

Такой метод получения атомарного водорода с одинаково ориентированными спинами электронов был применен голландскими физиками Сильвера и Валравеном в Амстердаме (1980 г.). Экспериментальные трудности, которые удалось им преодолеть, очень значительны, но о них мы говорить не будем. Теоретически можно ожидать, что такой атомарный водород будет оставаться газообразным вблизи абсолютного нуля, не переходя даже в жидкое состояние. Указанным физикам удалось сохранить газ в атомарном состоянии в течение нескольких часов при предельно низкой температуре в сильном магнитном поле. Атомарный водород оставался газообразным вплоть до 0,08 К — низшей температуры, при которой производились исследования.

§ 62. Понятие о теории сверхпроводимости

1. Прежде чем читать настоящий параграф, необходимо обратиться к § 80 т. III, где были сообщены основные опытные факты о сверхпроводимости и истории открытия этого явления. Здесь будет дано краткое представление о теории сверхпроводимости, в той мере, как это возможно сделать в рамках общего курса физики.

После создания теории сверхтекучести естественно было думать, что сверхпроводимость является сверхтекучестью «электронной жидкости», образованной валентными электронами в металле. Эта правильная мысль встретила, однако, серьезное затруднение. Электроны имеют спин 1/2. На их состояния наложен запрет Паули, а потому они подчиняются статистике Ферми — Дирака, т. е. являются фермионами. Напротив, на атомы ^4He , с которыми имеет дело теория сверхтекучести, запрет Паули не распространяется, поскольку спин этих атомов целочисленный. В отличие от электронов, атомы ^4He подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, т. е. являются бозонами. С этим связано глубокое различие между основными состояниями атомов ^4He и электронов. В частности, для атомов ^4He имеет место бозе-эйнштейновская конденсация, а для электронов, казалось бы, это явление невозможно.

2. Важным моментом на пути преодоления указанной трудности оказалось открытие *изотопического эффекта*, экспериментально обнаруженного в 1950 г. на изотопах ртути и олова. Этот эффект наблюдается у чистых сверхпроводников, имеющих несколько изотопов. Оказалось, что для кристаллических решеток, построенных из различных изотопов одного и того же элемента, выполняется соотношение $T_{\text{k}} \sqrt{M} = C = \text{const}$. Здесь T_{k} — критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние, а M — массовое число атомов, из которых построена кристаллическая решетка. Постоянная C одинакова для всех изотопов эле-

мента, меняясь при переходе от одного элемента к другому. Но масса M определяет частоту колебаний решетки, $\omega \sim \sqrt{1/M}$. Поэтому изотопический эффект заставляет ожидать, что сверхпроводимость обусловлена взаимодействием электронов с колебаниями кристаллической решетки.

На это указывает также то обстоятельство, что сверхпроводимость не обнаружена у чистых металлов с хорошей проводимостью (сюда относятся, например, элементы первой группы периодической системы Li, Na, K, Cu, Ag, Au). Дело в том, что у хороших проводников велика длина свободного пробега электронов, обусловленная их взаимодействием с кристаллической решеткой. Это значит, что взаимодействие электронов с колебаниями решетки слабое. У плохих проводников, наоборот, длина свободного пробега электронов мала, т. е. взаимодействие электронов с колебаниями решетки сильное, а это, согласно ожиданию, как раз и требуется для возникновения сверхпроводимости.

Открытие изотопического эффекта позволило выбрать правильное направление в построении микроскопической теории сверхпроводимости. Начало было положено в 1950 г. Фрёлихом (р. 1905), теоретически предсказавшим изотопический эффект практически одновременно с его экспериментальным обнаружением. После основополагающей работы Купера (р. 1930) последовательная микроскопическая теория сверхпроводимости была создана в 1957 г. Бардином (р. 1908), Купером и Шриффером (р. 1931). По имени авторов она сокращенно называется теорией БКШ. Более совершенный метод в теории сверхпроводимости был разработан Н. Н. Боголюбовым примерно в то же время. Предсказание Купера о спаривании электронов (см. ниже пункт 4) позволило Боголюбову распространить и развить метод, предложенный им ранее в теории сверхтекучести. Другой метод в теории сверхпроводимости был разработан Л. П. Горьковым (р. 1929) и Намбу (р. 1921).

