# **Содержание:**

# **Введение…………………………………………………………………………….3**

# **1. Сверхпроводники. У начала пути.**

# **1.1 Чудеса вблизи абсолютного нуля…………………………………………..4**

# **1.2 У начала пути…………………………………………………………………5**

# **1.3 Лейден, 1911г. открытие сверхпроводимости…………………………….5**

**2. Основные понятия.**

**2.1 Конечные температуры (критические)…………………………………...8**

**2.2 Критический ток……………………………………………………………..8**

**2.3 Эффект Мейснера……………………………………………………………9**

**2.4 Глубина проникновения…………………………………………………….10**

**2.5 Сверхпроводники первого второго рода. Абрикосовские вихри………11**

**3. Свойства сверхпроводников**

**3.1 Нулевое сопротивление……………………………………………………..14**

**3.2 Сверхпроводники в магнитном поле……………………………………...15**

**3.3 Промежуточное состояние при разрушении сверхпроводимости током………………………………………………………………………………..16**

**3.4 Сверхпроводники I и II рода……………………………………………….17**

**3.5 Туннельные эффекты……………………………………………………….18**

**3.6 Эффект Джозефсона…………………………………………………………19**

**3.7 Влияние кристаллической решетки………………………………………20**

**3.8 Изотопический эффект……………………………………………………...20**

**4. Микроскопическая теория сверхпроводимости Бардина – Купера – Шриффера (БКШ) и Боголюбова**

**4.1 Теория БКШ………………………………………………………………….22**

**4.2 Энергетическая щель……………………………………………………….22**

**4.3 Бесщелевая сверхпроводимость…………………………………………...23**

**5. Термодинамика перехода в сверхпроводящее состояние…………………25**

**6. Теория Гинзбурга – Ландау**

**6.1 Примеры фазовых переходов………………………………………………28**

**6.2 Теория Гинзбурга – Ландау. Свободная энергия сверхпроводника…..29**

**7. Электродинамика сверхпроводников**

**7.1 Уравнения Лондонов………………………………………………………..30**

**7.2 Эффект Мейснера……………………………………………………………31**

**7.3 Глубина проникновения пипардовских частиц…………………………32**

**8. Профессии сверхпроводников**

**8.1 Магнетизм и сверхпроводимость………………………………………….33**

**8.2 Сверхпроводящие провода…………………………………………………33**

**8.3 МГД – энергетика……………………………………………………………34**

**9. Применение сверхпроводимости……………………………………………..36**

**Заключение………………………………………………………………………...39**

**Список литературы……………………………………………………………….40**

# **Введение.**

Начав изучение физики с явлений в макроскопических системах, человек приобретает ряд «классических предрассудков», ему очень хочется сохранить для микромира понятие размера, траектории, цвета и т.п. Мои наглядные представления являются отражением того, с чем мы сталкиваемся в обыденной жизни, между тем как квантовые явления проявляются обычно в недоступном непосредственному восприятию микромире. «Классические предрассудки» заставляют нас ставить вопросы, на которые нельзя ждать разумных ответов. Человеческое воображение зачастую отказывается служить в этом странном мире квантовых явлений. Но, как сказал Л. Д. Ландау, «величайшим триумфом человеческого гения является то, что человек способен понять вещи, которые он уже не в силах вообразить».

Нам [молодому поколению] пройти этот неизбежный путь отказа от классических представлений намного легче, ибо можно воспользоваться опытом предшественников. Как ни парадоксально звучат иногда утверждения квантовой механики, они неизбежны. К ним приводит неодолимая логика экспериментальных фактов.

Цель данной работы – выяснить, в чем заключается физика сверхпроводимости, одно из главных явлений микромира.

**1. Сверхпроводники. У начала пути.**

# Так рождалась сказка о стране чудес,

# так шаг за шагом разворачивались события.

Л.Кэрролл «Алиса в стране чудес»

* 1. **Чудеса вблизи абсолютного нуля.**

Немало поводов для размышлений принесло физикам XX столетие. Среди них результаты опытов в условиях сверхглубокого холода при температурах всего лишь на несколько градусов выше абсолютного нуля.

Понятие абсолютный ноль вошло в физику в середине XIX века. Родившись из газового закона, оно постепенно распространилось на все состояния вещества, приобрело фундаментальное значение для всей физики.

Абсолютному нулю соответствует температура -273 градуса Цельсия (точнее – 273,15˚С). Любое вещество больше охладить нельзя, т.е. нельзя у него отнять энергию. Иными словами , при абсолютном нуле молекулы вещества обладают наименьшей возможной энергией, которая уже не может быть отмена от тела ни при каком охлаждении. При каждой попытке охладить вещество энергия в нем остается все меньше и меньше, но всю ее вещество никогда не сможет отдать охлаждающему устройству. По этой причине ученые не достигли абсолютного нуля и не надеются сделать это, хотя они уже творят чудеса, достигая температуры порядка миллионных долей градуса.

Так как абсолютный ноль есть самая низкая температура, то естественно, что в физике, особенно в тех разделах, где идет речь о низких температурах, пользуются термодинамической температурной шкалой, которая может быть проградуирована в Кельвинах (К) и в градусах Цельсия (˚С); соотношение между температурой любой из этих шкал: Т= t+273, Т – абсолютный ноль , t – температура.

Исследования при температурах, близких к абсолютному нулю давно привлекли к себе внимание ученых, такие температуры в физике называются криогенными (от греческого слова «крио» – холод). При криогенной температуре происходит много удивительного. Ртуть замерзает так, что ею можно забивать гвозди, резина разлетается на осколки от удара молотком, некоторые металлы становятся хрупкими как стекло.

Поведение вещества вблизи абсолютного нуля зачастую не имеет ничего общего с его поведением при обычных температурах. Казалось бы, вместе с теплом из вещества уходит энергия, а застывшее вещество уже не может представлять интереса.

Еще столетие назад так и считали: абсолютный ноль – это смерть материи. Но вот физики получили возможность работать при сверхнизких температурах, и оказалось, что область вблизи абсолютного нуля не такая уж мертвая. Совсем наоборот: здесь начинают проявляться многочисленные красивые эффекты, которые при обычных условиях, как правило, замаскированы тепловым движением атомов. Именно здесь начинается тот мир – удивительный и порой парадоксальный, который называется сверхпроводимостью.

Сверхпроводимость – способность вещества пропускать электрический ток, не оказывая ему ни малейшего сопротивления. Открытие этого уникального явления не имеющего аналога в классической физике, мы обязаны замечательному голландскому ученому Гейне Камерлинг – Оннесу.

* 1. **У начала пути.**

Удивительное событие в науке – открытие, а еще удивительнее путь, которым приходит к нему человек. Он пробивается вперед сквозь, казалось бы непроходимые дебри, всегда вынужден сомневаться, что дороги вперед нет и ее приходится строить позади себя, как говорил немецкий физик Маке Борн.

Первый шаг был сделан ещё в конце XVIII веке. В XIX веке были сжижены уже многие газы. Опыты следовали один за другим – превращены в жидкость кислород, азот, водород. Один лишь гений не поддавался усилиям ученых. Помогали даже, что этот газ занимает в мире какое-то особое положение. Поэтому он и не превращается в жидкость. Во многих теориях мира экспериментаторы активно искали способы получения жидкого гипса. Успех выпал на долю Камерлинг-Оннеса. Именно в его лаборатории низких температур в Лейденском университете был проведен эксперимент, ставший последней страницей в истории поиска новый жидкостей.

Успех голландского физика не был случайным. Задача была решена человеком понявшим коллективный характер науки XX столетия, создавшим, может быть, первую по-настоящему современную научную лабораторию.

Мы привыкли к уже масштабным научным исследованием. Но в начале века Оннес резко выделился на фоне многих экспериментаторов, проводивших свои исследования с помощью небольших лабораторных установок. Уже первая установка для сжижения кислорода, азота и др.

Атмосферных газов, сконструированная им в 1894 году, имела такую производительность, что смогла удовлетворить быстро растущие потребности в лаборатории в течение многих лет.

**1.3. Лейден, 1911г. открытие сверхпроводимости.**

Шел 1911 год. Камерлинг-Оннес работал над проблемой, которая значилась в тогдашней лейденской исследовательской программе как «изучение свойств различных веществ при гелиевых температурах».

Одним из первых исследований, проведенным в новой температурной области, было изучение зависимости электрического сопротивления металлов от температуры. Словно предвидя развитие событий электротехники, ещё в XIX веке ввели в теорию электричества термин идеальный проводник, т. е. проводник без электрического сопротивления. С другой стороны, и физики, изучавшие свойства металлов, установили, что при сжижении температуры сопротивление металла уменьшается. Но им уже удалось добраться до температуры жидкого водорода, а сопротивление образцов из чистых металлов все падало и падало. А что же дальше? Каким будет предельное значение сопротивления проводника при приближении его температуры к абсолютному нулю. Вот этого никто не знал. В принципе можно было предположить три возможных варианта. Они изображены на рисунке 1.

Большинство ученых придерживалось мнения: при абсолютном нуле электрическое сопротивление должно исчезать (см. кривую 1 на рис.1). Действительно, электрический ток – это поток свободных электронов проходящих сквозь кристаллическую решетку. Если бы кристалл был идеальным , а его атомы строго неподвижны, то электроны двигались бы совершенно свободно, не встречал помех со стороны кристаллической решетки. Такой кристалл был бы идеальным проводником с нулевым сопротивлением. Однако, во-первых, беспорядочность колебание атомов решетки нарушают ее структуру, а во-вторых, электроны, движущиеся в кристалле, могут взаимодействовать с колеблющимися атомами, передавать им часть своей энергии, что и означает появление электрического сопротивления. При понижении атомов амплитуда колебаний атомов уменьшается, следовательно, столкновение свободных электронов с ними уменьшается, и, таким образом ток встречает меньше сопротивления! При абсолютном нуле, когда решетка уже неподвижна, сопротивление проводника становится равным нулю.

Впрочем, небольшое сопротивление тока может сохранится и при абсолютном нуле (см. кривая-2, рис.1), поскольку и тогда некоторые электроны все еще сталкивались бы с атомами решетки. Кроме того, кристаллические решетки, как правило, не являются идеальными: в них всегда есть дефекты и примеси посторонних атомов. С другой стороны была выдвинута гипотеза, согласно которой электроны проводимости при низких температурах объединяются с атомами, что приводит к бесконечно большому сопротивлению при температуре, равной ноль Кельвинов (см.кривая 3 рис1).

До 1911г. трудно было себе представить ещё какое-нибудь другой вариант. Опыт и только опыт может служить физических моделей и критерием их справедливости. Вполне понятно, что одним из первых экспериментов при температуре жидкого гелия стало измерение сопротивление металлов. Сам физический «+» холода не доступен эксперименту, поэтому Камерлинг-Оннес, который к тому времени располагал возможностью получать температуры лишь на один градус выше абсолютного нуля, измерял электрическое сопротивление металлов при разных температурах. Затем строились кривые, которые можно было продолжить, т.е. как бы составить прогноз для интересующей нас области.

Сначала Оннес исследовал образцы платины и золота, так как именно эти металлы имелись тогда в достаточно чистом виде. При понижении температуры образцов сопротивление исправно падало, стремясь к некоторому постоянному значению (остаточному сопротивлению). Однако значения электрических сопротивлений различных образцов, при равных условиях были тем меньше, чем чище оказывался металл. Отсюда вывод: «… учитывая поправку на достаточное сопротивление, я пришел к заключению, что сопротивление абсолютно чистой платиной при температуре кипения жидкого гелия, возможно, исчезнет».

