4,19	180	2400	2470	—

* Поле H_{cr} для образца № 4 в эксперименте сложно определить из-за его сравнительной малости; значение $(M/m)^{1/2}$ для этого образца также определено не столь точно, как для других образцов.

бом изменения параметра порядка $\Psi(r)$ [4,12]. Когда последний намного больше периода D , сверхпроводящий зародыш перекрывает большое число слоев, и для СР характерно трехмерное поведение. С понижением температуры размер сверхпроводящего зародыша $\xi(T)$ уменьшается, и когда соотношение между указанными величинами изменяется на обратное, зародыш оказывается сосредоточенным в единичном сверхпроводящем слое сверхрешетки; поведение СР становится двумерным. Как уже отмечалось, подобный кроссовер характерен как для сверхрешеток типа S/I , так и для СР типа S/N [1].

В случае сверхрешеток со сравнительно малым числом слоев зависимость $H_{c2\parallel}(T)$ обнаруживает двойной кроссовер (рис. 4). Наряду с описанным вы-

ше кроссовером $3D-2D$ имеется второй переход $2D-3D$ при более высокой температуре (на рис. 4 эта температура отмечена стрелкой; двумерное поведение наблюдается в самой близкой окрестности T_c). Двойной кроссовер наблюдался ранее на сверхрешетках V/Si [4]. Второй размерный кроссовер также связан с изменением соотношения между размером сверхпроводящего зародыша и толщиной, но уже не толщиной отдельного сверхпроводящего слоя, а полной толщиной образца $L = n(d_{PbTe} + d_{PbS})$. При самых высоких температурах в непосредственной окрестности T_c , где длина когерентности, определяющая размер зародыша, расходится ($\xi(T) = \xi(0)(1 - T/T_c)^{1/2}$), соотношение между интересующими нас длинами определяется неравенством

$$L \ll \xi(T), \tag{1}$$

при котором поведение параллельного критического поля должно описываться теорией для тонких пленок [13]

$$H_{c2\parallel}(T) = \frac{\sqrt{3} \Phi_0}{\pi L \xi(T)}. \tag{2}$$

Из (2) следует, что вблизи T_c также должна быть корневая зависимость параллельного критического поля от температуры $H_{c2\parallel}(T) \sim (T_c - T)^{1/2}$. Именно такая зависимость и наблюдается в близкой окрестности T_c (вставка на рис. 4). Вблизи T_c неоднородности параметра порядка вдоль нормали к слоям, т.е. характерная для СР дискретность структуры, практически не сказываются на поведении $H_{c2\parallel}(T)$, поскольку $\Psi(r)$ медленно меняется от слоя к слою [4]. Поэтому формула (2), полученная для однородных тонких пленок, вполне может быть использована и для СР.

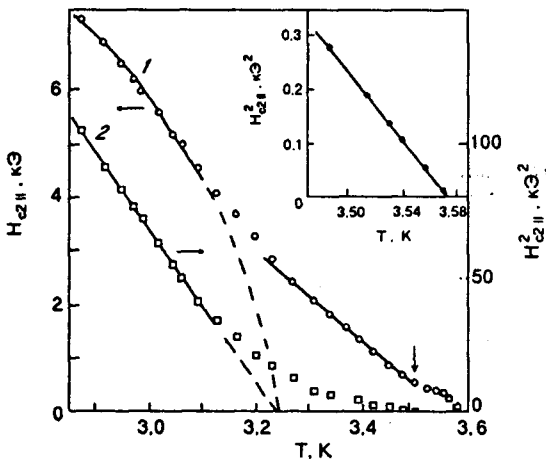


Рис. 4. Зависимости $H_{c2\parallel}$ и $H_{c2\parallel}^2$ от температуры для образца № 2 ($D = 430 \text{Å}$, $n = 4,5$). Пунктирная кривая — экстраполяция низкотемпературной $2D$ -зависимости $H_{c2\parallel}(T)$ к температуре \tilde{T}_c . На вставке — зависимость $H_{c2\parallel}^2(T)$ вблизи T_c в растянутом масштабе.

