

сти этого явления. Много поработали советские оптики и над внедрением спектроскопических методов в нашу промышленность. Выросла теория оптических приборов и расчета оптических систем, давшая новую оригинальную базу оптической промышленности.

Большая школа советских физиков много и очень успешно работала в области физики твердого тела. Существенные открытия сделаны в проблеме прочности кристаллов. Глубоко разрабатывалась область физики полупроводников, построены новые типы фотоэлементов. Физика диэлектриков пополнилась открытием нового типа диэлектриков, обладающих чрезвычайно большим значением диэлектрической постоянной.

Богато представлена в советской физике область низких температур. Открыто фундаментальное явление сверхтекучести жидкого гелия и связанного с нею так называемого „второго звука“ в гелии II. Многочисленные работы советских физиков посвящены проблеме сверхпроводимости, в частности, ими разрешен вопрос о природе так называемого промежуточного состояния сверхпроводников.

Наряду с экспериментальной физикой развивалась также и теоретическая физика. Советские теоретики успешно работали во всех областях этой науки — как по общим вопросам, так и по многочисленным применением к исследованию различных физических явлений. Много сделано в области теории ядра, теории фазовых переходов, построена теория сверхтекучести жидкого гелия. Разрабатывались общие вопросы квантовой механики и статистической физики. Большие достижения имеет советская физика в развитии теории колебаний.

Наша страна вступила в фазу перехода от социализма к коммунизму. Это выдвигает большие задачи, в разрешении которых наука и, в частности, физика призваны сыграть выдающуюся роль. Есть все основания надеяться, что советские физики выполняют свой долг перед Родиной.

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ У СВЕРХПРОВОДНИКОВ В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ

А. Мешковский и А. Шальников

Установлено, что области сверхпроводящей и нормальной фаз, на которые разбиваются сверхпроводники в промежуточном состоянии, выходят на поверхность сверхпроводников без предполагавшегося ранее „исчезновения“ областей к поверхности вследствие их ветвления. Предположено, что это явление есть следствие первовесного характера перехода в промежуточное состояние. Наблюденное явление поставлено в связь с эффектами „переохлаждения“ в сверхпроводниках.

### Введение

Как известно, при переходе сверхпроводников из сверхпроводящей фазы в нормальную в присутствии магнитного поля сверхпроводник проходит через так называемое „промежуточное состояние“. Экспериментально это состояние вещества впервые исследовалось де-Гаазом и Гино [1,2]. Эти авторы установили, что промежуточное состояние является макроскопически однородным состоянием, при котором магнитная индукция в веществе меняется от нуля в начале состояния до  $H_k$  в его конце ( $H_k$  — критическое магнитное поле, разрушающее сверхпроводимость). В соответствии с этим образец в промежуточном состоянии должен обладать магнитным моментом, убывающим до нуля к концу перехода, когда образец переходит в нормальную фазу. Значения магнитного момента для всего интервала промежуточного состояния измерялись Шенбергом [3], и его результаты для чистых образцов оказались в согласии с работой де-Гааза и Гино.

Теоретическое описание промежуточного состояния, как макроскопически однородного с переменной магнитной индукцией, было дано Пайерлсом [4], который сделал также первые шаги по применению термодинамики к промежуточному состоянию. При этом полученное им выражение для теплоемкости в промежуточном состоянии хорошо совпало впоследствии с данными Кеезома и ван-Лаара [5], измерявшиими теплоемкость оловянных образцов в промежуточном состоянии. Дальнейшее развитие термодинамики промежуточного состояния получила в работе ван-Лаара [6]:

Эти теоретические и экспериментальные работы, установившие макроскопическую однородность промежуточного состояния, не отвечают, однако, на вопрос о его природе и являются в этом смысле недостаточными. На этот вопрос дает ответ теория промежуточного состояния, созданная Ландау [7,9]. Исходя из термодинамических соображений, Ландау показал, что промежуточное состояние вещества не является новой фазой вещества, а представляет собою смесь сверхпроводящей и нормальной фаз, так что в „промежуточном состоянии“ сверхпроводник должен состоять из участков, каждый из которых находится либо в сверхпроводящем, либо в нормальном состоянии. Обычное, формальное описание промежуточного состояния получается, если рассматривать значения величин, усредненные по этим участкам“ [9].

Первая попытка обнаружения на опыте областей промежуточного состояния была сделана Нахутиным [10], хотя его результаты, на наш

взгляд, носят чисто качественный характер. Строгое экспериментальное доказательство дискретной структуры промежуточного состояния принадлежит Шальникову [1]. Подробное изучение формы и размеров областей сверхпроводящей и нормальной фаз для случая шара было проделано нами в предыдущей работе [12].

Для теории дискретной структуры промежуточного состояния весьма существенным является вопрос о поведении областей сверхпроводящей и нормальной фаз вблизи поверхности образца. Как данные опыта, так и теоретический анализ до последнего времени заставляли предполагать, что области должны каким-то образом "исчезать" к поверхности образца, так что вблизи поверхности вещество должно находиться в некотором однородном "смешанном" состоянии. Однако ни данные опыта, ни теория не могли сделать никаких заключений о свойствах этого гипотетического смешанного состояния, а теоретические предположения Ландау [8, 9] о механизме исчезновения областей к поверхности образца не имели непосредственного экспериментального подтверждения. Настоящая работа ставит себе целью пролить свет на этот вопрос и исследовать поведение областей промежуточного состояния на поверхности образцов.