Итак, ртуть: Оннес заморозил ее в сосуде, содержащим жидкий гелий, и приступил к измерению сопротивления.

Вначале все лицо так, как предусматривала теория. Электрическое сопротивление ртути плавно падало по мере снижения температуры: 10; 5; 4,2К, и сопротивление стало таким малым, что его вообще не удавалось зарегистрировать приборами, имевшимися в лаборатории. Позднее, в 1913г., вспоминая этот период; Оннест писал: « Будущее казалось мне прекрасным. Я не видел перед собой трудностей. Они были преодолены и убедительность эксперимента не вызвала сомнений». И вдруг случилось неожиданное.

В ходе дальнейших экспериментов на усовершенствованной аппаратуре Оннест заметил, что сопротивление ртути при температуре около 4,1К уменьшалось не плавно, а скачком до неизменно малой величины, т. е. исчезало начисто (рис.2.)

Первая мысль была о неисправности прибора, с помощью которого измерялось сопротивление. Включили другой. И вновь при температуре 4,1К стрелка прибора прыгнула к 0. Здесь было от чего прийти в замешательство: до абсолютного нуля было ещё четыре градуса. И он повторяет эксперимент ещё раз. Изготовляет из ртути новый образец; берет даже очень загрязненную ртуть, у которой остаточное сопротивление должно быть ярко выражено; замеряет измерительный прибор точнейшим зеркальным гальванометром.

Но сопротивление по-прежнему исчезало. Вот тогда, наверное, Камерлине-Оннес и произнес впервые слово сверхпроводимость. «… и не осталось сомнений, - писал Оннес. – в существовании нового состояния ртути, в котором сопротивление физики исчезает… ртуть перешла в новое состояние, и, учитывая его исключительные электрические свойства, его можно назвать «сверхпроводящим состоянием».

Нет нужды говорить о том, каким это была сенсация. Теперь с его именем связывали два существенных события в физике: жидкий гелий и сверхпроводимость. В 1913 году Камерлине-Оннесу была присуждена Нобелевская премия. Разумеется, Оннес думал о загадке сверхпроводимости, но тогда, в декабре 1913 года, ему оставалось только предполагать: «Эта работа должна приподнять покрывало, которым тепловое движение при обычных температурах закрывает от нас внутренний мир атомов и электронов... Из всех областей физики к нам приходят вопросы, ожидающие решения от измерений при гелиевых температурах».

**2. Основные понятия.**

# Все это было тайной для людей

и стало им открыто лишь позднее

Гёте «Фауст».

* 1. **Конечные температуры (критические).**

Совершенный конденсат, охватывающий все электроны, способные объединяться в пары, может существовать только при абсолютном нуле. С повышением температуры тепловое возбуждение в конце концов становится достаточным, чтобы разрушить пары. Образовавшиеся при этом «нормальные», несвязные электроны становятся той разрушительной силой, которая уничтожает электронные пары. Они портят и механизм притяжения между электронами и тем самым ослабляют силы связи между образовавшимися парами. Это ведет в свою очередь к дальнейшему разрушению пар. А когда температура поднимается еще выше, разрушение приобретает катастрофический характер : выше некоторой определенной температуры уже ни одна пара существовать не может. При этом величина критической температуры Тк оказывается одного порядка с энергией спаривания. Основной количественный результат теории – это формула для критической температуры:

**Тк=1,14 hυе-1/g**

Здесь е=2,7; hυ – средняя энергия фононов. По порядку величины равной дебаевской температуре Θ; g – постоянная, определяющая силу притяжения между электронами. Значение критической температуры тем выше, чем выше значение температуры Дебая Θ и параметра g.

Фононы в твердом теле могут иметь ограниченную энергию. Энергия фонона пропорциональны его частоте υ, которая в свою очередь не превышает значения υmax порядка 1013 Гц. Это значит, что энергия фононов не превышает нескольких сотен градусов. Действительно, Еср.max = hυmax ≈ 5·10-23Дж или в градусах (Е=kТ), Еср.max = hυ/k ≈ 500k (постоянная планка h = 6,62·10-39Дж·с, постоянная Больцмана k = 1,38·10-23Дж/К). Таким образом дебаевская температура Θ обычно лежит в пределах температур 100…500К. что касается параметра g, то для обычных сверхпроводников, у которых роль посредника при спаривании электронов выполняет кристаллическая решетка, g=0,5 и, даже несколько меньше. Так мы приходим к выводу, что максимальная критическая температура не может превосходить 30…40К.

* 1. **Критический ток.**

Еще в 1916г. американец Сильбиг высказал предположение, что сверхпроводимость уничтожается таким значением тока в проводнике, которое создает на поверхности сверхпроводника магнитное поле равное критическому. При этом совершенно все равно какое поле на него действует – собственное или приложенное внешнее.

Рассмотрим сверхпроводящую проволоку, по которой течет ток благодаря внешнему источнику. Физики называют этот ток током переноса, т.к. он переносит заряд по проволоке. Если проволока находится во внешнем магнитном поле, то возникшее на поверхности проводника экранизирующие токи складываются с током переноса и в каждой точке ток I можно рассматривать как суммарный. Магнитное поле на поверхности такой проволоки, через которую протекает ток I, определяется выражением В0  = μ0I\2πr , где В0 – поле на поверхности; I – суммарный ток, r – радиус проволоки, μ0 - магнитная постоянная. При этом не важно , возбужден ток или навеян магнитным полем, чтобы сверхпроводимость в какой-либо точке сохранилась, суммарный ток в неё не должен превысить критическую величину, присущую данному материалу.

Если полный ток, текущий по сверхпроводнику, достаточно высок, то плотность тока на поверхности достигает критического значения и связанное с ним магнитное поле на поверхности станет равным критическому. Очевидно, чем сильнее внешнее магнитное поле, тем меньше ток переноса, который можно пропускать через сверхпроводник без возникновения в нем сопротивления.

Посмотрим теперь, каким образом происходит переход сверхпроводника в нормальное состояние при достижении критической силы тока.

Если ток течет по сверхпроводнику в присутствии внешнего магнитного поля, то здесь все зависит от того, как распределены в пространстве силовые линии собственного или внешнего магнитных полей. Если же внешнее магнитное поле отсутствует, то можно предположить, что при токе Iк в нормальное состояние переходит лишь внешний цилиндрический слой проволоки, а ее сердцевина– центральная часть - остается сверхпроводящей. Однако это оказывается невозможным.

Ток выбирает путь наименьшего сопротивления и, естественно, будет протекать по сердцевине проволоки, а не по внешнему цилиндрическому слою. Но, как известно, индукция магнитного поля обратно пропорциональна радиусу области, в которой идет ток. Вот и получается, что в центральной части магнитное поле будет больше, чем на поверхности проволоки. Если на поверхности поле достигает своего критического значения с индукцией Вк, то в центральной части оно становится больше критического и сверхпроводящая сердцевина должна уменьшить свой радиус. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока радиус не обратиться в диаметр, т.е. пока проволока не перейдет в нормальное состояние. Но вся проволока перейти в нормальное состояние не может: поле достигло критического значения лишь на ее поверхности. Поэтому, очевидно, при критическом токе проволока не может быть ни полностью сверхпроводящей, ни полностью нормальной. Сверхпроводник переходит в промежуточное состояние с чередующимися сверхпроводящими и нормальными слоями. Для этого промежуточного состояния был предложен ряд моделей. Ф.Лондон, например, предложил, что при силе тока I>Iк промежуточное состояние сосредотачивается в сердцевине, окруженной нормальной оболочкой (рис.3,а).

Позже была предложена другая модель, согласно которой чередование нормальных и сверхпроводящих областей происходит вдоль всей проволоки (рис.3,б). По мере возрастания тока сверхпроводящие области все более сжимаются , пока наконец не исчезают полностью.

* 1. **Эффект Мейснера.**

В 1913г. немецкие физики Мейснер и Оксенфельд решили экспериментально проверить, как именно распределяется магнитное поле вокруг сверхпроводника . результат оказался неожиданным. Независимо от условий проведения эксперимента магнитное поле внутрь проводника не проникало. Поразительный факт заключался в том, что сверхпроводник, охлажденный ниже критической температуры в постоянном магнитном поле, самопроизвольно выталкивает это поле из своего объема, переходя в состояние, при котором магнитная индукция В=0, т.е. состояние идеального диамагнетизма. Это явление получило название эффекта Мейнера.

Многие считают, что эффект Мейнера, является наиболее фундаментальным свойством сверхпроводников. Действительно, существование нулевого сопротивления неизбежно следует из этого эффекта. Ведь поверхностные экранизирующие токи постоянны во времени и не затухают в не измеряющемся магнитном поле. В тонком поверхностном слое сверхпроводника эти токи создают свое магнитное поле, строго равное и противоположное внешнему полю. В сверхпроводнике эти два встречных магнитных поля складываются так, что суммарное магнитное поле становится равным нулю, хотя слагаемые поля существуют совместно, поэтому и говорят об эффекте «выталкивание» внешнего магнитного поля из сверхпроводника.

Подсчитали, что при переходе металла из нормального состояния в сверхпроводящее производится некоторая работа. Что, собственно, является источником этой работы? То, что у сверхпроводника энергия ниже, чем у того же металла в нормальном состоянии.

Ясно, что «роскошь» эффекта Мейснера сверхпроводник может себе позволить за счет выигрыша в энергии. Выталкивание магнитного поля будет иметь место до тех пор, пока связанное с этим явлением увеличение энергии компенсируется более эффективным ее уменьшением, связанным с переходом металла в сверхпроводящее состояние. В достаточно магнитных полях энергетически более выгодным оказывается не сверхпроводящее, а нормальное состояние, в котором поле свободно проникает в образец.

* 1. **Глубина проникновения. Уравнение Лондов.**

В 1935г. физики братья Лондоны предприняли попытку количественного описания электрических и магнитных свойств сверхпроводников. Предложенные ими уравнения имеют для сверхпроводников такое же значение, какое имеет закон Ома для нормальных проводников. Для нормальных проводников плотность тока j пропорциональна напряженности электрического поля Е:j = σЕ (σ - электропроводность). Применим закон Ома (I=U/R) к однородному проводнику длиной l и сечением S. Вследствие симметрии формы провода электрическое поле в нем имеет напряженность, равную E=U/l, а плотность тока j=I/S. Подставляя эти выражения в закон Ома, получили El/Js=R, откуда j=E/ρ, где ρ-удельное сопротивление проводника, равное ρ=RS/l, а σ=l/ρ – удельная электропроводность. Связь между плотностью тока и электрическим или магнитным полем для сверхпроводников дается двумя уравнениями Лондов. Первое уравнение описывает идеальную проводимость: поле ускоряет электрон, движущийся в среде без сопротивления. Второе уравнение отражает эффект Мейснера. Оно описывает затухание магнитного поля в тонком поверхностном слое сверхпроводника и тем самым словно разрушает представление об идеальном диамагнетизме.

Диамагнетизм сверхпроводников – это поверхностный эффект, магнитное поле не проникает в толщу образца. Однако оно не может быть полностью вытолкнуто из своего объема металла, включая его поверхность. Иначе на поверхности магнитное поле скачком уменьшается до нуля. токовый слой не имел бы толщины, и плотность тока была бы бесконечной, что физически невозможно. Следовательно, магнитное поле хоть немного, проникает в проводник. Именно в этом тонком приповерхностном слое и протекают незатухающие токи, которые и экранизируют от влияния внешнего магнитного поля области, удаленные от поверхности. Толщина этого слоя, получившим название глубины проникновения поля λ, является одной из важнейших характеристик сверхпроводника.

