

538.945

ЛОКАЛИЗОВАННАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ДВОЙНИКОВЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

И. Н. Хлюстиков, А. И. Буздин

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	47
2. Характеристики образцов	50
3. Сверхпроводимость уединенной плоскости двойникового (СПД). Эксперимент	52
3.1. СПД в сверхпроводнике I рода — олове. 3.2. Фазовая диаграмма СПД в олове. 3.3. СПД в сверхпроводнике II рода — ниобии. 3.4. Другие металлы. Выводы.	
4. Теоретическое описание сверхпроводимости плоскости двойникового	64
4.1. Модифицированный функционал Гинзбурга — Ландау. 4.2. Фазовая диаграмма и магнитные свойства СПД.	
5. Сверхпроводимость плоскости двойникового в «отсутствии» эффекта близости	78
5.1. Эксперимент. 5.2. Теория.	
6. Двойникование в высокотемпературных сверхпроводниках	84
7. Заключение	86
Список литературы	87

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы была обнаружена и исследована сверхпроводимость нового объекта — плоскости двойникового (ПД) металлических кристаллов¹⁻¹⁷. Сверхпроводимость плоскости двойникового (СПД), как оказалось, характеризуется целым рядом уникальных свойств, существенно отличающих СПД от обычной объемной сверхпроводимости. Надо отметить, что и сама по себе физика двойников вызывает все больший интерес исследователей (см., например,¹⁸⁻²⁴).

По определению двойникование — это образование в образце двух монокристаллических областей (двойников), кристаллические структуры которых связаны друг с другом операцией точечной симметрии. ПД представляет собой границу между двойниками, являясь одной из кристаллографических плоскостей.

Рассмотрим простейший модельный пример двойника в двумерной кристаллической решетке с прямоугольной элементарной ячейкой. На рис. 1а изображен двойниковый бикристалл, а на рис. 1, б для сравнения представлен случай межкристаллитной границы общего положения. Двойниковая граница на рис. 1, а является новой плоскостью зеркальной симметрии, в общем же случае двойникование может быть связано также с возникновением новых оси симметрии C_2 и (или) центра инверсии (отсутствовавших в исходном монокристалле). Двойникование нарушает трансляционную инвариантность в направлении, перпендикулярном ПД, однако, как видно из рис. 1, а, в направлении ПД трансляционная симметрия сохраняется. Атомы, лежащие в ПД, находясь в особом положении по сравнению с другими атомами бикристалла и, в свою очередь, образуют кристалл с размерностью на единицу

меньшей, чем исходный. Нетрудно заметить, что пограничные атомы на рис. 1, б никакого кристалла не образуют.

Для атомов, лежащих в ПД, характерно заполнение, как и в монокристалле, всех валентных связей и сохранение (в первом приближении) межатомных расстояний во всех координационных сферах. Кроме того, все пограничные атомы лежат на продолжениях кристаллических плоскостей. Поэтому искажения решеток кристаллитов, образующих двойник, должны быть минимальными и быстро спадать по мере удаления от ПД. Это существенно отличает ПД от обычной межкристаллитной границы (см. рис. 1, б),

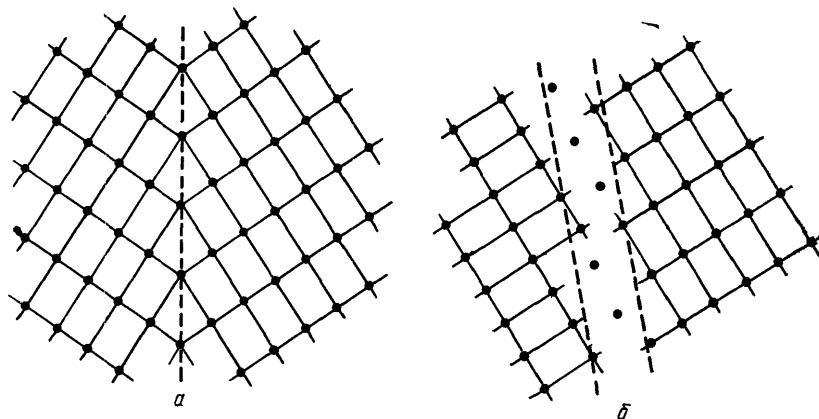


Рис. 1. а — Модель двойника в простейшем случае двумерной кристаллической решетки с прямоугольной элементарной ячейкой. б — Граница общего положения для того же кристалла

где с необходимостью возникают локальные напряжения порядка модуля Юнга. Указанные обстоятельства обуславливают исключительно низкую избыточную энергию, связанную с ПД.

Двойникование часто происходит при пластической деформации, двойники также образуются в результате ошибок роста кристаллов, при отжиге нагартованных образцов^{25–27}. Условия, при которых во время пластической деформации происходит двойникование, на примере олова подробно изучались в работе²⁷. С малой величиной избыточной энергии границы двойников связан тот факт, что при отжиге, при температурах, близких к температуре плавления, такая граница не испытывает никаких изменений, в то время как концентрация дислокаций может существенно уменьшиться. Из электронно-микроскопических исследований известно, что при двойниковании могут возникать атомно-гладкие участки границы протяженностью до нескольких микрон^{21–23}. Исключительно малой избыточной энергией ПД определяется и существование двойниковых структур в малых частицах, даже в частицах, состоящих всего из нескольких десятков атомов. Дислокации, искажающие кристаллическую решетку на сравнительно большом расстоянии, в частицах таких размеров не зарегистрированы²⁸.

Наличие ПД может приводить к возникновению новой, отсутствующей в исходном трехмерном монокристалле ветви двумерных фононов, а также двумерной группы электронов. В этом случае ПД фактически представляет собой кристалл не только как совокупность регулярно расположенных в пространстве точек, а как настоящий физический двумерный объект со своими собственными атомами и квазичастицами. Исследование свойств таких кристаллов вызывает несомненный интерес, хотя и представляется довольно сложным. Основной трудностью в подобных исследованиях, очевидно, является чрезвычайно малое число атомов, образующих этот кристалл, по сравнению с числом атомов во всем образце.

Исследование ПД требует разработки и применения особых высокочувствительных методик измерений, а также для увеличения амплитуды регистрируемых сигналов — разработки технологии приготовления образцов с контролируемым большим числом двойников. С другой стороны, ПД является «вечным» двумерным кристаллом: окружающие ПД трехмерные кристаллиты защищают ПД от любых повреждений и загрязнений.

Наиболее перспективным в настоящее время представляется изучение каких-либо кооперативных эффектов, обусловленных ПД, имеющих яркие, сильные проявления, например ферромагнетизм, сверхпроводимость. В ферромагнетике возникает большой спонтанный магнитный момент, а в сверхпроводнике сопротивление падает до нуля и благодаря эффекту Мейсснера проявляется сильный диамагнетизм.

С точки зрения сверхпроводимости ПД представляет особенно большой интерес, так как вблизи нее могут возникать совершенно особые условия для куперовского спаривания, например более выгодные около ПД, чем в объеме. Соответственно критическая температура перехода ПД в сверхпроводящее состояние может оказаться более высокой, чем температура перехода окружающих ПД кристаллитов. Предпосылками, которые наводят на эти соображения, могут служить следующие факты: 1) при условии существования двумерных фононов их скорость оказывается меньше скорости объемных фононов; 2) ретикулярная плотность атомов ПД в ряде кристаллических структур меньше объемной. Оба эти обстоятельства свидетельствуют в пользу сдвига спектра фононов ПД и, как следствие, увеличения константы электрон-фононного взаимодействия (см., например, ^{29, 30}).

Нельзя также исключить и возможность появления новых, специфических для ПД типов возбуждений. Например, колебания атомов вблизи ПД могут быть сильно ангармоническими из-за особенностей потенциального рельефа. В этом случае аномально большая амплитуда колебаний атомов на границе двойников способствует увеличению электрон-фононной связи.

Сразу же можно указать на специфические трудности, присущие экспериментальному исследованию СПД. Во-первых, это эффект близости ^{31,32}, вследствие чего критическая температура T_c сверхпроводящего перехода уединенной ПД должна лишь ненамного превосходить T_{c0} — объемную критическую температуру (поэтому, в частности, трудно ожидать возникновения СПД в макроскопических несверхпроводящих металлических кристаллах). Во-вторых, при температурах ниже T_{c0} исследования СПД затрудняются экранированием со стороны сверхпроводящего объема.

Хорошо известно, что ширина перехода в сверхпроводящее состояние пластически деформированных образцов оказывается существенно больше ширины перехода монокристаллов из того же материала, и при пластической деформации возникают области образца, имеющие повышенную температуру перехода ³³. Ширина перехода совершенного монокристалла меньше 1 мК, а в деформированных образцах может достигать градуса ³⁴. Обычно появление в пластически деформированных образцах областей с повышенной температурой перехода связывается с тем, что для большинства сверхпроводников температура перехода зависит от внешнего давления. В самом деле, вблизи дефектов кристалла, таких как, например, дислокации, имеются поля напряжений, которые можно рассматривать как некое избыточное давление. Численные оценки величины давления, обеспечивающего наблюдаемый экспериментально сдвиг температуры перехода в сверхпроводящее состояние, приводят к значениям порядка одной десятой от модуля Юнга данного материала, что в большинстве случаев того же порядка, что и предел текучести (см., например, ³⁵).

Рождение дислокаций не является единственным механизмом пластической деформации. В ряде случаев, при пониженных температурах и при больших скоростях деформаций, пластическая деформация происходит благодаря возникновению двойников ²⁷. Как уже отмечалось, напряжения вблизи

двойников малы, и поэтому они не рассматривались как возможная причина размытия сверхпроводящего перехода. Тем не менее еще в работе³⁶, посвященной исследованиям структуры промежуточного состояния, были получены указания о влиянии ПД на сверхпроводящие свойства образцов.

Возникает вопрос, какие именно дефекты кристалла наиболее эффективно повышают температуру перехода T_{c0} . Попытаться ответить на этот вопрос можно при исследовании сверхпроводящих свойств образцов с малой контролируемой концентрацией дефектов определенного типа. Ясно, что подобные исследования предъявляют весьма жесткие требования к чувствительности используемых методик измерений.

Проведенные исследования¹⁻¹⁰, о которых будет идти речь ниже, показали, что двойники существенно влияют на температуру перехода в сверхпроводящее состояние. Можно думать, что этот механизм повышения T_{c0} является весьма общим, и именно двойники, а не дислокации, в значительной мере ответственны за наблюдаемое уширение перехода деформированных образцов, хотя и исследования влияния внутрикристаллического давления на T_{c0} также, конечно, представляют большой интерес.

В настоящем обзоре мы изложим совокупность экспериментальных данных по сверхпроводимости ПД, а также теоретическое описание локализованной сверхпроводимости применительно к этому явлению. Основное внимание будет уделено характеристикам уединенной ПД, поведению СПД в магнитном поле, отличию СПД в сверхпроводниках I и II рода, наблюдению топологического фазового перехода⁷. Будут рассмотрены вопросы взаимодействия близко расположенных ПД, а также СПД в малых частицах, что приводит к подавлению эффекта близости и дает существенное (в случае олова в два-три раза⁵) повышение критической температуры. Часть вопросов, не нашедшая отражения в данном обзоре из-за ограниченности объема, например критический ток СПД и поведение критических полей при низких температурах, изложены в⁷³.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАЗЦОВ

Основная часть рассматриваемых ниже экспериментальных исследований СПД была проведена с использованием магнитометрической методики. Подробное описание использовавшегося СКВИД-магнетометра с чувствительностью по магнитному потоку на уровне 10^{-9} Гс·см² дано в работах³⁷⁻³⁹.

При магнитометрических исследованиях сверхпроводимости результатом измерений является двумерная поверхность в координатном пространстве (H, T, M) (магнитное поле, температура, магнитный момент образца). Искомую поверхность можно практически полностью построить, исследуя ее сечения как при постоянном магнитном поле, так и при постоянной температуре.

Исследования СПД проводились на образцах семи металлов. Их основные параметры, существенные для дальнейшего изложения, приведены в табл. I. В таблице указаны кристаллические структуры металлов и ориентация ПД в них. Чистота использовавшихся металлов, характеризующаяся отношением $\rho_{300\text{K}}/\rho_{4,2\text{K}}$, также указана в таблице. Для выращивания образцов из легкоплавких металлов применялись способы, позволяющие при $\rho_{300\text{K}}/\rho_{4,2\text{K}} \sim 10^5$ получить монокристаллы с длинами свободного пробега электронов до нескольких миллиметров^{40,41}.

Дефекты кристаллов, возникающие при пластической деформации, можно изучать, исследуя бикристаллические образцы. Является общепризнанным, что малоугловые межкуристаллитные границы состоят из дислокаций. Бикристаллы с большими углами разориентировки между кристаллитами дают возможность исследования более сложных структур, отличающих реальные образцы от идеальных монокристаллов. Измерения углов разори-

Таблица I. Свойства исследованных металлов

	Кристаллическая структура	Плоскость двойникования	$\rho_{300K}/\rho_{4,2K}$	$T_{пл}, ^\circ C$	T_{c0}, K	$H_{c0}, \text{Э}$	$dH_c/dT _{T_{c0}}, \text{Э/К}$	$dH_{c2}/dT _{T_{c0}}, \text{Э/К}$	$\lambda_0, \text{Å}$	κ
1. Sn	Тетр.	(301)	$\sim 10^5$	231,9	3,722	308	-165	-30	3100	0,13
2. In	Тетр.	(101)	$\sim 10^5$	156,6	3,4145	289	-169	-14	3600	0,06
3. Nb	ОЦК	(112)	$\sim 5 \cdot 10^2$	2487	9,3	-	-	-	1	-
4. Re	Гекс.	(1012)	$\sim 10^3$	3180	1,698	198	-233	-490	400	-
5. Tl	Гекс.	(1012)	$\sim 5 \cdot 10^3$	303,5	2,38	179,5	-151	-	4000	-
6. Al	ГЦК	(111)	$\sim 10^4$	660,1	1,1796	104,9	-178	-3,5	12000	0,014
7. Pb	ГЦК	(111)	$\sim 10^3$	327,3	7,1999	803,4	-223	-189	800	0,6

ентировки между кристаллитами, составляющими бикристалл, а также углов между плоскостью границы и кристаллографическими осями позволяют сделать оценки плотности и вида дислокаций, образующих границу, и определить, относится ли межкуристаллитная граница к границам специального вида, в частности к двойниковым. В рассматриваемых здесь экспериментах бикристаллы металлов, в том числе двойники, получались в результате выращивания образца от двух предварительно ориентированных по лауэграммам с точностью порядка $1-3^\circ$ затравок (Sn, Nb^{42, 43}, In), а также в результате отжига сильно нагартованной заготовки при температурах близких (до $\sim 0,1$ K) к указанной в табл. I температуре плавления (Al, Pb, In, Sn). Исследовались также механические двойники, изготовленные при температурах жидкого азота (Sn, In, Tl) и комнатной (Sn, Re). Все механические двойники после изготовления выдерживались не менее суток при комнатной температуре, а значительная часть механических двойников олова дополнительно подвергалась отжигу при температурах, близких к температуре плавления.

Использованные способы изготовления образцов не могут гарантировать отсутствие дефектов ПД; более того, из приведенной оценки точности ориентации затравок следует, что расстояния между зернограницными дислокациями оказываются порядка сотни межатомных. Такая же оценка расстояний между зернограницными дислокациями получается и для механических двойников, исходя из измерений размеров двойникового клина вдоль и поперек направления ПД (для исследовавшихся образцов отношение размеров двойникового клина было $\sim 10^3$). Образцы необходимых размеров и формы вырезались из бикристаллических заготовок на электроэрозионном станке. Поврежденный в процессе резания поверхностный слой затем стравливался в соответствующем данному металлу растворе.

Необходимо отметить, что при изучении влияния дефектов кристаллической решетки материалов на их низкотемпературные свойства при помощи бикристаллических образцов следует обращать внимание на согласованность температурных коэффициентов расширения кристаллитов, образующих границу. В случае анизотропных веществ, к которым, в частности, относится и олово, если не будет согласования этих коэффициентов, то при охлаждении до гелиевых температур могут возникать новые, не поддающиеся контролю дефекты. Для справки укажем, что в олове температурные коэффициенты расширения вдоль и поперек оси симметрии четвертого порядка отличаются примерно в два раза.

В следующих графах таблицы приведены критические температуры перехода монокристаллов металлов в сверхпроводящее состояние T_{c0} , величины их критических магнитных полей H_{c0} при $T = 0$, а также наклоны

кривых dH_c/dT при $T = T_{c0}$. Эти данные удобно использовать в качестве реперных температурных точек и для калибровки магнитометра.

В последних трех графах табл. I приведены значения параметров $dH_{c2}/dT|_{T_{c0}}$, ξ_0 и κ исследованных материалов.

3. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ УЕДИНЕННОЙ ПЛОСКОСТИ ДВОЙНИКОВАНИЯ. ЭКСПЕРИМЕНТ

3.1. СПД в сверхпроводнике I рода — олове

Непосредственно к обнаружению явления СПД привели экспериментальные исследования диамагнетизма пластически деформированных образцов. Типичный вид зависимостей магнитного момента деформированного образца олова (сверхпроводника I рода) показан на рис. 2. На записях, сделанных

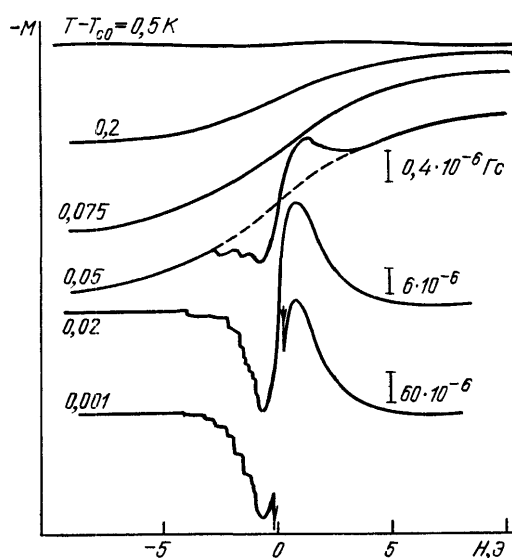


Рис. 2. Запись зависимости магнитного момента образца олова от магнитного поля при различных температурах.

На верхних четырех кривых виден флуктуационный диамагнитный момент, на нижних трех — диамагнетизм ПД (M_d). Разрыв на нижней кривой связан с возникновением объемной сверхпроводимости образца. Направление развертки (поля — слева направо).

при температурах $T - T_{c0} \geq 0,07$ К, хорошо виден флуктуационный диамагнитный момент M_f , подробно исследованный, например, в ⁴⁴. При $T - T_{c0} \leq 0,05$ К кроме флуктуационного диамагнетизма появляется также дополнительный диамагнитный момент M_d , наблюдающийся только у пластически деформированных образцов, причем амплитуда M_d растет пропорционально величине пластической деформации ³⁷. Разрыв экспериментальной записи вблизи $H = 0$ при $T - T_{c0} = -0,001$ К связан с возникновением объемной сверхпроводимости образца.

Зависимость $M_d(H, T)$ для случая увеличивающегося по модулю магнитного поля с точностью эксперимента хорошо описывается эмпирическим соотношением:

$$M_d(H, T) \propto H \exp\left(-\frac{H}{H_0}\right) \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right), \quad (3.1)$$

где $H_0 \approx 0,8$ Э — магнитное поле, в котором наблюдается максимальное значение M_d , и $T_0 \approx 0,01$ К — характерный масштаб температуры.

