

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

537.312.62

ПРИМЕНЕНИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ *)

Дж. Гудкайн

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	505
2. Равное нулю сопротивление	506
3. Переход из нормального состояния в сверхпроводящее	515
4. Квантование потока	518
5. Туннелирование и эффект Джозефсона	520
6. Заключение	523
7. Книги и обзоры по сверхпроводимости	523
8. Книги и обзоры по применениям сверхпроводимости	523
Цитированная литература	523

Дается общий обзор способов практического использования сверхпроводников. Сверхпроводящие устройства разделены на группы в соответствии со свойствами сверхпроводников, играющими основную роль в рассматриваемом устройстве. Помимо краткого освещения соответствующих свойств сверхпроводников, приводится обширный список литературы, чтобы облегчить начинающим понимание технического значения сверхпроводимости.

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1911 г. Камерлинг-Оннес обнаружил ¹, что электрическое сопротивление ртути исчезает (падает ниже поддающейся измерению величины) при охлаждении образца до температуры 4,15 °К. Хотя такое открытие должно было знаменовать собой феноменально важные применения в технике, только лишь теперь, почти 60 лет спустя, началось чисто техническое использование сверхпроводимости. Вероятно, основной причиной такого опоздания явилось то, что все сверхпроводящие материалы обнаруживают сверхпроводящие свойства только при очень низких температурах. Во всех случаях, за исключением созданных недавно сплавов ², для достижения критических температур **) необходимо было использовать жидкий гелий. Только в последние десять лет жидкий гелий стал широко доступен, причем его стоимость делает экономически выгодным использование сверхпроводящих устройств. Кроме того, задержка с применением сверхпроводимости могла быть связана с отсутствием острой необходимости в этом вплоть до самого последнего времени. Например, применение сверхпроводящих подвесных систем в поездах не обсуждалось, пока пере-

*) John M. Goodkind. Applications of Superconductivity, Amer. J. Phys. 39, 9 (1971). Перевод Н. И. Гипзбург.

Постоящая статья является одной из серии обзорных статей, написанных по заказу редакции журнала American Journal of Physics (см. УФН 103 (2), 233 (1971)). (Прим. ред.)

**) Список сверхпроводников и их критических температур см. Natl. Bur. Std. Tech. Note 482 (1959).

грузка наземного и воздушного движения не поставила вопрос о создании высокоскоростных поездов. Однако со всей честностью нужно признать, что задержка в 60 лет определялась также тем, что физикам понадобилось почти все это время, чтобы обнаружить наиболее полезные свойства сверхпроводников и понять их настолько хорошо, чтобы стало возможным конструирование устройств, необходимых для решения инженерных задач, а не только для чисто исследовательских целей. Например, лишь в начале 60-х годов были обнаружены материалы, которые могут сохранять сверхпроводимость в магнитных полях, превышающих примерно 1000 гс. Аналогичным образом все явления, связанные с тунелированием электронов из сверхпроводника через тонкий барьер изолятора, не были известны вплоть до середины 60-х годов.

В настоящее время в эксплуатации находятся сверхпроводящие устройства нескольких типов, большое их число находится в стадии конструирования и огромное количество было предложено. Хотя нельзя сказать, что сверхпроводящие устройства являются предметом широкого потребления, повсеместное внедрение недорогих и надежных гелиевых ожигителей с замкнутым циклом³ вполне может привести к их распространению. Существенным вкладом явилось бы открытие материалов, сверхпроводящих при температурах выше температур жидкого азота или даже в области комнатных температур⁴.

Применению сверхпроводимости посвящено большое количество книг и обзоров*). Здесь, однако, мы попытаемся осветить этот вопрос для читателей, мало знакомых со сверхпроводимостью, а также описать последние работы в этой области, не вошедшие в предыдущие обзоры. При обсуждении того или иного устройства будут рассмотрены основные, связанные с ним свойства сверхпроводников и даны ссылки на соответствующую литературу**).

Сверхпроводящие устройства, привлекавшие большое внимание в прошлом и продолжающие конкурировать с несверхпроводящими системами, мы опишем лишь кратко. Подробнее мы остановимся на таких устройствах, как флюксометры со слабым сверхпроводящим звеном и сверхпроводящие гальванометры, которые были созданы уже после опубликования большинства статей.

2. РАВНОЕ НУЛЮ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Прежде чем использовать свойство сверхпроводников — исчезновение электрического сопротивления, — важно знать, с какой степенью точности сопротивление равно нулю. Было проведено большое количество экспериментов с целью установления верхнего предела сопротивления в сверхпроводнике***). Во всех этих экспериментах наблюдался «затухающий ток». Согласно закону индукции Фарадея напряжение, индуцированное вокруг любого замкнутого контура (витка), равно скорости изменения во времени магнитного потока, заключенного в этом контуре. Если сопротивление замкнутого контура равно нулю, то упомянутое напряжение также должно быть равно нулю, и поэтому магнитный поток должен сохранять постоянное значение. Если поток создается током, текущим по замкнутому витку, то этот ток не затухает до тех пор, пока сопротивление остается равным нулю. Если замкнутый виток или катушка изготовлены из сверхпроводника, то «захватить» незатухающий ток можно различ-

*) См. библиографию применений сверхпроводимости в конце статьи (раздел 8).

***) См. библиографию книг и обзоров по сверхпроводимости в конце статьи (раздел 7).

****) См., например, работу⁵.

ными способами. Например, можно приложить внешнее магнитное поле в тот момент, когда температура материала выше его критической температуры T_c (т. е. температуры, при которой он переходит в сверхпроводящее состояние). После охлаждения до температур ниже T_c внешнее поле удаляется, но магнитный поток, пронизывающий виток, должен сохраняться. Таким образом, виток остается пронизанным потоком, созданным его собственным захваченным током. В другом методе используется специальный «выключатель». Концы сверхпроводящей катушки закорачиваются шунтом из сверхпроводящей проволоки, окруженной нагревательной катушкой. Когда шунт нагреет до температуры выше T_c , пропускаемый ток проходит через сверхпроводящую катушку, а не через шунт. После установления требуемого тока нагреватель выключается, отсоединяется источник токового питания, и оставшийся захваченным ток циркулирует через катушку и ее шунт.

Таким образом, для определения того, с какой точностью сопротивление сверхпроводника равно нулю, нужно измерять изменение магнитного поля, генерируемого незатухающим током. В принципе можно получить сколь угодно большую точность, увеличивая длительность эксперимента. Этой методикой удается наилучшим образом измерять напряжение. За исключением специальных обстоятельств, которые будут обсуждены ниже, не было замечено никакого затухания тока, циркулирующего по замкнутому сверхпроводнику. На основе наблюдений, проведенных с помощью сверхпроводящего гальванометра (см. ниже), определенный таким методом верхний предел для удельного сопротивления можно считать равным примерно 10^{-25} ом·см.

С другой стороны, свойство сверхпроводника — исчезновение его сопротивления — должно быть в какой-то степени ограничено. В частности, нельзя ожидать, что по сверхпроводнику будет протекать бесконечно большой ток. Фактически известно, что для каждого сверхпроводника существует критический ток, выше которого величина его сопротивления возвращается к своему значению в нормальном (несверхпроводящем) состоянии. Кроме того, известно также, что существует критическое магнитное поле H_c , выше которого данный сверхпроводник переходит в нормальное состояние. В случае проводящей ток проволоки имеется однозначное соотношение между током и магнитным полем на поверхности проволоки. Это означает, что должно существовать и определенное соотношение между критическим током и критическим полем. Для «идеальных» сверхпроводников такое соотношение существует, и критическим током для данной проволоки является как раз ток, образующий на поверхности проволоки магнитное поле, равное критическому полю. (Критическое поле H_c идеального сверхпроводника зависит от температуры по закону $H_c = H_0 [1 - (T^2/T_c^2)]$. Таким образом, когда мы говорим о материале с высоким или низким критическим полем, мы имеем в виду условия, когда $T \ll T_c$, так что $H_c \approx H_0$.) Существование критических полей и токов являлось серьезным препятствием на пути использования отсутствия сопротивления в сверхпроводниках, поскольку вплоть до последних лет ни один сверхпроводник не мог надежным образом сохранить равное нулю сопротивление в полях больше примерно 1000 гс. Правда, было обнаружено, что критические поля в ниобии меняются в пределах от 1 до 10 кэс, но причины этих вариаций и способы достижения максимальных критических полей не были поняты.

Чтобы выяснить, каким образом можно преодолеть такое препятствие, прежде всего нужно ознакомиться с двумя важными дополнительными открытиями, связанными со сверхпроводниками, а именно — с эффектом Мейсснера и со сверхпроводимостью второго рода.

Закон индукции Фарадея, упомянутый выше, требует, чтобы магнитное поле, пронизывающее замкнутый сверхпроводящий контур, оставалось неизменным. Этот закон должен выполняться для массивного (одно-связного) сверхпроводящего образца, так что никакое магнитное поле не может проникнуть в его толщу, если он был охлажден с переходом в сверхпроводящее состояние в нулевом поле. С другой стороны, этот же закон индукции приводит к выводу, что при охлаждении сверхпроводника до перехода в сверхпроводящее состояние в отличном от нуля внешнем магнитном поле это поле должно оставаться «захваченным» в толще материала, даже если внешнее поле затем будет выключено. Таким образом, не имея никакой дополнительной информации, можно прийти к выводу, что термодинамическое состояние сверхпроводника не может определяться его температурой и магнитным полем. Переход между нормальным и сверхпроводящим состояниями должен зависеть от выбранного пути, и поэтому он не будет обратимым.