Теория Лондов позволила найти зависимость индукции магнитного поля от глубины проникновения: В(х) = В0е-хλ . Эта зависимость экспотенциальна, они показаны на рисунке 4. Все металлы имеют разное значение λ, но, в общем, глубина проникновения очень мала, порядка нескольких сот ангстерм (Å) (1Å = 10-8см), поэтому и кажется, что массивные образцы ведут себя как идеальные диамагнетики с индукцией В=0.

Глубина проникновения не является постоянной величиной - она зависит от температуры образцов (рис.5). чем больше температура отличается от критической, тем на меньшую глубину в образец проникает магнитное поле. По мере приближения к температуре перехода магнитное поле все глубже проникает в толщу образца. Пока наконец в самой точке перехода в нормальное состояние не захватит весь объем газа. В близи критической температуры сверхпроводники уже не являются идеальными диэлектриками.

**2.5. Сверхпроводники первого рода и второго рода. Абрикосовские вихри.**

В сверхпроводниках первого рода - чистых металлах – ток протекает в очень тонком поверхностном слое, и с увеличением диаметра проводника средняя плотность тока, отнесенная ко всему практически не работающему сечению , уменьшается , например, в свинцовой проволоке диаметром 1мм, охлажденной в жидком гелии до 4,2К, критическая плотность тока достигает 108А/мм2, а при диаметре 20мм снижается до 8,5А/мм2, что уже почти соизмеримо с медью. Чистые металлы сохраняют сверхпроводимость лишь в сравнительно слабых магнитных полях.

Таким образом, сверхпроводники первого рода сложно только используются в устройстве со слабым магнитным полем и низкой плотностью тока. В электроэнергетике и в системах с высокими магнитными полями, где от сверхпроводимости следует ожидать наибольшей выгоды, такие материалы непригодны. Здесь вне конкуренции сверхпроводники второго рода. Они не только более стойко ведут себя во внешнем магнитном поле и при более высоких температурах, но и токи могут пропускать существенно высокие. Некоторые сплавы и химические соединения выдерживают поля до 20Тл при достаточно высоких плотностях токов переноса проводимых уже не только поверхностно, но и всей толщей проводника.

Сверхпроводники второго рода характеризуются весьма своеобразными электромагнитными свойствами. Очень любопытной является картина проникновения магнитного поля в толщу такого образца.

Еще в 1936г. советский физик Л.В.Шубников, экспериментируя со сверхпроводящими сплавами, обнаружил, что магнитное поле проникает в образец, который частично остается сверхпроводящим. Значение поля, при котором начинается проникновение, получило название нижнего или первого критического магнитного поля с индукцией Вк1, а при втором верхнем критическом значении магнитного поля с индукцией Вк2 сверхпроводимость полностью исчезает во всем образце. В промежутке между этими значениями полей эффекта Мейснера проявляется не полностью и сверхпроводник находится в особом смешанном состоянием.

Очень важно отличать смешанное состояние сверхпроводников второго рода от промежуточного состояния сверхпроводников первого рода. Между ними нет ничего общего. Промежуточное состояние зависит от формы образца и расположения его относительно магнитного поля и возникает далеко не всегда. Смешанное же состояние является внутренним свойством сверхпроводников второго рода; оно обусловлено самой их природой и возникает всегда в образцах любой формы, как только магнитное поле достигает значение этого состояния.

Возможность реализации такого состояния в сверхпроводящих сплавах была предсказана еще в 1952г.советским физиком А.А.Абрикосовым. Позднее, в 1957г. им был произведен детальный расчет и разработана теория смешанного состояния. Оказалось, что проникновение магнитного поля внутрь сверхпроводника связано с образованием в том сверхпроводнике особой нитевидной структуры. При частичном проникновении магнитного поля в толщу сверхпроводящего образца электроны под действием силы Лоренца начинают двигаться по окружности, образуя своеобразные вихри. Их так и называют - абрикосовские вихри. Внутри вихря скорость вращения электрона возрастает по мере приближения к оси вихря, и на некотором расстоянии от нее происходит «срыв» сверхпроводимости. Внутри каждого вихря сверхпроводимость разрушена, но в пространстве между ними сохраняется. В результате сверхпроводящий образец оказывается пронизан вихревыми нитями, представляющими собой тонкие несверхпроводящие области цилиндрической формы, ориентированные в направлении силовых линий магнитного поля (рис.6). По этим нитям - цилиндрикам магнитного поля и проникает в сверхпроводник. Здесь нельзя не отметить одного чрезвычайно важного обстоятельства. Дело в том, что величина магнитного потока в каждом цилиндрике не произвольна, а равна определенному значению. Порция магнитного поля Ф0 = 2·10-15Вб . Величина Ф0 называется квантом магнитного потока. Чем больше внешнее магнитное поле, тем больше таких нитей – цилиндриков, а, следовательно, больше квантов магнитного потока проникает в сверхпроводник. Поэтому магнитный поток в сверхпроводнике меняется не непрерывно, а скачком дискретно. Обычно дискретность физических величин проявляться в макромире. Там многие физические величины могут принимать только определенные значения, как говорят в физике: величины квантируются.

Иное дело – низкие температуры. Вблизи абсолютного нуля, когда тепловое движение не играет значительной роли, мы сталкиваемся с удивительным явлением – законы квантовой механики начинают работать и в макроскопических масштабах. Пример тому – квантование магнитного поля в сверхпроводнике. Именно в виде квантов магнитные потоки – флюксоидов – магнитное поле проникает внутрь сверхпроводника.

**3.Свойства сверхпроводников.**

Радость видеть и понимать есть

самый прекрасный дар природы.

А. Эйнштейн

* 1. **Нулевое сопротивление.**

Когда же исчезает сопротивление? Ответ на этот вопрос получил Камерлинг-Оннес ещё в 1914г. Он предложил весьма остроумный метод измерения сопротивления. Схема эксперимента выглядела довольно просто (рис.7). Катушку от свинцового провода опустили в криостат - устройство для проведения опытов при низких температурах. В начале опыта ключ 1 был замкнут, а 2 разомкнут. Охлаждаемая гелием катушка находилась в сверхпроводящем состоянии. При этом ток, идущий по катушке, создавал вокруг нее магнитное поле, которое легко обнаруживалось по отклонению магнитной стрелки, расположенной вне криостата. Затем ключ 2 замыкают, а ключ 1 размыкают, так что теперь сверхпроводящая обводка оказалась замкнутой накоротко. Стрелка компаса, однако, оставалось отклоненной, что указывало наличие тока в катушке, уже отсоединенной от источника тока. Наблюдая за стрелкой на протяжении нескольких часов (пока не испариться весь гелий из сосуда), Оннес не заметил ни малейшего изменения в отклонении стрелки.

По результатам опыта Оннес пришел к заключению, что сопротивление сверхпроводящей свинцовой проволоки по меньшей мере в 1011раз меньше её сопротивления в нормальном состоянии. Впоследствии проведения аналогичных опытов, было установлено, что время затухания тока превышает многие годы, и из этого следовало, что удельное сопротивление сверхпроводника меньше чем 10-25Ом·м. Сравнив это с удельным сопротивлением меди при комнатной температуре 1,55·10-8Ом·м – разница столь огромна, что можно смело считать: сопротивление сверхпроводника равно нулю . действительно трудно назвать другую наблюдаемую и изменяемую физическую величину, которая обращалась бы в такой же «круглый ноль», как сопротивление проводника при температуре ниже критической.

Вспомним известный из школьного курса физики закон Джоуля – Ленца: при протекании тока I по проводнику с сопротивлением R в нем выделяется тепло. На это расходуется мощность P = I2R. Как ни мало сопротивление металлов, но зачастую и оно ограничивает технические возможности различных устройств. Нагреваются провода, кабели, машины, аппараты, вследствие этого миллионы киловатт электроэнергии буквально выбрасываются на ветер. Нагрев ограничивает пропускную способность электропередач, мощность электрических машин. Так в частности обстоит дело и с электромагнитами. Получение сильных магнитных полей требует больших токов, что приводит к выделению колоссального количества тепла в обмотках электромагнита. А вот сверхпроводящая цепь остается холодной, ток будет циркулировать не затухая – сопротивление равно нулю, потерь электроэнергии нет.

В 1913 году Камерлинг-Оннес предлагает построить мощный электромагнит с обмотками из сверхпроводящего материала. Такой магнит не потреблял бы электроэнергии, и с его помощью можно было бы получать сверхсильные магнитные поля. Если бы так …

Как только пробовали пропускать по сверхпроводнику значительный ток, сверхпроводимость исчезала. Вскоре оказалось, что и слабое магнитное поле тоже уничтожает сверхпроводимость. Существование критических значений температуры, тока и магнитной индукции резко ограничивало практические возможности сверхпроводников.

**3.2 Сверхпроводники в магнитном поле.**

То, что в магнитном поле превышающем некоторое пороговое или критическое значение, сверхпроводимость исчезает, совершенно бесспорно. Даже, если бы какой-то металл лишился бы сопротивления при охлаждении, то он не может снова вернуться в нормальное состояние, попав во внешнее магнитное поле. При этом у металла восстанавливается примерно тоже сопротивление, которое было у него при температуре, превышающей температуру Тк сверхпроводящего перехода. Само критическое поле с магнитной индукцией Вк зависит от температуры: индукция равна нулю при температуре Т = Тк и возрастает при температуре стремящейся к нулю. Для многих металлов зависимость индукции Вк от температуры подобна, как видно из рисунка 8,а.

Рисунок 8,б можно рассматривать как диаграмму, где линия зависимости В(Т) для каждого металла разграничивает области разных фаз. Области ниже этой линии соответствуют сверхпроводящему состоянию, выше – нормальному.

Рассмотрим теперь поведение идеального проводника (т.е.проводника лишенного сопротивления, в различных условиях). У такого проводника при охлаждении ниже критической температуры электропроводность становиться бесконечной. Именно это свойство позволило считать сверхпроводник идеальным проводником.

Магнитные свойства идеального проводника вытекли из закона индукции – Фарадея и условия бесконечной электропроводности. Предположим, что переход металла в сверхпроводящее состояние происходит в отсутствии магнитного поля и внешнее магнитное поле прикладывается лишь после исчезновения сопротивления. Здесь не надо никаких тонких экспериментов, чтобы убедиться в том, что магнитное поле внутрь проводника не проникает. Действительно, когда металл попадает в магнитное поле, то на его поверхности вследствие электромагнитной индукции возникают не затухающие замкнутые токи (их число называют экранирующим), создающие свое магнитное поле индукция которого по модулю равна, индукции внешнего магнитного поля, а направление векторов магнитной индукции этих полей противоположны. В результате индукция суммарного магнитного поля равна нулю.

Возникает ситуация, при которой металл как бы препятствует проникновения в него магнитного поля, то есть ведет себя как диамагнетик. Если теперь внешнее магнитное поле убрать, то образец окажется в своем не намагниченном состоянии (рис.9).

