

К ТРИДЦАТИЛЕТИЮ СОВЕТСКОЙ ФИЗИКИ

**РАЗВИТИЕ В СОВЕТСКОМ СОЮЗЕ УЧЕНИЯ
О СВЕРХТЕКУЧЕСТИ И СВЕРХПРОВОДИМОСТИ**

Э. Л. Андроникашвили и К. А. Туманов *)

1. СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ

1. Некоторые свойства гелия-II

В 1908 году последний из газов — гелий — был переведён в жидкое состояние ^{1а **)} (температура кипения $4,2^{\circ}\text{K}$ при атмосферном давлении). Вскоре после этого было выяснено, что жидкий гелий обладает весьма интересными аномалиями, благодаря которым он занимает совершенно исключительное место среди всех других жидкостей.

Так например, жидкий гелий, находящийся под давлением своих насыщенных паров, не переходит в твёрдое состояние вплоть до температуры абсолютного нуля и может быть закристаллизован только при повышенных давлениях (не менее 23 ат).

Кроме того, при температуре $2,19^{\circ}\text{K}$ эта жидкость испытывает фазовый переход второго рода***) — так называемый λ -переход. Соответственно этому при $2,19^{\circ}\text{K}$ или, как говорят, в λ -точке ряд физических свойств гелия, как-то теплоёмкость, скорость распространения звука, коэффициент теплового расширения, термический коэффициент упругости и другие термоэластические коэффициенты терпят разрыв, изменяясь скачкообразно. Наоборот, другие свойства, как например плотность, упругость пара, плавно изменяют свой температурный ход (рис. 1 и 2).

*) Глава о сверхтекучести написана Э. Андроникашвили, глава о сверхпроводимости — К. Тумановым.

**) Ввиду того, что настоящая статья посвящена достижениям советской науки, список советских работ и работ иностранных авторов приводятся раздельно, причём труды иностранных авторов отмечаются соответствующей цифрой со значком *a*.

***) Фазовым превращением второго рода называется такой фазовый переход, который совершается без выделения скрытой теплоты.

Гелий, находящийся при температурах выше λ -точки, получил название гелия-I в отличие от гелия-II, занимающего область температур от 2,19° К до 0° К.

Несмотря на совершенную прозрачность, обе модификации резко отличаются друг от друга по внешнему виду: в то время как He-I бурно кипит во всем объеме, He-II даже под усиленной откачкой представляет собой совершенно спокойную жидкость с резко очерченным мениском. Причина, которая лежит в основе этого различия

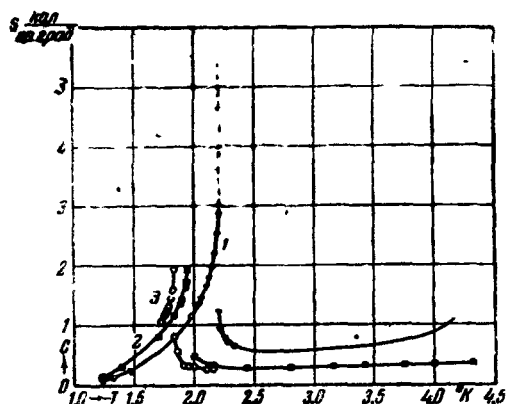


Рис. 1. Температурная зависимость теплоёмкости жидкого гелия: 1 — при давлении насыщенных паров, 2 — при $p = 19 \text{ ат.}$, 3 — при $p = 25 \text{ ат.}$

в поведении, заключается в необычайно высокой теплопроводности, достигающей $10^5 \text{ ватт/град·см}$, которая осуществляется в He-II и которая превосходит в 10^8 раз теплопроводность, существующую в He-I, и в десятки раз больше теплопроводности меди при низких температурах — одного из лучших проводников тепла. Явление это было открыто Кеесом и мисс Кеесом в Голландии^{2а} в 1936 г. и в дальнейшем неоднократно исследовалось многими учёными.

Столь высокая теплопроводность послужила основанием назвать He-II «сверхтеплопроводным» и этот термин в течение некоторого времени устойчиво держался в научной литературе.

Последующие опыты^{3а} обнаружили, что эта теплопроводность, повидимому, не является истинной, так как, в противоположность обыкновению, она зависит от подводимой к нагревателю мощности, резко возрастающей с уменьшением последней.

Но не только эти необычные явления можно наблюдать в He-II. Не менее эффектна способность He-I образовывать на твёрдых поверхностях тонкие плёнки^{4а}, быстродвигающиеся против градиента

температуры, благодаря чему запаянная снизу пробирка, полуопущенная в He-II, быстро заполняется жидкостью. (Примечательным в данном случае является не эффект смачивания твёрдой поверхности жидкостью, а скорость, с которой эта жидкость может перетекать по такой плёнке.)

В He-II можно также наблюдать так называемый эффект фонтанирования^{5а}, сущность которого заключается в следующем. Откры-

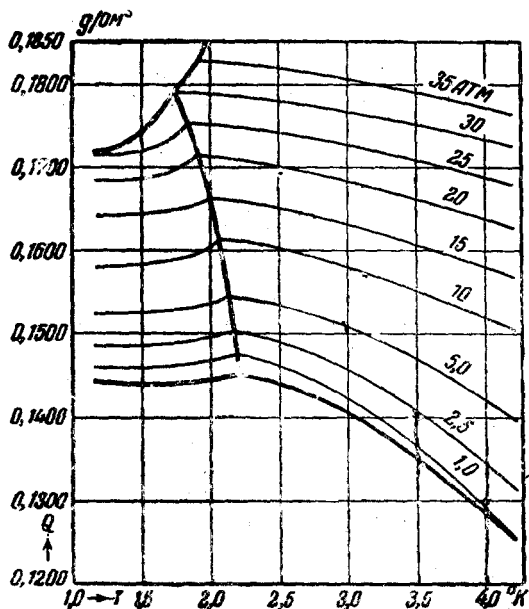


Рис. 2. Температурная зависимость плотности жидкого гелия.

тая с обоих концов U-образная трубка оканчивается с одной стороны капилляром. В широкой части в трубку помещается пористая перегородка (плотно спрессованный мелкий крокус), к которой подводится тепло, например с помощью интенсивного освещения. В результате теплоподвода из капилляра бьёт фонтан жидкого гелия, высота которого в некоторых случаях достигает 30 см над уровнем жидкости в ванне.

Несмотря на многочисленные попытки, как экспериментальные, так и теоретические, объединить в рамках хотя бы качественной теории эти, казалось бы, разрозненные факты, загадочное поведение гелия-II оставалось всё же непонятым. Было ясно, что всё ещё нехватает новых фундаментальных фактов.

Быстрое развитие учения о гелие-II началось с опубликования в печати результатов первых советских работ, посвящённых этому вопросу.

2. Открытие сверхтекучести

В 1938 г. П. Л. Капица³⁵ опубликовал краткое сообщение, содержащее результаты измерения вязкости жидкого гелия. Первые же эксперименты привели к очень важным выводам: вязкость He-I оказалась равной 10^{-5} пуаза, тогда как верхний предел вязкости He-II, оценённый в предположении, что течение является ламинарным, не превосходил 10^{-8} пуаз. (Напомним, что вязкость воды равна 10^{-2} пуаз.) Таким образом в λ -точке происходит скачок в 10^4 раз.

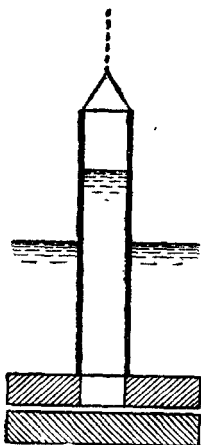


Рис. 3. Капиллярный вискозиметр Капицы.

Вискозиметр, применённый Капицей, состоял из двух оптически отшлифованных кварцевых дисков, зазор между которыми мог быть доведён до 0,5 μ . Верхний диск имел центральное отверстие, в которое была вставлена кварцевая трубка (рис. 3), служившая резервуаром для жидкости, вытекающей через щелевой зазор. С помощью нити прибор подвешивался в жидком гелии и мог опускаться и подниматься в нём, благодаря чему можно было регулировать напор, под которым происходило вытекание. Расход жидкости и перепад давления измерялись с помощью катетометра.

Важно подчеркнуть, что в данном случае вязкость He-II измерялась именно по скорости протекания его через очень тонкую щель.

Статья Капицы явилась первой из целой серии работ^{6а, 7а}, посвящённых исследованию вязкости He-II.

Интересно сопоставить результаты, полученные Капицей, с результатами работы Кеесона и Маквуда^{7а}. В экспериментах последних вязкость исследовалась по затуханию аксиальных колебаний диска, погружённого в He-II (метод, принципиально отличный от метода продавливания жидкости через щель). Их результаты, быть может не вполне надёжные, если говорить о точной температурной зависимости вязкости, не оставляли всё же сомнения в том, что измеренная ими величина в 10^3 , а вблизи λ -точки в 10^4 раз превышает вязкость, измеренную Капицей. Говоря точнее, в экспериментах Кеесона и Маквуда вязкость He-II плавно уменьшается от $\eta = 2,10^{-5}$ пуаза в λ -точке до $\eta = 1,5 \cdot 10^{-6}$ пуаза при $T = 1,3^\circ \text{K}$. Внезапный скачок этой величины, наблюдаемый Капицей в λ -точке, в их экспериментах отсутствует. Смысл этого парадокса будет разъяснён в дальнейшем.

3. Механизм теплопередачи в He-II.

Открытие Капицей сверхтекучести явилось фундаментальным фактом не только для понимания явлений, связанных с перетеканием He-II, но также для понимания и других аномалий, наблюдаю-

щихся в нём. Оно придало всем последующим работам как у нас, так и в других странах ту направленность, благодаря которой проблема He-II в основных чертах оказалась решённой в чрезвычайно короткий срок.

В частности, стало возможным подойти с совершенно новой точки зрения к явлениям распространения в He-II тепла.

Установив, что в He-II может существовать безвязкостное течение, Капица предположил, что явления теплопереноса связаны с существованием каких-то конвекционных потоков.

Последующие его работы посвящены проверке этой гипотезы. Измеряя теплопередачу гелия-II, заполняющего достаточно узкие капилляры, Капица³⁶ нашёл ряд внешних факторов, которые могут сильно изменять коэффициент его теплопередачи. Так, например, он заметно увеличивается при уменьшении сечения капилляра, в который в некоторый момент опыта вдвигается стеклянная палочка; теплопередача понижается при условии, если гелий в момент измерения теплопроводности перетекает по капилляру; она уменьшается при перемешивании гелия в капилляре, с помощью вставленного в него быстро вращающегося стеклянного стерженька; она заметно уменьшается, если на He-II передаются пульсации давления, всегда существующие при работе форвакуумных насосов.

Все перечисленные факты с несомненной убеждают нас в том, что теплопроводность He-II в капиллярах действительно не является истинной. После этого стало важно проследить механизм конвекционной передачи. С этой целью Капица построил прибор, основными частями которого явились: чувствительные крутильные весы, снабжённые лёгкими крылышками и погружённые в гелий и маленький сосудик, выполненный в виде дюара, сообщающегося с гелиевой ванной с помощью тонкого капилляра, окружённого вакуумной рубашкой (рис. 4). Внутри сосудика помещались константовый нагреватель и чувствительный термометр сопротивления из фосфористой бронзы. Опыт показал, что при выделении мощности внутри сосудика, из его сопла бьёт струя, оказывающая заметное давление на крылышко крутильных весов. Струя бьёт из сосудика в течение всего времени, пока через нагреватель течёт ток. Сосудик при этом не пустеет, иными словами расхода жидкости при этом не наблюдается. Топография струи была

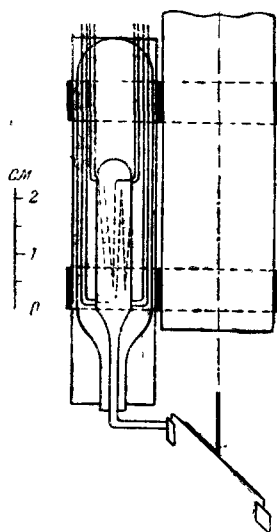


Рис. 4. Изучение топографии струи с помощью крутильных весов, по Капице.

также исследована Капицей. Оказалось, что на значительных расстояниях порядка 10 мм (что составляет двадцатикратный диаметр сопла) струя хорошо сохраняет свою направленность, и её сечение, равное приблизительно сечению капиллярного сопла, размывается очень незначительно.

Следует указать, что крылышко даёт заметные отклонения даже в тех случаях, когда бронзовый термометр (чувствительность измерительной установки соответствует разности температур $\Delta T = 6 \cdot 10^{-6}$ град.) оказывается бессильным обнаружить перепад температуры между сосудиком и гелиевой ванной. Этим экспериментом было с

несомненностью доказано, что выделение в He-II тепла вызывает мощные конвекционные потоки.

Ввиду того, что несмотря на наличие потока, расхода жидкости в сосудике не наблюдается, казалось бы, мы должны были бы тем или иным способом обнаружить противоток. Однако, как бы близко ни было придвинуто крылышко к соплу капилляра, оно показывает на неизменное одностороннее давление. Таким образом втекающий в сосудик противоток при своём движении не оказывает давления на обтекаемые им тела. Этот факт

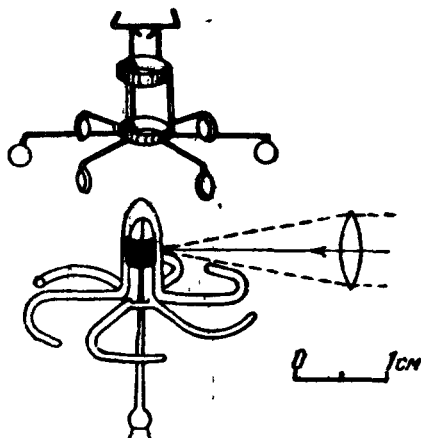


Рис. 5. «Паучок» — прибор для демонстрации реакции струи по Капице.

следующем весьма демонстративном опыте Капицы. Междустенное пространство маленького двухстенного стеклянного сосудика сообщается с гелиевой ванной с помощью нескольких изогнутых капилляричков. Внутренним дном сосудик опирается на иглу. Нагрев гелия, находящегося в междустенном пространстве, производится фокусированием светового луча на почернённую изнутри стенку. Прибор получил название «паучка». Он действует по принципу сегнера колеса: реакция вырывающихся из капилляров струек заставляет паучок вращаться (рис. 5). Однако если против каждого из капиллярных сопел поместить крылышко, жёстко связанное с вращающимся паучком, то последний остановится. Несомненно, что если бы противоток оказывал хоть какое-нибудь давление на прибор, то в последнем опыте паучок изменил бы скорость вращения, но не остановился бы совсем. Этот эксперимент может быть истолкован двояко: или противоток «ползёт» вдоль стенки навстречу градиенту температуры, или же противоток занимает всё сечение капилляра,

но, обладая свойствами идеальной жидкости,двигающейся без трения, он не оказывает давления на обтекаемые им тела, — его движение потенциально.

Как будет показано ниже, теория и дальнейшие эксперименты однозначно решили этот вопрос в пользу второй точки зрения.

Этими опытами с полной достоверностью устанавливается тот факт, что теплопроводность He-II не только не является истинной, как предполагал Кеесом, но что теплопередача происходит благодаря существованию своеобразных конвекционных потоков, не имеющих ничего общего с гравитационной конвекцией.

Так обстоит дело в экспериментах по исследованию теплопередачи в гелии-II через тонкие капилляры. Опыты П. Г. Стрелкова⁷⁸ показали, что аналогичную картину двух потоков можно наблюдать и в том случае, если теплопередача происходит в объеме. Используемый им для обнаружения конвекционных потоков радиометр представлял собой крутильные весы, к которым были подвешены на перемычке две полые стеклянные плосковыпуклые линзочки. Плоские стороны линз были отшлифованы и закопчены. На эти закопченные поверхности падал луч света. Опыт показал, что в He-I радиометр «притягивался» к лучу, в то время как в He-II он «отталкивался» от него. Поведение радиометра в He-I представляется вполне естественным и объясняется взаимодействием зачерненной поверхности с обычными конвекционными потоками. Наличие значительного эффекта в He-II показывает на то, что эта жидкость не является «сверхтеплопроводной» в понимании Кеесом и что в ней существуют сильные конвекционные потоки. Однако, как это следует из знака эффекта, природа этих конвекционных потоков и в случае свободного гелия-II не обычная гравитационная, а совершенно своеобразная. Повидимому, так же как и в опытах Капицы, поток, направляющийся от нагретой поверхности, оказывает на неё реактивное действие.

Исследование теплопередачи He-II в объеме было произведено также и оптическим способом (Стрелков⁷⁹). В специально сконструированном оптическом дюаре, представлявшем собой единый 4-стенный сосуд с флянцами, заклеенными оптически шлифованными плоско-параллельными стеклами (рис. 6), помещались источники тепла различной формы: плоскость, натянутая в свободном гелии проволока, проволока, зажата между двумя стеклышками. Автор стремился

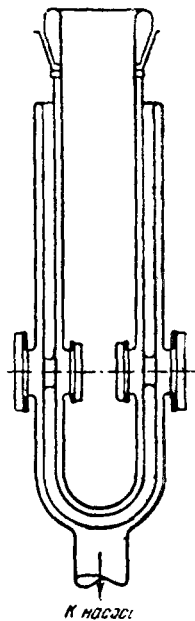


Рис. 6. „Оптический дюар“ Стрелкова.

обнаружить оптические неоднородности, вызываемые потоками, движущимися внутри неравномерно нагретой жидкости. Однако таких потоков обнаружено не было, что свидетельствует о том, что обычный конвекционный механизм теплопередачи здесь не имеет места. Резкая оптическая неоднородность, фиксируемая с помощью киноаппарата, обнаруживалась только при возникновении вокруг нагревателя газового пузыря. Примерная оценка условий, при которых происходит образование газового пузыря, дала Стрелкову возможность определить порядок величины кажущейся теплопроводности. При этом, в случае свободно натянутой проволоки, она оказалась равной приблизительно $1,5 \cdot 10^1 \text{ ватт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ (для температур, лежащих недалеке от λ -точки). Для той же проволоки, зажатой в щели между двумя стёклами, и при тех же температурах она равнялась по меньшей мере $1,5 \cdot 10^5 \text{ ватт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$. И этот результат явно противоречит концепции Кеесона о «сверхтеплопроводности» He-II, так как истинная теплопроводность, как бы приближены ни были оценки, не может меняться в зависимости от условий эксперимента на два порядка.

Следует заметить, что в некоторых случаях Стрелкову удалось наблюдать образование газового пузыря из перегретой жидкости. На аналогичное явление — возникновение некоторого градиента температуры вблизи твёрдых поверхностей, свободно омываемых He-II, к которым подводится тепло — указывает и Капица³⁶.

4. Обратимость термогидродинамических процессов в He-II

Итак, опыты, изложенные в предыдущем параграфе, однозначно устанавливают характер двух противотоков, с помощью которых и переносится тепло в He-II. Следующий шаг должен быть сделан в направлении выяснения их природы. Повторяем, что один из этих потоков обладает свойствами вязкой жидкости, тогда как другой поток соответствует потенциальному течению идеальной жидкости. Совершенно естественно, что если стремиться объяснить теплопередачу в He-II с помощью такой картины, то надо допустить, что оба потока находятся в кардинально различных энергетических состояниях. Заслуга такой постановки вопроса и экспериментальное решение задачи принадлежат Капице³⁸. Опыт построен на подмеченном рядом авторов явлении, сущность которого состоит в следующем: сосуд, отделённый от гелиевой ванны узким капилляром, заполняясь He-II, охлаждается. При этом возникает некоторая разность температур, препятствующая дальнейшему натеканию жидкости. Если внутри сосуда выделять тепло, то он будет заполняться гелием гораздо быстрее. Если, следовательно, в этом сосуде выделять такую мощность, чтобы разность температур не возникала, то, зная объём жидкости, протекшей через капилляр, можно определить разность

между её удельным теплосодержанием и теплосодержанием жидкости в объёме.

