

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА НА СЕТКЕ ДИСЛОКАЦИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВЕРХРЕШЕТОК PbTe–PbS

О.А.Миронов, С.В.Чистяков, И.Ю.Скрылев,
В.В.Зорченко, Б.А.Савицкий, А.Ю.Сипатов,
А.И.Федоренко

Впервые у модельных объектов слоистых сверхпроводников на температурных и угловых зависимостях верхних критических полей $H_{c2}(T, \theta)$ (θ – угол наклона магнитного поля к плоскости сверхрешетки) и критических токов $I_c(T)$ обнаружены особенности, связанные с двумя типами размерных переходов, свидетельствующих о локализации параметра порядка.

Известно, что для слоистых соединений в сверхрешетках (СР) на температурных зависимостях верхнего критического поля, параллельного слоям, $H_{c2}''(T)$ наблюдается размерный кроссовер $3D - 2D$ при локализации сверхпроводимости (СП) в слоях с более высокими критическими параметрами¹. Для металлических СР с сильно различающимися коэффициентами диффузии слоев теория² предсказала дополнительный излом на температурных зависимостях продольного H_{c2}'' и поперечного H_{c2}^{\perp} магнитных полей в $2D$ -области, связанный со смещением СП зародыша в сторону слоев с большим H_{c2} . Этот эффект наблюдался с СР Nb–Ti и Nb–Ta^{3,4}. Недавно в⁵ при исследовании угловых зависимостей $H_{c2}(\theta)$ СП СР определены условия, при которых на температурной зависимости параметра

$$\varphi(T) = \frac{1}{H_{c2}} \left. \frac{dH_{c2}}{d\theta} \right|_{\theta = > 0} \quad (\theta \text{ – угол между магнитным полем и плоскостью СР})$$

могут

появляться особенности. Отметим, что открытие высокотемпературной СП (ВТСП) стимулировало более интенсивные исследования свойств СП СР, как модельных объектов слоистых сверхпроводников^{1,6,7}.

В настоящем сообщении впервые у СП СР PbTe–PbS^{6,7} обнаружены осцилляции температурного хода параметра $\varphi(T)$, предсказанные в⁵, а также приводятся данные о появлении в $2D$ -области новых особенностей на кривых $H_{c2}^{\parallel}(T)$, $H_{c2}^{\perp}(T)$ и $I_c(T)$.

Образцы приготавливались в безмасляном вакууме 10 Па в условиях, описанных в^{6,7} и приводящих к формированию на границах раздела слоев PbTe и PbS упорядоченных сеток дислокаций несоответствия (ДН), ответственных за возникновение СП, не наблюдаемой в одиночных монослоях PbTe и PbS (подробнее см. в^{6,7}). Период СР $D = d_{\text{PbTe}} + d_{\text{PbS}}$ варьировался в интервале 21 – 71 нм, число периодов $N \leq 10$ (толщины слоев PbTe и PbS примерно равны). Величина H_{c2} определялась по уровню сопротивления $0,5R_n$ (R_n – остаточное сопротивление при $T > T_c$). Следует отметить, что определение H_{c2} по другим уровням R_n качественно не изменяет вид кривых $H_{c2}(T)$. Предварительно было выяснено, что наибольшими значениями $T_c = 5,5$ К обладают СР с D порядка 35 нм, а минимальной структурной единицей, у которой наблюдается СП с T_c до 5,3 К, является трехслойный сэндвич PbS–PbTe–PbS (две межфазные границы). В двухслойном сэндвиче PbS–PbTe (одна межфазная граница) СП отсутствовала при $T_c > 1,5$ К, хотя по данным электронной микроскопии структура межфазной границы (совершенство сетки ДН) и слоев не отличалась от структуры трехслойного сэндвича, что подтверждает идею, высказанную Дзялошинским и Кацем⁸, о подавлении дальнего порядка в двумерном слое из-за квантовых флуктуаций фазы волновой функции и восстановлении его даже при слабом взаимодействии, как минимум, двух таких слоев. С ростом числа N T_c СР возрастает, но практически перестает меняться при $N > 10$. Критическая температура понижается при увеличении или уменьшении D относительно 35 нм.