\* \* \*

Рассмотрим, следуя Ландау [9], два мыслимых случая поведения областей вблизи поверхности образца, если области не "исчезают" к поверхности. На рис. 1 изображены оба эти случая. В первом из них (рис. 1, a) к поверхности образца закругляются нормальные области и ширятся сверхпроводящие, во втором (рис. 1, b) — наоборот. Силовые линии поля проникают, разумеется, только в нормальные области и должны огибать сверхпроводящие области. Однако в первом случае сверхпроводящие области имеют заостренные края (точки A и B), а решений уравнений поля для такой формы областей не существует, так как поле в точках на заостренных краях должно обращаться в бесконечность. Таким образом, первый случай невозможен. Во втором случае силовые линии поля, проникая в нормальные области, должны обогнуть выпуклые участки границ сверхпроводящих областей (CD и EF). Но поле снаружи выпуклой поверхности меньше, чем на самой поверхности, т. е. в данном случае меньше  $H_k$ , поскольку границы между областями удовлетворяют обычному условию  $H = H_k$ . Мы приходим, таким образом, к выводу, что во втором случае участки нормальных областей, близкие к поверхности образца, должны существовать при полях, меньших критического. Но при термодинамическом равновесии между обеими фазами существование нормальной фазы при полях, меньших  $H_k$ , невозможно. Значит, если мы рассматриваем равновесную картину промежуточного состояния, то мы должны отбросить и второй случай.

Таким образом, найти простую форму областей оказывается невозможным. Исходя из этого, Ландау предположил, что "по мере приближения к поверхности образца, на некотором расстоянии от нее, слои делятся каждый на два слоя меньшей толщины. При дальнейшем приближении к поверхности образовавшиеся слои делятся еще раз и т. д. Таким образом, слои ветвятся — формально — неограниченное число раз, так что толщина слоев стремится к уменьшению

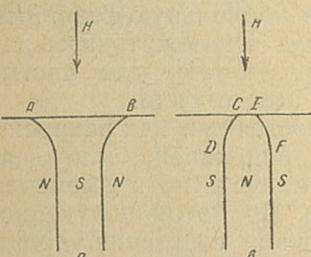


Рис. 1

расстояния до поверхности образца к нулю" [9], пока не потеряет смысл само понятие промежуточного состояния. Поэтому образец в промежуточном состоянии должен вести себя как поверхностью однородный образец, и поле на его поверхности должно быть в точности равно значению, вычисленному из средней величины магнитной индукции в образце.

Хотя экспериментального подтверждения гипотезы Ландау о ветвлении областей и не существует, самый факт поверхностной однородности образцов в промежуточном состоянии, вытекающий из этой гипотезы, неоднократно наблюдался на опыте. Например, в упоминавшихся выше работах де-Гааза и Гино [1, 2] измерялось магнитное поле в некоторых точках на поверхности оловянного шара, помещенного в однородное поле  $\mathbf{H}$ . В среднем, магнитная индукция шара в промежуточном состоянии  $B = 3H - 2H_k$ , как это было показано этими же авторами [1] и подтверждено в более поздних экспериментах [11, 12]. Руководствуясь этим значением магнитной индукции и представлением об однородности промежуточного состояния, можно вычислить, пользуясь граничными условиями электродинамики, поле на поверхности шара в промежуточном состоянии. Оно выражается формулой

$$H_{\text{пов}} = \sqrt{H_k^2 + [(3H - 2H_k)^2 - H_k^2] \sin^2 \vartheta},$$

где  $\vartheta$  — широта параллели. Де-Гааз и Гино, измеряя поле на экваторе и на полюсе шара с помощью висмутовых проволок, уложенных на поверхности шара и менявших известным образом свое сопротивление в магнитном поле, получили данные, которые вполне согласуются с этой формулой для ее частных случаев при  $\vartheta = 0^\circ$  и  $\vartheta = 90^\circ$ . Аналогичный способ был применен позднее Шальниковым в связи с его исследованиями сверхпроводимости полых шаров [13, 14], и результаты его измерений поля на экваторе шара в промежуточном состоянии вполне совпали с данными де-Гааза и Гино. В одной из этих работ [14] Шальников измерил поле и на иных параллелях шара (на 45-й и 60-й), и результаты его измерений также оказались в полном соответствии с приведенной теоретической формулой.

Таким образом, мы должны заключить, что данные эксперимента решительно говорят о поверхностной однородности образцов в промежуточном состоянии, как это и вытекает из теории Ландау. Поле на поверхности действительно удовлетворяет среднему значению индукции в образце, и никаких областей сверхпроводящей и нормальной фаз на поверхности образца заметить не удается, по крайней мере, при том методе исследования поля с помощью висмутовых проволок или лент, который был употреблен де-Гаазом и Гино и Шальниковым.

В предыдущей работе [12] нами были получены, однако, результаты, противоречащие в одном частном случае подобному заключению.

Эти результаты касаются измерения поля в щели между двумя полусферами, плоскости которых расположены перпендикулярно внешнему однородному полю  $\mathbf{H}$ . Впервые подобное измерение было проделано де-Гаазом и Гино [1] с помощью висмутовых проволок, уложенных в различных местах щели, пересекавшей шар  $\varnothing 33$  мм. При этом ими было измерено в щели (ширина 0,3 мм) однородное поле  $B = 3H - 2H_k$ , т. е. была измерена средняя индукция промежуточного состояния. Этот же результат позднее был получен нами аналогичным способом при контрольных экспериментах в связи с другими вопросами и интерпретировался, согласно теории Ландау и экспериментальным данным со сплошными шарами, как обычный эффект исчезновения областей к поверхностям щели вследствие их ветвления.