Результат одного из опытов приведён на рис. 7. По оси абсцисс отложена подводимая к сосуду мощность (в десятитысячных калорий на грамм), по оси ординат — объёмная скорость натекания в $\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ (слева) и возникающая при этом разность температур в сотых градуса (справа). Как видно из кривых, при малых мощностях скорость натекания пропорциональна мощности. Что же касается разности температур, то в начальной стадии опыта она отсутствует. Однако при достижении некоторой мощности, разность температур начинает быстро возрастать, а скорость натекания замедляться. Очевидно, этот режим соответствует некоторой критической скорости течения, при которой появляются вязкие силы и явление сверхтекучести исчезает.

Разность теплосодержаний Q , о которой говорилось выше, была промерена Капицей в широком интервале температур и при различных условиях опыта (варьировалась, главным образом, ширина щели). Её численное значение получается

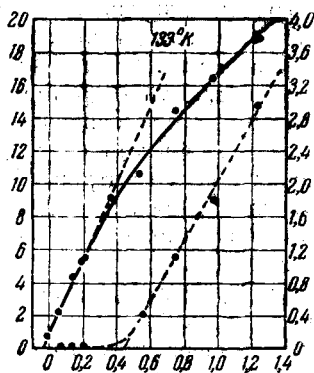


Рис. 7. Типичный ход объёмной скорости натекания (сплошная кривая) и разности температур, возникающей при протекании гелия-II через капилляр (пунктирная кривая).

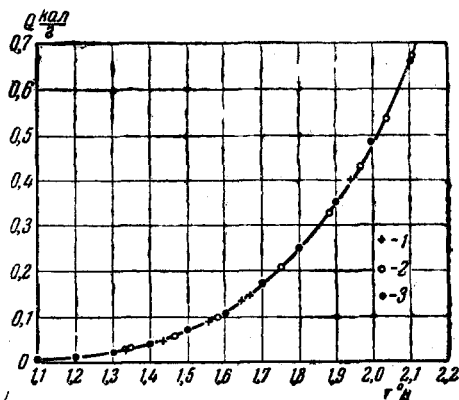


Рис. 8. Температурная зависимость теплосодержания He-II, по Капице.

обработкой кривых, аналогичных рис. 7. Вид кривой $Q=f(T)$ изображён на рис. 8.

Если He-II принудительно продавливать через щель, то внутренность сосуда, в который происходит натекание, будет охлаждаться. Это явление было подробно изучено Капицей, установившим линейную зависимость возникающей разности температур от перепада давления. Из этих опытов также можно получить разность теплосодержаний. Получаемые результаты прекрасно ложатся на кривую рис. 8, что является неоспоримым доказательством полной обратимости гидротермических процессов. Из общих термодинамических соображений следует, что такая обратимость может иметь место только в том случае, если гелий, текущий через щель, не переносит с собой энтропии, а следовательно величина $Q = ST$, изображённая на рис. 8, будет представлять собой абсолютное значение удельного теплосодержания гелия-II, находящегося в объёме (S — энтропия He-II).

Таким образом, если гелий, находящийся под гидростатическим давлением, течёт через щель, вдоль которой имеется некоторый градиент температуры, то суммарный напор Π будет складываться не только из обычного гидродинамического напора $gh\rho$ (g — ускорение силы тяжести, h — высота столба жидкости, ρ — плотность гелия), но и из температурного напора, равного, как показал Капица, $A\rho Q \frac{\Delta T}{T}$, где A — механический эквивалент теплоты и Q — теплосодержание. Следовательно, $\Pi = gh\rho + A\rho Q \frac{\Delta T}{T}$.

Отсюда непосредственно следует необходимость эффекта, при котором наличие разности температур в двух сосудах, соединяющихся капилляром, вызывает появление разности давлений, а наличие разности давлений, наоборот, вызывает появление разности температур. Это явление, экспериментально открытое до работ Капицы, было известно под названием термомеханического эффекта. Особенно ярко этот эффект проявляется при фонтанировании He-II.

Следует особенно подчеркнуть, что неучёт температурного напора во всех предыдущих исследованиях вязкости He-II, выполнявшихся с помощью капиллярных вискозиметров, приводил к неправильному значению этой величины. Определение вязкости, проделанное Капицей с учётом термомеханического эффекта, привело к новому значению $\eta \leq 10^{-11}$ пуаз.

На основании этих своих опытов Капица предложил и частично осуществил новый метод получения низких температур, который, повидимому, не будет иметь принципиальных ограничений, имеющих во всех других ныне применяемых методах. Его идея заключается в «отфильтровывании» гелия под большим давлением с помощью системы очень узких капилляров от тепла, содержащегося в нём. При этом гелий, поступающий в приёмник, будет обладать тем более низкой температурой, чем уже поры фильтра. Попад туда, он будет нагреваться тем меньше, чем ниже был охлаждён приёмник и чем

меньше его теплоёмкость. Наоборот, гелий, остающийся в исходном резервуаре, будет постепенно повышать свою температуру, соответственно тому факту, что неизменное количество тепла, будет распределяться в меньшем объёме жидкости.

5. Квантовая теория сверхтекучести

Первая количественная теория сверхтекучести возникла на базе уже описанных здесь экспериментов Капицы. Её создателю — Л. Д. Ландау^{56,59} удалось объяснить практически все опытные факты, известные к моменту её появления, и предсказать ряд новых и важных явлений.

Теория постулирует определённый вид энергетического спектра квантовой жидкости — гелия-II. Наинизший возбуждённый уровень коротковолновой части спектра (элементарные возбуждения, принадлежащие ему, получили название ротонов) отделён от невозбуждённого уровня жидкости, осуществляемого при 0° К некоторой энергетической щелью Δ , величина которой выражается несколькими градусами. Возбуждённые уровни длинноволновой части спектра (принадлежащие ему элементарные возбуждения названы, так же как и в твёрдом теле, фононами), напротив того, примыкают непосредственно к основному уровню. По существу длинноволновая часть спектра представляет собой обычные продольные звуковые волны.

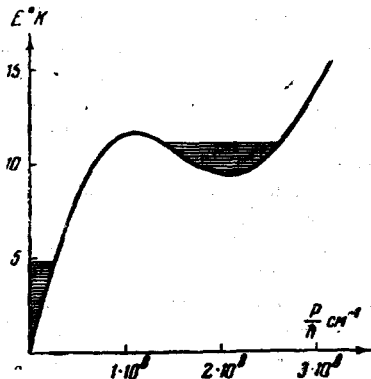


Рис. 9. Спектр квантовой жидкости по Ландау.

Следует с особой ясностью представить себе, что, говоря об уровнях энергии, мы в данном случае имеем в виду не уровни энергии отдельных атомов, а уровни энергии всей жидкости в целом, иными словами — совокупности всех атомов, участвующих в коллективном движении. Связь между энергией и импульсом для обоих видов спектра (и длинноволнового и коротковолнового) изображена на рис. 9. Заштрихованные части рисунка соответствуют уровням, занятым фононами и ротонами. Для длинноволновой части имеет место пропорциональность между энергией и импульсом, которая затем уступает место более сложной зависимости. Коротковолновая часть спектра характеризуется минимумом. Ордината, соответствующая этому минимуму, представляет собой энергетическую щель, тогда как его абсцисса имеет смысл некоего импульса p_0 , которым обладает неподвижный ротон. Помимо этих двух констант Δ и p_0 в теории

сверхтекучести играет значительную роль ещё одна постоянная, а именно эффективная масса ротона μ . На основании позднейших экспериментальных данных этим трём постоянным следует приписать следующие значения:

$$\frac{\Delta}{k} = 9,6^\circ; \quad \mu = 0,77 m_{\text{He}}; \quad \frac{p_0}{\hbar} = 1,95 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}.$$

Оговоримся снова, что при $T = 0^\circ \text{ К}$ оба вида возбуждений совершенно отсутствуют.

Рассматривая совокупность элементарных тепловых возбуждений, существующих при температурах, отличных от 0° , как смесь двух идеальных газов: ротонового и фононного, подчиняющихся статистике Бозе-Эйнштейна, Ландау удалось определить температурную зависимость теплоёмкости He-II . Она складывается из фононной теплоёмкости, пропорциональной T^3 , и ротоновой теплоёмкости, экспоненциально зависящей от температуры. Так как соответственно этому число фононов растёт, как T^4 , а число ротонов увеличивается с T экспоненциально, то уже при довольно низких температурах ротоновый газ начинает заметно превалировать над фононным газом. Вычисленные значения ротоновой теплоёмкости и энтропии блестяще совпадают со значениями, полученными экспериментально (см. рис. 8).

Наличие щели в энергетическом спектре тепловых возбуждений является чрезвычайно фундаментальным фактом. Как показал Ландау, именно этим объясняется сверхтекучесть He-II , т. е. отсутствие обмена энергией между стенкой сосуда и двигающейся относительно неё жидкостью. Однако при скоростях движения порядка десятков метров в секунду в жидкости может возникнуть квант возбуждения, и таким образом явление сверхтекучести должно исчезнуть (критическая скорость).

На практике, по каким-то пока неясным причинам, критические скорости лежат значительно ниже. Рассмотрение ротоно-фононного газа приводит к заключению, что при постоянной и отличной от нуля температуре движение твёрдой стенки внутри жидкого гелия, происходящее с достаточно малой скоростью, не вызывает зарождения новых тепловых возбуждений. Однако имеющиеся возбуждения увлекаются стенкой, диссипируя её энергию. Отсюда становится ясным, что протекание теплового газа через тонкий капилляр или щель, сопровождающееся трением, происходит тем медленнее, чем тоньше капилляр. В предельном случае бесконечно тонкого капилляра тепловые кванты, благодаря своей «вязкости», вообще не имеют возможности проникать через него. В то же время не обладающая трением «жидкость» свободно просачивается через щель любой толщины, лишь бы это просачивание происходило со скоростью меньшей, чем критическая. Именно этими свойствами теп-

ловых квантов объясняется наличие у гелия-II двух вязкостей, различающихся между собой по меньшей мере в миллион раз (сравни опыты Капицы, с одной стороны, и Кеессома и Маквуда — с другой). Естественно, что жидкость, текущая через капилляр, обедняется тепловыми возбуждениями, и её температура тем больше отличается от температуры резервуара, из которого она вытекает, чем тоньше капилляр.

Таким образом опытный факт, согласно которому втекание в сосуд гелия-II через узкий капилляр сопровождается охлаждением, а вытекание таким же путём — нагреванием содержимого сосуда, становится совершенно понятным.

Термомеханический эффект, о котором было сказано выше, с этой точки зрения является простым аналогом осмотического давления; роль полупроницаемой перегородки играют капилляры, роль растворённых молекул — тепловые возбуждения.

Теория объясняет также и механизм теплопередачи в He-II. В особенности изящное истолкование получают уже описанные нами наблюдения Капицы над истечением потоков He-II из капилляров, происходящим под влиянием тепла (измерение давления на крылышко, топография струи, реакция струи).

Представим себе снова небольшой сосудик с нагревателем внутри него, заполненный He-II и соединяющийся с гелиевой ванной посредством тонкого капилляра. Естественно, что вблизи нагревателя будут образовываться тепловые возбуждения, концентрация, а следовательно, и «давление» которых внутри сосудика будет несколько превышать их концентрацию и «давление» в остальном объёме. Разность давлений вызовет протекание газа тепловых возбуждений через капилляр. И, несмотря на наличие трения о стенки, этот газ будет вырываться из сопла со значительной скоростью. Во всяком случае эта скорость достаточно велика для того, чтобы поток квантов сохранял на протяжении сантиметров форму струи и оказывал бы заметное давление как на встречающиеся ему тела (крылышко), так и на сосуд, из которого он вырвался (реактивное вращение паучка).

Таким образом опыты Капицы, по существу, по новому раскрывают характер тепловых процессов при низких температурах: тепло, существующее в виде совокупности элементарных возбуждений, обладает инерцией.

Н. Н. Боголюбов²⁰ с помощью остроумного метода показал, что разреженный газ Бозе-Эйнштейна с отталкивающимися частицами действительно обладает энергетическим спектром, подобным изображённому на рис. 9. Результаты Боголюбова, хотя они и не применимы непосредственно к реальному жидкому гелию, однако могут рассматриваться как убедительное теоретическое обоснование концепции Ландау.

6. Непосредственное доказательство двух видов движения в гелии-II. Гидродинамика гелия-II

Мы рассмотрели ряд явлений, имеющих место в He-II с точки зрения поведения «элементарных частиц» — тепловых квантов. Перейдём теперь к описанию свойств He-II с макроскопической точки зрения.

Представим себе аксиально-симметричный сосуд, заполненный гелием-I, и вращающийся вокруг своей оси. Если измерить момент инерции такой системы, то он будет, очевидно, равен сумме моментов инерции самого сосуда и заполняющей его жидкости; аналогичное измерение, проведённое при температуре абсолютного нуля, показало бы, что момент инерции системы в точности равен моменту инерции сосуда: гелий-II при этих условиях заведомо нельзя было бы раскрутить ввиду его сверхтекучести. Что же будет наблюдаться при температурах, отличных от нуля, но лежащих ниже λ -точки? Как вытекает из теории Ландау, вращение сосуда будет увлекать за собой тепловые возбуждения. Оказывается, момент количества движения тепловых квантов, а следовательно, и их момент инерции, будет отличным от нуля, и его величина явится функцией температуры. В λ -точке момент инерции газа тепловых возбуждений — в основном

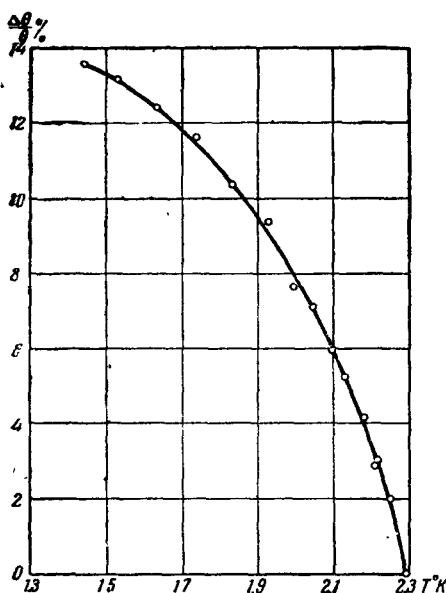


Рис. 10. Температурная зависимость периода колебаний стопки параллельных дисков с гелием-II, по Андроникашвили.

ротонов — достигнет своего максимального значения — момента инерции всей жидкости, целиком участвующей во вращении. Это предсказание теории было проверено экспериментально Э. Л. Андроникашвили¹⁶, который наблюдал температурную зависимость периода аксиально-крутильных колебаний сосуда, заполненного He-II (рис. 10). Сосуд представлял собой стопку лёгких параллельных дисков (толщина 0,01 мм), отстоявших друг от друга на расстоянии 0,2 мм. Стопка была окружена лёгеньким ведёрком, жёстко с ней связанным.

С помощью этого опыта непосредственно доказывается возможность существования двух видов движения в He-II: одного нормаль-

ного (участвующая в нём жидкость способна совершать как потенциальное, так и вихревое движение — $\text{rot } \mathbf{v} \neq 0$ — и увлекаться стенками вращающегося сосуда) и другого — сверхтекучего (участвующая в нём жидкость не способна к закручиванию — $\text{rot } \mathbf{v} = 0$ — и может совершать только потенциальные движения).

С нормальным видом движения связана некоторая эффективная масса или плотность ρ_n , температурная зависимость которой из-

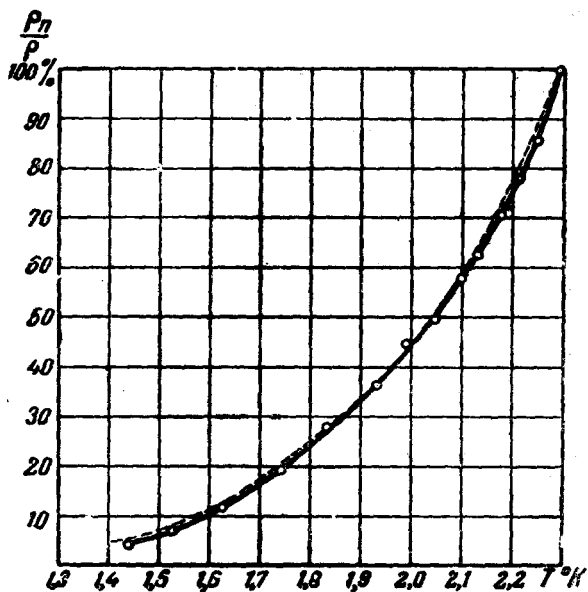


Рис. 11. Температурная зависимость нормальной плотности гелия-II, по Андроникашвили (кружки) и по Пешкову (пунктир).

мерена в экспериментах Андроникашвили^{16, 17} и изображена на рис. 11.

На той же кривой отложены для сравнения данные, полученные В. П. Пешковым⁶⁸ путём вычисления $\frac{\rho_n}{\rho}$ из скорости распространения второго звука в He-II, по формулам, вытекающим из теории Ландау.

Из кривой рис. 11 можно вычислить ширину энергетической щели Δ , а также одну из величин μ или p_0 (если другую положить известной).

Другому виду движений — потенциальному, или сверхтекучему — естественно также приписать свою эффективную массу, или плот-

ность ρ_s , причём сумма $\rho_n + \rho_s = \rho$ есть полная истинная плотность жидкости.

Эти два вида движения проникают друг через друга, не обмениваясь количеством движения.

Сопоставив каждому из видов движения свою скорость и свою плотность, мы можем говорить о течении двух проникающих друг через друга жидкостей: нормальной и сверхтекучей. Однако следует твёрдо помнить, что это разделение совершенно формально и представляет собой не более, чем удобный способ описания явлений.

Важнейшим уравнением для He-II является равенство

$$\rho \mathbf{v} = \rho_s \mathbf{v}_s + \rho_n \mathbf{v}_n,$$

где $\mathbf{v}$, $\mathbf{v}_s$ и $\mathbf{v}_n$ — скорости движения: гелия как целого, его сверхтекучей части и нормальной части соответственно. Если $\rho \mathbf{v} = 0$, то движение He-II может происходить без переноса массы.

Важнейшим параметром He-II, определяющим его свойства при каждой данной температуре, является отношение нормальной и сверхтекучей плотности $\frac{\rho_n}{\rho_s}$, причём при $T=0$ $\rho_s = \rho$ и $\rho_n = 0$ и в λ -точке $\rho_s = 0$, $\rho_n = \rho$. При температуре $2,19^\circ \text{K}$ происходит плавное исчезновение сверхтекучей жидкости, с чем и связаны все явления, сопровождающие фазовые превращения второго рода, например, отсутствие скрытой теплоты перехода, наличие скачка теплоёмкости и т. д.

Так как сверхтекучее движение, независимо от того, в каких конкретных условиях оно происходит (тонкая щель, пристенная плёнка, объём свободного гелия), не переносит с собой энтропии, то этот способ описания свойств He-II с успехом можно употреблять и при рассмотрении механизма теплопередачи в He-II. Согласно новому способу описания, теплопередача происходит посредством нормальной жидкости, навстречу которой и «через которую» движется по направлению к источнику тепла сверхтекучая жидкость. Вблизи источника тепла она превращается в нормальную, на что и расходуется всё выделяемое тепло. Пока не перейдён критический режим, градиента температуры вблизи источника тепла возникать не должно, так как скорость подачи сверхтекучей части и скорость отвода нормальной части автоматически регулируются количеством выделяемого тепла. Однако это справедливо только в первом приближении.

Уравнение Навье-Стокса для He-II, написанное в общем виде, как показал Ландау⁵⁸, распадается на два независимых уравнения, одно — для сверхтекучей и другое — для нормальной части. Последнее ничем не отличается от обычного уравнения вязкой жидкости.