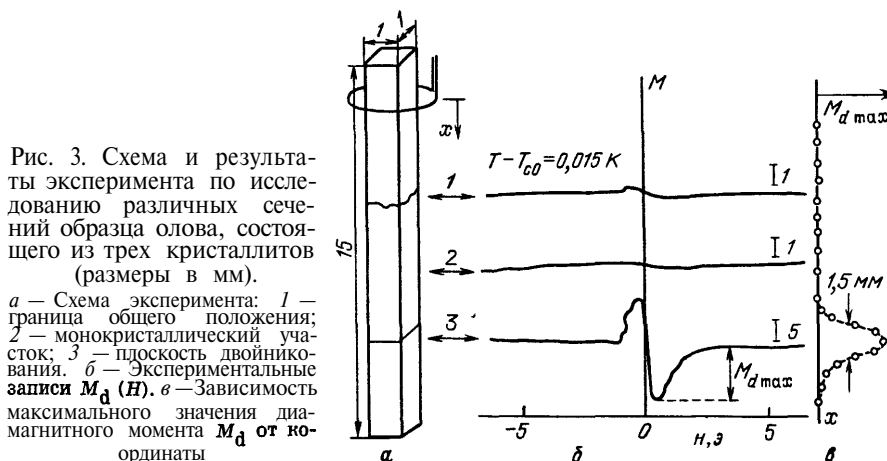
В работах ⁴⁵⁻⁴⁷, посвященных исследованию флуктуационного диамагнетизма в сверхпроводниках при температурах выше критической, также наблюдались подобные (3.1) экспоненциальные зависимости диамагнитного момента от температуры. Эти зависимости не укладываются в рамки представлений о флуктуационном диамагнетизме, однако вопрос об их происхождении в ⁴⁵⁻⁴⁷ не ставился. В результате связь диамагнитного момента M_d с пластической деформацией образцов долгое время оставалась невыясненной.

При уменьшении магнитного поля H от большого значения (≥ 10 Э) на зависимостях $M_d(H)$ наблюдаются скачки момента, которые отсутствуют при увеличении поля. Благодаря тому, что изменения магнитного момента образца происходит очень резко, можно с высокой точностью измерить величины магнитных полей H_m (поля скачка) для каждого из наблюдаемых скачков момента. С уменьшением температуры вся система скачков смещается в сторону больших полей, причем наклон зависимостей $H_m(T)$ оказывается одинаковым для всех скачков. Численное значение наклона составляет

$$\frac{dH_m}{dT} \approx -35 \text{ Э/К}.$$

Каждый скачок магнитного момента следует связать с возникновением сверхпроводимости (при температуре выше T_{c0}) в небольшом объеме образца вблизи некоторой группы дефектов кристалла. Вместе с тем совпадение величин наклона dH_m/dT для всех скачков момента свидетельствует о том, что за повышение критической температуры несет ответственность только один тип дефектов кристаллической структуры. Амплитуды скачков магнитного момента и значения поля, при которых они наблюдаются, в принципе должны дать информацию о конкретных характеристиках дефектов данного типа.

Проведенные с бикристаллами эксперименты показали, что повышение критической температуры перехода олова в сверхпроводящее состояние, наблюдаемое по появлению диамагнитного момента M_d , возникает только при наличии в образце двойников. Схема и результаты одного из опытов



показаны на рис. 3. В этом эксперименте использовалась приемная катушка малой длины ($\sim 1,5$ мм), что дало возможность при перемещении длинного образца относительно катушки, как показано в левой части рисунка, исследовать различные его участки с координатным разрешением ~ 2 мм. Образец состоял из трех кристаллитов, полученных в результате рекристаллизации при отжиге предварительно пластически сильно деформированной заготовки. Одна из получившихся межкуристаллитных границ — нижняя на рисунке — была ПД, другая по своей кристаллографической ориентации отличалась от ПД на угол $\sim 15-20^\circ$. В средней части рисунка приведены примеры экспериментальных записей зависимостей магнитного момента различных участков образца от магнитного поля. На записи б, соответствующей монокристаллическому участку образца, наблюдается только флуктуационный диамагнетизм. Участок образца, содержащий межкуристаллитную границу, отличную от ПД, показывает диамагнитный момент M_d , по амплитуде сравнимый с флуктуационным (кривая л). На третьей записи з, соответствующей измере-

нию участка образца с ПД, диамагнитный момент M_d в полях, меньших 1 Э, почти в 100 раз превосходит флуктуационный диамагнетизм. Наконец, в правой части рисунка построен график зависимости амплитуды диамагнитного момента M_d от координаты вдоль образца. Результаты описанного эксперимента наглядно демонстрируют, что наблюдаемое повышение критической температуры сверхпроводящего перехода связано с ПД, а не с полями внутрикристаллических напряжений (которые заведомо существенно больше вблизи верхней на рис.3 межкуристаллитной границы, отличающейся от ПД).

Особого внимания заслуживает контрольный эксперимент, для которого образец подвергался пластической деформации при повышенной ($\sim 150^\circ\text{C}$) температуре. Такая температура слишком низка, чтобы в олове происходила рекристаллизация, при этом пластическая деформация происходит исключительно за счет рождения дислокаций²⁷. Признаком того, что при пластической деформации не происходит рождения двойников, может также служить отсутствие характерного «хруста». В таком образце появления диамагнитного момента M_d обнаружено не было.

Наличие сверхпроводимости, связанной с ПД, было также подтверждено в экспериментах по измерению импеданса радиочастотного контура с помещенным в него кристаллом олова³. На рис. 4 приведен пример экспериментальных записей измерений сопротивления (действительной части импеданса)

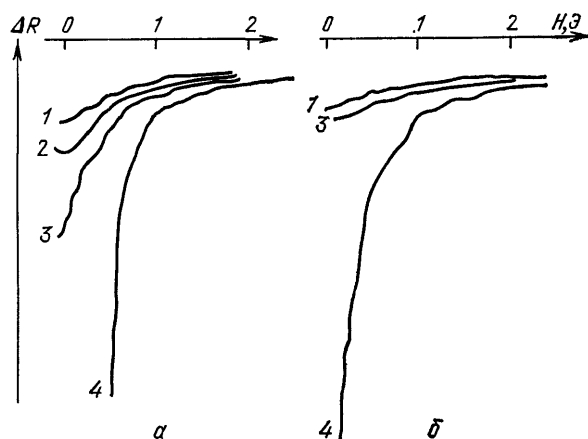


Рис. 4. Зависимость сопротивления образца олова от магнитного поля при различных температурах³.
 $T - T_{c0}$ (К) = 0,02 (1), 0,01 (2), 0,005 (3) и 0,001 (4)

образца с размерами $10 \times 4 \times 4 \text{ мм}^3$ от магнитного поля. ПД располагалась перпендикулярно длинной оси образца ближе к одному из его краев. Катушка радиочастотного контура имела длину 2 мм. Записи рис. 4, а были получены, когда в катушку контура помещался участок образца, содержащий ПД, а рис. 4, б — контрольный монокристаллический участок того же образца. Наличие ПД приводит к заметному уменьшению сопротивления в слабых полях при $T > T_{c0}$.

В ряде образцов, содержащих ПД, зависимости магнитного момента от магнитного поля выглядели существенно проще, чем представленные на рисунках. На этих зависимостях наблюдался только один скачок магнитного момента. Отличительной чертой таких образцов (обнаруживающих только один скачок) было то, что выход ПД на внешнюю поверхность образца был совершенно ровным. Прямолинейность следа ПД на поверхности бикристалла проверялась при помощи оптического микроскопа с разрешением до $\sim 1 \text{ мкм}$. Образцы с «кривой» ПД обязательно давали зависимости $M_d(H)$ с большим количеством скачков. Наличие изгибов на межкуристаллитной границе соответствует различной плотности зернограницных дислокаций в разных участках ПД, однако какая-либо количественная связь между видом и плотностью зернограницных дислокаций в ПД и характеристиками $M_d(H, T)$ в настоящее время пока не установлена, хотя, по-видимому, она существует.

Исходя из величины диамагнитного момента M_d , в предположении, что магнитная восприимчивость сверхпроводящего слоя вблизи ПД равна $-1/4 \pi$, можно сделать оценку эффективного объема этого слоя. Далее, пользуясь тем, что известна площадь ПД (известны размеры образца и то, что в нем только одна ПД), и предполагая, что сверхпроводящий слой сплошной, можно найти «эффективную толщину» w слоя. В соответствии с изменением диамагнитного момента M_d от температуры толщина сверхпроводящего слоя w растет при понижении температуры. Характерные значения эффективной толщины w в нулевом магнитном поле, полученные путем экстраполяции экспериментальных зависимостей к $T = T_c$ и $T = T_{c0}$, соответственно, равны $\sim 10a$ (a — межатомное расстояние) и $\sim \xi_0$ (определение T_c — критической температуры СПД — будет дано ниже).

3.2. Фазовая диаграмма СПД в олове

Обратим теперь внимание на асимметрию зависимостей $M_d(H)$ относительно точки $H = 0$ (см. рис. 2, 3). На представленных экспериментальных записях при уменьшении абсолютной величины магнитного поля диамагнитный момент M_d возникает скачком в поле H_m . При увеличении магнитного поля (в любую сторону от нуля) какие-либо особенности (скачки, изломы) на зависимостях $M_d(H)$ не наблюдаются. Более подробные исследования

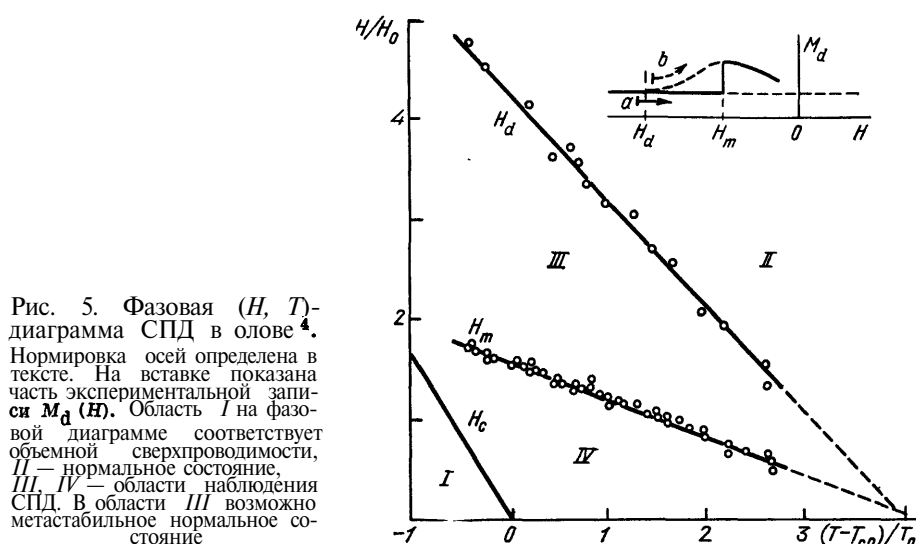


Рис. 5. Фазовая (H, T) -диаграмма СПД в олове⁴. Нормировка осей определена в тексте. На вставке показана часть экспериментальной записи $M_d(H)$. Область I на фазовой диаграмме соответствует объемной сверхпроводимости, II — нормальное состояние, III, IV — области наблюдения СПД. В области III возможно метастабильное нормальное состояние

показали, что для появления скачка момента M_d в поле H_m необходимо предварительно приложить к образцу магнитное поле, превышающее по величине некоторое критическое значение H_d . В противном случае зависимости $M_d(H)$ как при увеличении, так и при уменьшении величины магнитного поля совпадают — становятся обратимыми — и никаких скачков не испытывают. На вставке рис. 5 стрелкой a показана зависимость диамагнитного момента M_d для случая, когда начальное магнитное поле превышает H_d , и стрелкой b — в противоположном случае. Величина момента M_d в поле H_d для исследовавшихся образцов оказалась существенно меньше, чем уровень шумов магнитометра. По этой же причине в настоящее время описанный метод измерения H_d , который был использован в работах^{4,6}, представляется единственно возможным.

В магнитных полях между H_d и H_m ПД в олове может находиться в двух различных состояниях, характеризующихся наличием или отсутствием диамагнитного момента M_d . Это однозначно свидетельствует о том, что переход ПД

в олове в сверхпроводящее состояние осуществляется фазовым переходом I рода и сопровождается ярко выраженным явлением переохлаждения. В указанной области магнитных полей долгоживущим метастабильным состоянием следует считать состояние ПД без магнитного момента, которое достигается при уменьшении поля от достаточно больших значений полей, а магнитное поле H_m — полем абсолютной неустойчивости нормального состояния ПД. Поле H_d , скорее всего, является полем термодинамического равновесия между нормальным и сверхпроводящим состоянием ПД. Отсутствие метастабильных состояний при разрушении СПД магнитным полем объясняется тем, что вдали от ПД всегда есть металл в нормальном состоянии, который для СПД играет роль зародыша нормальной фазы⁴.

Как и в случае зависимостей $H_m(T)$, для всех исследованных образцов зависимости $H_d(T)$ имеют одинаковый наклон $dH_d/dT \approx -125$ Э/К. Прямые $H_m(T)$ и $H_d(T)$ пересекаются с осью температур и между собой в одной и той же (с точностью эксперимента) точке T_c — точке, соответствующей критической температуре СПД. Непосредственно вблизи температуры T_c величина диамагнитного момента M_d очень мала, и в работе⁴ критическая температура T_c могла быть получена только в результате экстраполяции зависимостей $H_m(T)$ и $H_d(T)$.

Таким образом, из эксперимента для каждого из образцов удается определить следующие характеристики: T_{c0} — критическую температуру объемной сверхпроводимости, $H_c(T)$ — критическое магнитное поле объемной сверхпроводимости, T_c — критическую температуру СПД, $H_d(T)$ — термодинамическое равновесное критическое магнитное поле СПД, $H_m(T)$ — поле абсолютной неустойчивости нормального состояния ПД, T_0 — характерную температуру для зависимости $M_d(T)$ (формула (3.1)), H_0 — характерное магнитное поле для зависимости $M_d(H)$ (формула (3.1)).

В тех случаях, когда на зависимостях $M_d(H)$ наблюдается несколько скачков магнитного момента, каждому скачку соответствует свой набор указанных параметров.

Области магнитных полей и температур, в которых лежали наблюдавшиеся в двойниках олова значения перечисленных параметров, оказались довольно широкими. Так, например, для параметра T_0 удалось зарегистрировать значения от $\sim 0,023$ до $\sim 0,0006$ К.

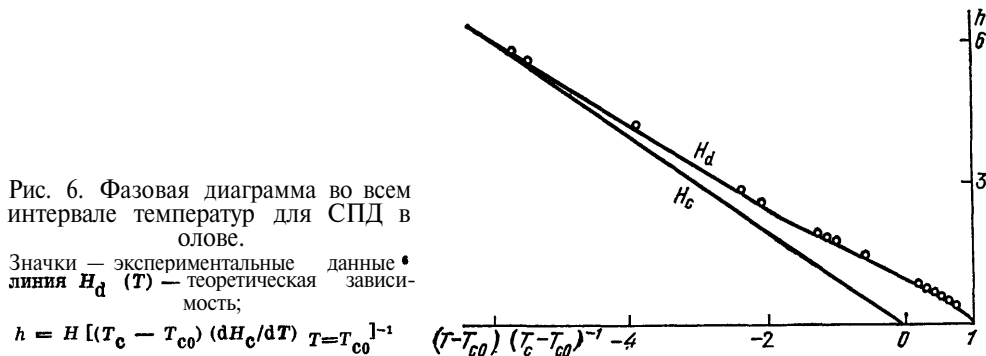
Тем не менее для всех двойниковых бикристаллических образцов олова (их было порядка сотни), изготовленных методами, перечисленными в разделе 2, выполняются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} T_{c0} &= 3,722 \text{ К} \quad (\text{реперная температура}), \\ \left. \frac{dH_c}{dT} \right|_{T_{c0}} &= -165 \text{ Э/К} \quad (\text{реперный наклон}), \\ T_c - T_{c0} &= 4T_0, \\ \frac{dH_d}{dT} &\approx -125 \text{ Э/К}, \\ \frac{dH_m}{dT} &\approx -35 \text{ Э/К}, \\ \frac{H_0}{T_0} &\approx 120 \text{ Э/К}, \\ w|_{T_{c0}, H=0} &\approx 3500 \text{ Å}. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Благодаря выполнению условий (3.2) мы можем при использовании нормированных координат построить одну универсальную фазовую (H, T)-диаграмму СПД в олове, показанную на рис. 5, 6, отражающую поведение в магнитном поле всех исследовавшихся образцов.

На рис. 5 показан участок фазовой диаграммы СПД в олове для температур, превышающих T_{c0} . Температура отсчитывается от реперной точки — критической температуры объемной сверхпроводимости T_{c0} . Нормировки осей производятся соответственно на T_0 и H_0 (см. соотношение (3.1)).

На фазовой (H, T) -диаграмме рис. 5 нанесены результаты измерений зависимостей $H_c(T)$, $H_d(T)$, $H_m(T)$. Линии $H_c(T)$, $H_d(T)$ и $H_m(T)$ разбивают фазовую (H, T) -плоскость на четыре области. Область I (ниже линии $H_c(T)$) — область объемной сверхпроводимости; II (выше линии $H_d(T)$) — область нормального состояния; III и IV (между линиями $H_c(T)$ и $H_d(T)$) — области существования СПД, при этом в области III (выше линии $H_m(T)$), ПД может находиться в метастабильном нормальном состоянии.



Фазовая (H, T) -диаграмма на рис. 6 построена в координатах: $(T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$ — по оси температур и $H[(dH_c/dT)_{T_{c0}}(T_c - T_{c0})]^{-1}$ — по оси магнитных полей.

На диаграмме представлена линия $H_c(T)$, пересекающая ось температур, в выбранных координатах, в точке 0. Вторая линия — это линия $H_d(T)$, пересекающая ось температур в точке T_c . Значками показаны результаты экспериментальных измерений, а линия — теоретическая кривая, расчет которой обсуждается в следующем разделе. Обращает на себя внимание факт существования нижней температурной границы T_{c2} наблюдения СПД. Эта температура, при которой пересекаются кривые $H_c(T)$ и $H_d(T)$. При исследовании зависимостей магнитного момента образцов от магнитного поля при фиксированной температуре ниже температуры T_{c2} существование объемной сверхпроводимости не позволяет наблюдать СПД. T_{c2} для олова равна

$$T_{c2} - T_{c0} = -6,5 (T_c - T_{c0}). \quad (3.3)$$

Существование температуры T_{c2} не является самоочевидным; в принципе, кривая $H_d(T)$ могла бы идти чуть выше кривой $H_c(T)$, нигде ее не пересекая, вплоть до нулевой температуры. Существование T_{c2} является следствием того факта, что олово — сверхпроводник I рода (подробнее см. раздел 4.2.3).

В случае исследования образцов с уединенной ПД магнитное поле вытесняется из сравнительно тонкого (с «эффективной» толщиной $w \approx 3,5 \times 10^{-5}$ см при $T = T_{c0}$) слоя, окружающего ПД. В то же время размеры ПД составляют ~ 1 мм. В случае, если бы слой сверхпроводника, окружающий ПД, был сплошным, такое соотношение между геометрическими параметрами слоя с неизбежностью выразилось бы в виде большой, в меру изменения размагничивающего фактора, анизотропии свойств СПД при изменении взаимной ориентации ПД и магнитного поля. Проведенные экспериментальные исследования показали, что поведение СПД в олове во всем интервале магнитных полей и температур сравнительно слабо зависит от ориентации ПД и магнитного поля, анизотропия поля H_m не превышает 30 %. Детальные исследования анизотропии, СПД пока не проводились.