Однако примененный нами [12] иной метод исследования поля в щели, чем метод де-Гааза и Гино, дал совершенно иные результаты. Именно, нами было показано, что с помощью очень малого подвижного висмутового измерителя поля («микроизмерителя») удается наблюдать резкую неоднородность поля в такой щели между полусферами, при которой обычный висмутовый измеритель («макроизмеритель») показывает вполне однородное поле. Как оказалось, эта неоднородность поля вызвана тем, что области сверхпроводящей и нормальной фаз выходят на плоскости полусфер без предполагавшегося «исчезновения», и вопрос о их наблюдении решается вполне положительно при достаточно тонком эксперименте.

Экспериментальное противоречие между макро- и микрометодами наблюдения поля в щели нами было объяснено как следствие эффекта рассеяния магнитных силовых линий, выходящих в пространство между полусферами из областей нормальной фазы. Это рассеяние приводит к тому, что, хотя поле вследствие выхода областей на поверхность должно быть резко неоднородным непосредственно на плоскостях полусфер, по мере удаления от поверхности эта неоднородность смазывается, так что на достаточном расстоянии от поверхности поле практически становится однородным и удовлетворяющим среднему значению индукции в образце. Этот эффект был нами экспериментально изучен путем измерения поля на различном расстоянии от поверхности с помощью микроизмерителя, чем и было доказано, что макрометод измерения поля давал усредненный результат лишь потому, что был недостаточно чувствителен для обнаружения неоднородности поля в щели и наблюдения областей, выходящих на плоскости полусфер.

Таким образом нами было установлено, что для образца в виде двух отдельных полусфер гипотеза о непременном исчезновении областей промежуточного состояния к поверхности образца (при достаточной ширине щели) не соответствует действительности. По поводу этого явления нами были высказаны два логически возможных предположения. Во-первых, это может быть явлением общего порядка, т. е. выход на поверхность сверхпроводящих и нормальных областей происходит без образования макроскопически однородного «смешанного» состояния, присущего сверхпроводникам любой формы. Во-вторых, это может быть вызвано лишь наличием щели в шаре, т. е. обусловлено нарушением целостности шара.

В настоящей работе мы поставили себе целью решить, какая из двух указанных логических возможностей имеет место в действительности. Для этого мы предприняли исследование поля на поверхности сплошных сверхпроводников в промежуточном состоянии.

### Экспериментальная часть

Нами были исследованы два образца из олова в виде шаров диаметром 30 мм. Шар I — монокристаллический, из олова от Higer (чистота 99,998%), шар II — поликристаллический, из технического олова. Шар I был подготовлен путем выращивания в разборной форме из стеатита по способу, подробно описанному нами ранее [1]. Шар II был отлит в стеклянной форме после обезгаживания и тренировки олова в вакууме, затем обточен на токарном станке и окончательно доведен путем обкатки вручную цилиндрическим резцом.

В основу эксперимента был положен тот же метод подвижного висмутового микроизмерителя поля, как и в предыдущей работе. Микроизмеритель монтировался на ползунке из слоновой кости, размером  $5 \times 10$  мм, показанном на рис. 2. Сторона 1 ползунка, обращенная к шару, представляет собой часть сферической поверхности радиуса 15 мм. На этой стороне по середине ползунка прорезана вдоль него канавка 2, шириной 1 мм, предназначенная для укладки подводящих проводов и монтажа измерителя. Глубина канавки на середине длины ползунка составляет 0,1 мм, т. е. обеспечивает измерение поля на расстоянии  $< 0,1$  мм от поверхности шара. Два канала 3 и 4 служат для крепления в них тяжей к ползунку.

Механизм передвижения ползунка по поверхности шара ясен из рис. 3. Два латунных кольца 1, надетых на шар, являются рельсами, направляющими движение

ползунка. Сечение колец показано на рис. 3, а. Вверх ползунок вытягивается при помощи тяжа 2, проходящего через крышку гелиевого дьюара наружу. Вниз ползунок перемещается под действием тяжести груза 3. Шар зажат между кольцами 4, к которым крепятся ролики 5 и ограничительная трубка для груза 6. Подобное устройство обеспечивает движение измерителя по меридиану между точками A и B, лежащими на экваторе шара. Магнитное поле  $H$ , создаваемое с помощью тех же катушек системы Гельмгольца, как и в предыдущей работе [12], направлено вертикально.

