

PACS: 74.78.Fk Multilayers, superlattices, heterostructures,
74.25.F- Transport properties,
74.40.Kb Quantum critical phenomena
УДК 538.945

Индукцированный магнитным полем переход сверхпроводник изолятор в гетероструктурах PbTe/PbS и PbTe/YbS со сверхпроводящим интерфейсом

О.И. Юзефович^{1,2}, С.В. Бенгус^{1,2}, А.Ю. Сипатов³

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины, 61103, Харьков, Украина

²International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 95 Gajowicka Str., 53-421, Wrocław, Poland

³Национальный Технический Университет ХПИ, 61002 Харьков, ул. Фрунзе 27

yuzefovich@ilt.kharkov.ua

Проведено комплексное исследование и сравнение особенностей индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник-изолятор (superconductor-insulator transition — SIT) в гетероструктурах PbTe/PbS и PbTe/YbS с разной топологией сверхпроводящего ($T_c \leq 6.5\text{K}$) интерфейса. Установлено, что нарушение сплошности сверхпроводящего интерфейса является необходимым условием наблюдения индуцированного магнитным полем SIT в гетероструктурах PbTe/PbS и PbTe/YbS и существенно влияет на его характеристики: веерный набор резистивных кривых $R(T)$, пересечение кривых $R(B)$, высоту максимума на зависимостях $R(B)$ и отрицательное магнетосопротивление. В гетероструктурах с «совершенным», бездефектным интерфейсом признаков SIT не обнаружено. Таким образом, механизм SIT в данном случае связан с перколяционными явлениями, присущими гранулированным сверхпроводникам.

Сделан вывод, что полупроводниковые гетероструктуры A^IVB^VI типа со сверхпроводящим интерфейсом могут служить модельным объектом для изучения эффектов локализованной сверхпроводимости.

Ключевые слова: сверхпроводимость, переход сверхпроводник-изолятор, полупроводниковые гетероструктуры.

Проведено комплексне дослідження і порівняння особливостей індукваного магнітним полем переходу надпровідник-ізолятор (SIT) в гетероструктурах PbTe/PbS і PbTe/YbS з різною топологією надпровідного ($T_c \leq 6.5\text{K}$) інтерфейсу. Встановлено, що порушення суцільності надпровідного інтерфейсу є необхідною умовою спостереження індукваного магнітним полем переходу надпровідник-ізолятор в даних гетероструктурах і суттєво впливає на його характеристики: віяловий набір резистивних кривих $R(T)$, перетин кривих $R(B)$, висоту максимуму на залежностях $R(B)$ і негативний магнітоопір. У гетероструктурах з «досконалим», бездефектним інтерфейсом ознак SIT не виявлено. Таким чином, механізм SIT в даному випадку пов'язаний з перколяційними явищами, які властиві гранульованим надпровідникам.

Зроблено висновок, що напівпровідникові гетероструктури A^IVB^VI типу з надпровідним інтерфейсом можуть служити модельним об'єктом для вивчення ефектів локалізованої надпровідності.

Ключові слова: надпровідність, перехід надпровідник-ізолятор, напівпровідникові гетероструктури.

A comprehensive study and comparison of features of the magnetic field induced superconductor-insulator transition (SIT) in heterostructures PbTe/PbS and PbTe/YbS with different topologies of the superconducting ($T_c \leq 6.5\text{K}$) interface are carried out. It is found that the discontinuity of the superconducting interface is a necessary condition for the observation of the magnetic field tuned SIT in these heterostructures and significantly affects its features: a fan-like set of curves $R(T)$, an intersection of curves $R(B)$, maximum values on $R(B)$ curves and negative magnetoresistance. In heterostructures with “perfect”, defect-free interface none of these features are found. Thus, the mechanism of SIT in this case is associated with percolation phenomena inherent to granular superconductors.

It is concluded that A^IVB^VI -type semiconductor heterostructures with superconducting interface can be used as a model object for studying the effects of localized superconductivity.

Keywords: superconductivity, superconductor-insulator transition, semiconducting heterostructures.