Необходимо отметить также, что, как следует из магнитных измерений⁴, электрическое сопротивление уединенной ПД в олове всегда остается конечным.

Отсутствие анизотропии, а также конечность электрического сопротивления говорят о том, что вблизи уединенной ПД в олове не возникает единого когерентного сверхпроводящего состояния, а магнитное поле выталкивается только из микроскопических областей.

3.3. СПД в сверхпроводнике II рода — ниобии

Примеры зависимостей магнитного момента, полученные на бикристаллах ниобия, от магнитного поля для трех температур, близких к T_{c0} ниобия, показаны на рис. 7. Сплошные линии — результаты измерений двойника,

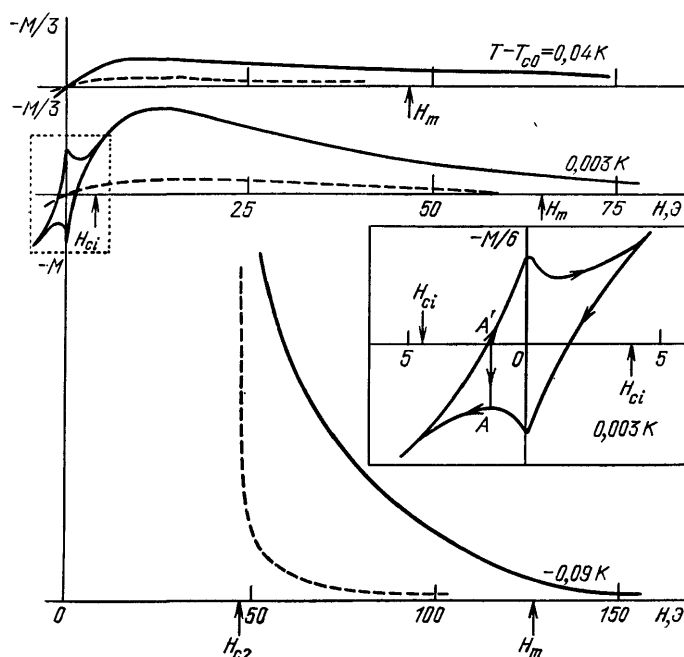


Рис. 7. Зависимость диамагнитного момента (в отн. ед.) двойника ниобия от магнитного поля при различных температурах⁷.

Штриховой линией показаны результаты измерений контрольных, не содержащих ПД, образцов

а штриховые — контрольного монокристалла. Сравнительно небольшой нелинейный по магнитному полю диамагнитный момент контрольного образца обусловлен обычными трехмерными флуктуациями сверхпроводимости. Видно, что образец, содержащий ПД, обладает, по сравнению с контрольным, существенно большим диамагнетизмом, который по характеру зависимостей от магнитного поля и температуры очень близок к диамагнетизму M_d в олове. Общие черты зависимостей магнитного момента M_d от магнитного поля в двойниках олова (см. рис. 2, 3) и ниобия (верхний график на рис. 7) хорошо видны и в подробных комментариях не нуждаются. Поэтому обратим внимание на отличия зависимостей $M_d(H)$ для двойников ниобия и олова.

Магнитный момент M_d в ниобии при изменении магнитного поля меняется всегда обратимо и плавно, никаких явлений типа перегрева — переохлаждения не наблюдается (можно сравнить рис. 7 с рис. 2, 3, 5). Такое поведение $M_d(H)$ позволяет считать, что переход в состояние СПД в ниобии является термодинамическим фазовым переходом II рода. Отсутствие на зависимостях $M_d(H)$ для ниобия скачков магнитного момента потребовало выбора другого

критерия для определения критического магнитного поля H_m СПД. За поле H_m в работе ⁷ условно выбрано поле, в котором диамагнитный момент M_d в 10 раз превосходит уровень шумов магнитометра. Такой критерий определения H_m , естественно, дает лишь оценку «снизу» на область существования СПД в ниобии. Зависимость магнитного момента образцов при температурах ниже T_{c0} показана на нижнем графике рис. 7, откуда видно, что определение верхнего критического поля H_{c2} в ниобии в рассматриваемых экспериментах затруднений не представляет.

Результаты измерений зависимостей критических магнитных полей от температуры показаны на рис. 8. На фазовой диаграмме проведены линии,

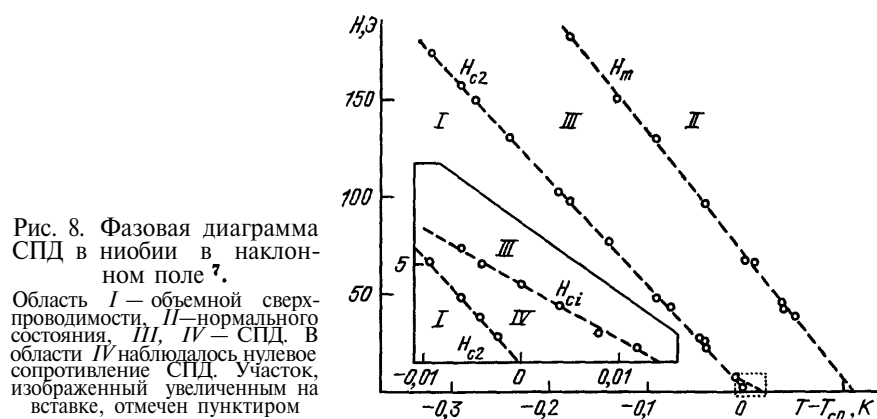


Рис. 8. Фазовая диаграмма СПД в ниобии в наклонном поле ⁷.

Область I — объемной сверхпроводимости, II — нормального состояния, III, IV — СПД. В области IV наблюдалось нулевое сопротивление СПД. Участок, изображенный увеличенным на вставке, отмечен пунктиром

изображающие верхнее критическое магнитное поле объемной сверхпроводимости H_{c2} и критическое поле СПД H_m . Эти две линии делят фазовую (H, T) -плоскость на три области: I (область, лежащая ниже линии $H_{c2}(T)$) — область объемной сверхпроводимости, II (выше линии $H_m(T)$) — область нормального состояния и области III и IV вместе (между линиями $H_{c2}(T)$ и $H_m(T)$) — области наблюдения СПД в ниобии.

Существенное отличие поведения зависимостей магнитного момента $M_d(H)$ в ниобии от поведения $M_d(H)$ в олове продемонстрировано на средней кривой рис. 7, соответствующей температуре $T - T_{c0} = 0,003$ К. В малых магнитных полях (этот участок кривой показан в увеличенном масштабе на вставке) наблюдается гистерезис, исчезающий в поле H_{ci} . Такой вид петли гистерезиса характерен для зависимостей от магнитного поля магнитного момента тонкого сверхпроводящего диска, помещенного в наклонное к его плоскости магнитное поле ^{48, 49}. Магнитный момент диска может соответствовать любой точке на (M, H) -плоскости внутри петли гистерезиса. Такая неоднозначность момента определяется величиной сверхпроводящего тока, протекающего по макроскопическому контуру — периферии диска. Предельный цикл петли гистерезиса отвечает возбуждению в этом контуре максимально возможного критического тока I_c , соответствующего заданному внешнему магнитному полю H .

Для проверки того факта, что вызывающий гистерезис магнитного момента ток течет по ПД, были проведены измерения момента одного и того же образца при двух различных ориентациях ПД относительно магнитного поля. В первом случае магнитное поле было приблизительно перпендикулярно ПД. Результаты этого эксперимента показаны на рис. 7. Во втором случае магнитное поле было также непараллельно ПД, однако угол между ПД и направлением магнитного поля составлял ~ 10 – 15° . При этом величина магнитного момента тока, протекающего по макроскопическому контуру оказалась в 5 раз меньше, что соответствует уменьшению коэффициента связи между контуром, образованным периферией ПД, и приемной катушкой сверхпроводящего трансформатора магнитного потока. Величина безгистерезисно-

го момента M_d при этом практически не изменилась, как не изменились и величины критических магнитных полей H_{ci} , H_m и H_{c2} .

Линия $H_{ci}(T)$ также нанесена на фазовой (H , T)-диаграмме рис. 8 и в более крупном масштабе на том же рисунке на врезке. Линия $H_{ci}(T)$ пересекает ось температур в точке T_{ci} и делит область наблюдения СПД в ниобии на две части: III (область, лежащая выше линии $H_{ci}(T)$) — область, характеризующая тем, что незатухающие токи по макроскопическим контурам отсутствуют (незатухающие токи обтекают только микроскопические односвязные области) и гистерезиса нет; область IV (ниже линии $H_{ci}(T)$) — область, в которой, кроме диамагнитного момента M_d , наблюдается гистерезис, т. е. возможен захват магнитного потока благодаря появлению незатухающих токов, протекающих по контурам макроскопического размера. Другими словами, на линии $H_{ci}(T)$ происходит изменение топологии незатухающих токов.

В том случае, когда возбужденный в макроскопическом контуре ток меньше критического (состояние сверхпроводящей системы изображается точкой внутри петли гистерезиса), малые изменения внешнего магнитного поля полностью экранируются за счет изменения величины контурного тока. В этих условиях по величине дифференциальной магнитной восприимчивости dM/dH (наклон линии AA' на вставке рис. 7), при известной ориентации сверхпроводящего контура относительно магнитного поля (например, взаимно перпендикулярной), можно оценить площадь контура, обтекаемого незатухающими электрическими токами. В рассматриваемых здесь экспериментах она совпала с площадью ПД. В свою очередь, зная площадь контура, по величине магнитного момента нетрудно оценить и величину критического тока I_c .

Критические температуры T_c и T_{ci} для исследованных двойников ниобия определялись в результате экстраполяции экспериментальных зависимостей соответственно $H_m(T)$ и $H_{ci}(T)$ до пересечения с осью температур (аналогично определению T_c при исследовании двойников олова). Точно так же, как и в случае олова, по величине магнитного момента M_d были выполнены оценки «эффективной» толщины w сверхпроводящего слоя вблизи ПД. Считая что трубка незатухающего тока I_c имеет площадь поперечного сечения $\sim w^2$, получаем оценку критической плотности тока j_c .

Для ниобия магнитное поле H_0 , в котором наблюдается максимальное значение магнитного момента M_d , не остается постоянным, а уменьшается при увеличении температуры. H_0 стремится к нулю при T , стремящемся к T_c .

Приведем сводку основных характеристик СПД в ниобии, полученных из магнитных измерений:

$$\begin{aligned}
 T_{c0} &= 9,4 \text{ К (реперная температура),} \\
 \left(\frac{dH_{c2}}{dT} \right)_{T=T_{c0}} &= -490 \text{ Э/К (реперный наклон),} \\
 T_c - T_{c0} &= 0,11 \text{ К} \approx 4T_0, \\
 T_{ci} - T_{c0} &= 0,016 \text{ К,} \\
 \frac{dH_m}{dT} &= -560 \text{ Э/К,} \\
 \frac{dH_{ci}}{dT} &= -270 \text{ Э/К,} \\
 w|_{T=T_{c0}, H=0} &\approx 400 \text{ Å} \approx \xi_0, \\
 j_c|_{T=T_{c0}, H=0} &\approx 10^7 \text{ А/см}^2, \\
 \frac{dH_0}{dT} &= -130 \text{ Э/К.}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Как следует из магнитных измерений, в области IV (на фазовой диаграмме рис. 8) возможно появление макроскопического сверхпроводящего

тока, т. е. сопротивление ПД, измеренное между удаленными друг от друга точками, становится равным нулю. Это обстоятельство позволяет использовать при исследованиях СПД ниже температуры T_0 токовые методики измерений.

Попытка проведения таких исследований с двойниками ниобия была предпринята в работе⁷. В этой работе измерялись зависимости критического тока сверхпроводимости вдоль ПД от магнитного поля при постоянной температуре. Возможности использованной в этих исследованиях экспериментальной установки позволили провести измерения при температурах от $\sim 2,5$ до ~ 8 К и магнитных полях до ~ 4 кЭ. Верхнее критическое магнитное поле H_{c2} образцов ниобия определялось по характерному резкому спаду критического тока при увеличении магнитного поля. При $H > H_{c2}$ в исследованных образцах существует небольшой $\sim 0,3$ А критический ток поверхностной сверхпроводимости. В том случае когда внешнее магнитное поле было ориентировано точно параллельно ПД в полях, больших H_{c2} , наблюдаемый на двойниковых образцах критический ток заметно превышал критический ток поверхностной сверхпроводимости вплоть до поля $H_m^* > H_{c2}$. При отклонении направления внешнего поля от ПД на угол $\sim 1^\circ$ критический ток в полях $H_{c2} < H < H_m^*$ становился равным критическому току поверхностной сверхпроводимости. Измерения, проведенные на контрольных образцах, в которых граница между двумя составляющими образец кристаллитами отличалась от ПД, а также в монокристаллах, подобного увеличения критического тока не обнаружили⁷.

В (H, T) -координатах линия $H_m^*(T)$ имеет наклон $dH_m^*/dT = -550$ Э/К и при температуре 4,2 К проходит примерно на 300 Э выше линии H_{c2} .

К сожалению, сравнительно высокая проводимость образцов ниобия в нормальном состоянии и малые величины критических токов не позволили в работе⁷ провести измерения токовым методом при температурах, больших $\sim 8,5$ К, т. е. в области, где были проведены магнитометрические исследования. Отсутствие данных о величине критического поля $H_m^*(T)$ при температурах, больших $\sim 8,5$ К, не позволяет на основе проведенных токовых измерений определить с достаточной точностью критическую температуру СПД, хотя, по-видимому, эта критическая температура должна совпасть с температурой T_{c^*} .

Остановимся на основных отличиях фазовых диаграмм СПД в ниобии (см. рис. 8) от фазовой диаграммы СПД в олове (см. рис. 5, 6). Во-первых, переход ниобия в состояние СПД происходит, скорее всего, фазовым переходом второго рода. Во-вторых, отсутствует нижняя температурная граница наблюдения СПД. Во всей исследованной области температур, по крайней мере от $\sim 2,5$ до $\sim 9,5$ К, линии $H_m(T)$ и $H_m^*(T)$ нигде не пересекаются с линией $H_{c2}(T)$. В разделе 4.2 данной статьи эти факты связываются с различием величины χ в олове и ниобии. В-третьих, на фазовой диаграмме рис. 8 наблюдается линия топологического фазового перехода $H_{ci}(T)$. Существование фазовых переходов в двумерных системах, при которых происходит изменение характера корреляционных функций параметра порядка, что может, например, выглядеть как изменение топологии незатухающих электрических токов в сверхпроводнике, предсказывалось ранее в теоретических работах^{50, 51}. В работе⁵², также теоретически, исследовалась модель тонкой сверхпроводящей пленки в вакууме; сделана попытка построения фазовой диаграммы для такой системы. Согласно этой работе переход пленки в сверхпроводящее состояние происходит при понижении температуры в два этапа, при температурах, обозначенных в⁵² T_{BCS} и T_{KT} . Сначала при температуре, равной T_{BCS} , возникает состояние, характеризующееся сильным диамагнетизмом; при этом сопротивление, измеренное между удаленными друг от друга точками пленки, остается отличным от нуля. При дальнейшем охлаждении, при температуре T_{KT} , происходит топологический фазовый переход, и сопротивление пленки становится равным нулю. Тождественное

совпадение качественных черт поведения зависимостей $M(H, T)$ в двойниках ниобия с результатами работы⁵² позволяет полагать, что линия $H_{ci}(T)$ и температура T_{ci} являются соответственно линией и критической температурой топологического фазового перехода типа Березинского — Костерлица — Таулесса. В исследованной области (H, T) -плоскости, выше линии $H_c(T)$, в двойниках олова топологический фазовый переход не был обнаружен. В-четвертых, при исследовании двойников олова не было обнаружено характеристик образцов, сильно зависящих от взаимной ориентации ПД и магнитного поля. В ниобии, в случае наклонного к ПД магнитного поля, нулевое электрическое сопротивление ПД может наблюдаться только в магнитных полях, не превышающих ~ 7 Э (область IV ниже линии $H_{ci}(T)$ на рис. 8). В случае же параллельного ПД магнитного поля область наблюдения нулевого сопротивления ПД электрическому току существенно расширяется. По-видимому, это следует связать с тем, что нормальная и тангенциальная к ПД компоненты магнитного поля по-разному влияют на СПД. Только нормальная компонента поля вызывает рождение вихрей в слое сверхпроводника, и сопротивление ПД становится отличным от нуля в магнитном поле больше, чем H_{ci} . В случае же параллельной ориентации ПД и магнитного поля вихри не возникают, и линия $H_m^*(T)$ оказывается, с точностью проведенных экспериментов, близкой к линии $H_m(T)$.

3.4. Другие металлы. Выводы

Кроме подробно описанных выше результатов исследований СПД в олове и ниобии, были проведены измерения на двойниках индия, рения, таллия, алюминия и свинца. При этом на индии, рении и таллии при температурах выше T_{c0} этих металлов, так же, как и в случае олова и ниобия, удалось

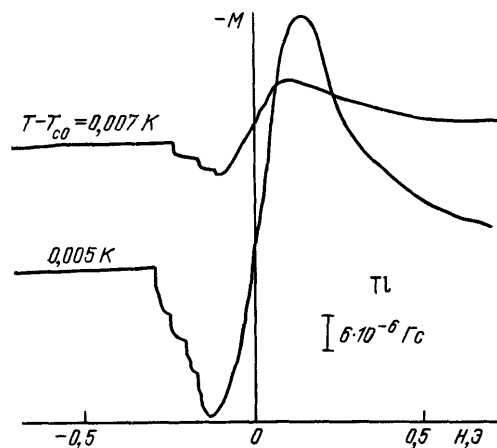


Рис. 9. Зависимость диамагнитного момента M_d СПД в таллии от магнитного поля при различных температурах

зарегистрировать наличие диамагнитного момента M_d . В случае же алюминия и свинца при температурах выше T_{c0} наблюдался только диамагнетизм, обусловленный объемными флуктуациями сверхпроводящей фазы. Для примера, на рис. 9 представлены экспериментальные записи зависимостей магнитного момента двойника таллия от магнитного поля для двух различных температур. Видно, что полученные зависимости полностью аналогичны зависимостям $M_d(H)$ в двойниках олова (см. рис. 2).

Значения параметров СПД, как показано на примере олова в разделе 4.2, могут лежать в довольно широких пределах; тем не менее можно говорить о некоторых средних, наиболее часто встречающихся их величинах. Для исследовавшихся металлов они приведены в табл. II. Необходимо подчер-

кнут, что данные, приведенные в табл. II, получены на образцах, подвергавшихся отжигу при температурах, близких к температурам плавления (см. раздел 2). В работах, посвященных исследованию образцов, деформированных при гелиевых температурах (см., например, ^{8-10, 53, 54}), сообщалось и о более значительном увеличении критических температур перехода в сверхпроводящее состояние; при этом отмечалось, что при отжиге образцов критическая температура перехода снова уменьшается. Авторы указанных работ связывают увеличение критических температур с двойникованием, однако, скорее всего, повышение критической температуры, наблюдавшееся в этих работах, связано в основном с дефектами ПД, несущими большую избыточную энергию (вследствие чего они подвергаются отжигу). Это подтверждает высказанные в разделе 3.2 соображения о том, что дефекты ПД могут существенно влиять на ее критическую температуру.