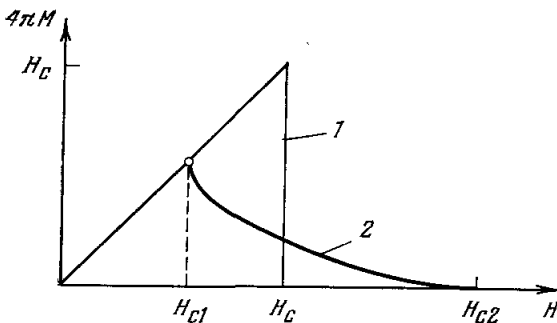


Рис. 1. Намагниченность M как функция поля H для сверхпроводников первого (1) и второго (2) рода при фиксированной температуре.

Однако в 1933 г. Мейсснер и Оксенфельд⁶ получили дополнительную информацию. Они нашли, что при охлаждении сверхпроводящей сферы в присутствии магнитного поля (меньшего H_c) это поле не захватывалось, а почти полностью выталкивалось из сферы. Впоследствии «идеальными» сверхпроводниками стали считать сверхпроводники,

обладающие полным эффектом Мейсснера, т. е. сверхпроводники, в которых сверхпроводящий переход обратим и поддается термодинамическому анализу. Однако большинство материалов, за исключением очень чистых монокристаллов олова, индия, свинца и нескольких других мягких металлов, характеризуются значительными отклонениями от идеального эффекта Мейсснера. В 1937 г. было обнаружено⁷, что некоторые из этих несовершенных сверхпроводников были «идеальными» с точки зрения обратимости их перехода, несмотря на то, что при температуре сверхпроводящего перехода магнитное поле выталкивалось из них не полностью. Только в 1963 г.⁸ стало очевидно, что существует второй класс идеальных сверхпроводников, которые стали называть сверхпроводниками второго рода. Материалы, обладающие полным эффектом Мейсснера, были названы сверхпроводниками первого рода. В сверхпроводниках второго рода поле выталкивается полностью только в полях меньше нижнего критического поля H_{c1} . При увеличении поля выше этого значения выталкивается все меньшая и меньшая часть потока, пока поле не достигнет значения H_{c2} , при котором исчезают все сверхпроводящие свойства (за исключением наличия сверхпроводящего поверхностного слоя, который переходит в нормальное состояние при третьем критическом поле). Различие между сверхпроводниками первого и второго рода проиллюстрировано на рис. 1. Хотя при полях меньше H_c внутри сверхпроводника первого рода поле равно нулю, а следовательно, равна нулю и намагниченность на единицу объема M , удобно считать, что выталкивание поля эквивалентно диамагнитному намагничиванию. В случае бесконечно длинного цилиндра это будет означать, что при полном выталкивании поля $M = -H/4\pi$. Таким образом, понижение M ниже этого значения в сверхпроводниках

второго рода в полях больше H_{c2} является мерой проникновения в них поля.

На основе таких кривых намагничивания мы можем теперь прийти к выводу, что в сверхпроводниках второго рода нулевое сопротивление сохраняется до много больших полей, чем в сверхпроводниках первого рода. Поскольку при температурах меньше T_c и в полях меньше H_c сверхпроводящее состояние является равновесным, свободная энергия сверхпроводящего состояния должна быть меньше свободной энергии нормального состояния. При приложении магнитного поля, однако, свободная энергия сверхпроводящего состояния увеличивается за счет энергии, требуемой для выталкивания магнитного поля. Эта энергия равна

$$\int_0^{H_c} M dH \text{ (на единицу объема),}$$

где H_c — внешнее приложенное поле. Для длинного тонкого цилиндра эта энергия при полном выталкивании поля равна

$$H^2/8\pi \text{ (на единицу объема).}$$

Когда эта величина с ростом поля становится больше разности свободных энергий между нормальным и сверхпроводящим состояниями в нулевом поле, нормальное состояние станет обладать меньшей свободной энергией, т. е. критическое поле будет превышено. Таким образом, разность свободных энергий между нормальным и сверхпроводящим состояниями для сверхпроводников первого рода равна

$$\int_0^{H_c} M dH = \frac{H_c^2}{8\pi}.$$

Для сверхпроводников второго рода эта разность равна

$$\int_0^{H_{c2}} M dH.$$

Если разность свободных энергий для двух таких материалов одинакова, то оба интеграла должны быть равны. Это означает, что площадь под обеими кривыми на рис. 1 должна быть одинакова. Таким образом, в сверхпроводниках второго рода величина поля H_{c2} , при котором сопротивление становится отличным от нуля, может быть много больше, чем поле H_c в случае сверхпроводников первого рода. Кроме того, чем меньше H_{c1} , тем больше H_{c2} . Грубо говоря, материалы со сравнимыми T_c будут иметь сравнимые разности свободных энергий, так что у сверхпроводника второго рода с такой же температурой T_c , как у сверхпроводника первого рода, сверхпроводящий ток будет сохраняться в более сильном поле.

Несмотря на сравнительно высокие значения H_{c2} , идеальные сверхпроводники второго рода не могут проводить токов с достаточно высокой плотностью в полях, приближающихся к H_{c2} . Однако если в сверхпроводнике второго рода присутствуют внутренние напряжения и дислокации, намагничение материала сильно необратимо и допустимая токовая нагрузка в полях около H_{c2} возрастает. В настоящее время выяснено, что увеличение токовых нагрузок является следствием «пиннинга» потока. Чтобы полностью понять этот эффект, нужно разобраться в квантовании потока (которое будет обсуждаться ниже) и его применении к случаю сверхпроводников второго рода, как это было сделано Абрикосовым⁹ и Горьковым¹⁰ на основе теории Гинзбурга и Ландау¹¹. В конце концов Гудман¹² объяснил с помощью этих теорий сложное поведение сверхпроводников

второго рода. На основе его работы стало очевидным, что неоднородности в сверхпроводниках второго рода могут создавать препятствия для прохождения потока через материал в полях больше H_{c1} ^{13, 14 *}). Таким образом, даже если бы свободная энергия материала могла понизиться за счет выталкивания из образца некоторой части генерируемого током магнитного потока (т. е. если бы понизился ток), то создаваемый неоднородностями барьер предотвратил бы возникновение такого процесса, что и привело бы к метастабильности состояния с сильным током.

Хотя явление пиннинга обуславливает существование весьма высоких критических полей, освобождение закрепленного потока необратимо и приводит к рассеянию энергии. Поэтому внезапное освобождение потока может привести к катастрофическому «скачку потока». Для предотвращения такой катастрофы образцы из проволоки можно покрыть чистой медью, которая обладает высокой электро- и теплопроводностью. Высокая теплопроводность предотвращает локальное образование горячих мест, а высокая электропроводность замедляет движение потока. Может также возникнуть постепенное течение потока, связанное с тепловым возбуждением, т. е. «крип потока» ^{14, 16}, что приводит к невозможности существования идеальных незатухающих токов в сверхпроводниках второго рода в полях больше H_{c1} . Однако явление крипа потока в полях, не очень близких к H_{c2} , происходит столь медленно, что во многих случаях оно несущественно.

Яркая демонстрация существования течения потока была осуществлена Гевером с помощью сверхпроводящего трансформатора постоянного тока ¹⁷. Предшествующие наблюдения показали ¹⁸, что течение потока возникает в сверхпроводнике второго рода при прохождении тока. Течение потока происходит под прямым углом к направлению тока. Две полоски тонкой пленки, испаренные друг на друга, были разделены тонким слоем изолятора. В одной из пленок возникало течение потока при пропускании через нее достаточно высокого тока. Затем поток пересекал другую пленку, что приводило к появлению в ней э. д. с. Используя ряд из двух или больше таких «вторичных» пленок, можно генерировать напряжение постоянного тока, большее, чем в первичной пленке.

У ниобия, который является сейчас наиболее распространенным сверхпроводником второго рода среди элементов, поле H_{c2} может достигать значений между 1900 и 10 000 гс. Однако в последние годы было найдено несколько сплавов ниобия со значительно более высокими значениями H_{c2} ¹⁹. Наиболее употребляемыми из них являются Nb + 25% Zr, Nb + 48% Ti и Nb₃Sn. Первые два сплава используются для изготовления магнитов для создания полей в 70 кэс, а последний — для полей вплоть до 125 кэс. Недавно ² был обнаружен сплав Nb, Al и Ge, который, по-видимому, обладает способностью оставаться сверхпроводящим в наиболее сильных полях.

Таким образом, ограничения, связанные с низкими критическими магнитными полями и соответственно низкими критическими токами, были преодолены с точки зрения всех практических целей. Следовательно, мы можем обсуждать использование отсутствия сопротивления с уверенностью, что почти для каждого случая можно подобрать сверхпроводник с адекватным критическим полем.