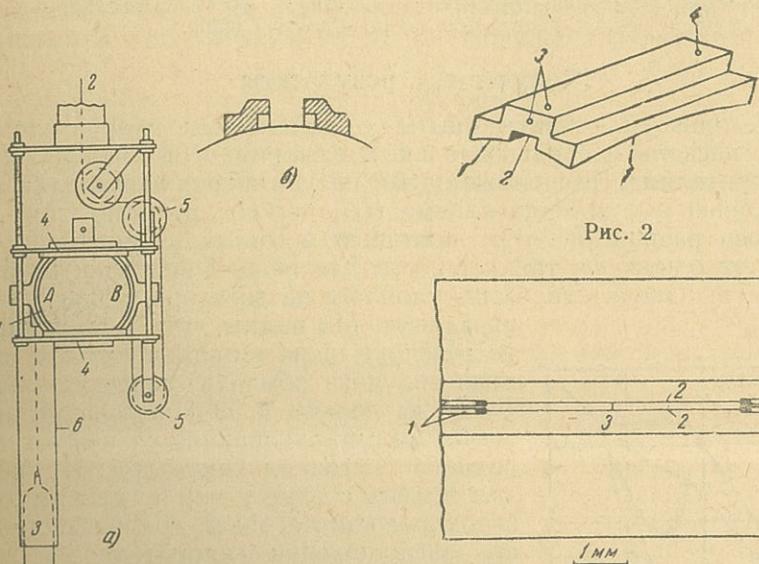


Рис. 3

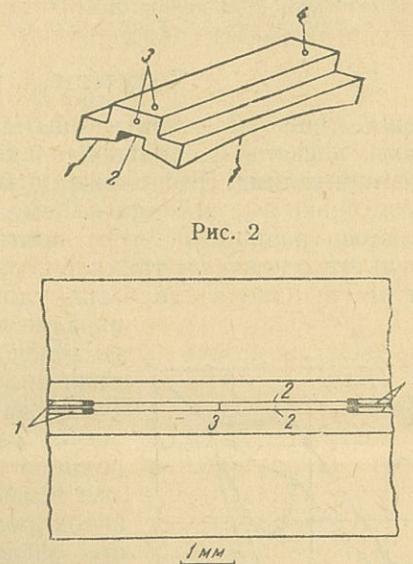


Рис. 4

Приготовление микроизмерителей в виде висмутовых ленточек сечением примерно  $5 \times 10 \mu$  подробно описано нами ранее [12]. Существенному изменению, по сравнению с прежней работой, подвергся способ крепления измерителя к подводящим проводникам. Раньше он осуществлялся путем припайки измерителя к медным лентам, полученным небольшим количеством олова в месте расположения измерителя. Чрезвычайная трудоемкость и ненадежность этого способа заставили нас искать иных методов соединения измерителя с подводящими проводниками. Кроме того, желательно было избавиться от неизбежного до сих пор присутствия оловянного припоя в непосредственной близости от измерителя, так как возможно, что сверхпроводимость припоя могла явиться причиной некоторого искажения поля в объеме, сравнимом с величиною измерителя. Исходя из этих соображений, нами был осуществлен иной способ крепления измерителя.

На рис. 4 изображен монтаж измерителя в канавке ползунка по новому методу. Подводящими проводниками служат медные ленты 1, к которым припаяны платиновые проволочки 2, диаметром 15–20  $\mu$ . Расстояние между проволочками 0,15–0,2 мм. Медные ленты приклеены к ползунку шеллаком. Соединение измерителя 3 с платиновыми проволочками осуществляется следующим способом. В точках пересечения измерителя с проволочками наносится небольшое количество бескислотного паяльного жира, после чего через каждую из проволочек пропускается ток. Сила тока подбирается таким образом, чтобы расплавился конец измерителя, лежащий на проволочке. Как оказалось, расплавленный висмут прилично смачивает платину, образуя с нею после затвердевания более или менее прочный спай. Еще лучшие результаты получаются в том случае, если брать платиновые проволочки, покрытые слоем серебра (3–4  $\mu$ ). Спай висмута с серебром, сделанный аккуратно, обладает уже вполне достаточной прочностью.

Измеритель, с которым получены все основные результаты настоящей работы, имел длину 0,15 мм при сечении  $5 \times 10 \mu$ . Его сопротивление при  $T = 4,2^\circ\text{K}$  составляло  $0,23 \Omega$ .

Чувствительность измерителя к магнитному полю оказалась достаточной при работе с измерительным током в 2–3 мА. Было обнаружено, что изменение сопротивления измерителя в магнитном поле существенным образом зависит от его ориентации по отношению к полю. Это объясняется тем, что при том способе приготовления измерителей, который был употреблен нами, мы получали, очевидно, монокристаллические образцы висмута. Этот хорошо известный эффект не мог быть замечен в предыдущей работе [12], так как при движении в щели ориентация висмутовой ленточки оставалась неизменной. В данном же случае, как это следует из рис. 3, от

начальной до конечной точки пути ленточка поворачивалась на  $180^\circ$ . По счастливой случайности максимум чувствительности данного измерителя оказался на середине пути, т. е. в области полюса, где можно было надеяться получить наиболее отчетливые картины распределения областей, если бы оказалось, что они выходят на поверхность шара.

Как и в предыдущей работе, кривые распределения поля записывались на фотографии, на которую падал световой зайчик от короткоперiodного гальванометра потенциометрической установки. Вращение барабана с фотопленкой осуществлялось синхронно с передвижением измерителя по поверхности шара.

### Полученные результаты

Прежде нежели ставить опыты с подвижным измерителем, мы произвели несколько предварительных экспериментов с неподвижными микроизмерителями, расположеными на различных параллелях шара. С их помощью мы снимали кривые  $H_{\text{пов}} = f(H)$ , подобно тому, как это делалось раньше [1, 2, 12, 14] с помощью обычных макроизмерителей.

Результат одного из таких опытов для шара I приведен на рис. 5. В этом опыте измерители были уложены на экваторе, полюсе и 39-й параллели.