Поэтому, рассматривая движение только нормальной части, происходящее под влиянием тепла, можно пользоваться обычным уравнением Пуазейля. Благодаря вязким силам, по концам капилляра должен возникнуть перепад «давления» (для нормальной массы). Но повышение давления, т. е. повышение концентрации тепловых возбуждений, очевидно, влечёт повышение температуры, которая, как мы уже знаем, задаётся соотношением $\frac{p_n}{p}$ или, что то же, плотностью тепловых возбуждений. Таким образом, в действительности на концах капилляра всегда возникает некоторая разность температур, определяемая из уравнения $\Delta T = \frac{\Delta p}{\rho S}$. Однако эта разность температур обычно бывает столь мала, что во многих экспериментах она вовсе не учитывается.

7. Нормальная вязкость He-II

Как уже нами указывалось, некоторые исследователи пытались измерить вязкость He-II методами, отличными от метода капиллярных вискозиметров, разработанного Капицей.

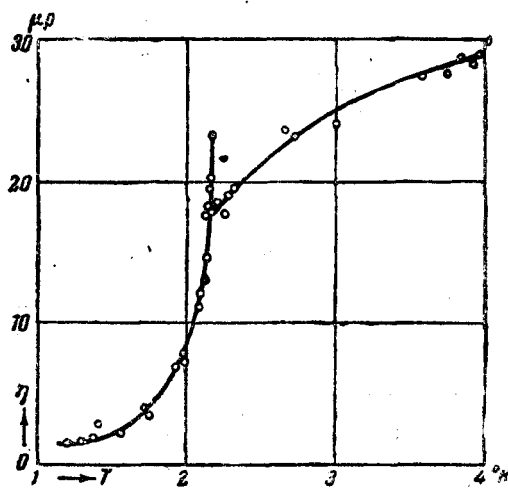


Рис. 12. Температурная зависимость вязкости гелия-II, по Кеесому и Маквуду.

Наиболее достоверными считались опыты Кеесомы и Маквуда, получившими для вязкости кривую, изображённую на рис. 12. Однако эти авторы не учитывали того обстоятельства, что в их опытах в переносе количества движения, принимает участие только нормаль-

ная масса. Поэтому результаты своих измерений они ошибочно относили ко всей массе гелия-II.

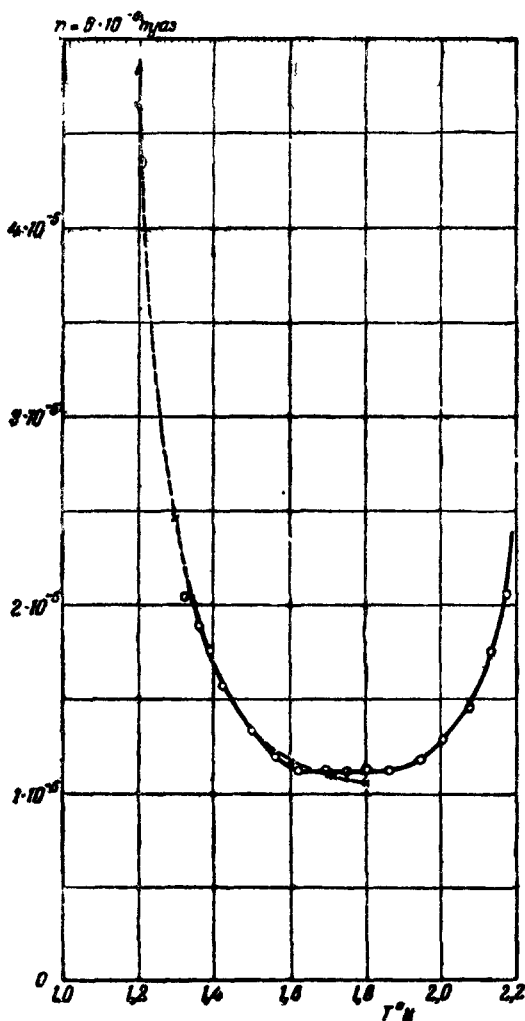


Рис. 13. Температурная зависимость вязкости гелия-II, по Андроникашвили (кружки на сплошной кривой) и по Ландау и Халатникову (крестики на пунктирной кривой).

В последнее время Андроникашвили¹⁸ также с помощью метода колеблющегося диска произвёл измерения вязкости нормальной

массы. Результаты его экспериментов приведены на рис. 13 (сплошная кривая). Кривая плавно падает от λ -точки, приблизительно как ρ_n . Около $1,9^\circ \text{ K}$ она переходит в прямую, параллельную оси абсцисс. Это — участок, на котором газ тепловых возбуждений можно рассматривать как идеальный газ: его вязкость не зависит от температуры.

В данном случае температура играет такую же роль, как давление для идеальных газов, так как именно температура задаёт концентрацию тепловых возбуждений. Повидимому, при этих температурах вязкость фононного газа не играет никакой роли. Из значения коэффициента вязкости можно вычислить эффективный поперечник ротона, который оказывается близким к поперечнику гелиевого атома.

При более низких температурах порядка $1,5^\circ \text{ K}$ коэффициент вязкости снова резко увеличивается.

Л. Д. Ландау и И. М. Халатникову⁶⁰ на основании экспериментов Андроникашвили удалось рассчитать температурную зависимость длины свободного пробега фононов (рассеяние фононов на ротонах) и на основании этого предвычислить ход чисто фононной вязкости. Оказывается, что уже при температурах $1,5^\circ \text{ K}$ длина свободного пробега фононов становится весьма заметной величиной и продолжает быстро расти с понижением температуры. Этим и объясняется экспоненциальный ход вязкости в области низких температур. Теоретические данные изображены пунктирной кривой на рис. 13. Таким образом, в настоящее время возможно говорить о вязкости сверхтекучей и нормальной. Но и в нормальной вязкости следует различать вязкость ротонную и фононную, хотя во всех экспериментах они проявляются совместно.

Следует заметить, что при пробегах фононов, сравнимых с размерами сосуда, нормальная вязкость снова начнёт убывать. Положение и величина этого максимума на кривой температурной зависимости вязкости, естественно, будет определяться конкретными условиями эксперимента. Однако, в принципе, в сосуде достаточно больших размеров и при достаточно низких температурах вязкость фононов может достигать любых наперёд заданных значений.

Повидимому, аномальным поведением вязкости должен быть объяснён и следующий весьма интересный факт, наблюдаемый П. П. Савичем и А. И. Шальниковым⁷¹. В дюар с жидким гелием, находящимся под откачкой, впускался газообразный гелий, содержащий в себе примесь воздуха. Примеси конденсировались, благодаря чему образовывался коллоид из мельчайших кристалликов твёрдого воздуха. Коллоидальный воздух вёл себя весьма устойчиво в He-I, который при этом опалесцировал при боковом освещении. Как только температура опускалась ниже λ -точки, коллоид быстро коагулировал, выпадая в виде крупных и рыхлых хлопьев. Истинные причины этого явления пока остались невыясненными.

8. Второй звук в He-II

Теория Ландау смогла предсказать ещё одно новое и чрезвычайно интересное явление. В He-II могут распространяться два вида волн с двумя различными скоростями, отличающимися друг от друга на один порядок. Первый вид волн — это обычный звук со скоростью распространения, равной 240 см/сек^{8a} . Другой вид волн получил название «второго звука», или тепловых волн. Скорость его распространения резко зависит от температуры и по порядку величины равна 20 м/сек .

Условия возбуждения второго звука были рассмотрены Е. М. Лифшицем⁶¹, который на основании теории Ландау показал, что наиболее выгодным случаем является излучение его либо поверхностью с периодически меняющейся температурой, либо колеблющейся в своей плоскости пластинкой.

Кроме того, ему удалось предвычислить температурную зависимость скорости его распространения (рис. 14).

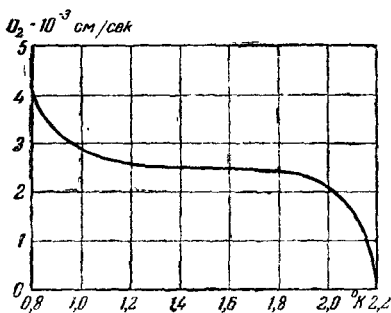


Рис. 14. Температурная зависимость скорости распространения второго звука, по Лифшицу.

Честь экспериментального открытия этого необычного эффекта принадлежит В. П. Пешкову^{67, 68}.

В качестве генератора второго звука он воспользовался электрическим нагревателем, выполненным в виде плоской спиральки из тонкой проволоки, по которой пропусклся переменный ток. Благодаря этому на поверхности проволоки происходило периодическое колебание теплового потока, которое распространялось в пространстве в виде тепловой волны. Тогда как в обычных вязких средах тепловая волна быстро затухает, в He-II, благодаря инер-

ционности, которой обладает в этих условиях тепло (см. § 5), тепловые волны оказываются практически незатухающими.

В некотором смысле между обычной звуковой волной в газе и тепловой волной можно провести аналогию. Звуковая волна распространяется посредством газовых молекул,двигающихся под влиянием периодически меняющегося давления (концентрации). Колебания температуры, имеющие место вследствие адиабатичности процесса, обычно при этом малы. Тепловая волна распространяется посредством ротонов и фононов,двигающихся под влиянием периодически меняющейся температуры (концентрации). Незначительные колебания давления являются здесь следствием теплового расширения и сжатия, которое для He-II очень мало. Если в обычном звуке

имеет место поток массы, то во втором звуке он уступает место потоку тепла.

Как мы уже знаем, поток тепловых квантов,двигающихся в каком-либо направлении, формально может быть заменён двумя взаимно противоположными движениями нормальной и сверхтекучей компонент. Так как периодическое распределение температуры означает периодическое же распределение концентрации ротонов

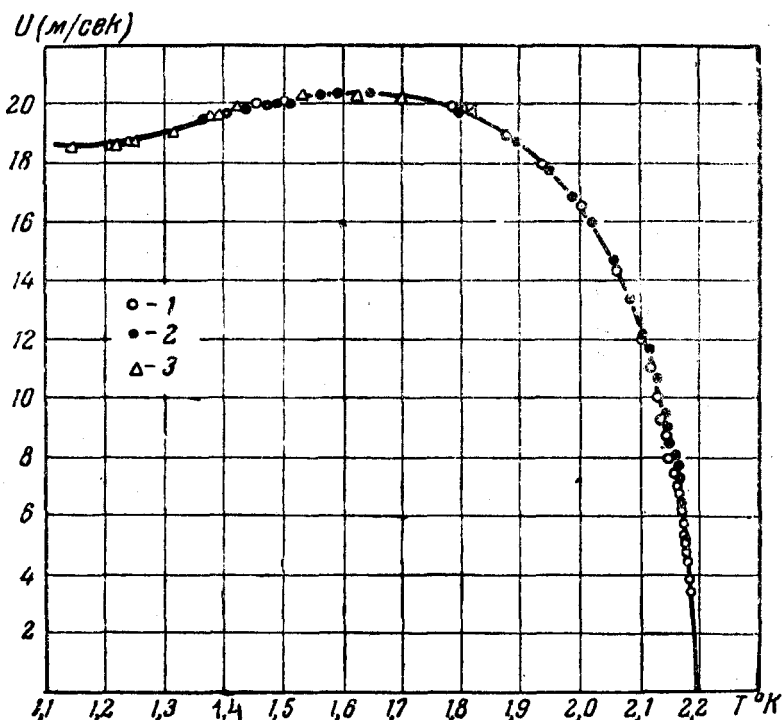


Рис. 15. Температурная зависимость скорости распространения второго звука, по Пешкову.

и фоонов, т. е. нормальной плотности ρ_n , то благодаря равенству $\rho_n + \rho_s = \rho = \text{const}$, из мест с повышенной нормальной плотностью должен наблюдаться отток сверхтекучей компоненты, в то же время в места с пониженным значением ρ_n сверхтекучая масса будет притекать.

Таким образом, тепловая волна может быть представлена опять-таки как суперпозиция двух движений нормальной и сверхтекучей масс, колеблющихся во взаимно противоположных направлениях.

Обнаружить тепловую волну Пешков смог с помощью приёмника-термометра сопротивления из фосфористой бронзы, который, так

же как и нагреватель, был выполнен в виде плоской спиральки и располагался параллельно излучателю. Наблюдения велись с помощью катодного осциллографа как на стоячих, так и на бегущих волнах.

Помимо уже описанного метода Пешковым⁶⁹ был применён другой, не менее остроумный метод генерирования второго звука. Металли-

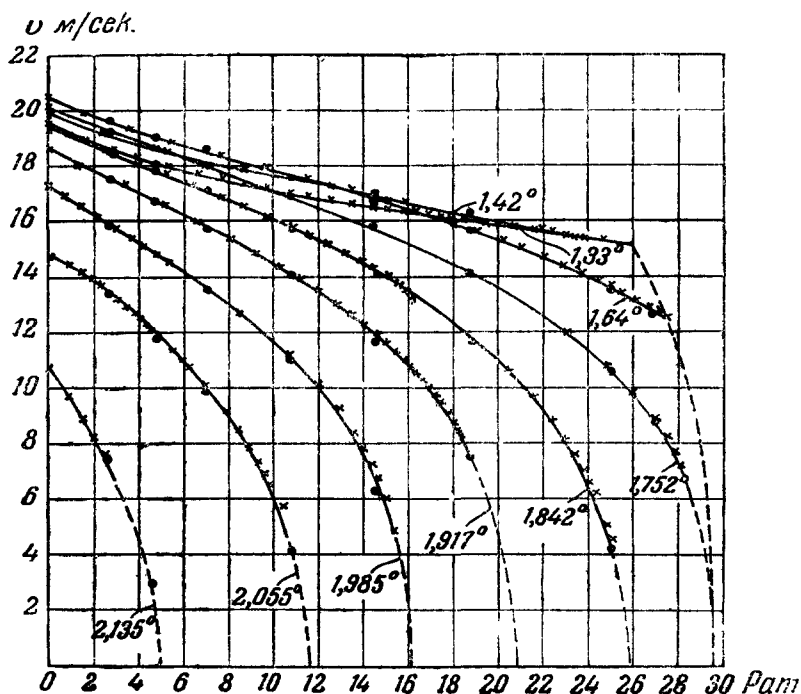


Рис. 16. Изотермы скорости второго звука, по Пешкову и Зиновьевой.

ческий цилиндр, закрытый с одной стороны мембраной, а с другой стороны мелкопористым фильтром, погружался в гелиевую ванну. С помощью динамика возбуждались интенсивные колебания мембраны, передававшиеся в виде периодически меняющегося давления на гелий, заключённый внутри цилиндра, что вызывало продавливание и засасывание через фильтр только одной сверхтекучей части. Тем самым на наружной стороне фильтра, обращенной к гелиевой ванне, возбуждался периодический поток холода, т. е. создавались условия для излучения второго звука. Форма кривой температурной зависимости скорости распространения второго звука, полученной Пешко-

вым, изображена на рис. 15. Она почти в точности воспроизводит форму кривой, предвычисленной Лифшицем. Однако численное расхождение составляет около 20% и не может быть объяснено экспериментальными ошибками.

Это расхождение послужило поводом для пересмотра вида энергетического спектра, первоначально предложенного Ландау⁵⁶.

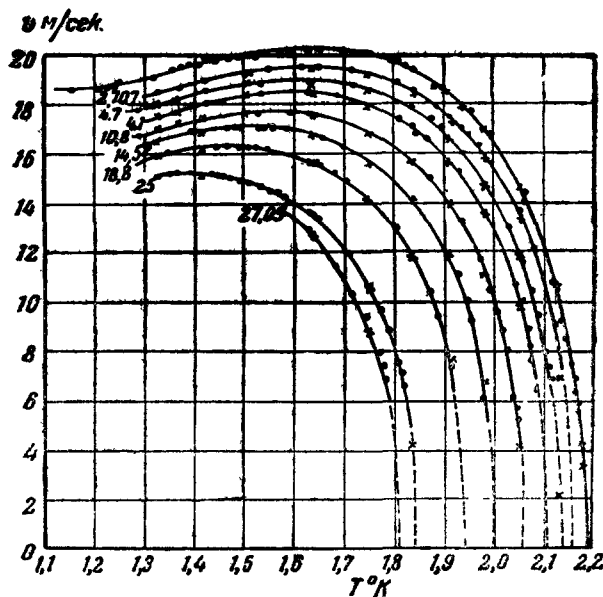


Рис 17. Изобары скорости второго звука, по Пешкову и Зиновьевой.

Как указывалось в § 6, из данных Пешкова можно получить также значения $\frac{P_n}{\rho}$, которые находятся во всём температурном интервале, в котором производились измерения, в хорошем согласии с результатами Андроникашвили¹⁷.

Вопрос о скорости распространения теплового импульса в He-II уже давно привлекал внимание учёных. Интересные попытки были сделаны, например, Ганцом^{9a}. Однако его опыты не дали однозначных результатов.

Разобранные нами исследования природы второго звука получили дальнейшее развитие как в Советском Союзе, так и в работах иностранных учёных^{10a}.

Следующим шагом в этом направлении явилась работа Пешкова и Зиновьевой,⁷⁰ изучавших зависимость скорости второго звука от давления, причём ими охвачена вся область существования He-II при температурах от $1,3^\circ\text{K}$ до λ -точки. Многочисленные кривые приведены на рисунках 16 и 17. Кроме того, им удалось с помощью этого способа определить кривые перехода He-II в He-I и в твёрдый гелий (рис. 18). Их результаты подтверждают результаты Кеессома^{11a}, полученные совершенно иным методом.

Определение зависимости скорости распространения второго звука от давления является важным этапом для дальнейшей количественной проверки теории сверхтекучести и для получения уточнённых значений основных констант теории μ и ρ_0 .

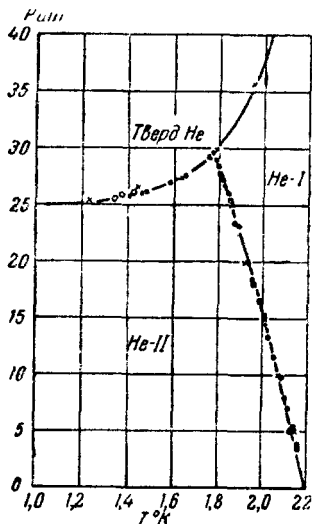


Рис. 18. Кривые перехода He-II в He-I и в твёрдый гелий по Пешкову и Зиновьевой.

9. Движение плёнок He-II

Как указывалось в § 1, огромная подвижность тонких пристенных слоёв He-II давно обратила на себя внимание учёных.

Одной из первых работ, посвящённых изучению физических свойств плёнок, была работа А. К. Кикоина и Б. Г. Лазарева⁴¹, которым удалось установить, что вдоль тонкого пристенного слоя может происходить интенсивная теплопередача. Пленки смачивания поднимались в их опытах вдоль стеклянных трубок на высоту 15 см. Верхний конец этой трубки сочленялся с медной трубкой, на которой были расположены нагреватель и термометр сопротивления из фосфористой бронзы. Несмотря

на ток, проходивший через нагреватель, термометр показывал неизменную температуру, мало отличную от температуры ванны ($\Delta T \approx 10^{-4}$ град). Только лишь при некоторой критической силе тока бронзовый термометр начинал показывать повышение температуры. По мнению авторов, эти опыты указывают на то, что плёнка обладает высокой истинной теплопроводностью, которая плавно увеличивается от нуля в λ -точке и достигает постоянного значения при температуре $1,5^\circ\text{K}$ и ниже. Описанное явление не наблюдается в He-I.

В следующем опыте Кикоин и Лазарев⁴² изучили толщину плёнки. Погружая кончик трубочки, сочленённой с сильно развитой медной поверхностью, в гелиевую ванну, они смогли зарегистрировать заметное понижение уровня жидкости в дюаре. Очевидно, что значительное количество He-II переходило в виде плёнки на большую

поверхность металла. Толщина плёнки, измеренная таким способом, оказалась равной $2-3 \cdot 10^{-6}$ см. Данные Кикоина и Лазарева хорошо согласуются с результатами других авторов^{12а}, добытыми впоследствии с помощью совершенно иной методики.

Все же пока нельзя считать, что толщина плёнки определена с достаточной точностью, хотя она и является весьма важной величиной для теории He-II. Так, например, Капица прямым взвешиванием плёнки установил, что её толщина не менее 10^{-5} см.

