

Сверхпроводимость границ раздела полупроводниковых слоев в двухслойных и многослойных гетероструктурах типа $A^{IV}B^{VI}$

О.И. Юзefович^{1,2,3}, М.Ю. Михайлов¹, С.В. Бенгус^{1,3}, А.Ю. Аладышкин⁴,
Е.Е. Пестов⁴, Ю.Н. Ноздрин⁴, А.Ю. Сипатов⁵, Е.И. Бухштаб², Н.Я. Фогель²

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: yuzefovich@ilt.kharkov.ua

²Solid State Institute, Technion, 32100 Haifa, Israel

³International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures
95 Gajowicka Str., 53-421, Wroclaw, Poland

⁴Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, ГСП-105, 603950, Россия

⁵Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина

Статья поступила в редакцию 13 августа 2008 г.

Проведено комплексное исследование и сравнение сверхпроводящих свойств двухслойных и многослойных полупроводниковых эпитаксиальных гетероструктур типа $A^{IV}B^{VI}$, проявляющих сверхпроводимость при критических температурах $T_c \leq 6,5$ К. Сверхпроводимость этих систем связана с инверсией зон в узкощелевых полупроводниках, обусловленной неоднородными напряжениями, создаваемыми сеткой дислокаций несоответствия, возникающей на границах раздела при эпитаксиальном росте. Обнаружено, что T_c и характер сверхпроводящего перехода двухслойных гетероструктур PbTe/PbS зависят от толщины полупроводниковых слоев d и напрямую связаны с качеством сеток дислокаций несоответствия на интерфейсах (количеством и типом структурных дефектов в сетках). Найдены существенные отличия в поведении двухслойных сэндвичей и сверхрешеток. Минимальная толщина d , при которой появляется сверхпроводимость, для двухслойных систем в несколько раз больше, чем для многослойных. Верхние критические магнитные поля H_{c2} двухслойных систем более анизотропны. В области температур, близких к T_c , для сверхрешеток наблюдается 3D-поведение, а ее понижение приводит к кроссоверу 3D–2D. Для двухслойных структур 2D-поведение начинается непосредственно от T_c и обнаруживается кроссовер типа 2D–1D с резкой расходимостью H_{c2} , характерной для сверхпроводящих сеток.

Проведено комплексне дослідження й порівняння надпровідних властивостей двошарових і багатшарових напівпровідних епітаксіальних гетероструктур типу $A^{IV}B^{VI}$, що проявляють надпровідність при критичних температурах $T_c \leq 6,5$ К. Надпровідність цих систем пов'язана з інверсією зон у вузькощілинних напівпровідниках, яка обумовлена неоднорідними напругами, створюваними сіткою дислокацій невідповідності, що виникає на інтерфейсах при епітаксіальному зростанні. Виявлено, що T_c і характер надпровідного переходу двошарових гетероструктур PbTe/Pb залежать від товщини напівпровідникових шарів d і прямо пов'язані з якістю сіток дислокацій невідповідності на інтерфейсах (кількістю й типом структурних дефектів у сітках). Знайдено істотні відмінності в поведінці двошарових сэндвичів та надграток. Мінімальна товщина d , при якій з'являється надпровідність, для двошарових систем у кілька разів більше, ніж для багатшарових. Верхні критичні магнітні поля H_{c2} двошарових систем більш анізотропні. В області температур, близьких до T_c , для надграток спостерігається 3D-поводження, а її зниження призводить до кросоверу 3D–2D. Для двошарових структур 2D-поводження починається безпосередньо від T_c і виявляється кросовер типу 2D–1D з різкою розбіжністю H_{c2} , характерною для надпровідних сіток.

PACS: 68.35.bg Полупроводники;

68.65.-k Низкоразмерные, мезоскопические и наноразмерные системы: структура и неэлектронные свойства;

73.21.-b Электронные состояния и коллективные возбуждения в многослойных структурах, квантовые ямы, мезоскопические и наноразмерные системы;

74.78.Fk Многослойные структуры, сверхрешетки, гетероструктуры.

Ключевые слова: сверхпроводимость, полупроводниковые гетероструктуры, краевые дислокации несоответствия.

Введение

В последнее время динамично развивается тематика исследований, связанная с изучением наноразмерных систем, которым присущи принципиально новые физические свойства. Часто для создания наноструктурных объектов необходимо использовать достаточно сложные технологии. Но возможно образование наноструктур более простым путем — методом самоорганизации. В данной работе речь пойдет о сверхпроводящих наноструктурах, самоорганизующихся на границе раздела полупроводниковых гетероструктур $A^{IV}B^{VI}$.

Гетероструктуры — это эпитаксиально выращенные сверхрешетки (СР) и двухслойные сэндвичи, состоящие из двух полупроводниковых материалов $A^{IV}B^{VI}$ с разными периодами кристаллической решетки. «Стыковка» кристаллических решеток полупроводников происходит за счет образования на интерфейсе периодической сети дислокаций несоответствия. Сама сверхпроводимость является необычным свойством таких объектов, так как отдельные полупроводниковые пленки, входящие в гетероструктуру, не являются сверхпроводниками. Сверхпроводимость полупроводниковых многослойных гетероструктур (сверхрешеток PbTe/PbS и PbTe/SnTe) была обнаружена еще в 80-х годах [1,2], но ее природа долго оставалась невыясненной. Для ее объяснения выдвигалось несколько гипотез: формирование ультратонкой пленки свинца на интерфейсе или выделений Pb из-за интердиффузии [1]; влияние псевдоморфных условий роста на интерфейсе [3]; влияние сетки краевых дислокаций несоответствия (КДН), возникающей на границе раздела между двумя полупроводниками [2,4]. Попытки же создать двухслойные сверхпроводящие гетероструктуры были безуспешны [5,6]. В работах [5,6] был сделан вывод, что трехслойные сэндвичи — это минимальные блоки, проявляющие сверхпроводящие свойства.