Как видно из табл. II, СПД является весьма распространенным явлением. СПД при температурах выше критической температуры объемного перехода в сверхпроводящее состояние T_{c0} удалось обнаружить у пяти металлов из семи исследованных, тогда как только два из них не показали наличия СПД. Любопытно отметить, что общей чертой металлов, где наблюдается СПД, которая отличает их от металлов, не обнаруживающих этого явления, является то, что двойникование в них происходит по кристаллографическим плоскостям, в которых ретикулярная плотность атомов меньше объемной. В случае же алюминия и свинца с ГЦК решеткой двойникование происходит по плоскости плотной упаковки. Меньшая плотность атомов в ПД, как уже отмечалось во введении, может способствовать смягчению спектра фононов ПД *).

Из данных табл. II видно, что олово и ниобий имеют максимальную разность температур $T_c - T_{c0}$, примерно на порядок превышающую эту величину в других металлах. Относительно широкая область температур наблюдения СПД и определила то, что наиболее подробные исследования были проведены именно на олове и ниобии.

Наличие ПД в образцах индия, ниобия, олова, рения и таллия приводит к усилению сверхпроводящих свойств этих металлов. Критическая температура перехода в состояние СПД T_c оказывается выше объемной критической температуры T_{c0} . Также и критическое магнитное поле СПД (по крайней мере, в некоторой области температур) превышает критическое магнитное поле H_c (H_{c2} в ниобии). Переход в состояние СПД может происходить как первым родом (индий, олово, рений, таллий), так и переходом второго рода (ниобий).

Недавно появилось сообщение, что наличие плоскостей двойникования в органическом сверхпроводнике $\beta\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ усиливает его сверхпроводящие свойства⁹²: при множественном двойниковании критическая температура повышается с 8 до 9 К.

Таблица II. Характеристики сверхпроводимости плоскости двойникования металлов

	$\Delta T_c = T_c - T_{c0}, ^\circ\text{K}$	T_{c0}, K	$H_c, \text{э}$
1. Sn	0,04	0,01	0,8
2. In	0,01	0,001	0,1
3. Nb	0,11	0,3	10
5. Re	0,006	0,0015	0,5
5. Tl	0,003	0,0008	0,1
6. Al	0	—	—
8. Pb	0	—	—

*) Отметим, что исследовались лишь двойники с минимальной возможной энергией ПД, в то время как интерес представляет также изучение СПД для более высоких кристаллографических индексов ПД.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ
ПЛОСКОСТИ ДВОЙНИКОВАНИЯ4.1. Модифицированный функционал Гинзбурга —
Ландау

Как показывают экспериментальные исследования, сверхпроводимость при $T_c > T > T_{c0}$ возникает лишь в тонком слое вблизи ПД. В этом случае важную роль играет эффект близости сверхпроводника и нормального (при $T > T_{c0}$) металла. В результате критическая температура СПД лишь немного превосходит T_{c0} , т. е. $\tau_0 = (T_c - T_{c0})/T_{c0} \ll 1$.

Данное обстоятельство позволяет использовать для описания СПД вблизи температуры T_{c0} функционал Гинзбурга — Ландау (см., например, ⁵⁵), который, однако, должен учитывать факт усиления сверхпроводимости около ПД. Механизм этого усиления пока до конца не ясен. Мы уже отмечали, что усиление куперовского спаривания вблизи ПД может быть обусловлено спецификой ПД как двумерного кристалла: наличием новой мягкой двумерной фононной моды, особенностями электронного спектра у ПД, ослаблением кулоновского отталкивания, наконец, дефектами ПД. Важно отметить, что, хотя T_c из-за эффекта близости лишь немного превосходит величину T_{c0} , изменение константы куперовского спаривания вблизи ПД по сравнению с ее значением в объеме, по-видимому, значительно. Об этом свидетельствуют данные ⁵ о сильном (в несколько раз) увеличении критической температуры в малых частицах олова с ПД, где подавляется эффект близости (см. раздел 5).

Вопрос о механизме усиления куперовского спаривания у ПД, конечно же, исключительно интересен. Однако в любом случае область, где усиливается куперовское спаривание, простирается от ПД на расстояния, не превышающие нескольких (или нескольких десятков) межатомных. Это существенно меньше сверхпроводящей корреляционной длины ξ_0 и, «с точки зрения» функционала Гинзбурга — Ландау (который описывает поведение сверхпроводящего параметра порядка на расстояниях, больших ξ_0), такая область является δ -образной. Таким образом, для описания СПД мы должны добавить к обычному функционалу Гинзбурга — Ландау δ -функциональное слагаемое $-\gamma\delta(x)|\psi(r)|^2$, учитывающее усиление куперовского спаривания около ПД. Здесь ПД соответствует плоскости $X=0$, а $\psi(r)$ — комплексный сверхпроводящий параметр порядка. Подчеркнем, что этот вид функционала является весьма общим и не связан с конкретным механизмом усиления сверхпроводимости у ПД, который определяет саму величину константы γ *).

Итак, модифицированный функционал Гинзбурга — Ландау, описывающий СПД, имеет вид

$$F = \int \left[\frac{(\mathbf{B}-\mathbf{H})^2}{8\pi} + \frac{1}{4m} \left| \left(\nabla - \frac{2ie}{c} \mathbf{A} \right) \psi \right|^2 + \right. \\ \left. + a|\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 - \gamma\delta(x)|\psi|^2 \right] dr, \quad (4.1)$$

где использованы обозначения ⁵⁵ $a = \tau/\eta$, $b = 1/N\eta$, $\tau = (T - T_{c0})/T_{c0}$, \mathbf{H} — внешнее поле, $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ — магнитная индукция, N — концентрация электронов, а $\eta = 7\zeta(3) E_F/6 (\pi T_{c0})^2$ в случае чистого сверхпроводника и $\eta = 1,42 l E_F/v_F T_{c0}$ для грязного сверхпроводника (l — длина свободного пробега электронов). Все коэффициенты функционала, кроме γ , характеризуют объемную сверхпроводимость и, как правило, хорошо известны. Един-

*) В частности, предлагаемый функционал должен описывать локализованную сверхпроводимость, возникающую при нанесении на сверхпроводник тонкого слоя материала с большим значением критической температуры. Отметим также, что аналогичный функционал использовался ранее для описания поверхностных магнитных и структурных переходов ^{74,75}.

ственным неизвестным параметром при описании СПД является величина γ , непосредственно связанная с $\tau_0 = (T_c - T_{c0})/T_{c0}$, т. е. с критической температурой СПД (см. ниже). Используя экспериментальное значение τ_0 , мы имеем дело с функционалом (4.1), где все коэффициенты известны и который, в принципе, должен давать *полное* описание СПД вблизи температуры T_{c0} .

Теория СПД, основанная на модифицированном функционале Гинзбурга — Ландау, была развита в работах ^{6, 11, 12, 16}, и ниже мы приведем ее подробное изложение. Сразу же отметим, что у сверхпроводников I рода (олово) эта теория может полностью описывать всю область существования СПД ^{6, 16}. Для сверхпроводников II рода она справедлива около температуры T_{c0} ; при низких температурах критическое поле СПД определяется из решения полного интегрального уравнения для Ψ ^{14, 16}, но качественно модифицированный функционал Гинзбурга — Ландау дает правильное описание СПД во всем температурном интервале.

В отсутствие магнитного поля сверхпроводящий параметр порядка Ψ зависит лишь от координаты x — расстояния от ПД, и уравнение для $\psi(x)$, следующее из функционала (4.1), имеет вид

$$\left(\frac{1}{4m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\tau}{\eta} \right) \psi - b |\psi|^2 \psi = -\gamma \delta(x) \psi. \quad (4.2)$$

Для определения температуры T_c возникновения локализованной сверхпроводимости (ЛС) в уравнении (4.2) достаточно ограничиться линейными по ψ членами:

$$\frac{1}{4m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{\tau}{\eta} \psi = -\gamma \delta(x) \psi. \quad (4.3)$$

Решение уравнения (4.3), убывающее при $x \rightarrow \pm \infty$, имеет вид

$$\psi(x) \sim \exp(-q|x|),$$

где

$$q^2 = 4\tau m/\eta.$$

Наличие δ -функции в правой части уравнения (4.3) эквивалентно граничному условию на ψ при $x = 0$:

$$\psi'(0) = -2m\gamma\psi(0),$$

откуда находим

$$q = 2m\gamma,$$

а, значит, критическая температура СПД связана с параметром γ соотношением

$$\frac{T_c - T_{c0}}{T_{c0}} = \tau_0 = m\gamma^2. \quad (4.4)$$

Уравнение (4.2) для определения температуры ЛС аналогично уравнению Шрёдингера. Из этого следует (см., например, ⁵⁶), что в случае нитевидной области с усилением куперовского спаривания превышение критической температурой ЛС значения T_{c0} экспоненциально мало. В этой связи вряд ли можно ожидать обнаружения ЛС вблизи тонкого (с толщиной меньше ξ_0) линейного дефекта. В случае точечного дефекта эффект ЛС отсутствует вовсе (это по сути дела соответствует тому, что в мелкой трехмерной потенциальной яме нет связанного состояния ⁵⁶), при этом, однако, ЛС может возникать на редких скоплениях точечных дефектов ^{57, 58}. Отметим, что в магнитном поле ЛС появляется и на уединенных точечных дефектах ⁵⁹.

Величина τ_0 является характерным масштабом температуры при описании СПД. Как следует из уравнения (4.2), характерным масштабом длины при этом является

$$\xi(\tau_0) = \left(\frac{\eta}{4m\tau_0} \right)^{1/2},$$

а параметра порядка

$$\psi_0 = \left(\frac{\tau_0}{\eta b} \right)^{1/2}.$$

В этой связи нам будет удобно использовать безразмерные приведенные переменные: температуры $t = (T_c - T)/(T_c - T_{c0})$, координаты $x' = x/\xi(\tau_0)$ и параметра порядка $\varphi = \psi/\psi_0$. Уравнение (4.2) при этом примет вид

$$-\frac{d^2\varphi}{dx'^2} + t\varphi + \varphi^3 = 2\delta(x)\varphi. \quad (4.5)$$

В дальнейшем у безразмерной координаты x' мы будем штрих опускать. Уравнение (4.5) имеет первый интеграл, и нетрудно получить его точное решение:

$$\varphi(x) = \frac{(2t)^{1/2}}{\text{sh}(|x| t^{1/2} + p)}, \quad p = \frac{1}{2} \ln \frac{1+t^{1/2}}{1-t^{1/2}}. \quad (4.6)$$

С понижением температуры $1 > t > 0$ растет как амплитуда параметра порядка, так и расширяется область около ПД, захватываемая ЛС. Температура $t = 0$ появления объемной сверхпроводимости характеризуется сменой закона спада амплитуды ЛС по мере удаления от ПД: при $t = 0$ экспоненциальный закон уступает место степенному $\varphi(x) \sim x^{-1}$ (своеобразное критическое явление). Ниже температуры объемного перехода в сверхпроводящее состояние T_{c0} параметр порядка $\psi(x)$ имеет локальный максимум на ПД, и соответствующее решение уравнения (4.2) нетрудно получить в квадратурах. Скачок теплоемкости при появлении локализованной у ПД сверхпроводимости составляет $\Delta C = 2\xi(\tau_0)/\eta^2 b T_{c0}$ (в расчете на единицу площади).

Расчет единственного неизвестного параметра нашей теории τ_0 (или γ ; см. (4.4)) пока может быть произведен лишь в модели СПД, в которой предполагается, что безразмерная константа куперовского спаривания $\lambda = \lambda_0 + \delta\lambda(x)$ имеет острый максимум вблизи ПД.

Не останавливаясь на деталях расчета, основанного на решении интегрального уравнения для сверхпроводящего параметра порядка^{11, 13}, приведем лишь оценку $\tau_0 = (T_c - T_{c0})/T_{c0}$ по порядку величины. Эту оценку легко получить из следующих соображений: ЛС захватывает область около ПД размером порядка корреляционной длины сверхпроводимости при $T = T_c$, $\xi(T_c) \sim \xi_0 \tau_0^{-1/2}$, где $\xi_0 = 0,18 \nu_F/T_{c0}$ ($\xi^2(\tau) = 0,55 \xi_0^2/\tau$), и если пик λ сосредоточен в области ширины $d \ll \xi_0 \ll \xi(T_c)$ вблизи ПД, то эффективное увеличение λ составит $\delta\lambda d/\xi(T_c)$. Поскольку $T_c \sim \omega_D \exp(-1/\lambda)$, то

$$\frac{\delta T_c}{T_c} \sim \tau_0 \sim \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \frac{d}{\xi(T_c)},$$

и окончательно, принимая во внимание температурную зависимость ξ , получаем следующую оценку:

$$\tau_0 \sim \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda_0^2} \frac{d}{\xi_0} \right)^2.$$

В «грязном» сверхпроводнике ($l \ll \xi_0$) из-за уменьшения корреляционной длины оценка для τ_0 увеличивается на фактор $(\xi_0/l) \gg 1$.

Рассмотренная модель связывает СПД с усилением куперовского спаривания около ПД, причем за сверхпроводимость ответственны именно объемные электроны. Наличие ПД, как отмечалось, должно приводить также и к появлению локализованных у ПД электронных состояний, аналогичных

таммовским уровням. Сверхпроводимость таких поверхностных электронов может иметь совершенно иные, по сравнению с объемной, характеристики⁶⁰, в частности более высокую критическую температуру T_c . ПД, однако, находится внутри объема металлами важную роль должно играть взаимодействие с трехмерными электронами, которое приводит к рассасыванию сверхпроводимости вглубь металла. Такая модель ЛС была рассмотрена в работе¹⁷, при этом близость критических температур T_c и T_{c0} в случае СПД в рамках данной модели можно объяснить лишь очень сильным взаимодействием «двумерных» и «трехмерных» электронов. В окрестности температуры T_c для описания сверхпроводимости «трехмерных» электронов модель¹⁷ также сводится к модифицированному функционалу Гинзбурга — Ландау (4.1).

4.2. Фазовая диаграмма и магнитные свойства СПД

Как следует из приведенных в разделе 3 экспериментальных данных, поведение СПД в магнитном поле характеризуется большим своеобразием, и свойства СПД во многом отличаются от свойств обычной объемной сверхпроводимости. Модифицированный функционал Гинзбурга — Ландау (4.1), в принципе, дает полное описание сверхпроводимости, локализованной около плоскости (ПД в нашем случае) вблизи температуры T_c . Это описание является в значительной степени универсальным и при подходящем выборе безразмерных переменных не зависящим от единственного неизвестного параметра теории — константы γ (которую в необходимых случаях мы можем считать известной из эксперимента).

Рассмотрим случай параллельного ПД магнитного поля, векторный потенциал A которого может быть выбран в калибровке вида $A = A_y(x)$. Переходя к безразмерным φ и x (см. (4.5)), а также к векторному потенциалу $\tilde{A} = A/A_0$, где $A_0 = (\tau_0 mc^2 / 2\eta e^2)^{1/2}$, запишем уравнения для параметра порядка и распределения поля, следующие из функционала (4.1):

$$-\varphi'' + \frac{\varphi}{2} \tilde{A}^2 + t\varphi + \varphi^3 = 0, \quad \varphi'|_{x=+0} = -\varphi(0), \quad (4.7)$$

$$\tilde{A}' = \frac{\varphi^2}{\kappa^2} \tilde{A}, \quad \tilde{A}(x \rightarrow \infty) = \frac{hx}{\kappa}; \quad (4.8)$$

здесь $\kappa = \lambda/\xi = (mc/e)(b/2\pi)^{1/2}$ — параметр Гинзбурга — Ландау, h — внешнее поле H , нормированное на величину $H_c(-\tau_0) = (2\tau_0/\eta)(\pi/b)^{1/2}$, $H_c(-\tau_0)$ — термодинамическое критическое поле объемной свехпроводимости при температуре $T_{c0} - (T_c - T_{c0})$, которое и определяет характерный масштаб поля для СПД в сверхпроводнике I рода. При $|x| \rightarrow \infty$ внешнее поле H совпадает с индукцией B . Уравнения (4.7), (4.8) представляют собой, по существу, обычные уравнения Гинзбурга — Ландау⁵⁵, дополненные граничным условием для φ при $x = 0$.

Нелинейная система уравнений (4.7), (4.8), в принципе, дает полное описание СПД в параллельном поле. Первый интеграл системы (4.7), (4.8) может быть легко найден (см., например,⁵⁵), и в нашем случае он записывается в виде

$$-2(\varphi')^2 + (2t + \tilde{A}^2)\varphi^2 + \varphi^4 - (\tilde{A}')^2\kappa^2 + h^2 = 0. \quad (4.9)$$

Аналитическое рассмотрение задачи о критическом поле перехода СПД может быть проведено лишь для сверхпроводника II рода или предельно I рода с $\kappa \ll 1$. Для случая $\kappa \lesssim 1$ необходимо решать полную систему уравнений (4.7), (4.8) с помощью ЭВМ (см. раздел 4.2.3).

4.2.1. Экранировка слабого параллельного поля

В области $T_{c0} < T < T_c$ СПД существует вплоть до самых малых полей, и в этом случае можно поставить вопрос о диамагнитной восприимчивости СПД (начальный наклон зависимости $M_d(H)$).

Экранировка слабого параллельного ПД магнитного поля $\mathbf{B} \parallel z$ определяется уравнением (4.8), где вместо $\varphi(x)$ мы должны подставить функцию, описывающую распределение параметра порядка в отсутствие поля (4.6):

$$\tilde{A}'' = \frac{2t}{\kappa^2 \operatorname{sh}^2(|x| t^{1/2} + p)} \tilde{A}, \quad p = \frac{1}{2} \ln \frac{1+t^{1/2}}{1-t^{1/2}}. \quad (4.10)$$

Используя замену переменных $u = \operatorname{cth}(|x| t^{1/2} + p)$ и переходя от уравнения (4.10) для вектор-потенциала к уравнению для поля B , найдем, что распределение магнитной индукции определяется уравнением

$$(u^2 - 1) \frac{d^2 B}{du^2} = \frac{2}{\kappa^2} B \quad (4.11)$$

с граничными условиями $B(u=1) = H$ (далеко от ПД магнитная индукция равна внешнему полю) и $B'(u = \operatorname{cth} p) = 0$ (распределение магнитной индукции симметрично относительно ПД и на самой ПД величина B минимальна).