Теперь поместим в магнитное поле металл находящийся в нормальном состоянии, и затем охладить его для того, чтобы он перешел в сверхпроводящее состояние. Исчезновение электрического сопротивления не должно оказывать влияние на не намагниченность образца, и поэтому распределение магнитного потока в нем не измениться. Если теперь приложенное магнитное поле убрать, то изменение потока внешнего магнитного поля через объем образца приведет (по закону индукции) к появлению незатухающих потоков, магнитное поле которых точно скомпенсирует изменение внешнего магнитного поля. В результате захваченное поле не сможет уйти: оно окажется «замороженным» в объеме образца и останется там как в своеобразной ловушке (рис.10).

Как видно магнитные свойства идеального проводника зависят от того каким он попадает в магнитное поле. В самом деле, в конце этих двух операций – приложение и снижение поля – металл оказывается в одних и тех же условиях – при одинаковой температуре и нулевом внешнем магнитном поле. Но магнитная индукция металла-образца в обоих случаях совершенно различна – нулевая в первом случае и конечная, зависящая от исходного поля во втором.

**3.3 Промежуточное состояние при разрушении сверхпроводимости током.**

По достижении критического значения магнитного поля сверхпроводимость скачком разрушается и образец целиком переходит в нормальное состояние. Это справедливо и тогда, когда внешнее магнитное поле имеет одно и то же значение в любой точке на поверхности образца. Такая простая ситуация может быть реализована, в частности, для очень длинного и тонкого цилиндра с осью, направленной вдоль поля.

Если же образец имеет иную форму, то картина перехода в нормальном состоянии выглядит на много сложнее. С ростом поля наступает момент, когда оно становится равным критическому в каком-нибудь одном месте поверхности образца. Если образец имеет форму шара, то выталкивание магнитного поля приводит, как это видно на рисунке 11, к сгущению силовых линий в окрестности его экватора. Такое распространен поля является результатом наложения на равномерное внешнее магнитное поле с индукцией В0 магнитного поля, создаваемого экранизирующими токами.

Очевидно, распределение силовых линий магнитного поля обусловлено геометрией образца. Для простых тел этот эффект можно характеризировать одним числом, так называемым коэффициентом разложения. Если, например, тело имеет форму эллипсоида, одна из осей которая направлена вдоль поля, то на его экваторе поле становиться равным критическому при выполнении условия В0 = Вк⋅(1-N). При известном коэффициенте размагничивания N можно определить поле на экваторе. Для шара, например, N = 1\3 так что на экваторе его магнитное поле становиться равным критическому при индукции В0 = 2\3Вк. При дальнейшем увеличении поля сверхпроводимость у экватора должна разрушаться. Однако, весь шар не может перейти в нормальное состояние, так как в этом случае поле проникло бы во внутрь шара и стало бы равно внешнему, полю то есть оказалось ба меньше критического. Наступает частичное разрушение сверхпроводимости – образец расслаивается на нормальные и сверхпроводящие области. Такое состояние, когда в образце существуют нормальные и сверхпроводящие области, называется промежуточным.

Теория промежуточного состояния была разработана Л.Д.Ландау. согласно этой теории в интервале магнитных полей с индукцией В1 < B0 < Bк (В1 - индукция внешнего магнитного поля, в тот момент, когда в каком-нибудь месте поверхности поле, достигает значение индукции Вк ). Сверхпроводящие и нормальные области существуют, образуя совокупности чередующихся между собой зон разной электропроводности. Идеализированная картина такого состояния для шара изображена на рисунке 12,а. Реальная картина намного сложнее. Структура промежуточного состояния, полученная при исследовании оловянного шара, показана на рисунке 12,б (сверхпроводящие области заштрихованы). Соотношение между количествами S- и N- областей непрерывно меняется. С ростом поля сверхпроводящая фаза “тает” за счет роста N – областей и при индукции В = Вк исчезает полностью. И все это связано с образованием границ и их исчезновением между S- и N- областями. А образование всякой поверхности раздела между двумя различными состояниями должно быть связано с дополнительной энергией. Эта поверхностная энергия играет весьма существенную роль и является важным фактором. От неё, в частности зависит тип сверхпроводника.

На рисунке 13 схематически показана граница между нормальной и сверхпроводящими областями. В нормальной области слева магнитное поле равно критическому (или больше). На границе нет резкого перехода от полнолностью нормального к полностью сверхпроводящему. Магнитное поле проникает на расстояние λ в глубь сверхпроводящей области, и число сверхпроводящих электронов ns на единицу объема медленно повышается на расстояние равном некоторой характеристической длине, которую назвали длиной когерентности ξ.

Глубина проникновения λ, имеет порядок 10-5…10-6см, длина когерентности для чистых металлов, по оценкам английского физика А.Пиппарда, должна быть порядка 10-4 см. Как показали советские физики В.Л.Гизбург и Л.Д.Ландау, поверхностная энергия будет положительной, ели отношение λ\ξ меньше 1\√2 ≈ 0,7. Этот случай реализуется у веществ, которые принято называть сверхпроводниками I рода.

**3.4 Сверхпроводники I и II рода.**

В сверхпроводниках первого рода поверхностная энергия положительна, то есть в нормальном состоянии выше, чем в сверхпроводящем. Если в толще такого материала возникает нормальная зона, то для границы между сверхпроводящей и нормальной фазами необходима затрата некоторой энергии. Это и объясняет причину расслоения сверхпроводника в промежуточном состоянии только на конечное число зон. При этом размеры S – и N – областей могут быть порядка миллиметра и их можно видеть даже невооруженным глазом, покрывая поверхность образца тонким магнитным и сверхпроводящим (диамагнитным) порошком. Магнитные порошки притягиваются полем и располагаются на выходе нормальных слоев, как показано на рисунке 14.

Теперь о сверхпроводниках второго рода. Промежуточное состояние соответствует ситуации, когда расслоение λ < ξ. В неоднородных металлах при наличии примесей дело обстоит иначе. Соударение электронов с атомами примесей могут привести к снижению длины когерентности ξ. В таких материалах, как сплавы, длина когерентности оказывается меньше, и порой существенно – в сотни раз, чем глубина проникновения. Таким образом сверхпроводники второго рода – это сплавы и металлы с примесями. В сверхпроводниках второго рода поверхностная энергия отрицательна (λ < ξ), поэтому создание границы раздела между фазами связано с освобождением некоторой энергии. Им энергетически выгодно пропустить в свой объем часть внешнего магнитного тока. Вещество при этом распадается на некую смесь из мелких сверхпроводящих и нормальных областей, границы которых параллельны направлению приложенного поля. Такое состояние принято называть смешанным.

**3.5 Туннельные эффекты.**

Туннельный эффект известен в физики давно. Это один из основных квантово- механических эффектов и разобраться в нем можно только подходя с помощи квантового описания происходящих событий.

Представьте себе горизонтальный желоб, по которому без трения скользит массивный шарик. Что произойдет, если шарик встретит на своем пути горку – участок с наклоном? По оси абсцисс отложена координата шарика х, а по оси ординат – его потенциальная энергия.

Теряя скорость, шарик покатиться в гору. Если его начальная кинетическая энергия была больше потенциальной максимальной энергии, то она благополучно перевалит через вершину горки шарик не сможет. На склоне найдется такая «точка поворота», где вся кинетическая энергия перейдет в потенциальную, и в соответствии с законом сохранения энергии шарик остановиться, а затем покатиться обратно. Шансов проникнуть за барьер (горку) у него абсолютно никаких.

А вот квантовая частица – электрон, на пути которого возникает преграда, в аналогичной ситуации все же как-то «умудряется» просочиться через барьер.

Попытаемся внести в этот абстрактный о до некоторой степени противоречащий нашему здравому смыслу ввести хотя бы некоторый элемент наглядности. Невозможность проникновения частицы (в нашем случае шарика) в область за барьером можно уподобить известному в оптике явлению полного внутреннего отражения. Согласно геометрической оптике лучи, подающие под углом больше предельного не проникают не проникают из среда оптически более плотной, в среду, оптически менее плотную.

Однако более подробное рассмотрение этого явления, основанная на законах не геометрической, а волновой оптике, приводит к возможности проникновения света во вторую среду. При этом если оптически более плотная среда представляет собой тонкую пластину, то световая волна проходит сквозь неё, несмотря на то что угол падения больше предельного.

А теперь вспомним о двойственной природе электрона. Частица в квантовой механике – это не совсем обычный шарик, пусть даже сверхмалых размеров, она даже обладает и волновыми двойствами, а волна, как мы выяснили, все же слегка проникает в запретную область, она как бы проверяет возможность проникновения в эту среду. При этом амплитуда затухает и тем быстрее, или говорят иначе, чем выше энергетический барьер.

Выходит , что какова бы не была энергия электрона и как бы ни был высок энергетический барьер, всегда есть отличная от нуля вероятность найти электрон внутри барьера, а если барьер не очень гладок, то и за барьером, по другую сторону. Тогда на обратной стороне барьера появляется конечная амплитуда, а согласно законам квантовой механики квадрат амплитуды и определяет вероятность того, что электрон будет здесь найден, если провести соответствующие эксперименты.

При этом электроны «пробивают» только строго горизонтальные туннели, на выходе из которых полная энергия частиц точно такая же, как и на входе. Тунелирование возможно только в том случае, если уровни, на которые переходят электроны, не заняты, и то в противном случае запрет Паули.

Итак, не имея достаточной энергии, чтобы перескочить через преграду, как бы «порывает» туннель в его недрах. Вероятность такого перехода, или как говорят физики, прозрачность энергии зависит от энергии электрона и очень сильно от ширины и высоты барьера. Туннельный эффект становиться наблюдаем лишь при толщинах барьеров, меньших 100 Å, так что у применяемых электрических изоляционных покрытий громадный запас прочности в отношении туннельного тока.

**3.6 Эффект Джозефсона.**

# Если туннельный контакт двух сверхпроводников включить во внешнюю цепь с источником тока и устанавливается такой, чтобы удовлетворить соотношению I= I0sinϕ, где ϕ - разность фаз, по обе стороны заряда в некоторой его точке, а I0 - максимальный туннельный ток, пропорциональный площади туннельного перехода и прозрачность барьера. Но обратим внимание на то, что в это выражение для тока никак не входит напряжение на контакте. При нулевой разности через туннельный контакт, образованный двумя сверхпроводниками разделенных слоем диэлектрика, может проникать постоянный ток. Это явление называют стационарным явлением Джозефсона. Вольт – амперная характеристика джозефсонского туннельного контакта показана на рисунке14. Вертикальная черточка при U = 0 и есть ток, предсказываемый соотношением Джозефсона.

# Зависимость полного тока через переход от магнитного поля весьма своеобразна – она периодична по полю и имеет вид, изображенный на рисунке 15 .

Здесь мы сталкиваемся с явлением квантование магнитного потока в сверхпроводниках. Ток исчезает всякий раз, когда переход содержит целое число квантов магнитного потока Ф0 , и достигает максимума соответственно при половинном, полуторном и другие значения магнитного потока Ф0. С ростом числа квантов ток в максимуме становиться все меньше.

Посмотрим теперь, что произойдет, если к джозефсонскому туннельному контакту приложить постоянную разность потенциалов. Для этого случая Джозефсон предсказал ещё более удивительные эффекты, а именно при появлении постоянного напряжения I на туннельном контакте через него должен идти высокочастотный переменный ток – это явление называют стационарным явлением Джозефсона.