В работах [7,8] детально изучено влияние структурных характеристик исследуемых СР на их сверхпроводимость и установлена четкая корреляция между наличием сетки КДН, возникающей на интерфейсе при эпитаксиальном росте гетероструктур, и их структурой (непрерывность сетки дислокаций, плотность дислокаций), с одной стороны, и сверхпроводящими свойствами, с другой стороны. С учетом этого, а также экспериментального факта, что халькогениды PbTe, PbSe и PbS становятся металлами при гидроста-

тическом давлении выше 10 кбар и переходят в сверхпроводящее состояние при $T \approx 6$ К (см., например, [9,10]), была разработана теоретическая модель, объясняющая природу сверхпроводимости в гетероструктурах $A^{IV}B^{VI}$ [11]. Показано, что в результате упругой деформации и изменения объема вдоль дислокационных линий создается давление, достаточное для инверсии зон. Таким образом, на интерфейсе образуется проводящая (сверхпроводящая) наносеть, характерные размеры которой задаются периодом сетки дислокаций несоответствия и зависят от параметров решетки полупроводников, входящих в состав гетероструктуры. Период наносети для гетероструктур $A^{IV}B^{VI}$ может варьироваться в интервале 3–25 нм.

С учетом выводов теоретической модели [11], а также результатов сопоставления структурных исследований с данными резистивных измерений определены основные необходимые условия для металлизации интерфейса, служащие необходимой предпосылкой для возможности появления сверхпроводимости в полупроводниковых сверхрешетках $A^{IV}B^{VI}$. Первое из условий состоит в том, что хотя бы один из полупроводников, входящих в состав гетероструктуры, должен быть узкозонным, с сильной зависимостью энергетической щели от давления. Второе — на интерфейсах гетероструктур обязательно присутствие сетки КДН. В результате удалось обнаружить сверхпроводимость в пяти новых сверхпроводящих СР — PbS/PbSe, PbTe/PbSe, PbS/YbS, PbTe/YbS и PbSe/EuS [11]. Кроме того, из теоретической модели следовало, что не должно существовать никаких препятствий для возникновения сверхпроводимости и в *двухслойных* гетероструктурах. Поэтому после научно обоснованного подбора параметров полупроводников нами действительно была открыта сверхпроводимость в двухслойных сэндвичах PbTe/PbS, PbTe/PbSe и PbTe/YbS [12].

После обнаружения сверхпроводимости двухслойных гетероструктур возникли дополнительные вопросы: почему так долго не удавалось обнаружить сверхпроводимость в двухслойных сэндвичах; отличаются ли структурные свойства сетки КДН (а следовательно, и сверхпроводящие свойства) двухслойных структур от свойств таковых в СР? Предварительные экспериментальные результаты свидетельствовали, что такие различия имеются [11,12]. Для сравнения свойств двухслойных гетероструктур и сверхрешеток нами

проведено комплексное исследование сверхпроводящих и структурных свойств большого количества гетеросистем с разным числом и толщинами полупроводниковых слоев. В ходе такого сравнения использованы также наши прежние результаты, полученные для СР [11]. Дополнительно к стандартному резистивному методу исследования сверхпроводящих свойств образцов использован локальный СВЧ метод, позволяющий бесконтактно регистрировать критическую температуру сверхпроводников [13,14].

2. Методики экспериментов

2.1. Методика приготовления образцов и структурные исследования

Исследованы более 50 двухслойных гетероструктур и сверхрешеток: тонкие полупроводниковые пленки, симметричные двухслойные гетероструктуры $PbTe/PbS$, $PbTe/PbSe$ и $PbTe/YbS$ с толщинами слоев $d_1 = d_2 = 40\text{--}300$ нм, трехслойные сэндвичи, симметричные и несимметричные СР с толщинами слоев $10\text{--}300$ нм.

Для изготовления полупроводниковых эпитаксиальных гетероструктур использовались халькогениды свинца ($PbTe$, PbS , $PbSe$) и редкоземельных металлов (YbS). Халькогениды свинца — узкозонные полупроводники (ширина запрещенной зоны $E_g \leq 0,3$ эВ при температуре 4,2 К), YbS — широкозонный ($E_g = 1,7$ эВ). Эти полупроводники имеют кристаллическую структуру типа NaCl с небольшим несоответствием между параметрами элементарной ячейки, и при эпитаксиальном росте гетероструктур релаксация псевдоморфных напряжений происходит благодаря образованию на межфазной границе сетки КДН.

Все исследованные гетероструктуры формировались путем последовательной конденсации паров соответствующих полупроводников на нагретую до 520–570 К подложку в безмасляном вакууме 10^{-6} Торр. Толщины слоев и скорость осаждения контролировались *in situ* с помощью кварцевого резонатора. Халькогениды свинца получали термическим испарением из вольфрамовых лодочек, а YbS — с помощью электронно-лучевого испарения. При изготовлении образцов использовались только стехиометрические мишени. В качестве подложки — свежесколотая поверхность (001) монокристалла KCl.

Структурные исследования проводили на просвечивающем микроскопе ПЭМ-У с разрешением 2 Å и рентгеновском дифрактометре ДРОН-3.

Для структурного анализа была изготовлена специальная серия образцов $PbTe/PbS$: в качестве первого слоя на подложке KCl для всех образцов использовался PbS толщиной 40 нм. Толщина верхнего слоя $PbTe$ изменялась.

Рост гетероструктур осуществлялся по механизму Франка Ван-дер-Мерве. На начальных стадиях роста наблюдается псевдоморфное состояние, т.е. верхний слой повторяет структуру нижнего с тем же параметром решетки. Это приводит к накоплению упругой энергии, которая увеличивается с ростом толщины верхнего слоя. Релаксация упругих напряжений происходит путем образования регулярной квадратной сетки краевых дислокаций несоответствия. Дислокационная сетка состоит из двух дислокационных стенок со взаимно ортогональными векторами Бюргерса типа $a/2$ [110]. Наличие сетки КДН подтверждается результатами электронно-микроскопических исследований «на просвет» (рис. 1).