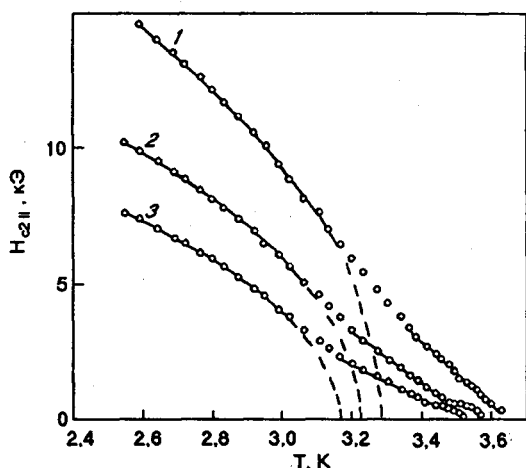


Рис. 5. Зависимости параллельного критического поля $H_{c2||}$ от температуры для СР № 2, полученные по разным уровням R/R_n : 1 — $R = 0,8 R_n$; 2 — $0,5 R_n$; 3 — $0,25 R_n$.

Переходя к обсуждению результатов, прежде всего отметим, что, несмотря на сильное размытие резистивных переходов и связанную с этим неопределенность в величинах H_{c2} , зависимости критических полей $H_{c2||}$ и $H_{c2\perp}$ от температуры обнаруживают все характерные для сверхрешеток особенности. Смена температурной зависимости, сопутствующая кроссоверу, на зависимостях $H_{c2||}(T)$ наблюдается независимо от уровня R/R_n , избранного для определения критического поля. Этот факт для одного из образцов проиллюстрирован на рис. 5. Таким образом, уширение переходов не является помехой для наблюдения размерного кроссовера.

Следующий шаг связан с количественным определением параметров сверхрешеток на основе сравнения с теорией СР [4,5]. Следует отметить, что, приступая к такому сравнению, мы не можем ответить однозначно, принадлежат ли исследуемые сверхрешетки $PbTe/PbS$ к S/I -типу или к S/N -типу. Однако многие из теоретических ре-

зультатов являются общими для сверхрешеток обоих типов [5]. Так, поле кроссовера $3D-2D$ для любых СР определяется формулой [4,5]

$$H_{cr} = \frac{\Phi_0}{\pi D^2} \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \quad (3)$$

Параметр анизотропии $(M/m)^{1/2}$ в формуле (3) для СР типа S/I определяется соотношением

$$(M/m)^{1/2} = (ld_s)^{1/2}/D, \quad (4)$$

а для сверхрешеток типа S/N — формулой [5]

$$\left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \approx \left(\frac{d_s d_i}{\gamma D^2}\right)^{1/2} \frac{d_s}{\pi \xi_1(0)} \exp\left(\frac{d_i}{2\xi_1(0)}\right). \quad (5)$$

Здесь d_s — толщина сверхпроводящего слоя; l — экстраполяционная длина, задаваемая граничными условиями на стыке слоев [4]; d_i — толщина нормальной прослойки. Величина l (или d_i), характеризующая силу связи между слоями, нам не известна. Однако для любой из СР параметр анизотропии может быть определен из эксперимента по значениям параллельного и перпендикулярного полей в $3D$ -области с помощью соотношения

$$(M/m)^{1/2} = H_{c2||}/H_{c2\perp}. \quad (6)$$

Поскольку, как уже отмечалось ранее, величины $H_{c2||}$ и $H_{c2\perp}$ зависят от уровня R/R_n , мы провели вначале расчеты для всех образцов, пользуясь только критерием $R = 0,5 R_n$. Все соответствующие результаты приведены в табл. 1. Затем мы сравнили результаты, полученные с использованием разных критериев (табл. 2).

В табл. 1 приведены величины $(M/m)^{1/2}$ для ряда образцов. В этой таблице также приведены значения поля кроссовера H_{cr} , полученные из эксперимента, наряду с его расчетными значениями, найденными с помощью формулы (3) для двух значений периода сверхструктуры: номинального его

Таблица 2

Данные для образца № 2 с $D = 430 \text{ \AA}$

Уровень R/R_n	$dH_{c\perp}/dT _{T_c}$	$dH_{c }/dT _{T_c}$	$(M/m)^{1/2}$	$\xi_1(0), \text{ \AA}$	$H_{cr}, \text{ кЭ}$ (эксперимент)	$H_{cr}, \text{ кЭ}$ (расчет)		$\tilde{T}_c, \text{ К}$	$d_s, \text{ \AA}$
	кЭ/К					Период			
	D	$D/2$							
0,8	2,48	11,42	4,7	193	2,8-7,1	0,76	3,04	3,28	177
0,5	1,89	8,14	4,38	223	2,3-4,7	0,81	3,26	3,22	217
0,25	1,6	6,43	4,13	234	2,3-3,7	0,86	3,45	3,16	266