Частоту переменного джозефсонского тока легко подсчитать. При наличии разности потенциалов между двумя сверхпроводниками энергия двух систем куперовских пар по обе стороны от перехода отличаются на величину ΔЕ = 2еU (2е – заряд пары). Именно такое количество может получить пар от источника напряжения при прохождении через диэлектрический слой. При протекании сверхпроводящего тока не требуется затрат в энергии, и полученная куперовской парой пропорция 2еU излучается в виде кванта с энергией hν = 2еU. Это излучение с частотой ν = 2еU\h и было зарегистрировано в экспериментальных с контактами Джозефсона. Но излучать электромагнитные волны может только переменный ток – именно такой ток и течет через джозефсонский туннельный контакт.

Отметим одно преципиальное техническое достоинство. Даже при очень малых напряжениях джозефсонский туннельный контакт вырабатывает такие частоты, которые не всегда легко получить другими известными способами.

Экспериментально обнаружить нестационарный эффект оказалось значительно труднее, чем постоянный ток Джозефсона. Чрезвычайно малой мощности и очень высокая частота излучения, генерируемого туннельным контактом, усложняли и без того не легкую экспериментальную задачу.

**3.7 Влияние кристаллической решетки.**

Если в самых общих чертах в общих чертах попробовать себе представить строение твердых тел ( так как твердые тела в основном кристаллы, то можно нарисовать следующую картину: огромная совокупность одинаковых атомов или молекул, которые во всех трех измерениях расположены в строгом порядке, образуя кристаллическую решетку.

Эта строгая пространственная периодичность в структуре кристалла – характерная его черта. Конечно в реальном кристалле этот строгий порядок нарушается, и эти нарушения означают наличие дефектов. И ещё одна характеристика кристалла: образующие его атомы между собой взаимодействуют.

Исчезновение электрического сопротивления, экранирование внешнего магнитного поля , скачек теплоемкости при сверхпроводящем фазовом переходе – все эти свойства относятся к электронам. Кристаллическая решетка представляет собой как бы сосуд, емкость, в которую налита электронная «жидкость». И вот на первый взгляд при сверхпроводящем переходе меняется свойство жидкости, а сосуд здесь ни причем.

Оказывается, что это неверно. Действительно, в большинстве случаев сверхпроводящий переход почти не влияет на решетку. Но вот кристаллическая решетка на сверхпроводимость влияет, более того определяет сверхпроводимость, причем исключение из этого закона не обнаружено.

Существует много видов кристаллической решетки. Часто одно и то же вещество может иметь разную кристаллическую решетку, то есть одни и те же атомы могут быть расположены друг относительно друга по разному (см. рис.16).

Переход от одного типа решетки к другому происходит при изменении либо температуры, либо давление, либо ещё какого-нибудь параметра. Такой переход, как и возникновение сверхпроводимости и плавление является фазовым.

Влияние кристаллической решетки на сверхпроводимость продемонстрировал открытый в 1950г.изотоп – эффект.

При замене одного изотопа на другой вид кристаллической решетки не меняется, «электронная жидкость» вообще не затрагивается меняется только сила атомов. Оказалось, что от массы атомов зависит Тс многих сверхпроводников. Чем меньше сила, тем больше Тс. Более того вид этой зависимости позволили утверждать, что Тс пропорциональна частоте колебаний атомов решетки, а это сыграло существенную роль в понимании механизма сверхпроводимости.

**3.8 Изотопический эффект.**

В 1905г.был открыт ток называемый изотопическим эффектом. Изучая сверхпроводимость у различных изотопов ртути и олова, физики обратили внимание на то обстоятельство что критическая температура Тк перехода в сверхпроводящее состояния и масса изотопа М связана соотношением Тk М1\2 = const.

Изотопы – это атомы одного и того же элемента, в ядрах которых содержаться одинаковое число протонов, но разное число нейтронов. Они имеют одинаковый заряд, но разную массу. Масса изотопа является характеристической решетки кристалла и может влиять на её свойства. От массы зависит, например, частота колебаний в решетки. Она, так же как и критическая температура, обратно пропорциональна массе: ν~М-1\2. Значит, если массу М устремить к бесконечности, то температура перехода Тк будет стремиться к нулю, то есть чем тяжелее атомы, тем медленнее они колеблются и тем труднее (при меньших температурах) получается идеальная проводимость, а чем выше энергия нулевых колебаний, тем легче.

Таким образом, изотопический эффект указывая на то что колебания решетки участвуют в создании сверхпроводимости! Сверхпроводимость, которая является свойством электронной системы металла, оказывается связанной с состоянием кристаллической решетки. Следовательно, возникновение эффекта сверхпроводимости, обусловлено взаимодействием электронов с решеткой кристалла.

**4. Микроскопическая теория сверхпроводимости Бардина – Купера - Шриффера (БКШ) и Боголюбова.**

Радость видеть и понимать есть

самый прекрасный дар природы

А. Эйнштейн.

**4.1 Теория БКШ.**

Многие ученые разных стран внесли вклад в создании теории сверхпроводимости. Первым из них был советский ученый Л.Д. Ландау. Он первым сопоставил два «странных» явления – сверхпроводимость и сверхтекучесть электронной жидкости.

В 1950г.В.Л. Гинзбург и Л.Д. Ландау предложили феноменологическую теорию сверхпроводимости, позволившую рассмотреть ряд существенных свойств сверхпроводников, описать их поведение во внешнем поле. Теория эта была обоснована Л.П. Горьковым, разработавшим метод исследования сверхпроводящего состояния.

Следующий шаг был сделан почти одновременно советским физиком академиком Н.Н. Боголюбовым и американским физиком Бардиным, Купером и Шриффером. Американские ученые успели несколько раньше поставить последнюю точку.

Сверхпроводимость, как оказалось, проявляется в тех случаях, когда электроны в металле группируются в пары, взаимодействующие через кристаллическую решетку. Она тесно связана между собой, так что разорвать пару и разобщить электроны через трудные мощные связи позволяют электронам двигаться без всякого сопротивления сквозь решетку кристалла.

Исходя из этих представлений Бардин, Купер и Шриффер в 1957г.построили долгожданную микроскопическую теория сверхпроводимости, за которую они в 1972г.были удостоены нобелевской премии. Эта теория, известная сегодня под названием «теория БКШ», не только позволила с уверенностью сказать, что механизм сверхпроводимости действительно ясен, но и впервые привела к установлению связи между критической температурой Тк и параметрами металлов.

**4.2 Энергетическая щель.**

Связываясь, пара электронов как бы попадает в энергетическую яму. Для этого ей надо отдать некоторую энергию кристаллической решетки. Отданная энергия называется энергией связи пары Ес. Следовательно, для перевода электронов из сверхпроводящего состояния в нормальное необходимо затратить энергию на разрыв пары не меньше энергии связи, то есть энергию Δ = Ес/2 на каждый электрон. Энергетический спектр электронов в сверхпроводнике можно представить следующим образом: все электронные уровни сдвигаются вниз по сравнению с уровнем Ферми на величину равную Δ (рис.17). Если теперь в такой сверхпроводник попадет направленный электрон, он должен занять уровень 2Δ выше последнего из занятых спаренными электронами. Туда же должны переходить электроны из разорванных пар. А вот энергетический промежуток от ЕF - Δ до ЕF + Δ будет оставаться незанятым, говорят, что в энергетическом электронном спектре сверхпроводника имеется энергетическая щель величиной 2Δ. Иными словами, нормальное состояние электронов в сверхпроводнике отделено от сверхпроводящего состояния энергетической щелью.

Значение щели можно приближенно, зная критическую температуру Тr: 2Δ ≈3,5kТr. При критической температуре, равной примерно 20К, величина энергии 2Δ ≈ 2,8⋅ 10-22 Дж ≈ 1,7 ⋅ 10-3 эВ. В большинстве случаев критическая температура Тк меньше 20К и величина энергетической щели соответствует 10к эВ.

Надо сказать, что энергетическая щель в сверхпроводнике вовсе не постоянная величина. Она зависит от температуры в магнитном поле. Уменьшение температуры приводит к уменьшению энергетической щели и при критической температуре она обращается в ноль. Это и понятно. С увеличением температуры в сверхпроводнике появляется все больше фононов ( фонон – самые настоящие частицы, но не совсем равноправные в том смысле, что они способны существовать только внутри вещества, в пустоте фононов не может быть. Фонон квази частица). С энергией, равной величине энергии щели, или больше неё, и они разрушают все большее число пар, превращая их в нормальные электроны. Но чем меньше остается пар, тем меньше становиться их вклад притяжение, тем оно слабее, а значит, тем более узкой становиться энергетическая щель.

Зависимость величины энергетической щели от температуры показана на рисунке 18. Сплошная кривая теоретическая; точками указаны значения, полученные опытным путем. Можно отметить исключительно хорошее согласие теории и эксперимента, которое подтверждает правильность основных положений современной теории.

**4.3 Бесщелевая сверхпроводимость.**

В первые годы после создания теории БКШ наличие энергетической щели в электронном спектре считалось характерным признаком сверхпроводимости без энергетической щели – бесщелевая сверхпроводимость.

Как было впервые показано А.А. Абрикосовым и Л.П. Горьковым при введении магнитных примесей критическая температура эффектно уменьшается. Атомы магнитной примеси обладают спином, а значит спиновым магнитным моментом. При этом спины пары оказываются как бы в параллельном и антипараллельном магнитном поле примеси. С увеличением концентрации атомов, магнитной примеси в сверхпроводнике все большее число пар будет разрушаться, и в соответствии с этим ширина энергетической щели будет уменьшаться. При некоторой концентрации n, равной 0,91nкр (nкр - значение концентрации, при которой полностью исчезает сверхпроводящее состояние), энергетическая щель становиться равной нулю.

Можно предположить, что появление бесщелевой сверхпроводимости связано с тем, что при взаимодействии с атомами примеси часть пар оказывается временно разорванными. Такому временному распаду пары соответствует появление локальных энергетических уровней в пределах самой энергетической щели. С ростом концентрации примесей щель все больше заполняется этими локальными уровнями до тех пор, пока не исчезнет совсем. Существование электронов образовавшихся при разрыве пары, приводит к исчезновению энергетической щели, а оставшиеся куперовские пары обеспечивают равенство нулю электронного сопротивления.

Мы приходим к выводу, что существование щели само по себе вовсе не является обязательным условием проявление сверхпроводящего состояния. Тем более что бесщелевая сверхпроводимость, как оказалось явление не столь уж и редкое. Главное - это наличие связанного электронного состояния – куперовской пары. Именно это состояние может проявлять сверхпроводящие свойства и в отсутствии энергетической щели. «Парные корреляции – писал один из создателей теории БКШ Шриффер, - на которых основана теория спаривания электронов, наиболее существенных для объяснения основных явлений наблюдаемых в сверхпроводящем состоянии.»

**5. Термодинамика перехода в сверхпроводящее состояние.**

Пусть длинный цилиндр из сверхпроводящего проводника I рода помещен в однородное продольное поле Н0. Найдем значение этого поля Нс, при котором произойдет разрушение сверхпроводимости.

При Н0 < Нс существует эффект Мейснера, то есть В = 0, и магнитный момент единицы объема цилиндра М.