Для сверхпроводника предельно второго рода ($\kappa \gg 1$) практически во всем температурном интервале $0 < t < 1$ экранировка поля оказывается слабой, т. е. ЛС почти не меняет поля $B(x) = H - b(x)$, где $b(x) \ll H$. Уравнение (4.11) в первом приближении по малому параметру $\kappa^{-2} \ll 1$ при этом можно записать в виде

$$\frac{d^2 B}{du^2} = \frac{2H}{\kappa^2 (u^2 - 1)}, \quad (4.12)$$

который допускает точное решение. Решая (4.12), найдем, что магнитное поле на самой ПД равно¹⁶

$$B(x=0) = H \left(1 - \frac{2}{\kappa^2} \ln \frac{t^{-1/2} + 1}{2} \right) \quad (4.13)$$

и мало отличается от внешнего поля H . Вблизи температуры перехода T_c ($1 - t \ll 1$) распределение поля дается выражением

$$B(x) = H \left[1 - \frac{1-t}{2\kappa^2} (2x+1) \exp(-2x) \right]. \quad (4.14)$$

Зная распределение поля, легко найти и полный магнитный момент СПД в расчете на единицу ее площади:

$$M_d = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B(x) - H}{4\pi} dx = -H \frac{(1-t)}{4\pi\kappa^2} \xi(\tau_0) \quad \text{при } 1-t \ll 1. \quad (4.15)$$

По мере понижения температуры экранировка усиливается, и при $T \rightarrow T_{c0}$ магнитный момент¹⁶

$$M_d = -\frac{H\xi(\tau_0)}{\kappa^2 t^{1/2}} \cdot \frac{\pi}{6}, \quad (4.16)$$

откуда следует, что диамагнитная восприимчивость при $t \rightarrow 0$ расходится как $t^{-1/2}$. В сверхпроводнике II рода с $\kappa \gg 1$ условие применимости соотношений (4.12)–(4.16) есть $t \gg \exp(-\kappa^2)$, т. е. они справедливы практически во всем температурном интервале $0 < t < 1$.

Приведенное рассмотрение справедливо также и для сверхпроводников I рода вблизи критической температуры T_c , в температурном интервале

$1 - t \ll \kappa^2$. Физический смысл последнего условия прост и состоит в том, что безразмерная эффективная глубина экранирования $\tilde{\lambda}_L^{-1} \sim \varphi(0)/\kappa \sim (1 - t)^{1/2}/\kappa$ должна быть больше сверхпроводящей корреляционной длины (которая при нашем выборе единиц длины порядка единицы). При этом поле практически полностью проникает в сверхпроводящую область, и СПД ведет себя фактически как сверхпроводник II рода.

В другом предельном случае $1 - t \gg \kappa^2$ СПД в сверхпроводнике I рода способен уже сильно заэкранировать поле, и оно практически равно нулю в слое толщиной $|x| \gg 1$ около ПД. Эффективная экранировка происходит, таким образом, на расстояниях $x \gg 1$, т. е. в уравнении (4.11) нас будет интересовать область $u - 1 \ll 1$. Решая его в этой области¹⁶, найдем, что магнитное поле на ПД экспоненциально мало, а магнитный момент единицы площади равен

$$M_d = -\frac{H}{2\pi} \xi(\tau_0) \left(\ln \frac{2}{\kappa} \right) t^{-1/2}.$$

Как следует из этого выражения, в сверхпроводнике I рода магнитное поле практически полностью выталкивается из области ЛС около ПД, размер которой $\sim \xi(\tau_0)t^{-1/2}$, т. е. порядка сверхпроводящей корреляционной длины.

Сопоставляя полученные выражения для диамагнитной восприимчивости СПД с экспериментальными данными для олова и ниобия, приведенными в разделе 3, отметим, что последние примерно на порядок-полтора меньше теоретических оценок. По-видимому, данное обстоятельство связано с неоднородностью реальной ПД, которая состоит из регулярных участков разных размеров, разделенных дислокационными областями. С этим же, вероятно, связан и экспоненциальный характер температурной зависимости момента $M_d(T)$ (см. раздел 3.1).

Действительно, критическая температура возникновения ЛС около ограниченного участка ПД (имеется в виду участок границы, где происходит усиление куперовского спаривания) существенно зависит от его размеров¹²: $\tau(R)$ быстро обращается в нуль для участков ПД размером $R < \xi(\tau_0)$. Если распределение участков ПД по размерам таково, что их средний размер меньше $\xi(\tau_0)$, то увеличение момента с понижением температуры будет в основном обусловлено ростом числа участков ПД, перешедших в сверхпроводящую фазу. Рассмотрение одной из простейших моделей распределения участков ПД по размерам содержится в¹², оно действительно приводит к экспоненциальной температурной зависимости момента. Хотя неоднородный характер ПД качественно объясняет наблюдавшийся в олове резкий спад момента СПД с повышением температуры, количественное сопоставление с экспериментом пока не представляется возможным, поскольку неизвестно распределение участков ПД по размерам.

Хотя неоднородность ПД очень сильно сказывается на зависимости $M_d(H, T)$, тем не менее возможно прямое сопоставление экспериментально полученной фазовой (H, T) диаграммы с теоретическими предсказаниями для полей $H_d(T)$ и $H_m(T)$ бесконечной СПД. Действительно, в сверхпроводнике II рода переход в состояние СПД происходит вторым родом, и по мере уменьшения магнитного поля в сверхпроводящую фазу сначала переходят крупные (обладающие максимальной T_c) участки ПД, а затем более мелкие (с меньшим значением T_c). Для крупных участков (характерный размер которых велик по сравнению с $\xi(\tau_0)$) критическое поле практически совпадает с критическим полем бесконечной плоскости.

В сверхпроводнике I рода (олово) переход в поле в экспериментально наблюдаемой области существования СПД происходит первым родом. Для активации сверхпроводящего зародыша при этом необходимо преодоление энергетического барьера, и наблюдается «переохлаждение» нормальной фазы. Нормальное состояние в поле будет сохраняться до тех пор, пока не станет возможным рост сверхпроводящих зародышей, когда поле достиг-

нет величины H_m — поля перехода второго рода. Важно отметить, что этим полем переохлаждения будет поле H_m бесконечной ПД (соответствующей максимальной T_c), так как наиболее высокое значение H_m достигается у больших участков ПД. В поле H_m происходит скачок момента, так как в состоянии СПД сразу переходит много участков ПД.

При увеличении внешнего магнитного поля от нуля СПД постепенно подавляется, начиная с малых участков ПД. Эти переходы происходят первым родом при достижении полем значений $H_d(R)$. Как уже отмечалось в разделе 3.2, перегрева СПД не наблюдается из-за присутствия вблизи ПД массивного металла в нормальном состоянии. При разрушении СПД в поле (строго параллельном ПД) момент должен испытывать скачок, но, поскольку в данном поле в нормальное состояние переходит лишь малая часть ПД, результирующая кривая $M_d(H)$ должна быть плавной. Такая же плавная зависимость $M_d(H)$ может возникнуть из-за наклона поля к ПД (промежуточное состояние). Обращение момента в нуль указывает на достижение полем величины $H_d(R = \infty)$ — сверхпроводимость разрушена во всех областях ПД. Определенное таким образом поле $H_d(R = \infty)$ и можно сравнивать с соответствующим теоретическим значением для бесконечной ПД.

С неоднородностью ПД, видимо, связан и вопрос о переходе типа Березинского — Костерлица — Таулесса для ЕПД, возникший в связи с экспериментальными наблюдениями при некоторой температуре T_{KT} (лежащей между T_{c0} и T_c) макроскопических токов; см. раздел 2.3. Поскольку СПД захватывает область $\sim \xi(\tau_0)$ около ПД, она не может считаться двумерной. Лондоновская глубина проникновения λ_L вблизи T_c дается для СПД соотношением $\lambda_L^2 \sim \lambda_L^2(0) T_c / (T_c - T)$, в то время как $\xi^2 \sim \xi^2(\tau_0) \sim \xi_0^2 T_c / (T_c - T_{c0})$. Отсюда легко получить, что вихри в случае СПД будут иметь квазидвумерный характер при температурах $(T_c - T)/T_c < (\lambda_L(0)/\xi_0)^2 (T_c - T_{c0})/T_{c0}$ ⁶¹, и оценка на температуру перехода Костерлица — Таулесса T_{KT} , при которой происходит спонтанное рождение вихрей, будет⁵² $(T_c - T_{KT})/T_c \sim (T_c/E_F)^2 \ll 1$. Температура перехода T_{KT} практически совпадает с критической температурой СПД, и вряд ли этот переход можно заметить экспериментально.

Неоднородность ПД может приводить к альтернативной возможности наблюдения перехода Костерлица — Таулесса, происходящего в системе сверхпроводящих гранул на двумерный ПД. Действительно, слабое джозефсоновское взаимодействие отдельных сверхпроводящих областей (фаза сверхпроводящего параметра порядка в которых постоянна) делает неоднородную СПД подобной классической системе плоских ротаторов, для которой и был предсказан переход Костерлица — Таулесса^{50, 51}. При этом температура перехода T_{KT} по порядку величины совпадает с энергией джозефсоновского взаимодействия соседних сверхпроводящих областей. В этом смысле свойства неоднородной СПД могут оказаться сходными со свойствами плоских джозефсоновских структур⁶².

4.2.2. Критическое поле перехода II рода

Критическое поле перехода II рода в состояние СПД H_m , т. е. поле образования сверхпроводящего зародыша, находится вблизи T_{c0} из решения линеаризованного уравнения Гинзбурга — Ландау, отвечающего наибольшей температуре:

$$a\psi(\mathbf{r}) - \frac{1}{4m} \left(\nabla - \frac{2ie}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi(\mathbf{r}) = \gamma \delta(x) \psi(\mathbf{r}). \quad (4.17)$$

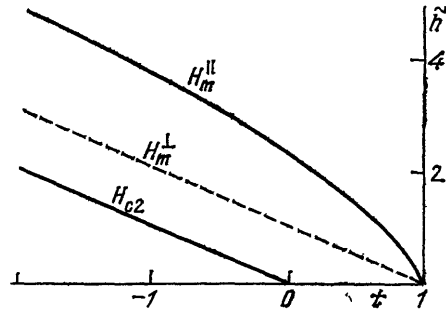
Уравнение (4.17) отличается от стандартного уравнения³¹ лишь наличием δ -функции, т. е. другими граничными условиями при $x = 0$, и, чтобы подчеркнуть это при его записи, мы не производили перехода к безразмерным координатам.

Для сверхпроводника II рода решение (4.17) дает истинное поле перехода, а для сверхпроводника I рода переход в состояние СПД будет происходить вторым родом только в непосредственной близости к температуре T_c ; в остальной температурной области существования СПД H_m имеет смысл поля переохлаждения нормальной фазы.

Кривая $H_m(T)$ всегда идет несколько выше зависимости $H_{c2}(T)$ — верхнего критического поля массивного металла, величина $H_{c2} = \Phi_0/2\pi\xi^2(T)$ ²⁹, где $\Phi_0 = c\hbar/\pi e$ — квант потока и корреляционная длина $\xi^2(T) = (\eta/4m) \times T_{c0}/(T_{c0} - T)$. В этой связи ЛС в поле существует в сверхпроводниках второго рода при всех температурах (см. также экспериментальные данные по СПД в ниобии — раздел 3.3).

Наиболее проста ситуация, когда магнитное поле направлено перпендикулярно ПД. В этом случае, выбирая калибровку вектор-потенциала в виде $A = [Hr]/2$, благодаря разделению переменных в (4.17) сразу находим

Рис. 10. Рассчитанные зависимости критических магнитных полей перехода второго рода для параллельной и перпендикулярной ориентации поля относительно ПД^{11, 16}.



решение в виде $\psi(r) = \Phi_0(\rho)f(x)$, где ρ — координата в плоскости y, z , $\Phi_0(\rho)$ — стандартное⁵⁶ решение (4.17) в отсутствие δ -функции, а $f(x)$ — решение уравнения (4.3) с перенормированной величиной τ . В результате температурная зависимость $H_m^I(T) = 0,29 (\Phi_0/\xi_0^2) (T_c - T)/T_{c0}$ отличается от обычной зависимости $H_{c2}(T)$ лишь тем, что поле H_m^I обращается в нуль в точке T_c , а не T_{c0} . Таким образом, зависимость $H_m^I(T)$ представляет собой прямую, проходящую через точку T_c и параллельную $H_{c2}(T)$ (рис. 10).

Относительно поведения СПД в перпендикулярном поле заметим, что вблизи T_c оно аналогично поведению тонкой сверхпроводящей пластинки сверхпроводника II рода, эффективная лондоновская глубина проникновения которой определяется выражением^{31, 61}

$$\lambda_{eff}^{-1} = \frac{16\pi e^2}{mc^2} \int \psi^2(x) dx,$$

а роль толщины пластинки d играет величина

$$d \rightarrow \int \psi^2(x) dx (\psi^2(x=0))^{-1} \sim \xi(T_c).$$

С учетом этой замены для СПД должны быть справедливы все результаты работы⁶³, т. е. в перпендикулярном поле возникает вихревая структура с размером вихря $\sim \xi(\tau_0)$ вдоль поля.

С точки зрения флуктуационного диамагнетизма СПД также аналогична тонкой сверхпроводящей пленке толщиной $\xi(T_c) \sim \xi_0/\sqrt{\tau_0}$ и ее флуктуационный момент в перпендикулярном магнитном поле $\sim (T - T_c)^{-1}$ ⁶⁴. Такая характерная для двумерных сверхпроводников температурная зависимость флуктуационной восприимчивости должна проявляться в области температур $(T - T_c)/T_c \lesssim \tau_0$. Экспериментальная регистрация флуктуационного диамагнетизма СПД, по-видимому, сильно затруднена из-за маскирующего действия объемных флуктуаций и возможна лишь для образцов с большой плотностью ПД.

Параллельное поле перехода II рода в состояние СПД H_m'' определим из условия появления решения линеаризованного уравнения для параметра порядка (4.7), где \mathbf{A} — вектор-потенциал внешнего поля, и вместо граничного условия для φ нам удобнее ввести в уравнение δ -функциональный потенциал:

$$-\varphi''(x) + \tilde{h}'' x^2 \varphi(x) + t \varphi(x) - 2\delta(x) \varphi(x) = 0; \quad (4.18)$$

здесь $\tilde{h}'' = H_m''/H_{c2}(t = -1) = h/\sqrt{2\kappa}$ и использованы безразмерные координаты.

Собственные функции $\varphi_n(x)$ данного уравнения без δ -функции (т. е. линейного осциллятора) с граничными условиями $\varphi \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \pm\infty$ хорошо известны⁵⁶, они образуют полный ортонормированный базис. Разложим решение (4.18) по этим собственным функциям:

$$\varphi(x) = \sum_n c_n \varphi_n(x). \quad (4.19)$$

Подставляя (4.19) в (4.18) и используя условие ортонормированности $\varphi_n(x)$, найдем коэффициенты разложения

$$c_n = 2\varphi(0) \varphi_n(0) (t + \varepsilon_n)^{-1}, \quad (4.20)$$

где $\varepsilon_n = 2\tilde{h}''(n + 1/2)$ — собственное значение энергии, отвечающее функции $\varphi_n(x)$. Из условия «самосогласования»

$$\varphi(0) = \sum_n c_n \varphi_n(0),$$

используя явный вид $\varphi_n(x)$ ⁵⁶, получаем решение нашей задачи в виде сходящегося ряда:

$$\begin{aligned} (\tilde{h}'')^{1/2} &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2k)!}{(k!)^2 2^{2k} [(t/\tilde{h}'') + 4k + 1]} = \\ &= \frac{1}{2\sqrt{\pi}} B\left(\frac{1 + (t/\tilde{h}'')}{4}, \frac{1}{2}\right), \end{aligned} \quad (4.21)$$

где B — бета-функция. Численное суммирование (4.21) приводит к зависимости $\tilde{h}''(t)$, приведенной на рис. 10.

В пределе $t \rightarrow 1$ зависимость $\tilde{h}''(t)$ носит корневой характер $\tilde{h}''(t) = [2(1-t)]^{1/2}$ и легко может быть найдена, если рассматривать магнитное поле в (4.18) как возмущение.

В пределе $|t| \gg 1$ критическое поле мало отличается от соответствующего объемного значения $\tilde{h}_0 = H_{c2}/H_{c2}(t = -1) = -t$; при этом в сумме (4.21) можно ограничиться лишь одним первым членом с $k = 0$, который много больше остальных. В результате находим

$$\frac{\tilde{h}'' - \tilde{h}_0}{\tilde{h}_0} = \frac{H_m'' - H_{c2}}{H_{c2}} = \frac{2}{(\pi |t|)^{1/2}} \approx 1,1 |t|^{-1/2}, \quad (4.22)$$

т.е. $\tilde{h}'' - \tilde{h}_0 = (2/\sqrt{\pi}) |t|^{1/2}$.

Для рассмотрения поведения СПД при $|t| \gg 1$ в полях, несколько меньших $\tilde{h}''(t)$, можно использовать традиционный метод⁶⁵, применяемый для изучения смешанного состояния при $(H_{c2} - H)/H_{c2} \ll 1$ (см. также³¹). Смешанное состояние при этом характеризуется параметром $\beta_A = \bar{\varphi}^4/(\bar{\varphi}^2)^2$. В нашем случае решетки вихрей не возникает, и этот параметр найти еще проще, чем в обычном объемном сверхпроводнике: вместо φ надо подставить собствен-

ную функцию линейного осциллятора (уравнение (4.18) без δ -функции), отвечающую низшему энергетическому уровню. В результате получим

$$\beta_A = \left(\frac{|t|}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{\xi(\tau_0)},$$

и магнитный момент СПД в расчете на единицу площади

$$M_d = - \frac{H_m'' - H}{4\pi\beta_A(2\kappa^2 - 1)} = - \frac{(H_m'' - H)\xi(\tau_0)}{2(2\pi|t|)^{1/2}(2\kappa^2 - 1)}. \quad (4.23)$$

Данное выражение справедливо при $H_m'' > H > H_{c2}$ и $|t| \gg 1$. Важно отметить, что по мере приближения поля к H_{c2} , как показывает анализ уравнений, в параллельном поле модуляции решения вдоль ПД не возникает вплоть до поля $H = H_{c2}$.

Критическое поле перехода II рода в случае СПД характеризуется существенной анизотропией (см. рис. 10), которая особенно ярко проявляется вблизи температуры перехода T_c : перпендикулярное поле линейно зависит от температуры, а параллельное поле — корневым образом. Как уже отмечалось, вблизи T_c СПД ведет себя подобно сверхпроводящей пленке толщиной $\xi(\tau_0)$. Поэтому и угловая зависимость поля в случае СПД совпадает с соответствующей угловой зависимостью для тонкой сверхпроводящей пленки⁶⁶ (см. также¹⁴):

$$\left| \frac{H_m(\theta) \sin \theta}{H_m^\perp} \right| + \left(\frac{H_m(\theta) \cos \theta}{H_m^\parallel} \right)^2 = 1, \quad (4.24)$$

где θ — угол между ПД и направлением поля.

Вдали от температуры T_c ($|t| \gg 1$) превышение критическим полем СПД значения \tilde{h}_0 в объеме довольно быстро падает от $\Delta\tilde{h}''$ до величин $\sim \Delta\tilde{h}^\perp$ при отклонении поля на угол $\theta \sim \tilde{h}^{-1/4}$ от параллельной ориентации.

Сравнивая выражения для $\Delta\tilde{h}''$ и $\Delta\tilde{h}^\perp$ при $|t| \gg 1$, находим, что выполняется соотношение

$$\frac{(\Delta H_m^\parallel)^2}{\Delta H_m^\perp H_{c2}} = \frac{4}{\pi}.$$

В области температур $t \approx 0$ анализ поведения СПД в поле можно осуществить лишь на основе численного решения уравнений (4.7), (4.8) для параметра порядка и магнитного поля, параллельного ПД.

Рис. 11. Пространственная зависимость параметра порядка φ и экранирования параллельного ПД магнитного поля h в ниобии ($\kappa = 1$) при температуре $t = -0,5$ ¹⁶.

