

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
**КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ**

Высокотемпературная сверхпроводимость
(Методическое пособие к лабораторному практикуму
«Специальный физический практикум»)

КАЗАНЬ 2020

УДК 539.26:543

*Печатается по решению Редакционно-издательского совета ФГАОУВО
«Казанский (Приволжский) Федеральный Университет»*

*методической комиссии Института Физики Протокол № 07 от 3 июля
2020 г.*

*заседания кафедры общей физики
Протокол № 11 от 3 июля 2020 г.*

Рецензент:

Ведущий научный сотрудник Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского – обособленного структурного подразделения Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук» (КФТИ – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН), д.ф.-м.н., профессор Ленар Рафгатович Тагиров

**АВТОРЫ: БАТУЛИН Р.Г., РОМАНОВА И.В., СЕМАКИН А.С.,
КИЯМОВ А.Г.**

**Высокотемпературная сверхпроводимость. Элементы теории,
руководство и задания к лабораторным работам : учебно-
методическое пособие для студентов Института физики / Р.Г. Батулин,
И.В. Романова, А.С. Семакин, А.Г. Киямов. Казань: К(П)ФУ, 2020. - 33
с.**

Методическое пособие предназначено для студентов Института физики приступивших к изучению курсов «Физика конденсированного состояния», «Физика твердого тела». Может быть рекомендовано для студентов Института геологии и нефтегазовых технологий и Химического института им. А.М. Бутлерова, специализирующихся в области минералогии и химии твердого тела.

© Казанский университет, 2020

© БАТУЛИН Р.Г., РОМАНОВА И.В., СЕМАКИН А.С., КИЯМОВ А.Г.
2020

Содержание

Содержание	3
1. Теоретическая часть	4
1.1 Сверхпроводимость	4
1.2 Эффект Мейснера. Токи и поля в сверхпроводниках	5
1.3 Идеальный диамагнетизм	7
1.4 Два типа электронов	9
1.5 Критическое магнитное поле и критический ток	10
1.6 Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник	13
1.7 Сверхпроводники II рода	15
1.8 Природа сверхпроводимости	19
1.9 Высокотемпературный сверхпроводник $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	23
2. Лабораторная работа. Определение температуры перехода T_c высокотемпературного сверхпроводника	27
2.1 Экспериментальная установка для изучения свойств высокотемпературного сверхпроводника	27
2.2 Техника безопасности при работе с жидким азотом и сосудах Дьюара	31
Список использованной литературы	33

1. Теоретическая часть.

Явление **сверхпроводимость** одно из самых удивительных по своей природе, но объяснить его с классической точки зрения невозможно. Студенты выполняют работы специального физического практикума на 3-ем курсе и в этом же семестре они только начинают знакомиться с квантовой механикой. Для понимания сути физического эксперимента в методическом пособии приведена Теоретическая часть, которая является по большей части выдержкой из известной книги Виталия Лазаревича Гинзбурга и Евгения Александровича Андрюшина “Сверхпроводимость” [1]. Авторы данного пособия настоятельно рекомендуют студентам прочитать данную книгу целиком. В теоретической части будет описано явление сверхпроводимости, эффект Мейснера или вытеснение магнитного поля из объема сверхпроводника, будут введены такие важные понятия как критическое магнитное поле и критический ток, а также глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник. В заключительном параграфе теоретической части будут приведены физические свойства исследуемого в лабораторной работе образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

1.1 Сверхпроводимость

В 1911 году голландский физик Хейке Камерлинг-Оннес открыл явление сверхпроводимости. Он обнаружил, что электрическое сопротивление ртути уменьшается до нуля при температуре ниже 4.1 К. Сверхпроводимость возникает скачком при понижении температуры. Температура при которой возникает скачок называется критической температурой (T_c). Данный переход наблюдается в интервале температур (см. Рисунок 1), а ширина перехода зависит от чистоты образца. Чем образец “чище” тем резче скачок сопротивления (кривая 1 на Рисунке 1). Для более “грязного” образца (кривая 2 на Рисунке 1) ширина перехода ($T_{c0}-T_{ce}$) может составлять десятки градусов, тогда как для “чистого” ширина составляет доли градуса.

Критическая температура своя для каждого вещества. Эта температура и год обнаружения сверхпроводимости (год публикации статьи) указаны на Рисунке 2 для нескольких чистых элементов. У ниобия самая высокая (при атмосферном давлении) критическая температура из всех элементов Периодической таблицы Д.И. Менделеева, однако и она не превышает 10 К.

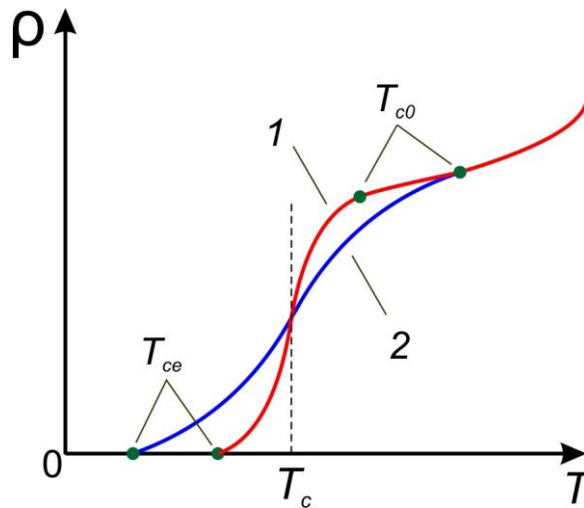


Рисунок 1. Зависимость удельного сопротивления от температуры для сверхпроводящего перехода двух типов сверхпроводников 1 – более чистого и 2 – более грязного. Критическая температура T_c обозначает середину перехода, когда сопротивление падает наполовину по сравнению с нормальным состоянием. T_{c0} – начало падения, T_{ce} – конец падения.

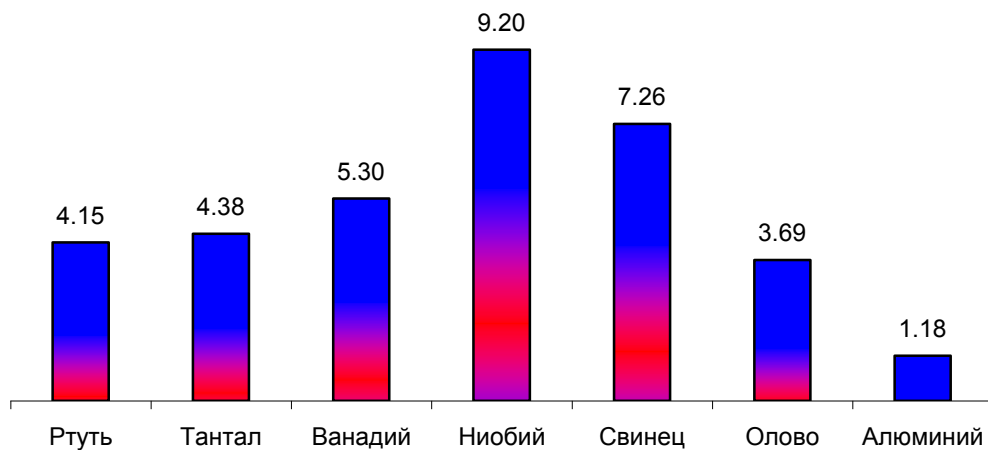


Рисунок 2. Металлы и температура сверхпроводящего перехода, T_c , К

Механизм явления сверхпроводимости был раскрыт в 1957 г. американскими физиками Джоном Бардином, Леоном Купером и Джоном Шриффером. Эта теория называется теорией БКШ, а сам механизм (для него существенно парное поведение электронов) часто называют “куперовское спаривание”, поскольку его идею придумал Л. Купер. Для развития физики сверхпроводимости большую роль сыграло установление существования сверхпроводников двух типов I и II рода. Сверхпроводники II рода – это по большей части сплавы двух и большего количества элементов.

1.2 Эффект Мейснера. Токи и поля в сверхпроводниках

Явление сверхпроводимости заключается не только в том, что сопротивление материала обращается в нуль. Это еще и определенная

реакция на внешнее магнитное поле. Данный эффект был открыт в 1933 г. немецкими физиками Вальтером Мейснером и Робертом Оксенфельдом. Эффект Мейснера заключается в том, что постоянное не слишком сильное магнитное поле выталкивается из сверхпроводящего образца. В толще сверхпроводника магнитное поле ослабляется до нуля, сверхпроводимость и магнетизм можно назвать как бы противоположными свойствами.

Постоянный ток в сверхпроводнике не нуждается в присутствии электрического поля, и в равновесной ситуации электрическое поле в сверхпроводнике равно нулю. Такое поле ускоряло бы электроны, а никакого сопротивления, трения, которое уравновесило бы ускорение, в сверхпроводниках нет. Сколь угодно малое постоянное электрическое поле привело бы к бесконечному возрастанию тока, что невозможно. Электрическое поле возникает только в несверхпроводящих участках цепи. Ток в сверхпроводниках течет без падения напряжения.

При мысленных рассуждениях не выявляется ничего, что могло бы препятствовать существованию магнитного поля в сверхпроводнике. Однако, очевидно, что сверхпроводник будет мешать магнитному полю изменяться. Действительно, изменение магнитного поля порождало бы ток, который создавал бы магнитное поле, компенсирующее первоначальное изменение.

Итак, любой контур из сверхпроводника должен сохранять текущий сквозь него поток магнитного поля. (Магнитный поток через контур есть произведение напряженности магнитного поля на площадь контура.)

То же самое должно происходить и в толще сверхпроводника. Поднесем, например, к сверхпроводящему образцу магнит — его магнитное поле не может проникнуть в сверхпроводник. Любая такая «попытка» приводит к возникновению тока в сверхпроводнике, магнитное поле которого компенсирует внешнее поле.

В итоге магнитное поле в толще сверхпроводника отсутствует, а по поверхности течет именно такой ток, какой для этого требуется. В толще обычного проводника, который вносят в магнитное поле, все происходит точно так же, однако там есть сопротивление и наведенный ток довольно быстро затухает, а его энергия переходит в теплоту из-за трения. В сверхпроводнике сопротивления нет, ток не затухает и «не пускает» магнитное поле внутрь сколь угодно долго.

Теперь выполним другой мысленный опыт. «Возьмем» тот же кусок сверхпроводящего вещества, но при достаточно высокой температуре, когда оно еще находится в нормальном состоянии. Внесем его в магнитное поле и подождем, пока все успокоится, токи затухнут — вещество пронизывает магнитный поток. Будем понижать температуру, ожидая, когда вещество перейдет в сверхпроводящее состояние. Кажется, что понижение температуры не должно повлиять на картину магнитного поля. Магнитный поток в сверхпроводнике не должен меняться. Если убрать магнит — источник внешнего магнитного поля, то сверхпроводник должен этому

сопротивляться и на поверхности должны возникнуть сверхпроводящие токи, поддерживающие магнитное поле внутри вещества. Однако такое поведение совершенно не соответствует тому, что наблюдается на опыте: эффект Мейснера будет иметь место и в этом случае. Если охлаждать нормальный металл в магнитном поле, то при переходе в сверхпроводящее состояние магнитное поле выталкивается из сверхпроводника. На его поверхности при этом появляется незатухающий ток, который обеспечивает нулевое магнитное поле в толще сверхпроводника. Описанная картина сверхпроводящего состояния наблюдается всегда — независимо от того, каким способом совершен переход в это состояние.