Введение

Данная работа посвящена экспериментальному изучению индуцированного магнитным полем перехода

сверхпроводник-изолятор (quantum superconductor-insulator transition, SIT) в наноструктурах, возникающих на интерфейсе между полупроводниковыми слоями

эпитаксиальных гетероструктур PbTe/PbS и PbTe/YbS [1,2,3,4,5,6,7]. В настоящее время SIT [8] является одной из актуальных проблем физики. Под влиянием внешних воздействий таких, как магнитное поле (M-SIT), электрическое поле или транспортный ток сверхпроводимость разрушается, и система может перейти не в состояние нормального металла, а в состояние изолятора. Переход сверхпроводник-изолятор экспериментально наблюдается в таких низкоразмерных системах, как ультратонкие аморфные пленки $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$, $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$, InO_x , V_xO_2 , Bi , Ta , Bi/Sb , гранулированные пленки, массивы джозефсоновских контактов, ВТСП, и даже одномерные длинные нанопроволоки. Особенности SIT зависят от типа низкоразмерной системы и условий наблюдения (см. обзоры [8, 9]).

Основным признаком M-SIT является «верный» набор температурных зависимостей сопротивления $R(T)$ при низких температурах [8]. Причем в магнитных полях ниже некоторого критического поля B_c сопротивление уменьшается при понижении температуры, что свойственно сверхпроводникам. При $B > B_c$ картина меняется на противоположную: при понижении температуры сопротивление увеличивается, кривые $R(T)$ идут вверх, что свойственно изоляторам. Другим характерным признаком SIT является пересечение в одной точке кривых магнитосопротивления $R(B)$, измеренных при разных температурах. Третий отличительный признак SIT — появление отрицательного магнитосопротивления в области больших магнитных полей [8].

Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ, однозначного объяснения механизма перехода сверхпроводник-изолятор до сих пор не существует.

В гранулированных системах с малыми гранулами [10,11] и искусственно изготовленных регулярных массивах джозефсоновских контактов [12] SIT можно объяснить конкуренцией между джозефсоновской энергией связи между гранулами J и зарядовой кулоновской энергией отдельной гранулы E_c . При $E_c \gg J$ преобладает кулоновская блокада. В результате куперовские пары становятся локализованными и система переходит в состояние изолятора. Если же гранулы большие, то кулоновская блокада неэффективна. В таком случае SIT осуществляется путем разрушения джозефсоновских связей внешним воздействием (например, магнитным полем). При этом одночастичный транспорт блокируется ввиду необходимости преодоления потенциального барьера, соизмеримого с энергией сверхпроводящей щели [8].

Переход сверхпроводник-изолятор в однородных тонких разупорядоченных пленках объяснить намного сложнее. Чаще всего для трактовки экспериментальных

данных пользуются скейлинговой теорией Фишера [13] (теория дуальности между куперовскими парами и вихрями). Предполагается существование при $T=0$ делокализованных куперовских пар и локализованных вихрей ниже перехода, при полях $B < B_c$ (сверхпроводник), и локализованных пар при делокализованных вихрях выше перехода $B > B_c$ (изолятор). Зависимость сопротивления от магнитного поля и температуры подчиняется скейлинговому закону

$$R(\delta, T) = R_c F(\delta x / T^{\gamma/z}) \quad (1)$$

где $\delta = |B - B_c|$, F — некая константа, вводимая для соблюдения размерности уравнения, δ — изменяемый параметр, под воздействием которого осуществляется фазовый переход, в данном случае — магнитное поле, а γz — критическая экспонента. В модели предсказывается, что величина критического сопротивления на квадрат R_c должна быть равна универсальному квантовому сопротивлению $R_Q = h/4e^2 = 6.5 \text{ kOhm}$. Найденный в работе Фишера [13] скейлинговый закон для сопротивления, хорошо согласуется с рядом экспериментальных данных [см. обзор 8]). Тем не менее, во многих экспериментальных работах обнаружен значительный разброс величин критического сопротивления и критических экспонент (см. например [8, 14]). Таким образом, одно из основных предсказаний теории Фишера — универсальное квантовое сопротивление экспериментально наблюдается не во всех экспериментах.