Наиболее употребляемыми сверхпроводящими устройствами являются те устройства, которые позволяют существенно снизить расход мощности по сравнению с устройствами из обычных металлов. Самыми распространенными из них являются сверхпроводящие магниты. Соленоиды,

*) О необратимых эффектах в сверхпроводниках см. ¹⁵.

создающие во внутреннем канале диаметром 1 дюйм поля до 70 кгс, применяются сейчас повсеместно. Соленоиды, создающие в таком же канале поля до 100 и 125 кгс, более дороги, но тем не менее их цена не превышает нескольких сотен тысяч долларов. Без применения сверхпроводников такие магниты требовали столь больших затрат, что их конструирование являлось делом государственного значения*). Кроме того, для этих магнитов необходимы были огромные затраты мощности и расход воды на их охлаждение. Для запуска сверхпроводящих магнитов требуется энергия, незначительно превышающая энергию, содержащуюся в самом магнитном поле, а для их работы в незатухающем режиме нужна лишь мощность, расходуемая на охлаждение системы. Мощность, затрачиваемая на охлаждение, зависит лишь от утечки тепла из сосуда с жидким гелием. Для сосуда объемом 50 л с диаметром горлышка 4 дюйма утечка тепла может не превышать 0,1 вт. Такая мощность охлаждения для поддержания температуры 4,2 °К требует фактической затраты мощности 500—700 вт в случае типичного гелиевого оживителя.

Кроме того, сверхпроводящие магниты допускают большую свободу в выборе геометрии их намотки, поскольку не требуется места для циркуляции охладителя. (Весь магнит просто погружают в жидкий гелий.) Были получены, например, поля порядка 50—70 кгс с однородностью, составляющей одну миллионную долю, и в объеме 1 см³²⁰. Такие магниты значительно увеличивают чувствительность и разрешающую мощность ядерной магнитной спектроскопии по сравнению со всеми существующими до сих пор методами.

О магнитах большого размера, создающих сильные магнитные поля, не могли и думать до начала использования сверхпроводников второго рода. Теперь, однако, изготавливаются два таких магнита для применения в пузырьковых камерах для исследования в области физики высоких энергий. В Аргоннской национальной лаборатории была сконструирована катушка диаметром 16 футов и высотой 10 футов, создающая поле в 20 кгс. Несколько меньшие магниты были предложены для использования в медицине для исследования сосудов²¹. Небольшой кусочек магнитного материала прикрепляется к зонду, вводимому в вену. Помещая пациента в поле, создаваемое тремя взаимно перпендикулярными рядами катушек, можно управлять направлением и силой, действующей на зонд, и передвигать его в желаемом направлении по сосудистой системе. Используя высокие поля, создаваемые сверхпроводниками, можно исследовать места, прежде недостижимые.

Небольшие магниты были предложены в качестве «хранилищ» электроэнергии²². Энергия, заключенная в магнитном поле, равна $0,5\mu_0 H^2 / \text{см}^3$. Для однородного поля напряженностью 10^4 гс эта энергия равна $6,3 \cdot 10^7$ дж/м³. Чтобы справиться с «пиковой» нагрузкой, когда в больших городах расход энергии сильно превышает средний, необходим, по-видимому, запас в 10^{10} дж. Если энергия должна запасаться в течение ночи для расхода в городе в дневное время, то потребуется запас в 10^{14} дж. Чтобы запастись такую энергию, потребуется катушка со средним радиусом 68 м и с плотностью тока $3 \cdot 10^9$ а/м². Создаваемое такой катушкой поле не будет превышать $7 \cdot 10^4$ гс, и на высоте 10 000 м поле будет все еще равно 0,4 гс. Около 8% полного запаса энергии должно затрачиваться на упругое противодействие поддерживающего устройства огромному внешнему давлению, создаваемому полем. Проблемы, возникающие

*) В Англии был сконструирован магнит для использования в ядерной физике, создающей поле в 60 кгс при мощности 1500 квт (см. Phys. Today 13, 26 (1960)). Еще более мощные магниты используются в Национальной магнитной лаборатории в Масачусетском технологическом институте.

в связи с охлаждением и безопасностью в случае перехода катушки в нормальное состояние, делают невероятным создание такой катушки в ближайшем будущем.

Применение же сверхпроводников для создания больших электромоторов более разумно, и уже построены электромоторы со сверхпроводящими катушками мощностью 3000 лошадиных сил, развивающие 200 об/мин²³. По существу, такими же параметрами должны обладать и электрогенераторы, но ни одного электрогенератора обычного типа с использованием сверхпроводников пока еще не было создано. Однако в магнетогидродинамических (МГД) генераторах большие магнитные поля используются для создания токов с помощью разделения зарядов в плазме с большой скоростью²⁴. Небольшие МГД генераторы были построены воздушными силами США для использования их в авиации. Применение сверхпроводящих магнитов исключает необходимость использования очень тяжелых железных сердечников, что позволило создать практичное, транспортируемое по воздуху устройство, могущее создавать 1—2 Мвт в течение 1—20 мин²⁵. Большой сверхпроводящий магнит был заказан правительством ФРГ для большого МГД генератора²⁶. Особенно большая потребность в сверхпроводящих магнитах возникнет, если термоядерные реакции смогут протекать в плазме достаточно продолжительное время, чтобы их можно было использовать в качестве источника энергии. Магнитное поле для удержания плазмы наиболее экономично можно будет создавать с помощью сверхпроводников. В печати появились сообщения о некоторых достижениях в производстве экзотических магнитов для таких целей²⁷. Сверхпроводящие магниты предлагали использовать и для устранения трения, ограничивающего скорости поездов или ракетных салазок^{28—30}. Проблему можно решить, используя силу, возникающую между элементами с током, для подъема поезда с рельсов. Магниты с незатухающим током можно помещать на борту поездов, а рельсы должны быть покрыты сплошным слоем алюминия соответствующей формы. При движении поезда магнит, двигаясь над алюминиевым слоем, будет создавать в последнем такой ток, который вытолкнет магнитный поток, возникающий в алюминии при приближении магнита. Ток в алюминии не будет незатухающим, поскольку алюминий находится при нормальных температурах. Однако при движении поезда с достаточно большими скоростями ток в алюминии не будет успевать существенно затухать, пока магнит находится достаточно близко. Таким образом, подъемная сила не будет зависеть от скорости поезда, когда он движется со скоростью более 50 миль в час. Согласно проведенным расчетам шесть магнитов, несущих $3 \cdot 10^5$ ампер-витков на $0,5 \text{ м}^2$, приподнимут вагон весом 60 000 фунтов (достаточный, чтобы вместить 100 пассажиров) при любой скорости, превышающей 50 миль в час. В силу диссипации энергии в алюминии должна возникнуть вязкая сила, но она будет затухать обратно пропорционально квадратному корню из скорости при скоростях выше 50 миль в час. Следовательно, при скорости 300 миль в час вся вязкость почти полностью будет определяться сопротивлением воздуха. Поезд может приводиться в движение добавочными катушками, расположенными на рельсах и включающимися перед прохождением магнитов, находящихся на борту поезда, и выключающимися при их прохождении.

Принцип магнитного подвеса можно использовать для создания высокостабильных и почти лишенных трения подшипников, если оба элемента в подвесной системе сверхпроводят. Одной из таких систем является сверхпроводящий гироскоп, в котором вращающаяся сверхпроводящая сфера поддерживается в поле, создаваемом соответствующими катушками с незатухающим током. Хотя в конструировании такого гироскопа были

достигнуты значительные успехи, он не смог вытеснить из употребления несверхпроводящую электростатическую гироскопическую систему. Однако в сверхпроводящем гальванометре с успехом используется принцип получения большой долговременной устойчивости по сравнению с несверхпроводящими устройствами ³¹.

В таком гальванометре катушки Гельмгольца с направленными вертикально осями используются для поддержки полой сверхпроводящей сферы. Катушки работают в незатухающем режиме, и токи в них подбираются таким образом, чтобы возникал небольшой градиент силы в вертикальном направлении. Таким образом, небольшое изменение в величине силы, действующей на шар в вертикальном направлении (или небольшое ускорение поддерживающих катушек в вертикальном направлении), приведет к поддающемуся измерению смещению сферы относительно катушек. В этом случае нулевое сопротивление сверхпроводников используется для создания поддерживающей силы, которая в принципе является идеально стабильной. Все поддерживающие системы, используемые до сих пор, обнаруживали дрейф, относительная скорость которого в лучшем случае достигала примерно 10^{-8} или 10^{-9} в день. Наблюдения с помощью сверхпроводящих приборов (неопубликовано) показали, что относительная скорость дрейфа меньше 10^{-9} за период наблюдений, продолжавшийся 30 дней. Таким образом, можно теперь проводить измерения медленного движения земной коры и медленно изменяющихся периодических компонент земных приливов.

Во всех приборах основным пределом случайных флуктуаций являются тепловые флуктуации. При коэффициентах демпфирования современных приборов, работающих при температуре $4,2^\circ\text{K}$, это соответствует среднеквадратичному отклонению от средней поддерживающей силы, равному одной части на 10^{11} для полосы частот между 0 и $0,1$ гц. Однако чтобы приблизиться к такому пределу, нужно учесть и некоторые дополнительные свойства реальных сверхпроводников.