Существуют два рода сверхпроводников, которые по-разному реагируют на магнитное поле. Мы начали рассказывать о свойствах сверхпроводников I рода, с открытия которых и началась сверхпроводимость. Позднее были открыты сверхпроводники II рода с несколько иными свойствами. В основном с ними связаны практические применения сверхпроводимости.

1.3 Идеальный диамагнетизм

В сверхпроводниках магнитное поле ослабляется до нуля, они являются **идеальными диамагнетиками**. Только экран из непрерывно поддерживаемых токов может не пропустить магнитное поле. Сверхпроводник сам создает на своей поверхности такой экран и поддерживает его сколь угодно долго. Поэтому эффект Мейснера, или идеальный диамагнетизм сверхпроводника, не менее удивителен, чем его идеальная проводимость.

На Рисунке 3 условно изображено, что происходит с металлическим шариком при изменении температуры T и наложении магнитного поля H (силовые линии магнитного поля обозначены стрелками, пронизывающими или обтекающими образец). Металл в нормальном состоянии маркируется голубым цветом, если металл переходит в сверхпроводящее состояние, цвет меняется на зеленый.

На рисунке 3а изображен нормальный проводник, который вносится в магнитное поле. В соответствии с законом электромагнитной индукции возникают токи, которые сопротивляются проникновению магнитного поля в металл (2). Однако если сопротивление отлично от нуля, они быстро затухают. Магнитное поле пронизывает образец нормального металла и практически однородно (3).

На рисунке 3б у проводника в нормальном состоянии при температуре выше T_c есть два пути: Первый: при понижении температуры образец переходит в сверхпроводящее состояние, затем можно наложить магнитное поле, которое выталкивается из образца. Второй: сначала наложить магнитное поле, которое проникнет в образец, а затем понизить температуру,

тогда при переходе поле вытеснится. Выключение магнитного поля дает ту же картину

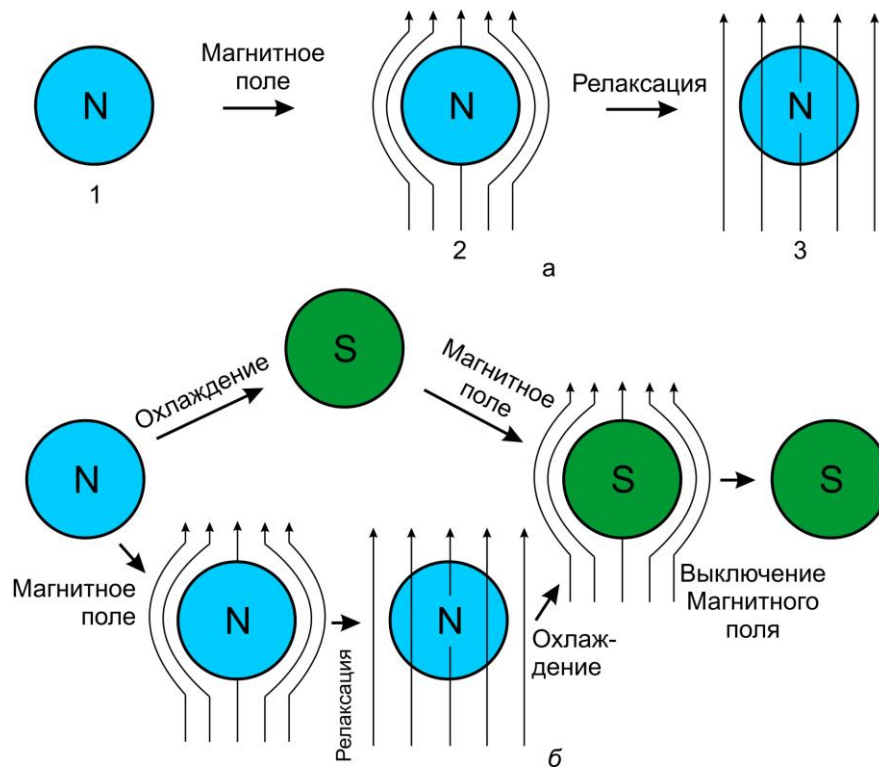


Рисунок 3. Эффект Мейснера: *а* — нормальный проводник, обладающий отличным от нуля сопротивлением при любой температуре (1), внесен в магнитное поле; *б* — переход из нормального состояния в сверхпроводящее для двух состояний: охлаждение в нулевом магнитном поле и охлаждение в ненулевом магнитном поле

Для сравнения на рисунке 4 показано, как вел бы себя идеальный проводник (обозначен буквами IC) — металл без эффекта Мейснера с нулевым сопротивлением (если бы он существовал). Это состояние обозначено красным цветом. если бы не было эффекта Мейснера, проводник без сопротивления вел бы себя по-другому. При переходе в состояние без сопротивления в магнитном поле он бы сохранял магнитное поле и удерживал бы его даже при снятии внешнего магнитного поля. Размагнитить такой магнит можно было бы, только повышая температуру. Такое поведение, однако, на опыте не наблюдается

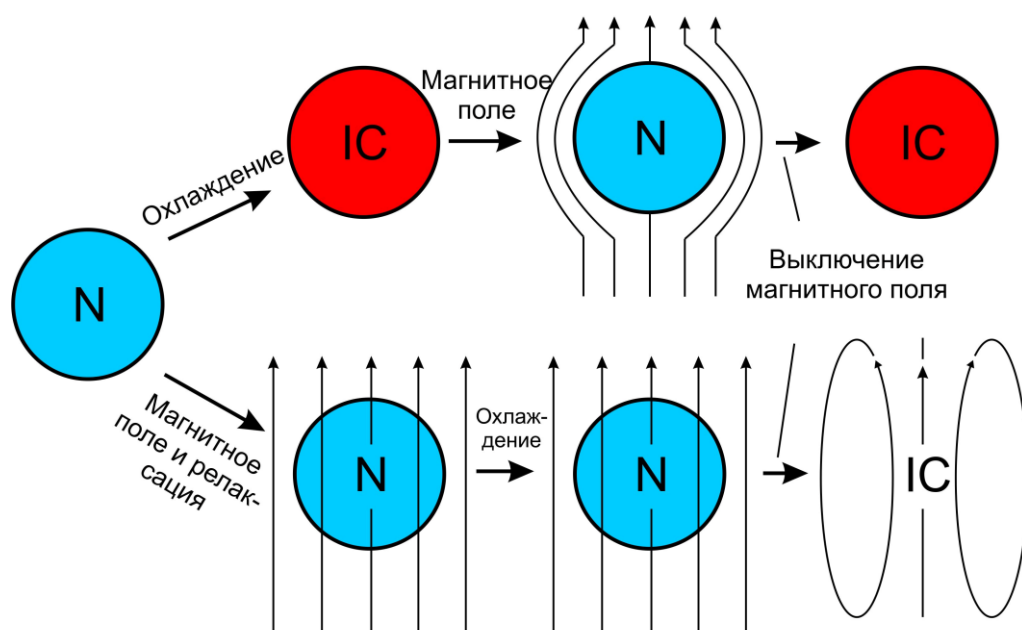


Рисунок 4. Эффект Мейснера для идеального проводника

1.4 Два типа электронов

В некотором приближении электроны проводимости в металле можно считать электронной жидкостью, и сравнивать ток с течением жидкости. Частицы жидкости располагаются ближе, чем частицы газа, они уже «чувствуют» друг друга, их взаимодействие достаточно, чтобы удерживать их вместе, но недостаточно, чтобы они заняли устойчивые положения в узлах кристаллической решетки твердого тела.

В 1934 г. голландские физики Корнелис Гorter и Хендрик Казимир предложили рассматривать сверхпроводник как смесь двух электронных жидкостей — нормальной и сверхпроводящей. Нормальная электронная жидкость обладает теми же свойствами, что и электроны в нормальном металле, а сверхпроводящая “течет” без трения. Обе жидкости сосуществуют, они как бы тщательно перемешаны, в каждом кусочке сверхпроводника есть электроны обоих сортов.

Количество, или, точнее, доля, сверхпроводящих электронов зависит только от температуры. Когда металл охлаждается до критической температуры, то появляются сверхпроводящие электроны, а при абсолютном нуле все электроны являются сверхпроводящими.

Сверхпроводник, через который течет постоянный ток, можно представить в виде эквивалентной электрической схемы (см. Рисунок 5): два параллельно соединенных электрических сопротивления, одно из которых обращается в нуль при сверхпроводящем переходе. Нулевое сопротивление шунтирует цепь, и весь ток идет по сверхпроводящей ветви. Значит, какова бы ни была плотность сверхпроводящей электронной жидкости, если она есть, то и сверхпроводимость есть — мы регистрируем

нулевое сопротивление и не можем заметить «нормальную ветвь». Но чем больше плотность сверхпроводящих электронов, тем больший сверхпроводящий ток способна пропустить цепь.

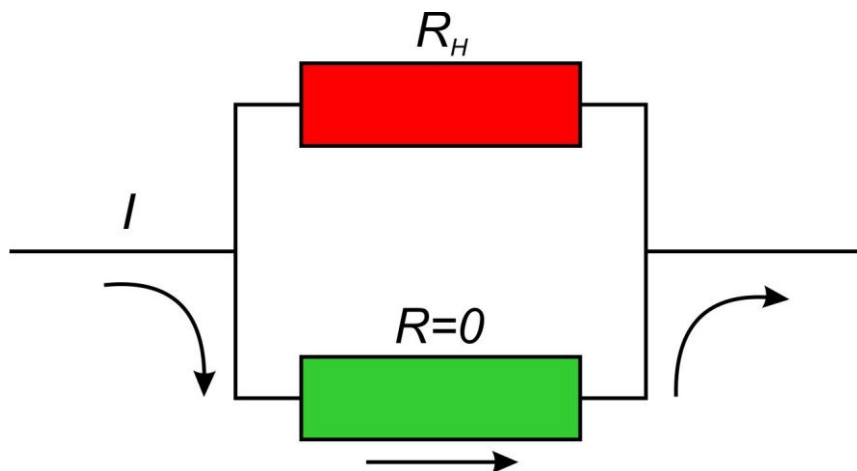


Рисунок 5. При понижении температуры падает количество нормальных электронов, а с ним уменьшается теплоемкость и теплопроводность сверхпроводника

Сверхпроводящие электроны стремятся взять на себя весь ток, но зато они оказываются неспособными проводить теплоту, т.е. переносить энергию из одного конца образца в другой.