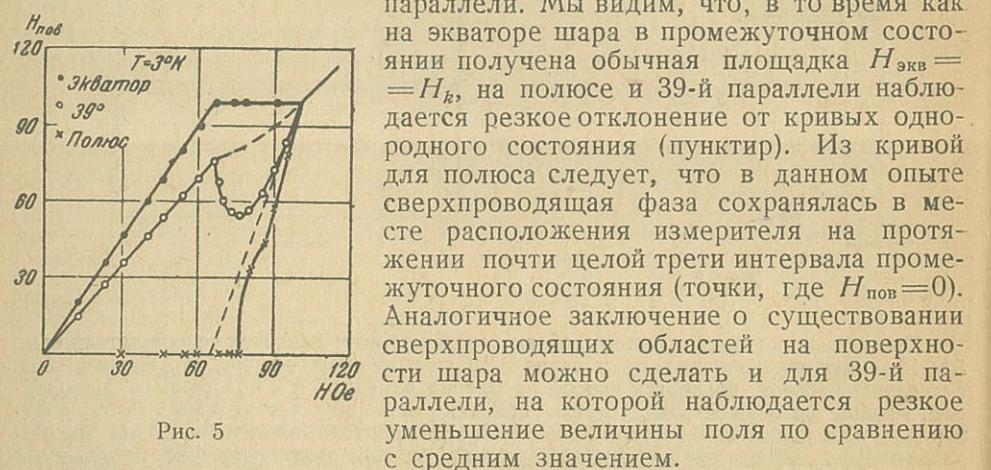


Рис. 5

Мы видим, что в то время как на экваторе шара в промежуточном состоянии получена обычная площадка  $H_{\text{екв}} = H_k$ , на полюсе и 39-й параллели наблюдается резкое отклонение от кривых однородного состояния (пунктир). Из кривой для полюса следует, что в данном опыте сверхпроводящая фаза сохранялась в месте расположения измерителя на протяжении почти целой трети интервала промежуточного состояния (точки, где  $H_{\text{пов}} = 0$ ). Аналогичное заключение о существовании сверхпроводящих областей на поверхности шара можно сделать и для 39-й параллели, на которой наблюдается резкое уменьшение величины поля по сравнению с средним значением.

Любопытно отметить, что результат, близкий к описанному здесь, был получен еще в 1937 г. в работе де-Гааза, мисс Энгелькес и Гино [15], измерявших поле на полюсе шара с помощью висмутовой проволоки длиной 2 мм. При этом ими было наблюдено на полюсе поле, равное нулю, вплоть до значения внешнего поля  $H = 0,71 H_k$ , т. е. на протяжении примерно 1/7 интервала промежуточного состояния. Этот результат, являющийся, по сути дела, первым намеком на существование на поверхности образца сверхпроводящей области, остался, однако, совершенно необъясненным авторами работы и не получил в дальнейших экспериментах никакого развития.

После получения этих результатов мы перешли к опытам с подвижным измерителем. Чтобы убедиться в том, что при движении микроизмерителя его сопротивление не меняется от посторонних причин, мы неоднократно снимали контрольные кривые, когда шар находился в нормальном состоянии. На рис. 6 представлены такие контрольные кривые при  $T = 4,2^\circ \text{K}$ . На этих кривых, как и на всех последующих, ось абсцисс представляет собою спрямленный путь измерителя, т. е. половину дуги большого круга ( $180^\circ$ ); по оси ординат вычерчены отклонения гальванометра, т. е. напряженность поля на поверхности шара в произвольных единицах. Нижняя кривая, снятая при  $H = 0$ , доказывает постоянство сопротивления измерителя при его движении. Остальные кривые, снятые при различных полях, показывают зависимость чувствительности висмута к полю от ориентации. Мы видим, что максимум чувствительности для данного изме-

рителя случайно пришелся на полярную область. Плавность кривых, т. е. отсутствие заметных колебаний, опять-таки свидетельствует о достаточной точности эксперимента.

На рис. 7 представлена серия кривых, снятых в различных точках промежуточного состояния шара I при переходе из нормальной фазы в сверхпроводящую путем уменьшения магнитного поля при постоянной температуре ( $2,97^\circ \text{K}$ ). Кривая I снята, когда шар находился в нормальном состоянии; поле на поверхности шара везде одинаково.

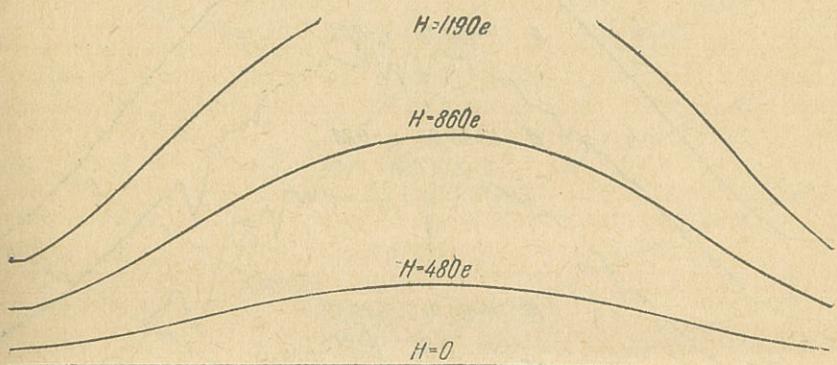


Рис. 6

и равно внешнему. Следующая кривая II снята в точке, весьма близкой к нормальной фазе (доля нормальной фазы  $x_n = 0,94$ ). Если бы области сверхпроводящей и нормальной фаз не выходили на поверхность шара, то мы должны были бы получить, согласно формуле

$$H_{\text{пов}} = \sqrt{H_k^2 + [(3H - 2H_k)^2 - H_k^2] \sin^2 \vartheta} = H_k \sqrt{1 - (1 - x_n^2) \cos^2 \vartheta},$$