Выводы, которые делают Кикоин и Лазарев⁴¹ из своих опытов по определению теплопроводности плёнки смачивания He-II, опровергаются опытом Стрелкова⁸⁰. Перевернутый U-образный сосуд, оба колена которого были запаяны и не сообщались с гелиевой ванной, заполнялся некоторым количеством He, находившимся в температурном равновесии с окружающей сосуд жидкостью. Жидкость в одном колене трубки могла сообщаться с содержимым другого колена только через посредство плёнки He-II, облекавшей стенки соединительной трубки. Как выяснил Стрелков, незначительного подогрева жидкости в одном колене, хотя бы с помощью слабого пучка света, достаточно для того, чтобы вызвать повышение уровня жидкости в нагреваемой части сосуда за счёт понижения уровня в другой её части. Ясно, что в этом случае мы имеем дело с термомеханическим эффектом, происходящим посредством плёнки, играющей роль тонкого капилляра. Вдоль этого «капилляра» происходит безвязкостное течение He, направленное против градиента температуры.

Подробное изучение сифонного эффекта, неосложнённого градиентом температуры и происходящего только под влиянием разности уровней в сосудах, сообщающихся посредством плёнки, было предпринято Стрелковым²³. Не имея независимого метода для определения толщины плёнки, он измерял величину vd — произведение скорости перетекания по плёнке на её толщину. Опыты велись как в открытых сосудах, так и в закрытых. В последнем случае сосуд заполнялся He посредством конденсации. Температурная зависимость vd представлена на рис. 19. Как видно из чертежа, скорость переползания стремится к нулю при приближении температуры к λ -точке. При более низких температурах скорость переползания стремится к насыщению. Принимая толщину плёнки равной $5 \cdot 10^{-6}$ см, можно допустить, что скорость движения плёнки не превышает 20 см·сек⁻¹.

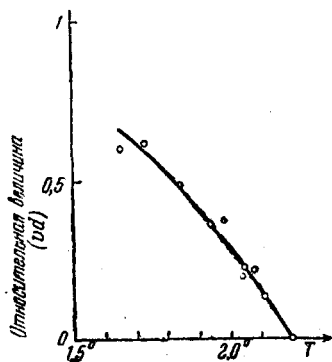


Рис. 19. Температурная зависимость величины vd , по Стрелкову.

Помимо этого, ему удалось обнаружить зависимость величины vd от длины сифона (расстояние от верхнего из уровней жидкости до края сосуда). При малых длинах эта зависимость приблизительно линейная. Наблюдена также слабая зависимость скорости перетекания от напора: при уменьшении напора в 80 раз скорость перетекания уменьшалась всего в 1,5 раза. Однако при уменьшении разности уровней в пределах от 0,5 мм до нуля скорость перетекания быстро падала тоже до нуля.

Естественно, что скорость выравнивания уровней определяется периметром сосуда или, вернее, периметром наиболее узкой части сосуда, если сужение расположено выше обоих уровней жидкости.

Все результаты, полученные Стрелковым при изучении сифонного эффекта, были подтверждены в работе Доунта и Мендельсона^{12а}, пришедших независимо к тем же выводам.

Стрелковым была предпринята также интересная попытка измерить импульс плёнки. С этой целью им были построены чувствительные пружинные весы, к которым подвешивались или ленточка из тонкой фольги, подогреваемая светом, или проволочка, подогреваемая током.

Наполняя под влиянием градиента температур на ленточку или проволочку, плёнка должна была бы, по мнению автора (согласно принципу сохранения импульса), растянуть чувствительную пружину весов. Получив эффект обратного знака, Стрелков был вынужден оставить этот эксперимент.

Способность He-II образовывать быстро ползущие плёнки является существенной помехой для достижения низких температур методом откачки. И в самом деле, даже с помощью очень мощных насосов и в достаточно узких дюарах редко удаётся достичь температуры ниже чем 1°K . Дело заключается в том, что плёнка He-II, покрывающая стенки дюара, очень сильно увеличивает поверхность испарения. В верхней части дюара это испарение идёт особенно быстро. Благодаря же своей большой подвижности плёнка непрерывно поддерживает свою толщину. Поэтому нет ничего удивительного в том, что температуру $0,726^\circ \text{K}$ в объёме в 3 см^3 Кеесому^{13а} удалось достичь только с помощью мощной батареи насосов с общей производительностью 675 литров в секунду.

Некоторым исследователям удавалось повысить эффективность откачки с помощью узкой перетяжки внутреннего пальца дюара. Периметр перетяжки определял количество плёнки, имевшей возможность проникнуть в верхнюю часть дюара.

Аналогичные идеи лежат в основе работы Лазарева и Есельсона⁴⁹, которые разделили дюар на две части с помощью плоской диафрагмы с диаметром отверстия до 0,05 мм. Авторам этой работы удалось получить температуру в $0,71^\circ \text{K}$ (зарегистрированную измерением упругости насыщенных паров) с помощью одного агрегата, состоящего из форвакуумного и ртутного диффузионного насоса малой

производительности. Эту температуру следует считать самой низкой, достигнутой с помощью откачки.

Все изложенные в этом параграфе экспериментальные результаты легко объясняются теорией Ландау, если плёнку представлять себе аналогом чрезвычайно тонкого капилляра, вдоль которого течёт сверхтекучая масса. Нормальная часть He-II практически неподвижна относительно твёрдой поверхности. Большая теплопроводность плёнок, наблюдаемая Кикоиным и Лазаревым⁴¹, объясняется беспрепятственным транспортом вдоль плёнки сверхтекучей части, текущей с нулевой энтропией. Совершенно непринуждённое объяснение получает факт повышения температуры в резервуаре при вытекании из него плёнки и понижение температуры в нём при втекании плёнки, так же как и факт температурного крипа (наполнение плёнки против градиента температуры).

Если учесть, что течёт только сверхтекучая часть, количество которой зависит от температуры, то оказывается, что кривую рис. 19 следует пересчитать⁶⁹ на сверхтекучую плотность и для величины vd при заданных условиях опыта получится приблизительно прямая линия, т. е. скорость перетекания окажется не зависимой от температуры.

Зависимость vd от вышины сифона, по всей видимости, должна быть объяснена, как это отмечает Стрелков⁸⁰, непостоянством толщины плёнки вдоль твёрдой стенки: вблизи уровня жидкости толщина плёнки больше.

Теория даёт возможность истолковать также опыт Стрелкова по измерению импульса плёнки. Как уже отмечалось, сверхтекучая часть He-II не оказывает давления на обтекаемые ею тела. Поэтому обнаружить импульс сверхтекучей плёнки является безнадёжным. Но в момент нагрева ленточки пружинных весов сверхтекучая масса переходит в нормальную, передавая ей свой импульс. Однако нормальная масса, благодаря силам трения, быстро тормозится, отдавая в свою очередь импульс стенке, вдоль которой происходит движение. Этот эффект, повидимому, и наблюдал Стрелков. Такая трактовка его опытов, насколько нам известно, даётся здесь впервые.

Конечно, толщина плёнки не может быть вычислена из теории Ландау, так как для её определения необходимо постулирование закона взаимодействия, существующего между атомами гелия и твёрдой стенкой. Расчёт толщины плёнки был выполнен Я. И. Френкелем⁸⁶, который предположил, что на плёнку, находящуюся под действием силы тяжести, со стороны твёрдой стенки действуют силы ван-дер-ваальсовского типа. Для случая полного смачивания стенки жидкостью он получил выражение для максимальной высоты плёнки. Её толщина зависит от высоты, меняясь от приблизительно 10^3 атомных слоёв вблизи поверхности до толщины мономолекулярного слоя на максимальной высоте.

10. Критические скорости

Как указывалось в § 5, из теории Ландау с необходимостью вытекает существование критической скорости.

Непосредственное определение критических скоростей произведено, пожалуй, только в опытах Капицы³⁸, который наблюдал исчезновение обратимости движения гелия через капилляр и замедление скорости его натекания в сосуд.

Полученные им значения при прочих равных условиях мало зависят от температуры и довольно сильно — от ширины щели. К сожалению, как это отмечает сам автор, щель была несколько клиновидной и трудно указать истинное значение линейной скорости протекания, при которой появлялись вязкие силы. Не исключена также возможность срыва сверхтекучести при обтекании краёв щели. С этими оговорками на основании экспериментов Капицы получаются следующие численные значения критической скорости:

при $T=1,557^\circ\text{К}$ и ширине щели $0,14\text{ м}$ $v_k=110\text{ см/сек}$,

при $T=1,935^\circ\text{К}$ и той же ширине щели $v_k=80\text{ см/сек}$,

при $T=1,64^\circ\text{К}$ и ширине щели 3 м $v_k=14\text{ см/сек}$,

при $T=1,64^\circ\text{К}$ и ширине щели $0,3\text{ м}$ $v_k=40\text{ см/сек}$.

Отсюда следует, что критическая скорость, вероятно, падает с увеличением размеров сосуда, как $\frac{1}{\sqrt{d}}$, где d характеристический размер.

Существование критических скоростей объясняет многие экспериментальные факты. Например, независимость скорости истечения из весьма узких капилляров от напора, наблюденная^{6а} для больших перепадов давления, может иметь место благодаря наличию критических режимов, автоматически регулирующих скорость процесса перетекания. Именно фактом наличия критических скоростей можно объяснить независимость скорости перетекания от напора, наблюденную Стрелковым⁸⁰, и другими. В то же время становится понятной резкая зависимость скорости движения плёнки от напора, имеющая место при разности уровней от 0 до 0,5 мм гелиевого столба.

Наличие критических скоростей делает качественно понятным такое, казалось бы, странное явление, как зависимость кажущейся теплопроводности от подводимой к нагревателю мощности. Несомненно, что теплопроводность должна начать быстро уменьшаться, как только критическая скорость будет перейдена.

С теорией сверхтекучести связано представление по существу об идеальном механизме теплопередачи, автоматически обеспечивающим полный отвод тепла от нагревателя. Уже отмечавшееся в данном обзоре явление нагревания теплорассеивающих поверхностей объяснялось поэтому также фактом существования критических режимов.

Однако во многих случаях встречные скорости нормальной и сверхтекучей компонент настолько малы, а температура поверхностей

источника тепла так значительно превосходит среднюю температуру ванны, что в настоящее время становится очевидным, что критические скорости оказываются здесь не при чём.

Несмотря на обилие работ, проводившихся в заведомо «закритических» условиях, не только не выяснен вопрос о физической сущности срыва сверхтекучести, не только не сформулированы истинные причины, вызывающие в тех или иных условиях необратимость движения гелия, но даже зависимость v_k от таких факторов, как температура, характеристические размеры задачи и т. д., осталась по существу не установленной.

Изучение связанных с этим явлением вопросов несомненно представляет собой богатое поле деятельности.

II. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

1. Сверхпроводящее состояние

Открытие явления сверхпроводимости, оставшегося в некоторых отношениях загадочным и в наши дни, было сделано Камерлинг Оннесом^{15а} в 1911 г. Первым металлом, переведённым в сверхпроводящее состояние, была ртуть: при температуре 4,2° К её сопротивление внезапно падает до величины, не поддающейся измерению с помощью наиболее чувствительных современных приборов. Оценка верхнего предела сопротивления была получена из классического опыта Камерлинг Оннеса^{16а} со сверхпроводящим кольцом, в котором однажды индуцированный ток не затухал сколько-нибудь заметно в течение нескольких часов. Отсюда можно заключить, что сопротивление металла в сверхпроводящем состоянии, по крайней мере, в 10^{12} раз меньше сопротивления металла при комнатных температурах. Поэтому во всех теоретических рассматриваниях сопротивление сверхпроводника принимается в точности равным нулю.

В настоящее время на сверхпроводимость исследовано большинство металлов, многие из них испытаны вплоть до температур в несколько сотых градуса абсолютной шкалы. Из всех металлов сверхпроводниками оказалось 19. Список их приведён в таблице 1. Кроме чистых металлов, сверхпроводимостью обладают некоторые сплавы и химические соединения.

Последний из сверхпроводников — уран — был открыт всего лишь год назад Алексеевским и Мигуновым¹⁴.

Каждый из перечисленных в таблице 1 металлов переходит в сверхпроводящее состояние при той или иной температуре, которая носит название критической температуры — T_k .

В точке перехода, кроме исчезновения сопротивления, наблюдается изменение ряда физических свойств, так например, имеет место скачок теплоёмкости металла, резко меняются его магнитные свойства.

Другие свойства, наоборот, изменяются в критической точке плавно. Переход совершается без выделения или поглощения скрытой теплоты.

Всё это указывает на то, что переход в сверхпроводящее состояние (так же, как и переход жидкого гелия через λ -точку) является фазовым переходом второго рода.

Однако сверхпроводимость может быть разрушена не только повышением температуры до её критического значения, но и магнитным

Таблица 1

Элемент	Критическая температура	Год открытия
Ртуть Hg	4,12	1911
Олово Sn (белое)*	3,69	1913
Свинец Pb	7,26	1913
Таллий Tl	2,38	1922
Индий In	3,37	1923
Тантал Ta	4,38	1928
Галлий Ga	1,07	1929
Торий Th	1,43; 1,32	1929
Титан Ti(?)	1,77; 1,81	1930
Ниобий Nb (колумбий Cb)	9,22	1930
Алюминий Al	1,14	1933
Цинк Zn	0,79	1934
Ванадий V	4,3	1934
Кадмий Cd	~0,6	1935
Цирконий Zr	~0,7	1935
Гафний Hf	~0,3	1935
Лантан La	4,7	1937
Рений Re	~0,9	1942
Уран U	~1,30	1946

полем. Необходимая для этого напряжённость магнитного поля H_k , получившая название критического поля, зависит от температуры, падая до нуля вблизи T_k . Сказанное иллюстрируется рис. 20 и 21, заимствованными из работ Шубникова, Хоткевича, Шепелёва и Рябинина¹⁰⁰ и Алексеевского⁶.

Переход из нормального состояния в сверхпроводящее и обратно в присутствии магнитного поля существенно отличен от перехода, осуществляемого в отсутствии поля, в частности, в этом случае имеет место выделение скрытой теплоты превращения, что соответствует фазовому переходу первого рода.

*) Серое олово не является сверхпроводником.

Условием того, что две фазы — сверхпроводящая и нормальная — могут существовать в равновесии друг с другом, является равенство^{17a}

$$F_n = F_s + \frac{H_k^2}{2},$$

где F_n и F_s — свободные энергии единицы объёма нормальной и сверхпроводящей фаз, причём F_n соответствует случаю, когда магнитное поле отсутствует.

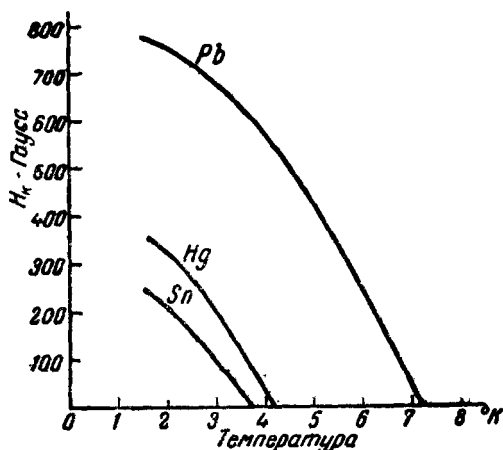


Рис. 20. Зависимость критического поля от температуры (Шубников, Хоткевич, Шепелёв и Рябинин).

Поскольку $S = -\frac{\partial F}{\partial T}$, то тепло, поглощённое при переходе единицы объёма металла из сверхпроводящего в нормальное состояние, равно

$$Q = T(S_n - S_s) = -\frac{TH_k}{4\pi} \frac{dH_k}{dT}.$$

А priori можно утверждать, что проводимость сверхпроводника осуществляется электронами. К этому же заключению приводят изящные опыты, осуществлённые Кикоиным и Губарем^{45, 46} (см. также^{85, 26}). Эти авторы исследовали эффект Эйнштейна-де-Гааза, происходящий у сверхпроводников. Эффект Эйнштейна-де-Гааза заключается в том, что при перемагничивании тела у него появляется вращательный момент. Кикоин и Губарь поставили следующий опыт: сверхпроводящий шар на тонком подвесе помещался в периодически меняющееся магнитное поле, причём период изменения направления поля выбирался равным периоду собственных крутильных колебаний шара на нити. Из амплитуды установившихся колебаний, затухания

и других данных можно было получить вращательный момент. Отношение магнитного момента к механическому получилось равным $\frac{e}{2mc}$, где e и m — заряд и масса электрона. Этим было доказано существование замкнутых электронных токов.

Так как никакие опыты не смогли обнаружить различия между кристаллическими решетками сверхпроводников выше и ниже критической точки, то следует признать, что фазовое превращение пре-

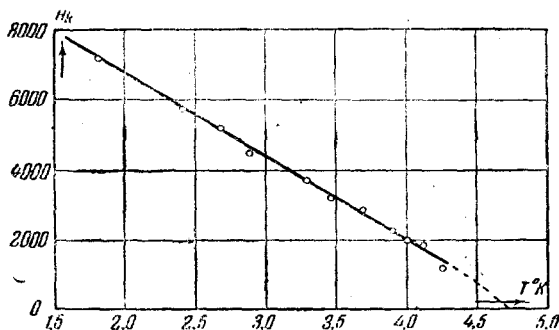


Рис. 21. Зависимость критического поля ванадия от температуры (Алексеевский).

терпевает электронная жидкость. При этом из состояния, характеризующегося большим значением энтропии, она переходит в состояние с меньшим значением энтропии.

Ландау⁵⁶ высказал предположение, что при фазовом переходе из нормального в сверхпроводящее состояние электронная жидкость претерпевает превращение, подобное переходу жидкого гелия, т. е. у электронной жидкости появляется свойство сверхтекучести, которым и объясняется сверхпроводимость. Как указано, гелий-II представляют состоящим из двух жидкостей — сверхтекучей и нормальной; им приписывают два типа движений — сверхтекучее и нормальное. Согласно предложенной аналогии нужно было предположить существование «нормальной» проводимости сверхпроводника. В стационарном случае электрическое поле в сверхпроводнике должно равняться нулю, иначе сверхпроводящий ток возрастал бы неограниченно. Поэтому нормальный ток в стационарном случае отсутствует и нормальная проводимость ничем себя не обнаруживает. Если же поместить сверхпроводник в переменное магнитное поле, то в поверхностном слое сверхпроводника, в котором внешнее магнитное поле не равно нулю (об этом см. ниже), будет присутствовать и переменное электрическое поле, которое вызовет переменный нормальный ток (разумеется наряду с переменным сверхпроводящим током).

Переменный нормальный ток *) приведёт к джоулевым потерям, т. е. к нагреванию тела. Это нагревание в переменном магнитном поле (при частоте порядка 10^9 герц) было экспериментально обнаружено Г. Лондоном^{18а}. Дальнейшее развитие теории Ландау о сверхтекучести электронной жидкости получило в работе Гинзбурга²⁴ (см. также книгу Гинзбурга «Сверхпроводимость», 1946 г.²⁵). На основании этой теории Гинзбургом вычислены скачок теплоёмкости, глубина проникновения (см. § 4) и некоторые другие величины.

Ввиду того, что до сих пор не найдено свойств, которыми сверхпроводящие металлы в нормальном состоянии отличались бы от несверхпроводящих, единственным способом сделать заключение о способности данного металла переходить в сверхпроводящее состояние пока является непосредственное изучение его при возможно более низких температурах. Многие из металлов — Cr, Si, Sb, Be, W, Rn, U — были исследованы Алексеевским и Мигуновым¹⁴ до температур 0,06—0,15° К. При этом только уран (как это было уже указано) обнаружил сверхпроводящие свойства.