На рис. 1а, б представлены зависимости $H_{c2}^{\parallel}(t)$ и $H_{c2}^{\perp}(t)$ ($t = T/T_c$) для СР с $N = 10$ и различными D (кривые 1 – 4) и трехслойного сэндвича (кривая 5). Остаточная проводимость образца $N = 4$ в 2,5 раза, T_c в 1,8 раза выше, чем у образца $N = 1$ за счет более оптимальных параметров слоев полупроводников, составляющих СР. Обращают на себя внимание особенности: вблизи T_c зависимости $H_{c2}(t)$ практически линейные, наклон кривых $dH_{c2}(t)/dt$ резко изменяется и достигает экстремумов вблизи значений $t = 0,9; 0,8; 0,7; 0,6$ и $0,5$. Первый резкий изгиб $H_{c2}(t)$ для СР соответствует переходу из области $3D$ - в $2D$ -область, когда длина когерентности $\xi^{\perp}(T)$ становится меньше D и параметр порядка локализуется в слоях полупроводника с более высокими критическими параметрами (слой PbTe в основном определяют проводимость СР⁷). Для трехслойного сэндвича (кривая 5) характерно только двумерное поведение при $T < T_c$.

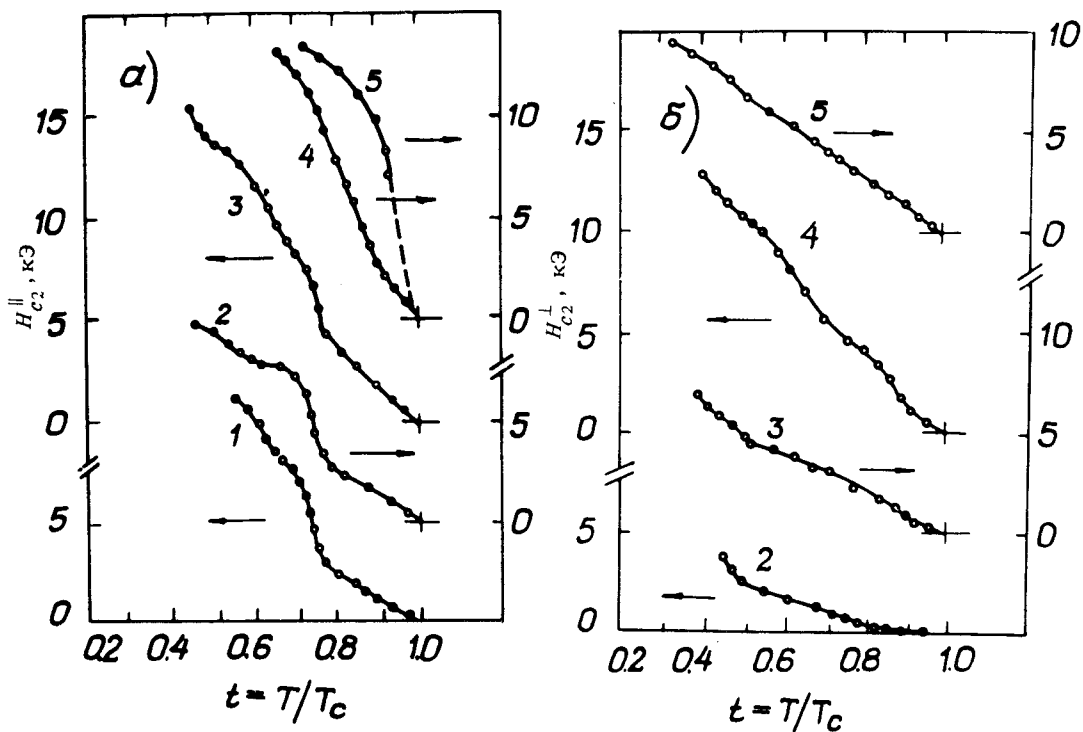


Рис. 1. Температурные зависимости. а – Продольного H_{c2}^{\parallel} , б – поперечного H_{c2}^{\perp} верхних критических полей СР PbTe–PbS с различными периодами: 1 – 35 нм, $T_c = 3$ К; 2 – 71 нм, $T_c = 3,3$ К; 3 – 31 нм, $T_c = 4,5$ К; 4 – 35 нм, $T_c = 5,5$ К; 5 – трехслойный сэндвич PbS–PbTe–PbS – (17 – 18 – 17) нм, $T_c = 5,3$ К