При достижении некоторой критической толщины d_c (для системы $PbS/PbTe$ величина $d_c = 1$ нм) возникают первые одиночные островки регулярной сетки дис-

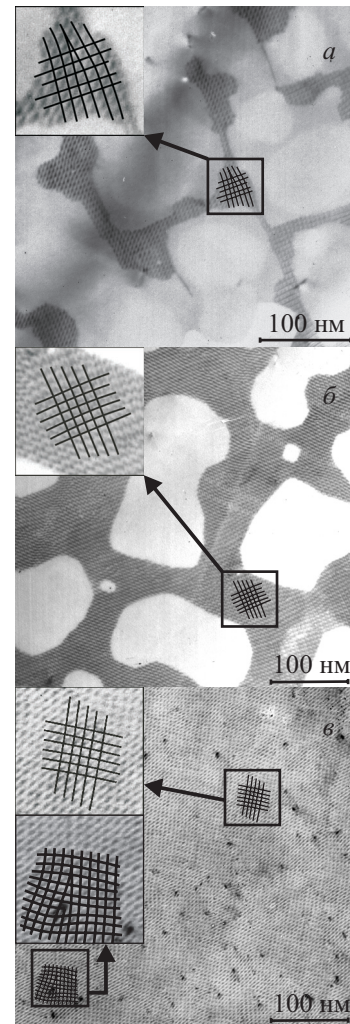


Рис. 1. Электронно-микроскопические изображения двухслойных гетероструктур $PbTe\text{--}PbS/KCl$ с толщинами слоев $PbTe$: 1 (а), 3 (б) и 30 (в) нм. Толщина слоя PbS 40 нм.

локаций несоответствия (рис. 1,а, см. также работу [15]); дальнейшее увеличение толщины приводит к укрупнению островков (рис. 1,б) и последующему их слиянию в сплошную сетку дислокаций несоответствия. При еще больших толщинах сплошная квадратная сетка КДН покрывает весь интерфейс, но в ней могут быть некоторые локальные дефекты, например нерегулярности периодичности (рис. 1,в).

Рентгеноструктурный анализ многих двухслойных сэндвичей и СР проводился в режиме съемки на отражение с использованием схемы двойного кристалл-спектрометра в $\text{Cu-K}\alpha$ излучении ($\lambda = 0,154051$ нм) при $\theta = 2\theta$ сканировании (см., например, рис. 2). При съемках использовалось отражение (400) от кремниевого кристалла-монокроматора. На дифрактограммах гетероструктур, в состав которых входит PbS, иногда видны слабые рефлексы, соответствующие свободному свинцу. В свежеизготовленных образцах PbTe/PbS линии свинца чаще всего отсутствуют, однако это никак не влияет на сверхпроводящие свойства гетероструктур. Никаких корреляций между присутствием свинца и сверхпроводимостью не обнаружено [7]. В сверхпроводящих гетероструктурах PbTe/PbSe, PbTe/YbS никогда не наблюдались рефлексы, соответствующие свободному свинцу [7]. Более детально методика изготовления и тестирования гетероструктур описана в работах [7,8,11,12].

2.2. Методика транспортных измерений

Транспортные измерения проведены в гелиевых криостатах, снабженных сверхпроводящими соленоидами с максимальным магнитным полем 7 и 14 Тл, в интервале температур 0,3–300 и 1,4–300 К соответственно. Точность определения и стабилизации температуры в интервале 0,3–4,2 К не хуже 10^{-3} К, а в интервале 4,2–300 К — 0,05 К.

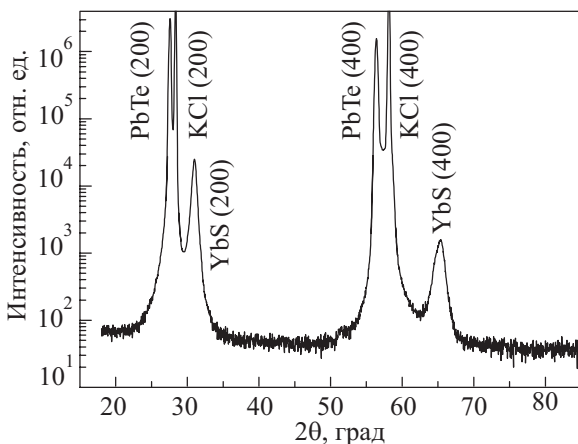


Рис. 2. Рентгеновская дифрактограмма двухслойной гетероструктуры PbTe/YbS $d_{1,2} = 100$ нм.

Сопротивление R измерялось четырехзондовым методом, образцы представляли собой двойные холловские кресты. Измерения проводились как на постоянном токе, так и на переменном (50 нА, 13 Гц). Направление транспортного тока \mathbf{I} параллельно плоскости образца при соблюдении условия $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$. Величины критических магнитных полей H_{c2} определялись по середине резистивных переходов в точке $R = R_n/2$ (R_n — остаточное сопротивление перед сверхпроводящим переходом). Более детально методика магнитотранспортных измерений описана в работе [11].

Криостаты снабжены поворотными устройствами, позволяющими вращать образец в магнитном поле; точность выставления угла $\sim 0,1^\circ$.

2.3. Методика измерений нелинейных СВЧ свойств

В настоящей работе дополнительно к транспортным измерениям мы применили методику измерений локального нелинейного СВЧ отклика сверхпроводника с использованием ближнепольного зонда с индуктивной связью. Блок-схема экспериментальной установки приведена в работах [13,14]. Такая экспериментальная установка позволяет изучать локальный нелинейный СВЧ отклик образцов на частоте третьей гармоники. Частота первой гармоники равна 472 МГц. Уровень паразитного сигнала на частоте третьей гармоники порядка 10^{-13} Вт. СВЧ зонд представляет собой медную проволочку длиной 2 мм и диаметром 50 мкм, соединяющую внешний и внутренний проводники коаксиального кабеля. По проволочке протекает переменный ток высокой плотности, создающий квазистатическое магнитное поле, локализованное на масштабах порядка размера зонда. При взаимодействии сильного высокочастотного поля с исследуемым образцом третья гармоника основной частоты в спектре отраженного сигнала содержит информацию о нелинейных свойствах сверхпроводника. Ближнепольный зонд используется как для создания СВЧ поля, так и для регистрации отклика сверхпроводника на электромагнитное излучение. Разделение сигналов производится с помощью циркулятора. Для предотвращения электрического контакта зонда с исследуемым образцом, приводящего к генерации паразитного сигнала на частоте третьей гармоники, образец накрывали тефлоновой пленкой толщиной 10 мкм.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Резистивные сверхпроводящие переходы при $H = 0$

