

**П. Де Жен**

**Сверхпроводимость металлов  
и сплавов**

**Москва  
«Книга по Требованию»**

УДК 621  
ББК 34.4  
П11

П11 **П. Де Жен**  
Сверхпроводимость металлов и сплавов / П. Де Жен – М.: Книга по Требованию, 2012. – 280 с.

**ISBN 978-5-458-28650-3**

Явление сверхпроводимости, открытое свыше 50 лет и нашедшее объяснение около 10 лет назад, получает все более широкое применение. Расширяются также экспериментальные и теоретические исследования сверхпроводящих материалов. Предлагаемая читателям книга французского физика Де Жена в живой и физически ясной форме освещает важнейшие свойства сверхпроводников и современные теоретические представления, лежащие в основе интерпретации наблюдаемых эффектов и расчетов устройств для практических применений. Книга рассчитана на физиков и инженеров, занимающихся экспериментальными исследованиями сверхпроводников, и студентов, приступающих к изучению сверхпроводимости.

**ISBN 978-5-458-28650-3**

© Издание на русском языке, оформление

«YOYO Media», 2012

© Издание на русском языке, оцифровка,

«Книга по Требованию», 2012

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, кляксы, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



## ОТ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Книга известного французского физика-теоретика П. Де Жена представляет собой очень интересное явление. В ее основе лежит курс лекций по теории сверхпроводимости, рассчитанный на физиков, достаточно образованных, но с физикой сверхпроводников не знакомых. Нам кажется, что сейчас это лучшая книга, по которой можно действительно разобраться в самом явлении сверхпроводимости, почувствовать ее реальные проблемы — экспериментальные и теоретические. Книга живо написана, насыщена содержанием, хотя изложение местами отрывочно, а иногда небрежно.

Книга очень конкретна. Сейчас, когда прошло около десятка лет после создания микроскопической теории сверхпроводимости, для многих физиков достаточно знать основные идеи теории и быть уверенными, что с этой теорией все в порядке. С другой стороны, различные физические приложения сверхпроводимости становятся все более и более существенными. Для этих приложений совершенно необязательно пускать в ход весь громоздкий механизм микроскопической теории. Большинство явлений может быть описано на весьма простой основе. По моему мнению, этот момент является самой сильной стороной книги Де Жена. Излагая очень сжато, но в то же время очень понятно и просто основные идеи современной теории сверхпроводимости, автор сумел вместить в небольшую по объему книгу решение огромного количества физических задач.

Отметим, что автор, ссылаясь на те или иные оригинальные работы, часто не приводит библиографических данных. В большинстве случаев это сделано переводчиком. Кроме того, в русском издании добавлен ряд новых ссылок и дано несколько редакционных примечаний. Для русского издания автор любезно прислал краткое предисловие и ряд уточнений и дополнений к тексту. Считаю своим приятным долгом поблагодарить его за это.

Член-корреспондент АН СССР  
Л. П. Горьков



## ПРЕДИСЛОВИЕ

В основе этой книги лежат записи лекций, прочитанных автором в Орсе в период 1962—1963 гг. Этот курс лекций носил вводный характер, и главная цель его состояла в том, чтобы ознакомить экспериментаторов и теоретиков нашей небольшой группы (включая лектора) с основными сведениями о сверхпроводимости и, исходя из этого, начать планирование новых экспериментов.

Вполне возможно (и такой путь нам казался заманчивым) подойти к явлению сверхпроводимости как к новому случаю дальнего порядка и затем из рассмотрения фазы параметра упорядочения вывести сверхтекущие свойства, квантование потока и эффект Джозефсона. Несколько позднее можно было бы получить уравнения Гинзбурга—Ландау и обсудить магнитные свойства сверхпроводников. Наконец, сделав целый ряд конкретных допущений, можно было бы прийти к теории Бардина—Купера—Шраффера и ее применениям.