1.5 Критическое магнитное поле и критический ток

Фазовый переход в сверхпроводящее состояние происходит без затраты энергии, так как заключается лишь в изменении порядка движения электронов. Если магнитное поле не равно нулю, это уже не так. Переход в сверхпроводящее состояние в магнитном поле требует затраты энергии на выталкивание магнитного поля из образца. Энергии для этого требуется ровно столько, сколько ее было запасено магнитным полем во всем объеме металла. Опыт показывает, что возможности сверхпроводника в этом смысле ограничены. Если напряженность магнитного поля оказывается больше некоторого значения, то при охлаждении металла магнитное поле не вытесняется и сверхпроводимость не возникает. Магнитное поле такой напряженности называется критическим для данного материала (обозначается H_c) и зависит от температуры чаще всего так, как изображено на рисунке 6, где эта зависимость показана сплошной линией, разделяющей график на две части — зеленую и белую.

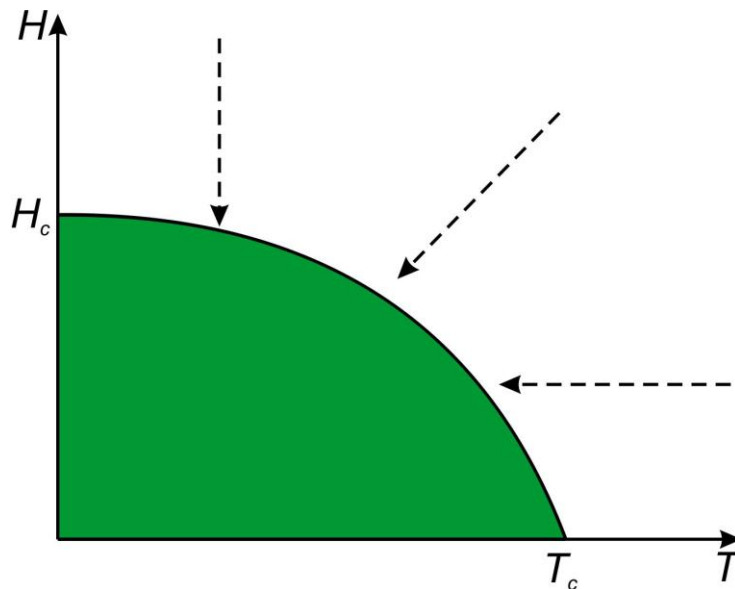


Рисунок 6. Фазовая диаграмма перехода нормальный металл — сверхпроводник. Штриховыми стрелками показаны возможные пути фазового перехода при изменении температуры и/или напряженности магнитного поля

На рисунке 6 область, которая соответствует сверхпроводящему состоянию, окрашена зеленым цветом. В это состояние можно перейти, либо уменьшая напряженность магнитного поля при постоянной температуре T , пока мы не перейдем критическое значение поля $H_c(T)$, либо понижая температуру при постоянном поле H , пока мы не перейдем критическое значение $T_c(H)$. Конечно, возможны и комбинированные варианты, любая “траектория” на плоскости $(T-H)$. Критическая температура при наличии магнитного поля меньше, чем в его отсутствие, а зависимость $H_c(T)$ описывается уравнением:

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где $H_c(0)$ – критическое поле при $T=0$.

График на рисунке 6 называется фазовой диаграммой, а сплошная линия — это линия фазовых переходов, разделяющая области обеих фаз. Вся эта линия отвечает фазовым переходам I рода, за исключением одной точки: в нулевом магнитном поле происходит фазовый переход II рода. Во всей области сверхпроводимости (зеленой) магнитное поле в толще сверхпроводника равно нулю, в следствие эффекта Мейснера. Указанные величины H относятся к внешнему магнитному полю.

Для каждого материала имеются характерные значения критической температуры T_c в нулевом поле и критической напряженности магнитного поля H_c при нулевой температуре. Это координаты концов линии переходов на диаграмме. Именно о них мы и будем говорить в дальнейшем и их называть критической температурой и критическим магнитным полем. Критические значения температуры и поля (при $T \rightarrow 0$) некоторых сверхпроводников приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Критические значения тока и напряженности магнитного поля (при $T \rightarrow 0$) для различных сверхпроводников

Сверхпроводник	T_c (К)	H_c (Э)
Ртуть	4.15	410
Свинец	7.2	803
Ниобий	9.2	1970
Алюминий	1.18	100
Ванадий	5.3	1370

Ясно, что для промышленных применений нужны сверхпроводники с гораздо большими критическими полями, чем указанные в таблице 1. Как правило, чем больше критическая температура T_c , тем больше критическая напряженность H_c магнитного поля. Поиск сверхпроводников со все большими значениями T_c и H_c не прекращается.

Есть и еще один критический параметр, который ограничивает существование сверхпроводимости. Это критический ток. Но поскольку критический ток зависит от размеров образца, лучше говорить о критической плотности тока, т.е. о токе, который способен пропустить сверхпроводник через единичное поперечное сечение. Эту величину обозначают j_c и измеряют в А/м² (в системе СИ), а также в А/см² и других единицах. Мы только что обсуждали, как магнитное поле разрушает сверхпроводимость. Посмотрите на фазовую диаграмму на рисунке 6 и уравнение 1: чем больше напряженность внешнего магнитного поля, тем меньше температура, при которой наступает сверхпроводимость, а если напряженность поля H превысит H_c , то сверхпроводимости не будет вообще. Но пусть даже внешнее магнитное поле отсутствует. Если по сверхпроводнику пропускается ток, то этот ток будет создавать свое магнитное поле, которое будет “разрушать” сверхпроводимость. Таким образом, критическим должен становиться ток, который создает критическое магнитное поле. Это действительно оказывается так на опыте.

До сих пор мы часто упоминали два типа токов, которые могут течь в сверхпроводниках. Во-первых, это замкнутый экранирующий ток, который течет по поверхности образца и обеспечивает эффект Мейснера. Конечно, экранирующий ток течет только тогда, когда есть внешнее магнитное поле, которое необходимо не впустить в сверхпроводник. Во-вторых, через сверхпроводящий образец, включенный в электрическую цепь, может течь транспортный ток, который не зависит от внешнего магнитного поля. Оба эти тока имеют разное назначение, хотя по сути, и то, и другое электрический ток. Магнитное поле любого тока одинаково влияет на сверхпроводимость. Если ток течет в толще сверхпроводника, то и магнитное поле тока должно создаваться там же. Но одно из главных свойств сверхпроводимости — эффект Мейснера — как раз и состоит в том, что магнитное поле вытесняется из объема сверхпроводника. Значит, и

транспортный ток должен выталкиваться на поверхность. Все токи в сверхпроводниках I рода поверхностные, они текут в тонком слое вблизи границы сверхпроводника с нормальной фазой. По тонким стенкам сверхпроводящей трубки будет течь точно такой же ток, что и по сплошному цилиндру.

1.6 Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник

Поподробнее рассмотрим поверхность сверхпроводника, на которой происходят такие важные явления (рисунок 7). Вдоль границы протекает сверхпроводящий ток, который экранирует магнитное поле и не пускает его в глубь материала (на рисунке 7 это область слева). Этот ток течет в некотором приповерхностном слое. Если утончать этот слой, то плотность тока будет возрастать, что приведет к разрушению материала. Но раз экранирующий ток распространяется на определенную толщину, то и магнитное поле проникает на такое же расстояние вглубь сверхпроводника и его напряженность уменьшается постепенно с увеличением глубины проникновения.

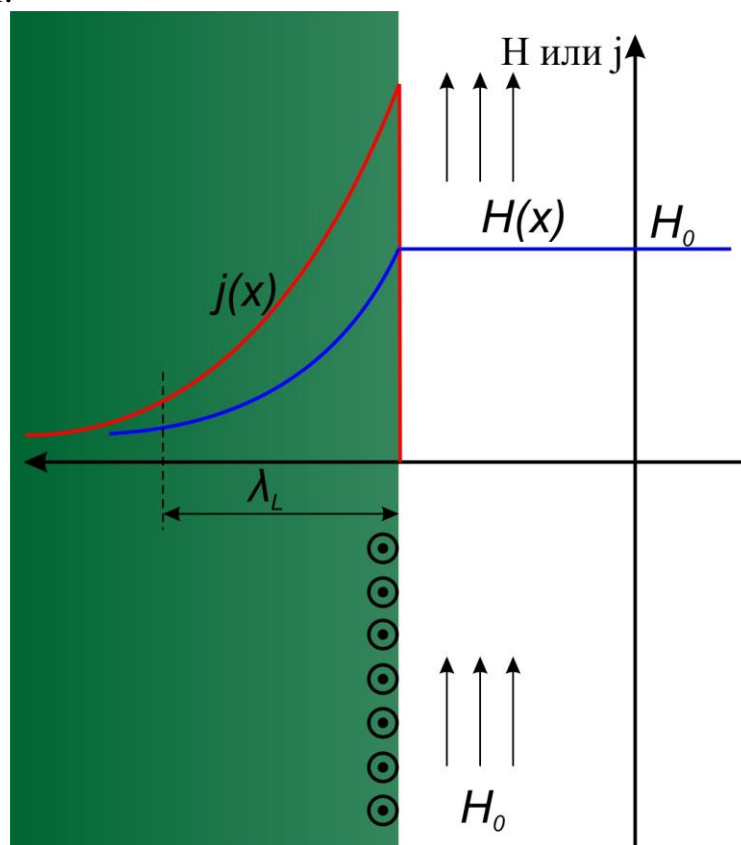


Рисунок 7. Граница раздела сверхпроводника (слева, зеленым цветом) и магнитного поля (справа, стрелками обозначены силовые линии магнитного поля). Кружки с точками внутри обозначают текущий по поверхности сверхпроводящий ток, направленный на нас. Поле спадает плавно (по экспоненте), глубиной его проникновения условно считается расстояние, на котором напряженность падает в e раз. Красная линия — зависимость плотности тока от расстояния поперек плоской границы сверхпроводника

На рисунке 7 показано, как ведут себя напряженность внешнего магнитного поля и плотность тока в зависимости от расстояния, отсчитываемого от плоской поверхности сверхпроводника. Обе эти величины экспоненциально убывают, распространяясь на глубину, которую обычно обозначают λ_L и называют лондоновской глубиной проникновения (в честь братьев Лондон).

Глубина проникновения λ_L оказывается различной для разных сверхпроводников. Она зависит от свойств материала. Значения глубины проникновения для некоторых сверхпроводников приведены в таблице 2.

Таблица 2. Глубина проникновения λ_L для различных материалов

Материал	λ_L (Å)
Олово	510
Алюминий	500
Свинец	390
Ртуть	410
Ниобий	470
Таллий	920

Значения λ_L в таблице 2 приведены при нулевой температуре и отражают проникновение магнитного поля как бы при максимальной сверхпроводимости, когда все электроны становятся сверхпроводящими, а нормальная электронная жидкость совсем исчезает. С увеличением температуры от нуля до критической возрастает глубина проникновения λ_L . Исчезновение сверхпроводимости при нагревании можно представить как процесс все большего проникновения магнитного поля, пока наконец при критической температуре оно не захватит весь образец (см. рисунок 8).