В некоторых работах приводятся доказательства, как экспериментальные [15, 16], так и теоретические [17, 18, 19], в пользу перколяционного механизма SIT. Численное моделирование [20] с учетом квантовых флуктуаций в сверхпроводящих пленках с достаточно высоким уровнем беспорядка показало, что ультратонкие пленки распадаются (разделяются) на сверхпроводящие островки в изолирующей матрице. Экспериментальное свидетельство данного явления можно найти в работе [21]. Можно предположить, что механизм SIT в однородных тонких неупорядоченных пленках подобен наблюдаемому в гранулированных пленках. Например, в работе [22] двумерная неупорядоченная ультратонкая пленка TiN при температурах, близких к 0K, рассматривается как массив джозефсоновских контактов — гранулированная структура, в которой гранулы при низких температурах могут стать сверхпроводящими доменами, при этом сами гранулы разделены изолирующими областями, остающимися такими даже при сверхнизких температурах.

Интерес к изучению полупроводниковых гетероструктур $A^IV B^{VI}$ типа обусловлен возможностью

контролируемым образом создавать на их интерфейсе сверхпроводящие наноструктуры различной топологии. Ранее нами показано, [4-6], что сверхпроводимость интерфейса гетероструктур $A^{IV}B^{VI}$ вызвана инверсией зон в узкозонных полупроводниках (PbTe, PbS, PbSe), возникающих из-за неоднородных упругих напряжений вдоль сетки дислокаций несоответствия, при релаксации псевдоморфных напряжений эпитаксиального роста на интерфейсе. Период сверхпроводящих наносеток равен периоду сетки дислокаций несоответствия, зависит от комбинации полупроводников и варьируется в пределах 3,3–40 нм. Для гетероструктур PbTe/PbS он равен 5,2 нм, для PbTe/YbS – 3.3 нм. Варьируя параметры гетероструктур, такие как толщины полупроводниковых слоев и их количество, мы можем создавать как массивы единичных квантовых точек со слабыми джозефсоновскими связями, так и непрерывные сверхпроводящие наносетки и квазитрехмерные многослойные структуры (сверхрешетки). Такие сверхпроводящие наноструктуры обладают свойствами, присущими как 0-, 1-, 2-, так и 3-мерным системам. Поэтому полупроводниковые гетероструктуры PbTe/PbS и PbTe/YbS могут служить модельными объектами для изучения эффектов локализованной сверхпроводимости и реализации в них индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор [7]. Нами исследовано подавление сверхпроводимости сильным магнитным полем в 2D-самоорганизованных интерфейсных сверхпроводящих наноструктурах, возникающих в гетероструктурах PbTe/PbS. Впервые для таких структур обнаружены все характерные признаки индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор [7]. Целью данной работы было продолжение комплексных исследований индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор в гетероструктурах PbTe/PbS с разной топологией сверхпроводящего интерфейса и поиск данного эффекта в гетероструктурах PbTe/YbS.

Методика приготовления образцов и транспортных измерений

Исследованы транспортные свойства более 15 двухслойных гетероструктур PbTe/PbS и PbTe/YbS. Толщины полупроводниковых слоев, образующих гетероструктуры в данной работе равны и изменяются в диапазоне $d_{\text{PbTe}} = d_{\text{PbS(YbS)}} = d = 50\text{--}100$ нм. Халькогениды свинца PbTe и PbS – узкозонные полупроводники (ширина запрещенной зоны, которых $E_g < 0.3$ eV при температуре 4.2K), YbS – широкозонный. Все исследованные гетероструктуры формировались путем последовательной конденсации паров соответствующих полупроводников на нагретую до 520–570K подложку в безмасляном вакууме 10^{-6} Торр.

В качестве подложки использовалась свежесколотая поверхность (001) монокристалла KCl. Нижний слой на подложке всегда PbS для PbTe/PbS и YbS для PbTe/YbS. Толщины слоев полупроводников d и скорость осаждения контролировались *in situ* с помощью откалиброванного кварцевого резонатора. Халькогениды свинца испарялись термическим путем из вольфрамовых лодочек, а YbS – с помощью электронно-лучевого испарения. При изготовлении образцов использовались только стехиометрические мишени.