Однако нам в Орсе хотелось как можно скорее приступить к экспериментам по сверхпроводимости, поэтому мы даже не пытались осуществить вышеуказанный подход. Изложение начинается с элементарного обсуждения магнитных свойств сверхпроводников первого и второго рода. Потом строится микроскопическая теория на основе боголюбовского представления самосогласованного поля; такой подход оказывается достаточно общим, чтобы при рассмотрении охватить интересные ситуации, в которых параметр порядка модулирован в пространстве. Кроме того, этот метод позволяет в какой-то мере сохранить интуитивные представления, основанные на одночастичных волновых функциях. На этой стадии параллельно со свойствами чистых металлов систематически обсуждаются свойства сплавов, и в частности так называемых „грязных“ сплавов. (Последние, несмотря на название, являются зачастую наиболее чистыми системами, с которыми нам удается экспериментировать.)

Ряду вопросов мы сознательно уделили мало внимания. Так, до минимума сведено обсуждение электрон-электронных взаимодействий, поскольку для большинства металлических сверхпроводников (как и для случая ферромагнитных металлов) до настоящего момента не удается строго вычислить значения фундаментальных констант связи. Мы не касаемся также моделей, которые в прошлом оказались весьма полезными, но редко применяются в новых работах; примерами такого рода могут служить теория Гортера—Казимира, ламинарная модель смешанного состояния сверхпроводников второго

рода. Некоторые другие вопросы не обсуждаются потому, что для их рассмотрения требуется более высокий теоретический уровень, чем принятый в наших лекциях; к ним относятся, в частности, эффекты так называемой «сильной связи», вопрос о возбужденных состояниях куперовских пар и эффекты, связанные с разрушением анизотропии параметра порядка в  $k$ -пространстве при внесении примесей.

Книга в ее настоящем виде представляет результат усилий многих лиц, прямо или косвенно участвовавших в ее создании. Обсуждение обобщенного метода самосогласованного поля применительно к ядрам, проводившееся на семинаре, руководимом К. Блохом, явилось исходной точкой при написании гл. V. Короткая заметка П. Андерсона о спин-орбитальных эффектах послужила основой для используемого нами подхода к проблемам, касающимся «грязных» сверхпроводников. Группа в Орсе в составе Ж. Бурже, Г. Дейчера, Е. Гийона, К. Кароли, А. Мартинэ, Ж. Матрикона совместно с нашими друзьями Д. Сент-Джеймсом, Г. Сарма, М. Тинкхамом и П. Пинкусом участвовала в обсуждении и уточнении разделов, в которых затрагиваются последние достижения. Автор хотел бы выразить каждому из них свою глубокую благодарность и особо упомянуть П. Пинкуса, взявшего на себя труд по подготовке американского издания, а также М. Тинкхама, критически прочитавшего окончательный вариант рукописи. Автор надеется, что воодушевление, которое мы испытывали в тот период догадок и споров, в какой-то мере передастся читателю и найдет в нем отклик.

В конце каждой главы приведено очень ограниченное число ссылок на дополнительную литературу. Они не претендуют на полноту и не учитывают вопросов приоритета: например, я всегда рекомендовал студентам не оригинальную статью Бардина, Купера и Шриффера, а лекции Тинкхама, прочитанные в летней школе физики в Лезуш, в которых материал излагается в более доступной форме.

П. Де Жен

Орсе,  
октябрь 1965

### К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Я хотел бы выразить глубокую благодарность А. Русинову, выполнившему перевод книги на русский язык, и редактору русского издания проф. Л. Горькову. Мне кажется, что такие объединенные усилия физиков разных стран являются типичным примером международной солидарности ученых, которую мы должны стремиться всячески развивать и поддерживать.

П. Де Жен

## Глава I

### ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА

#### § 1. НОВЫЙ ТИП КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Возьмем кусок олова и охладим его; при определенной температуре  $T_c = 3,7^\circ\text{K}$  мы обнаружим скачок его теплоемкости (фиг. 1, a). Очевидно, что при более низких температурах ( $T < T_c$ ) олово находится в новом термодинамическом состоянии. Что же произошло?