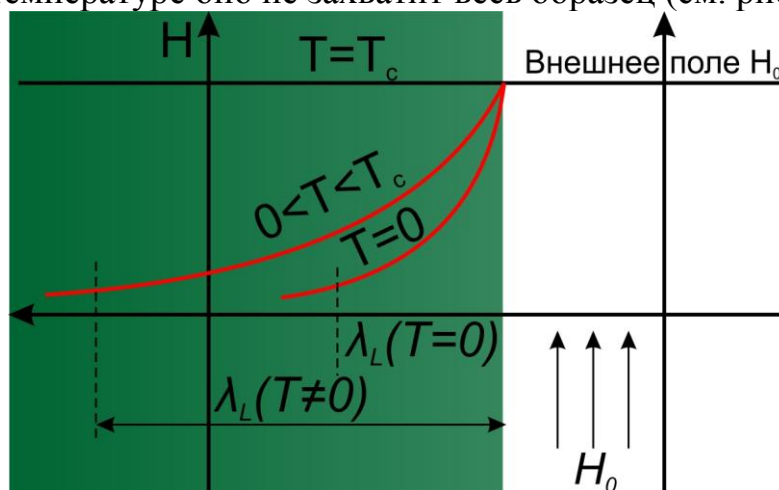


Рисунок 8. Зависимость глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник (зеленая область) от температуры. Чем выше температура, тем глубже проникает магнитное поле в сверхпроводник

Численные значения глубины проникновения магнитного поля в таблице 2 приведены в ангстремах (Å). Это атомная единица длины: $1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ м}$

⁸ см = 0.1 нм. Обычно расстояния между атомами в кристаллах составляют несколько ангстрем, причем изменение этих расстояний даже на одну сотую ангстрема существенно влияет на свойства кристалла.

Глубина проникновения оказывается гораздо больше, чем межатомные расстояния. Область проникновения магнитного поля и сверхпроводящего тока распространяется на сотни и тысячи атомных слоев. Если она будет слишком тонкой, не успеют сформироваться сверхпроводящие свойства. Ведь сверхпроводимость — это свойство системы атомов, а не отдельных атомов. Впрочем, с точки зрения обычных размеров глубина проникновения достаточно мала: $\lambda_L \sim 10^{-5} — 10^{-6}$ см.

Величины в несколько миллионных долей сантиметра вполне оправдывают слова вытеснение на поверхность. В экспериментах на толстых образцах это так и есть. До сих пор мы обсуждали самую простую ситуацию: у плоской границы большого куска сверхпроводника создавали параллельное этой границе магнитное поле и выясняли, как оно влияет на сверхпроводимость (см. рисунок 8). Однако в физических исследованиях и технических приложениях обычно используются сверхпроводящие образцы значительно более сложной формы. В таких случаях влияние магнитного поля также усложняется. Например, вполне реально создание сверхпроводящей пленки, толщина d которой меньше глубины проникновения λ_L . (Тонкая пленка нужна, например, для измерительных приборов.) Она оказывается слишком тонкой и не может полностью экранировать магнитное поле. Ток течет по всей ее толщине, а магнитное поле проникает внутрь, лишь слегка ослабляясь.

В объеме сверхпроводника магнитное поле существовать не может. Только в пограничном слое толщиной λ_L происходит его противоборство со сверхпроводимостью, на что тратится часть сверхпроводящего выигрыша в энергии. В пленках это удастся “обойти”, что сразу приводит к эффектному результату: критическое магнитное поле тонкой пленки гораздо больше, чем массивного образца из того же материала. Можно сказать, что оно увеличивается приблизительно во столько же раз, во сколько глубина λ_L больше толщины d пленки, т.е. в λ_L / d раз. Таким образом можно получить увеличение критического поля почти в 100 раз. И все потому, что удалось убрать явное противоборство магнитного поля и сверхпроводимости. Разрушить сверхпроводимость стало гораздо сложнее.

1.7 Сверхпроводники II рода

Оказывается, промежуточное состояние возникает не у всех сверхпроводящих материалов. Существует целый класс сверхпроводников, в которые магнитное поле проникает по-другому. Это в основном сплавы, а из чистых элементов — ниобий. Они получили название сверхпроводников II рода. Первоначально изучавшиеся сверхпроводники, такие, как ртуть, свинец, алюминий, называли сверхпроводниками I рода.

Чем различаются эти два рода сверхпроводимости?

Сверхпроводники I рода вытесняют магнитное поле и способны бороться против него, пока его напряженность не достигла критического значения H_c . Выше этого предела вещество переходит в нормальное состояние. В промежуточном состоянии образец как бы впускает в себя магнитное поле, однако с точки зрения физики точнее сказать, что образец просто разбивается на большие соседствующие куски — нормальные и сверхпроводящие.

Через нормальные протекает магнитное поле напряженностью H_c , а в сверхпроводящих, как и положено, магнитное поле равно нулю. Если мы приблизим к себе любой клочок границы между такими областями, то увидим картинку, изображенную на рисунке 7 — экранирование поля.

Сверхпроводники II рода также вытесняют магнитное поле, но только очень слабое. При повышении напряженности магнитного поля сверхпроводник II рода находит возможность впустить поле внутрь, одновременно сохраняя сверхпроводимость. Это происходит при напряженности поля, намного меньшей H_c в сверхпроводнике самопроизвольно зарождаются вихревые токи.

Токовые вихри можно уподобить длинным соленоидам с толстой обмоткой (рисунок 9а), только ток в них течет не по проводам, а прямо в толще сверхпроводника, не растекаясь в стороны и не меняя своей силы со временем, — ведь это сверхпроводящий ток. Как и в любой катушке индуктивности из провода, в таком вихре создается магнитное поле, т.е. в толще сверхпроводника формируется нормальный канал, вбирающий в себя “струйку” потока магнитного поля. Диаметр этого вихревого канала строго задан, он не зависит от внешнего магнитного поля и меняется от сверхпроводника к сверхпроводнику, а численно составляет около 10^{-7} см — гораздо меньше, чем обычные размеры областей промежуточного состояния сверхпроводников I рода.

Вихри в сверхпроводниках — очень красивое и не очень обычное явление, и пока их не обнаружили экспериментально, в существование вихрей верили очень немногие. В сверхпроводнике II рода ось вихря ориентирована параллельно внешнему магнитному полю. Вихри появляются тогда, когда включается поле, и входят или выходят из образца могут только через боковую поверхность. Вихри можно уподобить дыркам в сыре, по ним магнитное поле проникает в толщу сверхпроводника.

Условно можно сказать, что каждый вихрь захватывает и вносит внутрь сверхпроводника одну силовую линию магнитного поля. Если повышать напряженность внешнего магнитного поля, то размеры каждого вихря и поток магнитного поля, который они проводят, не увеличиваются. Просто возрастает количество вихрей и уменьшается расстояние между ними. Вихри

небезразличны друг другу: текущие в них токи создают взаимные помехи, поэтому параллельные вихри отталкиваются.

Они стараются держаться подальше друг от друга, но когда их много, то отталкивание идет со всех сторон. Подобно атомам кристалла, вихри образуют правильную решетку. Если смотреть в направлении магнитного поля, как бы с торца цилиндров-вихрей, то, как правило, получается картина треугольной решетки, условно изображенная на рисунке 9б.

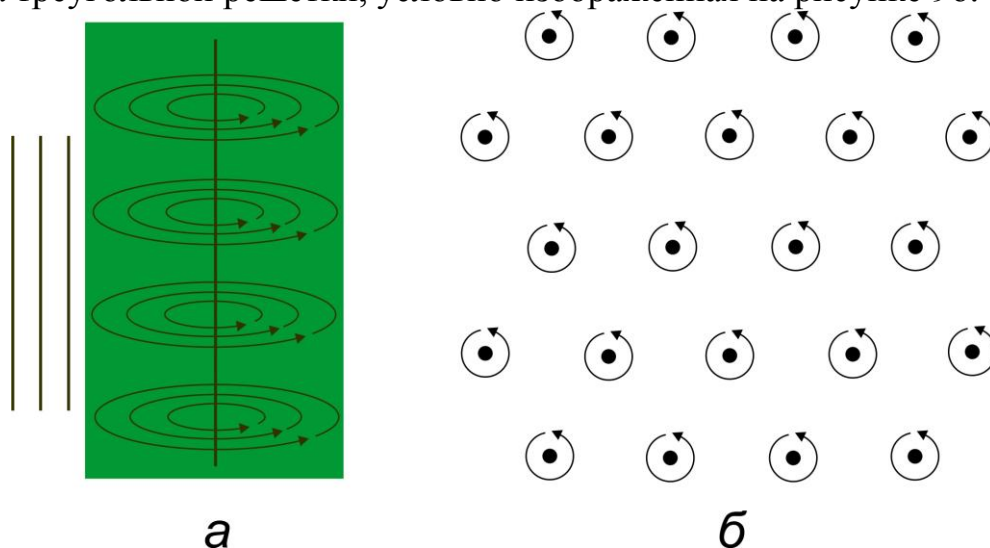


Рисунок 9. а) Схематическое изображение вихря в сверхпроводнике II рода. Вихрь параллелен внешнему магнитному полю. Силовые линии поля снаружи проводника и в центре вихря обозначены прямыми стрелками, а вихревые токи — замкнутыми круговыми стрелками, б) Так выглядит треугольная решетка вихрей, если смотреть в направлении магнитного поля. Каждый кружок со стрелкой условно изображает вихревой ток, а точка в середине кружка — направленную к нам силовую линию магнитного поля. Каждые три соседних вихря образуют правильный треугольник.

Такую картину удалось наблюдать экспериментально приблизительно теми же способами, что и промежуточное состояние сверхпроводников I рода, но, конечно, с помощью микроскопа.

Вихри возникают, если напряженность внешнего магнитного поля достигает некоторого нового для нас критического значения, называемого нижним критическим полем H_{c1} . В момент, когда напряженность поля достигла значения H_{c1} , в сверхпроводник проникли первые вихри. При дальнейшем повышении напряженности количество вихрей увеличивается, а расстояние между ними уменьшается, т.е. магнитное поле как бы сжимает решетку вихрей до тех пор, пока она не разрушится; тогда вихри сольются и произойдет переход в нормальное состояние. Только в этот момент исчезает сверхпроводимость. Это происходит при достижении верхнего критического поля H_{c2} . Вот так сверхпроводник II рода ухитряется “примирять” сверхпроводимость и магнитное поле. Конечно, вне вихрей магнитное поле равно нулю, а сердцевина вихря находится в нормальном состоянии. Но можно рассчитать некоторое среднее поле: внутри сверхпроводника I рода оно будет в точности равно нулю, а в сверхпроводнике II рода — нет (рисунок 10). Можно сказать, что H_{c1} гораздо

меньше H_c , зато H_{c2} гораздо больше H_c , и это чрезвычайно важно для практического применения сверхпроводимости.