2. Магнитные свойства

Как уже отмечалось, в случае равенства нулю сопротивления, из закона Ома следует, что электрическое поле $\mathbf{E}$ внутри сверхпроводящего образца должно равняться нулю. Тогда из уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

следует, что $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ и $\mathbf{B} = \text{const}$, магнитная индукция в сверхпроводнике равна её значению в момент перехода в сверхпроводящее состояние и не зависит от величины внешнего поля (разумеется, если оно меньше критического). Этот вывод позволял ожидать «замороженных» магнитных моментов у образцов, переведённых в сверхпроводящее состояние в магнитном поле. Поэтому открытое в 1934 г. свойство сверхпроводников вытеснять магнитное поле при переходе в сверхпроводящее состояние является новым фундаментальным свойством сверхпроводников, не являющимся следствием электродинамики и факта равенства нулю сопротивления. Это свойство было открыто Мейсснером и Оксенфельдом^{19а} и несколько позже и независимо Рябининым и Шубниковым^{74, 75} и получило название эффекта Мейсснера. Опыт Рябинина и Шубникова состоял в измерении индукции в оловянном стержне, расположенном вдоль магнитного поля. При переходе в сверхпроводящее состояние посредством уменьшения внешнего магнитного поля индукция после перехода не оставалась постоянной, равной своему значению перед самым

*) О других случаях проявления существования нормального тока см. работу Гинзбурга²⁵.

переходом, а в точке перехода скачком падала до меньших значений. В дальнейшем было установлено, что в случае монокристаллических образцов формы, более близкой к цилиндру бесконечной длины, индукция падает практически до нуля (см. рис. 22).

Таким образом, в настоящее время является установленным, что внутри сверхпроводника имеет место равенство нулю и электрического и магнитного поля. Это приводит в свою очередь, как видно из уравнения Максвелла

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \mathbf{B} - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t},$$

к исчезновению внутри сверхпроводника и плотности тока $\mathbf{j}$.

Чтобы объяснить равенство нулю магнитной индукции $\mathbf{B}$ внутри сверхпроводника, следует допустить, что по поверхности образца

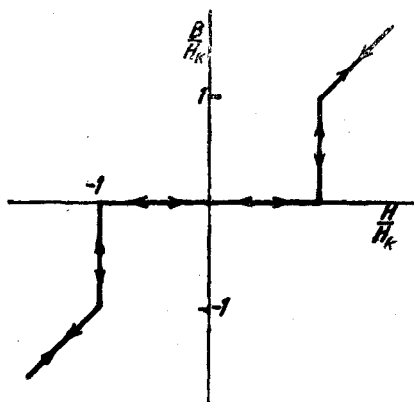


Рис. 22. Зависимость индукции в сверхпроводящем цилиндре от напряжённости внешнего поля (поле параллельно оси цилиндра).

текут незатухающие токи, магнитное поле которых и компенсирует внешнее магнитное поле. Понятие поверхностных токов, разумеется, является идеализацией, речь идёт о токах, текущих в весьма тонком поверхностном слое. Естественно, что в этом тонком слое магнитное поле отлично от нуля.

Эта концепция в данное время может считаться доказанной рядом экспериментов (проведённых как на массивных, так и на микроскопических образцах, см. § 5). С помощью этих опытов удалось установить наличие тонкого слоя, внутри которого существует магнитное поле, и даже оценить его толщину, оказавшуюся завися-

щей от температуры. Расстояние, на котором напряжённость магнитного поля падает в e раз, получило название «глубины проникновения». Глубина проникновения имеет порядок величины 10^{-5} см; в непосредственной близости критической точки она начинает неограниченно расти с приближением температуры к критической.

В § 5 будут рассмотрены работы, посвящённые определению глубины проникновения. Здесь же мы займёмся новым фактором, разрушающим сверхпроводимость, — именно электрическим током.

Было экспериментально обнаружено, что при увеличении тока через сверхпроводник сверхпроводимость разрушается. Сильсби^{20a} предположил, что разрушение током сверхпроводимости сводится к действию магнитного поля этого тока, и поэтому наступает тогда, когда поле тока становится равным значению критического поля.

Проверке гипотезы Сильсби посвящена работа Алексеевского¹. В этой работе разрушение сверхпроводимости осуществлялось внешним магнитным полем, электрическим током, а также одновременным действием этих факторов. На рис. 23 приведена кривая перехода при разрушении сверхпроводимости монокристаллического оловянного стержня внешним магнитным полем, а на рис. 24 — кривые при разрушении сверхпроводимости этого же стержня током при разных

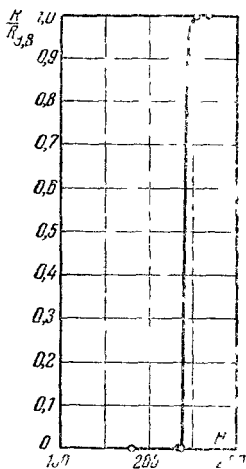


Рис. 23. Разрушение сверхпроводимости монокристалла олова внешним полем.

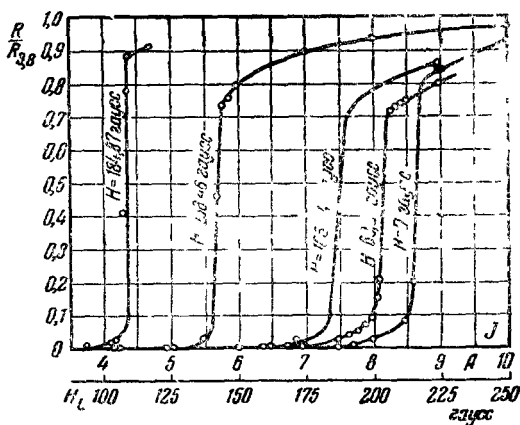


Рис. 24. Разрушение сверхпроводимости монокристалла олова током.

значениях внешнего поля. По оси ординат обоих рисунков отложено отношение сопротивления к его значению при температуре 3,8 К, по оси абсцисс рис. 23—внешнее магнитное поле H , по оси абсцисс рис. 24—ток I и соответствующее ему поле H_L . Опыты установили справедливость гипотезы Сильсби. На рис. 25 по осям отложены внешнее поле H и поле тока H_L . Поскольку эти поля перпендикулярны, то сумма изображается радиусом-вектором из начала координат в данную точку. Точки легли на окружность с центром в начале координат. Это показывает, что сверхпроводимость разрушается тогда, когда сумма внешнего поля и поля тока достигает на поверхности образца критического значения.

Гипотеза Сильсби подтверждается также экспериментом Шубникова со сверхпроводящим кольцом⁹⁷. Если металлическое кольцо переходит в сверхпроводящее состояние в магнитном поле, перпендикулярном его плоскости, то после перехода поток магнитной индукции через кольцо отличен от нуля. При ослаблении внешнего поля вдоль кольца индуцируется ток, препятствующий выходу маг-

нитных силовых линий из кольца наружу. Очевидно сумма поля тока и внешнего поля не должна превышать значение критического поля, в противном случае сверхпроводимость будет разрушаться. Это и было доказано в опыте Шубникова.

Следует, однако, отметить, что разрушение сверхпроводимости током не является простым явлением. Более внимательный анализ приводит к следующему противоречию.

Рассмотрим сверхпроводник, по которому течёт ток. Как уже было отмечено, ток течёт по поверхности сверхпроводника. При увеличении

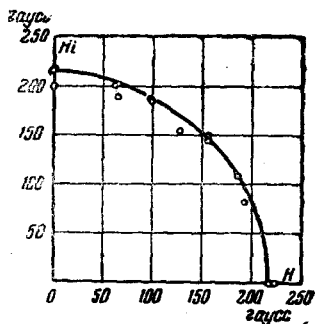


Рис. 25. Зависимость критического поля тока от величины внешнего продольного поля.

тока, именно на поверхности достигло критического значения, и слой, принадлежащий к поверхности, перешёл в нормальное состояние. Естественно, что ток будет течь не по нормальному слою, а по сверхпроводящей сердцевине проводника, так как сопротивление последней равно нулю. На границе между нормальной и сверхпроводящей фазами поле будет равняться H_k (по определению понятия критического поля), а в слое нормальной фазы поле будет меньше H_k (как известно, поле цилиндрического проводника обратно пропорционально расстоянию от оси цилиндра). Тогда в нормальном слое создадутся условия для его

перехода в сверхпроводящее состояние ($H < H_k$). Нельзя придумать какой-либо иной простой процесс разрушения сверхпроводимости током, чтобы не прийти к подобному противоречию.

Оказывается следует считать, что при разрушении сверхпроводимости током проводник находится не в сверхпроводящем и не в нормальном, а в некотором третьем — «промежуточном» — состоянии^{*)}. Это состояние не связано исключительно с разрушением сверхпроводимости током, а носит весьма общий характер. Рассмотрению этого состояния посвящён следующий параграф.

3. Промежуточное состояние

Полное вытеснение магнитного поля из объёма, занятого сверхпроводником, означает по существу, что всякий сверхпроводник обладает максимально возможной диамагнитной восприимчивостью, рав-

^{*)} С промежуточным состоянием связан следующий результат работы Алексеевского¹: при разрушении сверхпроводимости током сопротивление резко возрастает лишь до 0,8 своего значения в нормальном состоянии.

ной $1/4\pi$, которая в 10^4 раз превосходит диамагнитную восприимчивость обычных веществ. Естественно поэтому, что внесение сверхпроводника в магнитное поле ведёт, как правило, к резкому искажению характера распределения поля. Никакого искажения в картину распределения магнитного поля в окружающем пространстве не вносит только бесконечно длинный цилиндр, параллельный направлению поля. Тела всякой иной формы, а также цилиндры, расположенные не параллельно полю, в той или иной степени искажают поле. Примеры распределения поля возле сверхпроводящих цилиндра и шара приведены на рис. 26. Нарушение однородности поля во многих случаях является решающим обстоятельством при трактовке результатов опытов по разрушению сверхпроводимости магнитным полем.

Рассмотрим, как будет вести себя, например, сверхпроводящий шар при постепенном увеличении внешнего магнитного поля. Если напряжённость внешнего однородного поля есть H_0 , то на экваторе сверхпроводящего шара поле называется равным $3/2 H_0$, тогда как на полюсе оно равно нулю.

Естественно поэтому, что при увеличении напряжённости внешнего поля, критическое значение H_k раньше всего достигается на экваторе. Таким образом, на экваторе создадутся условия для перехода шара в нормальное состояние. Казалось бы, при дальнейшем увеличении поля по экватору образуется область нормальной фазы, соприкасающаяся по некоторой поверхности с внутренней сверхпроводящей областью (рис. 27). Но это приводит к следующему противоречию: на границе нормальной и сверхпроводящей областей поле по определению должно быть критическим. Граница представляет собой выпуклую поверхность, поэтому поле внутри нормальной области будет меньше, чем на границе её со сверхпроводящей областью, т. е. меньше H_k . Тогда внутри нормальной области возникнет условие для перехода обратно в сверхпроводящее состояние. Следовательно, переход шара из сверхпроводящего состояния в нормальное осуществляться указанным образом не может.

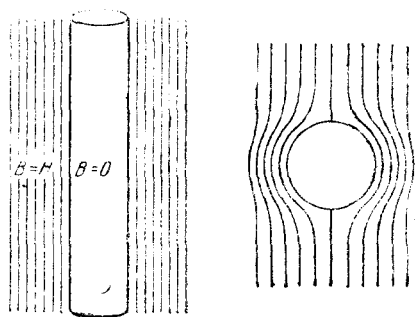


Рис. 26. Примеры распределения магнитного поля возле сверхпроводящих образцов.

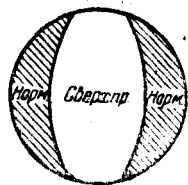


Рис. 27. Путь перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние, не осуществляющийся в действительности.

Исследования этого перехода^{21а} установили характер зависимости магнитного момента сверхпроводящего шара от величины внешнего поля (рис. 28). Кривая состоит из трёх прямолинейных участков. Участок AB указывает на то, что, начиная с внешнего поля $H = \frac{2}{3}H_k$, в сверхпроводящий шар проникает магнитное поле (рис. 29), которое линейно растёт от нуля при $H = \frac{2}{3}H_k$ до критического значения H_k при внешнем поле, равном H_k . Это состояние сверхпроводящего шара, отличающееся и от нормального и от сверхпроводящего состояния, не нашедшее простого объяснения, получило назва-

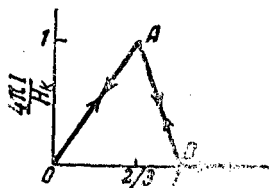


Рис. 28. Зависимость магнитного момента в шаре от величины внешнего поля.

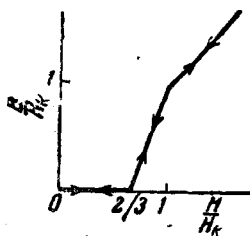


Рис. 29. Зависимость среднего поля в шаре от величины внешнего поля.

ние промежуточного состояния. Из сказанного в начале этого параграфа очевидно, что нижняя граница промежуточного состояния существенно зависит от формы тела. В случае эллипсоида вращения, у которого ось вращения совпадает с направлением поля, нижняя граница равна $(1 - n)H_k$, где n — так называемый размагничивающий фактор, зависящий от отношения осей эллипсоида. В частности, у бесконечной пластинки, расположенной перпендикулярно к полю $n = 1$ и промежуточное состояние имеет место при всех полях от $H = 0$ до $H = H_k$.

Первоначальная феноменологическая теория промежуточного состояния, построенная Пайерлсом^{22а}, предполагала существование некоего нового состояния вещества, отличного по своим свойствам и от сверхпроводящего и от нормального состояний. Кроме того, предполагалось, что поле внутри образца, находящегося в промежуточном состоянии, также является однородным, равным $B = \frac{H}{n} - \left(\frac{1}{n} - 1\right)H_k$. Иными словами, в промежуточном состоянии магнитному полю приписывалось некоторое промежуточное (между нулём и H_k) значение.

Современная теория промежуточного состояния создана Ландау^{55, 48}, который показал, что промежуточное состояние не является каким-либо новым состоянием вещества, а представляет собой смесь сверхпроводящих и нормальных слоёв, чередующихся друг с другом.

По мере приближения к поверхности образца нормальные слои начинают ветвиться, постепенно утончаясь, как это показано схематически на рис. 30. На самой поверхности возникает уже мелко-дисперсная смесь двух фаз, причём толщина слоёв делается порядка глубины проникновения, и макроскопическое описание сверхпроводящего состояния, как состояния $\mathbf{B} = 0$, теряет смысл. Естественно, что при этих условиях теряет смысл и понятие промежуточного состояния, ибо на поверхности образца взамен смеси нормальных и сверхпроводящих областей возникает новое макроскопически однородное состояние, которое Ландау назвал «смешанным». Ландау удалось определить и толщину слоёв, существующих внутри образца. Сумма толщин сверхпроводящего и нормального слоёв в первом приближении оказалась не зависящей от напряжённости поля и равной приблизительно

$$a + b \approx 2 \left(\frac{8\pi^2}{H_k^2} L^2 \right)^{1/3},$$

где L — размер образца, а a — коэффициент поверхностного натяжения между сверхпроводящей и нормальной фазами.

Первым подтверждением теории Ландау явились эксперименты Нахутина^{64, 65} (см. также¹⁰¹), обнаружившие анизотропию проводимости оловянного шара, находящегося в промежуточном состоянии. Нахутин нашёл, что в направлении вдоль поля сверхпроводимость исчезает при внешнем поле, равном H_k , тогда как в направлении, перпендикулярном полю, сверхпроводимость исчезает при поле, равном $\frac{2}{3}H_k$. Исчезновение сверхпроводимости определялось по исчезновению тока в сверхпроводящем контуре, состоявшем из оловянного шара и свинцовой проволоки, припаянной к противоположным точкам шара. Обнаруженная анизотропия вполне объясняется слоистой структурой сверхпроводников в промежуточном состоянии, если учесть, что слои располагаются параллельно внешнему полю и перпендикулярно току.

Непосредственное обнаружение слоистой структуры на поверхности, казалось, было невозможным из-за дисперсности смешанного состояния, которая лежит за пределами разрешающей способности любого измерителя. Однако Шальникову⁹² всё же удалось получить прямое экспериментальное доказательство слоистой структуры сверхпроводников в промежуточном состоянии.

Если разрезать сверхпроводящий шар по диаметральной плоскости на две половины (плоскостью, перпендикулярной внешнему полю) и снова сложить обе половины, то такой шар ничем не будет

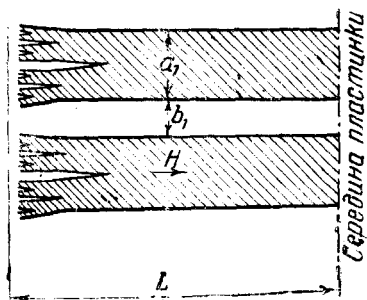


Рис. 30. Слоистая структура промежуточного состояния. У поверхности образца нормальные слои начинают ветвиться.

отличаться от сплошного шара. По теории Ландау, вдоль плоскости разреза магнитное поле будет меняться, равняясь поочередно то нулю в сверхпроводящем слое, то критическому значению H_k в нормальном слое. Электрический контакт между полусферами несущественен, так как токов вдоль меридианов из соображений симметрии быть не должно; поэтому если полусферы раздвинуть на очень малое расстояние, то конфигурация магнитного поля почти не изменится, и вдоль щели поле будет поочередно равняться то нулю, то H_k . При увеличении расстояния между полусферами,

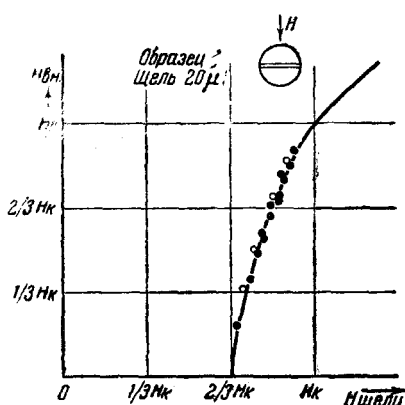


Рис. 31. Зависимость поля в щели между полусферами от величины внешнего поля.

начиная с некоторого критического расстояния, слои у поверхности раздела начнут разветвляться и при больших размерах щели на поверхности щели сверхпроводник будет в смешанном состоянии, характеризующемся однородным средним магнитным полем.

Поскольку критическое расстояние было неизвестно, Шальников сделал щель минимальной (~ 25 микрон), размеры щели определялись толщиной измерителя магнитного поля — длинной висмутовой ленточки, положенной по диаметру разреза — и изоляции. Измерение неоднородности магнитного поля с помощью висмутовой проволоки или ленточки

основывается на квадратичной зависимости сопротивления висмута от напряжённости поля.

Как было сказано в начале параграфа, среднее поле в промежуточном состоянии с увеличением внешнего поля растёт линейно от 0 до H_k . Согласно представлениям Ландау, это означает, что линейно изменяется общее сечение нормальных слоёв. Для данного внешнего поля можно найти, какая доля длины висмутового измерителя находится в поле с напряжённостью H_k и какая доля находится в поле, равном 0, затем с помощью градуировочной кривой определить получающееся при этом общее изменение сопротивления и соответствующее ему магнитное поле. Вычисленные таким образом значения магнитного поля приведены на рис. 31 наряду с экспериментальными точками. Совпадение экспериментальных точек с вычисленными является главным результатом эксперимента Шальникова, именно, доказательством основной мысли теории Ландау о слоистой структуре сверхпроводника в промежуточном состоянии.

Далее, было определено примерное значение критической ширины щели, равное для оловянного шара диаметром 28,4 мм 50 микронам.

Теория Ландау позволяет подсчитать коэффициент поверхностного натяжения между сверхпроводящей и нормальной фазами для олова. Эта величина α связана с критической шириной щели d_0 , размерами тела L и величиной критического поля H_k следующим соотношением:

$$\alpha = \frac{H_k^2}{8\pi} \sqrt{\frac{d_0^3}{512 L}} \frac{\text{дин}}{\text{см}}.$$

Вычисленные величины α составляют $1,7-4,4 \cdot 10^{-3} \text{ дин/см}$, что в сотни тысяч раз меньше величины α для жидкого олова по отношению к вакууму.

Знание величины α позволило автору оценить суммарную величину нормального и сверхпроводящего слоёв с помощью соотношения, даваемого теорией Ландау,

$$\delta = a + b = 2 \sqrt[3]{\frac{8\pi\alpha}{H_k^2} L^2} \text{ см.}$$

Суммарная толщина оказалась для шара диаметром 28,4 мм порядка 0,5 мм. Изучение топографии поля щели явилось предметом следующего экспериментального исследования Шальникова, выполненного им совместно с Мешковским⁶².