Данные полупроводники имеют кристаллическую структуру типа NaCl, с небольшим несоответствием ($f = 8\%$) между параметрами элементарной ячейки и при эпитаксиальном росте гетероструктур релаксация псевдоморфных напряжений происходит благодаря образованию на межфазной границе (интерфейсе) сетки краевых дислокаций несоответствия. При достижении некоторой критической толщины d_c верхнего слоя PbTe (для системы PbS/PbTe величина $d_c = 1$ нм) на интерфейсе возникают первые одиночные островки регулярной сетки дислокаций несоответствия ([6], см. также работу [23]); дальнейшее увеличение толщины приводит к укрупнению островков и последующему их слиянию в сплошную сетку дислокаций несоответствия. При больших толщинах (80–100 нм) сплошная квадратная сетка краевых дислокаций несоответствия покрывает весь интерфейс, но в ней могут быть некоторые локальные дефекты, например, нерегулярности периодичности [6]. Присутствие на интерфейсе сеток дислокаций несоответствия подтверждено результатами электронно-микроскопических исследований «на просвет» [см. рис.1 раб. [6]].

Транспортные измерения проведены в криостате Oxford Instruments в интервале температур 1.4–300K. Точность определения и стабилизации температуры не хуже 10^{-3} K.

Сопротивление R измерялось четырехзондовым методом, образцы представляли собой двойные холловские структуры. Измерения проводились как на постоянном токе, так и на переменном токе (50нА, 13Гц). Направление транспортного тока \mathbf{I} параллельно плоскости образца при соблюдении условия $\mathbf{I} \perp \mathbf{B}$. Величины верхних критических магнитных полей B_{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 работах [4, 5, 6].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В данной работе исследовано влияние магнитного поля на сверхпроводящие свойства двухслойных гетероструктур PbTe/PbS и PbTe/YbS с разными толщинами полупроводниковых слоев. Детально будут

рассмотрены результаты, полученные на двух образцах PbTe/PbS (образец D с $d=65$ нм, E – $d=40$ нм) и одном образце PbTe/YbS (F – $d=70$ нм).

Как отмечалось во введении, ранее нами установлено [4-6], что сверхпроводимость интерфейса гетероструктур $A^{IV}B^{VI}$ связана с инверсией зон в узкозонных полупроводниках (PbTe, PbS, PbSe) из-за периодических упругих напряжений, создаваемых дислокациями несоответствия вблизи межфазной границы. На интерфейсе возникает металлическая наноструктура, которая геометрически совпадает с сеткой дислокаций несоответствия, период которой составляет 5.2 нм для PbTe/PbS и 3.3 нм для PbTe/YbS [3-6].

Было установлено, что двухслойные гетероструктуры PbTe/PbS условно можно разделить на 3 категории [6]. К первой категории относятся образцы с толщинами полупроводниковых слоев $d > 80$ нм. Они имеют металлический тип проводимости в нормальном состоянии и критические температуры T_c – в интервале 4.2 – 6.5 К. Влияние магнитного поля на такие образцы рассмотрено в работе [7] (образец С, рис.4). Установлено, что для гетероструктур из данной категории с относительно совершенной сеткой дислокаций несоответствия, и, следовательно, достаточно совершенной, регулярной проводящей наносеткой на интерфейсе [6] характерные признаки M-SIT не наблюдаются в доступном нам интервале температур (см. Рис.5 в работе [7].)

Ко второй категории относятся образцы с толщинами 50–70 нм. Эту категорию можно назвать промежуточной. Образец в нормальном состоянии может демонстрировать как металлический тип проводимости, так и полупроводниковый, но независимо от типа проводимости при низких температурах переходит в сверхпроводящее состояние. Критическая температура изменяется в интервале 2.3 – 3.3К. Значения $r = R_{300}/R_n$ находятся в интервале 0.9–1.7. Это наиболее интересная категория образцов для изучения эффектов локализованной сверхпроводимости. К данной категории относятся образцы А и В, исследованные в работе [7] и образец D ($d=65$ нм), исследованный в данной работе. Подобные свойства имеет образец F – гетероструктура PbTe/YbS ($d=70$ нм).

Третья категория – образцы с $d \leq 40$ нм [6]. Зависимости $R(T)$ в нормальном состоянии для таких образцов всегда характеризуются отрицательным коэффициентом сопротивления dR/dT выше T_c . Величины сопротивления R_n больше 1.5 кОм, а $r < 1$. Для таких систем T_c часто оказывается меньше 1К, и они демонстрируют незаконченный переход в сверхпроводящее состояние до самых низких температур, при которых проводились эксперименты

(0.3К), либо вообще не переходят в сверхпроводящее состояние. К третьей категории относится образец E – PbTe/PbS с $d=40$ нм.