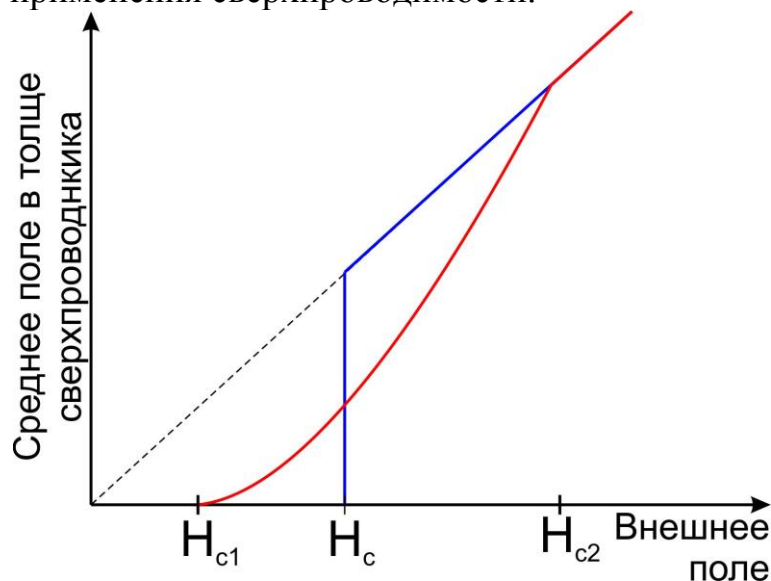


Рисунок 10. Зависимость среднего поля в толще сверхпроводника от внешнего поля для сверхпроводника I рода (синяя линия) и для сверхпроводника II рода (красная линия)

Сверхпроводимость II рода значительно труднее разрушить магнитным полем, поскольку велико поле H_{c2} . Из таблицы видно, какие гигантские поля способны выдерживать некоторые сплавы (из которых сейчас изготавливают сверхпроводящие провода) без разрушения сверхпроводимости.

Таблица 3. Значения критической температуры и поля для некоторых сверхпроводников II рода

Вещество	T_c (К)	H_{c2} (Э) при 4.2 К
Nb_xTi_{1-x} ($x \approx 0.5$)	8-10	90 000-130 000
V_3Ga	14.5	220 000
Nb_3Sn	18	230 000
V_3Si	17	230 000
Nb_3Ga	20.3	340 000
$Nb_3Al_{0.7}Ge_{0.3}$	20.7	370 000
Nb_3Ge	24	400 000

В этой таблице перечислены весьма известные в истории исследования сверхпроводимости II рода вещества. Так, Nb_xTi_{1-x} и Nb_3Sn важны для изготовителей сверхпроводящих проводов, $Nb_3Al_{0.7}Ge_{0.3}$ — первый водородный сверхпроводник (т.е. его критическая температура выше температуры кипения жидкого водорода), Nb_3Ge — чемпион по критической температуре до 1986 г., до открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). У ВТСП-материалов верхние критические поля еще больше. Например, у керамики $Bi - Sr - Ca - Si - O$ поле H_{c2} при температуре 4.2 К превышает 2×10^6 Э! Если вам нужны высокие магнитные поля, то без таких материалов их не получить.

1.8 Природа сверхпроводимости

Исчезновение электрического сопротивления, экранирование внешнего магнитного поля, скачок теплоемкости при сверхпроводящем фазовом переходе — все эти свойства относятся к электронам. Кристаллическая решетка представляет собой как бы сосуд, емкость, в которую налита электронная жидкость. Влияние кристаллической решетки на сверхпроводимость продемонстрировал открытый в 1950 г. изотоп-эффект. При замене одного изотопа на другой вид кристаллической решетки не меняется, электронная жидкость вообще не затрагивается, меняется только масса атомов. Оказалось, что от массы атомов зависит T_c многих сверхпроводников. Чем меньше масса изотопа, тем выше T_c . Более того, вид этой зависимости позволил утверждать, что T_c пропорциональна частоте колебаний атомов решетки.

В равновесии атомы твердого тела образуют правильную кристаллическую решетку. Однако стоять неподвижно на месте атомы, естественно, не могут. Узлы кристаллической решетки — это для атомов лишь средние положения, вокруг которых они непрерывно колеблются. Между атомами действуют силы, поэтому колебания одного атома передаются другим и распространяются на весь кристалл. Удобно представлять, будто бы атомы связаны между собой пружинками. Такая модель позволяет хорошо описывать колебания кристаллической решетки, или, иначе говоря, волны, распространяющиеся в решетке. Видов таких волн может быть довольно много: их тем больше, чем сложнее вид кристаллической решетки. Различаются частоты и скорости распространения волн, различается характер движения атомов в такой волне. Самый знакомый для большинства людей вид волн в решетке кристалла — звук. Слово *φωνή* (фонэ) в переводе с греческого — голос. Волны в кристаллической решетке советский физик Игорь Евгеньевич Тамм назвал фононами, хотя и не все они звуковые. Такое название связано с тем, что волны кристаллической решетки подчиняются законам квантовой механики и ведут себя не только как волны, но и как частицы. Фонон можно рассматривать как летящую частицу, обладающую, как и положено, определенной энергией и скоростью. Очень легко запомнить, какова энергия такой частицы: она пропорциональна частоте соответствующей волны.

Рассмотрим движение электрона через кристалл, для чего вспомним о его волновых свойствах. Плоская волна-электрон при прохождении через кристалл будет рассеиваться на каждом атоме, однако каждый атом будет источником вторичных волн, которые затем сложатся, и мы получим удивительный результат: волна-электрон пройдет через кристалл без искажений.

Мы проиллюстрировали один из результатов квантовой механики: электрон проходит через правильную кристаллическую решетку, не замечая ее. Но это справедливо только для идеальной решетки. Любое отклонение от

идеальности нарушает движение электронов и тем самым вносит вклад в электрическое сопротивление.

Отклонения от идеальности возникают по двум причинам.

Первая причина — фононы. Атомы решетки все время колеблются и отклоняются от средних положений — тем больше, чем выше температура. Именно отсюда возникает температурная зависимость электрического сопротивления.

Вторая причина — дефекты. Это примеси — чужие атомы в узлах решетки; вакансии — отсутствие атома там, где он должен быть; разрывы решетки, которые называются дислокациями, и т.д. Видов дефектов набирается довольно много, они отвечают за остаточное электрическое сопротивление — ρ_0 .

Вернемся к сверхпроводимости и прежде всего оценим, какую энергию выигрывает электрон при переходе от нормального состояния к сверхпроводящему. Физическая система не будет самопроизвольно менять свое состояние, если нет возможности уменьшить свою энергию.

Сверхпроводящий выигрыш в энергии легко определить, если еще раз обратить внимание на опыты в магнитном поле. Сверхпроводник вытесняет магнитное поле, и для этого — на создание токового экрана — тратится энергия. Расходуется на это как раз сверхпроводящий выигрыш в энергии. Поэтому он равен энергии максимального магнитного поля, какое сверхпроводник еще способен из себя вытеснить. Напряженность такого поля H_c начали измерять вскоре после открытия сверхпроводимости и обнаружили, что выигрыш в энергии оказался удивительно маленьким. Выигрыш в энергии сверхпроводящей ртути составляет около 2×10^{-26} Дж в расчете на один электрон или 10^{-7} эВ.

К 1912 г. было твердо установлено, что атом состоит из тяжелого положительно заряженного ядра и легких отрицательно заряженных электронов. Но было не понятно, как они могут сочетаться в атоме. В соответствии с законами классической физики вращающийся вокруг атома электрон движется ускоренно. Ускоренно движущийся заряд должен излучать электромагнитные волны и тем самым терять энергию, а значит, довольно быстро упасть на ядро.

Это “противоречие” разрешил известный физик Нильс Бор: вращающиеся вокруг ядра электроны находятся в определенных квантовых состояниях. Они поглощают или излучают энергию только при переходе из одного квантового состояния в другое, лежащее выше или ниже по энергии. По аналогии со сверхпроводимостью можно сказать, что электрон в своем состоянии движется по орбите без трения. Ничто не может помешать ему, если энергия помехи меньше, чем энергетическое расстояние между состояниями. Теперь попробуем перенести те же выводы на электронную жидкость в целом.

Пусть у нее есть наименьшее по энергии состояние, которое называется основным, и следующие, вышележащие. Если разница в энергии между

этими последующими состояниями и основным сколь угодно мала, то электронная жидкость находится в нормальной фазе, она легко принимает и отдает энергию, а ее движение происходит с трением. Если же вышележащие состояния отделены от основного некоторым интервалом, который называется щелью (энергетической), становится возможным движение без трения. Щель мешает жидкости переходить в другое состояние. Но, конечно, если воздействие (например, магнитное поле, сверхпроводящий ток, нагрев) достаточно большое — больше критического, тогда щель разрушается.

Однако электронная жидкость — ферми-жидкость (спин электрона $1/2$), и никакие две ферми-частицы не могут обладать одинаковым набором характеристик (принцип Паули). Этот закон задает как бы отталкивание одинаковых ферми-частиц друг от друга.

Плотность (концентрация) электронов в простых металлах очень велика (10^{22} — 10^{23} электронов в 1 см^3). Очень велико и число состояний, которые эти электроны занимают, в каждом свое в отличие от бозе-жидкости. Поэтому и спектр энергий электронов в простых металлах очень широк, а их средняя кинетическая энергия достигает нескольких электронвольт. Очень долго было совершенно непонятно, как в этих условиях устроить щель между состояниями электронной жидкости, да и как может устойчиво существовать столь маленькая щель (она по порядку величины соответствует критической температуре) на фоне столь больших энергий электронов. Единственный принципиально возможный путь — создать из электронов бозе-частицы. На словах это просто: достаточно связать электроны в пары. Тогда суммарный спин пары либо 0, либо 1, и в любом случае пара в целом является бозе-частицей. Когда скоро электроны образовали пары, физику становится понятным, почему возникает сверхпроводимость. Но вот с какой стати образовывать пару двум отрицательно заряженным частицам, которые сильно отталкиваются по закону Кулона?

Выше мы говорили о фононах. Именно они помогают объединить электроны в пары. Напомним, что фононы — это волны кристаллической решетки металла. Однако равным образом можно представлять их как частицы, что принято в квантовой механике. Далее, мы писали, что идеальную кристаллическую решетку электрон не замечает, поэтому о рассеянии электрона на колеблющейся кристаллической решетке можно говорить как о рассеянии на фононах. При рассеянии электрона на волне решетки или, иными словами, столкновении электрона с фононом меняются энергии, скорости и направления движения этих частиц, но выполняются законы сохранения энергии и импульса. Можно мысленно представить картину столкновения двух бильярдных шаров, однако электрон и фонон слишком разные по своей природе частицы, поэтому точнее другой образ: электрон поглощает фонон, принимая его энергию и импульс, или электрон испускает фонон, запуская колебание решетки, отдавая ей часть своей энергии. Все подобные процессы вкуче называются взаимодействием электронов с фононами.