Одним из таких свойств является отличное от нуля проникновение магнитного поля в глубь сверхпроводника. Теоретически и экспериментально было обнаружено ^{32 *}, что магнитное поле не обращается скачкообразно в нуль на поверхности сверхпроводника, а затухает экспоненциально на характерном расстоянии, называемом глубиной проникновения. Зависимость глубины проникновения λ от температуры имеет вид

$$\lambda = \lambda_0 [1 - (T/T_c)^2]^{-1/2},$$

где T_c — критическая температура, а λ_0 по порядку величины равна 10^{-6} см. Таким образом, эффективный размер сферы и опорных витков будет изменяться с температурой. Для ниобиевой сферы при $4,2 \cdot 10^{-3}^\circ\text{K}$ это приводит к изменению опорного усилия, равному $2 \cdot 10^{-10}$ на 10^{-3}°K . Таким образом, чтобы уменьшить влияние глубины проникновения ниже уровня теплового шума, нужно стабилизировать температуру в пределах 10^{-4} градуса. Эта задача не трудная. Другое свойство — упомянутый выше криз магнитного потока. Это явление может возникать как в опорных витках, так и в подвешенной сфере. Хотя этот эффект наблюдался ранее в катушках, навитых из NbZr, он не наблюдается в катушках из чистого ниобия, работающих ниже поля H_{c1} . Кроме того, существуют источники шума или дрейфа, не связанные со свойствами сверхпроводников, такие, как накопление заряда на плавающей сфере, изменения силы, с которой действует на сферу окружающий ее газ, изменения физических размеров или положения частей установки и т. д. В настоящее время

*) См. ² и др. в библиографии книг и обзоров по сверхпроводимости (раздел 7).

все эти трудности практически преодолены, так что аппаратура регистрирует двухнедельную компоненту земных приливов (соответствующая амплитуда составляет $2 \cdot 10^{-9}$ части ускорения силы тяжести в месте расположения прибора).

Одним из новых применений сверхпроводников, находящихся в стадии конструирования (не считая магнитов), является сверхпроводящий линейный ускоритель³³. В существующих ускорителях используется ряд микроволновых резонаторов. Относительные разности фаз микроволновых полей в смежных резонаторах выбраны таким образом, что электрон, переходя из одного резонатора в другой, всегда находится в поле, которое ускоряет его в одном и том же направлении. Сверхпроводящий аналог такого ускорителя создается сейчас в США в Стэнфордском университете. Хотя при переменных токах сопротивление сверхпроводников отлично от нуля, оно может быть сделано достаточно низким, чтобы образовались резонаторы с добротностью Q порядка 10^{11} , что очень сильно снизит мощность, требуемую при эксплуатации ускорителя и позволит работать на ускорителе в режиме не коротких импульсов, а непрерывном. Сопротивление может возникать в связи с движением магнитного потока (см. выше). Оно может появиться в связи с тем, что при любой температуре выше абсолютного нуля некоторые электроны не будут «сконденсированы» в сверхпроводящее состояние*). Это утверждение следует из «двухжидкостной» модели сверхпроводников, в которой рассматриваются две взаимно проникающие электронные жидкости, существующие в металле одновременно. «Нормальная жидкость» состоит из электронов, поведение которых не отличается от поведения электронов в полностью нормальном металле. «Сверхтекущая жидкость» состоит из электронов, которые движутся без потери энергии, и следовательно, им соответствует равная нулю э. д. с. При абсолютном нуле плотность нормальной жидкости равна нулю, а при T_c плотность сверхтекучей компоненты равна нулю. Для постоянных токов ниже критического наличие пути с равным нулю сопротивлением означает, что течет лишь сверхтекучая часть, поскольку в сверхпроводнике не возникает разности потенциалов. Однако при переменных токах, даже при равном нулю сопротивлении, индуктивное сопротивление, возникающее при любом течении потока, будет означать наличие э. д. с., а следовательно, и течение нормальной жидкости, сопровождаемое диссипацией энергии.

Наличие сопротивления на переменном токе частично затрудняет использование сверхпроводящих линий передачи электроэнергии. Однако, несмотря на это, а также на дополнительные трудности, связанные с необходимостью наличия специальных длинных контейнеров для жидкого гелия, все еще есть надежда, что такие линии передачи будут использованы в будущем³⁴.

Заканчивая обсуждение свойств нулевого сопротивления, упомянем два устройства, позволяющих детектировать очень малые напряжения на постоянном токе или магнитные поля с помощью перемещения сверхпроводящей катушки в магнитном поле, приводящего к появлению сигнала переменного тока. Прибор для измерения очень малых напряжений³⁵ теперь поступил в продажу**). Сверхпроводящие катушки располагаются на камертоне таким образом, что колебание модулирует взаимную индукцию между катушкой, к которой прилагается определяемое напряжение, и выходной катушкой. Таким образом переменный сигнал возникает, когда напряжение постоянного тока подается на входные клеммы прибора. Прибор может измерять сигнал $\sim 10^{-12}$ в с постоянной времени 4 сек.

*) Обсуждение «двухжидкостной» модели см. в работе³².

***) «Keithly Instruments Co.».

Аналогичный принцип был использован при создании магнетометра с колеблющейся плоскостью ³⁶ (рис. 2). В этом устройстве подлежащее

измерению магнитное поле находится внутри сверхпроводящей петли, которая замыкается зигзагообразной сверхпроводящей пленкой, испаренной на диэлектрическую подложку. Поле индуцирует ток, величина которого зависит от индуктивности петли и пленки. С помощью кварцевого кристалла вызывается колебание сверхпроводящей пластинки, расположенной вблизи пленки, что моделирует их взаимоиндукцию.

Таким образом, текущий по контуру ток будет модулирован и его можно будет усилить с помощью соответствующих усилителей на переменном токе. Хотя рабочая модель с оптимальной чувствительностью еще не создана, авторы устройства надеются детектировать поля порядка 10^{-11} эс.

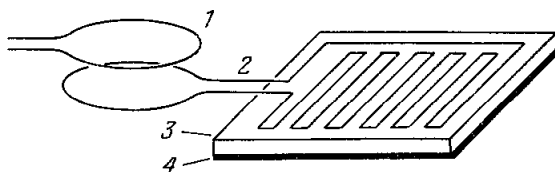


Рис. 2. Схема превращения очень малых статических магнитных полей в переменный ток (Опфер и Фейрбенк).

1 — приемный датчик; 2 — сверхпроводящий контур с зигзагообразной конфигурацией, увеличивающей индуктивность колеблющегося кристалла 3; 4 — сверхпроводящая пластина, модулирующая при осцилляциях индуктивность контура B.

3. ПЕРЕХОД ИЗ НОРМАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ

Как было сказано выше, существуют два способа, с помощью которых может быть разрушена сверхпроводимость. Можно приложить магнитное поле больше H_c или повысить температуру выше T_c . Однако в обоих случаях переход не совершается скачком. Сопротивление постепенно уменьшается до нуля в интервале температур, ширина которого в зависимости от чистоты и состояния материала меняется от 10^{-4} °К до нескольких градусов Кельвина. Проникновение магнитного поля во всех реальных сверхпроводниках приводит к некоторой необратимости и к постепенному восстановлению нормального сопротивления. Тонкие пленки во внешнем магнитном поле могут обладать некоторыми дополнительными полезными свойствами. Мы остановимся теперь на некоторых устройствах, в которых используется сверхпроводящий переход.

Наиболее очевидным применением является выключатель. Мы уже останавливались на «выключателе незатухающего тока» для магнитов, но магнитные выключатели можно локализовать точнее для использования в плотно упакованных миниатюрных цепях. Так, в быстродействующих элементах электронных цепей используются чаще магнитные выключатели, а не тепловые. Такие элементы, называемые «криотронами» ³⁷, впервые были изготовлены из проволоки. Сверхпроводящая катушка навивается на сверхпроводящий стержень, критическое магнитное поле H_c которого ниже, чем критическое поле самой катушки. Через «управляющую катушку» можно пропускать ток, который образует поле больше H_c для проволочного стержня. Позже проволока была заменена на тонкие пленки ³⁸, которые обладали более коротким временем переключения и которые можно было с большей легкостью запустить в массовое производство для применения в цепях со сложными конфигурациями. Криотроны используются и в качестве триггерных схем, а также в цепях, мультивибраторах или в других узлах вычислительных электронных устройств. Криотроны используются для элементов двоичной памяти, где они управляют или считывают направление незатухающего тока. Из обильной литературы, посвященной этому вопросу, мы укажем здесь лишь обзор ³⁹.

По-видимому, использование криотронов для высокоскоростных крупных вычислительных машин не дало существенных преимуществ по сравнению с устройствами, работающими при комнатной температуре, и поэтому массовое их производство не оказалось целесообразным. Однако недавно было показано ⁴⁰, что контакты Джозефсона (см. ниже) могут работать в качестве значительно более быстрых выключателей, чем старые криотроны и обычные устройства, работающие при комнатных температурах. Таким образом, не исключено, что сверхпроводящие криотроны, созданные с использованием контактов Джозефсона, смогут успешно конкурировать с устройствами, работающими при комнатных температурах.