На рис. 3 представлены температурные зависимости сопротивления для двухслойной гетероструктуры PbTe/PbS $d_{1,2} = 100$ нм и единичных пленок PbTe

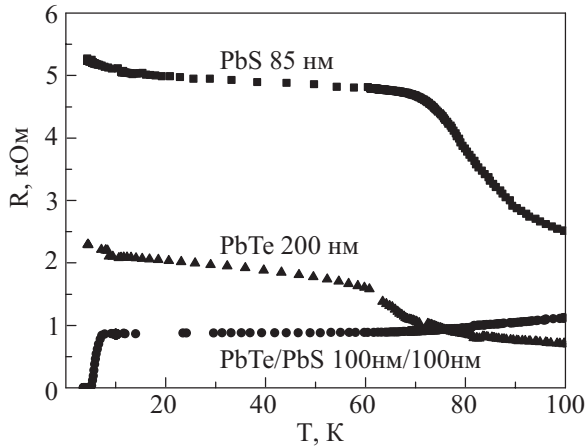


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления пленок PbTe, PbS и двухслойной гетероструктуры PbTe/PbS $d_{1,2} = 100$ нм в расширенном диапазоне температур в нулевом магнитном поле.

200 нм, PbS 85 нм, изготовленных при тех же условиях, что и двухслойные системы. Пленки не проявляют сверхпроводимости выше 0,3 К, в то время как двухслойная гетероструктура с одним интерфейсом демонстрирует переход в сверхпроводящее состояние с $T_c \approx 5,8$ К и металлический ход сопротивления в нормальном состоянии. Такое радикальное различие в поведении одиночных пленок и двухслойных гетероструктур указывает на то, что именно наличие границы раздела между полупроводниковыми пленками ведет к металлизации образца (появляется характерный для металлов ход сопротивления) и возникновению сверхпроводимости.

В данной работе проведено экспериментальное исследование и выполнен сравнительный анализ сверхпроводящих свойств двухслойных гетеросистем и сверхрешеток PbTe/PbS с разными толщинами полупроводниковых слоев. В ходе исследования установлено, что двухслойные системы условно можно разделить на 3 категории (хотя следует отметить, что четкой границы между этими категориями нет). К первой категории относятся образцы с $d \geq 80$ нм. Они имеют металлический тип проводимости в нормальном состоянии, отношение сопротивлений при комнатной температуре и перед началом сверхпроводящего перехода $r = R_{300}/R_n$ изменяется в интервале 2,1–8, критические температуры T_c — в интервале 4,2–6,5 К (рис. 4). Ко второй категории относятся образцы толщинами 50–80 нм. Эту категорию можно назвать промежуточной. Образец в нормальном состоянии может демонстрировать как металлический тип проводимости, так и полупроводниковый, но независимо от типа проводимости переходит в сверхпроводящее состояние. Критическая температура изменяется в интервале 2,3–3,3 К. Значения $r = R_{300}/R_n$ находятся в интервале 0,9–1,7. Третья категория —

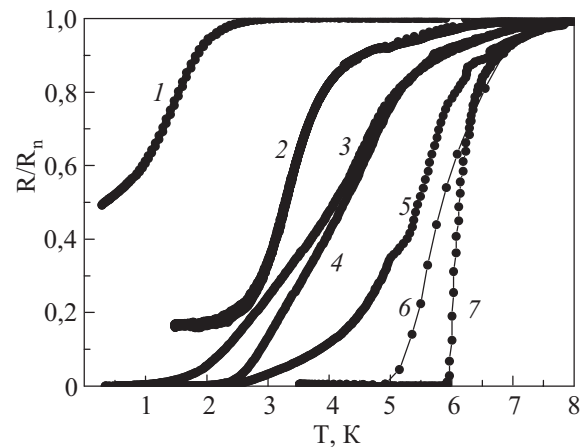


Рис. 4. Резистивные переходы двухслойных гетероструктур PbTe/PbS: $d_1 = 30$ нм, $d_2 = 40$ нм (1); $d_{1,2} = 60$ нм (2); $d_{1,2} = 70$ нм (3); $d_{1,2} = 80$ нм (4); $d_{1,2} = 80$ нм (5); $d_{1,2} = 100$ нм (6) и одной сверхрешетки с $d_{1,2} = 120$ нм, $n = 8$ (7) в нулевом магнитном поле.

двухслойные гетероструктуры с $d \leq 50$ нм. Зависимости $R(T)$ в нормальном состоянии для таких образцов всегда характеризуются отрицательным температурным коэффициентом сопротивления dR/dT выше T_c . Величины сопротивления на квадрат $R_{\square} > 1,5$ кОм, а $r < 1$. Для таких систем T_c часто оказывается меньше 1 К, и они демонстрируют незаконченный переход в сверхпроводящее состояние до самых низких температур, при которых проводились эксперименты (0,3 К), либо вообще не переходят в сверхпроводящее состояние.

В отличие от двухслойных гетероструктур все СР с толщинами полупроводниковых слоев $d \geq 10$ нм проявляют металлический тип проводимости в нормальном состоянии и сверхпроводимость [11].

На рис. 4 представлены резистивные переходы для двухслойных гетероструктур с разной толщиной полупроводниковых слоев и одной СР с толщинами слоев $d_{1,2} = 120$ нм. Как видно, резистивные переходы двухслойных систем отличаются от обычно наблюдаемых для сверхрешеток. В то время как для СР наблюдается резкий переход в сверхпроводящее состояние ($\sim 0,1$ К), для всех двухслойных образцов переход значительно уширен (ширина перехода может быть более 2 К). Возможно, большее уширение резистивного перехода в двухслойных сэндвичах связано с низкой размерностью сверхпроводящего слоя.