Отметим, что для всех исследованных СР при переходе $3D - 2D$ ξ^{\perp} находится в интервале 14 – 20 нм, что свидетельствует о том, что СП зародыш в магнитном поле локализован в слое примерно того же масштаба величины. Оценка толщины СП слоя по формуле Гинкхама⁸ для тонкой пленки также дает в области перехода значения 10 – 15 нм. СР с большим периодом можно считать состоящей как бы из набора трех областей – “изолирующих” слоев PbS, областей PbTe с наведенной в них СП и сильно деформированного слоя толщиной d вблизи сетки ДН, ответственного за появление СП⁷. При $2d > d_{PbTe}$ поля деформаций сеток ДН сильно перекрываются и слой PbTe, обрамленный двумя сетками ДН, можно считать единым СП слоем, взаимодействующих с соседними слоями PbTe через прослойки PbS посредством эффекта близости. Оптимальные T_c следует ожидать у СР с $d_{PbTe} \sim 2d_s \sim 17$ нм, что и наблюдается в эксперименте.

Дополнительная информация о характере локализации параметра порядка была получена из измерений $H_{c2}(\theta)$ при различных температурах. Оказалось, что при малых θ , удовлетворяющих условию $\sin\theta/\cos^2\theta < HD/2\pi\Phi_0$ ($\Phi_0 = ch/2e$), зависимость $H_{c2}(\theta)$ в 2D-области за линейными участками кривых $H_{c2}(T)$ хорошо описывается модифицированной формулой Тинкхама⁹, отличающейся от обычной формулы для тонкой пленки перенормировкой перпендикулярного критического поля $\tilde{H}_{c2}^\perp = H_{c2}^\perp (\tilde{T}_c - T) / (T_c - T)$ (формула Глазмана¹⁰). Вычисленные по кривым $H_{c2}(\theta)$ температуры \tilde{T}_c хорошо согласуются с температурами кроссовера 3D-2D-зависимости $H_{c2}^\parallel(T)$, а для параметра $\varphi(T)$ характерны осцилляции (рис. 2а) предсказанные в⁵.