Выключатель, в котором используется эффект Мейсснера, был применен в качестве магнетометра ⁴¹. Оловянная проволока с прикрепленным к ней маленьким нагревателем помещалась внутри измерительной катушки. Переменный ток через нагреватель переводил проволоку в нормальное состояние дважды в течение каждого цикла. Когда проволока становилась нормальной, присутствующий магнитный поток заполнял весь ее объем. При обратном переходе в сверхпроводящее состояние магнитный поток снова выталкивался. Таким образом, в измерительной катушке индуцируется напряжение переменного тока с частотой, в два раза большей,

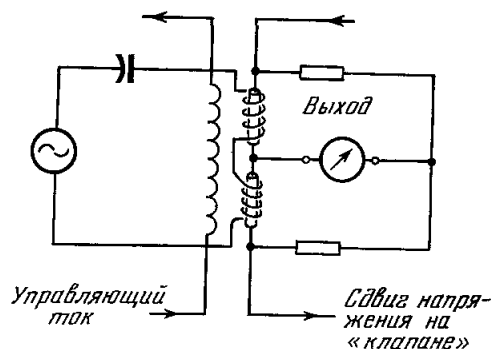


Рис. 3. Сбалансированный линейный усилитель, работающий вблизи температуры сверхпроводящего перехода материала клапана.

чем частота нагревающего напряжения. Хотя это устройство могло детектировать магнитный поток величиной 10^{-7} гс/см², оно было вытеснено более чувствительными сверхпроводящими магнетометрами, о которых будет рассказано ниже. Криотрон можно применять также в качестве линейного усилителя, если использовать постепенное изменение сопротивления при сверхпроводящем переходе ⁴² (рис. 3). На «управляющий» элемент подается смещающее напряжение постоянного тока, так что сопротивление «клапана» равно половине его сопротивления в нормальном состоянии. Если на клапан подавать также смещающее напряжение от источника тока, то напряжение на клапане будет изменяться в зависимости от напряжения изменяемого сигнала, подаваемого на «управляющий» элемент. Поскольку такие устройства должны работать в области сверхпроводящего перехода, они чувствительны к очень малым изменениям температуры. По этой причине всегда используется пара клапанов, включенных по схеме уравновешенного моста (см. рис. 3), так что температурные изменения в одном клапане уничтожают эти изменения в другом. Такие усилители с использованием тонких пленок ⁴³⁻⁴⁵ имеют очень низкий входной импеданс и равное нулю входное сопротивление. При последовательном включении с соответствующей стабилизацией с помощью обратной связи такие усилители могут иметь чувствительность $5 \cdot 10^{-11}$ в при ширине полосы 45 кГц ⁴³. Таким образом, для случаев, когда нужна конечная ширина полосы, этот усилитель имеет, по-видимому, наинизший уровень шумов.

Непрерывное изменение сопротивления с температурой в области перехода было использовано при устройстве болометрического детектора излучения ⁴³⁻⁴⁸. Тонкая сверхпроводящая пленка, испаренная на подложку из изолятора, такую, как слюда, будет обладать очень низкой

теплоемкостью и в то же время хорошей теплоизоляцией. Поэтому даже очень слабое приходящее излучение будет вызывать подающееся измерению изменение сопротивления, если температура болометра установлена посередине сверхпроводящего перехода. Преимущества этого детектора по сравнению с болометром, работающим при комнатных температурах, заключается в том, что у него значительно ниже собственные шумы, связанные с тепловыми флуктуациями. Так, отмечалось уменьшение шума в 100 раз по сравнению с обычными болометрами, так что была достигнута шумовая мощность $10^{-13} \text{ вт/гц}^{1/2}$ с постоянной времени 1,25 сек в области длин волн от 1 мм до 70 мкм. Однако в настоящее время чаще используются болометрические детекторы из тонкой полупроводниковой пленки, работающие при температуре жидкого гелия, поскольку их можно эксплуатировать в широкой температурной области.

Сверхпроводящая проволока или пленка, проводящая ток, близкий к критическому, представляет собой нелинейный элемент ⁴⁹, т. е. ее импеданс зависит от проходящего тока. Сопротивление будет увеличиваться с увеличением тока в силу того, что ток вызывает нагрев материала, или просто в силу того, что увеличение тока приводит к увеличению поля, которое переводит большую часть материала в нормальное состояние. Аналогичным образом нелинейный отклик можно получить с помощью высокочастотного поля, близкого к H_c . Такое поле будет заставлять поток выходить из сверхпроводника, что приведет к изменению самоиндукции ⁵⁰, а также к диссипации некоторого количества энергии. Любой такой нелинейный элемент можно использовать для создания параметрического усилителя ⁵¹.

Несколько авторов успешно изготовили параметрические усилители на микроволновых частотах, поместив кусок сверхпроводника в волновод линии передачи ^{52, 53}. Преимуществом таких усилителей является узкополосность и низкий уровень шумов. Однако, так же как и в случае болометров, обычно в продажу поступают только полупроводниковые устройства (с нелинейным сопротивлением или индуктивностью), некоторые из которых при гелиевых температурах имеют низкий уровень шумов.

Другой нелинейный элемент представляет собой очень тонкие пленки благодаря эффекту «кинетической индуктивности» ^{54, 55}. Кинетическая энергия, связанная с перемещением электронов при прохождении тока, имеет вид

$$\int_V n \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) dV.$$

где интеграл берется по объему проводника, n — концентрация электронов и v — средняя их скорость. Энергия связана с движением электронов подобно тому, как она содержится в магнитном поле. Таким образом, мы можем связать индуктивность с инерцией:

$$\frac{1}{2} L_K I^2 = \int_V n \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) dV. \quad I = nev.$$

так что

$$L_K = (m' n e^2) l/a;$$

здесь L_K — кинетическая индуктивность, m и e — масса и заряд электрона и l и a — длина и площадь поперечного сечения проводника. В случае макроскопических проволок кинетическая индуктивность, которая всегда много меньше обычной «магнитной» индуктивности, никогда не наблюдается. В тонких же пленках, однако, значения a и n можно сделать достаточно малыми, и тогда кинетическая индуктивность станет доминирующей. Тонкая пленка нормального металла имеет такое большое сопро-

тивление, что ее самоиндукцию (индуктанс) наблюдать нельзя. Поскольку сопротивление сверхпроводника равно нулю, его импеданс на постоянном токе полностью определяется кинетической индуктивностью. Кроме того, величина n есть теперь концентрация электронов, участвующих в протекании сверхпроводящего тока. Эта величина n зависит как от температуры, так и от плотности тока. Таким образом, при температуре, очень близкой к T_c , где n приближается к нулю, значение L_k может стать очень большим. Было отмечено, что при использовании этого явления можно получить значительно большие индуктивности и во много меньших объемах, чем любым другим способом⁵⁴, и поэтому его можно использовать при уменьшении размеров контуров. Для пленок, толщина которых меньше глубины проникновения, можно вычислить зависимость n от тока, причем⁵⁶

$$I \propto n(1-n)^{1/2}.$$

Таким образом, можно создать лишнюю сопротивления нелинейную индуктивность и использовать ее для создания параметрического усилителя.

Описанный эффект уже был использован для создания чувствительного магнетометра⁵⁷. Тонкая пленка из сверхпроводящего металла испаряется на диэлектрический цилиндр (например, кварцевый) с целью получения полого проводящего цилиндра. Затем вдоль цилиндра делается прорезь и оставляется перемычка толщиной в несколько микрон для сохранения проводимости. Цилиндр помещается в катушку с высокой добротностью Q , работающую на высокой частоте (обычно 1—30 МГц). Затем катушка возбуждается на ее резонансной частоте с помощью источника тока высокой частоты. Амплитуда сигнала подбирается таким образом, чтобы индуцируемый в цилиндре максимальный ток был равен примерно половине критического тока перемычки.

Если начальное магнитное поле равно нулю (или целому числу квантов потока через цилиндр; см. гл. 4), то через цилиндр будет протекать лишь ток, индуцированный высокой частотой. Однако если затем приложить постоянное магнитное поле, потечет также постоянный ток, стремящийся сохранить первоначальное значение магнитного потока через цилиндр. Таким образом, при одном направлении тока этот ток в течение каждого высокочастотного цикла будет близко подходить к критическому значению. В силу приведенной выше нелинейной связи между I и n это будет означать, что среднее по циклу значение n будет меньше, чем при равном нулю окружающем поле. Поэтому кинетическая индуктивность будет увеличиваться при увеличении окружающего поля. Если взаимодействие между цилиндром и катушкой достаточно сильно, резонансная частота настроенного контура понизится. Это понижение можно зарегистрировать с помощью обычной электронной аппаратуры. Хотя описанная методика и не обладает такой высокой чувствительностью, как устройства, описанные в гл. 4, эту чувствительность можно повысить с помощью увеличения Q и уменьшения размера перемычки. Преимуществом описанной методики является возможность работы при любой температуре ниже T_c . Работая на частоте 5 МГц при $Q = 3500$, можно наблюдать поле около 10^{-8} гс с помощью цилиндра диаметром 1 мм.