Наиболее интересное поведение в сильных магнитных полях демонстрируют образцы с толщинами полупроводниковых слоев $40 < d < 80$ нм, к которым относятся образцы А и В исследованные ранее [7] и образцы D и E. Для таких образцов наблюдаются все характерные особенности индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник-изолятор отмеченные во введении (см. рис. 1-4 из работы [7] и рис. 1). Следует подчеркнуть, что поведение этих образцов существенно зависит от толщины полупроводниковых слоев, и, следовательно, от качества интерфейсных сверхпроводящих наноструктур. А именно, нами экспериментально наблюдаются три различных типа эволюции зависимостей $R(T)$ при варьировании магнитного поля.

Первый тип, как видно из рис. 1 работы [7], характеризуется наличием горизонтальной сепаратриссы, четко разделяющей кривые $R(T)$ со сверхпроводящим переходом, идущие вниз с понижением температуры, и кривые $R(T)$ с ростом сопротивления по типу изолятора, т.е. идущие вверх при понижении температуры. Такой тип «веерных» зависимостей принято считать «идеальным» при наблюдении M-SIT [8]. Данное поведение наблюдается для всех гетероструктур с толщинами полупроводниковых слоев $d = 70 - 80$ нм с проводящей сеткой на интерфейсе имеющей «не сильные» дефекты, повторяющие дефекты сетки дислокаций несоответствия (рис.1.б в работе [6]). Этот тип веерных температурных зависимостей сопротивления характерен для ультратонких аморфных пленок Bi [24]. Как следует из рис.1 работы [7] результаты экспериментов для образцов с $d=70$ нм выглядят идеально, сепаратрисса горизонтальна, как это и предполагается в теории Фишера. Переход сверхпроводник-изолятор в данном случае хорошо укладывается в однопараметрическую скейлинговую схему, сепаратрисса строго горизонтальна. Обработка экспериментальных результатов в соответствии с теорией [13] по формуле 1 позволила нам свести все экспериментальные точки с кривых в две ветви одной скейлинговой кривой четко разделяющиеся на два состояния: сверхпроводящее и изоляционное. Для образца А результат данного скейлинга в перпендикулярном интерфейсу магнитном поле представлен в работе [7] на Рис.2. Из скейлинговых зависимостей определены критические параметры индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник-изолятор. Следует отметить, что для образцов с «идеальным» типом «веерных» зависимостей, т.е. с горизонтальной сепаратриссой,

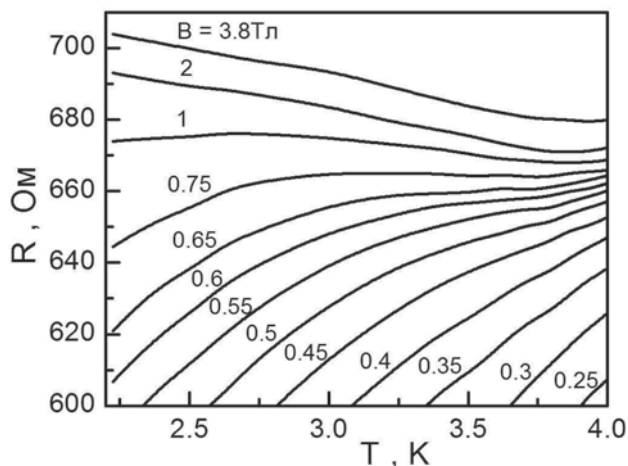


Рис.1. Зависимости $R(T)$ при различных значениях магнитного поля (B , Тл), параллельного интерфейсу, $d=65$ нм. Образец D.

сопротивление в сильных магнитных полях по сравнению с R_c возрастает примерно на 10% в магнитных полях около 6Т уже при температурах около 1.5К, а не при сверхнизких температурах как в случае ультратонких аморфных пленок. Однако даже для таких структур остается открытым вопрос о дуализме системы 2e-бозоны - вихри, потому что второе условие теории Фишера не выполняется, а именно, критическое сопротивление перехода R_c зависит от свойств конкретной системы и не равно квантовому.

Для образцов с «идеальным» типом «веерных» зависимостей, т.е. с горизонтальной сепаратриссой, мы всегда наблюдаем второй специфический признак M-SIT – единую точку пересечения магнетопольевых зависимостей сопротивления при разных температурах $R(B)$ как перпендикулярном, так и в параллельном интерфейсу магнитном поле.