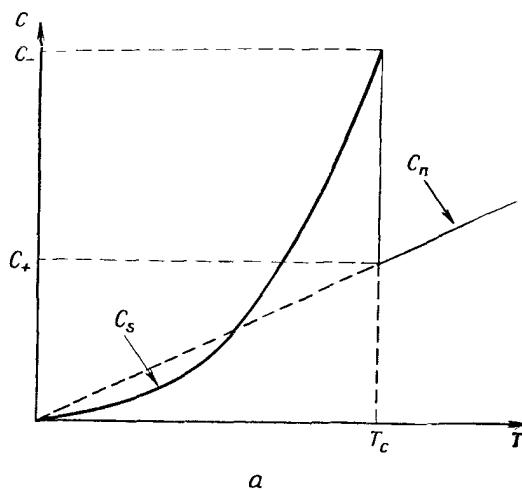
Этот переход *не связан* с изменением кристаллической структуры. Об этом мы знаем из данных рентгеновского анализа. Он также *не имеет* ничего общего с ферро- или антиферромагнитным переходом. (С помощью магнитного рассеяния нейтронов можно убедиться в том, что атомы олова не приобретают магнитного момента.) Поразительной особенностью этого перехода является то обстоятельство, что в новом состоянии электрическое сопротивление олова равно нулю. (Например, наблюдалось, что ток, наведенный в кольце из олова, циркулировал в нем выше года без затухания.) Таким образом, олово в этой новой особой фазе становится, как говорят, сверхпроводником, а незатухающий ток в нем называют сверхпроводящим током.

Сверхпроводниками может быть большое число металлов и сплавов, причем критическая температура  $T_c$  меняется в пределах  $0,1^\circ\text{K} \leq T_c < 18^\circ\text{K}$ <sup>1)</sup>. Недавно было обнаружено, что некоторые сильно легированные полупроводники также являются сверхпроводниками<sup>2)</sup>. Исторически первый сверхпроводник (ртуть) был открыт Камерлинг-ОНнесом [1] в 1911 г.

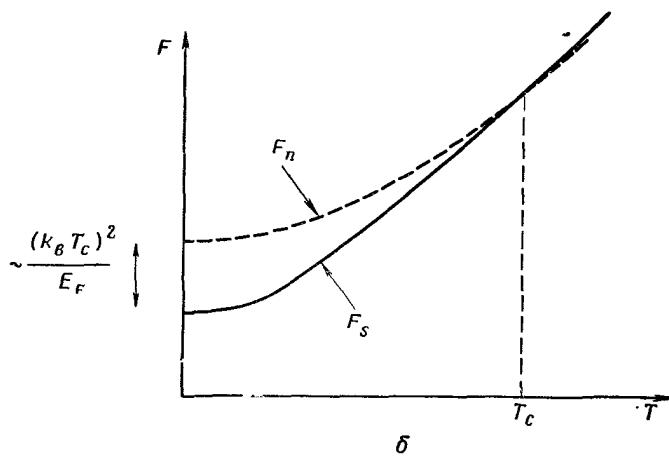
На основе опытных данных по теплоемкости можно вычислить плотность свободной энергии  $F_s$  сверхпроводящей фазы; на фиг. 1, б она представлена сплошной линией. Пунктирная линия изображает соответствующую кривую  $F_n$  нормального металла. Разность  $(F_n - F_s)_{T=0}$  носит название энергии конденсации; в расчете на один электрон она равна по порядку величины  $(k_B T_c)^2/E_F$ , что существенно *меньше* энергии  $k_B T_c$  ( $E_F$  — фермиевская энергия электронов проводимости в нормальном металле). Используя типичные значения  $E_F \sim 1\text{ эв}$  и  $k_B T_c \sim 10^{-3}\text{ эв}$ , находим, что доля проводящих электронов, заметно изменяющих свою энергию в процессе конденсации, весьма мала и составляет величину  $\sim k_B T_c/E_F \sim 10^{-3}$ .

