

ставить как градиент некоторого многозначного скаляра, мы компенсируем «приспособлением» собственной функции. В этом случае $A = \text{grad } \chi$, и правильно «приспособленная» собственная функция имеет вид

$$\psi = \psi_0 e^{-\frac{2\pi i}{h} \frac{e}{c} \chi},$$

где ψ_0 — собственная функция электронного кольца в отсутствии потока. Можно непосредственно убедиться, что такое ψ является точным решением волнового уравнения, включающего физически нереальный вектор-потенциал $A = \text{grad } \chi$, и что ток, получающийся вследствие уравнения (10), при таком ψ исчезает, если тока не дает само ψ_0 .

Предположим теперь, что магнитный поток незначительно проникает внутрь кольца, причем, однако, он настолько слаб, что нигде не превосходит критического значения. Тогда вектор-потенциал можно написать в такой форме:

$$A = \text{grad } \chi + A_1.$$

Но член A_1 представляет собой только слабое добавочное поле, которое весьма незначительно возмущает собственную функцию, как мы это предполагали и в общем случае слабых магнитных полей. Поэтому только оно и дает ток в (10)

$$J = -\frac{e^2}{mc} \sum \psi \psi^* A_1 = \frac{1}{\Lambda c} (\text{grad } \chi - A).$$

Это в точности совпадает с нашим основным соотношением для кольца (9). Таким образом незатухающие токи в кольце на самом деле следует рассматривать как диамагнитный эффект, стабилизирующий сам себя.

Итак, будущее обоснование этой теории, исходящее из рассмотрения электронов в металле, должно, повидимому, пытаться объяснить весьма простое положение вещей, а именно, что когда создается или поддерживается ток сверхпроводимости, то не происходит практически ничего, во всяком случае никаких изменений не претерпевают волновые функции сверхпроводящего состояния. Точнее говоря, достаточно было бы показать, что волновая функция в этом состоянии под действием магнитного поля претерпевает возмущение, пропорциональное лишь высшим степеням H . Для волнового описания материи весьма характерно, что волны не выражают непосредственно движения частицы в присутствии магнитных полей. Де-броглевское волновое число определяет суммарный импульс p , который в случае магнитного поля складывается из «кинетического» импульса mv и «потенциального» импульса $\frac{e}{c} A$. Если в вырожденном электронном газе первый из них равен нулю и вследствие наличия взаимодействия, которое еще предстоит объяснить, остается равным нулю и в присутствии магнитного поля, то ток пропорционален взятому с обратным знаком потенциальному импульсу, и наши уравнения справедливы.

ОПЫТЫ ПО СВЕРХПРОВОДИМОСТИ, ПРОИЗВЕДЕННЫЕ В ОКСФОРДЕ

К. Мендельсон

Опыты, производившиеся в Оксфорде, относились главным образом к изучению магнитной индукции, а также энергии различных веществ, находящихся в сверхпроводящем состоянии. По наблюдениям Мейснера и Оксенфельда²⁸ в оловянном цилиндре, охлаждаемом в маг-

нитном поле, индукция исчезает при переходе критического для сверхпроводимости значения. Гортер²⁹ термодинамически исследовал предположение о том, что обращение индукции в нуль отличает сверхпроводящее состояние от нормального. Необходимо, однако, подчеркнуть, что совпадение равенства нулю сопротивления R и магнитной индукции B должно восприниматься как чисто эмпирический факт, который нельзя, вообще говоря, вывести из электродинамического рассмотрения.

Поэтому представляется желательным прежде всего выяснить, действительно ли для всех веществ, находящихся в сверхпроводящем состоянии, характерно, что $B=0$, и действительно ли существует тот тепловой эффект, который следует ожидать согласно исследованиям Гортера.

Изменение индукции

На рис. 3 изображена типичная критическая кривая для сверхпроводника, которая в случае, если $B=0$, указывает разность значений свободной энергии в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

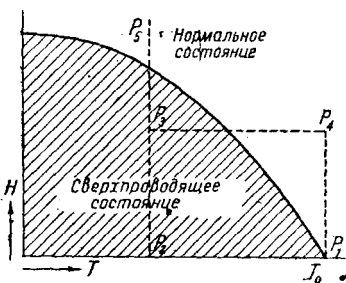


Рис. 3.