4. КВАНТОВАНИЕ ПОТОКА

Как впервые было подчеркнуто Лондоном³², сверхпроводимость в металлах и сверхтекучесть в жидком гелии — это квантовые эффекты большого масштаба, в то время как обычно квантовые закономерности проявляются лишь в микромире. Он пользовался макроскопической

аргументацией, но она была полностью подтверждена в рамках микроскопической теории БКШ⁵⁸. Одно из предсказаний, сделанное Лондоном в сноске к его книге³², заключалось в том, что пронизывающий замкнутую петлю из сверхпроводящей проволоки магнитный поток не может принимать произвольные значения. Он может быть равен лишь целому числу основных единиц h/e . Экспериментально было обнаружено⁵⁹, что эта единица равна $h/2e$. Затем пришли к выводу, что из теории БКШ, где рассматривается спаривание электронов, должна следовать именно такая величина⁶⁰. Грубо говоря, идея теории БКШ заключается в том, что взаимодействие электронов в сверхпроводнике отвечает притяжению, которое приводит к образованию электронных пар. Пара электронов подчиняется статистике Бозе и поэтому может претерпеть бозе-конденсацию с образованием сверхтекучего основного состояния.

Одним из удивительных применений квантования потока является возможность создания области пространства с предельно малым магнитным полем. Если магнитное поле вдоль оси сверхпроводящего цилиндра можно снизить до величины, соответствующей значению, меньшему половины кванта магнитного потока, то при охлаждении цилиндра ниже T_c в присутствии этого поля поток через цилиндр должен обратиться в нуль. Была сделана попытка⁶¹ реализовать такую схему при помощи сжатого «свинцового баллона». Если сжать баллон, то поперечное сечение сверхпроводящей петли можно уменьшить до достаточного малого размера, когда уже легко снизить поле до значения, отвечающего менее чем одному кванту потока через эту площадь. Тогда, если баллон снова «раздуть», можно получить большой рабочий объем с равным нулю полем. Однако пока что в связи с захватом потока в фольге этим методом еще не удалось получить поля более слабые, чем в случае применения обычных способов.

Квантование потока играет также существенную роль в некоторых устройствах, содержащих так называемое «слабое звено». Слабым звеном может быть очень маленький участок сверхпроводника⁶² (типичные размеры пленочных «слабых звеньев» составляют несколько сотен ангстрем в толщину и несколько микрон в ширину), точечный контакт между заостренным куском проволоки и пластиной^{63, 64}, контакты между двумя сверхпроводящими тонкими пленками, разделенными пленкой нормального металла⁶⁵ или «контакты Джозефсона» между двумя сверхпроводящими пленками, разделенными тонкой пленкой диэлектрика⁶⁶. В настоящем разделе нас интересует лишь одно свойство слабых звеньев — то обстоятельство, что критический ток для них мал.

Рассмотрим случай, когда слабое звено расположено в сверхпроводящем кольце таким образом, что площадь сечения проводника, по которому течет ток, много больше в слабом звене, чем повсюду в кольце. Пусть критический ток слабого звена так мал, что он соответствует лишь нескольким квантам магнитного потока в цилиндре. Такая конфигурация составляет существенную часть квантового детектора магнитного потока с «высокочастотным сдвигом». Этот детектор пока является наиболее чувствительным из всех детекторов магнитного поля или потока⁶⁷. Чтобы сделать такой прибор, петля, содержащая слабое звено, объединяется с индуктором параллельного резонансного контура, настроенного в высокочастотной области (1 — 10 МГц). Это достигается с помощью катушки катушки вокруг наружной части «петли» или при введении катушки внутрь петли. Приборы с использованием тонких пленок делаются аналогично описанным выше приборам с использованием кинетической индуктивности⁵⁷. В приборах второго типа используются точечные контакты⁶⁸. Для этой цели в массивном куске ниобия прорезается щель. Затем просверливается отверстие, и заостренный ниобиевый винт ввинчивается в это

отверстие, надавливая на противоположную стенку щели с таким давлением, которое требуется для образования слабого звена.

Высокочастотный сдвиговый ток пропускается через настроенный контур таким образом, что если среднее магнитное поле, возникающее в петле, равно нулю (или соответствует целому числу квантов магнитного потока через петлю), то ток, как функция приложенного переменного потока, будет иметь график в виде сплошной линии, проходящей на рис. 4 через начало координат. Другими словами, высокочастотный сдвиг подается таким образом, что максимальный ток в петле равен как раз критическому току слабого звена. В петле можно захватить целые числа квантов

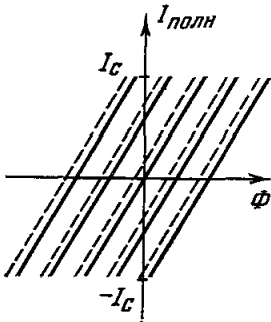


Рис. 4. Ток в полум сверхпроводящем цилиндре как функция приложенного переменного магнитного потока.

Сплошные линии соответствуют среднему потоку, равному нулю или целому числу квантов. Штриховые линии соответствуют дробным числам квантов потока, так что, когда переменное поле равно нулю, в цилиндре течет конечный ток, генерирующий такой поток, чтобы полный поток был равен целому числу квантов.

потока, так что зависимость тока от переменного потока может соответствовать одной из семейства кривых, расположенных на расстоянии Φ_0 друг от друга.

Однако если приложенный постоянный поток отличен от нуля или не равен целому числу квантов магнитного потока, то в петле при равном нулю высокочастотном потоке может течь ток, приводящий к квантованию в петле (тогда зависимость тока от магнитного потока определяется семейством кривых, обозначенных на рис. 4 штриховой линией). Если высокочастотный сдвиг устанавливается, как описано выше, то в одной части высокочастотного цикла критический ток будет превышен, а в другой нет. Превышение критического тока будет приводить к проникновению магнитного потока внутрь петли и к уходу энергии из настроенного контура, что отвечает понижению Q . Если при этом контур непрерывно питается током от высокочастотного источника, то его высокочастотное напряжение должно понизиться. Следовательно, высокочастотное напряжение понижается при повышении постоянного магнитного поля от нулевого значения.

В настоящее время изготовлены работающие на таком принципе приборы, чувствительность которых равна 10^{-10} эс. Чувствительный магнетометр можно, конечно, использовать как вольтметр или амперметр. Чтобы измерять ток, его пропускают через катушку, которая навита вокруг детектора магнитного потока таким образом, чтобы измеряемый поток был пропорционален току. Для измерения напряжения V последовательно включается известное сопротивление R и катушка из сверхпроводящей проволоки. Измеряемое напряжение подается на эту цепь. И опять проходящий ток определяет измеряемый магнитный поток, но теперь ток равен V/R .

5. ТУННЕЛИРОВАНИЕ И ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА

В 1960 г.⁶⁹ впервые наблюдали туннелирование тока из сверхпроводника через изоляционный барьер в другой металл (нормальный или сверхпроводящий). Эти наблюдения были успешно объяснены как туннелирование одиночных электронов. В 1962 г. Джозефсон отметил, что туннелирование между двумя сверхпроводниками может происходить через очень тонкий изоляционный барьер даже при отсутствии напряжения^{70, 71}. Это означает, что в процессе туннелирования сверхпроводящие

электроны остаются в сверхпроводящем спаренном состоянии, и этот небольшой туннельный ток течет без всякого сопротивления. Джозефсон предсказал далее, что при повышении критического тока, который вызывает появление напряжения на контакте, сверхпроводящий ток будет течь по-прежнему, но он будет иметь переменный характер. Под этим понимается следующее: если заставить течь через контакт постоянный ток выше критического, то на нем возникнет переменный ток. Частота $\omega_j/2\pi$ этого переменного тока будет связана с напряжением V на контакте соотношением ^{66, 70-73}

$$\hbar\omega_j = 2eV,$$

где $2e/\hbar = 484 \text{ Гц/мэ} = 4,84 \cdot 10^{14} \text{ гц/э}$.

Значение критического тока является периодической функцией приложенного поля с периодом, соответствующим прохождению через контакт одного кванта магнитного потока ^{71, 74}.

Если напряжение на контакте изменяется во времени, то частота переменного тока Джозефсона будет модулирована по времени. Таким образом, при протекании тока Джозефсона могут генерироваться боковые полосы частот, включая нулевую частоту, если ω_j является гармоникой частоты модуляции. Итак, если к контакту приложить переменное поле с частотой ω при напряжении, определяемом выражением

$$n\hbar\omega = 2eV_n \quad (n \text{ — целое число}),$$

т. е.

$$V_n = n\hbar\omega/2e,$$

то возникает постоянный сверхпроводящий ток, приводящий к ступенчатой вольт-амперной характеристике ^{71, 75}. Таким образом, контакт Джозефсона обладает рядом полезных вольт-амперных характеристик. Кроме того, было обнаружено, что эти характеристики возникают в любых слабых звеньях ^{62, 76}, описанных выше.