значения $D = d_{\text{PbTe}} + d_{\text{PbS}}$ и значения $D_1 = D/2 = d_{\text{PbTe}} = d_{\text{PbS}}$. Область кроссовера на исследуемых СР занимает заметный интервал магнитных полей, как и на многих других сверхрешетках [4,14]. Тем не менее очевидно, что для всех образцов соответствие между расчетными и экспериментальными значениями H_{cr} имеется только при использовании периода $D/2$. Это очень важный результат, позволяющий утверждать, что в сверхрешетках PbTe/PbS сверхпроводимость связана с границами раздела слоев, содержащими сетки дислокаций. Если бы за сверхпроводимость был ответствен какой-либо из полупроводниковых слоев (PbTe или PbS), то период сверхструктуры должен был бы определяться суммарной толщиной одного пакета $D = d_{\text{PbTe}} + d_{\text{PbS}}$ (согласно дифрактометрическим данным, период сверхструктуры D всегда соответствует с точностью до 1–2 % номинальному значению D), как на всех известных СР типа S/I или S/N . Таким образом, можно утверждать, что конструирование сверхрешеток из двух полупроводниковых материалов приводит к появлению на стыках слоев, насыщенных дислокациями несоответствия, сверхпроводящих прослоек, определяющих свойства изучаемых сверхрешеток.

Рассмотрим теперь кроссовер, связанный с конечной толщиной всего образца. Поскольку при увеличении числа слоев в образце температура этого кроссовера смещается все ближе и ближе к T_c , такой кроссовер удастся наблюдать только на образцах со сравнительно малым числом слоев. Из соотношения полей $H_{c2\parallel}$ и $H_{c2\perp}$, измеренных в непосредственной окрестности T_c , пользуясь формулой (2) и выражением для перпендикулярного критического поля $H_{c2\perp}(T) = \Phi_0/2\pi\xi^2(T)$, можно получить полную толщину образца L . Для образца № 2 она оказывается равной 1 510 Å. Отношение L к полученному периоду сверхрешетки D_1 составляет 7 (при номинальном числе слоев обоих полупроводников 9). Таким образом, два крайних слоя, по-видимому, никакого отношения к сверхпроводимости не имеют, что еще раз подтверждает предположение о сверхпроводимости межфазных границ.

Из данных по критическим полям сверхрешеток можно определить также толщину сверхпроводящих слоев. Имеется простая формула, описывающая поведение $H_{c2\parallel}(T)$ в больших полях $H \gg H_{\text{cr}}$, т.е. в области $2D$ -поведения [4]:

$$H_{c2\parallel}^2 = \frac{3\Phi_0^2(1+(2/15)(d_s/l))}{\pi^2 d_s^2 \xi_{\parallel}^2(0)} \left(\frac{\tilde{T}_c - T}{T_c} \right). \quad (7)$$

Здесь \tilde{T}_c — экстраполяционная критическая температура, характеризующая единичный сверхпроводящий слой. Величина \tilde{T}_c меньше, чем температура перехода сверхрешетки T_c , из-за влияния своеобразного эффекта близости (слой, содержащий сверхпроводящий зародыш, через слабые связи «граничит» с другими такими же слоями, в которых сверхпроводимость подавлена магнитным полем). В частности, для СР типа S/I [4]

$$\tilde{T}_c = T_c \left(1 - \frac{2\xi_{\parallel}^2(0)}{ld_s} \right). \quad (8)$$

Температура \tilde{T}_c может быть определена из эксперимента с помощью экстраполяции низкотемпературной части зависимости $H_{c2\parallel}^2(T)$ к $H = 0$. Значения \tilde{T}_c , полученные в экспериментах для разных образцов, приведены в табл. 1.

Используя экспериментальные значения $H_{c2\perp}$ в области низких температур, величины $\xi_{\perp}(0)$, полученные из $dH_{c2\perp}/dT$, и формулу (7), находим толщину единичного сверхпроводящего слоя для каждой из сверхрешеток. Эти толщины также приведены в табл. 1. Значения d_s для всех образцов близки к $D_1 = D/2$, т.е. они оказываются несколько большими, чем можно было ожидать.