Сначала изменение индукции исследовалось на сплошном и полых телах сферической формы, причем применялись два различных метода³⁰. Согласно одному из них критическая кривая пересекалась при неизменном поле, но изменялась температура ($p_1 \rightarrow p_3 \rightarrow p_4$), согласно другому температура оставалась неизменной, но менялось поле ($p_2 \rightarrow p_5 \rightarrow p_2$). Во всех случаях оказалось, что при пересечении критической кривой в направлении от нормального состояния к сверхпроводящему в любой ее точке, кроме T_0 , индукция убывает, однако не обращается в нуль. Так например, когда мы охлаждаем шар в отсутствии поля ($p_1 \rightarrow p_2$), а затем накладываем поле при постоянной температуре ($p_2 \rightarrow p_3$), то индукция в исследуемом теле равна нулю, пока мы не перейдем критического значения. Это можно чисто электродинамически предсказать для такого специального случая, исходя из условия $R=0$. При дальнейшем увеличении поля ($p_3 \rightarrow p_5$) шар переходит в нормальное состояние, и индукция в нем становится нормальной.

Однако, если затем опять уменьшить поле, то индукция не возвращается к значению нуль, но некоторая часть магнитного потока «замораживается» внутри. Эта часть значительно больше для полого шара, чем для сплошного. Поскольку из этих опытов следует, что обратимость изменений индукции обуславливается геометрической формой образца, во всех последующих опытах исследования производились лишь на телах продолговатой формы, помещенных в продольное магнитное поле.

Поведение индукции было исследовано в сверхпроводящих ртути, олове, свинце, тантале и различных сплавах (SnBi , SnCd , PbBi , PbTl)³¹. Единственным веществом, в котором изменения происходят совершенно обратимо, является ртуть. В монокристалле олова, в поликристаллическом олове и свинце «замораживалось» от 6 до 15% всего потока, пронизывающего исследуемое тело в критической точке ($p_2 \rightarrow p_5 \rightarrow p_3$); доля потока, замораживаемого в тантале, значительно больше и различна в различных образцах. Во всех сплавах весь проникающий в них поток замораживается полностью. Однако в некоторых сплавах встречается проникновение линий сил и тогда, когда они находятся ниже критической кривой³². Так как эти опыты указы-

вали на зависимость количества «замороженного» потока в основном от чистоты образца, было предпринято исследование свинца, содержащего примесь висмута в количестве 1, 4 и 10%. Действительно, опыты показали, что «замораживание» усиливается с возрастанием примеси второй компоненты.

Этот факт зависимости относительной величины остаточного потока от загрязнений вещества имеет, повидимому, глубокое значение. Вспомним, что сплавы обычно имеют гораздо более высокие критические значения, чем чистые сверхпроводники. Но ведь это значит, что те области исследуемого образца, в которых загрязнения или намеренно добавленные включения второй компоненты образуют сплавы, быстрее перейдут в сверхпроводящее состояние, чем остальные его участки. Эти области с высокими критическими значениями могут образовать «кольца», которые и ответственны за «замораживание». В сплавах, содержащих вторую компоненту в значительном количестве, эти «кольца образуют охватывающую все вещество «глубку» областей с высоким критическим значением. Благодаря ей все проникающие в образец линии сил будут пойманы незатухающими токами. Поскольку во многих металлах загрязнения располагаются главным образом на граничных поверхностях кристалликов, весьма возможно, что число замороженных линий сил обуславливается как размерами кристаллов, так и тем, насколько при приготовлении исследуемого образца были обеспечены условия «самоочистки», как это имеет место, например, при медленном росте кристалла.

Известно, кроме того, что критическое значение поля для данного вещества меняется также и при деформации кристаллической решетки, создаваемой, например, внешним давлением³³. Поэтому не только загрязнение, но и всякие другие нарушения правильности решетки, имеющиеся в значительном количестве, могут привести к образованию «глубки», состоящей из областей с высокими критическими значениями.

Следующий ряд опытов относился к определению ширины области перехода между сверхпроводящим состоянием и нормальным.