Для возникновения ступенчатой вольт-амперной характеристики достаточно очень небольшой мощности. Было, кроме того, обнаружено, что как только мощность достигает такого уровня, что начинают наблюдаться ступени, критический ток Джозефсона резко падает. Таким образом, если источник постоянного тока дает ток, слегка меньший критического, когда нет высокочастотного тока, то при наличии высокочастотных полей на контакте возникает напряжение. Таким образом удавалось детектировать инфракрасные сигналы мощностью всего лишь $5 \cdot 10^{-13} \text{ вт}$ при помощи точечных контактов ⁷⁷. Простота этого устройства очевидна из того, что оно было использовано в микроволновой области для студенческих лабораторных экспериментов ⁷⁸.

Приборы с точечными контактами являются пока лучшими для проведения экспериментов такого типа, поскольку они наиболее сильно связаны с высокочастотным полем. Циммерман и Сильвер ⁷⁹ исследовали очень подробно точечные контакты, и им удалось использовать эти контакты для детектирования небольших мощностей излучения в высокочастотной области от постоянного тока до 300 Мгц ⁸⁰. Это было выполнено с помощью схемы, в которой точечный контакт использовался и как нелинейный элемент токовой цепи, и как осциллятор на частоте Джозефсона. Поместив в катушку контура образец Co^{59} , удалось наблюдать ядерное резонансное поглощение на 218 Мгц с мощностью поглощения всего лишь 10^{-16} вт . Развертка рабочей частоты прибора производится с помощью изменения сдвигового напряжения постоянного тока на слабом звене.

В принципе можно использовать и обратный эффект для непрерывно генерирования микроволн или инфракрасного излучения. Переменный ток Джозефсона должен на достаточно высоких частотах и низких радиочастотах излучать некоторую мощность⁸¹, и ее можно наблюдать^{64, 82}. Трудность получения достаточно большой мощности излучения заключается в том, что малость размера слабых звеньев превращает их в неэффективные антенны. Тем не менее делаются попытки получить необходимую мощность в инфракрасной области, где трудно создать непрерывно перестраиваемые узкополосные источники излучения⁸³.

Измерение частоты переменного тока Джозефсона и создающего его напряжения позволяет найти значение $2e/\hbar$. И наоборот, если задана величина $2e/\hbar$, частота является мерой абсолютного напряжения. Даже если величина $2e/\hbar$ не считается известной, связанное с данной частотой напряжение можно использовать в качестве переносного эталона для сравнения напряжений с большой степенью точности.

В принципе таким способом можно измерять напряжение с такой же точностью, как и частоту.

Значение e/\hbar было измерено с помощью эффекта Джозефсона с точностью до $4 \cdot 10^{-6}$ ⁸⁴. Принятое раньше значение, приводящее к сомнениям в справедливости квантовой электродинамики, оказалось ошибочным примерно на $30 \cdot 10^{-6}$. В результате этого все сомнения отпали. Был проведен эксперимент, в котором сравнивалось напряжение, отвечающее ступеньке тока, когда прибор облучался напряжением заданной частоты со стандартным элементом. Точность эксперимента ограничивалась точностью определения напряжения стандартного элемента.

Естественно встал вопрос о том, совпадает ли значение e/\hbar , определенное таким образом для электронов в сконденсированном состоянии, со значением e/\hbar для свободных электронов в вакууме. По этой причине Кларк⁸⁵ *) сравнил два различных сверхпроводника и показал, что они дают одно и то же значение с точностью до $0,01 \cdot 10^{-6}$. Финнеган и др.⁸⁶ показали, что на двух различных частотах 9,48 и 891 Гц значение e/\hbar , определенное на одном и том же контакте, совпадает с точностью до $2,5 \cdot 10^{-6}$.

Эти наблюдения привели к предположению, что неточность в определении вольта может быть преодолена в результате использования в качестве основы частотного соотношения Джозефсона⁸⁷. По-видимому, точность такого абсолютного или относительного стандарта должна быть ограничена точностью делителей напряжения в используемом для сравнения потенциометре, а не в связи с ограничениями, внутренне присущими эффекту Джозефсона.

Кроме точных измерений напряжения, эффект Джозефсона можно использовать для измерений очень малых напряжений. Из соотношения Джозефсона следует, что

$$V/f = h/2e \sim 2 \cdot 10^{-15} \text{ в/гц},$$

так что можно детектировать $2 \cdot 10^{-15}$ в за 1 сек. Кларк⁸⁸ приблизился к этому значению в пределах порядка величины, применив контакт, состоящий из «бусины» твердого припоя, застывшей на ниобиевой проволоке.

Кемпер⁸⁹ отметил, что напряжение, связанное с тепловым шумом сопротивления, включенного параллельно с контактом Джозефсона, должно модулировать напряжение на контакте по частоте (точно так же, как и любое другое напряжение). Таким образом, ширина линии излучения Джозефсона будет зависеть от температуры омического сопротивления, поскольку его шумовое напряжение равно $(4RkT\Delta f)^{1/2}$. В статье⁸⁹

*) См. УФН, т. 104, 95 (1971). (Прим. перев.)

в явном виде было обнаружено, что ширина линии должна быть равна $8kTR/\Phi^2$. Совместно с Циммерманом и Сильвером⁹⁰ Кемпер подтвердил эту зависимость, используя сопротивления, равные $1,7 \cdot 10^{-10}$ и $2,6 \cdot 10^{-5}$ ом при температуре T между 1,4 и 8 °К. В принципе такое устройство можно использовать как абсолютный термометр. Однако, поскольку при низких температурах, где этот термометр особенно необходим, сигнал уменьшается, его практическое применение будет ограничено.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотя в настоящее время практические применения сверхпроводимости не очень велики, мы указали на большое количество устройств, могущих появиться в будущем. Современное понимание явления сверхпроводимости уже во многом позволяет перевести создание сверхпроводящих устройств в инженерную область. Однако основным препятствием на пути широкого применения сверхпроводимости является отсутствие сверхпроводников с более высокими температурами сверхпроводящего перехода. Эта проблема все еще не решена. Если ее удастся решить, применение сверхпроводимости выйдет далеко за рамки скромного перечня, приведенного в настоящей статье.

7. КНИГИ И ОБЗОРЫ ПО СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

- F. L o n d o n, Superfluids, vol. 1, Dover, New York, 1961.
 D. S c h o e n b e r g, Superconductivity, Cambridge Univ. Press, New York, 1960 (см. перевод: Д. Шенбергер, Сверхпроводимость, М., ИЛ, 1955).
 E. A. L y n t o n, Superconductivity, 3rd ed., Methuen, London, 1969 (см. перевод: Э. Линтон, Сверхпроводимость, изд. 2-е, М., «Мир», 1971).
 D. M. G i n s b e r g, Resource Letter Scy-1 on Superconductivity, Amer. J. Phys. 32, 85 (1964).
 J. M. B l a t t, Theory of Superconductivity, Academic Press, New York, 1964.
 J. R. S c h r i e f f e r, Theory of Superconductivity, W. A. Benjamin, New York, 1964.
 P. G. d e G e n n e s, Superconductivity of Metals and Alloys, W. A. Benjamin, New York, 1962 (см. перевод: П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, М., «Мир», 1968).
 G. R i c k a u z e n, Theory of Superconductivity, J. Wiley, New York, 1965.
 Superconductivity, vols 1—2 (R. D. Parks, ed.), Dekker, New York, 1969.

8. КНИГИ И ОБЗОРЫ ПО ПРИМЕНЕНИЯМ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

- J. W. B r e m e r, Superconducting Devices, McGraw-Hill, New York, 1962.
 V. L. N e w h o u s e, Applied Superconductivity, J. Wiley, New York, 1964.
 W. S. G o r e e, E. A. E d e l s a c k, Superconducting Devices. A Literature Survey. U.S. Office of Naval Research, Washington, D.C., 1967.
 V. L. N e w h o u s e, Superconducting Devices, сборник Superconductivity (R.D. Parks, Ed.), Dekker, New York, 1969, v. 1, p. 1283.
 Proceedings of the Conference on Applied Superconductivity (Gatlinburg, Tenn., 1968), J. Appl. Phys. 40, 1994 (1968).
 Conference on Low Temperatures and Electric Power, Cryogen. 9, 291 (1969).
 R. A. K a m p e r, Cryoelectronics, Cryogen. 9, 20 (1969).
 Symposium on the Physics of Superconducting Devices, University of Virginia, Charlottesville, Va., 1967.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. K a m e r l i n g h - O n n e s, Leiden Commun. 122b; 124c (1911).
2. S. F o n e r, E. J. M c N i f f, B. T. M a t t h i a s, E. C o r e n z w i t, J. Appl. Phys. 40, 2010 (1969).
3. J. G. D a u n t, W. S. G o r e e, Miniature Cryogenic Refrigerators, Stanford Research Institute, Menlo Park, Calif.
4. W. A. L i t t l e, International Conference on the Science of Superconductivity, Stanford University, 1969.
5. E. A. L y n t o n, Superconductivity, 3rd ed., Methuen, London, 1969, ch. 1 (см. перевод: Э. Линтон, Сверхпроводимость, изд. 2-е, М., «Мир», 1971, тл. 1).
6. W. M e i s s n e r, R. O c h s e n f e l d, Naturwiss. 24, 787 (1933).