**М = -Н0 /4π**

При изменении внешнего магнитного поля Н0 на dН0 источник магнитного поля совершит работу названой единицей объема сверхпроводника, равную

**МdН0** = **НdН/4π**

Следовательно, при изменеии поля от 0 до Н0 источник поля совершает работу

Эта работа запасена в энергии сверхпроводника, находящегося в магнитном поле Н0 таким образом, если плотность свободной энергии сверхпроводника в отсутствии магнитного поля равна Fs0, то плотность свободной энергии сверхпроводников в магнитном поле

**FsH = Fs0 + Н02/8π** (5.1)

Переход в нормальное состояние произойдет, если свободная энергия FsH превысит уровень плотности свободной энергии нормального металла: FsH = FH при Н0 = Нc. Это означает, что

**Fn – Fs0 = Н c2/8π**  (5.2)

Из этой формулы следует, что критическое поле массивного материала является мерой того, на сколько сверхпроводящее состояние является мерой того, на сколько сверхпроводящее состояние является энергетически более выгодным, чем нормальное, то есть в какой мере свободная энергия сверхпроводящего состояния меньше свободной энергии нормального состояния. Поле Нc часто называют *термодинамическим магнитным полем* и обозначают Нcm.

Обратимся теперь к вопросу об энтропии сверхпроводника. Согласно первому началу термодинамики,

**δQ = δA + dU** (5.3)

где δQ - проращивание тепловой энергии рассматриваемого тела, δA - работа, совершаемая единицей объема этого тела над внешними телами, dU – приращение его внутренней энергии. По определению свободная энергия

**F = U – TS,** (5.4)

где Т – температура тела, а S – энергия энтропия. Тогда

**dF = dU – TdS – SdT**.(5.5)

Поскольку при обратном процессе δQ = TdS , имеем

**dU = TdS – δA,**(5.6) **dF = - δA – SdT.** (5.7)

Отсюда следует, что

(5.8)

При помощи этой формулы вычислим разность удельных энтропий сверхпроводящего и нормального состояний. Для этого выражение для свободной энергии (5.1) подставим в формулу (5.8)

(5.9)

Эта формула позволяет получить ряд важных физических следствий.

1)Согласно теореме Нернста энтропия всех тел при Т = 0 рана нулю. Поэтому . Это значит, что кривая зависимости Нcm (Т) при Т = 0 имеет нулевую производную.

2)Из эксперимента видно, что зависимость Нcm(Т) – это монотонно спадающая с увеличением Т кривая, то есть что во всем интервале температур от 0 до Тc величина. Следовательно, в этом интервале температур Ss < Sn.

3)Поскольку при Т = Тc после Нcm = 0, то Ss = Sn при Т= Тc. Схематически зависимость Ss – Sn от температуры показана на рис.19.

Проведенный анализ позволяет сделать ряд существенных выводов.

1. Сверхпроводящее состояние является более упорядочным, чем нормальное, так как его энтропия меньше.
2. Переход при Т = Тc происходит без поглощения или выделения скрытой теплоты, так как Ss = Sn при Т = Тc. Следовательно, переход при Т = Тc - это переход второго рода.
3. При Т < Тc переход из сверхпроводящего состояния в нормальное может происходить под действием магнитного поля. Поскольку Ss < Sn, то такой переход сопровождается поглощением скрытой теплоты. Наоборот, при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее скрытая теплота выделяется. Следовательно, все переходы в магнитном поле при Т < Тc являются переходами первого рода.

Рассмотрим далее вопрос о поведении теплоемкости. Удельная теплоемкость вещества, а разность удельных теплоемкостей сверхпроводящего и нормального состояний с учетом формулы (5.9) есть

Но при Т = Тc критическое поле Нcm = 0, поэтому

Эта формула, известная как формула Рутгерса, показывает, что при Т = Тc теплоемкость испытывает скачек (рис.20), как это и должно быть при фазовых переходах второго рода. При Т > Тc теплоемкость линейно зависит от температуры, как это бывает у нормальных металлов (электронная теплоемкость).

Перенос тепла в металле осуществляется как свободными электронами, так и колебаниями решетки. И электропроводность, и теплопроводность обусловлены процессами рассеяния электронов. Поэтому наличие сверхпроводимости означает отсутствие обмена энергией электронов проводимости с решеткой. В сверхпроводнике по мере понижения температуры все большее число свободных электронов связывается в куперовские пары и тем самым выключается из процессов обмена энергии, а значит, вклад электронов в теплопроводность постоянно уменьшается. При достаточно низких температурах в сверхпроводнике практически не остается свободных электронов, и он ведет себя как изолятор: электронная система просто полностью выключается из теплового баланса.

Значительная разность теплопроводности металла в нормальном состоянии и сверхпроводящем используется для создания *сверхпроводящего теплового ключа* – устройства, позволяющего разрывать тепловой контакт между источником холода и охлаждаемым телом в экспериментах в области низких температур. Конструктивно сверхпроводящий ключ выполняется в виде отрезка тонкой проволоки (диаметром 0,1 – 0,3 мм) из тантала или свинца длинной от нескольких единиц до нескольких десятков сантиметров, соединяющего исследуемое тело с хладопроводом. На такую проволоку наматывается медная катушка, по которой пропускается ток, достаточный для создания магнитного поля, большего критического значения. При пропускании тока сверхпроводимость разрушается магнитным полем, и ключ открывается.

Аналогичные «магнитные» ключи применяются для создания поля в короткозамкнутых сверхпроводящих соленоидах. В таких соленоидах также имеется участок сверхпроводника с намотанной на нем медной обмоткой. При пропускании тока через управляющую обмотку соленоид становится разомкнутым, и через него проходит ток от внешнего источника. Затем ключ замыкается, а магнитный поток оказывается замороженным в соленоиде. Сверхпроводящий ключ может разрываться и при нагревании (рис.21)

В таком случае у короткозамкнутого соленоида имеется небольшой участок – перемычка, подогреваемая внешним источником. Перемычка переходит из сверхпроводящего в нормальное состояние при её нагревании до температуры выше Тc.

Так как сверхпроводящее состояние является бездиссипативным, в таком соленоиде магнитное поле чрезвычайно стабильно и существует до тех пор, пока его температура не превысит Тc. Современная техника позволяет изготовлять криостаты со столь малым теплопритоком, что гелиевые температуры поддерживаются после заливки жидкого гелия в криостат со сверхпроводящим соленоидом примерно в течении года!

**6. Теория Гинзбурга – Ландау.**

**6.1 Примеры фазовых переходов.**

В основе теории Гинзбурга – Ландау лежит теория фазовых переходов Ландау, разработанная им для общей ситуации, когда система претерпевает фазовый переход, при котором состояние системы перехода меняется непрерывно, а симметрия скачком. При этом высокотемпературная, или, как говорят, «парамагнитная» фаза, является более симметричной, а низкотемпературная фаза – менее симметричной, поскольку она проявляет дополнительный порядок, нарушающий симметрию парафазы. При фазовом переходе происходит понижение энергии упорядочной фазы по сравнению с энергией неупорядочной фазы. Примеры фазового перехода весьма разнообразны. К ним относится переход из парамагнитного состояния в ферромагнитное или антиферромагнитное состояние. Для примера на рис. 22 показана конфигурация различных моментов отдельных атомов в упорядочной фазе (рис.22,а) и в разупорядочной (рис.22,б). Если при Т > Тc средний магнитный момент всего кристалла равен нулю, то при Т < Тc возникает предпочтительное направление, выделенное внешним магнитным полем; проекция среднего момента на это направление уже отлична от нуля. Соответственно, если при Т > Тc имелась симметрия по отношению к вращению, то при Т < Тc такая симметрия отсутствует. В общем случае параметром порядка является физическая величина, отличная от нуля в упорядочной фазе и равная нулю в разупорядочной (парамагнитной) фазе. При отходе от точки фазового перехода Тc в глубину упорядочной фазы параметр порядка возрастает. В случае ферромагнетика параметром порядка служит вектор магнитного момента М ≠ 0 при Т < Тc и М = 0 при Т > Тc. Ферромагнетизм широко распространен в природе. Так, примерами металлических высокотемпературных ферромагнетиков (Тc > 300К) являются Fe, Ni, Co. Имеются примеры диэлектрических и полупроводниковых ферромагнетиков. Более сложно организована структура антиферромагнетика. При этом парамагнитная фаза не отличается от паказаной на рис.22,б, а в упорядочной фазе конфигурация магнитных атомов имеет «шахматный» порядок (см.рис.23), когда направление спинов чередуются.

Примерами таких, как говорят, «зеркальных» антиферромагнетиков, являются фториды переходных металлов. Параметром порядка здесь является вектор энтиферромагнетизма L = M1 – M2, то есть разность магнитных моментов двух соединений атомов. В ряде случаев магнитные моменты соседних атомов скошены по направлению друг к другу (см.рис.24), при этом помимо L ≠ 0 возникает и ферромагнитная компонента М = М1 + М2 ≠ 0 (в отличие от зеркальных антиферромагнетиков, где М = 0). Говорят, что в таком случае имеет место слабый ферромагнетизм.

Другим примером фазового перехода второго рода, при котором симметрия меняется скачком, а состояние системы непрерывно, является структурный переход, с которым часто связано возникновение сегнетоэлектрических свойств в кристалле.

**6.2 Теория Гинзбурга – Ландау. Свободная энергия сверхпроводника.**

Исходным моментом в построении теории среднего поля для сверхпроводников является догадка Гинзбурга и Ландау о том, что явление сверхпроводимости может быть описано в терминах волновой функции сверхпроводящих электронов Ф(r), вступающей в роли параметра порядка. Поскольку в общем случае волновая функция Ф(r) является комплексной, это предположение эквивалентно утверждению о том, что параметр порядка сверхпроводимости является двухкомпонентным.

Так как сверхпроводимость обусловлена образованием конденсата куперовских пар, волновая функция сверхпроводящих электронов может быть выражена через одноэлектронные волновые функции Ф↑ и Ф↓ электронов с противоположно направленными спинами Ф(r) = < Ф↑ Ф↓ >, причем как можно показать модуль этой величины, определяет щель в энергетическом спектре сверхпроводника.

При наличии пространственной неоднородности свободной энергии должно быть добавлено градиентно-слагаемое, пропорциональное ⎢∇Ф ⎢2. Поскольку Ф является волновой функцией электронной пары, выражение ⎢∇Ф ⎢2 ассоциируется с плотностью кинетической энергии сверхпроводящих электронов. По этой причине в плотность свободной энергии сверхпроводящее слагаемое, отвечающее пространственным неоднородностям, войдет в виде

Здесь мы учли, что масса куперовской пары равна 2m, где m – масса электронов. При наличии магнитного поля оператор импульса p = -iħ∇ должен быть заменен на оператор обобщенного импульса.

Подчеркнем, что нетривиальным обобщением теории Гинзбурга – Ландау является замена градиентного слагаемого с⋅(∇ϕ)2 на слагаемое, содержащее оператор обобщенного импульса куперовской пары. Включение вектор- потенциала электромагнитного поля А в выражение для свободной энергии позволит связать параметр порядка с плотностью сверхпроводящего тока js.

**7. Электродинамика сверхпроводников.**

Всякая последовательно развивающаяся наука

только потому и растет, что она нужна челове-

ческому обществу.

С.И.Вавилов

**7.1 Уравнение Лондонов.**

Характерным пространственным масштабом в сверхпроводниках является длина когерентности ξ- расстояние, на котором движение двух электронов р↑;

-р↓ носит ещё скоррелированный характер. Здесь мы, предполагая, что все величины медленно меняются на расстоянии ξ, опираясь на феноменологическую теорию двухжидкостной гидродинамики и используя простые соотношения электродинамики.