На более тонких образцах с сильно неоднородным (островковым) интерфейсом $d = 60$ нм Рис.3 из работы [7] и $d = 65$ нм рис.1 экспериментально наблюдаются

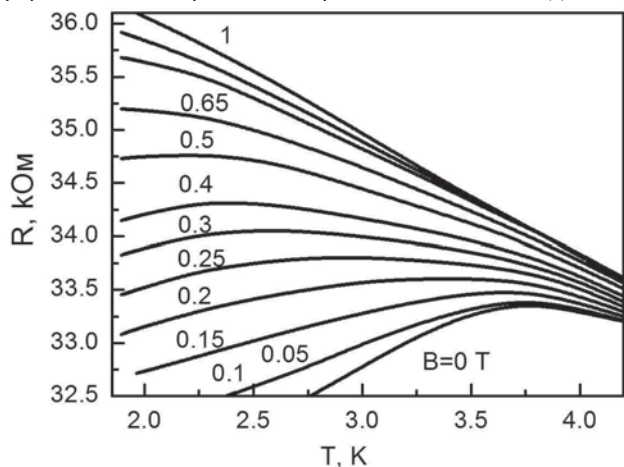


Рис.2. Зависимости $R(T)$ при различных значениях магнитного поля (B , Тл), параллельного интерфейсу, $d=40$ нм. Образец E.

более сложные веерные типы зависимостей $R(T)$. В диапазоне промежуточных полей $B=0.45$ и до $B=2$ Тл зависимости $R(T)$ имеют два экстремума - минимум вблизи начала сверхпроводящего перехода и максимум при более низких температурах с последующим переходом в сверхпроводящее состояние [8], аналогично наблюдаемым на образце В в работе [7]. В данном случае сепаратрисса нелинейная $dR/dT \neq 0$, поэтому однопараметрическая скейлинговая теория Фишера [13] неприменима, а критическое значение сопротивления перехода сверхпроводник-изолятор R_c определить невозможно [8]. Поэтому в данной работе мы не будем сопоставлять экспериментальные данные с теорией Фишера и рассмотрим влияние не перпендикулярного, а параллельного магнитного поля на SIT. В данной геометрии можно пренебречь силой Лоренца, т.е. движением вихрей и движением свободных носителей по круговым орбитам в магнитном поле.

Немонотонная зависимость сепаратриссы от температуры может быть связана с присутствием неоднородностей и одночастичным туннелированием между сверхпроводящими областями (гранулами) [8] и наблюдается в системах, где сверхпроводимость возникает поэтапно – сначала в гранулах, а затем устанавливается джозефсоновская связь между ними. В данном случае зависимости $R(B)$, полученные при разных температурах также пересекаются, но единая точка пересечения отсутствует. Экспериментально такие же особенности зависимостей $R(T)$ и $R(B)$ наблюдались нами для гранулированных пленок NbN-SiO₂ [25], где тоже не было единой точки пересечения на зависимостях $R(B)$.

В образцах с малыми d интерфейс неоднородный, сверхпроводимость локализована в небольшом количестве сверхпроводящих островков, джозефсоновской связи между которыми практически нет (образец E $d=40$ нм). Сверхпроводящий переход в таких образцах неполный и реализуется частично. Веерный набор температурных зависимостей сопротивления присутствует, но экспоненциальное возрастание сопротивления полупроводников при понижении температуры не дает возможности определить сепаратриссу (рис.2, образец E). Сверхпроводящий интерфейс вносит несущественный вклад в проводимость всей гетероструктуры в целом. «Прощупать» наличие локализованной сверхпроводимости можно с помощью кривых $R(B)$. А именно, для всех гетероструктур PbTe/PbS с толщинами $40 < d < 80$ нм в параллельном магнитном поле - третий признак SIT – наличие максимума в слабых магнитных полях и отрицательного магнетосопротивления в сильных, наиболее ярко проявляющаяся для образцов с $d < 60$ нм (Рис.3). Зависимость транспортных

свойств от толщины полупроводников для образцов PbTe/YbS ранее нами не изучалась, но такое же поведение демонстрирует образец F (рис.4, $d=70$ нм). Отрицательное магнетосопротивление обусловлено распадом локализованных куперовских пар в сверхпроводящих островках (гранулах) и повышением вклада одночастичного транспорта в проводимость системы. Наличие отрицательного магнетосопротивления можно считать своеобразным тестом локализованной сверхпроводимости.