Сплошная линия соответствует полю $h = \tilde{h}/\sqrt{2\kappa} = 4,2$, штриховая — $h = 1,9$, штрихпунктирная — $h = 0,71$. Координата x измеряется в ед. $\xi(\tau_0)$

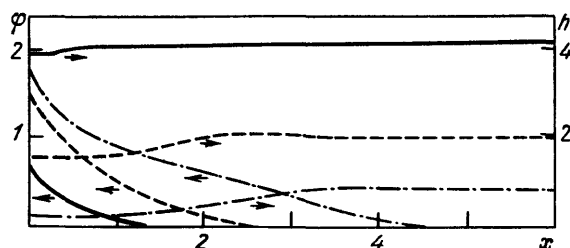


Рис. 11 иллюстрирует результаты численных расчетов¹⁶, проведенных для случая $\kappa = 1$, соответствующего ниобию, для температуры $t = -0,5$. Видно, что магнитное поле существенно проникает в область СПД, что является характерным для сверхпроводников второго рода. Зависимость магнитного момента от поля для $\kappa = 1$ (ниобий), в качественном согласии с экспериментальными данными рис. 7, имеет колоколообразный характер. Начальный рост намагниченности связан с ростом магнитного поля; затем в области более сильных полей сверхпроводимость начинает подавляться,

и этим обстоятельством обусловлено падение момента по мере приближения к полю H_m .

В целом теоретическая схема качественно правильно описывает свойства СПД в ниобии (см. раздел 3.3). Однако, как следует из экспериментальных данных, величина dH_m''/dT при $T = T_{c0}$ превосходит dH_{c2}/dT примерно в 1,2 раза, в то время как теоретическое значение этого отношения (см. рис. 10) около 1,5. Причина расхождения может заключаться в том, что при фазовом переходе II рода регистрация магнитного момента СПД становится очень сложной экспериментальной задачей (которую еще больше может усложнить неоднородность ПД), и магнитные измерения, по существу, дают лишь нижнюю границу для поля H_m . Важным фактором является также соблюдение строгой параллельности поля ПД в эксперименте. С указанными обстоятельствами может быть связан и тот факт, что экспериментальные данные не дают каких-либо указаний на кривизну зависимости $H_m''(T)$. Отметим, что наиболее сильная нелинейность $H_m''(T)$ ожидается при $T \rightarrow T_c$, т. е. там, где измерения момента СПД из-за его исчезающе малой величины оказываются наиболее сложными. Исследования угловой зависимости поля $H_m(\theta)$ в ниобии пока не проводились, точность экспериментальных измерений пока также недостаточна для проверки зависимости (4.22).

В олове ($\kappa = 0,13$) переход в фазу СПД в поле происходит вторым родом лишь в исключительно узкой окрестности T_c . Понять причину смены характера перехода можно из следующих соображений.

Хорошо известно, что характер перехода обычных сверхпроводников в магнитном поле определяется параметром Гинзбурга — Ландау $\kappa = \lambda_L/\xi$: при $\kappa > 1/\sqrt{2}$ переход в поле происходит вторым родом, а при $\kappa < 1/\sqrt{2}$ — первым родом (см., например, ⁵⁵). Для случая ЛС, как уже отмечалось в разделе 4.2.1, эффективная глубина экранирования параллельного ПД поля $\lambda_{eff}^2 \sim \lambda_L^2(0)/\tau_0(1-t) \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow 1$. В то же время сверхпроводящая корреляционная длина ЛС $\xi(T_c) \sim \xi_0/\sqrt{\tau_0}$ вблизи температуры T_c ($t \rightarrow 1$) практически не меняется. В результате эффективный параметр Гинзбурга — Ландау для ЛС оказывается сильно зависящим от температуры

$$\kappa_{eff} \sim \frac{\lambda_L}{\xi_0} (1-t)^{-1/2} \sim \kappa (1-t)^{-1/2},$$

и расходится при $t \rightarrow 1$. Вблизи T_c переход в фазу СПД в поле должен, таким образом, всегда происходить вторым родом, вне зависимости от того, каков род сверхпроводимости матрицы. С другой стороны, по мере понижения температуры в сверхпроводнике I рода ($\kappa \ll 1$) эффективный параметр Гинзбурга — Ландау приближается к своему значению в объемном металле при $1-t \gg \kappa^2$, и при этом переход должен происходить уже первого рода. В результате, при некоторой температуре t^* такой, что $1-t^* \sim \kappa^2$, в параллельном ПД поле должна происходить смена характера перехода. Строгое рассмотрение ¹² показывает, что в параллельном ПД поле смена характера перехода происходит при

$$t^* = 1 - 1,6\kappa^2. \quad (4.25)$$

Для олова $\kappa = 0,13$, и область перехода II рода оказывается исчезающе малой.

В перпендикулярном магнитном поле поведение СПД, как уже отмечалось, аналогично поведению тонкой пленки сверхпроводника с толщиной $d \sim \xi(T_c)$. Вблизи критической температуры T_c сверхпроводимость в пленке, помещенной в перпендикулярное поле, всегда появляется путем фазового перехода II рода ⁶³. Как следует из ⁶³, для трикритической точки СПД в сверхпроводнике I рода ($\kappa \ll 1$) имеем $1-t^* \sim \kappa^4$, и область перехода II рода оказывается еще меньше, чем в случае параллельной ориентации поля.

4.2.3. Критическое поле перехода I рода

В сверхпроводнике I рода с $\kappa \ll 1$ переход в фазу СПД практически во всем температурном диапазоне существования ЛС, как и в металле матрицы, должен происходить первым родом. Отвлекаясь сейчас от области температур вблизи трикритической точки t^* и рассматривая случай параллельного ПД поля, мы можем, как это следует из уравнений (4.7), (4.8) при $\kappa \rightarrow 0$, пренебречь проникновением поля в сверхпроводящую область около ПД и считать, что ЛС существует в слое конечной толщины $-L < x < L$, где поля нет, причем сам размер области ЛС подлежит определению. По существу, мы приходим к уравнению (4.2) для φ , но с другим граничным условием: $\varphi(\pm L) = 0$. Внутри сверхпроводящей области поле и его векторный потенциал равны нулю, и с помощью первого интеграла (4.9) мы можем записать свободную энергию (4.1) (в расчете на единицу площади ПД) в виде

$$F = \xi(\tau_0) \frac{H_c^2(-\tau_0)}{8\pi} \left(\int_{-L/\xi(\tau_0)}^{L/\xi(\tau_0)} 2(\varphi')^2 dx - 2\varphi^2(0) \right). \quad (4.26)$$

Из первого интеграла (4.9) следует, что

$$\frac{d\varphi}{dx} = - \left(t\varphi^2 + \frac{\varphi^4}{2} + \frac{h^2}{2} \right)^{1/2}. \quad (4.27)$$

Учитывая граничное условие для φ на ПД, из (4.27) находим связь между полем h и амплитудой параметра порядка при $x = 0$:

$$h^2 = 2(1-t)\varphi^2(0) - \varphi^4(0). \quad (4.28)$$

Используя еще раз (4.27) и переходя в (4.26) от интегрирования по x к интегрированию по φ с помощью (4.27), запишем свободную энергию ЛС следующим образом:

$$F = \varphi^2(0) \frac{H_c^2(-\tau_0)}{\pi} \left\{ \int_0^1 \left[1 - t(1-y^2) + \frac{1}{2}(y^4-1)\varphi^2(0) \right]^{1/2} dy - \frac{1}{2} \right\}. \quad (4.29)$$

Условие перехода первого рода $F = 0$ в неявном виде позволяет найти $\varphi(0)$:

$$\int_0^1 \left[1 - t(1-y^2) + \frac{1}{2}(y^4-1)\varphi^2(0) \right]^{1/2} dy = \frac{1}{2}, \quad (4.30)$$

и, учитывая соотношение (4.28), также и поле перехода h_d . Уравнение (4.30) решалось численно, и соответствующая зависимость показана на рис. 12.

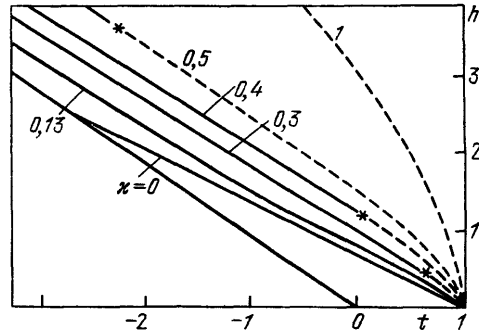


Рис. 12. Вид фазовой диаграммы СПД для разных значений κ в параллельном магнитном поле вблизи температуры $t = 0^{16}$.

Штриховой линией показаны кривые перехода II рода; трикритические точки, где происходит смена характера перехода, отмечены звездочками.

Важным обстоятельством является пересечение кривых $h_d(T)$ и $h_c(T)$, т. е. ЛС в сверхпроводнике I рода ограничена областью температур вблизи T_{c0} .

Точность данного расчета, однако, невелика — порядка $\kappa^{1/2}$, как и в случае рассмотрения энергии границы между сверхпроводящей и нормальной фазами в поле (см., например, ⁵⁵). Именно этим обстоятельством и объясняется расхождение полученной из (4.28), (4.30) зависимости $h_d(T)$ с экспериментальными данными.

Размер области ЛС порядка $\xi(\tau_0)$, и его можно легко найти, используя соотношение (4.27):

$$\frac{2L}{\xi(\tau_0)} = \int_0^{\varphi(0)} \frac{d\varphi}{[t\varphi^2 + (\varphi^4/2) + (h^2/2)]^{1/2}}. \quad (4.31)$$

Благодаря полному выталкиванию поля магнитный момент ЛС (в расчете на единицу площади) $M_d = -HL(H)/2\pi$.

Для сопоставления теории с экспериментами по исследованию СПД в олове было проведено численное решение уравнений (4.7, 4.8) методом конечных разностей для случая $\kappa = 0,13$, отвечающего олову ¹⁶. Как видно из рис. 6, имеет место очень хорошее количественное согласие с экспериментом.

Подчеркнем еще раз, что расчет фазовой диаграммы рис. 6 не использует никаких подгоночных параметров.

Неоднородность ПД, как уже отмечалось, не мешает определению поля перехода первого рода H_d , но приводит к тому, что скачок момента при $H = H_d$ отсутствует. Скачок момента возникает при «переохлаждении» по полю нормальной фазы до поля $H = H_m$ (поле абсолютной неустойчивости нормального состояния — поле перехода II рода, см. раздел 4.2.2) — это и позволяет регистрировать поле H_m в олове (см. раздел 3.2). Экспериментальная зависимость $H_m(T)$ в олове, рис. 5, имеет наклон -35 Э/К, лишь немного превосходящий наклон $dH_{c2}/dT = -30$ Э/К в массивном металле. Теоретическая зависимость $H_m(T)$ для параллельного поля должна при $T = T_{c0}$ иметь наклон ~ -45 Э/К; она идет выше экспериментальной. Возможно, это связано с неопределенностью ориентации поля относительно ПД — экспериментальная зависимость заключена между H_m^\perp и H_m^\parallel — аналогично ситуации в ниобии.

В олове, как следует из теории и эксперимента, СПД может наблюдаться лишь в диапазоне температур $-(6-7) < t < 1$, т. е. при $T_{c0} - 0,25$ К $< T < T_{c0} + 0,04$ К. Ограничение температурной области существования СПД снизу является специфичным для сверхпроводников I рода и вызвано тем, что при понижении температуры в состоянии СПД проигрыш в энергии неоднородности превосходит выигрыш в энергии сверхпроводящей конденсации около ПД.

Узкий температурный интервал существования СПД в сверхпроводниках I рода позволяет получить полное описание этого явления в рамках подхода Гинзбурга — Ландау. В сверхпроводниках I рода условия применимости теории Гинзбурга — Ландау являются, однако довольно жесткими: все параметры системы, в том числе и магнитное поле, должны медленно меняться на расстояниях порядка ξ_0 . В нашем случае глубина проникновения поля составляет $(\lambda_L \xi)^{1/2}$, и больше λ_L благодаря обращению в нуль $\varphi(x)$ на границе с нормальным металлом (аналогичная ситуация возникает и при рассмотрении N/S границы в сверхпроводнике I рода ⁵⁵). В результате условие применимости теории Гинзбурга — Ландау для полного описания ЛС в сверхпроводнике I рода имеет вид $\tau_0 < \kappa^{1/2}$, что выполняется для СПД в олове.

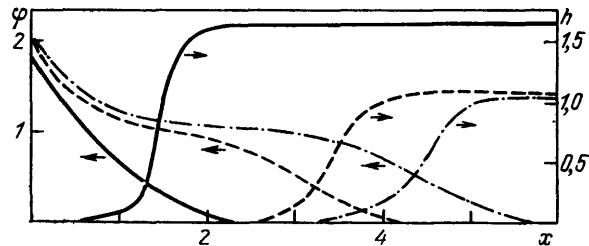
Характер поведения параметра порядка и экранирования поля как функция от координаты в олове иллюстрирует рис. 13. Интересно, что в области отрицательных t , когда в меньших полях возможно существование объемной сверхпроводимости, по мере приближения поля к $h_c = -t$ на зави-

симости $\varphi(x)$ появляется плато, где параметр порядка практически постоянен и равен своему значению в массивном металле при данной температуре. Неоднородность реальной ПД приводит к тому, что экспериментальные значения момента примерно на порядок меньше чем теоретические, и отсутствует скачок момента при $H = H_d$. Сильная нелинейность зависимости $M_d(H)$ связана с уменьшением области ЛС с ростом поля.

Фазовую диаграмму СПД в сверхпроводнике предельно первого рода ($\kappa = 0$) и сверхпроводнике второго рода получить сравнительно просто. В случае же конечного значения κ , как уже отмечалось, фазовая (H, T) диаграмма СПД может быть получена только численными методами. Результаты соответствующих численных расчетов приведены на рис. 12.

Рис. 13. Пространственная зависимость параметра порядка φ и экранирования параллельного ПД магнитного поля h в олове при температуре $t = -1$ ¹⁶.

Сплошная линия соответствует внешнему полю $h = 1,62$, штриховая — $h = 1,05$, штрихпунктирная — $h = 1,011$. Координата x измеряется в ед. $\xi(\tau_0)$.



Напомним, что и для сверхпроводников первого рода непосредственно ниже температуры T_c возникновение СПД в поле всегда происходит путем фазового перехода второго рода (см. раздел 4.2.2). При температуре T^* — трикритической температуре ($(T_c - T^*)/(T_c - T_{c0}) = t^*$; см. (4.25)) происходит смена характера перехода со второго на первый род. Как видно из рис. 12, по мере увеличения x расширяется область перехода второго рода — температура T^* понижается. При этом зависимость $H_d(T)$ становится круче, и область существования СПД расширяется в сторону низких температур.

В перпендикулярном магнитном поле в сверхпроводнике I рода должно реализовываться промежуточное состояние. Вопрос о структуре промежуточного состояния СПД в перпендикулярном поле отличается от своей стандартной постановки для тонкой пластинки сверхпроводника и пока еще решен не до конца. Критическое поле перехода I рода, перпендикулярное ПД, имеет тот же порядок величины, что и параллельное поле. Однако оно, по-видимому, несколько меньше параллельного, так как структура возникающего при этом промежуточного состояния должна иметь ненулевой размагничивающий фактор. В этом отличие СПД от обычной ситуации с пленкой сверхпроводника I рода, когда критическое поле не зависит от взаимной ориентации поля и пленки.

В заключении этого раздела отметим, что ПД влияет также и на поле поверхностной сверхпроводимости H_{c3} . Если ПД параллельна поверхности образца, то влияние поверхности на температуру СПД начнет сказываться при расстояниях между ПД и поверхностью $L \sim \xi(\tau_0)$. В этом случае с одной стороны от плоскости двойникования ослабляется эффект близости и при $L \ll \xi(\tau_0)$ температура $(T_c - T_{c0})/T_{c0} \rightarrow 4\tau_0$. В параллельном магнитном поле сверхпроводящий зародыш в однородном сверхпроводнике всегда появляется у поверхности³¹. Присутствие СПД изменяет эту ситуацию: в слабых полях зарождение сверхпроводимости всегда происходит у ПД, но с ростом поля характер локализации сверхпроводимости меняется и более выгодным становится возникновение поверхностной сверхпроводимости (это поле определяется расстоянием между ПД и поверхностью). В результате на зависимости поля переохлаждения от температуры (если речь идет о сверхпроводнике I рода) может появиться излом. Фактически вблизи температуры T_c роль поля переохлаждения играет поле H_m , а при низких температурах — H_{c3} . Увеличение поля H_{c3} должно происходить также и в случае

перпендикулярной ориентации ПД к границе образца. Более подробно данные вопросы рассмотрены в ⁷⁶.

Экспериментально в ряде металлов наблюдались поля поверхностной сверхпроводимости, превосходящие $H_{c3} = 1,69 H_{c2}^{77,78}$. Роль плоскостей двойникования, которые легко возникают у поверхности при ее обработке, при этом во внимание не принималась. Между тем ПД, например, появляются у поверхности ниобия при его прокатке, и в работе ⁷⁹ сообщается о повышении поля H_{c3} после прокатки образцов ниобия.

5. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ПЛОСКОСТИ ДВОЙНИКОВАНИЯ В «ОТСУТСТВИЕ» ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ

5.1. Эксперимент

Малая разность температур T_c и T_{c0} , как уже отмечалось ранее, в значительной мере определяется эффектом близости. Учитывая, что наблюдаемая эффективная толщина сверхпроводящего слоя оказывается порядка ξ_0 (несколько тысяч ангстрем для олова), а толщина слоя около ПД, где изменяются электрон-фононные характеристики, не превышает нескольких межатомных расстояний, необходимо признать, что зарегистрированное изменение критической температуры перехода, порядка 0,04 К для олова, на самом деле чрезвычайно велико, т. е. критическая температура, которая наблюдалась бы при отсутствии эффекта близости, существенно превосходит критическую температуру монокристалла из этого же металла. Влияние эффекта близости полностью исключить нельзя, но можно в значительной мере ослабить, расположив несколько ПД достаточно близко друг от друга или удалив окружающий ПД нормальный металл.

Эксперименты, проведенные с образцами олова, содержащими несколько ПД, показали, что зависимости $M_d(T, H)$ остаются качественно теми же самыми. Так же, как и в случае уединенной ПД, переход в состояние СПД в олове является фазовым переходом I рода. По измеренным при фиксированных температурах зависимостям $M_d(H)$ удастся определить критические магнитные поля H_c , H_d и H_m .

Результаты измерений критических магнитных полей в образцах олова, в которых располагалось несколько близких друг к другу ПД, представлены

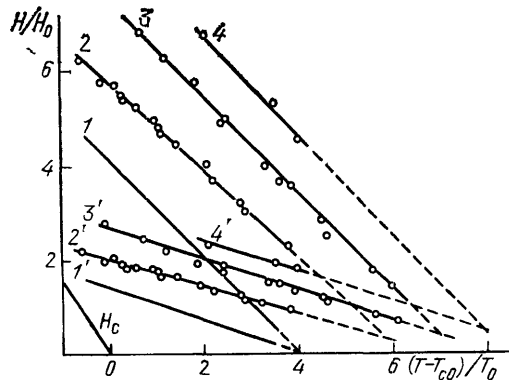


Рис. 14. Фазовая диаграмма СПД в олове для случая близко расположенных ПД ⁴.