Итак, полагая, что все величины плавно меняются в пространстве, плотность свободной энергии в сверхпроводнике при данной температуре запишем в виде

Здесь первое слагаемое представляет собой кинетическую энергию упорядочного движения сверхпроводящих электронов, υs - дрейфовую скорость и ns - концентрацию сверхпроводящих электронов, второе слагаемое – плотность энергии магнитного поля, возникающего при наличии сверхпроводящего тока в соответствии с уравнением Максвелла

Плотность сверхпроводящего потока js, в свою очередь, связана с дрейфовой скоростью υs простым соотношением

Множитель ns = ns (T) отражает тот факт, что при Т ≠ 0 не все электроны являются сверхпроводящими – в сверхпроводнике имеются квазичастицы, распространение которых связано с диссипацией энергии.

где мы ввели обозначение

Величину λL, обладающую размерностью длины, называют лондоновской глубиной проникновения.

Свободная энергия всего сверхпроводящего образца получается интегрированием ε (r) по пространству .

Используем это соотношение для того, чтобы получить уравнение, которому подчиняется распределение магнитного поля Н (r) в сверхпроводнике. Для этого найдем изменение свободной энергии при вариации поля (Н(r) → Н(r) + σ Н(r))

Если рассматриваемый нами сверхпроводник находится в равновесном состоянии, то свободная энергия должна быть минимальна, соответственно вариации свободной энергии вблизи этого состояния должны быть равны нулю

σЕ = 0 заключается в том, чтобы положить равным нулю выражение в круглых скобках в этом уравнении. Тем самым мы получим связь магнитного поля в сверхпроводнике с его пространственными производными – уравнение Лондонов

(7.1)

которое следует дополнить уравнениями Максвелла, в статическом случае имеющими вид

(7.2 а)

(7.2 б)

Выписанная система уравнений позволяет рассчитать распределение магнитного поля Н и сверхпроводящего тока js в равновесном состоянии сверхпроводника.

**7.2 Эффект Мейснера.**

Применим уравнения (7.1 – 7.2) к задаче о распределении магнитного поля внутри сверхпроводника. Рассмотрим простейший случай, когда сверхпроводник занимает полупространство (z > 0); плоскость х,y является поверхностью сверхпроводника. Рассмотрим вначале случай, когда магнитное поле Н направлено нормально к поверхности Н = (О, О, Н).

Магнитное поле внутри сверхпроводника, если оно достаточно мало, не может обладать отличной от нуля компонентной, перпендикулярной поверхности. Оговорка, касающаяся относительной малости поля, обусловлена тем, что уравнения Лондонов справедливы при плавном изменении Н(r). При достаточно больших значениях поля это условие нарушается (сверхпроводимость разрушается частично или полностью).

Если эффективная масса электронов в сверхпроводнике велика, а электронная плотность, напротив, мала, то соответственно увеличивается глубина проникновения. Отметим также, что поскольку число сверхпроводящих электронов зависит от температуры, обращаясь в нуль при Т= Тc, то сила проникновения увеличивается при увеличении температуры.

Все величины в сверхпроводнике – магнитное поле Н(r), плотность сверхпроводящего тока, скорость направленного движения сверхпроводящих электронов – имеют характерный масштаб изменения порядка λL. Этот вывод справедлив и для сверхпроводников конечного объема.

Тем самым мы уточнили утверждение, которое сделал Мейсснер и Оксенфельд на основе своих экспериментов по поведению сверхпроводника в магнитном поле. В действительности, в поверхностный слой поле проникает, но толщина этого слоя J ~ 10-4см весьма мала, так что магнитным потоком, сосредоточенным в том слое можно пренебречь.

С другой стороны в чистом сверхпроводнике движение двух электронов скоррелировано на расстоянии. В этом случае действительно все макроскопические величины меняются плавно на масштабе скоррелированной электронной пары (куперовские пары). Таким образом уравнения электродинамики в данном случае являются локальными.

Сверхпроводники в которых выполнено неравенство λL >> ξ, называют лондоновскими сверхпроводниками или сверхпроводниками второго рода. В высокотемпературных оксидных сверхпроводниках YВaCuO величина ξ состовляет 4 – 20А0 в зависимости от кристаллографического направления, а магнитная глубина проникновения, как показывают эксперименты по деполяризации μ - мюонов, порядка 1500А0. Следовательно, такие сверхпроводники являются сверхпроводниками лондоновского типа (рис.25,а). Аналогичным образом обстоит дело с висмутовым и таллиевыми семействами. Отметим , что в сверхпроводниках второго рода во всем диапазоне изменения температуры 0 < Т < Тc температурная зависимость лондоновской глубины проникновения λL хорошо описывается формулой вида

Наличие высокой степени температурной зависимости λL (Т) приводит к тому, что если при подходе к Тc величина λL (Т) обращается в бесконечность. В чистых же низкотемпературных сверхпроводников, напротив, характерным является выполнение противоположного равенства λL << ξ0. Такие сверхпроводники называются сверхпроводниками первого рода (пипардовскими сверхпроводниками).

**7.3 Глубина проникновения в пипардовских сверхпроводниках.**

Как следует из рисунка 25,б связь между током и полем в сверхпроводниках первого рода является нелокальной, в то время как в сверхпроводниках второго рода она локальна.

Подчеркнем ещё раз, что для сверхпроводников первого рода (пиппардовские сверхпроводники) реальные соотношения между физическими величинами являются нелокальными, соответственно экспоненциальный характер спадания поля вглубь сверхпроводника может не иметь места.

Рассуждение проведенное выше, приводит к правильным функциональным зависимостям всех физических величин и правильному порядку их величины.

Наиболее простой метод экспериментального измерения глубины проникновения поля в сверхпроводник заключается в следующем. На стеклянную цилиндрическую трубку наносят сверхпроводящую пленку. Обычно толщина пленки составляет несколько λL. Возбуждающая индукционная катушка (рис.26) 1 (её витки в сечении изображены черным цветом) охватывает цилиндр. Поле, создаваемое этой катушкой, направлено вдоль поверхности пленки. Принимающая катушка 2 (её витки в сечении изображены светлыми кружками) находится внутри стеклянной трубки и может регистрировать магнитное поле, проникшее сквозь сверхпроводящую пленку. Поскольку проникшее поле составляет малую долю от поля наружной поверхности пленки, то при фиксированной величине L по величине тока, возбуждаемого в приемной катушке, можно судить о величине λ. Для измерения зависимости λ = λ (Н) всю конструкцию помещают внутрь соленоида.

**8. Профессии сверхпроводников.**

Применение сверхпроводников в конструировании

магнитов наиболее близко природе сверхпроводимости.

В.Буккель.

**8.1 Магнетизм и сверхпроводимость.**

Важнейшая область техники, где применяется сверхпроводимость обещает произвести крупные изменения, определилась уже в первые годы после открытия этого явления – то передача электрического тока и создание сильных магнитных полей.

Достаточно пустить сильный ток по виткам соленоида, и он станет мощным магнитом. С тех пор как Ампер выяснил, что соленоид ведет себя так же, как и природный магнит, все современные магниты изготовляются по этому принципу. В каждом из них есть спираль – обмотка, по которой проходит ток. Чем больше сила тока, тем сильнее магнитное поле.

Электромагниты теоретически не имеют предела по своей «силе» или интенсивности (индукции магнитного поля), но это только теоретически. Когда же с помощью тока создают магнитное поле, имеют место два побочных эффекта, которые и определяют сложность получения больших полей. Во-первых, на элемент провода длиной Δl и с током I, находящимся в магнитном поле индукцией В, действует сила F = BIΔlsinα, где α - угол между вектором индукции В и направлением тока. Следовательно, на провод с током будут действовать силы, пропорциональные силе тока и индукции поля, создаваемое соленоидом. Эти силы увеличиваются с увеличением поля и стремятся разорвать соленоид, кроме того, крайние витки приближаются к средним. В мощных магнитах давление поля на внутрении секции столь велико, что материал обкладки начинает течь. Во-вторых, при протекании тока I2 по проводнику с сопротивлением R выделяется мощность Р = I2R. Эта мощность пропорциональна квадрату силе тока, и, следовательно, она будет увеличиваться с увеличением индукции создаваемого поля. Расширение объема рабочего пространства также будет сопровождаться увеличением выделяющейся мощности. Отсюда получается, что для питания одного мощного магнита требуется целая электростанция, а для охлаждения – водокачка.

**8.2 Cсверхпроводящие провода.**

Сверхпроводящие провода разительно отличаются от тех, что применяются в электрических бытовых устройствах.

Высокие магнитные поля способны выдерживать лишь сверхпроводники второго рода. Они «впускают» в себя магнитное поле в виде вихрей. Но движение этих же вихрей обуславливает появление электрического сопротивления, и большое критическое поле «компенсируется» малой критической плотностью тока.

Потребовались длительные усилия для создания материалов, структура которых препятствует движению вихрей. Для этого были созданы специальные сложные технологии, включающие множество этапов повторных плавок и волочений, отжига и ковки, химической обработки и т.д. Фактически создана специальная область металлургии и материаловедения.

К современным материалам для сверхпроводящих проводов в первую очередь сплавы ниобия (Nb) с титаном (Ti). Это наиболее часто используемый материал, провода из него производятся в ряде стран серийно (см.рис.27) . Более высокими характеристиками обладает соединение Nb3Sn. Оно выдерживает поле напряженностью до 100тыс. Э одновременно с плотностью транспортного тока до 103А/мм2!

Nb3Sn также используется для конструирования проводов, хотя такие провода делать гораздо сложнее, чем ниобий – титановые. Со сверхпроводящим материалом надо обращаться гораздо аккуратнее; пожалуй, пока единственным приятным исключением являются ниобий – титановые сплавы, которые обладают достаточной для изготовления проводов пластичностью. И они - то наиболее используются в практике.

Мы не можем даже перечислить все проблемы возникающие при конструировании сверхпроводящих проводов. Решая их, конструктор должен совместить противоречивые требования. Скажем, для обеспечения стабильности желательно добавлять в провод больше меди. Но тогда увеличиться его вес и уменьшиться средняя плотность тока. Низкое удельное сопротивление меди способствует подавлению неустойчивостей, но зато увеличивает потери в переменном магнитном поле.

Сверхпроводящие жилки провода, которые должны иметь диаметр менее

0,1 мм, располагаются в медной матрице. Жилки обязательно нужно скручивать относительно продольной оси провода. На рис.31 вы видите не просто сечения различных проводов, а разные фазы сборки сверхпроводящего провода. Пучок тоненьких сверхпроводящих жилок покрывается медью и скручивается, затем эта операция проделывается с полученными более толстыми жилками и т.д.

В крупных устройствах стабилизирующего влияния меди недостаточно, и провод по всей длине дополнительно охлаждают жидким гелием, для чего в медной матрице оставляют специальные каналы.

Так что сверхпроводящий провод весьма сложная и дорогая конструкция. Впрочем, такие утверждения всегда относительны.

**8.3 МГД – ЭНЕРГЕТИКА.**

МГД – генератор предназначен для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую. Принцип его работы состоит в следующем. Известно, что при движении в магнитном поле в проводнике возбуждается электродвижущая сила – ЭДС. Если концы проводника замкнуть на какую – либо нагрузку, то в цепи пройдет ток. Именно на этом принципе электромагнитной индукции, открытом Фарадеем более 150 лет назад, и работают все генераторы электрического тока, преобразующие механическую энергию движения в электрическую.