Теперь попробуем установить, в какой мере сильное уширение переходов и связанная с этим неопределенность в значениях $H_{c2\parallel}$ и $H_{c2\perp}$ сказываются на сделанных нами выводах. В табл. 2 приведено сопоставление всех параметров образца № 2, определенных из зависимостей $H_{c2\parallel,\perp}(T)$, полученных по нескольким критериям (рис. 5). Ясно, что значения критических полей $H_{c2\parallel}$ и $H_{c2\perp}$ очень сильно зависят от выбора уровня R/R_n , как и в высокотемпературных сверхпроводниках, но их отношение, определяющее параметр анизотропии $(M/m)^{1/2}$, изменяется незначительно по сравнению с его изменением от образца к образцу (табл. 1). Следовательно, и поле кроссовера H_{cr} (см. формулу (3)) не очень сильно изменяется в зависимости от используемого критерия. Для любого уровня R/R_n соответствие между расчетным и определенным из эксперимента полем кроссовера имеется только при использовании периода $D_1 = D/2$. Из табл. 2 видно, что температура \tilde{T}_c также

* При этом мы пренебрегаем малой поправкой d_s/l в выражении (7).

мало чувствительна к критерию выбора H_{c1} . Таким образом, основное утверждение о сверхпроводимости приграничных слоев, содержащих дислокации несоответствия, которое базируется на обнаружении в экспериментах по кроссоверу периода сверхструктуры $D/2$, а не D , оказывается справедливым, несмотря на значительное размытие резистивных переходов.

На основании соотношения между толщиной сверхпроводящего слоя d_s и периодом СР, вообще говоря, можно сделать заключение о том, к какому классу принадлежит данная сверхрешетка, поскольку толщина несверхпроводящих прослоек в S/N -сверхрешетках, как правило, значительно больше, чем в сверхрешетках типа S/I . Однако эффективная толщина сверхпроводящего слоя d_s заметно изменяется в зависимости от уровня R/R_n (табл. 2), и, следовательно, ее численные значения для СР PbTe/PbS не могут рассматриваться как достаточно достоверные, в отличие от других СР, для которых характерны резкие резистивные переходы.

Несмотря на это, если делать выбор между двумя возможными типами СР, мы, безусловно, отдаем предпочтение S/I -типу. Во-первых, судя по оценкам d_s , несверхпроводящие слои могут быть только очень тонкими. Во-вторых, нетрудно убедиться, что на всех образцах при любых $d_i < D$ величины параметра анизотропии $(M/m)^{1/2}$, вычисленные с помощью формулы (5) для СР с прослойками из нормального металла, оказываются меньше единицы при имеющихся периодах СР и величинах длины когерентности. Это позволяет исключить принадлежность исследуемых СР к S/N -типу.

Исходя из предположения, что исследуемые СР принадлежат к S/I -типу, можно, используя экспериментальные значения $(M/m)^{1/2}$, H_{cr} , \tilde{T}_c и теорию [4], определить для всех образцов экстраполяционную длину l тремя различными способами* (табл. 1). Для каждого отдельного образца значения l , полученные из разных характеристик, достаточно хорошо согласуются между собой, что свидетельствует о достоверности оценок l . Для разных образцов экстраполяционная длина l изменяется в пределах $4 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-4}$ см. Для сравнения можно привести соответствующие величины для СР V/Si ($l = 10^{-5}$ см для $d_{Si} = 30 - 60 \text{ \AA}$) [4] и Nb/Ge ($l = 2 \cdot 10^{-4}$ см для $d_{Ge} = 35 \text{ \AA}$) [15].

Таким образом, все результаты по критическим полям и кроссоверу достаточно хорошо согласуются

с теорией для S/I -сверхрешеток. Пока, однако, нельзя исключить и принадлежность исследуемых СР к системам типа сплавов с модулированной концентрацией [16]. На таких слоистых системах константа взаимодействия периодически зависит от одной из координат, нигде не обращаясь в нуль. В подобных периодических неоднородных структурах также возможны явления типа размерного кроссовера [17]. Тем не менее из-за довольно больших значений параметра анизотропии мы склоняемся к предположению о наибольшей близости исследуемых сверхрешеток к S/I -типу.