3. Колебания кристаллической решетки, как известно, квантованы и могут рассматриваться как квазичастицы — фононы. Электроны проводимости в металле могут непрерывно обмениваться фононами. Один электрон излучает, а другой поглощает фонон. Эти фононы называются *виртуальными*, так как они существуют в течение короткого времени жизни, а поэтому их энергия не фиксирована, а удовлетворяет принципу неопределенности времени — энергия. Это позволяет не принимать во внимание закон сохранения энергии во время процесса взаимодействия виртуального фона на с электроном. Электрон, излучивший виртуальный фонон, испытывает отдачу, т. е. меняет свой импульс. Импульс другого электрона, поглотившего тот же фонон, также изменяется. Явление происходит так, как если бы между электронами, помимо кулоновского отталкивания, существовало дополнительное притяжение, пропорциональное квадрату расстояния между ними.

нительное взаимодействие. Это дополнительное взаимодействие может проявиться в притяжении или отталкивании электронов.

Следующая классическая аналогия может служить иллюстрацией этого эффекта. Два конькобежца на льду непрерывно перекидывают друг другу мяч. Из-за отдачи между ними возникает отталкивание. Но оно может перейти в притяжение, если мяч заменить буфераном. Для этого конькобежцы должны встать спиной друг к другу и каждый из них должен бросать буферанг в сторону, противоположную своему партнеру. Поведение буферанга, конечно, определяется воздушной средой, в которой он летит. В случае фона роль такой среды играет кристаллическая решетка.

4. В теории металлов, развитой Блохом (см. § 59), состояние электронов характеризуется *одночастичными* волновыми функциями. Это означает, что электроны рассматриваются независимыми. Явление сверхпроводимости не укладывается в эту схему. Благодаря электрон-фононному взаимодействию между электронами существуют корреляции, которые должны быть учтены. В теории БКШ учитываются только *парные корреляции*, что оказалось достаточным по крайней мере для качественного понимания основных свойств сверхпроводников. Силы электрон-фононного притяжения между парой скоррелированных электронов должны превышать силы кулоновского отталкивания, чтобы в целом между электронами действовало притяжение. Принято говорить, что такие спаренные электроны образуют *куперовскую пару* (в честь Купера, предсказавшего явление спаривания в 1956 г.). Куперовские пары являются бозонами — на них запрет Паули не распространяется. Поэтому-то они и могут совершать сверхтекущее движение.

Для выяснения свойств куперовских пар допустим сначала, что металл находится при температуре абсолютного нуля. Кроме того, допустим, что через металл не течет электрический ток. Так как электроны подчиняются принципу Паули, то в каждом квантовом состоянии может находиться не более одного электрона. Поэтому будут заполнены все состояния ниже некоторой определенной энергии \mathcal{E}_F , называемой *энергией Ферми*, а все состояния с большей энергией будут полностью свободны. Энергия \mathcal{E} есть функция импульса: $\mathcal{E} = \mathcal{E}(p)$. В частности, уравнение $\mathcal{E}_F = \mathcal{E}(p)$ определяет в пространстве импульсов некоторую поверхность, называемую *поверхностью Ферми*. Для простоты будем считать металл изотропным. Тогда поверхность Ферми вырождается в сферу $\mathcal{E}_F = p^2/2m$, радиус которой мы обозначим через p_F . Когда температура металла повышается, но остается ниже T_c , электроны начинают выходить за пределы сферы Ферми, заполняя частично энергетически более высокие квантовые состояния. В результате по обе стороны сферы Ферми образуется тонкий слой, ограниченный сферами с радиусами

$p_F - \Delta p/2$ и $p_F + \Delta p/2$, заполненный электронами не полностью, а только частично. Энергии электронов на границах этого слоя вблизи критической температуры T_k отличаются друг от друга на величину порядка kT_k . Легко вычислить, что эта величина примерно в $10^4 - 10^5$ раз меньше средней кинетической энергии, приходящейся на один валентный электрон в металле при фермиевском распределении (см. т. III, § 99).