7. Л. В. Шубников, В. И. Хоткевич, Ю. Д. Шепелев, Ю. Н. Рябинин, ЖЭТФ 7, 221 (1937).
8. В. В. Goodman, Rev. Mod. Phys. 36, 12 (1964); T. G. Berlincourt, ibid. 36, 19 (1964).
9. А. А. Абрикосов, ЖЭТФ 32, 1442 (1957).
10. Л. П. Горьков, ЖЭТФ 37, 1407 (1959).
11. В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 20, 1064 (1950).
12. В. В. Goodman, Phys. Lett. 1, 215 (1962).
13. G. B. Yntema, Proceedings of the Eight International Conference on Low Temperature Physics, Butterworth, London, 1963.
14. P. W. Anderson, Y. B. Kim, Rev. Mod. Phys. 36, 39 (1964).
15. Y. B. Kim, M. J. Stephen, сборник Superconductivity (R. D. Parks, ed.), Dekker, New York, 1969, v. 2, p. 1107.
16. P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. 9, 309 (1962).
17. I. Giaever, IEEE Spec. 3, 117 (Sept. 1966).
18. I. Giaever, Phys. Rev. Lett. 16, 460 (1966).
19. J. E. Kunzler, E. Buehler, F. S. L. Hsu, J. H. Wernick, Phys. Rev. Lett. 6, 89 (1961).
20. J. D. Haliday, H. D. W. Hill, R. E. Richards, J. Sci. Instr. 2, 29 (1969).
21. D. B. Montgomery, R. J. Weggel, M. J. Leupold, S. B. Yodh, R. L. Wright, J. Appl. Phys. 40, 2129 (1969).
22. Report on Conference on Low Temperatures and Electric Power, Cryogen. 9, 291 (1969).
23. A. D. Appleton, Cryogen. 9, 147 (1969).
24. R. J. Rosa, Magnetohydrodynamic Energy Conversion, McGraw-Hill, N.Y., 1968.
25. Cryogen. 9, 223 (1969).
26. Cryogen. 9, 308 (1969).
27. J. File, G. D. Martin, R. G. Mills, J. L. Upham, J. Appl. Phys. 40, 2106 (1969).
28. J. R. Powell, G. R. Danby, Mech. Eng. 89, 30 (1967).
29. H. T. Coffey, F. Chilton, T. W. Barbee, J. Appl. Phys. 40, 2161 (1969).
30. C. A. Guderjahn et al., J. Appl. Phys. 2133 (1969).
31. W. A. Prothero, J. M. Goodkind, Rev. Sci. Instr. 39, 1257 (1968).
32. F. London, Superfluids, v. 1, Dover, New York, 1961.
33. W. M. Fairbank, H. A. Schwettman, Cryogen. Eng. News 2, 46 (1967); H. A. Schwettman, P. B. Wilson, J. W. Meyerhoff, D. Schoenberg, J. Appl. Phys. 40, 2011 (1969).
34. E. C. Rogers, D. R. Edwards, Elec. Rev. 181, 348 (1967); S. H. Minnich, G. B. Fox, Cryogen. 9, 165 (1969).
35. R. P. Reese, C. B. Satterthwaite, Rev. Sci. Instr. 38, 1203 (1967).
36. J. M. Pierce, Symposium on the Physics of Superconducting Devices, Charlottesville, Va., 1967; J. Opfer, Appl. Superconductivity Conference, Catlinburg, Tenn., 1968.
37. D. A. Buck, Proc. IRE 44, 482 (1956).
38. V. L. Newhouse, J. W. Bremer, J. Appl. Phys. 30, 1458 (1959).
39. V. L. Newhouse, см. ¹⁵, ch. 22, p. 1283.
40. J. Matisoo, Proc. IEEE 55, 172 (1967).
41. B. S. Deaver, W. S. Goree, Rev. Sci. Instr. 38, 311 (1967).
42. S. Gygax, Zs. angew. Math. Phys. 12, 289 (1961).
43. V. L. Newhouse, H. H. Edwards, Proc. IEEE 52, 1191 (1964).
44. V. L. Newhouse, J. L. Mundy, R. E. Joynson, W. H. Meiklejohn, Rev. Sci. Instr. 8, 789 (1967).
45. A. K. Johnson, P. M. Chirlian, IEEE Trans. Magnet. 2, 390 (1966).
46. D. H. Martin, D. Bloor, Cryogen. 1, 159 (1961); D. Bloor, T. Dean, G. Jone, D. Martin, P. Mower, C. Perry, Proc. Roy. Soc. (London), A260, 510 (1961).
47. C. L. Bertin, K. Rose, J. Appl. Phys. 39, 2661 (1968).
48. M. K. Maul, M. W. P. Strandberg, J. Appl. Phys. 40, 2822 (1969).
49. A. H. Nethercott, R. J. Von Guffel, Phys. Rev. 131, 576 (1963); J. I. Gitelman, B. Rosenblum, Proc. IEEE 52, 1138 (1964).
50. P. Bura, Appl. Phys. Lett. 8, 155 (1966).
51. W. H. Louisell, Coupled Mode and Parametric Amplifiers, Wiley, New York, 1960.
52. R. V. D'Aiello, S. J. Freedman, Appl. Phys. Lett. 9, 323 (1966).
53. A. S. Clorfeine, Proc. IEEE 53, 388 (1965).
54. W. A. Little, Symposium on the Physics of Superconducting Devices, Charlottesville, Va., 1967.
55. R. Meservey, P. M. Tedrow, J. Appl. Phys. 40, 2028 (1969).
56. J. Bardeen, Rev. Mod. Phys. 34, 667 (1962).

57. J. M. Goodkind, D. L. Stolf, *Rev. Sci. Instr.* **41**, 799 (1970).
 58. J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
 59. B. S. Deaver, W. M. Fairbank, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 43 (1961); R. Doll, M. Nebauer, *ibid.* **7**, 64 (1961).
 60. N. Byers, C. N. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 46 (1961); L. Onsager, *ibid.* **7**, 50 (1961).
 61. W. Hamilton, D. K. Rose, A. Hebard, G. Hess, *Proc. 11th Int. Conf. on Low Temp. Phys.*, St. Andrews, 1968, p. 690.
 62. P. W. Anderson, A. H. Dayem, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 196 (1964).
 63. J. E. Zimmerman, A. H. Silver, *Phys. Rev.* **141**, 367 (1966).
 64. A. H. Dayem, C. C. Grimes, *Appl. Phys. Lett.* **9**, 47 (1966).
 65. J. Clarke, *Proc. Roy. Soc. (London)* **308**, 447 (1969).
 66. P. W. Anderson, *Progress in Low Temperature Physics*, North-Holland, Amsterdam, 1967, v. 5, ch. 1.
 67. J. E. Mercerau, *Applied Superconductivity Conference*, Gatlinburg, Tenn., 1968.
 68. A. H. Silver, J. E. Zimmerman, *Phys. Rev.* **157**, 317 (1967).
 69. I. Giaever, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 147 (1960).
 70. B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
 71. B. D. Josephson, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 216 (1964).
 72. B. D. Josephson, *Adv. Phys.* **14**, 419 (1965).
 73. D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, B. N. Taylor, *Proc. IEEE* **54**, 5670 (1966); *Sci. Amer.* **214**, 30 (1966); R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1965, v. 3, ch. 21 (см. перевод: Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэнд, Фейнмановские лекции по физике, М., «Мир», 1967, т. 9).
 74. J. M. Rowell, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 200 (1963).
 75. S. Shapiro, A. R. Janus, S. Holly, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 223 (1964).
 76. D. E. McCumber, *J. Appl. Phys.* **39**, 3113 (1968).
 77. C. C. Grimes, P. L. Richards, S. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 431 (1966); *J. Appl. Phys.* **39**, 3905 (1968).
 78. P. L. Richards, S. Shapiro, C. C. Grimes, *Amer. J. Phys.* **36**, 690 (1968).
 79. J. E. Zimmerman, A. H. Silver, *J. Appl. Phys.* **39**, 2679 (1968).
 80. A. H. Silver, J. E. Zimmerman, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 142 (1967).
 81. I. Giaever, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 904 (1965); D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, B. N. Taylor, R. E. Eck, *ibid.* **15**, 294, 842 (1965).
 82. J. E. Zimmermann, J. A. Cowan, A. H. Silver, *Appl. Phys. Lett.* **9**, 353 (1966).
 83. T. C. Clarke, *Int. Conf. on the Science of Superconductivity*, Stanford University, 1969; T. C. Clarke and D. R. Tilley, *Phys. Lett.* **28A**, 62 (1967).
 84. W. H. Parker, B. N. Taylor, D. N. Langenberg, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 287 (1967).
 85. J. Clarke, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1566 (1968).
 86. T. F. Finnegan, A. Denenstein, D. N. Langenberg, J. C. McMeenam, D. E. Nevoeller, L. C. Cheng, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 229 (1969).
 87. B. N. Taylor, W. H. Parker, D. N. Langenberg, A. Denenstein, *Metrolog.* **3**, 89 (1967).
 88. J. Clarke, *Phil. Mag.* **13**, 115 (1966).
 89. R. A. Kamper, *Symposium of Physics of Superconducting Devices*, Charlottesville, Va., 1968.
 90. A. H. Silver, J. E. Zimmerman, R. A. Kamper, *Appl. Phys. Lett.* **11**, 209 (1967).
-