1, 1' — для сравнения уединенная ПД; 2, 2' — расстояние между ПД $3 \cdot 10^{-3}$ см, 3, 3' — $3 \cdot 10^{-4}$ см, 4, 4' — 10^{-4} см

на фазовой диаграмме рис. 14. Эта фазовая (H, T)-диаграмма построена в нормированных координатах: $(T - T_{c0})/T_0$ — по оси температур и H/H_0 — по оси магнитных полей. На диаграмме построена линия $H_c(T)$, а также, для сравнения, на основе фазовой диаграммы рис. 5 воспроизведены линии критических магнитных полей сверхпроводимости уединенной ПД $H_d(T)$ и $H_m(T)$, обозначенные 1 и 1'. Результаты, представленные линиями 2 и 2', а также 3 и 3', были получены при исследовании образцов, в которых было по две ПД,

расположенных параллельно друг другу соответственно на расстояниях примерно $3 \cdot 10^{-3}$ и $3 \cdot 10^{-4}$ см. Контроль наличия двух ПД и измерения расстояний между ними проводился после травления образца для выявления его кристаллической структуры при помощи оптического микроскопа.

Величины диамагнитного момента M_d , измеренные в малых полях (меньших H_m), в реперной точке T_{c0} на образцах, содержащих две близкие ПД, оказались вдвое больше, чем на образцах с одной ПД. Пропорциональность M_d в малых полях площади ПД в образце позволяет, по крайней мере в первом приближении, произвести оценку суммарной площади ПД для случая, когда количество и ориентация ПД в образце не поддаются другим методам наблюдения. Необходимость такой оценки возникает, например, при исследовании образцов, в которых хаотически расположенные по всему объему образца ПД рождаются в результате сильной пластической деформации.

Линии 4 и 4' демонстрируют результаты, полученные на образце, в котором сделанная по амплитуде диамагнитного момента M_d , оценка концентрации ПД дает величину порядка 10^4 см²/см³, что соответствует среднему расстоянию между ПД порядка 10^{-4} см. Такая концентрация двойников возникает при однородной пластической деформации образца олова, если его линейные размеры изменяются на 20 — 50%. Отжиг деформированного образца практически не изменяет регистрируемые зависимости $M_d(T, H)$.

Сопоставление фазовых диаграмм рис. 14 с фазовой диаграммой рис. 5 (линии I и I' на диаграмме рис. 14) показывает, что, действительно, при наличии в образце нескольких ПД влияние эффекта близости ослабляется и область наблюдения СПД заметно расширяется. При этом все соотношения (3.2) между параметрами, характеризующими СПД, остаются выполненными, за исключением третьего из них, которое должно включать в себя зависимость от расстояния между ПД. Вопрос о зависимостях T_c от расстояния между ПД рассматривается во второй части этого раздела, посвященной теоретическому описанию взаимодействующих между собой ПД. С точностью до порядка величины можно сказать, что сближение ПД до расстояния $\sim \xi$ увеличивает разность температур $T_c - T_{c0}$ в два раза по сравнению с уединенной ПД.

Обращает на себя внимание то, что точки пересечения линий H_d и H_m на фазовой диаграмме рис. 14 лежат систематически выше оси температур. Согласно изложенной выше теории (см. раздел 4.2.3) при повышении температуры род термодинамического перехода из нормального состояния в состояние СПД должен изменяться с I на II. Возможно, что точка пересечения прямых H_d и H_m и является предсказанной теорией трикритической точкой. К сожалению, чувствительности использованного в работе ⁴ магнитометра не хватило для проведения исследований свойств СПД в этой очень интересной области.

Наличие в образце границ двойников с концентрацией порядка 10^4 см²/см³ сказывается и на величине его сопротивления электрическому току. В работе ³⁷ было зарегистрировано уменьшение сопротивления таких образцов при внешних условиях, соответствующих наблюдению M_d .

Следующий шаг по пути увеличения в образце концентрации двойников можно сделать, отказавшись от обогащения границами двойников всего объема исходного монокристалла. Известно, что при поверхностной обработке материалов (например, шлифовке) пластической деформации подвергается только сравнительно тонкий слой вблизи обрабатываемой поверхности. Исследованиям свойств двойников, образовавшихся в поверхностном слое образцов олова, посвящена работа ⁵.

Образцы в работе ⁵ изготовлялись в процессе шлифовки поверхности монокристалла олова порошком корунда с размером зерна порядка 10 мкм. При травлении образцов было видно, что приповерхностный слой имеет мелкокристаллическую структуру. Толщина этого мелкокристаллического

слоя равнялась приблизительно 50 мкм, что определялось при помощи электрохимического травления.

Результаты измерений на этих образцах зависимостей магнитного момента от магнитного поля для трех различных температур показаны на рис. 15. На верхней записи, сделанной при температуре, на 0,044 К превышающей T_{c0} , хорошо видно наличие диамагнитного момента M_d . Температура появления M_d , измеренная в описываемых экспериментах, оказалась выше, чем во всех ранее рассмотренных в этой статье опытах. Однако точность определение критической температуры СПД в данном случае оказалась невысокой.

Это связано с отсутствием достаточно ярко выраженных явлений типа перегрева — переохлаждения. Судя по температуре появления диамагнитного момента M_d , критическая температура СПД T_c не менее чем на 0,1 К превосходит критическую температуру объемной сверхпроводимости T_{c0} .

В результате послойного электрохимического травления удалось выяснить, что основная часть, ~ 90 %, возникших при шлифовке поверхности образца двойников сосредоточена в слое толщиной 5—6 мкм, оцененное по величине диамагнитного момента M_d среднее расстояние между двойниками составляет $\sim 10^{-5}$ см.

При понижении температуры в таких образцах возникают условия для протекания незатухающего электрического тока по всему слою, обогащенному двойниками. Появление незатухающего тока, протекающего по контуру с макроскопическими размерами, при магнитных измерениях проявляется в виде петель гистерезиса на зависимостях $M(H)$. Вид получившихся кривых (средняя запись на рис. 15) полностью аналогичен зависимостям $M(H)$ для ниобия при температурах $T_{c0} < T < T_{ci}$ (см. рис. 7). Любопытный факт состоит в том, что условия возникновения макроскопических незатухающих токов появляются, когда «эффективная» толщина w сверхпроводящего слоя вблизи ПД становится больше среднего расстояния между ПД.

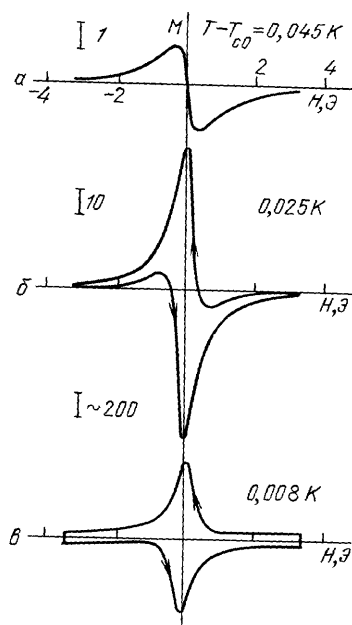
Рис. 15. Зависимости магнитного момента от поля, полученные на образцах олова со средним расстоянием между ПД порядка 10^{-5} см².

Гистерезис вызван возникновением незатухающих токов по макроскопическим контурам

При дальнейшем уменьшении температуры вплоть до T_{c0} величина критического тока, текущего по сверхпроводящему слою, растет, и магнитный момент этого тока существенно превосходит величину диамагнитного момента M_d . Кривые зависимостей $M(H)$ приобретают вид, показанный на нижнем графике рис. 15. Большая величина магнитного момента тока, циркулирующего по макроскопическому контуру, позволила провести проверки отсутствия затухания этого тока. Было выяснено, что за время ~ 5 ч величина магнитного момента, а с ним и величина тока, по крайней мере с точностью ~ 1 %, не изменяются.

Уже упомянутые эксперименты с послойным электрохимическим травлением позволили провести оценки величины критической плотности тока по слою, обогащенному двойниками. Оказалось, что критическая плотность тока по слою двойников может достигать величины $j \approx 10^6$ А/см² при $T = T_{c0}$ и $H = 0$.

Несмотря на то, что изменения вида зависимостей $M(H)$ на рис. 15 полностью аналогичны изменениям зависимостей рис. 7, имеется существенная разница между этими двумя экспериментами. В случае ниобия образец



содержал только одну ПД, и тем не менее имелась возможность для протекания вдоль нее незатухающего тока. В случае же олова для возникновения макроскопического тока сверхпроводимости по ПД потребовалось создание сравнительно толстого (с толщиной > 1 мкм) слоя с высокой плотностью двойников. Уединенная ПД в олове всегда при $T > T_{с0}$ имеет отличное от нуля сопротивление. По этой причине представляется наиболее вероятным, что только в случае ниобия возникновение токов по макроскопическим контурам следует трактовать как топологический фазовый переход типа Березинского — Костерлица — Таулесса. В случае же наблюдения макроскопических незатухающих токов по трехмерной сетке двойников в олове, по всей вероятности, такой подход не годится.

Эксперименты, проведенные с образцами, содержащими несколько ПД, подтвердили, что малая наблюдаемая разность критических температур СПД и объемной сверхпроводимости обусловлена влиянием эффекта близости. Влияние эффекта близости оказывается возможным уменьшить, расположив в образце несколько ПД достаточно близко друг от друга. Вместе с тем технология изготовления образцов, в которых бы ПД находились на расстояниях порядка десятков ангстрем, в настоящее время отсутствует. По этой причине отсутствуют возможности для экспериментальных измерений «истинной», без влияния эффекта близости, критической температуры СПД. Единственное, что можно сказать, — это что «истинная» критическая температура СПД может существенно превосходить $T_{с0}$.

Второй важный факт состоит в том, что по достаточно плотной трехмерной системе двойников возможно протекание незатухающего электрического тока с высокой плотностью на макроскопические расстояния. Эти эксперименты по регистрации незатухающего тока по макроскопическим контурам подтверждают, что исследуемое явление действительно следует считать сверхпроводимостью ПД.

Эффект близости, как уже отмечалось, будет ослаблен и в случае образца в виде тонкого, с толщиной, меньшей ξ_0 , бикристаллического слоя, в котором ПД располагалась бы параллельно поверхности слоя. Способ изготовления таких образцов в настоящее время нам неизвестен. Однако сделать образцы, в которых ПД была бы окружена только малым количеством нормального металла с характерными размерами, меньшими ξ_0 , возможно. Такая ситуация возникает, если взять в качестве образца мелкодисперсный порошок с нужными размерами частиц. Некоторое количество частиц порошка уже при его изготовлении окажутся двойниками; кроме того, концентрацию бикристаллических двойниковых частиц можно увеличить, подвергнув этот порошок пластической деформации при низкой температуре.

В работе⁵ образцы, состоящие из мелких частиц чистого олова, изготавливались двумя способами. В первом случае конгломерат частиц с размерами 0,1—10 мкм возникал на поверхности монокристалла олова в результате электроискровой обработки кристалла. Толщина слоя частиц при этом составляет несколько десятков микрон. Во втором случае образцы представляли собой спрессованную при азотной температуре до плотности 6 г/см³ таблетку из порошка с теми же характерными размерами частиц. Объем таблетки составлял около 1 мм³.

Измерения магнитного момента образцов олова из микрочастиц⁵ показали: 1) наличие гистерезиса зависимости $M(H)$, который удобно характеризовать амплитудой $M(0)$ в нулевом магнитном поле; 2) относительно большой диамагнетизм образцов.

Результаты измерений магнитного момента $M(0)$ и магнитной восприимчивости χ_d в зависимости от температуры приведены на рис. 16. Точки, изображающие результаты измерений магнитной восприимчивости при температурах ниже 3,72 К, в выбранном масштабе на рисунке не поместились, они лежат существенно ниже края рисунка. Таким образом, зависимость $\chi_d(T)$ исследованных образцов имеет две ступеньки: одна из них, большая,

расположена при температуре 3,72 К, а другая, маленькая, более размытая, занимает интервал температур от 6 до 7 К. Считая магнитную восприимчивость частиц, находящихся в сверхпроводящем состоянии, равной $-1/4\pi$, из сравнения высот ступеней на зависимости $\chi_d(T)$ можно оценить количество частиц, в которых при изготовлении образцов возникли двойники. По этой оценке концентрация в образце частиц с двойниками составляет $\sim 10^{-4}$. Контрольные измерения зависимостей магнитной восприимчивости порошка олова до его прессования показали наличие только одной ступеньки при

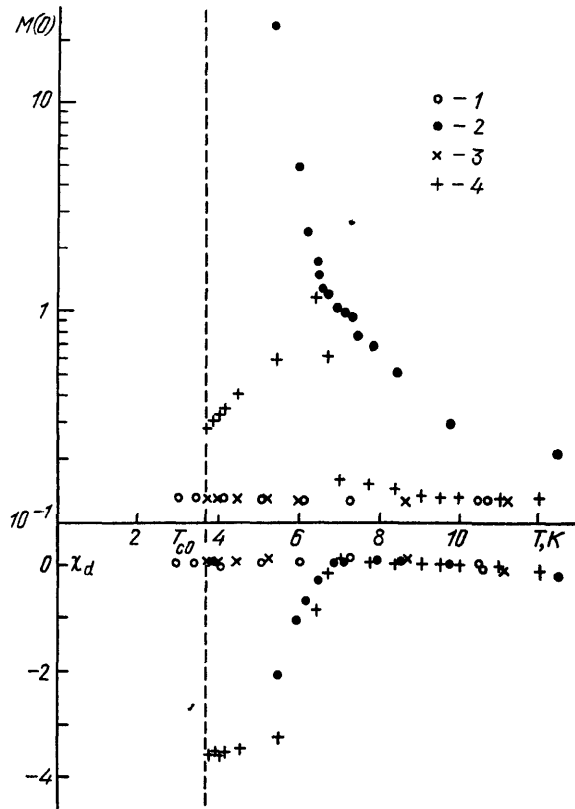


Рис. 16. Магнитный момент образцов олова из микрочастиц при $H = 0$ и их диамагнитная восприимчивость в зависимости от температуры ⁵.

1 — контроль магнитометра без образца; 2 — микрочастицы на поверхности монокристалла; 3 — порошок микрочастиц до прессования; 4 — после прессования

$T = 3,72$ К. Этот результат свидетельствует о химической чистоте использованного материала и о том, что в исходном порошке концентрация двойникованных частиц не превышает 10^{-5} . Тот факт, что сверхпроводимость в частицах с двойниками наступает в широком интервале температур (~ 1 К), следует связать с большим, большим чем на порядок, разбросом размеров частиц порошка.

Область температур выше 3,72 К на зависимостях $M(H)$ характеризуется наличием гистерезиса, амплитуда которого сильно падает при температурах 6 — 7 К, но не исчезает совсем, по крайней мере вплоть до температур ~ 12 К. Это обстоятельство, по-видимому, следует связать с наличием в образцах малого, с концентрацией 10^{-5} — 10^{-6} , количества многократно двойникованных частиц. Наличие незатухающих электрических токов особенно хорошо видно в экспериментах со слоем частиц на поверхности монокристалла. Отметим, что сверхпроводимость ПД в столь малом количестве материала по измерениям магнитной восприимчивости обнаружить в этих экспериментах не удалось.

Эксперименты с микрочастицами наглядно показывают, что критическая температура перехода ПД в олове в сверхпроводящее состояние в отсутствие эффекта близости весьма высока, не ниже 12 К, что более чем в три раза пре-

восходит критическую температуру перехода в монокристалле. Необходимо отметить, что близкие по постановке эксперименты с микрочастицами проводились и ранее⁶⁷⁻⁶⁹; при этом было обнаружено возникновение диамагнитной восприимчивости образцов олова при температурах $\sim 5-6$ К. Авторы этих работ связывали увеличение критической температуры с влиянием поверхности на сверхпроводящие свойства микрочастиц и не рассматривали двойникование как возможную причину изменения критической температуры.

5.2. Теория

Эксперимент прямо подтверждает ослабление эффекта близости и повышение критической температуры T_c при наличии ряда близко расположенных ПД. Проведем расчет T_c для периодической последовательности ПД (этот случай также соответствует слою с толщиной, равной периоду последовательности, в середине которого расположена ПД) и для двух близко расположенных ПД. Для нахождения критической температуры необходимо получить решение линеаризованного уравнения (4.5).

Рассмотрим вначале периодическую, с периодом L , последовательность ПД. В этом случае мы должны искать периодическое решение для $\varphi(x)$, причем ясно, что $\varphi(x)$ минимальна посередине между ПД, т. е. $\varphi'(Ln + L/2) = 0$, где $n = 0, \pm 1, \pm 3, \dots$ (ПД соответствует координатам $x_n = nL$). Из постановки задачи следует, что мы можем ограничиться рассмотрением отрезка $-L/2 < x < L/2$ с граничными условиями для функции φ : $\varphi'(\pm L/2) = 0$. Совершенно ясно, что данная ситуация идентична задаче о нахождении T_c в слое толщиной L , содержащем ПД посередине (на границе сверхпроводник — вакуум как раз выполняются граничные условия $\varphi'(\pm L/2) = 0$ ³¹).

Общее решение линеаризованного уравнения (4.5) имеет вид

$$\varphi(x) = A \exp(-t^{1/2} |x|) + B \exp(t^{1/2} |x|). \quad (5.1)$$

Граничные условия $|\varphi'(0)| = \varphi(0)$ и $\varphi'(L/2\xi(\tau_0)) = 0$ позволяют по отдельности найти отношение коэффициентов A/B , и условие совместности как раз и определяет в неявном виде критическую температуру:

$$\frac{L}{\xi(\tau_0)} = \frac{1}{t^{1/2}} \ln \frac{t^{1/2} + 1}{t^{1/2} - 1}, \quad (5.2)$$

откуда следует, что в предельных случаях

$$\begin{aligned} t &= 1 + 4 \exp\left(-\frac{L}{\xi(\tau_0)}\right) \quad \text{при } L \gg \xi(\tau_0), \\ t &= \frac{2\xi(\tau_0)}{L} \quad \text{при } L \ll \xi(\tau_0). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Условием применимости нашего рассмотрения является $L \gg \xi_0$, обеспечивающее справедливость уравнений Гинзбурга — Ландау. В случае $L \ll \xi_0$ необходимо обратиться к анализу интегрального уравнения для параметра порядка. В первом приближении критическая температура определяется средней величиной константы куперовского спаривания $\bar{\lambda} = \lambda_0 + \Lambda/L$ ^{70,71}, что в случае ПД в олове должно привести к существенному повышению T_c по сравнению с T_{c0} .

К сожалению, как уже отмечалось, пока технологии изготовления периодической последовательности ПД не существует, и с точки зрения сопоставления с экспериментом большой интерес представляет анализ ситуации с двумя близко расположенными ПД. Если ПД соответствует плоскостям $x = \pm L/2$, то необходимо решать уравнение (4.5) с граничными условиями

$\varphi(\pm\infty) = 0$ и $\varphi'(0) = 0$ параметр порядка достигает максимума посередине между ПД. Связь критической температуры с расстоянием между ПД определяется при этом соотношением

$$\frac{L}{\xi(\tau_0)} = \frac{1}{t^{1/2}} \ln \frac{1}{t^{1/2} - 1}. \quad (5.4)$$

При $L \ll \xi(\tau_0)$ величина $t \rightarrow 4$, т. е. разность $T_c - T_{c0}$ для двух близко расположенных ПД, увеличивается в четыре раза. Этот результат соответствует зависимости (см. раздел 4.2.2) для микроскопической модели: при этом $\delta\lambda \rightarrow 2\delta\lambda$.