В обычном генераторе ротор вращается, магнитный поток пересекает обмотку и в ней возбуждается электрический ток. В МГД – генераторе нет вращающихся частей. Проводником, пересекающем магнитное поле, является низкотемпературная плазма - газ, нагретый до температуры 2500°С и содержащей добавки легкоионизирующихся веществ (для повышения электропроводности). Когда такой газ с достаточно большой скоростью проходит в специальном канале через сильное магнитное поле, возникает ЭДС. Если электроды, соответствующим образом расположены вдоль плазменного канала, соединить с нагрузкой, то ЭДС создает ток в направлении, перпендикулярном движению газа и силовым линиям магнитного поля, способный совершать работу (рис.28).

В МГД – генераторе движение газа осуществляется за счет собственного расширения, то есть без применения какого – либо двигателя. В канале МГД – генератора вообще нет движущихся частей, и поэтому материал, из которого сделаны наиболее ответственные элементы, не испытывает сколько-нибудь значительных механических усилий. В этом состоит одно из важных преимуществ преобразования энергии с помощью МГД-геретора.

Перед разработчиками этих генераторов стоит та же нелегкая проблема, что и перед создателями термоядерного реактора: как получить сильные магнитные поля? Постоянные и очень сильные магнитные поля нужны для того, чтобы за малое время пролета частиц по каналу успеть «прибить» их к тому или иному электроду.

В МГД – электростанциях будущего, так же как и в термоядерных реакторах, необходимо использовать сверхпроводящие магнитные системы. В противном случае большая часть энергии будит уходить на собственные нужды МГД-генератора.

Магнитная система для наиболее распространенного типа МГД-генератора, так называемого линейного генератора, подобно отдланяющему магниту, используемому в ускорительной техники. Но размеры магнитной системы крупной МГД-электростанции должны быть значительно больше, чем магнитных систем, создаваемых для любых иных целей. Так, у МГД-генератора мощностью порядка 500МВт сечение канала, в котором создается магнитное поле, будет составлять несколько квадратных метров при длине более 10м. Запасенная в магнитном поле энергия может превышать 1010 Дж.

**9. Применение сверхпроводимости.**

Вопросы различных применений сверхпроводимости стали обсуждаться практически сразу же после открытия этого поразительного явления. Еще Камерлинг – Оннес считал, что с помощью сверхпроводников можно создавать экономичные установки для получения сильных магнитных полей. Однако реальное использование сверхпроводимости началось лишь в конце 50-х – начале 60-х годов. В настоящее время уже работают сверхпроводящие магниты различных размеров и формы. Их применение вышло за рамки чисто научных исследований, и сегодня они широко используются в лабораторной практике, в ускорительной технике, томографах, установках для управляемой термоядерной реакции. С помощью сверхпроводимости стало возможным повысить чувствительность некоторых измерительных приборов. Особенно следует подчеркнуть влияние сквидов в технику, в том числе и в современную медицину. Сверхпроводимость стала большой отдельной отраслью промышленности. Открытие высокотемпературной сверхпроводимости создало предпосылки к более широкому внедрению в повседневную практику различных сверхпроводящих устройств.

Наибольшее применение сверхпроводники нашли в настоящее время в области создания сильных магнитных полей. Современная промышленность производит из сверхпроводников второго рода разнообразные провода и кабели, используемые для изготовления обмоток магнитов. Преимущества сверхпроводящих магнитов очевидны. С помощью сверхпроводников получают значительно более сильные магнитные поля, чем при использовании железных магнитов. Сверхпроводящие магниты являются и более экономичными.

Следует отметить, что максимально возможное магнитное поле, создаваемое сверхпроводящими магнитами, ограничено верхним пределом для плотности тока (критическими токами). Критический ток определяется, как правило, технологией приготовления проводников, а не верхним критическим полем материала.

Сверхпроводящие магниты обладают еще одним преимуществом по сравнению с обычными. Они могут работать в короткозамкнутом режиме, когда поле заморожено в объеме, что обеспечивает практически не зависящую от времени стабильность поля. Это свойство чрезвычайно важно при измерениях в веществе ядерного магнитного и электронного парамагнитного резонансов, в томографах и т.п.

В сверхпроводящих соленоидах с большим объемом поля запасенная энергия достаточно велика. В случае перехода катушки в нормальное состояние эта энергия превратиться в тепло. Если при переходе в нормальное состояние вся энергия бесконтрольно превратиться в тепло, то это может привести к полному разрушению магнита. Во избежании таких катастрофических последствий самопроизвольного перехода катушки в нормальное состояние соленоиды, в особенности большие, снабжаются специальными защитными устройствами, предназначенными для быстрого вывода запасенной энергии.

Очень заманчиво попытаться использовать сверхпроводники в электротехнике и энергетике. Ведь в настоящее время потери на джоулево тепло в проводящих проводах оцениваются величиной 30 - 40%, то есть более трети всей производимой энергии тратиться даром – на «отопление» Вселенной. Если же передавать электроэнергию по сверхпроводящим проводам с нулевым сопротивлением, то таких потерь не будет вообще. Это равносильно увеличению выработки электроэнергии более чем на треть. На основе сверхпроводников можно создавать электродвигатели и генераторы с высоким КПД и другими улучшенными рабочими характеристиками.

Если над металлическим кольцом с током поместить сверхпроводящую сферу, то на её поверхности в силу эффекта Мейснера индуцируется сверхпроводящий ток, что приводит к появлению сил отталкивания между кольцом и сферой, и сфера висит над кольцом. Подобный эффект механического отталкивания наблюдается и в том случае, когда над сверхпроводящим кольцом помещается постоянный магнит. Этот эффект, часто используемый для демонстраций явления сверхпроводимости, получил название «гроб Магомета», ибо, по преданию, гроб Магомета висел в пространстве без всякой поддержки.

Явление механического отталкивания применяется, в частности, для создания подшипников и опор без трения. Заманчива перспектива использования левитации сверхпроводника в транспорте. Речь идет о создании поезда на магнитной подушке, в котором будут полностью отсутствовать потери на трении о колею дороги. Модель такой сверхпроводящей дороги длиной 400м была создана в Японии еще в 70-х годах. Расчеты показывают, что поезд на магнитной подушке сможет развивать скорость до 500 км/ч. такой поезд будет «зависать» над рельсами на расстоянии 2 – 3 см, что и даст ему возможность разгоняться до указанных скоростей.

Широко используется в настоящее время сверхпроводящие, объемные резонаторы. С одной стороны, такие сверхпроводящие резонаторы позволяют получить высокую частотную избирательность. С другой стороны, сверхпроводящие резонаторы широко используются в сверхпроводящих ускорителях, позволяя существенно уменьшить мощность, требуемую для создания ускоряющего электрического поля. Как правило, сверхпроводящие резонаторы изготовляются из свинца либо из ниобия.

Одно из самых распространенных направлений прикладной сверхпроводимости – использование сквидов как в научных исследованиях, так и в различных технических областях. градиометры на основе сквидов реагируют чрезвычайно слабые магнитные поля, поэтому их уже сегодня эффективно используют в медицине и биологии для исследования полей живых организмов и человека. В геологии сквиды применяются для определения изменения силы гравитации в различных точках Земли. Такая информация нужна для поиска полезных ископаемых.

Наиболее перспективными направлениями широкого использования высокотемпературных сверхпроводников считаются криоэнергетика и криоэлектроника. В криоэнергетике уже разработана методика приготовления достаточно длинных проводов (до 1000 метров) проводов и кабелей на основе висмутовых ВТСП – материалов. Этого уже хватает для изготовления небольших двигателей со сверхпроводящей обмоткой, сверхпроводящих трансформаторов, индуктивностей и т.п. На основе этих материалов уже созданы сверхпроводящие соленоиды, обеспечивающие при температуре жидкого азота (77К) магнитные поля порядка 10 000Гс.

Темп технологических и прикладных исследований очень высок, так что, возможно, промышленность освоит выпуск изделий из высокотемпературных сверхпроводников раньше, чем будет достоверно выяснена природа сверхпроводимости в металлооксидных соединениях. Для технологии в первую очередь важен сам факт существования материалов, сверхпроводящих при температуре жидкого азота. Однако целенаправленное и осмысленное движение вперед, в том числе технологической сфере, невозможно без всестороннего исследования уже известных ВТСП, без понимания всех тонкостей высокотемпературной сверхпроводимости как интереснейшего физического явления. Тем более это относится к поиску новых сверхпроводников.

Я привела лишь несколько примеров практического использования сверхпроводимости. Не меньшее значение, конечно, имеют проблемы передачи электроэнергии на большие расстояния без потерь, создания накопителей энергии, защиты космических аппаратов от космического излучения и т.д. примеров научного и технического применения сверхпроводимости множество, но подобное изучение этих вопросов выходит за рамки данной работы.

**Заключение.**

В этой работе я лишь приподняла завесу над исследованием физики сверхпроводимости. Эту тему можно было бы изучить намного глубже, но к большому сожалению подобное изучение данной темы выходит за рамки данной работы. Остается еще много вопросов, на которые пока не получены ответы.

В 1974 году Л. Купер в своей Нобелевской лекции привел следующие высказывания выдающегося французского математика Анри Пуанкаре: «Ученый должен систематизировать факты. Наука состоит из них подобно тому, как здание состоит из кирпичей. Однако простое нагромождение фактов похоже на науку не более, чем груда камней на дом». От себя Купер добавил: «Из обычных камней можно построить и скромный дом, и великолепный замок. С утилитарной точки зрения и то, и другое служит для ограничения некоторой части пространства с целью предохранить её от дождя и холода. Разница состоит в претензиях и средствах строителей и в искусстве, с которым они воплощают свой замысел. Теория, оперирующая стандартными понятиями, также может быть полезна при решении многих скромных задач. Однако когда мы вступаем в сферу общих концепций и идей, перед нашим взором открывается нечто подобное архитектурным шедеврам с колоннами умопомрачительной высоты и арками дерзкой и почти невероятной ширины. Они сводят во едино данные о магнитном моменте электрона и о явлениях на стыке двух различных металлов при абсолютном нуле, они покрывают расстояние от свойств вещества при экстремально низких температурах до его поведения в недрах звезд, от четности операторов относительно движения времени до особенностей коэффициентов затухания вблизи критической температуры. Говоря об этом, я хотел бы убедить моих коллег – теоретиков, а также и самого себя в том, что в конечном счете наша «голубая мечта» должна состоять в построении не только практически полезного, но и эстетически прекрасного здания науки».

От себя я могу только добавить, что все мы живем в этом городе науки, где есть дворцы, есть и хижины. Кто приносит на строительство этих сооружений маленький кирпич, кто стесывает резкие углы глыбы, внесенных гигантами. Я хочу пожелать будущим жителям этого города любить его. В нем не только необычайной красоты проспекты и улицы, но и прекрасные закоулки, надо только учиться видеть неповторимую красоту результатов деятельности человеческого разума.

**Список литературы:**

1)Гинзбург В.Л. Сверхпроводимость. – М.: Наука. – 1990.

2)Кресин В.З. Сверхпроводимость и сверхтекучесть. – М.: Наука. – 1978.

3)Лутинов В.С. Физические основы сверхпроводимости: Учеб. для спец.

вузов. – М.: Высш. шк., 1989.

4)Мнеян. М.Г. Сверхпроводники в современном мире. – М.: Наука. – 1991.

5)Палицкий Э.А. Основы теории сверхпроводимости: Учеб. для спец.

вузов. – М.: Высш. шк., 1985.

6)Ципенюк Ю.М. Физические основы сверхпроводимости: Учеб. для спец.

вузов. – М.: Высш. шк., 1996.

7)Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. – М.: Знание. – 1982.

# 