Допустим теперь, что два электрона, образующие куперовскую пару, с импульсами \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 сталкиваются между собой и переходят в состояние с импульсами \mathbf{p}'_1 и \mathbf{p}'_2 . Ясно, что перед столкновением состояния с импульсами \mathbf{p}'_1 и \mathbf{p}'_2 должны быть вакантными, т. е. находиться в пределах указанного выше тонкого сферического слоя. То же самое относится к исходным векторам \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 . В противном случае после столкновения состояние с импульсами \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 оказалось бы незаполненным, а это было бы невозможно, если бы это состояние лежало в импульсном пространстве, ограниченном внутренней сферой слоя. В силу закона сохранения импульса $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 = \mathcal{P} = \text{const}$, где

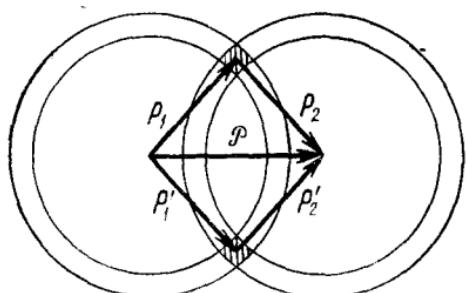


Рис. 118

\mathcal{P} — результирующий импульс обоих электронов, не меняющийся при столкновении. Процесс столкновения изображен на рис. 118. Конец вектора \mathbf{p}_1 и начало вектора \mathbf{p}_2 должны лежать в верхнем заштрихованном четырехугольнике, получающемся в результате пересечения двух сферических слоев со средними радиусами p_1 и p_2 .

Аналогично, в нижнем заштрихованном четырехугольнике должны лежать конец вектора \mathbf{p}'_1 и начало вектора \mathbf{p}'_2 . Ясно, что столкновения будут происходить тем чаще, чем короче вектор \mathcal{P} . Практически будут происходить только такие столкновения, когда оба сферических слоя совпадают, т. е. когда $\mathcal{P} = 0$. Это значит, что должно быть $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$, $\mathbf{p}'_1 = -\mathbf{p}'_2$. Таким образом, в отсутствие тока импульсы электронов, образующих куперовскую пару, равны по величине и противоположны по направлению.

Как уже было сказано выше, при температурах порядка T_k энергия электронов в сферическом слое отличается от энергии Ферми на величину порядка kT_k , так что

$$kT_k \approx \frac{p^2}{2m} - \frac{p_F^2}{2m} \approx \frac{p + p_F}{2m} \Delta p,$$

где $\Delta p = p - p_F$. Таким образом, неопределенность в положении электронов $\Delta x \approx \hbar/\Delta p \approx \hbar p_F/m kT_k$. По порядку величины (при

$T \sim 10$ К) неопределенность Δx обычно составляет 10^{-4} см. Величина Δx характеризует размеры области, в которой локализованы электроны, образующие куперовскую пару, т. е. «пространственные размеры» этой пары. Они, как видим, примерно в 10 000 раз превосходят среднее расстояние между электронами проводимости в металле (порядка 10^{-8} см). Значит, между электронами, связанными в пару, находится очень много других электронов. На этом основании говорят, что состояния электронов в куперовской паре *слабо коррелированы по координатам обычного пространства*. Сама эта корреляция на расстояниях такого порядка не может быть понята с классической точки зрения и является *сугубо квантовым свойством*. Напротив, *по импульсам корреляция сильная*, поскольку $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$.