В малых образцах с размерами меньше ξ_0 влияние ПД на сверхпроводимость также усиливается: в этом случае критическая температура определяется усредненной по объему константой куперовского спаривания⁶. К примеру, для шариков с центральной ПД и радиусом $R \ll \xi_0$ средняя величина

$$\bar{\lambda} = \lambda_0 + \frac{3}{4} \frac{\Lambda}{R}.$$

В предположении $(\bar{\lambda} - \lambda_0)/\lambda_0 \ll 1$ легко получить зависимость критической температуры шариков T_{cr} от их размера:

$$\ln \frac{T_{cr}}{T_{c0}} = 1,2 \frac{\xi_0}{R} \left(\frac{T_c - T_{c0}}{T_{c0}} \right)^{1/2}. \quad (5.5)$$

Проверить эту зависимость можно, проводя эксперименты с отсепарированными по размеру шариками. Рост T_{cr} с уменьшением радиуса шарика ограничен эффектами размерного квантования⁷². Оценка показывает, что для олова это соответствует $R \lesssim 100 \text{ \AA}$. Однако еще при больших значениях $R \sim 200\text{--}400 \text{ \AA}$ эффективная константа $\bar{\lambda}$ становится порядка единицы (когда отказывает приближение слабой связи). Таким образом, не исключено, что в малых образцах олова с ПД можно достичь ситуации с $\bar{\lambda} \sim 1$, что должно соответствовать увеличению T_c почти на порядок по сравнению с T_{c0} .

6. ДВОЙНИКОВАНИЕ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

До недавнего времени рекордно высокими температурами сверхпроводящего перехода считались критические температуры $\sim 20 \text{ K}$, которые наблюдались в соединениях типа А-15. Любопытно отметить, что во всех этих соединениях, обнаруживающих сверхпроводимость, наблюдается структурный переход мартенситного типа⁸⁰. Данный переход приводит к образованию развитой двойниковой структуры — возникновению полисинтетических двойников²⁵. Для соединения Nb_3Sn по данным^{81,82} характерное расстояние между ПД составляет $50\text{--}100 \text{ \AA}$. На наш взгляд, представляется интересным выяснить влияние плоскостей двойникования на сверхпроводящие свойства соединений этого типа.

Мартенситный переход характерен также и для высокотемпературных (с $T_c \sim 95 \text{ K}$) сверхпроводников типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Возникающие при этом структурном переходе полисинтетические двойники образуют регулярные решетки с плоскостью двойникования (110) и расстоянием между ПД по данным разных авторов^{83–86} в пределах от 200 \AA до 2000 \AA . Структурный мартенситный переход в высокотемпературных сверхпроводниках происходит примерно при температуре 700°C и симметрия решетки при этом меняется с тетрагональной на орторомбическую.

В работе⁸⁷ сообщается о наблюдении корневой зависимости типа (4.21) (см. рис. 10) параллельного ПД критического поля от температуры в ориентированных кристаллитах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Авторы⁸⁷ связывают это с появлением СПД в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Расстояние между ПД в исследовавшихся в⁸⁷ кристаллитах составляло $1270\text{--}1400 \text{ \AA}$ — это существенно больше сверхпроводя-

шей корреляционной длины в высокотемпературных сверхпроводниках и позволяет пренебречь взаимодействием ПД. Из данных⁸⁷ и зависимости (4.21) (используя результаты измерения объемного критического поля, параллельного оси c в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ⁸⁸: $dH_{c2}/dT \approx 1$ Тл/К) получаем, что $T_c - T_{c0} \approx 5\text{ К}$, а $T_{c0} \approx 87\text{ К}$.

Наличие плоскостей двойникования в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ приводит, таким образом, к повышению критической температуры примерно на 5 %.

Проведенные прицелинные измерения теплоемкости монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ⁸⁹ показали наличие двух аномалий теплоемкости — небольшой при 93 К и существенно большей при 89 К. Результаты⁸⁹ согласуются с предположением о появлении СПД при $T_c \approx 93\text{ К}$ и объемном сверхпроводящем переходе при $T_{c0} \approx 89\text{ К}$.

В работе⁹⁰ решено уравнение (4.2) для параметра сверхпроводимости в случае периодической последовательности ПД и найден температурный ход теплоемкости в такой системе. Результаты расчета⁹⁰ для последовательности ПД с периодом $L/\xi(\tau_0) = 12$ ($L \sim 1200\text{ \AA}$) вместе с экспериментальными данными⁸⁹ приведены на рис. 17. Экспериментально наблюдаемый небольшой

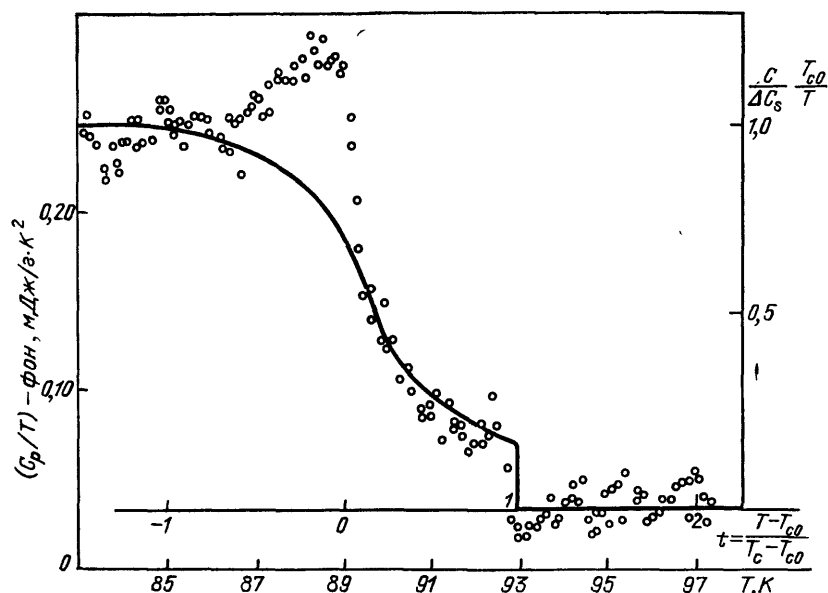


Рис. 17. Температурная зависимость теплоемкости вблизи сверхпроводящего перехода в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ согласно данным⁸⁹ (значки).

Сплошная линия — теоретический расчет⁹⁰ температурной зависимости теплоемкости $C(T)$ системы параллельных ПД с расстоянием $L/\xi(\tau_0) = 12$; $\Delta C = 1/\eta^2 b T_{c0}$ — скачок теплоемкости при сверхпроводящем объемном переходе в отсутствие ПД

пик в теплоемкости вблизи температуры T_{c0} , видимо, связан с проявлением флуктуационных эффектов.

В случае близко расположенных ПД с расстоянием между ними $L < \xi(\tau_0)$, как отмечалось в разделе V, возможно существенное повышение критической температуры из-за ослабления эффекта близости. Малая сверхпроводящая длина когерентности высокотемпературных сверхпроводников делает этот механизм эффективным при расстояниях между ПД меньше 100 \AA . Сообщения о признаках сверхпроводимости при температурах выше 100 К , возможно, связаны с возникающей в этих случаях мелкомасштабной двойниковой структурой⁹⁰.

Отметим также работу⁹¹, где указывается на возможность экзотической сверхпроводимости плоскости двойникования, при которой фаза параметра сверхпроводимости по разные стороны от ПД отличается на π .

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рассмотренных работах было обнаружено и частично исследовано новое явление — сверхпроводимость плоскости двойникования. СПД представляет собой, по-видимому, одно из первых доступных ныне для экспериментальных исследований проявлений особых свойств электронов и фононов в подобных системах.

Необходимо особо подчеркнуть, что во всех упомянутых в этой статье экспериментах непосредственно изучались не свойства квазичастиц ПД, а изменения под воздействием ПД сверхпроводящих свойств слоя обычного трехмерного металла, прилегающего к ПД. Наличие ПД как бы способствует возникновению сверхпроводимости в окружающем ее слое нормального металла.

Сложность ситуации в значительной степени усугубляется тем, что в исследованных образцах (см. раздел 2) средние расстояния между дефектами ПД были существенно меньше, чем расстояния, характерные для сверхпроводимости (например, λ_L и ξ_0). В настоящее время на основе имеющегося экспериментального материала разделить влияние самой ПД и ее дефектов на условия возникновения СПД не представляется возможным. Решение этого вопроса могут дать только дальнейшие исследования.

Неопределенность ситуации с механизмом увеличения T_c вблизи ПД не помешала полному теоретическому анализу фазовой диаграммы СПД. Развитый теоретический подход позволил без каких бы то ни было подгоночных параметров получить фазовую (H , T)-диаграмму в полном количественном согласии с экспериментальными результатами.

Для полного понимания природы СПД исключительно важным является решение вопросов о механизме сверхпроводимости плоскости двойникования, о существовании двумерных квазичастиц ПД, о роли дефектов ПД. Существование этих нерешенных вопросов и определяет актуальность исследований ПД.

В этой связи представляются весьма интересными экспериментальное изучение самыми разнообразными и современными методами микроскопических характеристик ПД (спектров квазичастиц и структуры ПД), а также создание микроскопической теории СПД, включая численные расчеты электронных и фононных характеристик ПД. Кроме того, несомненный интерес представляют исследования свойств двойников с высокими кристаллографическими индексами ПД.

Наконец, отметим, что наличие двойников (в условиях большой концентрации или в малых частицах) может приводить к большому увеличению критической температуры сверхпроводящего перехода. Решение технологической задачи создания искусственных структур на основе двойников может открыть новые перспективы получения сверхпроводников с экстремально высокими критическими параметрами. Не вызывает сомнений и обнаружение со временем и других, кроме СПД, явлений, обязанных своим существованием плоскостям двойникования.

В заключение выражаем благодарность М. С. Хайкину за помощь в работе над обзором, чтение первоначального варианта рукописи и многочисленные полезные замечания. Мы благодарны также А. А. Абрикосову, Л. Н. Булаевскому и В. С. Эдельману за обсуждение рассмотренных вопросов и ценные предложения.

Институт проблем микроэлектроники
и особо чистых материалов АН СССР
Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хайкин М. С., Хлюстиков И. Н.//Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 167.
2. Хлюстиков И. Н., Хайкин М. С.//Ibidem. Т. 34. С. 207.
3. Хайкин М. С., Володин А. П.//Ibidem. С. 275.
4. Хлюстиков И. Н., Хайкин М. С.//Ibidem. 1982. Т. 36. С. 132.
5. Хлюстиков И. Н., Хайкин М. С.//Ibidem. 1983. Т. 38. С. 191.
6. Буздин А. И., Хлюстиков И. Н.//Ibidem. 1984. Т. 40. С. 140.
7. Хлюстиков И. Н., Москвин С. И.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1846.
8. Бобров В. С., Зорин С. Н.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 345.
9. Гиндин И. А., Соколенко В. И., Стародубов Я. Д., Лазарев М. Б.//ФНТ. 1982. Т. 8. С. 643.
10. Аксенов В. К., Гиндин И. А., Соколенко В. И., Стародубов Я. Д.//ФНТ. 1985. Т. 11. С. 93.
11. Буздин А. И., Булаевский Л. Н.//Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 118.
12. Аверин В. В., Буздин А. И., Булаевский Л. Н.//ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 737.
13. Набутовский В. М., Шапиро Б. Я.//ФНТ. 1981. Т. 7. С. 855.
14. Nabutovskii V. M., Shapiro B. Ya.//Sol. State Commun. 1981. V. 40. P. 303; J. Low Temp. Phys. 1982. V. 49. P. 465.
15. Шапиро Б. Я.//ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 212.
16. Буздин А. И., Хвориков Н. А.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1957.
17. Набутовский В. М., Шапиро Б. Я.//ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 422.
18. Шарвин Ю. В., Шарвин Д. Ю.//ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 2153.
19. Александров Б. Н., Кан Я. С., Татишвили Д. Г.//ФММ. 1974. Т. 37. С. 1150.
20. Баранова Г. К., Бобров В. С., Копецкий Ч. В., Сальников Г. И.//ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 257.
21. Fourie J. T., Weinberg F., Boswell F. W. C.//Acta Metallurg. 1970. V. 8. P. 851.
22. Ту К. Н., Turnbull D.//Ibidem. V. 18. P. 915.
23. Федоров В. А., Плотников В. П.//Кристаллография. 1984. Т. 29. С. 123.
24. Комник Ю. Ф.//ФНТ. 1982. Т. 8. С. 115.
25. Классен-Неклюдова М. В. Механическое двойникование.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.
26. Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах.— М.: Мир, 1974.
27. Магуама S.//J. Phys. Soc. Japan. 1960. V. 15. P. 1243.
28. Непийко С. А. Физические свойства малых металлических частиц.— Киев: Наукова думка, 1985.
29. Пашицкий Э. А.//Тезисы докладов 23-го Всесоюзного совещания по физике низких температур.— Таллин, 1984.— Ч. 1. С. 183.
30. Набережных В. П., Селяков Б. И., Фельдман Э. П., Юрченко В. М.//Поверхность. 1986. № 5. С. 21.
31. Де Жен П. Ж. Сверхпроводимость металлов и сплавов.— М.: Мир, 1968.
32. Deutscher G., de Gennes P. G.//Superconductivity/Ed. R. D. Parks.— New York: Marcel Dekker. Inc. 1969.— Ch. 17.
33. Шенберг Д. Сверхпроводимость.— М.: ИЛ. 1955.
34. Хоткевич В. И., Голик В. Р.//ЖЭТФ. 1950. Т. 20. С. 427.
35. Кан Л. С., Лазарев Б. Г., Макаров В. И.//ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 457.
36. Шарвин Ю. В., Гантмахер В. Ф.//ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 1456.
37. Хлюстиков И. Н., Хайкин М. С.//ЖЭТФ. 1978. Т. 75. С. 1158.
38. Хлюстиков И. Н., Хайкин М. С.//ПТЭ. 1980. № 2. С. 184.
39. Хлюстиков И. Н.//ПТЭ. 1984. № 6. С. 167.
40. Хайкин М. С., Черемисин С. М., Эдельман В. С.//ПТЭ. 1970. № 4. С. 225.
41. Хайкин М. С., Черемисин С. М.//ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 69.
42. Glebovsky V. G., Moskvina S. I., Semenov V. N.//Crystal Growth. 1982. V. 59. P. 450.
43. Глебовский В. Г., Ломейко В. В., Москвин С. Н., Семенов В. Н., Винников Л. Я.//ФММ. 1982. Т. 54. С. 774.
44. Gollub J. P., Beasley M. R., Callorotti R., Tinkham M.//Phys. Rev. Ser. B. 1973. V. 7. P. 3039.
45. Doll R.//Phys. Lett. Ser. A. 1969. V. 29. P. 534.
46. Gollub J. P., Beasley M. R., Newbower R. S., Tinkham M.//Physica. 1971. V. 55. P. 303.
47. Vant-Hull L. L., Mercereau J. E.//Ibidem. P. 306.

48. Andrew E. R., Lock J. M. // Proc. Phys. Soc. Ser. A. 1950. V. 63. P. 13.
49. Алексеевский Н. Е. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 870.
50. Березинский В. Л. // ЖЭТФ. 1970. Т. 52. С. 907.
51. Kosterlitz J. M., Thouless D. J. // J. Phys. Ser. C. 1973. V. 6. P. 1181.
52. Doniach S., Huberman B. A. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1169.
53. Lasagew B., Galkir A. // J. Phys. USSR. 1944. V. 8. P. 371.
54. Алексеевский Н. Е., Михеева М. Н., Тулина Н. А. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 875.
55. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Статистическая физика. Ч. 2. — М.: Наука, 1978. — Гл. 5.
56. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. — М.: Наука, 1974.
57. Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 1221.
58. Иоффе Л. Б., Ларкин А. И. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 707.
59. Buzdin A. I., Kulic M. L. // Sol. State Commun. 1983. V. 47. P. 913.
60. Гинзбург В. Л., Киржниц Д. А. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 397.
61. Pearl J. // Appl. Phys. Lett. 1964. V. 5. P. 65.
62. Percolation, Localization and Superconductivity/Eds A. M. Goldman, S. A. Wolf. — New York; Plenum Press, 1983.
63. Maki K. // Ann. of Phys. 1965. V. 34. P. 363.
64. Buzdin A. I., Ivanov N. B. // Phys. Lett. Ser. A. 1984. V. 106. P. 429.
65. Абрикосов А. А. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 1442.
66. Tinkham M. // Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 2413.
67. Науменко И. Г., Петин В. И. // Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 464.
68. Морозов Ю. Г., Науменко И. Г., Петин В. И. // ФТТ. 1974. Т. 16. С. 3057.
69. Морозов Ю. Г., Науменко И. Г., Петин В. И. // ФНТ. 1976. Т. 2. С. 987.
70. Cooper L. N. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. P. 689.
71. Киржниц Д. А., Максимов Е. Г. // ФММ. 1966. Т. 22. С. 520.
72. Strongin M., Thompson R. S., Kammerer O. F., Grow J. F. // Phys. Rev. Ser. B. 1970. V. 1. P. 1078.
73. Khlyustikov I. N., Buzdin A. I. // Adv. Phys. 1987. V. 36. P. 271.
74. Каганов М. И., Омелянчук А. И. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 1979.
75. Леванюк А. П., Осипов В. В., Сигов А. С., Собянин А. А. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 345.
76. Купцов Д. А., Полонский С. В. // ФНТ. 1988. № 6. С. 256.
77. De Sorbo W. // Phys. Rev. 1964. V. 135. P. 1190.
78. Doidge P. P., Kwan Sik-Hung, Tilley D. R. // Phil. Mag. 1966. V. 13. P. 795.
79. Ward R., Tilley D. R. // J. Phys. Ser. F. 1971. V. 1. P. 667.
80. Сверхпроводящие материалы/Под ред. Е. М. Савицкого. — М.: Металлургия, 1976.
81. Yasuda T., Ono F., Cheng M. L. et al. // Proc. of 18th Intern. Conference on Low Temperature Physics. Kyoto, 1987. — Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. Suppl. 3. P. 933.
82. Kamigaki K., Sakashita H., Teranchi H. et al. // Ibidem. P. 935.
83. Suono Y., Kikuchi M., Oh-ishi K. et al. // Ibidem. P. 498.
84. Осипьян Ю. А., Афонина Н. С., Емельченко Г. А. и др. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 189.
85. Roth G., Ewert D., Heger G. et al. // Zs. Phys. Kl. B. 1987. Bd 69. S. 21.
86. Roth G., Renker B., Heger G. et al. // Ibidem. S. 53.
87. Fang M. M., Kogan V. G., Finnemore D. K. et al. Preprint. — Ames Laboratory, 1987.
88. Iye Y., Tamegai T., Takeya H., Tekei H. // Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L1057.
89. Inderhees S. E., Salamon M. B., Goldenfeld N. et al. Preprint. — Illinois, 197.
90. Абрикосов А. А., Бuzдин А. И. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 204.
91. Андреев А. Ф. // Ibidem. 1987. Т. 46. С. 463.
92. Зварыкина А. В., Карцовник М. В., Лаухин В. Н. и др. // Тезисы международной конференции «Органические материалы для электроники и приборостроения». — Ташкент, 1987. — С. 94.