<sup>1)</sup> В соединениях  $\text{Nb}_3\text{Al} + \text{Nb}_3\text{Ge}$  получена наиболее высокая в настоящее время температура перехода, равная  $20,4^\circ\text{K}$  [2]. — *Прим. ред.*

<sup>2)</sup> См. [3, 4]. — *Прим. ред.*



а



б

Ф и г. 1. Поведение термодинамических величин при сверхпроводящем переходе.

а — температурная зависимость электронной теплоемкости сверхпроводника  $C$  (в расчете на один атом) в отсутствие магнитного поля. Выше  $T_c$  (нормальная фаза) теплоемкость линейна,  $C_n \sim k_B^2 T/E_F$ . При низких температурах  $T \ll T_c$  теплоемкость меняется по экспоненциальному

закону  $C_s \sim \exp(-1,76T_c/T)$ ; в точке перехода  $T = T_c$  имеется скачок теплоемкости.

б — температурная зависимость плотности свободной энергии (в расчете на один атом) сверхпроводящей ( $F_s$ ) и нормальной ( $F_n$ ) фаз. Кривые касаются в точке перехода  $T = T_c$ . При  $T = 0$  разность  $F_n - F_s$  имеет порядок  $(k_B T_c)^2/E_F$ .

## § 2. ДИАМАГНЕТИЗМ

### Уравнение Ф. и Г. Лондонов

Распространим теперь начатое выше энергетическое рассмотрение на тот случай, когда в образце имеются сверхпроводящие токи с плотностью  $j_s(r)$  и связанные с ними магнитные поля  $h(r)$ <sup>1)</sup>. Мы увидим, что в пределе, когда все поля, токи и т. д. являются слабыми и медленно изменяются в пространстве, условие минимума свободной энергии приводит к простому соотношению между полями и токами (Ф. Лондон и Г. Лондон [5, 6], 1935 г.).

Для этого рассмотрим чистый металл с параболической зоной проводимости; эффективная масса электронов равна  $m$ . Свободная энергия имеет теперь следующий вид:

$$\mathcal{F} = \int F_s d\mathbf{r} + E_{\text{кин}} + E_{\text{магн}}, \quad (1.1)$$

где  $F_s$  — отнесенная к единице объема энергия электронов в конденсированном состоянии в системе покоя, а  $E_{\text{кин}}$  — кинетическая энергия, связанная с незатухающими токами. Обозначим через  $v(r)$  скорость дрейфа электронов в точке  $r$ . Она связана с плотностью тока  $j_s$  соотношением

$$n_s e v(r) = j_s(r), \quad (1.2)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $n_s$  — число „сверхпроводящих“ электронов в  $1 \text{ см}^3$  вещества. Кинетическую энергию можно записать в следующем простом виде:

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} \int n_s m v^2 d\mathbf{r}, \quad (1.3)$$

где интеграл берется по объему образца. Выражение (1.3) было бы точным в случае однородного течения ( $v = \text{const}$ ); в рассматриваемой задаче оно остается справедливым приближенно при условии, что скорость  $v(r)$  — медленно меняющаяся функция  $r$  (позже мы вернемся к этому ограничению).

Наконец, энергия  $E_{\text{магн}}$ , связанная с магнитным полем  $h(r)$ , определяется соотношением

$$E_{\text{магн}} = \int \frac{h^2}{8\pi} d\mathbf{r}. \quad (1.4)$$

Поле  $h$  связано с плотностью тока  $j_s$  уравнением Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s. \quad (1.5)$$

<sup>1)</sup> Мы используем  $h$  для обозначения локального поля; символ  $H$  сохранен для обозначения термодинамического поля.