Полученные до сих пор результаты (неопубликованные измерения, проведенные совместно с д-ром Э. Митгэмом), повидимому, показывают, что как ширина области перехода, так и параллелизм понижений индукции и сопротивления в чистых металлах сильно зависят от размеров, формы и положения кристалла, а также от чистоты исследуемого вещества. Однако лишь более точные опыты могут указать, является ли изменение индукции в совершенно чистом монокристалле абсолютно мгновенным.

Мы уже видели, что необратимость магнитных изменений возрастает с увеличением количества примесей в металле, а в сплавах эти изменения совершенно необратимы. Совершенно также изменяется и ширина переходной области. В то время как в загрязненных веществах она представляет собой только уширенную критическую кривую, в сплавах она начинает играть первостепенную роль.

Как указывалось выше, нам в наших опытах пришлось наблюдать, что при всех температурах, лежащих ниже нормальной точки превращения (T_0), линии сил входят внутрь образца сплава, предвзвешенно охлажденного в отсутствии поля, хотя тангенциальная напряженность поля имеет значение, много меньшее соответствующего критического. Это находится в согласии с нашим предположением об образовании губчатых областей высоких критических значений внутри сверхпроводника. Поры такой «глубки» неспособны устоять против магнитного поля, когда заключенное в них вещество переходит в нормальное состояние, потому что индуцированный в дивидуальных порах или кольцах ток вскоре начинает превосходить критическое значение.

Это предположение совсем недавно было проверено и подтверждено опытами со сплавом свинца и висмута³⁴, когда оказалось, что,

увеличивая поле, можно разрушить поры и «наполнить» их магнитным потоком, который замораживается в них при обратном изменении поля на ту же самую величину.

Таким образом, когда производятся опыты со сплавами, следует иметь в виду, что как только образовалась «губка», мы уже не можем ничего узнать об изменениях индукции в ее порах, пока плотность тока не превзойдет критического значения. Это означает, что в отдельных частях сплава могут происходить значительные изменения, проявляющиеся, однако, лишь в создании неоднородности поля внутри пор и не дающие таких изменений индукции всего исследуемого образца в целом, которые можно было бы определить на опыте. Дальнейшие данные относительно всех этих явлений можно получить с помощью калориметрических опытов.

ГИСТЕРЕЗИС

Опыты по исследованию обратимости магнитных изменений, происходящих при превращении сверхпроводящего состояния в нормальное, показали, что, когда имеет место замораживание силовых линий, т. е. когда в результате превращения внутри исследуемого образца остаются несверхпроводящие включения, имеет место значительный магнитный гистерезис. Естественно встает вопрос о связи этого магнитного гистерезиса с тем гистерезисом, который мы наблюдаем в опытах по проводимости, и если такая связь имеется, то является ли магнитный гистерезис единственной причиной, наблюдаемой в опытах по электропроводности. Конечно, размеры сверхпроводящего поперечного сечения проволоки и распределение тока по нему зависят от содержания в проволоке несверхпроводящих областей. Некоторые наблюдения показывают, повидимому³⁵, что гистерезис проводимости появляется только тогда, когда отдельные участки проводника имеют форму, нарушающую поле, и, возможно, вызывают замораживание линий сил.

С другой стороны, очевидно, что гистерезис проводимости встречается главным образом в очень чистых веществах, в которых, по видимому, замораживается лишь малая часть того потока, который они содержат в нормальном состоянии. Некоторые детали наших опытов по изменению индукции дают возможность ожидать при превращениях между нормальным и сверхпроводящим состояниями еще одного нового вида гистерезиса. Мы видели, что ширина переходной области меняется от почти мгновенного скачка для чистых веществ до очень широкой полосы на H , T -диаграмме для сплавов. При уменьшении температуры или поля у сплавов и загрязненных металлов сверхпроводимость будет наступать сначала в областях с большим критическим значением. Эти области образуют ячейки, из которых в дальнейшем и будут разрастаться сверхпроводящие включения по всему образцу. В совершенно же чистых металлах (монокристалл) вследствие однородности вещества таких ячеек быть не может, и мы склонны предполагать, что здесь возможны явления, напоминающие переохладение очень чистой жидкости ниже точки плавления. Такой запаздывающий переход из нормального состояния в сверхпроводящее должен был бы дать явление гистерезиса проводимости. Мы надеемся, что магнитные эксперименты выяснят вопрос о существовании такого переохладения*.