3.2. Температуры сверхпроводящего перехода

На рис. 5 представлены зависимости температур сверхпроводящего перехода от толщины полупроводникового слоя d_{PbS} для симметричных ($d_{PbS} = d_{PbTe}$) двухслойных гетероструктур, трехслойных сэндвичей и сверхрешеток PbTe/PbS разного типа — как симметричных, так и несимметричных ($d_{PbS} \neq d_{PbTe}$). Для СР с увеличением толщин от 7,5 до 20 нм значения T_c

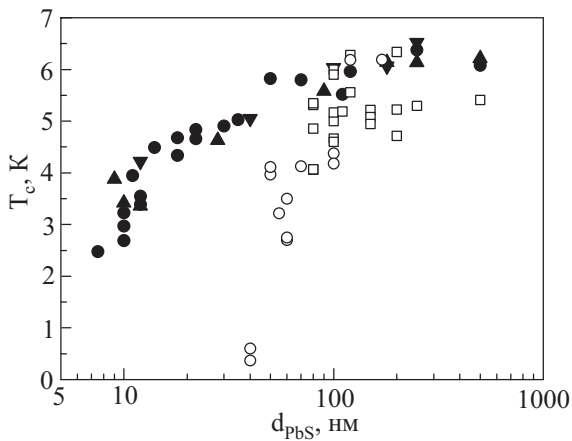


Рис. 5. Зависимости критических температур от толщины полупроводникового слоя d_{PbS} : двухслойные гетероструктуры с неполным переходом в сверхпроводящее состояние (○), двухслойные гетероструктуры с полным переходом в сверхпроводящее состояние (□), трехслойные сэндвичи (▼), симметричные $d_{\text{PbS}} = d_{\text{PbTe}}$ (●) и несимметричные $d_{\text{PbS}} \neq d_{\text{PbTe}}$ сверхрешетки PbTe/PbS (▲).

быстро увеличиваются. При $d_{\text{PbS}} \approx 50$ нм критическая температура проявляет тенденцию к выходу на насыщение. Значения T_c для трехслойных сэндвичей укладываются в тот же коридор, в котором находятся величины критической температуры для многослойных образцов. Разброс экспериментальных данных для двухслойных гетероструктур значительно больший, чем в случае СР, хотя наблюдается та же самая тенденция — рост критической температуры с увеличением толщины полупроводниковых слоев и выход на насыщение. Следует отметить, что величины T_c двухслойных сэндвичей при больших толщинах, как правило, ниже, чем таковые для СР. Встречаются, однако, и отдельные двухслойные сэндвичи с такими же T_c , как у СР. Существенным же отличием свойств двухслойных систем от СР является различие в минимальной толщине слоя, при которой появляется сверхпроводимость. В случае СР полный переход в сверхпроводящее состояние наблюдается для образцов с $d \geq 10$ нм, в то время как для двухслойных гетероструктур — только при толщинах слоев более 70 нм. На всех двухслойных сэндвичах с $d < 30$ нм следов сверхпроводимости не обнаружено.

Для трактовки полученных экспериментальных результатов обратим внимание на источники дислокаций несоответствия и на кинетику образования сеток КДН. Оба эти фактора оказывают существенное влияние на совершенство (непрерывность и периодичность) дислокационной сетки и, соответственно, на сверхпроводящие свойства гетероструктур. Существуют два источника дислокаций несоответствия. При росте второй пленки ее свободная поверхность —

основной и неограниченной источник дислокаций. Однако имеется негативный фактор, влияющий на формирование совершенной сетки КДН, — наличие дислокаций, образованных при росте первой пленки на подложке и расположенных на ее поверхности довольно хаотично. Поэтому первоначальный ансамбль краевых дислокаций несоответствия будет далек от совершенной дислокационной сетки. Только когда толщина нижнего слоя больше некоторой определенной толщины, при которой первый упомянутый источник для формирования сеток КДН является доминирующим, дислокационные сети становятся более совершенными.

Структура сверхпроводящего слоя на интерфейсах гетероструктур «отражает» структурные особенности сетки КДН. Для системы PbTe/PbS с толщинами полупроводниковых слоев начиная от 1 нм на интерфейсе появляются одиночные случайным образом расположенные островки регулярных сеток КДН (рис. 1,а), формирующие островковую наноструктуру. Такие системы относятся к третьей категории двухслойных сэндвичей и всегда обнаруживают полупроводниковый тип проводимости в нормальном состоянии. Переход в сверхпроводящее состояние в данных образцах происходит, вероятно, благодаря наличию слабых связей, соединяющих сверхпроводящие участки. Отсутствие слабых связей в тех или иных участках образцов приводит к неполному сверхпроводящему переходу или его отсутствию. В промежуточной категории образцов сетки КДН более совершенны и, по-видимому, представляют собой замкнутые участки сеток дислокаций несоответствия, покрывающие весь интерфейс (рис. 1,б). Проводящие интерфейсные слои переходят в сверхпроводящее состояние, но в нормальном состоянии проявляется либо полупроводниковый, либо металлический тип проводимости.

Полный переход в сверхпроводящее состояние и металлический ход сопротивления в случае двухслойных гетероструктур всегда наблюдается только при толщинах полупроводниковых слоев ≥ 80 нм. Начиная с этой толщины, сетка дислокаций несоответствия становится достаточно совершенной и покрывает весь интерфейс (рис. 1,в), хотя она может содержать некоторые локальные дефекты, не сильно влияющие на сверхпроводящие свойства гетероструктуры в целом.

Для сверхрешеток наблюдается иная картина. По мере конденсации дополнительных слоев качество сеток КДН на последующих интерфейсах улучшается из-за уменьшения влияния появившихся на начальной стадии роста хаотических дислокаций. Это происходит даже в случае сверхрешеток с малыми толщинами полупроводниковых слоев. Для образцов, содержащих большое количество интерфейсов, несовершенство первого интерфейса не столь существенно и не влияет на сверхпроводящие свойства образца в целом.

Таким образом, для СР наименьшая толщина полупроводниковых слоев, при которой возникают достаточно регулярные сетки КДН на интерфейсах и, соответственно, наблюдается сверхпроводимость, составляет примерно 10 нм [11], такие СР проявляют металлический тип проводимости и обнаруживают полный сверхпроводящий переход при гораздо меньших толщинах полупроводниковых слоев.