Используя (1.3) — (1.5), представим свободную энергию  $\mathcal{F}$  в виде

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \frac{1}{8\pi} \int (h^2 + \lambda_L^2 |\operatorname{rot} h|^2) d\mathbf{r},$$

$$\mathcal{F}_0 = \int F_s d\mathbf{r}, \quad (1.6)$$

где величина  $\lambda_L$ , имеющая размерность длины, определяется следующим образом:

$$\lambda_L = \left( \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} \right)^{1/2} \quad (1.7)$$

(при  $T = 0$  имеем  $n_s = n$ , где  $n$  — полное число электронов проводимости в 1 см<sup>3</sup>). С помощью этого выражения мы можем оценить значение  $\lambda_L$ . Для простых металлов, например Al, Sn и т. п., в которых масса  $m$  близка к массе свободного электрона, находим  $\lambda_L \sim 500$  Å. В переходных металлах и соединениях с узкой  $d$ -зоной масса  $m$  больше, соответственно больше длина  $\lambda_L$  (до 2000 Å).

Будем теперь минимизировать свободную энергию (1.6) относительно распределения поля  $h(\mathbf{r})$ . При изменении поля  $h(\mathbf{r})$  на величину  $\delta h(\mathbf{r})$  энергия  $\mathcal{F}$  меняется на  $\delta\mathcal{F}$ :

$$\delta\mathcal{F} = \frac{1}{4\pi} \int (h \cdot \delta h + \lambda_L^2 \operatorname{rot} h \cdot \operatorname{rot} \delta h) d\mathbf{r} =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int (h + \lambda_L^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} h) \cdot \delta h d\mathbf{r}. \quad (1.8)$$

(Второй член мы проинтегрировали по частям.) Следовательно, конфигурация поля внутри образца, приводящая к минимуму свободной энергии, должна удовлетворять уравнению

$$h + \lambda_L^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} h = 0. \quad (1.9)$$

Уравнение (1.9) впервые было предложено (в несколько иных обозначениях) Ф. Лондоном и Г. Лондоном. Совместно с уравнением Максвелла (1.5) оно позволяет находить распределение полей и токов.

### Эффект Мейсснера

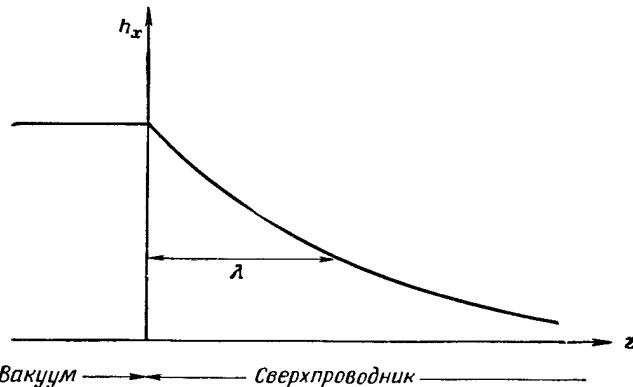
Применим теперь уравнение Лондонов (1.9) к задаче о проникновении магнитного поля  $h$  в сверхпроводник. Выберем простейшую геометрию: поверхность образца совпадает с плоскостью  $xy$ , область  $z < 0$  является пустой (фиг. 2). Тогда поле  $h$  и ток  $j_s$  зависят лишь от  $z$ . Помимо уравнения (1.9), имеют место, как обычно, уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} h = \frac{4\pi}{c} j_s, \quad (1.10)$$

$$\operatorname{div} h = 0. \quad (1.11)$$

Возможны два случая:

1. Поле  $\mathbf{h}$  параллельно оси  $z$ . Тогда уравнение (1.11) дает просто  $\partial h / \partial z = 0$ , т. е. поле  $\mathbf{h}$  постоянно в пространстве. Поэтому, как следует из уравнения (1.10),  $\text{rot } \mathbf{h} = 0$  и  $\mathbf{j}_s = 0$ . Подставляя этот результат в уравнение (1.9), находим, что  $\mathbf{h} = 0$ , т. е. поле не может быть нормально к поверхности образца.