кривую, весьма близкую к кривой I. Мы видим, однако, что полученная кривая II удовлетворяет этому требованию лишь в среднем, и на кривой имеются места, где величина поля значительно уменьшается. Здесь и локализованы сверхпроводящие включения, появившиеся в шаре в промежуточном состоянии и выходящие на поверхность. На последующих кривых эти включения растут в числе и размерах по мере того, как уменьшается внешнее поле, т. е. по мере приближения к сверхпроводящему состоянию ( $x_n \rightarrow 0$ ). Эти кривые весьма похожи на кривые, полученные нами в предыдущей работе [12] при изучении топографии областей в широких щелях. Далее, из кривой VII следует, что в этой точке промежуточного состояния удается наблюдать на шаре сверхпроводящие области шириной даже в несколько миллиметров (например, участки AB, CD, EF). Следующие кривые, IX и X, относятся полностью к сверхпроводящему состоянию, где теоретически  $x_n = 0$ . Мы видим, однако, что в шаре остались включения нормальной фазы, что соответствует некоторому "переохлажденному" состоянию шара. Об этом явлении подробнее будет сказано далее.

Заметим, что в сверхпроводящем состоянии эффект ориентации для висмута не сказывается — кривые принимают нормальную форму. Это объясняется тем, что поле на поверхности сверхпроводящего шара тангенциально во всех точках поверхности, так что измеритель при своем движении по меридиану оказывается все время одинаково ориентированным по отношению к полю. Так как градуировка измерителя при этой ориентации нам была известна, то мы имели возможность переводить отклонения гальванометра на кривых сверхпроводя-

щего состояния в значения напряженности поля. Результаты оказались вполне совпадающими с распределением поля на поверхности сверхпроводящего шара, высчитанным по формуле  $H_{\text{до}} = \frac{3}{2} H \cos \theta$ .

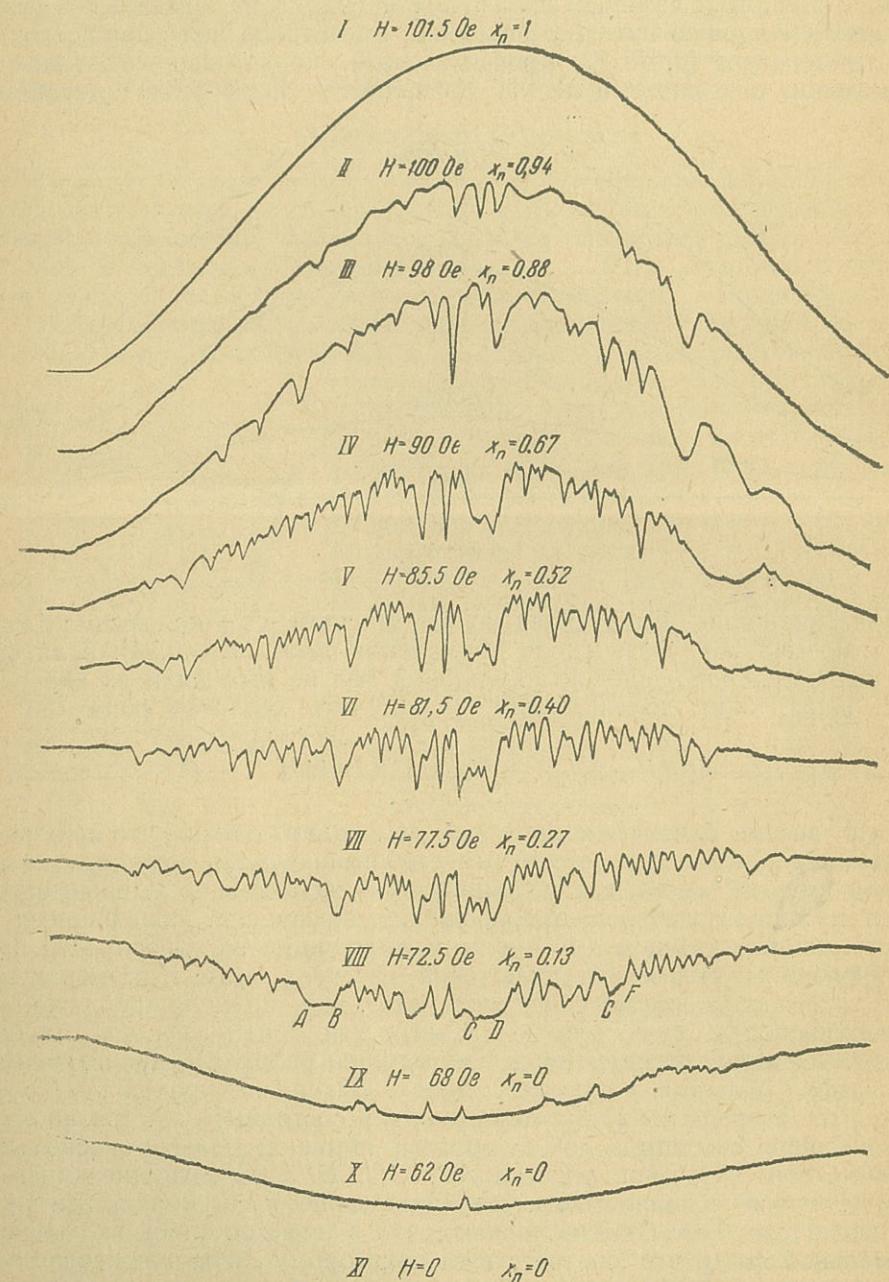


Рис. 7

Переход шара из нормальной фазы в сверхпроводящую через область промежуточного состояния мы осуществляли также путем понижения температуры в постоянном магнитном поле. На рис. 8 представлена часть кривых этого перехода ( $H=100$  эрст.). Мы видим, что в этом случае поле на поверхности шара резко неоднородно.