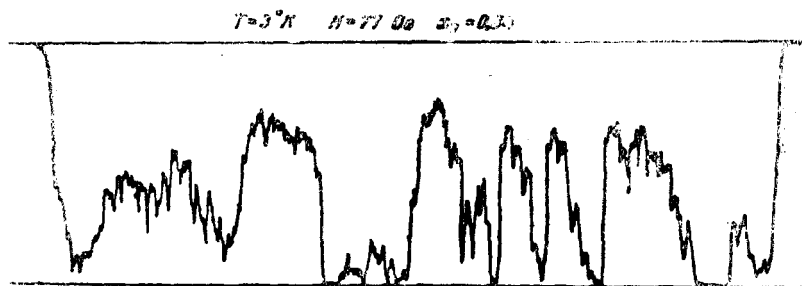


Рис. 32. Топография магнитного поля в щели между полусферами. Переход в промежуточное состояние осуществлён из сверхпроводящего увеличением магнитного поля.

Эксперимент заключался в следующем: в щели между двумя полусферами измерялось распределение магнитного поля с помощью маленького висмутового измерителя — «микроизмерителя», который можно было перемещать вдоль диаметра разреза. Микроизмеритель представлял собой тонкую полосу висмута длиной 0,3 мм, шириной 10 микрон, толщиной 5 микрон, припаянную концами к медным ленточкам. Первые же опыты с микроизмерителями выявили резкую неоднородность поля. Рис. 32 представляет собой запись на фотоплёнке измерений сопротивления измерителя при перемещении его вдоль диаметра разреза от одного края до другого.

Верхняя горизонтальная линия соответствует изменению сопротивления, вызываемому критическим полем, нижняя — отсутствию изменения сопротивления. Пики, не достигающие верхней линии, объясняются либо, по всей вероятности, недостаточной «разрешающей способностью» измерителя, несмотря на его малость, либо искривлением магнитных силовых линий в щели (так называемый эффект «бочки»). Затем авторы установили, что конфигурация областей нормальной и сверхпроводящей фаз в данной точке промежуточного состояния существенно зависит от способа перехода в эту точку. Рис. 32 соответствует переходу из сверхпроводящего состояния посредством уве-

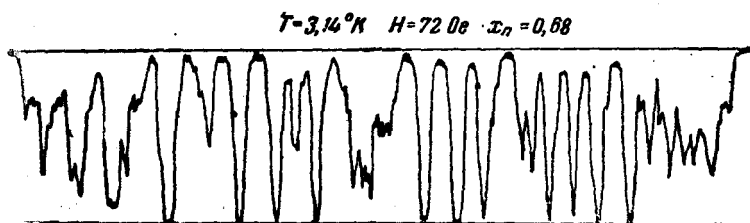


Рис. 33. Топография поля в щели между полусферами. Переход в промежуточное состояние осуществлён из нормального понижением температуры.

личения магнитного поля при постоянной температуре. Иной характер имеют кривые, полученные в случае перехода в промежуточное состояние из нормального состояния путём понижения температуры при постоянном магнитном поле (рис. 33). Характерные особенности кривых для перехода этих двух типов сохранялись от опыта к опыту. Авторы обнаружили, что кривые заметно деформируются, если магнитное поле вводить не плавно, а скачками.

Из сказанного следует, что переход в промежуточное состояние происходил всегда весьма неравномерно, состояние зависело от пути и характера перехода в него. Это делает невозможным количественную проверку теории до тех пор, пока не будет найден способ осуществлять равновесный переход в промежуточное состояние.

Результаты дальнейших опытов оказались довольно неожиданными. При увеличении ширины щели до одного и даже 2,3 мм неоднородность поля в щели не исчезла. Измерение велось на одной из поверхностей полусферы, в середине же щели поле оказалось довольно однородным, что объясняется эффектом «бочки». Таким образом, нормальные и сверхпроводящие области выходят на плоские поверхности полусфер даже при весьма больших расстояниях между ними, таких, что их следует признать заведомо гораздо большими критического*). В связи с этим возник вопрос, не является ли

*) Если принять, что критическая ширина — порядка 2 мм, то ширина слоёв в шаре диаметром 39 мм будет порядка 3 мм, что никак не согласуется с кривой на рис. 32.

выход на поверхность сверхпроводящих и нормальных областей без образования макроскопического однородного «смешанного» состояния явлением, присущим сверхпроводникам любой формы. Выяснению этого вопроса посвящена следующая работа Шальникова и Мешковского⁶³.

Эти авторы исследовали, с помощью микроизмерителя, топографию поля на поверхности целого шара, находящегося в промежуточном состоянии. Микроизмеритель можно было перемещать вдоль меридиана шара от экватора через полюс и до экватора. Измерения обнаружили резкую неоднородность поля на поверхности шара. На рис. 34 приведены кривые отклонений гальванометра, т. е. в извест-

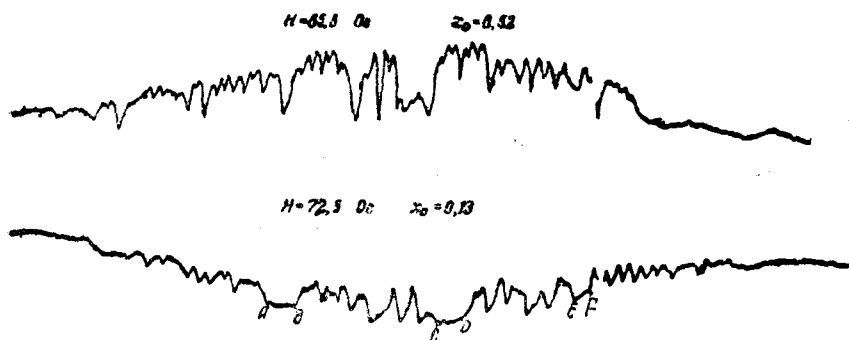


Рис. 34. Топография поля на поверхности шара, находящегося в промежуточном состоянии.

ном приближении — напряжённость поля; ось абсцисс представляет собой спрямлённый путь измерителя, т. е. половину дуги большого круга. На приведённой кривой видны участки выхода на поверхность макроскопических сверхпроводящих областей AB , CD и EF . Расхождение результатов своих экспериментов с теорией Ландау авторы объясняют тем, что теория Ландау построена для термодинамических равновесных состояний, в результате же неравновесных переходов, которые осуществляются в реальном эксперименте, возникают «переохлаждённые» области нормальной фазы. Доказательства неравновесности перехода были получены авторами в предыдущей работе.

До осуществления исследований Мешковского и Шальникова неравновесность перехода была установлена работой Алексеевского⁹, в которой изучалось изменение индукции в сверхпроводнике при крайне медленном переходе из нормального состояния в сверхпроводящее, и обратно. Переход осуществлялся как изменением температуры, так и изменением магнитного поля. Для осуществления весьма медленного изменения температуры использовался автоматический регулятор температуры, изобретённый Алексеевским и Шальниковым¹²,

который работал в слабо нестационарном режиме. Медленное изменение магнитного поля достигалось тем, что включённое последовательно с соленоидом, создающим поле, железное сопротивление с помощью часового механизма перемещалось в муфельной печи. Поскольку приходилось измерять весьма малые изменения магнитного потока, которые не могут быть зарегистрированы обычным баллистическим гальванометром, в этой работе использовалось фотореле (фотоусилитель). Исследование перехода длинного цилиндрического монокристаллического оловянного образца (длина 100 мм, диаметр 0,8 мм) в однородном поле показало, что переход происходит сразу (один отброс гальванометра); в случае же неоднородного поля

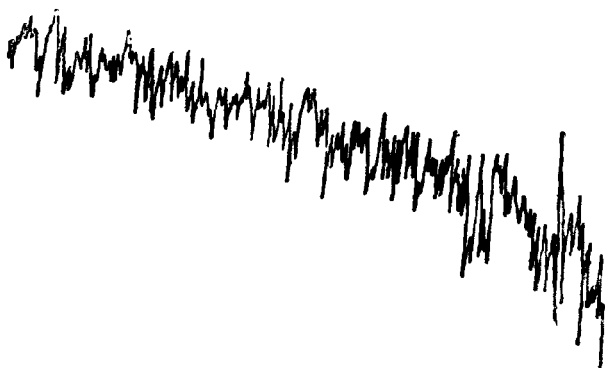


Рис. 35. Скачки индукции в промежуточном состоянии при медленном изменении температуры.

(неоднородность осуществлялась дополнительной катушкой с переменным числом витков на единицу длины) кривая индукции состояла из большого числа отдельных пиков, т. е. переход происходил в некоторой области температуры или магнитного поля, иначе говоря, наступало промежуточное состояние. На рис. 35 приведена часть кривой со скачками индукции в промежуточном состоянии. Это скачкообразное изменение индукции внешне весьма похоже на скачки Баркгаузена при намагничивании ферромагнетиков. Одновременно со скачками индукции автор наблюдал скачкообразное изменение сопротивления образца.

Прежде всего, работа доказала, что длинные цилиндрические образцы в параллельном магнитном поле могут находиться в промежуточном состоянии, если поле неоднородно по величине. Скачкообразное изменение индукции означает, что переход в промежуточное состояние сопровождается переохлаждением или перегревом, т. е. является неравновесным процессом. Из величины скачков индукции автор оценил размеры внезапно возникающих или исчезающих областей нормальной или сверхпроводящей фазы, они оказались порядка 0,01 мм³. Скачкообразное возникновение областей автор сравни-

нает с образованием пузырьков пара при кипении жидкости. Результаты эксперимента, а также факт наличия поверхностного натяжения между сверхпроводящей и нормальной фазами, позволили автору высказать предположение о том, что в присутствии магнитного поля процесс образования новой фазы начинается подобно тому, как это имеет место в случае других фазовых превращений первого рода, именно с возникновения центров фазовых переходов*), которые затем начинают расти.

В следующей работе¹¹ по кинетике переходов сверхпроводников Алексеевскому удалось определить скорость перемещения границы фаз. Для измерения скорости был выбран переход длинного цилиндрического образца в продольном однородном магнитном поле при радиальном охлаждении или нагревании образца.

Очевидно граница разделов двух фаз также двигалась радиально. Изменение потока индукции в образце и электродвижущая сила, индуцируемая в надетой на него измерительной катушке, пропорциональны скорости перемещения границы раздела фаз. Электродвижущая сила регистрировалась осциллографом. Определённая для обычных скоростей охлаждения и нагревания, скорость перемещения границы раздела фаз оказалась порядка $0,1 \text{ см/сек}$. Следует отметить, что при охлаждении цилиндрического образца в продольном однородном магнитном поле образец переходит в промежуточное состояние, на что указывали скачки на кривой электродвижущей силы. При нагревании же переход совершался без промежуточного состояния.

Более детальное изучение макроскопических свойств промежуточного состояния было предпринято Шальниковым^{91, 92}, поставившим опыты с полыми шарами, и Алексеевским^{7, 12}, который работал со сверхпроводящими дисками.

Опыты с полыми шарами должны были разрешить вопрос, существенна ли полость внутри сверхпроводника или имеет значение лишь внешняя форма образца. Оказалось, что при увеличении магнитного поля от нуля до начала промежуточного состояния полые шары неотличимы от шаров сплошных. При дальнейшем увеличении поля поверхность может быть разделена на следующие части: пояс у экватора, который тем шире, чем толще стенки полого шара, имитирующий поведение сплошного шара, и две области у полюсов, магнитное поле на которых меньше поля в случае сплошного шара (так называемый «провал поля»). Появление пояса — «зоны имитации» — автор объясняет током сверхпроводимости, текущим вдоль экватора. При переходе из нормального в сверхпроводящее состояние ослаблением магнитного поля наблюдался гистерезис и «замороженный» магнитный момент.

Гистерезис (петля на кривой зависимости магнитной индукции сверхпроводника от величины внешнего поля) и остаточный магнит-

*) Образование зародышей рассмотрено в ²¹, ⁷³; см. также ¹¹.

ный момент у сверхпроводников несовершенной, т. е. отличной от эллипсоидальной *) формы объясняются следующим образом. В промежуточном состоянии в силу неправильности формы тела среднее поле различно в различных точках, поэтому переход в сверхпроводящее состояние из промежуточного в разных точках тела происходит при разных значениях внешнего поля. Поэтому неизбежно будут случаи окружения сверхпроводящими кольцами областей, в которых напряженность магнитного поля ещё отлична от нуля, и, тем самым, будет осуществляться «замораживание» магнитного момента. Следствием этого и является гистерезис. Другая причина гистерезиса, указанная Алексеевским⁷, заключается в том, что при конечной скорости перехода в нормальной фазе возникают токи Фуко, плотность которых в разных точках разная. При этом переход в сверхпроводящее состояние будет определяться суммой внешнего магнитного поля и поля токов Фуко и в разных точках будет осуществляться неодновременно. Первая причина связана лишь с формой образца, вторая — со скоростью перехода; повидимому, возникновение гистерезиса объясняется обоими причинами.

Изучая экспериментально явление гистерезиса, Алексеевский⁷ исследовал «замороженное» магнитное поле в сверхпроводящих дисках. Остаточное магнитное поле объясняется макроскопическим током сверхпроводимости, текущим по краю диска. Чтобы убедиться в этом, автор разбил диск на мелкие части, которые покрыл тонким слоем парафина для изоляции и снова сложил вместе. В этом составном диске поле почти не «замораживалось». Кроме того, существование кольцевого тока в диске было доказано характерным распределением железных опилок на плоскости, перпендикулярной плоскости диска. В своих дальнейших исследованиях Алексеевский¹² измерил распределение «замороженного» поля вдоль поверхности диска. Измерение осуществлялось с помощью миниатюрной катушки размером $2,5 \times 1$ мм, которую можно было перемещать вдоль радиуса диска, а также поворачивать на угол в 180° ; последним осуществлялось изменение магнитного потока через катушку. Поскольку в некоторых случаях приходилось измерять весьма слабые изменения магнитного потока, в этой работе было использовано фотореле. По формулам, данным Фоком, автор вычислил для случая тонких дисков распределение круговых токов. Далее, автор подсчитал процентное содержание нормальной фазы вдоль радиуса диска. Наибольшее содержание оказалось в центре диска.

*) Образцы эллипсоидальной формы (в том числе бесконечный цилиндр и бесконечная пластинка, являющиеся пределами эллипсоида) мы называем совершенными в том смысле, что если их поместить в однородное поле, то, согласно известной задаче электродинамики, поле внутри них будет однородным. Поэтому промежуточное состояние эллипсоидов будет макроскопически однородным, и они будут переходить в сверхпроводящее состояние сразу во всех точках.

4. Сверхпроводящие тонкие плёнки и глубина проникновения

Из электродинамики сверхпроводников^{23a} (см. также²⁸) следует, что внешнее магнитное поле проникает в сверхпроводник, убывая пропорционально $\exp\left(-\frac{x}{\delta}\right)$, где x — расстояние от поверхности образца, а δ — глубина проникновения, которая согласно теории является функцией температуры и не зависит от величины поля. Из факта проникновения магнитного поля в сверхпроводники следует, что диамагнитная восприимчивость образцов, размеры которых сравнимы с глубиной проникновения, меньше по абсолютной величине, чем диамагнитная восприимчивость массивных образцов. Другое следствие малого размера сверхпроводников заключается в увеличении критического поля, оно разобрано теоретически в работах Померанчука⁶⁰ и Гинзбурга⁶¹. Гинзбург вычислил изменение величины критического поля для тонких плёнок, обусловленное как проникновением поля, так и влиянием поверхностного натяжения.

Первые попытки экспериментального исследования сверхпроводников малых размеров, предпринятые рядом учёных в Лейдене^{24a}, Торонто^{25a}, Кембридже^{26a}, не дали достоверных результатов, так как учёным не удавалось получить образцы достаточной чистоты.

В 1938 г. было опубликовано первое сообщение о работах Шальникова⁸⁸ с тонкими плёнками олова, свинца и таллия. Шальниковым⁸⁹ была разработана методика, которая позволяла получать плёнки толщиной от $5 \cdot 10^{-7}$ до $3 \cdot 10^{-5}$ см и обеспечивала высокую степень чистоты образцов. Сущность её заключалась в конденсации металлического пара в вакууме на обезгаженную стеклянную поверхность, охлаждённую до $4,2^\circ$ К. В этих работах было впервые установлено, что плёнки свинца, олова и таллия остаются сверхпроводящими вплоть до толщины $5 \cdot 10^{-7}$ см, т. е. до 15 атомных слоёв. Далее, было обнаружено существенное различие в свойствах свежесозданных плёнок и плёнок, которые между осаждением и измерениями отогревались до комнатной температуры («отожжённые» плёнки). Это различие автор объясняет тем, что конденсация при $4,2^\circ$ К сильно затрудняет возможность «ползания» атомов металла по поверхности и препятствует упаковке атомов в кристаллические агрегаты. Поэтому при низких температурах конденсации получается близкая к аморфной структуре металлов. Отжиг плёнок приводит к их рекристаллизации.

Далее, в этой работе были определены критические температуры как свежесозданных, так и рекристаллизованных плёнок. Оказалось, что у первых T_k выше нормального значения, причём повышение имеет порядок градуса. У рекристаллизованных плёнок T_k весьма близко к значению критической температуры массивного образца. В следующем параграфе будет рассмотрено явление повышения кри-

тической температуры при растяжении образца. Если объяснить смещение критической температуры увеличением среднего расстояния между атомами, то наблюдаемые повышения T_k соответствовали бы громадным отрицательным давлениям порядка $3 \div 5 \cdot 10^4$ кг/см².

Свежеосаждённые плёнки имеют значительно более низкие значения критических токов, чем плёнки рекристаллизованные.

Изучение разрушения сверхпроводимости магнитным полем, параллельным поверхности плёнки, показало, что поля в несколько тысяч эрстед разрушали сверхпроводимость лишь при токе через образец,

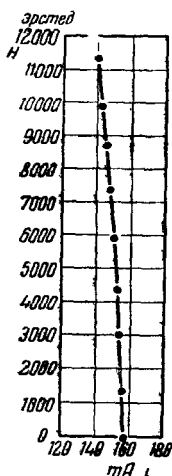


Рис. 36. Зависимость критического поля от тока. Свинец, толщина — $3,9 \cdot 10^{-6}$ см; $T = 4,2^\circ \text{K}$.

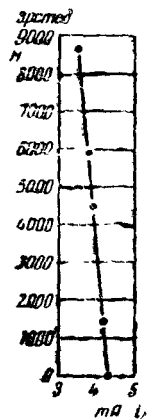


Рис. 37. Зависимость критического поля от тока. Олово, толщина — $6,4 \cdot 10^{-7}$ см; $T = 2,02^\circ \text{K}$.

весьма близком к критическому. На рис. 36 и 37 показана зависимость разрушающего поля от тока i , полученная для свежеосаждённых плёнок; экстраполяцией кривых к $i=0$ можно определить порядок величины критического поля. Критическое поле рекристаллизованных плёнок меньше, чем свежеосаждённых (рис. 38. Сравни этот рисунок с кривой для олова на рис. 20).

Таким образом, наряду с ожидавшимся увеличением значения критического поля, в работе Шальникова было открыто новое явление, заключающееся во влиянии структуры плёнки на её сверхпроводящие свойства.

Результаты работы Шальникова были развиты в дальнейших работах как за границей (Эппльард^{27а} и другие), так и у нас. В част-

ности, были сняты кривые зависимости H_c от температуры для плёнок разной толщины. Воспользовавшись этими результатами, Гинзбург²⁷ по полученной им формуле вычислил температурный ход глубины проникновения с учётом поверхностной энергии (рис. 39).

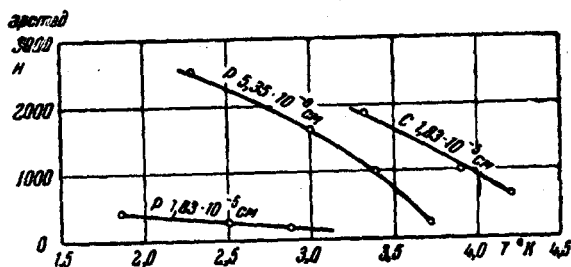


Рис. 38. Зависимость критического поля оловянных свежееосаждённых (C) и рекристаллизованных (P) плёнок от температуры.