Фиг. 2. Проникновение слабого магнитного поля в сверхпроводник ( $\lambda$  — глубина проникновения поля).

На расстояниях, в несколько раз превышающих глубину проникновения  $\lambda$ , поле становится пренебрежимо малым. В тех случаях, когда справедливо лондоновское уравнение (1.9), поле изменяется экспоненциально [ $h = h_0 \exp(-z/\lambda_L)$ ].

2. Поле  $\mathbf{h}$  тангенциально (и направлено вдоль оси  $x$ ). В этом случае уравнение (1.11) удовлетворяется автоматически, а из уравнения (1.10) следует, что ток  $\mathbf{j}_s$  направлен вдоль оси  $y$

$$\frac{dh}{dz} = \frac{4\pi}{c} j_s. \quad (1.12)$$

Наконец, уравнение (1.9) дает

$$\frac{dj_s}{dz} = \frac{n_s e^2}{mc} h, \quad (1.13)$$

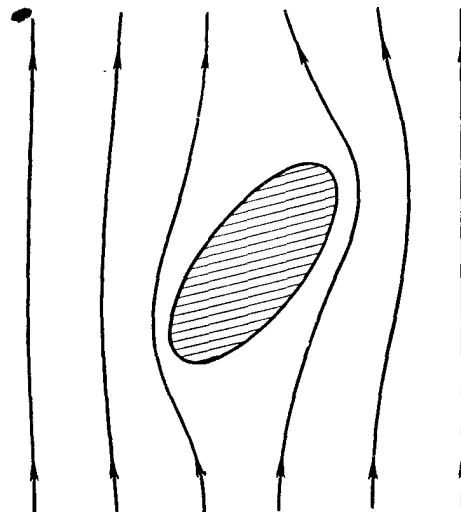
$$\frac{d^2 h}{dz^2} = \frac{h}{\lambda_L^2}, \quad \lambda_L^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}. \quad (1.14)$$

Решение, конечное внутри сверхпроводника, является экспоненциально убывающим:

$$h(z) = h(0) e^{-z/\lambda_L}, \quad (1.15)$$

т. е. *внутрь образца поле проникает лишь на глубину  $\lambda_L$ .* Этот результат, полученный для полупространства, легко обобщить на случай макроскопического образца произвольной формы. Как мы уже

видели, „глубина проникновения“  $\lambda_L$  мала, поэтому для любой геометрии *слабое* магнитное поле практически совсем не проникает в макроскопический образец<sup>1)</sup> (т. е. образец, размеры которого велики по сравнению с глубиной проникновения). Силовые линии вытесняются образцом, как это показано на фиг. 3.



Фиг. 3. Выталкивание магнитных силовых линий макроскопическим сверхпроводником (т. е. сверхпроводником, размеры которого значительно превышают глубину проникновения).

В не слишком сильных полях сверхпроводник выталкивает силовые линии полностью (эффект Мейсснера).

*В равновесии сверхпроводник находится в состоянии, в котором сумма кинетической и магнитной энергий минимальна; для макроскопических образцов это состояние отвечает полному выталкиванию наружу магнитного потока.*

Выталкивание силовых линий было обнаружено в 1933 г. в опытах Мейсснера и Оксенфельда [7]. Эти результаты особенно важны тем, что была доказана истинная равновесность достигнутого состояния.

Относительно приведенного вывода необходимо сделать три замечания:

1. Предположив существование незатухающих токов в термодинамически равновесном состоянии, мы пришли к заключению о наличии у сверхпроводников диамагнитных свойств. Более привычным, однако, является обратный ход рассуждений, когда в качестве от-

<sup>1)</sup> В более сильном поле этот результат может оказаться полностью или частично неверным.