На кривых III и IV мы опять наблюдаем наличие переохлажденных включений нормальной фазы.

В целях контроля эксперимента мы иногда снимали одну и ту же картину по два раза и всегда получали превосходное совпадение

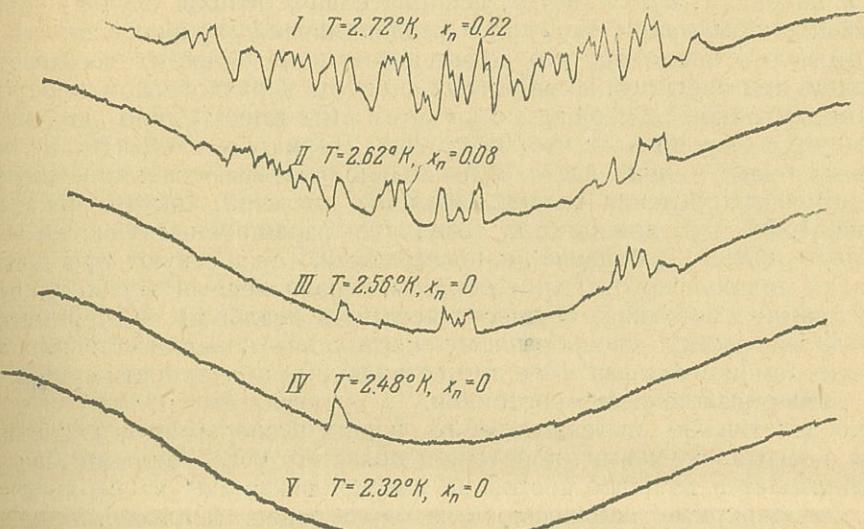


Рис. 8

кривых. На рис. 9 показаны две подобные кривые, снятые через 20 мин. одна после другой.

Результаты для шара II по своему характеру ничем не отличаются от результатов для шара I. Полученные кривые мы для краткости опускаем.

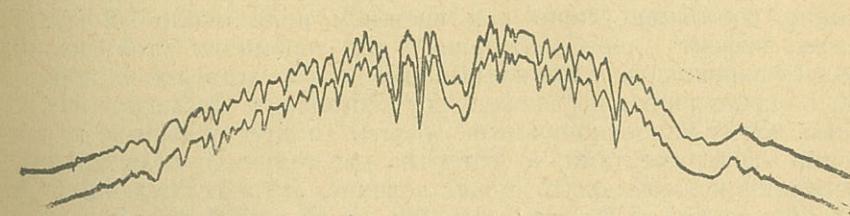


Рис. 9

### Обсуждение результатов

Таким образом, полученные результаты не оставляют никаких сомнений в том, что из двух логических возможностей, о которых говорилось выше, в действительности имеет место первая. Выход областей промежуточного состояния на плоскости полусфер, наблюдавшийся в предыдущей работе [12], является не вторичным явлением, вызванным нарушением целостности шара, а частным случаем общего явления, присущего промежуточному состоянию сверхпроводников. Это общее явление, установленное в настоящей работе, заключается в том, что области промежуточного состояния выходят на поверхность образцов без предполагавшегося теорией „исчезновения“ областей к поверхности вследствие их ветвления.

Но если имеет место это общее явление выхода областей на поверхность, то мы должны сделать выбор из двух мыслимых случаев

поведения областей вблизи поверхности образца, которые были рассмотрены нами в соответствии с работой Ландау [9] в начале статьи. Первый из рассмотренных случаев безусловно невозможен вследствие бесконечного возрастания напряженности поля на заострениях (точки *A* и *B* на рис. 1, *a*). Остается, следовательно, второй случай, невозможный, как было показано, при термодинамическом равновесии между фазами вследствие того, что поле в нормальных областях оказывается меньшим критического. Повидимому, при том неравновесном переходе в промежуточное состояние, с которым мы имеем дело на опыте, реализуется именно этот второй случай. Нормальные области не ветвятся на более мелкие части, а несколько расширяются к поверхности вследствие закругления сверхпроводящих областей, как это показано на рис. 1, *b*<sup>1</sup>. Это приводит к тому, что расширенные участки нормальных областей, близкие к поверхности, существуют при полях, меньших критического. Таким образом, неравновесный переход в промежуточное состояние, осуществляемый в реальном эксперименте, приводит к такому своеобразному состоянию поверхности образца, при котором нормальная фаза вещества вблизи поверхности существует в „переохлажденном“ состоянии.