Для гетероструктуры PbTe/YbS $d = 70$ нм также наблюдаются веерные температурные зависимости сопротивления при разных значения магнитного поля. На зависимостях $R(B)$ в слабых магнитных полях наблюдается единая точка пересечения, при увеличении магнитного поля зависимости начинают смещаться,

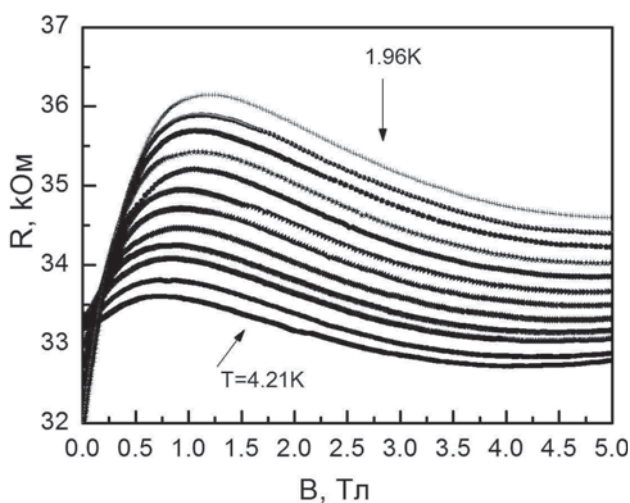


Рис.3. Зависимости $R(B)$ в параллельном интерфейсу магнитном поле, $d=40$ нм. Образец E.

единой точки уже нет, но ярко выражено наличие отрицательного сопротивления, свидетельствующее о начале распада куперовских пар. Корреляция свойств структуры интерфейса с SIT пока до конца не изучена.

Есть ещё множество вопросов (см. также [8]) в проблеме реализации SIT. Мы показали, что наличие неоднородности структуры является необходимым атрибутом наблюдения SIT, а также что различие степени неоднородности влияет на характерные признаки эффекта. Какими должны быть форма и размер [26] гранул, и как сформировать высокий потенциальный барьер для надежного подавления квазичастичного транспорта между гранулами сверхпроводника? Как формируется пространственная неоднородность параметра порядка в однородных разупорядоченных пленках?

Выводы

Установлено, что нарушение непрерывности сверхпроводящего интерфейса является необходимым

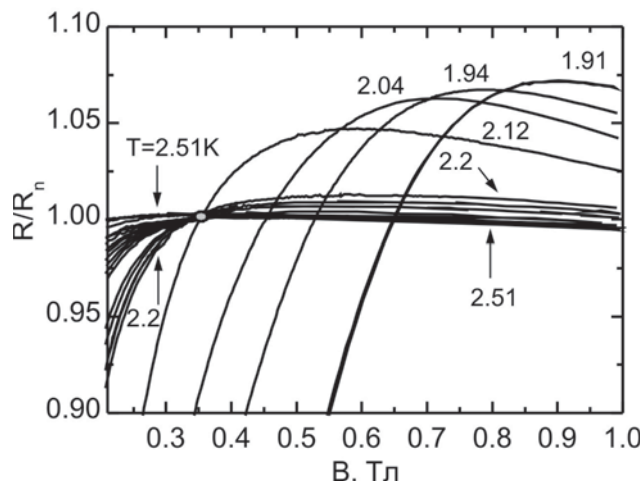


Рис.4. Зависимости $R(B)$ в параллельном интерфейсу магнитном поле, $d=70$ нм. Образец F.

условием наблюдения индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник-изолятор и существенно влияет на его характеристики: веерный набор резистивных кривых $R(T)$, пересечение кривых $R(B)$ как в перпендикулярном, так и в параллельном к интерфейсу магнитном поле, а также отрицательное магнетосопротивление.

Для образцов с менее дефектной интерфейсной наносеткой наблюдается «идеальный» SIT с горизонтальной сепаратриссой, четко разделяющей сверхпроводящее и изоляционное состояния, и единая точка пересечения кривых $R(B)$. Для таких образцов выполнен скейлинговый анализ в рамках теоретической модели Фишера. Для более дефектных сверхпроводящих наносеток в гетероструктурах PbTe/PbS и PbTe/YbS наблюдаются особенности SIT характерные гранулированным пленкам, а именно, немонотонная или наклонная сепаратрисса, пересечение кривых $R(B)$, но не в единой точке и отрицательное магнетосопротивление.