5. Существование спаривания электронов в сверхпроводнике (при $T < T_c$) было доказано прямыми опытами по *квантованию магнитного потока*. Рассмотрим сверхпроводящее кольцо, по которому циркулирует сверхпроводящий ток. Пусть электроны движутся по окружности радиуса r со скоростью v . Энергия тока представляется выражением $\mathcal{E} = (1/2c)/\Phi$, где I — сила тока, а Φ — магнитный поток через рассматриваемую окружность, создаваемый этим током. Если N — полное число электронов в кольце, а T — период обращения, то $I = Ne/T = Nev/2\pi r$. Таким образом, $\mathcal{E} = Nev\Phi/4\pi rc$. С другой стороны, та же энергия равна $\mathcal{E} = Nmv^2/2$. Приравнивая оба выражения, получим $\Phi = 2\pi r c m v / e$. Если электроны движутся куперовскими парами, то импульс каждой такой пары равен $p = 2mv$, так что $\Phi = \pi r c p / e$. Но импульс куперовской пары может принимать только квантованные значения согласно соотношению $pr = n\hbar = nh/2\pi$, где n — целое число. Следовательно,

$$\Phi = \frac{hc}{2e} n. \quad (62.1)$$

Эта формула выражает *квантование магнитного потока* в сверхпроводниках, причем *квант магнитного потока определяется выражением*

$$\Phi_0 = hc/2e = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2. \quad (62.2)$$

Формула такого вида была получена в 1950 г. Ф. Лондоном (1900—1954) еще до создания теории сверхпроводимости. Однако Лондон получил для Φ_0 вдвое большее значение по сравнению с тем, что дает формула (62.2). Это объясняется тем, что в 1950 г. явление спаривания электронов еще не было известно. Поэтому для импульса Лондон пользовался выражением $p = mv$, а не выражением $p = 2mv$, как делали мы. Опыт показал правильность формул (62.1) и (62.2) и тем самым подтвердил существование явления спаривания электронов. В одном из таких опытов сверхпроводящий ток возбуждался в оловянной трубочке с длиной 1 см и внутренним диаметром $2R = 1,5 \cdot 10^{-3}$ см.

Благодаря малости диаметра при возбуждении всего одного кванта магнитного потока $\Phi_0 = \pi R^2 H$ получается уже макроскопически измеримое магнитное поле $H = 0,117$ Гс, которое слабее магнитного поля Земли примерно всего в 5 раз. Таким образом, квантование магнитного потока в подобных опытах проявляется уже в *макроскопических масштабах*.

В связи с изложенным отметим следующее обстоятельство. Известно, что в сверхпроводящем кольце можно возбудить не затухающий электрический ток. Например, один из опытов такого рода длился 2,5 года, и все же никакого затухания тока обнаружено не было. На первый взгляд в этом нет ничего удивительного, поскольку в сверхпроводнике не выделяется джоулево тепло, а потому и нет затухания. На самом деле вопрос сложнее. Электроны в сверхпроводящем кольце движутся ускоренно и должны излучать, а это должно привести к затуханию тока. Опыт же показывает, что затухания нет. Противоречие устраняется совершенно так же, как и соответствующее противоречие с излучением в классической теории атома. Чтобы не было излучения, Бор ввел *квантовый постулат о стационарных состояниях атома*. Так, и в сверхпроводящем кольце с током излучение не появляется из-за квантования электрического тока. Но это квантование наблюдается уже в макроскопическом масштабе.