Это заключение, вытекающее из наших экспериментов в соответствии с двумя случаями поведения областей, разобранными Ландау, подтверждается тем, что состояние „переохлаждения“ в сверхпроводниках неоднократно наблюдалось на опыте ранее. Например, Мендельсон и Понтиус [16] измеряли магнитную индукцию в цилиндрическом образце из очень чистого олова при переходах образца из сверхпроводящего состояния в нормальное, и обратно. При обратном переходе ими наблюдалась магнитная индукция при температурах, значительно меньших  $T_k$ , что свидетельствовало о наличии в образце включений „переохлажденной“ нормальной фазы. Далее, Шенберг [17], измеряя магнитный момент шара из алюминия, обнаружил, что при переходе шара из нормального состояния в сверхпроводящее его магнитный момент равен нулю на всем интервале промежуточного состояния и внезапно восстанавливается до значения, соответствующего сверхпроводящему состоянию, лишь при внешнем поле около  $1/2 H_k$ . Таким образом, эффект „переохлаждения“ для алюминия столь велик, что позволяет переводить алюминиевый шар непосредственно из нормальной фазы в сверхпроводящую без осуществления промежуточного состояния. Эти макроскопические опыты подтверждаются и нашими прямыми экспериментами, в которых мы получили возможность уже непосредственно наблюдать существование „переохлажденных“ включений нормальной фазы, как это следует из нашей предыдущей работы [12] или из настоящих результатов (рис. 7, кривые *IX* и *X*, рис. 8, кривые *III* и *IV*).

Таким образом, эксперимент устанавливает, что в реальных условиях в сверхпроводящих образцах действительно могут образоваться „переохлажденные“ включения нормальной фазы; это связано, очевидно, с поверхностным натяжением между фазами. Нам представляется поэтому несомненным, что явление выхода областей промежуточного состояния на поверхность образца, установленное в настоящей работе, должно рассматриваться в тесной связи с этим эффектом, так что высказанное нами предположение о том, что в промежуточном состоянии нормальная фаза вещества вблизи поверхности образца существует в „переохлажденном“ состоянии, соответствует, повидимому, действительности в силу неравновесности перехода. Это и мешает, повидимому, развиваться нормальным областям с образованием на

<sup>1</sup> Этот случай был рассчитан Ландау в одной из его работ [7], где им была найдена форма закругления.

поверхности однородного состояния, как этого требует теория Ландау, построенная для равновесного случая. Вполне вероятно, что если удастся осуществить на опыте равновесный переход в промежуточное состояние, то мы будем иметь возможность наблюдать „исчезновение“ областей, предсказанное теорией.

В заключение необходимо отметить, что все наши опыты по исследованию свойств промежуточного состояния проводились обычно при температурах, не превышавших  $3,2^\circ$  К, т. е. в значительном удалении от критической температуры для олова ( $T_k \approx 3,7^\circ$  К). Между тем, область, близкая к  $T_k$ , представляет значительный интерес для исследования вследствие резкого возрастания вблизи  $T_k$  глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Как показывают еще не опубликованные данные Шальникова и Шарвина, при температуре, меньшей  $T_k$  на  $0,01 - 0,02^\circ$ , глубина проникновения составляет по порядку величины  $10^{-4}$  см, т. е. уже в 10 раз превосходит глубину проникновения при более низких температурах. Вполне возможно, что при такой большой глубине проникновения переход образца из нормальной фазы в сверхпроводящую, или обратно, осуществляется несколько иначе, чем обычно, и промежуточное состояние образца в непосредственной близости от  $T_k$  обладает, быть может, рядом специфических особенностей. Для проверки этого предположения необходимо разработать значительно более чувствительную методику, которая позволила бы измерять поля порядка 1 эрст. при местных неоднородностях поля, вызванных наличием областей.

Мы выражаем нашу признательность Л. Д. Ландау за внимание к нашей работе. Мы весьма благодарны Ю. В. Шарвину за ценную дискуссию и помочь в эксперименте.

Институт физических проблем  
Академии Наук СССР

Поступила в редакцию  
3 июля 1947 г.

#### Литература

- [1] W. J. de Haas a. O. A. Guinier. Physica, 3, 182, 1936.—[2] W. J. de Haas a. O. A. Guinier. Physica, 3, 534, 1936.—[3] D. Shoenberg. Proc. Roy. Soc., 155, 712, 1936.—[4] R. Peierls. Proc. Roy. Soc., 155, 613, 1936.—[5] W. H. Keesom a. P. H. van Laer. Physica, 3, 371, 1936.—[6] P. H. van Laer. Physica, 6, 1, 1939.—[7] Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 7, 371 1937.—[8] L. Landau. Nature, 141, 688, 1938.—[9] Л. Ландау. ЖЭТФ, 13, 377, 1943.—[10] И. Е. Нахутин. ЖЭТФ, 8, 713, 1938; 9, 708, 1939.—[11] А. И. Шальников. ЖЭТФ, 16, 757, 1946.—[12] А. Г. Мешковский и А. И. Шальников. Изв. АН СССР, сер. физ., 11, 39 1947.—[13] А. И. Шальников. ЖЭТФ, 10, 414 1940.—[14] А. И. Шальников. ЖЭТФ, 12, 34, 1942.—[15] W. J. de Haas, Miss A. D. Engelkes a. O. A. Guinier. Physica, 4, 595, 1937.—[16] K. Mendelsohn a. R. B. Pontius. Physica, 3, 327, 1936.—[17] D. Shoenberg. Proc. Cambr. Phil. Soc., 36, 84, 1940.