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ОПЫТЫ

Кеезом³⁶, Рутгерс³⁷ и Гортер²⁹ показали, что тепловые и магнитные явления в сверхпроводниках тесно связаны между собой и что

* Произведенные после дискуссии опыты дали явное доказательство существования таких запаздывающих процессов.

различие в теплоемкостях для сверхпроводящего и нормального состояний, а также значение теплоты превращения можно количественно предсказать, если только принять, что в сверхпроводящем состоянии $B = 0$.

Сначала мы исследовали теплоту превращения для перехода между нормальным и сверхпроводящим состояниями, производя адиабатические опыты на олове³⁸. Чрезвычайно тщательное определение теплоты превращения для таллия было выполнено изотермическим методом Кеезомом и Коком³⁹. Эти опыты, подтверждая данные магнитных исследований, показали, что в чистом металле имеет место лишь весьма слабая необратимость.

Если сплавы ведут себя так же, как чистые металлы Sn, Tl, т. е. если и для них равенство нулю индукции сопровождается равенством нулю сопротивления, то в их нормальной точке превращения также должна существовать аномалия теплоемкости. При этом скачок теплоемкости должен быть больше, чем у чистых металлов, поскольку критическая кривая имеет гораздо более крутой наклон, как это наблюдается у некоторых сплавов. Поэтому мы предприняли определение удельной теплоемкости сплава $PbTl_2$, критические значения которого, как известно, очень велики. Тем не менее, измерения не обнаружили никаких признаков скачка такого порядка величины.

Этот результат согласуется с наблюдаемым фактом, что в большей части сверхпроводящей области H , T -диаграммы индукции не равна нулю. Кроме того, он подтверждает наше предположение о наличии «губки», образованной участками с большими критическими значениями, и показывает, что скелет этой губки, если его можно различить при индукции равной нулю может занимать лишь относительно небольшой объем.

Мы уже раньше указывали, что описание сверхпроводящего «состояния» путем приравнивания нулю индукции теряет свое значение, если рассматриваемые сверхпроводящие области достигают атомных размеров или величин, сравнимых с глубиной проникновения магнитного поля в сверхпроводник на граничной поверхности*. Эту глубину проникновения вычисляли Беккер, Геллер и Заутер⁴², а также Ф. Лондон и Г. Лондон⁴³, причем оказалось, что она зависит от числа сверхпроводящих электронов. Если предположить, что это число того же порядка, что и число атомов, то получается величина, равная примерно 10^{-6} см. Таким образом при достаточно тонком остове губки занимаемый ею относительный объем может быть велик.

* Более полное теоретическое рассмотрение поведения малых сверхпроводящих областей см. у Гортера⁴¹.

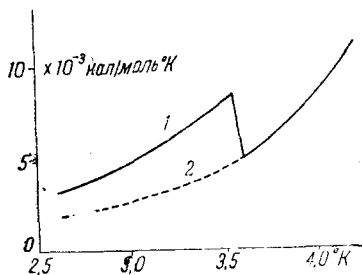


Рис. 4.

Кривая показывает предварительные результаты calorиметрических измерений, произведенных мисс Д. Р. Мур, которые, повидимому, дают прямое подтверждение нашей «губчатой модели». В этих опытах измерялась теплоемкость сплава олова с висмутом, присутствующим в количестве 40%, при наличии замороженного поля и в его отсутствии. Кривая 1 показывает теплоемкость образца, охлаждаемого в отсутствие магнитного поля. Кривая 2 была получена включением сильного поля и выключением его при более низкой температуре. Очевидно, что замороженное поле уничтожает сверхпроводимость в порах губки

Отметим, однако, что для тепловых свойств сверхпроводящих сплавов обе модели предсказывают одинаковые эффекты.