Критические поля оловянных плёнок, толщиной от $2,36 \cdot 10^{-5}$ до $1,55 \cdot 10^{-6}$ см, были исследованы Алексеевским^{2,5}. Плёнки были получены методом Шальникова и рекристаллизованы при комнатной

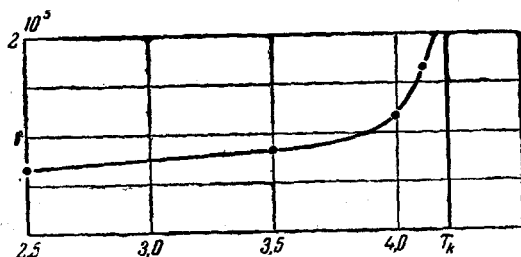


Рис. 39. Температурный ход глубины проникновения.

температуре. Критерием сверхпроводимости в этой работе служил механический момент сил, испытываемый сверхпроводящей плёнкой в магнитном поле. Плёнка была подвешена на упругой нити и в сверхпроводящем состоянии устанавливалась параллельно полю. Когда поле становилось равным критическому и сверхпроводимость разрушалась, плёнка резко поворачивалась. Подобно Шальникову, Алексеевский обнаружил, что свежееосаждённые пленки имеют более высокие критические поля, чем плёнки «отожжённые» до комнатной температуры. На рис. 40 приведены кривые зависимости критического поля от температуры для «отожжённых» плёнок разной толщины. На рис. 41 показана измеренная автором зависимость критического

поля от толщины при 2° К . Автором вычислена глубина проникновения при 2° К , оказавшаяся равной $1,64 \cdot 10^{-5} \text{ см}$.

Шенберг^{28а} произвёл исследования магнитной восприимчивости ртутных эмульсий и по данным этих исследований нашёл глубину проникновения и её температурный ход.

Определение глубины проникновения из исследования магнитных свойств сверхпроводников обладает преимуществом по сравнению с

методом критического поля, которым пользовались Эппльярд и другие. Именно, при обработке результатов не приходится пользоваться термодинамическими соображениями, и результаты не

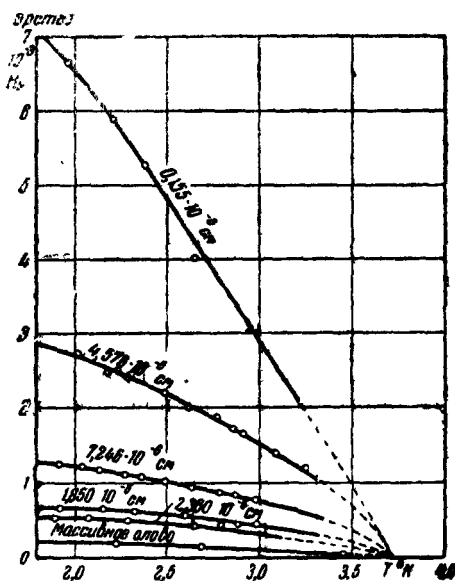


Рис. 40. Зависимость критического поля оловянных плёнок разной толщины от температуры.

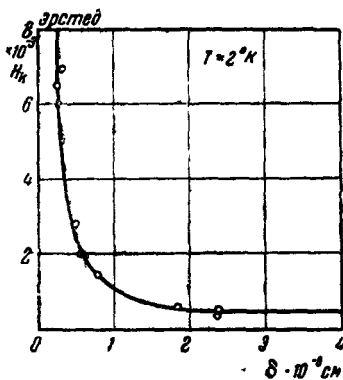


Рис. 41. Зависимость критического поля от толщины оловянных плёнок при $T=2^\circ \text{ К}$.

зависят от величин поверхностных энергий сверхпроводящей и нормальной фаз.

Однако эксперименты Шенберга обладают своими недостатками. К их числу относится недостаточная однородность частиц ртути по величине и несомненная загрязнённость эмульсии.

Всё это заставило исследователей попытаться измерить глубину проникновения и её температурную зависимость на массивных образцах. Обычные баллистические измерения в этом случае привели бы к нелю, если бы магнитный момент образца измерялся с точностью до шестого знака, что делает задачу практически невозможной.

Первая успешная попытка обойти это затруднение принадлежит Шальникову и Шарвину²⁹. Шальников и Шарвин изобрели остроумный и тонкий метод. Идея этого метода заключается в том, что

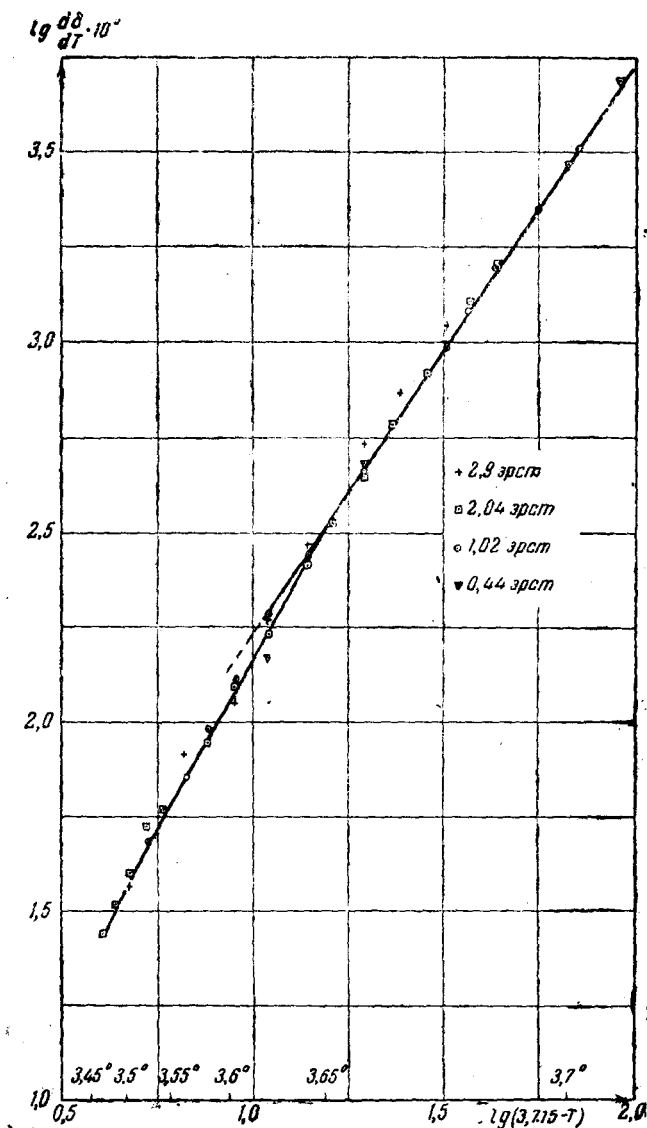


Рис. 42. Зависимость $\lg \frac{d\delta}{dT}$ от $\lg(T_k - T)$ для разных значений внешнего поля.

сверхпроводящий образец с надетой на него измерительной катушкой помещается в постоянное магнитное поле, и создаются колебания

температуры образца. Если глубина проникновения зависит от температуры, то при колебаниях температуры магнитный поток через поверхностный слой сверхпроводника должен колебаться, в результате чего в измерительной катушке будет индуцироваться электродвижущая сила. Нужно подчеркнуть, что единственной причиной

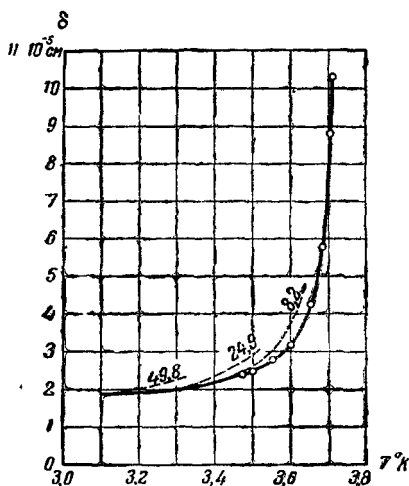


Рис. 43. Температурный ход глубины проникновения при разных значениях внешнего поля.

наведения электродвижущей силы в измерительной катушке является зависимость глубины проникновения от температуры, таким образом, измеряемый эффект прямо пропорционален производной глубины проникновения по температуре. Температурные колебания в эксперименте создавались колебаниями давления газообразного гелия, в котором находился образец. Магнитное поле, строгое постоянство которого было существенно для эксперимента, создавалось сверхпроводящим свинцовым соленоидом. Поскольку приходилось измерять весьма малые изменения магнитного потока, авторы применили фотореле.

На рис. 42 приведена зависимость $\lg \frac{\partial \delta}{\partial T}$ от $\lg (T_k - T)$ для раз-

$$\frac{\partial \delta}{\partial T} = \frac{C}{(T_k - T)^{3/2}},$$

где $C = 5,4 \cdot 10^{-6}$, $T_k = 3,715^\circ \text{ К}$. Из данных о $\frac{\partial \delta}{\partial T}$ можно получить δ , как функцию температуры, с точностью до постоянной интегрирования. Как было указано Ландау, постоянную интегрирования можно определить, воспользовавшись приведённым выше асимптотическим законом. Зависимость глубины проникновения от температуры приведена на рис. 43. Поля порядка десятков эрстед оказывают заметное влияние на величину глубины проникновения (пунктирные кривые).

5. Изменения границ сверхпроводимости при сжатии и растяжении

Зависимость критической температуры и критического поля от механических деформаций образцов была обнаружена Сизу и Камерлинг-Оннесом^{29а} в 1925 — 1926 гг. в Лейдене. Эти исследователи нашли, что при растягивающем напряжении в $2,5 \text{ кг/мм}^2$ критическая температура олова повышается на $0,007^\circ \text{ К}$. Так как смещение T_k было весьма мало, то для подтверждения истинности эффекта представлялось интересным определить смещение T_k и H_k при больших нагрузках. Этому была посвящена работа Алексеевского⁴. В качестве объекта исследования был выбран тантал, обладающий высокой механической прочностью. Измерялась зависимость критической температуры, критического поля и критического тока от растягивающего напряжения, которое доходило до $16\,000 \text{ кг/см}^2$. При этом смещение

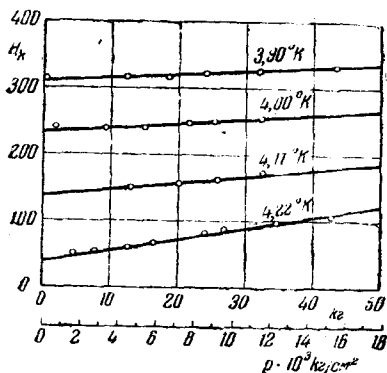


Рис. 44. Зависимость критического поля от напряжения.

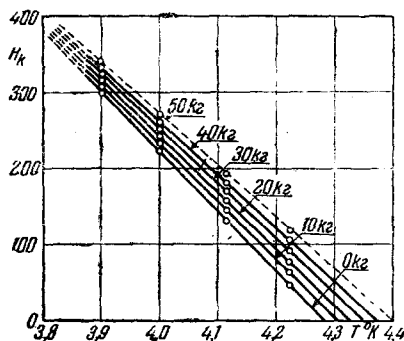


Рис. 45. Зависимость критического поля от температуры при разных значениях растягивающей силы.

критической температуры составляло $0,12^\circ \text{ К}$. В этой области напряжений зависимости T_k , H_k и i_k от напряжения оказались линейными.

На рис. 44 показана зависимость H_k от напряжения, на рис. 45 приведено семейство кривых $H_k = f(T)$ для различных значений растягивающей силы. В другой своей работе⁸ Алексеевский определил dT_k/dp для монокристалла олова, регистрируя переход в сверхпроводящее состояние не только по изменению сопротивления олова, но и по скачку магнитной индукции в образце. Напряжению $0,64 \text{ кг/мм}^2$ соответствовало смещение T_k на $0,001^\circ$.

Кроме однородного растяжения, Сизу и Камерлинг-Оннес подвергали образцы всестороннему сжатию и определяли влияние всестороннего сжатия на переход в сверхпроводящее состояние. В этих исследованиях в качестве среды, передающей давление, был использован

жидкий гелий, причём давление над ним доводилось до 300 кг/см^2 . Как было показано впоследствии, гелий под давлением затвердевает. Оказалось, что в большом интервале давлений в лейденских исследованиях гелий был твёрд и передавать давление не мог. Эта трудность была преодолена Лазаревым и Кан⁵², которые в своём исследовании перехода в сверхпроводящее состояние олова и индия в качестве среды, передающей давление, взяли воду, воспользовавшись тем, что при замерзании вода расширяется, и до гелиевой температуры при нормальном давлении плотность льда меньше плотности воды. Давление определялось по раздутию бомбы, которое через

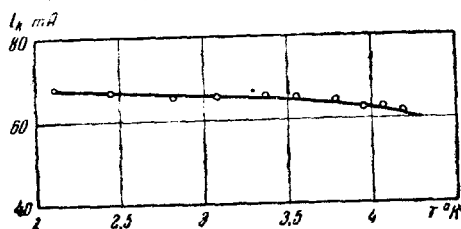


Рис. 46. Зависимость критического тока неоднородно напряжённой оловянной проволоки от температуры.

систему рычагов поворачивало зеркальце. Факт сверхпроводимости устанавливался либо потенциометрическим, либо индукционным методом. Последний состоял в измерении магнитного момента сверхпроводящего кольца баллистическим методом. Измерения велись при давлении в 1750 кг/см^2 , при этом критическая температура олова понижается

на $0,098^\circ$, а критическое поле при разных температурах на 12 — 14 гаусс. Сопоставляя свои результаты с результатами лейденских работ, авторы установили, что смещение T_k и H_k пропорционально давлению, вплоть до давлений порядка 2000 кг/см^2 . Авторы предложили объяснение факту размытия переходов у поликристаллов возникновением в них неоднородных деформаций.

Влияние неоднородных деформаций на сверхпроводимость олова изучено в работе Лазарева и Галкина⁵³. Для получения неоднородно деформированного металла оловянные проволоки, толщиной $0,06 \text{ мм}$, наклеивались на стекло целлулоидным клеем. Различие коэффициентов теплового расширения олова, стекла и целлулоида и создавало натяжения. Для контроля изучались свойства таких же проволок, но не наклеенных на стекло. Свободные проволоки характеризовались нормальным значением критической температуры, нормальным ходом критических магнитных полей с температурой и подчинением правилу Сильсби^{20а}. Исследуя напряжённые образцы, авторы обнаружили значительный гистерезис при разрушении сверхпроводимости током. Критическая температура образцов получилась много выше, чем у обычных ненапряжённых оловянных образцов, ее можно оценить по кривой зависимости критического тока от температуры (рис. 46).

Для удобства сравнения, значения T_k , H_k , $\frac{\partial H_k}{\partial T}$ и i_k для деформированного и недеформированного образцов приведены в таблице:

Образец	T_k К	H_k гаусс при 2° К	dH_k/dT гаусс/град. при 2° К	i_k ампер при 2° К
Недеформированный .	3,72	210	100	3
Деформированный . .	9	15 000	1750	0,067

Как видно, кроме смещения T_k на $\sim 5^\circ$ деформированная проволока характеризуется примерно в 100 раз большим значением критического поля и в десятки раз меньшим значением критического тока, что совершенно противоречит правилу Сильсби. Для объяснения смещения T_k авторы допустили возможность местных растягивающих напряжений, которые для ΔT_k , равного 5° , должны равняться $90\,000 \text{ кг/см}^2$. Такие напряжения не могут, однако, объяснить смещение H_k на $\sim 15\,000$ гаусс (для этого потребовалось бы напряжение в $2 \cdot 10^6 \text{ кг/см}^2$), поэтому авторы, наряду с напряжениями, объясняющими ΔT_k , предположили существование неоднородностей в кристаллической решётке, разбивающих металл на малые области. В § 4 мы уже упоминали о работе Алексеевского с тонкими плёнками⁵, в которой установлена зависимость ΔH_k от толщины плёнки (рис. 41). На основании этих данных можно оценить размеры областей. Для $\Delta H_k = 14\,000$ гаусс размеры получаются порядка 10^{-6} см . Если теперь предположить, что сверхпроводящий ток течёт по нитям, толщина которых равна 10^{-6} см , то правило Сильсби будет выполняться.

Полученные в рассматриваемой работе результаты во многом подобны результатам опытов Шальникова с тонкими плёнками⁸⁸. Все аномалии поведения свежесозданных плёнок, обнаруженные в экспериментах Шальникова, Лазарев и Кан объясняют сильными местными искажениями кристаллической решётки и мелкодисперсной структуры металла. Понижение значения критического тока в этом случае они объясняют возникновением сверхпроводящих нитей.

6. Сверхпроводящие сплавы и соединения

В настоящем параграфе будут рассмотрены сверхпроводящие сплавы, именно: 1) эвтектические сплавы сверхпроводящих металлов, 2) сплавы, представляющие собой твёрдые растворы металлов, причём металлы могут быть как оба сверхпроводниками, так и один сверхпроводником, а другой несверхпроводником, а также 3) некоторые интерметаллические соединения.

Как известно, эвтектический сплав представляет собой смесь мелких зёрен обоих металлов, поэтому, исследуя свойства такого естественного дисперсного состояния сверхпроводников, можно было ожидать, что они будут напоминать свойства эмульсии (повышение H_k , уменьшение магнитного момента единицы объёма и т. д.).

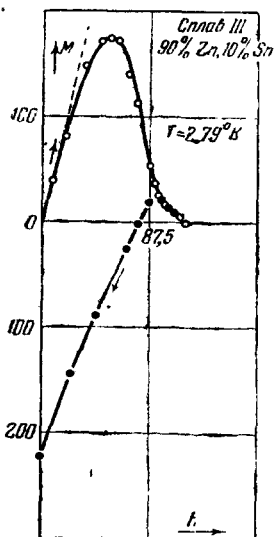


Рис. 47. Зависимость магнитного момента сплава (Zn 90%, Sn 10%) от величины внешнего поля.

Такое исследование было произведено Андроникашвили¹⁵ в Москве и Лазаревым и Нахутиным⁵⁰ в Харькове. В качестве объекта исследования были взяты сплавы олова с цинком. В обеих работах измерялась зависимость магнитного момента образцов разных концентраций от внешнего поля. Измерения велись баллистическим методом. Выяснилось, что критическая температура образцов совпадает с критической температурой чистого олова. Далее, оказалось, что исчезновение магнитного момента происходит в поле, равном критическому полю чистого олова. При полях, меньших критического, магнитный момент мало зависит от концентрации олова (вплоть до малых — 5% — концентраций олова) и равен магнитному моменту чистых сверхпроводников. Всё это говорит о том, что сплав не состоит из отдельных сверхпроводящих зёрен олова, а имеет место своеобразная экранировка цинковых зёрен оловом. Разница между этими сплавами и чистым оловом проявляется при переходе в сверхпроводящее состояние посредством уменьшения магнитного поля. При этом магнитный момент обнаруживает гистерезис, который тем больше, чем меньше концентрация олова. На рис. 47 приведена кривая зависимости магнитного момента от поля. Из рисунка видно, что при увеличении поля от нуля оно начинает проникать в образец, ещё не достигнув критического значения. Очевидно, поведение таких сплавов может быть объяснено так же, как в конце § 3 мы объяснили поведение сверхпроводящих полых шаров, сверхпроводящих дисков и вообще сверхпроводников несовершенной формы. Преждевременное проникновение поля объясняется возникновением промежуточного состояния, для которого существенна не длинная цилиндрическая форма образцов, а весьма неправильная форма оловянных прослоек в сплаве.

Таким образом, эвтектические сплавы не обнаружили свойств эмульсии, как мы ожидали. Нужно, впрочем, отметить, что Андроникашвили указывает на наличие «хвостов» у кривых зависимости магнитного момента от напряжённости поля; их следует объяснить

наличием очень мелких частиц олова, для которых критическое поле выше, чем для массивных образцов.