В гетероструктурах с совершенным интерфейсом признаков SIT не обнаружено. Сделан предварительный вывод, что природа SIT в данном случае связана с перколяционными явлениями, присущими гранулированным сверхпроводникам.

Таким образом, показано, что полупроводниковые гетероструктуры A^IVB^VI типа могут служить модельным объектом для изучения эффектов локальной сверхпроводимости, так как в них контролируемым образом можно изменять свойства сверхпроводящего интерфейса.

Детальное экспериментальное исследование особенностей перехода свехпроводник-изолятор в области более низких температур и сопоставление с теоретическими моделями будет проведено позже.

Работа выполнена при частичной поддержке целевой комплексной программы фундаментальных

исследований НАН Украины «Фундаментальные проблемы наноструктурных систем, наноматериалов, нанотехнологий» (грант № 26/13-Н).

1. 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) [*JETP Letters* **48**, 106 (1988)].
2. А.И. Федоренко, В.В. Зорченко, А.Ю. Сипатов, О.А. Миронов, С.В. Чистяков, О.Н. Нащекина, *ФТТ* **41**, 1693 (1999) [*Phys. Solid State* **41**, 1551 (1999)].
3. 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).
4. 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. B* **73**, 161306(R) (2006).
5. 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. B* **66**, 174513 (2002).
6. О.И. Юзефович, М.Ю. Михайлов, С.В. Бенгус, А.Ю. Аладышкин, Е.Е. Пестов, Ю.Н. Ноздрин, А.Ю. Сипатов, Е.И. Бухштаб, Н.Я. Фогель, *ФНТ* **34**, 1249 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 985 (2008)].
7. С.В. Бенгус, А.Ю. Сипатов, О.И. Юзефович, *ФНТ*, т.39, №8, с.896–903 (2013)
8. В.Ф. Гантмахер, В.Т. Долгополов, *УФН* **180**, 3 (2010) [*Physics-Uspeski* **53**, 1 (2010)].
9. А.М. Goldman, *Int. J. Mod. Phys. B* **24**, 4081 (2010).
10. К.Б. Ефетов, *ЖЭТФ* **78**, 2017 (1980) [*Sov. Phys. JETP* **51**, 1015 (1980)].
11. I.S. Beloborodov, A.V. Lopatin, and V.M. Vinokur, K.B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 469 (2007).
12. R. Fazio and H.S.J. van der Zant, *Phys. Rep.* **355**, 235 (2001).
13. M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 923 (1990).
14. А.М. Goldman, *ФНТ* **36**, 1107 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 884 (2010)].
15. E. Bielejec and W. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 206802 (2002).
16. K.H. Sarwa B. Tan, Kevin A. Parendo, and A.M. Goldman, *Phys. Rev. B* **78**, 014506 (2008).
17. Y. Dubi, Y. Meir, and Y. Avishai, *Phys.Rev.B.* **71**, 125311 (2005), *Phys Rev. B* **73**, 054509 (2006).
18. Y. Dubi, Y. Meir, Y. Avishai, *Nature* **449**, 876 (2007).
19. Y.M. Strelniker, A. Frydman, and S. Havlin, *Phys. Rev. B* **76**, 224528 (2007).
20. A. Ghosal, M. Randeria, and N. Trivedi, *Phys. Rev. B* **65**, 014501 (2001).
21. D. Kowal and Z. Ovadyahu, *Solid State Comm.* **90**, 783 (1994).
22. V.M. Vinokur, T.I. Baturina, M.V. Fistul, A.Yu. Mironov, M.R. Baklanov, and C. Strunk, *Nature* **452**, 613 (2008).
23. L.S. Palatnik, A.I. Fedorenko, *J. Cryst. Grow* **52**, 917 (1981).
24. Haviland D.B., Liu Y., Goldman A.M., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2180 (1989).
25. О.И. Юзефович, Б. Костельска, С.В. Бенгус, А. Витковска, *ФНТ* **36**, №12, 1312 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 1058 (2010)].
26. В.Ф. Гантмахер, *ФНТ* **37**, 71 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 59 (2011)].