Подытоживая все изложенные опыты, мы склонны считать, что в пределах точности использованных методов гортеровская идеальная модель сверхпроводника с индукцией, равной нулю, осуществляется в случае чистого правильного монокристалла. Дальнейшие опыты должны показать, является ли изменение индукции при помещении во внешнее магнитное поле действительно скачкообразным или же оно растягивается на известный температурный интервал, и, следовательно, является ли высвобождаемая при превращении теплота «скрытой» теплотой, проявляющейся при некоторой определенной температуре, или же мы имеем дело с простой аномалией удельной теплоемкости, которая никогда не становится бесконечной. Разрешение этих вопросов не приведет к значительному изменению гортеровских термодинамических соотношений; однако оно будет весьма существенным для концепции сверхпроводящей и нормальной «фаз». Если превращение происходит не скачкообразно, т. е. если существует некоторое промежуточное состояние, охватывающее на H , T -диаграмме широкую область, как это должно быть вследствие наличия статистических отклонений, то, например, «фазовых» границ не должно существовать. Существование таких «фазовых» границ в случае «идеального» сверхпроводника пока еще исследовано не было.

Истолкование опытных фактов с помощью допущения о существовании двух «фаз» в случае сплавов может играть, повидимому, значительно меньшую роль, чем в случае чистых металлов. Это допущение будет оправдано, если области с высоким критическим значением, т. е. скелет «губки», образуют сверхпроводник, подобный чистому сверхпроводящему металлу, у которого критическая кривая указывает различие свободных энергий в сверхпроводящей и нормальной «фазах». Тогда было бы возможным образование макроскопических сверхпроводящих областей с высоким критическим значением, с теплоемкостью, подчиняющейся формуле Рутгерса, и с магнитными свойствами, сходными со свойствами чистой ртути. Исключение такой возможности в настоящее время было бы, правда, несколько преждевременным; однако нельзя не отметить, что до сих пор никакие опыты не обнаруживали подобного поведения.

Если сверхпроводимость в сильных полях ограничивается областями порядка глубины проникания магнитного поля или даже порядка размеров атомных цепочек, то образование макроскопических областей с «высоким критическим значением» становится принципиально невозможным, и описание с помощью двух «фаз» теряет всякий смысл. С другой стороны, это значит, что скелет губки становится очень тонким, но магнитная индукция в нем не обязательно должна равняться нулю, охватывать же он может значительную часть всего объема сплава. Возможно, наконец, что число сверхпроводящих электронов в сплавах с высоким критическим значением мало, и соответственно этому магнитное поле проникает более чем на 10^{-6} см в глубину. В таком случае сверхпроводящие области, в которых велико критическое значение, и $B \neq 0$ могут при тех же термических свойствах сплава занимать большее пространство. Во всех этих случаях утрачиваются общие характеристики двух разных фаз — «фазовая» граница и разность свободных энергий, определяемая по критической кривой.

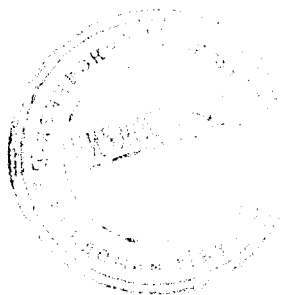
Мы полагаем, что все полученные до сих пор опытные данные относительно загрязненных металлов и сплавов могут быть объяснены с помощью такого представления о неоднородностях и образуемой ими «губке», характеризуемой высоким критическим значением. Такая модель может заменить сделанное Гортером в его недавней теоретической работе допущение *ad hoc* о тонком распределении сверхпроводящих и нормальных областей и тем самым вообще избавляет нас от новых допущений, для которых нельзя придумать никаких разумных

и достаточно простых оснований. Предложенное нами объяснение представляется правдоподобным и потому, что с его помощью мы можем проследить постепенное видоизменение явления с возрастанием неоднородностей и загрязнений, а в некоторых случаях мы получаем и непосредственные указания на существование такого рода «губок»