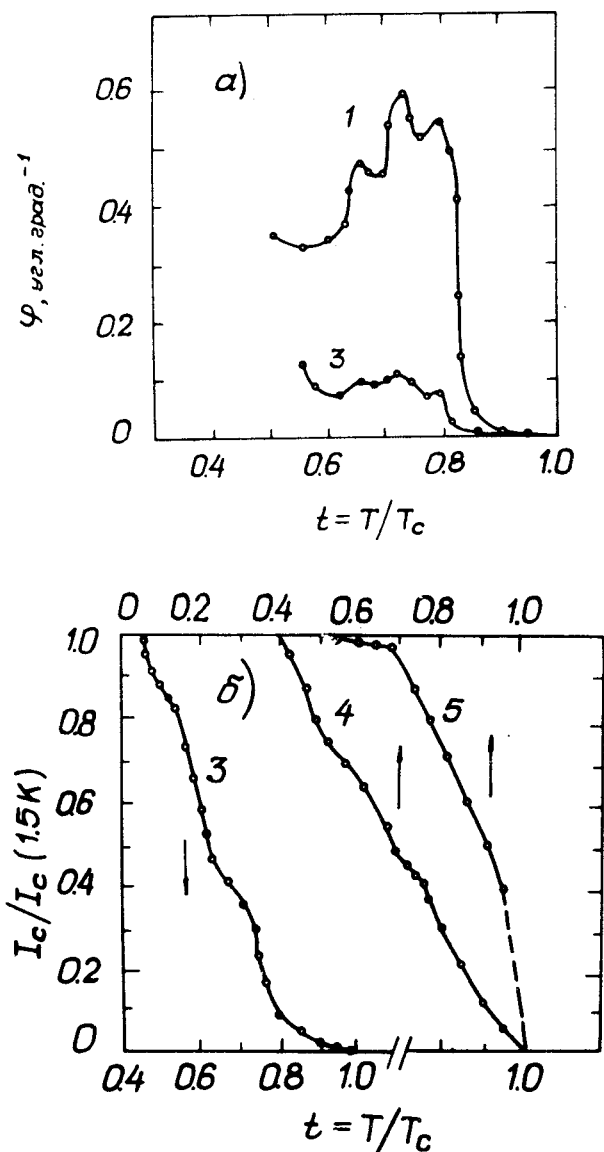


Рис. 2. Температурные зависимости
 а - параметра $\varphi(T) = \frac{1}{H_{c2}} \left. \frac{dH_{c2}}{d\theta} \right|_{\theta \rightarrow 0}$
 б - критического тока I_c СР
 PbTe-PbS (нумерация образцов соответствует подписям к рис. 1)

Температурные зависимости критического тока $I_c(T)$ (измерялся ток, вызывающий появление на потенциальных контактах напряжения 10 мкВ) также отражают указанные выше аномалии хода $H_{c2}(T)$ (см. рис. 2б).

Серии особенностей на зависимостях $H_{c2}(T)$, $\varphi(T)$ и $I_c(T)$ в 2D-области, по-видимому, отражают аналогичные аномалии и на температурной зависимости СП энергетической щели и дифференциального сопротивления данных СР при низких температурах⁷. По нашему

мнению, уазанные особенности связаны с тем, что по мере увеличения магнитного поля и снижения температуры в $2D$ -области происходит локализация параметра порядка сначала в слоях PbTe, а затем в окрестности дислокационных сеток на границе раздела слоев PbTe и PbS с последующей локализацией на узлах сетки ДН. Учитывая квазидвумерный характер ВТСП можно предсказать обнаружение аналогичных нашим аномальных особенностей на зависимостях $H_{c2}(T, \theta)$, что уже проявилось при изучении $I_c(T)$ в тех же областях параметра t ^{11, 12}.

Авторы выражают благодарность Н.Я.Фогель, Л.И.Глазману, В.Г.Черкасовой и В.Л.Товажнянскому за плодотворное обсуждение экспериментальных результатов.

Литература

1. *Mattijasevich V., Beasley M.R.* Metal superlattices, Artif. Struct. Mater. Amsterdam, 1987.
2. *Takahashi S., Tachiki M.* Phys. Rev. B, 1986, **33**, 4620; **34**, 3162.
3. *Karkut M.G. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 175.
4. *Braussard P.R., Geballe T.H.* Phys. Rev. B, 1987, **35**, 1664.
5. *Takanaka K.* Phys. Soc. Jap., 1989, **58**, 668.
6. *Миронов О.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **48**, 100.
7. *Янсон И.К. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1989, **49**, 293.
8. *Дзялошинский И.Е., Кац Е.И.* ЖЭТФ, 1968, **55**, 2373.
9. *Tinkham M.* Phys. Rev., 1963, **129**, 2413.
10. *Глазман Л.И.* ЖЭТФ, 1987, **93**, 1373.
11. *Mannhart J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, **61**, 2476.
12. *Vries J.W.C. et al.* Appl. Phys. Lett., 1988, **52**, 1904.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
25 августа 1989 г.

Харьковский политехнический институт
им. В.И.Ленина