Разброс значений критических температур T_c двухслойных гетероструктур и СР, несмотря на то что все они получены в одинаковых условиях роста (вакуум, температура подложки, скорость конденсации), с нашей точки зрения, связан в основном с наличием и расположением дефектов КДН, которые, в свою очередь, могут зависеть от качества подложки КС1.

3.3. Верхние критические магнитные поля

Исследованы температурные зависимости верхних критических магнитных полей двухслойных гетероструктур и проведено их сравнение с такими же зависимостями для СР. Критические магнитные поля двухслойных сэндвичей более анизотропны, чем таковые для СР. В сверхрешетках вблизи T_c наблюдается 3D-поведение (трехмерное) параллельного критического поля $H_{c\parallel} \sim (T_c - T)$, а при низких температурах происходит кроссовер к 2D-поведению (рис. 6). Размерный кроссовер такого типа наблюдается для большого числа искусственных СР разных классов [16]. Качественные сравнения особенностей поведения верхних критических полей с наблюдаемыми для обычных искусственных СР позволяют сделать вывод, что полупроводниковые многослойные гетероструктуры состоят из сверхпроводящих слоев, разделенных несверхпроводящими прослойками, и относятся к классу сверхрешеток сверхпроводник–изолятор.

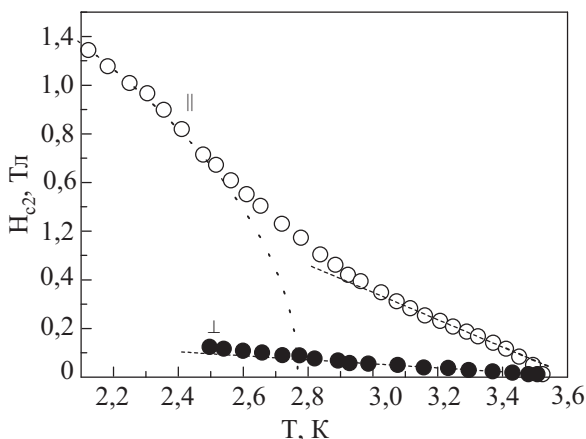


Рис. 6. Температурные зависимости параллельного и перпендикулярного верхних критических магнитных полей для СР PbTe/PbS, $d_{1,2} = 18,5$ нм, $n = 20$.

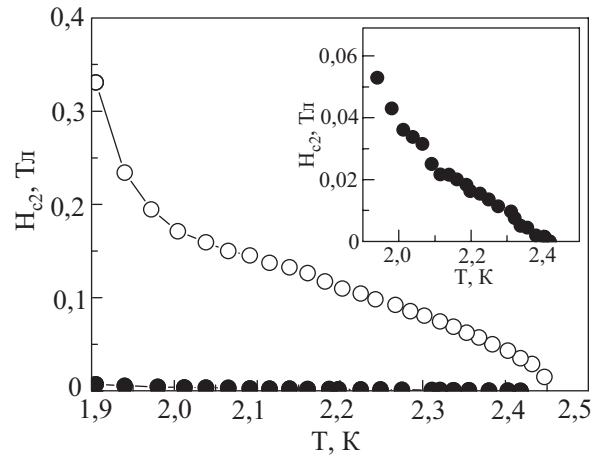


Рис. 7. Температурные зависимости параллельного и перпендикулярного (также на вставке) верхних критических полей для двухслойной гетероструктуры PbTe/YbS с толщинами слоев $d_{1,2} = 100$ нм.

В случае единичного интерфейса в двухслойных структурах наблюдается иная картина — 2D-поведение параллельного критического поля ($H_{c\parallel} \sim (T_c - T)^{1/2}$) начинается непосредственно от T_c (рис. 7). Более того, как видно на рис. 7, для двухслойных систем при низких температурах наблюдается кроссовер типа 2D–1D с резкой расхождением верхнего критического поля $H_{c\parallel}(T)$. Согласно теории [17], кроссовер такого типа характерен для сверхпроводящих наносетей. Следует отметить, что резкая расхождением наблюдается также и для перпендикулярного магнитного поля, что тоже характерно для сверхпроводящих наносетей. Эти экспериментальные факты находятся в соответствии с выводами нашей теоретической модели [11] о наноразмерной структуре интерфейсных сверхпроводящих слоев в полупроводниковых гетероструктурах $A^{IV}B^{VI}$.

Как видно на рис. 7, анизотропия H_{c2} очень сильная. Длина когерентности $\xi(0)$ при $T = 0$, рассчитанная из производной перпендикулярного критического поля вблизи T_c , находится в диапазоне 20–40 нм для разных образцов.

3.4. Нелинейный СВЧ отклик сверхпроводящих гетероструктур

На рис. 8 представлены температурные зависимости мощности СВЧ сигнала на частоте третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ и температурные зависимости сопротивления для двухслойной гетероструктуры PbTe/PbS с толщинами полупроводниковых слоев $d_{1,2} = 200$ нм и СР PbTe/PbS с $d_{1,2} = 130$ нм и количеством слоев $n = 8$. Зависимости $P_{3\omega}(T)$ имеют выраженный максимум ниже температуры сверхпроводящего перехода в отсутствие магнитного поля и в слабых магнитных полях, что характерно для сверхпроводников [13,14,18]. Ранее для сверхпроводников (поликристаллов, монокристал-