ЛИТЕРАТУРА

1. W. H. Keesom a. Miss A. P. Keesom, *Physica*, 2, 557, 1935; *Comm. Phys. Lab. Leiden*, N 235 d.
2. W. H. Keesom, *Physica*, 2, 805, 1935; *Comm. Phys. Lab. Leiden*, *Suppl.* N 77 c.
3. W. H. Keesom a. Kok, *Comm. Phys. Lab. Leiden*, N 232 d.
4. Keesom a. Clark, *Physica*, 2, 698, 1935; *Comm. Phys. Lab. Leiden*, N 238 d.
5. Keesom u. Clark, *Physica*, 2, 513, 1935; *Comm. Phys. Lab. Leiden* N 235 e.
6. Keesom u. Vanden Ende, *Comm. Phys. Lab. Leiden*, N 219 b; Keesom u. Kok, *ibid.* NN 221 e, 230 c.
7. Keesom u. Kok, *ibid.* NN 230 e, 232 a.
8. Meissner u. Ochsenfeld, *Naturwiss.*, 21, 787, 1933.
9. Meissner, *Z. Ges. Kalteind.*, II, 125, 1934.
10. Gorter a. Casimir, *Physica* I, 306, 1934.
11. Mendelssohn a. Babbitt, *Nature*, 133, 459, 1934.
12. F. a. H. London, *Proc. Roy. Soc. A* 149, 71, 1935; *Physica*, 2, 341, 1935.
13. R. de L. Kronig, *Proc. Roy. Soc. A* 124, 409, 1929; 133, 255, 1931; *Handb. d. Physik*, 24/2, 312, 1933; см. также Fujioka, *Z. Physik*, 76, 537, 1932; Mott a. Zener, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 30, 262, 1934.
14. Zener, *Nature*, 132, 968, 1933; см. также R. de L. Kronig, *ibid.* 133, 211, 1934.
15. Kronig, *Proc. Roy. Soc.*, A 124, 409, 1929.
16. *Proc. Roy. Soc.*, A 133, 255, 1931.
17. Haas a. Bremmer, *Proc. Acad. Sci. Amst.*, 34, 325, 1931; Bremmer, *Dissert. Leiden* 1934.
18. F. a. H. London, *Proc. Roy. Soc. A* 149, 71, 1935; *Physica*, 2, 341, 1935.
19. R. de L. Kronig, *Z. Physik*, 70, 317, 1931; 75, 191, 1932.
20. *Proc. Roy. Soc.*, A 149, 159, 1935.
21. *Nature*, 135, 763, 1935.
22. Giaque a. McDougall, *Phys. Rev.*, 47, 885, 1935.
23. Simon, *Ergeb. exact. Naturwiss.*, 9, 253, 1930.
24. *Proc. Roy. Soc.*, A 149, 172, 1935.
25. de-Haas a. Wiersma, *Physica*, 2, 81, 1935.
26. F. a. H. London, *Proc. Roy. Soc.*, A 149, 71, 1935; *Physica*, 2, 341, 1935.
27. M. v. Laue, F. a. H. London, *Z. Physik*, 96, 1935.
28. Meissner u. Ochsenfeld, *Naturwiss.*, 21, 787, 1933.
29. Gorter, *Nature*, 132, 931, 1933; Casimir, *Physica*, I, 306, 1934.
30. Mendelssohn a. Babbitt, *Nature*, 133, 459, 1934.
31. Keeley a. Mendelssohn, *Nature*, 135, 30, 1935.
32. См. также de-Haas a. Casimir-Jonker, *Nature*, 135, 30, 1935.
33. Sizoe a. Kamerling-Onnes, *Comm. Phys. Lab. Leiden*, N 180 b.
34. Mendelssohn a. Moore, *Nature* 135, 836, 1935.

- 35. de-Haas. Leipziger Vorträge, 1932.
- 36. Keesom, Rapp. 4-e Com. Phys. Solvay, p. 288, 1924.
- 37. Rutgers, Physica, I, 1055, 1934.
- 38. Mendelssohn a. Moore, Nature, 133, 413, 1934.
- 39. Keesom a. Kok, Physica, I, 503, 1934.
- 40. Mendelssohn a. Moore, Nature, 134, 773, 1934; Proc. Roy. Soc. A 151, 334, 1935.
- 41. Gorter, Physica, 2, 772, 1933.
- 42. Becker, Heller u. Sauter, Z. Physik, 85, 772, 1933.
- 43. F. a. H. London, Pros. Roy. Soc. A 149, 71, 1935.



Отв. редактор Э. В. Шпольский.

Техн. редактор В. Н. Диков.

ОНТИ № 41. Индекс Т-60. Тираж 3 625. Сдано в набор 25/III 1936 г. Подп. в печ. 23/IV 1936 г. Формат бумаги 62 × 94. Уч.-звт. л. 9,65. Бумажи. листов 4¹/₈. Печатных знаков в бумажном листе 101 000. Заказ № 483. Уполном. Главл. № В-39171. Выход в свет май 1936 г.