В нормальном состоянии это взаимодействие порождает электрическое сопротивление: электрон в своем движении возбуждает колебание решетки, а сам при этом слегка тормозится. Оказывается, взаимодействие электронов с фононами обеспечивает не только сопротивление, но и его исчезновение при низких температурах. Оно способствует столь желанному объединению электронов в пары.

Чтобы понять, как это происходит, проследим дальнейшую судьбу фонона, который был возбужден электроном. Итак, в решетке пролетел электрон и вызвал колебание ионов, расположенных в узлах решетки. Электрон несет отрицательный заряд, а ионы заряжены положительно. Поэтому ионы слегка притянутся к пролетевшему электрону (рисунок 11).

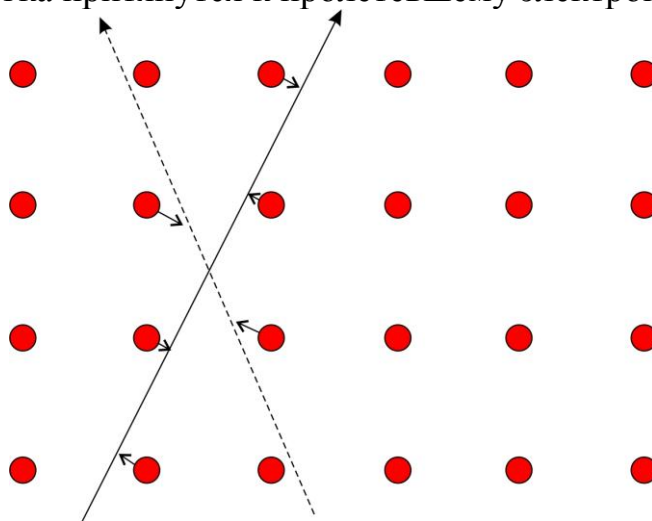


Рисунок 11. Круги изображают упорядоченные в решетку атомные остовы, ионы. Сплошная и штриховая линии показывают как бы траектории движения двух притягивающихся посредством фононов электронов

Но ионы гораздо тяжелее электрона, следовательно, их движение более медленное.

Электрон уже давно пролетел, а ионы еще только подтянулись к тому месту, где он был. Значит, в этом месте образовался (на некоторое время) небольшой избыточный положительный заряд, и уже другой летящий мимо этого места электрон почувствует его и изменит траекторию своего движения, притянется к этому месту.

Таким способом фононы создают слабое притяжение между электронами. Но притягиваются электроны, находящиеся на больших расстояниях. Ведь для того чтобы второй электрон (см. рисунок 11) притянулся ионами, первый должен уже далеко улететь, иначе его отрицательный заряд экранирует положительный заряд, который отвечает за притяжение второго электрона.

Электроны, находящиеся вблизи, отталкиваются, как и положено двум отрицательным зарядам по закону Кулона, а на достаточно больших расстояниях они притягиваются за счет фононов. На больших расстояниях отталкивание двух электронов не мешает, так как вокруг и между обоими

электронами много положительных ионов и других электронов, и все силы притяжения и отталкивания уравниваются.

Притяжение между электронами приводит к связыванию их в пары, которые называются куперовскими, в честь американского ученого Леона Купера. Первое сравнение, которое приходит в голову, — возникла “электронная” молекула. Но это не совсем так. Атомы в молекулах находятся рядышком, а для того чтобы пропустить “сквозь” молекулу какой-то “чужой” атом, нужно затратить большую энергию, и при этом молекула разрушится. В куперовской паре электроны находятся на большом расстоянии, которое может быть в тысячи раз больше, чем среднее расстояние между электронами, т.е. между двумя составляющими пару электронами свободно “бегает” огромное количество других электронов, относящихся к другим парам. Это как бы большая толпа, в которой вы видите своего друга далеко от себя, но все же не теряете его из виду.

Среднее расстояние между электронами в паре обозначается греческой буквой ξ и называется длиной корреляции. Это расстояние, на котором электроны чувствуют друг друга и на котором существенно изменяются сверхпроводящие свойства. Значения ξ для разных сверхпроводящих материалов различны. В таблице 3 дано несколько примеров.

Таблица 3. Средние значения длин ξ и λ_L при температуре стремящейся к нулю

Вещество	$\lambda_L, \text{\AA}$	$\xi, \text{\AA}$
Алюминий	500	15000
Олово	510	2500
Таллий	920	2700
Ниобий	470	600
Сплав ниобия и тантала	900	300

Значения длин ξ и λ_L (лондоновская глубина проникновения магнитного поля) указаны для температуры, стремящейся к абсолютному нулю.

1.9 Высокотемпературный сверхпроводник $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Хотя в понимании свойств высокотемпературных сверхпроводников за последние годы достигнут значительный прогресс, природа самой высокотемпературной сверхпроводимости остается загадкой.

Общей характеристикой высокотемпературных сверхпроводников является их слоистая структура. В настоящее время, пожалуй, наиболее изученным высокотемпературным сверхпроводником является соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, его кристаллическая структура приведена на рисунке 12. Как хорошо видно, атомы меди и кислорода выстраиваются в плоскости, перемежаемые другими атомами. В результате проводящие слои чередуются с изолирующими, и движение носителей заряда (которыми, как правило,

являются дырки, а не электроны) носит так называемый квазидвумерный характер: носители могут легко перемещаться внутри слоев CuO_2 , в то время как их перескоки на соседние слои происходят сравнительно редко. Куперовские пары также оказываются локализованными именно в этих слоях.

Так, ряд физиков полагают, что куперовские пары в этих сверхпроводниках образуются за счет своего рода магнитного флуктуационного взаимодействия. Указанием на это служит тот факт, что в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с содержанием кислорода меньше номинального ($x < 1$) критическая температура падает (рисунок 13; правая кривая), равно как и концентрация свободных электронов. При $x < 0.4$ мы уже имеем дело с диэлектриком, в котором, однако, при достаточно низких температурах наблюдается магнитное упорядочение атомов меди. Магнитные моменты соседних атомов меди оказываются сориентированными антипараллельно, и результирующая намагниченность кристалла остается равной нулю. Такого рода магнитный порядок хорошо известен в физике магнетизма и называется антиферромагнитным (см. левую кривую на рисунке 2; здесь T_N — так называемая температура Нееля, т.е. температура перехода в антиферромагнитное состояние).

Можно было бы думать, что и в сверхпроводящей фазе атомы меди сохраняют флуктуирующий магнитный момент, который и ответствен в конечном счете за возникновение сверхпроводящего притяжения между электронами. Такого рода механизм связан с особыми свойствами атомов меди, которые могут пребывать в магнитном или немагнитном состояниях в зависимости от их валентности.

Тот факт, что во всех высокотемпературных сверхпроводниках присутствуют слои Cu-O , казалось бы, является аргументом в пользу данной теории. Однако, в 2006 году были открыты железосодержащие сверхпроводники на основе FeAs-соединений, например, $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ с $T_c = 56 \text{ K}$ [11a=Э. Курмаев, Ю. Изюмов "Высокотемпературные сверхпроводники на основе FeAs-соединений" Издательство: Регулярная и хаотическая динамика ISBN 978-5-93972-747-1; 2009 г. 312 стр] «Магических» атомов меди там нет, а в сверхпроводящем соединении типа FeSe ($T_c \sim 40 \text{ K}$) [11a] нет и кислорода, что делает бесполезной наработанную в сверхпроводящих купратах интуицию.

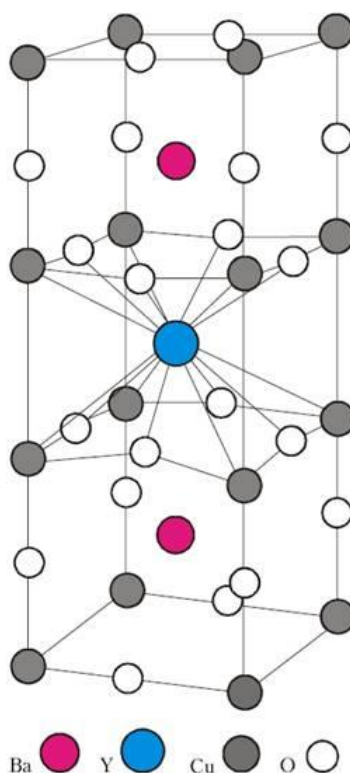


Рисунок 12. Кристаллическая структура $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Квазидвумерный характер электронного спектра высокотемпературных сверхпроводников, по-видимому, является ключевым для понимания микроскопической природы этого замечательного явления, что пока остается делом будущего. Однако уже сегодня создана замечательная по своей красоте феноменологическая теория вихревого состояния высокотемпературных сверхпроводников в магнитном поле, которая оказалась настолько интересной и богатой различного рода эффектами, что, по сути дела, выделилась в самостоятельную область физики — физику «вихревого вещества». И в ней квазидвумерность электронной жизни явилась определяющей. Действительно, ввиду квазидвумерности электронного движения, вихри Абрикосова оказываются как бы набранными из элементарных вихрей, локализованных, вслед за куперовскими парами и самими электронами, в проводящих слоях. При низких температурах эти элементарные вихри, получившие на физическом жаргоне название «блинов», благодаря слабому притяжению между ними выстраиваются в линию, а затем уже эти линии формируют вихревую решетку.