4. Заключение

Измерены резистивные переходы на полупроводниковых сверхрешетках PbTe/PbS с разными периодами сверхструктуры. В магнитном поле резистивные переходы сильно уширяются, причем характер уширения такого же рода, как у высокотемпературных сверхпроводников. Это позволяет использовать сверхрешетки PbTe/PbS в качестве систем, моделирующих резистивные свойства ВТСП, и исследовать на них крип и течение потока, а также флуктуационные свойства. Подробному изложению этого аспекта поведения модельных полупроводниковых СР будет посвящена отдельная работа. В настоящей работе определены зависимости критических полей $H_{c2\parallel}$ и $H_{c2\perp}$ от температуры. На ряде образцов обнаружен размерный $3D-2D$ кроссовер, а на некоторых СР — двойной размерный кроссовер. С использованием соотношений между величинами $dH_{c2\parallel}/dT$, $dH_{c2\perp}/dT$, полем кроссовера H_{cr} и экстраполяционной температурой \tilde{T}_c определены период сверхструктуры и толщина сверхпроводящих слоев. Период сверхструктуры D_1 , вычисленный с использованием экспериментальных значений H_{cr} и фактора анизотропии $(M/m)^{1/2}$, на всех образцах оказывается в два раза меньше, чем номинальный период сверхструктуры $D = d_{PbTe} + d_{PbS}$, определенный по рентгеновской дифракции. Эти данные свидетельствуют о том, что в исследованных сверхрешетках PbTe/PbS ответственными за сверхпроводимость являются слои, находящиеся на границе раздела между двумя полупроводниками и насыщенные регулярными сетками дислокаций несоответствия.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. М. Гвоздикову за полезное обсуждение результатов.

* Поскольку толщины сверхпроводящих слоев определяются из эксперимента не очень точно, мы приводим в табл. 1 значения параметра (ld_s).

1. B. Y. Jin and J. V. Ketterson, *Adv. Phys.* 38, 189 (1989).
2. О. А. Миронов, А. Б. Савицкий, А. Ю. Сипатов, А. И. Федоренко, А. Н. Чиркин, С. В. Чистяков, Л. П. Шпаковская, *Письма в ЖЭТФ* 48, 100 (1988).
3. О. А. Миронов, С. В. Чистяков, И. Ю. Скрялев, В. В. Зорченко, А. Б. Савицкий, А. Ю. Сипатов, А. И. Федоренко, *Письма в ЖЭТФ* 50, 300 (1989).
4. Л. И. Глазман, И. М. Дмитренко, В. Л. Товажнянский, Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова, *ЖЭТФ* 92, 1461 (1987).
5. В. М. Гвоздилов, *ФНТ* 16, 5 (1990).
6. Л. С. Палатник, А. А. Козьма, И. Ф. Михайлов, В. Н. Маслов, *Кристаллография* 23, 570 (1978).
7. O. Laborde, P. Monceau, M. Potel, P. Gougeon, J. Padiou, J. C. Levet, and H. Noel, *Solid State Commun.* 67, 609 (1988).
8. T. R. Chien, T. W. Jing, N. P. Ong, and Z. Z. Wang, *Phys. Rev. Lett.* 66, 3075 (1991).
9. P. R. Broussard and T. H. Geballe, *Phys. Rev.* B35, 1664 (1987).
10. M. G. Karkut, V. Matijasevic, L. Antognazza, and J.-M. Triscone, *Phys. Rev. Lett.* 60, 1751 (1988).
11. Л. Н. Булаевский, *УФН* 116, 449 (1975).
12. G. Deutscher and O. Entin-Wohlman, *Phys. Rev.* B17, 1249 (1978).
13. Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас, *Сверхпроводимость второго рода*, Мир, Москва (1970).
14. K. Kanoda, H. Mazaki, N. Hosoi, and T. Shinjo, *Phys. Rev.* B35, 6736 (1987).
15. M. R. Beasley, in: *Proc. NATO Adv. Study Inst.*, Academic, New York (1984), vol. 109, p. 115.
16. H. Raffy, E. Guyon, and J. C. Renard, *Solid State Commun.* 14, 431 (1974).
17. L. Dodrosavljevic and M. Kubic, *J. Low Temp. Phys.* 32, 505 (1978).

Dimensional crossover and localization
of superconducting layers
in semiconducting multilayers PbTe/PbS

I. M. Dmitrenko, N. Ya. Fogel', V. G. Cherkasova,
A. I. Fedorenko, and A. Yu. Sipatov

Resistive transitions in magnetic fields have been investigated on the superconducting PbTe/PbS multilayers with different superstructure periods. From these transitions parallel and perpendicular critical magnetic fields have been determined. In parallel fields the temperature dependence of the critical field sharply changes, suggesting the dimensional 3D-2D crossover. In samples of limited (total) thicknesses with a relatively small number of bilayers, double crossover has been found. For all samples the superstructure period determined from the superconducting characteristics is equal to half the period determined from x-ray diffraction patterns. This fact indicates that superconductivity in these semiconducting multilayers is associated with the interface between two semiconducting layers containing networks of mismatch dislocations. This conclusion is confirmed also by the data on double crossover. The thickness of superconducting layers estimated from experimental data correlates with D for all samples. It is shown that significant broadening of the resistive transitions similar to that observed on single crystals of high- T_c superconductors does not prevent proper determination of the multilayer parameters.