6. Электроны в куперовской паре обладают одинаковыми по величине, но противоположными по направлению импульсами. Их спины в принципе могут быть параллельны или антипараллельны. В обоих случаях полный спин куперовской пары получается целым, так что куперовская пара будет бозоном, а не фермионом. Более того, спин куперовской пары будет равен нулю, так как состояние с параллельными спинами электронов неустойчиво. Устойчивым является состояние с антипараллельными спинами электронов, которое и реализуется в действительности. Таким образом, *куперовские пары являются бозонами, а не фермионами*. На них запрет Паули не распространяется. Этим устраняется трудность, о которой говорилось в самом начале этого параграфа. Куперовские пары образуют «жидкость», которая может совершать сверхтекущее движение между ионами кристаллической решетки. Это и есть сверхпроводимость. Остановимся на этом вопросе несколько подробнее.

При $T = 0$ все куперовские пары находятся в основном состоянии с нулевыми импульсами. При $T < T_c$ в основном состоянии будет находиться большинство куперовских пар. Они образуют *связанный коллектив* и, как бозе-частицы, все находятся в *одном и том же квантовом состоянии*. Если разорвать куперовскую пару и удалить из этого коллектива образовавшийся электрон, то возникнет возбужденное состояние, энергия которого выше энергии исходного состояния коллектива. Существен-

но, что эти два состояния отделены одно от другого *энергетической щелью* конечной ширины, в которой нет квантовых состояний системы. Хотя ширина щели и очень мала (при $T = 0$ всего порядка $10^{-3} - 10^{-4}$ эВ), она приводит к качественному изменению поведения всей системы электронов. В самом деле, из-за взаимодействия куперовских пар с колебаниями решетки хотя и происходят разрывы этих пар, но при $T < T_k$ образовавшиеся электроны не могут преодолеть энергетическую щель, так как их энергии недостаточно для этого. Освободившийся электрон «ищет» себе партнера среди других освободившихся электронов, чтобы образовать с ним новую куперовскую пару с нулевыми импульсом и спином. Но такой процесс «смены партнеров» ввиду тождественности электронов не приводит к новому состоянию, т. е. к разрушению коллектива. При $T < T_k$ коллектив ведет себя и движется как целое. Если же $T > T_k$, то электроны, образующиеся при разрыве куперовских пар, преодолевают энергетическую щель и выбывают из коллектива, что приводит к разрушению последнего.

Наличие в энергетическом спектре сверхпроводящего состояния щели конечной ширины и объясняет исчезновение сопротивления электрическому току. В отсутствие электрического тока импульсы всех куперовских пар равны нулю: импульс одного электрона равен $+p$, а другого $-p$. При наложении электрического поля E оба электрона пары получают один и тот же дополнительный импульс p' . Их полные импульсы становятся равными соответственно $p + p'$ и $-p + p'$, а импульс всей пары $2p'$. Связанный коллектив куперовских пар начинает двигаться как целое с определенной скоростью, соответствующей этому значению импульса, в результате чего возникает электрический ток. Пока последний недостаточно силен, связанный коллектив куперовских пар не разрушается из-за наличия энергетической щели, а потому ток не встречает сопротивления. Возникает *токовое состояние* коллектива куперовских пар, причем к моменту установления постоянного тока поле E в сверхпроводнике обращается в нуль. В движущемся коллективе куперовских пар, понятно, продолжают происходить процессы электрон-фононного взаимодействия, обеспечивающие устойчивость токового состояния коллектива куперовских пар. При токах достаточно большой силы коллектив распадается и сверхпроводимость исчезает.

При температуре абсолютного нуля все электроны сверхпроводника связаны в куперовские пары. При повышении температуры число куперовских пар уменьшается. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, с повышением температуры увеличивается вероятность отрыва электрона от куперовской пары и перескока его через щель. Во-вторых, уменьшается число процессов образования пар из-за уменьшения актов обмена фононами между электронами, приводящими к притяжению

между ними. В результате энергетическая щель становится уже, что еще более ускоряет процесс уменьшения числа куперовских пар. При $T = T_c$ ширина щели, а с ней и число куперовских пар сокращаются до нуля. Связанный коллектив таких пар распадается. Вместе с ним исчезает и сверхпроводимость — при $T > T_c$ металл становится нормальным проводником.