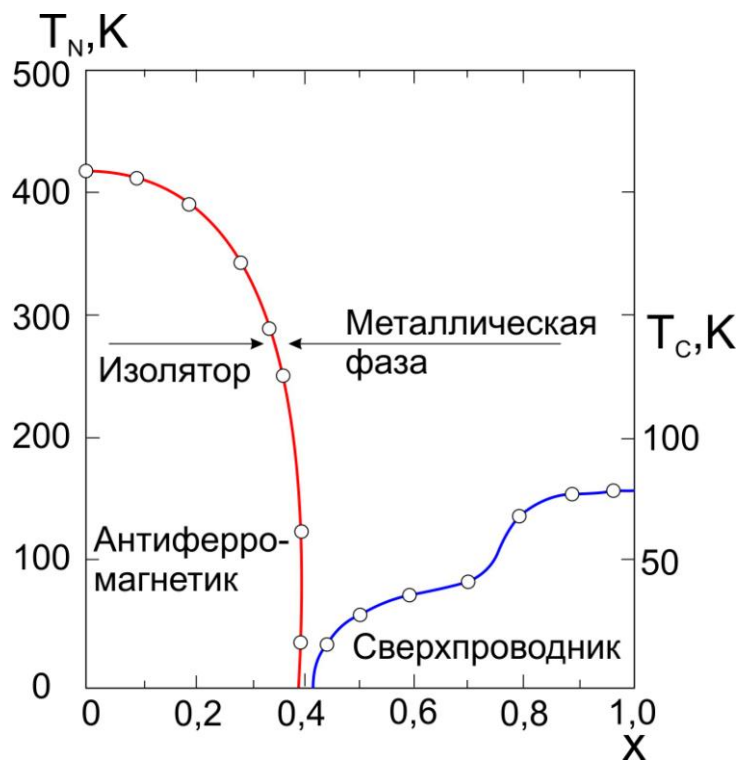


Рисунок 13. Фазовая диаграмма $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

По мере повышения температуры вихревые линии из-за тепловых флуктуации все больше и больше извиваются, и при некоторой температуре вихревая решетка плавится, примерно так же, как обыкновенный кристалл. Таким образом, в высокотемпературном сверхпроводнике с повышением температуры упорядоченную решетку Абрикосова сменяет неупорядоченная фаза «вихревой жидкости», состоящая из хаотически расположенных, извивающихся и перепутывающихся между собой вихревых линий. Интересно, что при дальнейшем повышении температуры (но находясь все еще в сверхпроводящей фазе) вихревые линии могут «испаряться» — распадаться на элементарные вихри, положения которых в каждом сверхпроводящем слое будут хаотическими и совершенно независимыми от конфигурации вихрей в соседних слоях. Наличие различного рода неоднородностей, неизбежное в реальных кристаллах, еще более усложняет картину переходов между различными вихревыми формами.

2. Лабораторная работа. Определение температуры перехода T_c высокотемпературного сверхпроводника

В данной части приведено описание экспериментальной установки для изучения свойств высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_7$ и ход выполнения работы. Для измерения температурной зависимости напряжения сверхпроводящего образца, его предварительно охлаждают до температуры кипения жидкого азота. Перед использованием в работе жидкого азота необходимо ознакомиться с техникой безопасности, приведенной в параграфе 2.2 данного методического пособия.

2.1 Экспериментальная установка для изучения свойств высокотемпературного сверхпроводника

Высокотемпературный сверхпроводник, используемый в данной работе, представляет собой известное сложное соединение из семейства купратов - $YBa_2Cu_3O_7$. Экспериментальная установка состоит из измерительного модуля, устройства для регистрации данных и модуль CASSY-LAB.

Измерительный модуль - измерительное устройство (см. Рисунок 13) представляет собой единый блок, в котором находится сверхпроводник и температурный датчик, размещенный на пластинке, которая помещается в жидкий азот. Пластиковая коробочка из плотного полиуретана используется как сосуд для жидкого азота. Электрическая схема подключения сверхпроводника и платинового сопротивления изображена на рисунке 13.

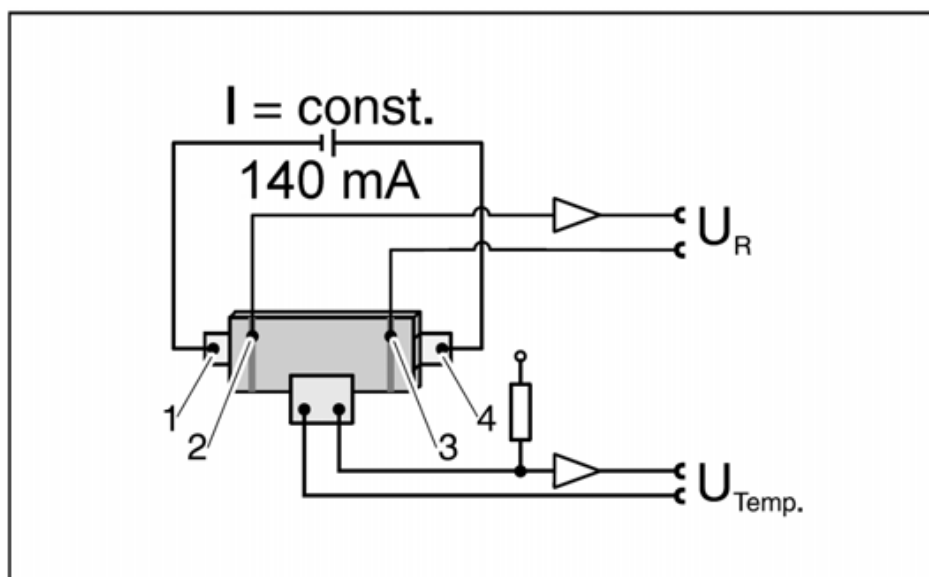


Рисунок 13. Электрическая схема измерительного модуля. 1 и 4 контакты для подключения источника тока, 2 и 3 контакты для подключения вольтметра

Температурный датчик представляет собой сопротивление (сплав платины и иридия) номиналом 100 Ом при температуре 0 °С. Источник тока пропускает ток ($I=140$ мА) через образец и измеряется температурная зависимость напряжения образца с помощью устройства для регистрации данных.

Устройство для регистрации данных.

На рисунке 14 изображена схема измерительного устройства.

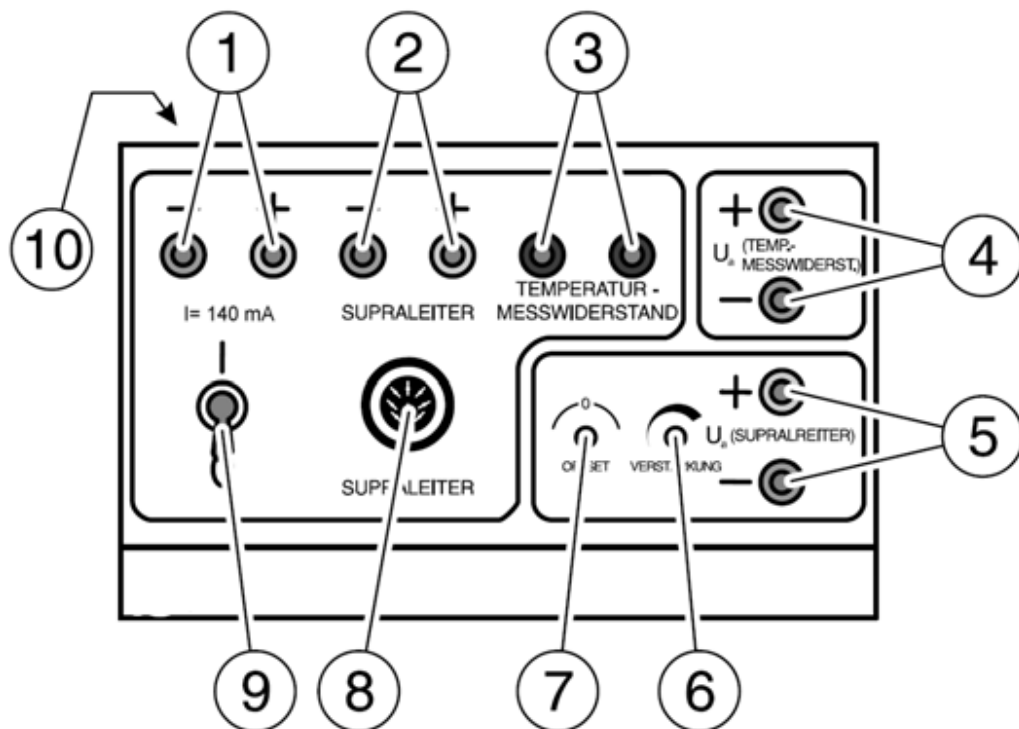


Рисунок 14. Схема измерительного устройства. Обозначения на схеме: 1 - выходные клеммы источника тока, 2 - входные клеммы для измерения напряжения образца, 3 - входные клеммы для подключения датчика температуры, 4 – выходные клеммы для подключения датчика температуры, 5 – выходные клеммы для измерения напряжения (U_a), 6 – регулировка коэффициента усиления, 7 – балансировка нуля, 8 - подключение штатного измерительного модуля, 9 - кнопка включения/выключения, 10 - разъем для подключения измерительного устройства к сети. Разъемы 1-3 используются для подключения не штатных сверхпроводников.

Ход работы

Эксперимент проводится с использованием персонального компьютера и программы CASSY-LAB.

1. Подключите измерительный модуль к разъему 8 (см. рисунок 14);
2. Подключите **устройство для регистрации данных** в сеть с помощью блока питания (разъем 10);
3. Подключить устройство для регистрации данных к модулю CASSY-LAB: выходные клеммы 4 “Messwiderstand” (температурный датчик) устройства

подключить к выходу А (измеряется напряжение) модуля CASSY-LAB. Выходные клеммы 5 “supraleiter” (сверхпроводник) устройства подключить к выходу В;

4. Положить **измерительный модуль** в специальное углубление в полиуретановом блоке;
5. Запустить программу CASSY-Lab, выбрать входы модуля А и В в настройках, задать диапазон измерения $-0.3\text{В} - + 0.3\text{В}$ ”Averaged values”. Установить интервал между измерениями - 200 ms;
6. Создать новый эксперимент “new quantity”, и задать формулой значение напряжения “ $-UA1*1000$ ”, выбрать шкалу температур от -200 до $+30\text{ }^{\circ}\text{C}$;
7. Создать новый график “new display”, с температурой по оси “х” и напряжением UB1 по оси “у” как изображено на рисунке 15;
8. Начать запись данных эксперимента (F9);
9. Заполнить полиуретановый блок жидким азотом до уровня, когда алюминиевый корпус будет полностью покрыт поверхностью жидкого азота. В течение эксперимента необходимо сохранять уровень жидкого азота неизменным и добавлять жидкий азот по мере необходимости;
10. Когда значение напряжения достигнет “0” (примерно при температуре - $180\text{ }^{\circ}\text{C}$, см. рисунок 15), закончить эксперимент;
11. Записать на компьютер полученные графики и экспериментальное значения T_c . Остатки жидкого азота вылить обратно в сосуд Дьюара;
12. Определить по полученным графикам температуру перехода сверхпроводника в сверхпроводящее состояние T_c .

Обработка экспериментальных данных

На рисунке 15 изображен график зависимости напряжения образца от температуры. Изменение напряжения образца скачком соответствует температуре фазового перехода в сверхпроводящее состояние.