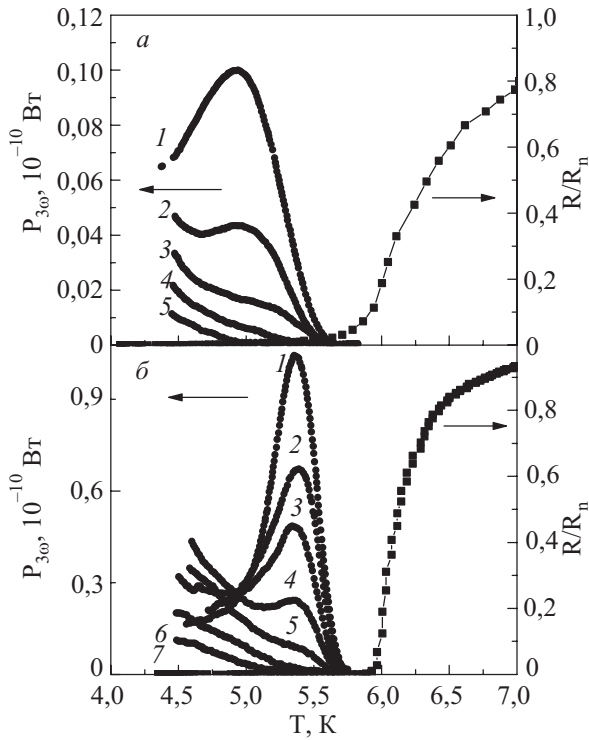


Рис. 8. Температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}$ при разных значениях магнитного поля и резистивные переходы в нулевом магнитном поле: а) двухслойная гетероструктура PbTe/PbS $d_{1,2} = 200$ нм, $H = 0$ (1); 1,2 (2); 2,5 (3); 3,75 (4); 15 (5) мТл; б) СР PbTe/PbS $d_{1,2} = 130$ нм, $n = 8$, $H = 0$ (1); 1,25 (2); 1,85 (3); 2,5 (4); 3,75 (5); 6,25 (6); 27,5 (7) мТл.

лов и тонких эпитаксиальных пленок YBCO, пленок Nb) была установлена корреляция между температурными зависимостями нелинейного СВЧ отклика и резистивными переходами в сверхпроводящее состояние [13,14,18]. Наличие такой корреляции дает возможность определять T_c по результатам бесконтактных СВЧ измерений. При этом температура появления отклика $P_{3\omega}(T)$ соответствует температуре обращения в нуль сопротивления образца T_{c0} , а температура, при которой достигается максимум нелинейности, соответствует температуре исчезновения тока пиннинга [13,14]. Подобная корреляция наблюдается и для образцов, исследованных в данной работе (см. кривые $P_{3\omega}(T)$ и $R(T)$ на рис. 8).

Как видно из сравнения рис. 8,а и 8,б, интенсивность пика нелинейности для СР больше таковой для двухслойной гетероструктуры примерно в 10 раз. Это, по-видимому, связано с наличием добавочных сверхпроводящих интерфейсов, участвующих в сверхпроводимости.

Критические температуры двухслойной гетероструктуры и СР в нулевом магнитном поле отличаются незначительно, а положение максимума нелинейности для двухслойной гетероструктуры сильно сдвинуто в область более низких температур отно-

сительного такового для СР, что, по-видимому, свидетельствует о значительно меньшей величине критического тока для двухслойной гетероструктуры по сравнению со сверхрешеткой.

Температурная зависимость нелинейного отклика в случае СР демонстрирует довольно узкий пик нелинейности, тогда как для двухслойных гетероструктур пик нелинейности более уширен, что может быть связано с более сильной неоднородностью сверхпроводящего слоя.

Из экспериментов следует, что локальный бесконтактный СВЧ метод исследования сверхпроводящих свойств подтверждает наличие сверхпроводимости в полупроводниковых гетероструктурах и применим для их исследования. Данный метод позволяет сканировать поверхность гетероструктуры и выявлять неоднородности в сверхпроводящих свойствах различных участков образца. Планируется проведение таких экспериментов.

Заключение

Установлена корреляция между структурными и сверхпроводящими свойствами двухслойных гетероструктур PbTe/PbS с разными толщинами полупроводниковых слоев. Показано, что двухслойные гетероструктуры условно можно разделить на 3 категории. К первой категории относятся образцы с относительно совершенной сеткой дислокаций несоответствия, покрывающей весь интерфейс, которые проявляют металлический тип проводимости в нормальном состоянии и демонстрируют полный переход в сверхпроводящее состояние. Ко второй категории относятся образцы с несплошной сеткой дислокаций несоответствия, имеющей местами разрывы, у которых возможен как металлический тип проводимости, так и полупроводниковый, но независимо от типа проводимости при низких температурах есть переход в сверхпроводящее состояние. Третья категория содержит островковую сетку дислокаций несоответствия, обнаруживает полупроводниковый тип проводимости и соответствующие образцы либо совсем не переходят в сверхпроводящее состояние, либо демонстрируют незаконченный переход с $T_c < 1$ К.

Локальный СВЧ метод, позволяющий бесконтактно регистрировать критическую температуру сверхпроводников, подтверждает наличие сверхпроводимости в двухслойных гетероструктурах, обнаруженной резистивным методом.

Найдены существенные отличия сверхпроводящих свойств двухслойных систем от таковых для сверхрешеток. Минимальная толщина полупроводниковых слоев, при которой появляется сверхпроводимость, для сверхрешеток существенно меньше, чем для двухслойных гетероструктур. Практически все сверхре-

шетки проявляют металлический тип проводимости и обнаруживают полный сверхпроводящий переход. Это обусловлено тем обстоятельством, что сетки краевых дислокаций несоответствия на более удаленных от подложки интерфейсах, даже в случае сверхрешеток с малыми толщинами полупроводниковых слоев, оказываются более совершенными. Как следует из полученных нами результатов, предыдущие попытки других авторов обнаружить сверхпроводимость в двухслойных гетероструктурах $A^{IV}B^{VI}$ оказались безуспешными, поскольку эксперименты проводились на сэндвичах со слишком малой толщиной полупроводниковых слоев.

Интенсивность пика нелинейности для сверхрешеток намного больше, чем для двухслойных гетероструктур, что связано с большим количеством интерфейсов, а следовательно, с большим количеством сверхпроводящего материала в образце.

Обнаружено отличие в характере зависимостей верхних критических полей от температуры для двухслойных гетероструктур и сверхрешеток. Критические магнитные поля двухслойных сэндвичей более анизотропны, чем таковые для сверхрешеток. В сверхрешетках вблизи критической температуры наблюдается $3D$ -поведение параллельного критического поля, а при низких температурах происходит кроссовер к $2D$ -поведению. В случае единичного интерфейса в двухслойных структурах наблюдается иная картина — $2D$ -поведение параллельного критического поля начинается непосредственно от T_c . При низких температурах наблюдается кроссовер типа $2D-1D$ с резкой расходимостью верхнего критического поля. Кроссовер такого типа характерен для сверхпроводящих наносетей.