7. Родственность явлений сверхпроводимости и сверхтекучести проявляется и в предсказании сверхтекучести ${}^3\text{He}$. Поскольку атомы этого изотопа имеют полуцелый спин, сначала предполагали, что ${}^3\text{He}$ не обладает сверхтекучестью. Лишь после создания теории сверхпроводимости обратили внимание на возможность объединения атомов ${}^3\text{He}$ в пары, аналогичные куперовским. Такие пары, обладая целым спином, являются бозонами, на основании чего была предсказана сверхтекучесть жидкого ${}^3\text{He}$, которая и была обнаружена экспериментально (см. § 61).

8. Теория объясняет и эффект Мейсснера — Оксенфельда (см. т. III, § 80). Как известно, этот эффект состоит в том, что магнитное поле не проникает внутрь массивного сверхпроводника или вытесняется из последнего. Наиболее просто дать объяснение для сверхпроводника цилиндрической формы, предполагая его достаточно длинным, чтобы исключить влияние краевых эффектов. Если магнитное поле параллельно оси цилиндра, то достаточно принять во внимание, что сверхпроводящий ток не встречает сопротивления, даже если он течет по поверхности тела (точнее, вдоль тонкого поверхностного слоя его). Кроме того, надо учесть, что из всех мыслимых состояний сверхпроводника в действительности реализуется состояние наименьшей энергии.

Предположим, что $T < T_c$. Пусть сверхпроводник помещен в постоянное однородное магнитное поле \mathbf{H} . Логически допустимо, что это поле проникнет в сверхпроводник, заполняя весь объем его и оставаясь однородным. В силу граничных условий напряженности магнитного поля \mathbf{H} внутри и вне цилиндра должны быть одинаковыми. Магнитная энергия системы будет равна

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_e + \mathcal{E}_i,$$

где \mathcal{E}_e — магнитная энергия, локализованная вне, а $\mathcal{E}_i = -(1/8\pi)\mu V \mathbf{H}^2$ — внутри цилиндра (V — объем цилиндра, μ — магнитная проницаемость сверхпроводника). Допустим теперь, что по поверхности цилиндра циркулируют круговые токи, создающие внутри цилиндра однородное поле \mathbf{H}_i . Поле, создаваемое ими вне цилиндра, как известно, равно нулю. Поэтому для магнитной энергии можно написать:

$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_e + \frac{\mu}{8\pi} V (\mathbf{H} + \mathbf{H}_i)^2,$$

причем энергия \mathcal{E}_e , локализованная во внешнем пространстве, будет такой же, что и в предыдущем случае. Энергия \mathcal{E}_2 обращается в минимум $\mathcal{E}_{2\min} = \mathcal{E}_e$, когда $\mathbf{H} + \mathbf{H}_i = 0$. Состояние с такой минимальной энергией и должно реализоваться в действительности, а не состояние с энергией \mathcal{E}_1 , так как нет никаких препятствий для тока перераспределяться по объему сверхпроводника. Таким образом, при внесении цилиндра в однородное магнитное поле появляются сверхпроводящие круговые поверхностные токи, уничтожающие магнитное поле в объеме цилиндра. Это и есть эффект Мейсснера — Оксенфельда. Очевидно, он имеет место только при $T < T_k$, так как в противном случае сверхпроводящий поверхностный ток невозможен.

9. В приведенном доказательстве не учтена *поверхностная энергия*, существующая на границе раздела сверхпроводящей фазы с нормальной. Она определяется конечной глубиной проникновения магнитного поля из нормальной в сверхпроводящую фазу, притяжением между электронами куперовских пар, наличием энергетической щели между сверхпроводящей и нормальной фазами и пр. Эта энергия может быть как положительной, так и отрицательной. На это обстоятельство в 1957 г. обратил внимание А. А. Абрикосов (р. 1928), который ввел деление сверхпроводников на *сверхпроводники первого и второго рода*. Для первых поверхность энергия положительна, для вторых отрицательна. К сверхпроводникам первого рода относится большинство чистых металлов, а второго рода — подавляющее число сплавов, а также многие чистые металлы с примесями. В сверхпроводниках первого рода наблюдается эффект Мейсснера — Оксенфельда, в сверхпроводниках второго рода — не всегда. Сверхпроводник второго рода может находиться в *сверхпроводящем и смешанном состояниях*. В сверхпроводящем состоянии имеет место эффект Мейсснера — Оксенфельда, в смешанном — нет.