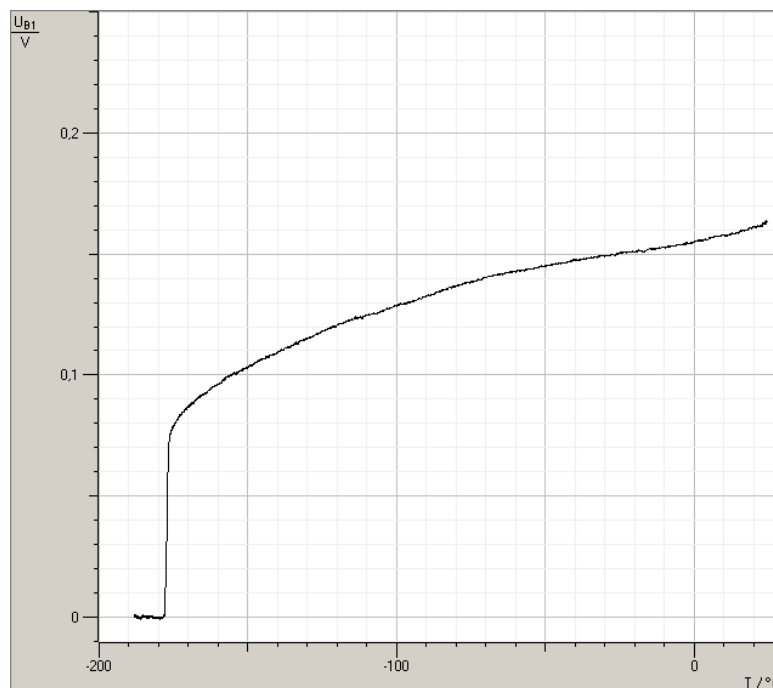


Рисунок 15. График зависимости напряжения образца как функция температуры

На рисунке 2.4 изображен график зависимости температуры образца и напряжения образца от времени, при $t=0$ измерительный модуль помещается в жидкий азот. По истечении приблизительно 600 секунд (10 минут) сверхпроводник охлаждается до температуры перехода в сверхпроводящее состояние.

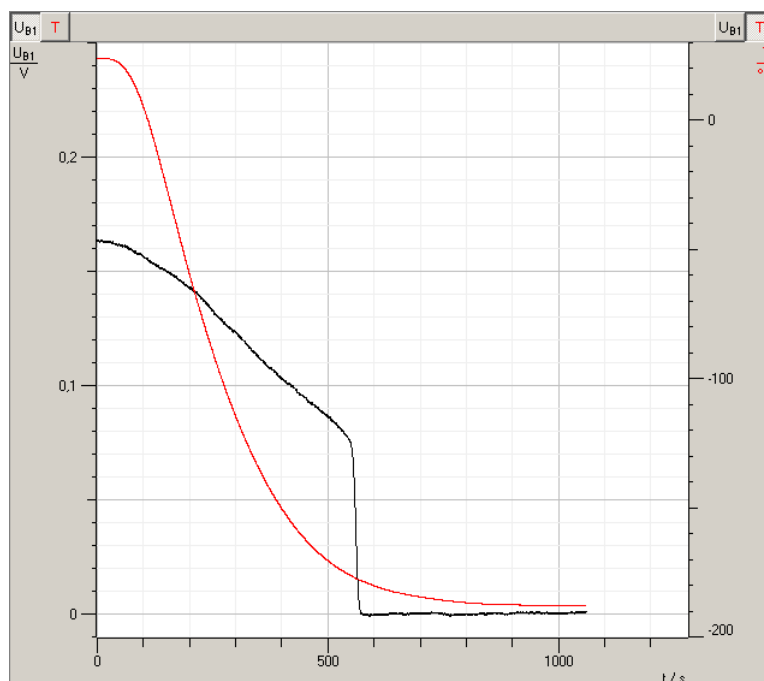


Рисунок 16. Зависимость температуры образца и напряжения образца от времени

2.2 Техника безопасности при работе с жидким азотом и сосудах Дьюара

Жидкий азот — прозрачная жидкость, обладает удельной плотностью 0.808 г/см^3 и имеет точку кипения 77.4 К ($-195.75 \text{ }^\circ\text{C}$). Литр жидкого азота, при испарении и нагревании до $20 \text{ }^\circ\text{C}$, образует примерно 700 литров газа. По этой причине жидкий азот хранят в специальных сосудах Дьюара с вакуумной изоляцией открытого типа или криогенных ёмкостях под давлением, а хранить жидкий азот необходимо в хорошо вентилируемом помещении.

При работе с жидким азотом и сосудах Дьюара возможны:

- обмороживание открытых участков тела при контакте с охлажденными поверхностями или попадании жидкого азота;
- головокружение, обморок или удушье в результате снижения концентрации кислорода в воздухе при испарении большой массы жидкого азота;
- взрыв сосуда Дьюара вследствие внезапной потери вакуума, быстрой десорбции газов при отогревании сосуда, а также из-за испарения азота при герметично закрытой горловине;
- конденсация на охлажденных жидким азотом поверхностях кислорода воздуха и возгорание при контакте с горючими материалами.

Сосуд Дьюара — сосуд, предназначенный для длительного хранения веществ при повышенной или пониженной температуре. Перед помещением в сосуд Дьюара вещество необходимо нагреть или охладить. Постоянная температура поддерживается пассивными методами, за счет хорошей теплоизоляции и/или процессов в хранимом веществе (например, кипение). В этом основное отличие сосуда Дьюара от термостатов, криостатов.

Современные сосуды Дьюара (дьюары) конструктивно выполнены следующим образом: внутренний и внешний сосуды делают из алюминия или нержавеющей стали. Теплопроводность материала не важна, а прочность и вес играют большую роль. Горловина соединяет внутренний и внешний сосуды. В дьюарах объёмом до 50 л внутренний сосуд крепится только на горловине, и она испытывает большие механические нагрузки. Также к ней предъявляются высокие требования по теплопроводности. То есть горловина должна быть прочной, но тонкой. В обычных сосудах горловину делают из нержавеющей стали. В высококачественных сосудах Дьюара горловина изготавливается из прочного армированного пластика. При этом возникает проблема вакуумноплотного крепления металла и пластика. Снаружи внутренний сосуд покрывается адсорбентом, который при охлаждении поглощает остаточные газы из вакуумной полости. Для уменьшения теплопотерь внутренний сосуд покрывают дополнительной теплоизоляцией. К крышке дьюара, для снижения конвекционной теплопередачи прикрепляют пенопластовый цилиндр, который негерметично закрывает горловину. Вакуумную полость откачивают до давления примерно 10^{-2} Па . Внутренние поверхности полируют для уменьшения теплопотерь на излучение.

Современные сосуды Дьюара имеют низкие потери от испарения: от 1,5 % в сутки для больших емкостей, до 5 % в сутки — для малых объемов.

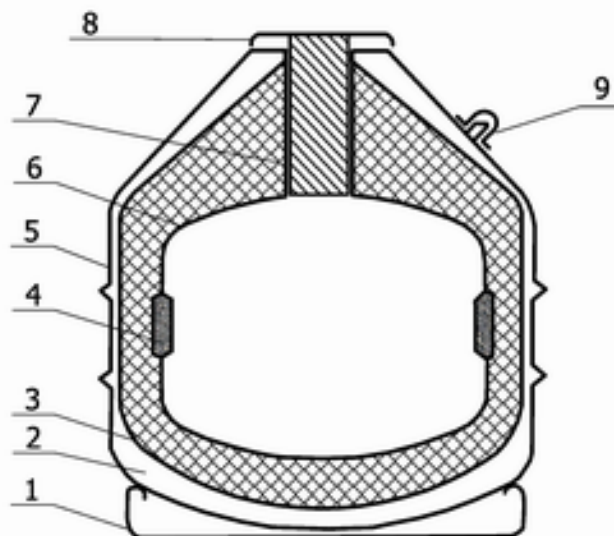


Рисунок 17. Схема сосуда Дьюара. 1— подставка; 2— вакуумированная полость; 3— теплоизоляция; 4—адсорбент; 5— наружный сосуд; 6— внутренний сосуд; 7— горловина; 8— крышка; 9— трубка для вакуумирования

Обращаться с сосудами Дьюара необходимо осторожно, в строгом соответствии с инструкцией по их эксплуатации. При падении, ударах, резких толчках может произойти нарушение целостности наружного кожуха или внутреннего сосуда, что сопровождается потерей вакуума. Признаком такой неисправности является быстрое испарение жидкого азота и обледенение наружного кожуха. Эксплуатировать или отогревать в рабочих помещениях неисправные сосуды Дьюара категорически запрещается.

Закрывать сосуды Дьюара можно только предназначенными для них крышками. Запрещается плотно закрывать горловину сосуда; испарение части жидкого азота создает внутри сосуда избыточное давление, поэтому внутрь сосуда не может попасть кислород из наружного воздуха. Кроме того, повышение давления создает опасность повреждения сосуда или выброса жидкого азота.

При транспортировке сосуды Дьюара и находящиеся рядом предметы необходимо надежно закреплять во избежание падений, повреждений.

Список использованной литературы

- [1] Гинзбург, В.Л. Сверхпроводимость. Изд. 2-е, перераб. и доп. / В.Л. Гинзбург, Андрюшин Е.А. – М.: Альфа-М, 2006. – 110 с.
- [2] Bednorz, J.G. Possible high T_c superconductivity in Ba-La-Cu-O system/ J.G. Bednorz, K.A. Muller // Z. Phys. B-Condensed Matter. – 1986. – V. 64. – Pp. 189 - 193.
- [3] Плакида, Н.М. Высокотемпературные сверхпроводники // Н.М. Плакида. – М.: Международная программа образования, 1996. – 288 с.
- [4] Fossheim, K. Superconductivity, Physics and Applications // K. Fossheim, A. Sudbo. – John Wiley & Sons. Ltd., 2004. – 333 pp.
- [5] Superconductivity at 94K in $HgBa_2CuO_{4+x}$ / S.N. Putilin, E.V. Antipov, O. Chamaissen, M. Maresio // Nature. – 1993. – V. 362. – Pp. 226-227.
- [6] Superconductivity above 130K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system / A. Shilling, M. Contoni, J.D. Guo, H.R. Ott // Nature. – 1993. – V. 363. – Pp. 56-57.
- [7] Bennemann, K.H. Superconductivity: Conventional and Unconventional Superconductors. Volume I / K.H. Bennemann, J.B. Ketterson // Springer, 2008. – 762 pp.
- [8] Bennemann K.H. Superconductivity: Novel Superconductors. Volume II / K.H. Bennemann, J.B. Ketterson // Springer, 2008. – 805 pp.
- [9] Изюмов, Ю.А. Новый класс высокотемпературных сверхпроводников в FeAs-системах/ Ю.А. Изюмов, Э.З. Курмаев // УФН. – 2008. – V. 178. – Pp. 1307-1334.
- [10] Еремин, М.В. МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОННОГО СТРОЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ / М.В. Еремин / Наноструктуры. Математическая физика и моделирование. – 2009. – том 1, № 2. – Сс. 59–79
- [11] Lubkin, G.B. Applications of High-Temperature Superconductors Approach the Marketplace / G.B. Lubkin // Physics Today. – 1995. – V. 48, No. 3. – Pp. 20-23
- [12] Molozemov, A.P. High-Temperature Cuprate Superconductors Get to Work/ A.P. Molozemov, J. Mannhart, D. Scalapino // Physics Today. – 2005. – V. 58, No. 4. – Pp. 41-47