Таким образом, продемонстрированы различия сверхпроводящих свойств двухслойных гетероструктур и сверхрешеток, а также двухслойных гетероструктур с разными толщинами полупроводниковых слоев, и показано, что основные различия поведения этих двух типов гетероструктур определяются качеством сеток краевых дислокаций несоответствия на интерфейсах и их количеством. Показано, что размерность и период самоорганизованных сверхпроводящих наноструктур в полупроводниковых гетероструктурах можно изменять подбором типа полупроводников, толщиной и количеством полупроводниковых слоев.

Работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (грант № F8/307-2004) и РФФИ России (грант № 06-02-16592). Авторы выражают признательность В.И. Нижанковскому за интерес к работе и полезные дискуссии.

1. K. Murase, S. Ishida, S. Takaoka, and T. Okumura, *Surf. Sci.* **170**, 486 (1986).
2. О.А. Миронов, Б.А. Савицкий, А.Ю. Сипатов, А.И. Федоренко, А.И. Чиркин, С.В. Чистяков, Л.П. Шпаковская, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 100 (1988).
3. D. Agassi and T.K. Chu, *Phys. Status Solidi* **B160**, 601 (1990).
4. И.М. Дмитренко, Н.Я. Фогель, В.Г. Черкасова, А.И. Федоренко, А.Ю. Сипатов, *ФНТ* **19**, 747 (1993).
5. О.А. Миронов, С.В. Чистяков, И.Ю. Скрылев, В.В. Зорченко, Б.А. Савицкий, А.Ю. Сипатов, А.И. Федоренко, *Письма в ЖЭТФ* **50**, 300 (1989).
6. А.И. Федоренко, В.В. Зорченко, А.Ю. Сипатов, О.А. Миронов, С.В. Чистяков, О.Н. Нашкина, *ФТТ* **41**, 1693 (1999).
7. N.Ya. Fogel, A.S. Pokhila, Yu.V. Bomze, A.Yu. Sipatov, A.I. Fedorenko, and R.I. Shekhter, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 512 (2001).
8. A.I. Erenburg, N.Ya. Fogel, Yu.V. Bomze, A.Yu. Sipatov, A.I. Fedorenko, V. Langer, and M. Norell, *Fiz. Nizk. Temp.* **27**, 127 (2001).
9. Н.Б. Брандт, Д.В. Гицу, Н.С. Попович, В.И. Сидоров, С.М. Чудинов, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 225 (1975).
10. Ю.А. Тимофеев, Б.В. Виноградов, Е.Н. Яковлев, *ФТТ* **23**, 2510 (1981).
11. N.Ya. Fogel, E.I. Buchstab, Yu.V. Bomze, O.I. Yuzepovich, A.Yu. Sipatov, E.A. Pashitskii, A. Danilov, V. Langer, R.I. Shekhter, and M. Jonson, *Phys. Rev.* **B66**, 174513 (2002).
12. N.Ya. Fogel, E.I. Buchstab, Yu.V. Bomze, O.I. Yuzepovich, M.Yu. Mikhailov, A.Yu. Sipatov, E.A. Pashitskii, R.I. Shekhter, and M. Jonson, *Phys. Rev.* **B73**, 161306(R) (2006).
13. E.E. Pestov, V.V. Kurin, and Yu.N. Nozdrin, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 131 (2001).
14. A.Yu. Aladyshkin, A.A. Andronov, E.E. Pestov, Yu.N. Nozdrin, V.V. Kurin, A.M. Cucolo, R. Monaco, and M. Boffa, *Radiophys. Quantum Electronics* **46**, 109 (2003).
15. L.S. Palatnik and A.I. Fedorenko, *J. Cryst. Grow* **52**, 917 (1981).
16. B.Y. Jin and J.B. Ketterson, *Adv. Phys.* **38**, 189 (1989).
17. L.A. Turkevich and R.A. Klemm, *Phys. Rev.* **B19**, 2520 (1979).
18. Ю.Н. Ноздрин, Е.Е. Пестов, В.В. Курин, С.В. Барышев, А.В. Бобыль, С.Ф. Карманенко, Д.А. Саксеев, Р.А. Сурис, *ФТТ* **48**, 2136 (2006).

Interface superconductivity in two-layer and multilayer semiconductivity IV–VI heterostructures

O.I. Yuzepovich, M.Yu. Mikhailov, S.V. Bengus, A.Yu. Aladyshkin, E.E. Pestov, Yu.N. Nozdrin, A.Yu. Sipatov, E.I. Buchstab, and N.Ya. Fogel

Some epitaxial semiconducting IV–VI heterostructures is known to be superconducting at temperatures as high as 6.5 K. Superconductivity in these systems is supposed to be related to the band inver-

sion in narrow-gap semiconductors due to the elastic stress field formed by misfit dislocation grids at the heterostructure interface. We report here a comparative study of superconducting properties of two-layer and multilayer IV–VI heterostructures. Superconducting critical temperature T_c and transition width of two-layer heterostructure is found to depend on thickness of layers and is influenced by quality of misfit dislocation grids at the interface. The superconducting properties of two-layer and multilayer heterostructures demonstrate essential distinctions. The minimum layer thickness of the two-layer heterostructures at which they display superconductivity is several times greater compared to that of the multilayer one. Upper critical magnetic fields H_{c2} for the two-layer heterostructures are more anisotropic. The multilayer heterostructures display a 3D behavior in the vicinity of T_c , and a 3D–2D crossover is observed

in the temperature dependence of H_{c2} with decreasing the temperature. For the two-layer heterostructures the 2D behavior starts directly at T_c and a 2D–1D crossover is observed with a sharp divergence of H_{c2} , which is characteristic for superconducting nets.

PACS: *68.35.bg* Semiconductors;
68.65.–k Low-dimensional, mesoscopic, and nanoscale systems: structure and nonelectronic properties;
73.21.–b Electron states and collective excitations in multilayers, quantum wells, mesoscopic, and nanoscale systems;
74.78.Fk Multilayers, superlattices, heterostructures.

Keywords: superconductivity, semiconducting heterostructures, edge misfit dislocations.