На рис. 119 кривая $H = H_{k1}(T)$ определяет напряженность критического поля, при которой находятся в равновесии сверхпроводящая и смешанная фазы. Аналогично, кривая $H = H_{k2}(T)$ соответствует равновесию между сверхпроводящей и нормальной фазами. Область температур и магнитных полей, при которых металл находится в сверхпроводящем состоянии, обозначена двойной штриховкой, область смешанного состояния — простой штриховкой, а область

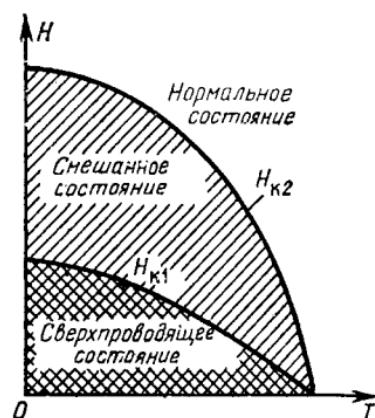


Рис. 119

нормального состояния не заштрихована. Для сверхпроводников первого рода смешанного состояния не существует.

Понятно, что в сверхпроводнике должно реализоваться состояние *минимума* полной энергии, включающей поверхностную. По этой причине и возникает смешанное состояние. В сверхпроводник в смешанном состоянии внешнее магнитное поле проникает через *нити конечного поперечного сечения*. Конечное сечение получается потому, что из области, занятой магнитным полем, происходит его проникновение в окружающее пространство, находящееся в сверхпроводящем состоянии, причем этот процесс характеризуется конечной глубиной проникновения. Тело пронизано нитями, через которые проходят магнитные потоки, а сами нити отделены одна от другой промежутками, сохраняющими сверхпроводимость, если только расстояние между соседними нитями превышает примерно удвоенную глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Существенно, что магнитный поток через поперечное сечение нити *квантуется*. Энергетически выгодно, чтобы через каждую нить проходил один квант магнитного потока. Действительно, рассмотрим две нити радиуса r , через каждую из которых проходит один квант магнитного потока. Суммарный магнитный поток через обе нити равен $2\pi r^2 H$. Пусть обе нити сливаются в одну радиуса R . Тогда тот же магнитный поток будет $\pi R^2 H$. Сравнивая оба выражения, находим $R = r \sqrt{2}$. Поэтому длина окружности поперечного сечения нити, образованной в результате слияния, будет $2\pi R = 2\pi r \sqrt{2}$, тогда как сумма длин окружностей поперечных сечений первоначальных двух нитей больше, так как она равна $2\pi r \cdot 2$. Таким образом, слияние двух нитей *уменьшает боковую поверхность*, по которой нити граничат с окружающим пространством. Это ведет к энергетически невыгодному увеличению поверхностной энергии, поскольку она отрицательна. Итак, через тело проходит магнитное поле, но оно сохраняет сверхпроводимость благодаря наличию сверхпроводящих промежутков между нитями. При усилении магнитного поля число нитей в теле увеличивается, а сверхпроводящие промежутки между ними сокращаются. В конце концов магнитное поле начинает пронизывать все тело, и сверхпроводимость исчезает.

Сверхпроводящие сплавы благодаря высоким значениям критических магнитных полей H_{k2} нашли широкое применение при изготовлении обмоток соленоидов, предназначенных для получения сверхсильных магнитных полей (100 000 Гс и больше).