Твёрдые растворы обладают гораздо более высокой степенью однородности, чем эвтектические сплавы. Это сказывается на свойствах сверхпроводящих твёрдых растворов. Критическая температура их не равна более высокой из двух критических температур компонент, как в случае эвтектических растворов, а может быть как больше, так и меньше их; кроме того, критическая температура зависит от концентрации.

Первые опыты обнаружили, что сопротивление у таких сверхпроводящих сплавов восстанавливается очень большими полями. Поскольку критические температуры имеют тот же порядок величины, что и у чистых металлов, то, следовательно, производная dH_k/dT у сплавов особенно велика (порядка 5000 гаусс/град., тогда как у металлов она порядка 150 гаусс/град.).

В § 1 из равенства свободных энергий была вычислена разность энтропий единицы объёма сверхпроводящей и нормальной фаз в точке перехода^{17a}

$$S_n - S_s = -\frac{H_k}{4\pi} \frac{dH_k}{dT};$$

отсюда можно вычислить скачок удельной теплоёмкости, происходящий при переходе, который в отсутствии магнитного поля равен

$$\Delta C = C_s - C_n = \frac{T_k}{4\pi d} \left(\frac{dH_k}{dT} \right)^2,$$

где d — плотность металла. Естественно поэтому было предположить большой скачок теплоёмкости у твёрдых растворов. Шубников и Хоткевич^{9b} (см. также¹⁰⁰) исследовали ход теплоёмкости сверхпроводящего сплава (Pb — 65%, Bi — 35%). Однако не только большого, но вообще никакого скачка ими обнаружено не было. Это привело к мысли, что в такие сверхпроводящие сплавы проникает магнитное поле.

Изучая магнитные свойства сплава (Pb — 65%, Bi — 35%) и сплавов Pb — Ti разных концентраций (в том числе интерметаллического соединения PbTi₂), Рябинин и Шубников¹⁰ (см. также¹⁰⁰) обнаружили, что для сплавов нужно различать поля H_{k1} , вплоть до которого индукция внутри образца остается равной нулю, и H_{k2} , при котором появляется сопротивление (рис. 48). Как видно из рисунка, кривая зависимости магнитной индукции от внешнего поля имеет небольшой гистерезис и остаточный магнитный момент.

Далее, авторы измеряли критические токи для проволок разных сечений и нашли, что критический ток пропорционален первой степени радиуса, что находится в согласии с гипотезой Сильсби. Отсюда можно вычислить критическое поле тока H_{ki} , которое несколько

меньше $H_{к1}$ (на $\sim 30\%$). Таким образом, сплавы характеризуются тремя критическими полями (рис. 49). Следует отметить, что поведение интерметаллического соединения $PbTi_3$ обладало теми же особенностями, что и поведение твёрдых растворов.

Аналогичные свойства имели сплавы свинец — висмут, свинец — индий, ртуть — кадмий.

Существование трёх критических полей у сплавов подтверждено работой Алексеевского³, который изучал зависимость магнитного мо-

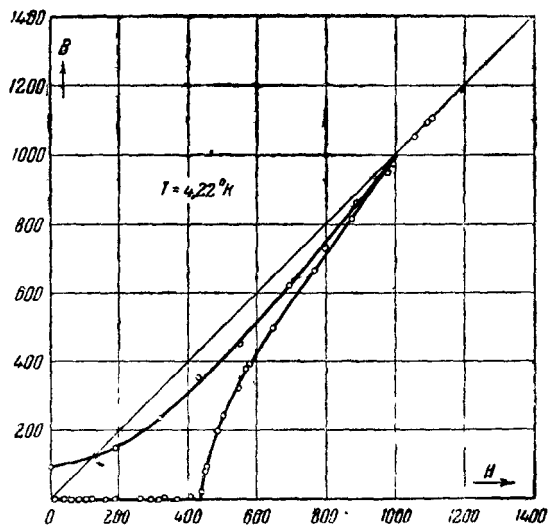


Рис. 48. Зависимость индукции сверхпроводящего сплава от величины внешнего поля.

мента колец из сплавов таллия со свинцом различных концентраций от величины внешнего поля.

Поведение сплавов можно объяснить следующим образом^{3а,3}. Критические параметры в разных точках — разные. Поэтому могут образовываться сверхпроводящие нити и области, окруженные нормальной фазой. Разрушение сверхпроводимости основной массы металла происходит во внешнем поле, равном $H_{к1}$. При этом остаются сверхпроводящие нити, по которым может течь ток. Если считать, что их сечение весьма мало, то поле, необходимое для разрушения в них сверхпроводимости, будет весьма большим, равным $H_{к2}$. Из полученных кривых зависимости магнитного момента от напряженности поля Алексеевский определил верхний предел радиуса сверхпроводящей нити, оказавшийся равным $5 \cdot 10^{-5}$ см.

Разрушение сверхпроводимости током также укладывается в развитую картину сверхпроводимости сплавов³. При поле тока

порядка H_{k1} снова сверхпроводящими остаются лишь нити. Так как ток прежней силы течёт по нитям весьма малого сечения, он создаёт у их поверхности поле, повидимому, равное H_{k2} , которое и разрушает сверхпроводимость нитей. Отсюда следует, что поле критического тока должно равняться H_{k1} . В самом деле, они мало отличаются друг от друга, и, может быть, дальнейшие более точные эксперименты докажут равенство H_{k1} и H_{ki} .

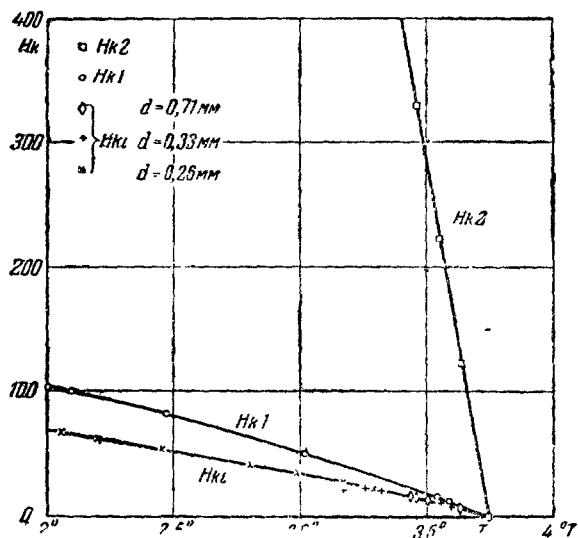


Рис. 49. Зависимость критических полей сплава от температуры.

Выше было указано, что поведение сверхпроводящего интерметаллического соединения PbTi_3 ничем качественно не отличается от сплавов свинца с талием других концентраций. Наряду с такими соединениями имеются другие, которые ведут себя как чистые металлы, характеризуются одним критическим полем, наличием эффекта Майснера и т. д. Среди них особенно интересны сверхпроводящие сплавы несверхпроводников. В этой области работал Алексеевский^{10,11}, открывший четыре новых сверхпроводящих сплава, компоненты которых не являются сверхпроводниками: Bi_3Ni , Bi_2Rh , Bi_4Rh и Bi_3Ca .

СПИСОК РАБОТ СОВЕТСКИХ АВТОРОВ ПО СВЕРХТЕКУЧЕСТИ
И СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

1. Алексеевский Н. Е., Разрушение сверхпроводимости током, ЖЭТФ. 8, 342 (1938).
2. Алексеевский Н. Е., Магнитные свойства тонких сверхпроводящих плёнок, ДАН. 24, 27 (1939).
3. Алексеевский Н. Е., Зависимость критического тока от внешнего магнитного поля в сверхпроводящих сплавах Pb—Ti, ЖЭТФ. 8, 1098 (1938).
4. Алексеевский Н. Е., Смещение критических значений для тантала при растяжении, ЖЭТФ. 10, 746 (1940).
5. Алексеевский Н. Е., Поведение тонких сверхпроводящих плёнок в магнитном поле. ЖЭТФ. 10, 1392 (1940).
6. Алексеевский Н. Е., Критические поля сверхпроводящего ванадия, ДАН. 31, 327 (1941).
7. Алексеевский Н. Е., Гистерезис в чистых сверхпроводниках, ДАН. 32, 31 (1941).
8. Алексеевский Н. Е., Смещение критической температуры олова при растяжении, ЖЭТФ. 15, 244 (1945).
9. Алексеевский Н. Е., Скачок индукции при переходе в сверхпроводящее состояние, Journ. of Phys., 9, 217 (1945).
10. Алексеевский Н. Е., Сверхпроводимость Bi_3Ni , Journ. of Phys., 9, 350 (1945).
11. Алексеевский Н. Е., Исследование сверхпроводимости чистых металлов и бинарных сплавов из несверхпроводящих компонент. Диссертация, ИФП (1946).
12. Алексеевский Н. Е., Остаточные токи в дисках из сверхпроводящих металлов и связанные с ними гистерезисные явления, ЖЭТФ. 16, 870 (1946).
13. Алексеевский Н. Е. и Шальников А. И. Автоматический регулятор скорости откачки криостатов с ожигенными газами, ЖЭТФ. 16, 361 (1946).
14. Алексеевский Н. Е. и Мигунов Л. Исследования металлов при температурах ниже 1°K , Journ. of Phys., 11, 95 (1947).
15. Андроникашвили Э. Л., Сверхпроводимость эвтектических сплавов Sn—Zn, ДАН. 31, 542 (1941).
16. Андроникашвили Э. Л., Непосредственное наблюдение двух видов движения в гелии-II, ЖЭТФ. 16, 780 (1946).
17. Андроникашвили Э. Л. Температурная зависимость нормальной компоненты гелия-II, ЖЭТФ (в печати).
18. Андроникашвили Э. Л., Исследование вязкости нормальной компоненты гелия-II (в печати).
19. Аркадьев В. К., О силах, действующих на диамагнитные тела, ДАН. 47, 18 (1945).
20. Боголюбов Н. Н., Теория сверхтекучести, Изв. АН СССР, сер. физ. 11, 77 (1947).
21. Булашевич Ю. П., Влияние магнитного поля на образование сверхпроводящих зародышей, ЖЭТФ. 8, 1267 (1938).
22. Галанин А. Д., Флуктуации плотности в идеальном газе Бозе-Эйнштейна, ЖЭТФ. 10, 1267 (1940).
23. Гинзбург В. Л., Рассеяние света в гелии-II, ЖЭТФ. 13, 243 (1943).
24. Гинзбург В. Л., Замечания к теории сверхпроводимости, ЖЭТФ. 14, 134 (1944).
25. Гинзбург В. Л., Термоэлектрические явления в сверхпроводниках, ЖЭТФ. 14, 177 (1944).

26. Гинзбург В. Л., Гироманитные и электронно-инерционные опыты со сверхпроводниками. Электродинамика движущихся сверхпроводников, ЖЭТФ. 14, 326 (1944).
27. Гинзбург В. Л., Поверхностная энергия и поведение сверхпроводников малых размеров, ЖЭТФ. 16, 87 (1946).
28. Гинзбург В. Л., Сверхпроводимость, Изд. АН СССР (1946).
29. Дорфман Я. Г., Теория сверхпроводимости, Nature, 130, 166 (1932).
30. Дорфман Я. Г., Замечания к теории сверхпроводимости, Sow. Phys. 3, 366 (1933).
31. Дорфман Я. Г., Сверхпроводимость и коэффициент Холла, Metallwirtschaft 12, 221, 235 (1933).
32. Дорфман Я. Г. и Кикоин И. К., Физика металлов, ГТТИ. 1934.
33. Капица П. Л., Сверхпроводимость и остаточное сопротивление, Nature. 123, 870 (1923).
34. Капица П. Л., Природа сверхпроводимости и остаточное сопротивление, Proc. Roy. Soc. A 126, 683 (1930). Phys. Zeits. 31, 713 (1930).
35. Капица П. Л., Вязкость жидкого гелия при температурах ниже λ -точки, ДАН. 18, 21 (1938); Nature, 141, 74 (1938).
36. Капица П. Л., Теплопередача в капиллярах с гелием-II, ЖЭТФ. 11, 1 (1941).
37. Капица П. Л., О свойствах жидкого гелия, Изв. АН СССР, сер. физ. 5, 7 (1941).
38. Капица П. Л., Теплопередача и сверхтекучесть гелия-II, ЖЭТФ. 11, 581 (1941).
39. Капица П. Л., Доклад о сверхтекучести гелия-II, УФН. 26, 133 (1944).
40. Кикоин А. К., Теплопроводность твёрдого гелия, ЖЭТФ. 8, 840 (1938).
41. Кикоин А. К. и Лазарев Б. Г., Свойства плёнок гелия-II, Nature, 141, 912 (1938).
42. Кикоин А. К. и Лазарев Б. Г., Свойства плёнок гелия-II, Nature. 142, 489 (1938).
43. Кикоин И. К. и Лазарев Б. Г., Сверхпроводимость и постоянная Холла, Nature, 129, 57 (1932).
44. Кикоин И. К. и Лазарев Б. Г. Сверхпроводимость и эффект Холла. ЖЭТФ. 3, 44 (1933).
45. Кикоин И. К. и Губарь С. В., Опыт Эйнштейна — Де-Гааза со сверхпроводниками, ДАН. 19, 248 (1938).
46. Кикоин И. К., Гироманитный эффект в сверхпроводниках, ЖТФ. 16, 129 (1947).
47. Конференция по физике низких температур в Москве, ЖЭТФ. 11, 573 (1941).
48. Лазарев Б. Г., Сверхпроводимость и эффект Холла, Sow. Phys. 4, 567 (1933).
49. Лазарев Б. Г. и Есельсон Б. Н., Получение температур ниже $0,8^\circ \text{K}$ откачкой паров гелия, ЖЭТФ. 12, 549 (1942).
50. Лазарев Б. Г. и Нахутин И. Л., Магнитное поведение сверхпроводящих сплавов олово — цинк, ЖЭТФ. 12, 43 (1942).
51. Лазарев Б. Г. и Кан Л., Разработка метода создания высоких давлений при низких температурах, ЖЭТФ. 14, 439 (1944).
52. Лазарев Б. Г. и Кан Л., Сверхпроводимость олова и индия при всестороннем сжатии давления в 1750 кг/см^2 , ЖЭТФ. 14, 463 (1944).
53. Лазарев Б. Г. и Галкин А. А., Влияние на сверхпроводимость неоднородных деформаций, ЖЭТФ. 14, 474 (1944), ДАН, 37, 107 (1942).
54. Ландау Л. Д. К теории сверхпроводимости, Sow. Phys. 4, 43 (1933).
55. Ландау Л. Д., Природа промежуточного состояния, ЖЭТФ. 7, 371 (1937). Sow. Phys. 11, 129. (1937). Nature. 141, 688 (1938).

56. Ландау Л. Д., Теория сверхтекучести гелия-II, ЖЭТФ. 11, 592 (1941).
57. Ландау Л. Д., Теория промежуточного состояния сверхпроводников, ЖЭТФ. 13, 377 (1943). Изв. АН СССР, сер. физ. 6, 79 (1942).
58. Ландау Л. Д., Развитие гидродинамики гелия-II, ЖЭТФ, 14, 112 (1944).
59. Ландау Л. Д., Теория сверхтекучести гелия-II, Journ. of Phys. 11, 91 (1947).
60. Ландау Л. Д. и Халатников И. М., К теории вязкости гелия-II (в печати).
61. Лифшиц Е. М. Излучение звука в гелии-II, ЖЭТФ. 14, 116 (1944).
62. Мешковский А. Г. и Шальников А. И., Структура сверхпроводников в промежуточном состоянии. Изв. АН СССР, сер. физ. 11, 39 (1947).
63. Мешковский А. Г. и Шальников А. И., Поверхностные явления у сверхпроводников в промежуточном состоянии, ЖЭТФ. 17, 851 (1947).
64. Нахутин И. Л., Сверхпроводимость в промежуточном состоянии, ЖЭТФ. 8, 713 (1938).
65. Нахутин И. Л., Сверхпроводящий эллипсоид в промежуточном состоянии, ЖЭТФ. 9, 709 (1939).
66. Нахутин И. Л., Отсутствие влияния ориентации осей монокристалла в магнитном поле на сверхпроводимость, ЖЭТФ. 12, 41 (1942).
67. Пешков В. П., Второй звук в гелии-II, ДАН. 45, 385 (1944).
68. Пешков В. П., Определение скорости распространения второго звука в гелии-II, ЖЭТФ. 16, 1000 (1946).
69. Пешков В. П., Второй звук в гелии-II. Диссертация ИФП (1946).
70. Пешков В. П. и Зиновьева К. Н., Определение скорости второго звука в области повышенных давлений (в печати).
71. Померанчук И. Я., Критическое поле у сверхпроводников малой формы, ЖЭТФ. 8, 1096 (1938).
72. Рудницкий В. К., Диамагнетизм колец атомов и проблема сверхпроводников, ЖЭТФ. 8, 1082 (1938).
73. Рудницкий В. К. К вопросу об эффекте Мейсснера-Оксенфельда, ЖЭТФ. 11, 107 (1941).
74. Рябинин Ю. Н. и Шубников Л. В., Зависимость магнитной индукции сверхпроводящего свинца от поля, Nature. 134, 286 (1934); Sow. Phys. 5, 641 (1934).
75. Рябинин Ю. Н. и Шубников Л. В., Магнитная индукция сверхпроводящего свинца, Sow. Phys. 6, 557 (1934) ЖЭТФ. 5, 140 (1935).
76. Рябинин Ю. Н. и Шубников Л. В., Магнитные свойства и критическая сила тока в $PbTl_2$, Sow. Phys. 7, 122 (1935).
77. Савич П. П. и Шальников А. И. Коагуляция тумана в гелии-II, Journ. of Phys. 10, 299 (1946).
78. Стрелков П. Г., Радиометрический эффект в жидком гелии, ЖЭТФ. 10, 743 (1940).
79. Стрелков П. Г., Оптический дюр и некоторые наблюдения над теплопередачей в гелии-II, ЖЭТФ. 10, 1225 (1940).
80. Стрелков П. Г., Радиометрические силы в жидком гелии-II, Диссертация, ИФП (1940).
81. Туманов К. А., Шальников А. И. и Шарвин Ю. В., К вопросу о сверхпроводимости растворов натрия в аммиаке, ДАН. 54, 35 (1947).
82. Факидов И. и Лазарев Б. Г., Сверхпроводимость и эффект Холла. Sow. Phys. 7, 677 (1935).
83. Френкель Я. И., Возможное объяснение сверхпроводимости магнитным взаимодействием электронов. ЖЭТФ. 3, 101 (1933).
84. Френкель Я. И., Попытка объяснения сверхпроводимости электрической поляризацией, Nature, 133, 730 (1934).

85. Френкель Я. И. и Рудницкий В. Гиромангнитный эффект сверхпроводника, ЖЭТФ. 9, 260 (1939).
86. Френкель Я. И., Капиллярные свойства гелия-II, ЖЭТФ. 10, 650 (1940).
87. Хоткевич В. И., К вопросу о критических значениях поля и тока для сверхпроводящего олова, ЖЭТФ. 8, 515 (1938).
88. Шальников А. И., Сверхпроводимость тонких плёнок, *Nature*. 142. 74. (1938); ЖЭТФ. 8, 663 (1938).
89. Шальников А. И., Сверхпроводящие свойства тонких металлических слоёв, ЖЭТФ. 10, 630 (1940).
90. Шальников А. И. О переходе полого шара из сверхпроводящего в несверхпроводящее состояние, I. ЖЭТФ. 10, 414 (1940).
91. Шальников А. И., О переходе полого шара из сверхпроводящего в несверхпроводящее состояние, II. ЖЭТФ. 12, 34 (1942).
92. Шальников А. И., Структура сверхпроводников в промежуточном состоянии, Изв. АН СССР, сер. физ. 6, 80 (1942); ЖЭТФ. 16, 757 (1946).
93. Шальников А. И. и Шарвин Ю. В., Исследования глубины проникновения магнитного поля в массивный сверхпроводник (в печати).
94. Шарвин Ю. В., Несверхпроводимость серого олова до 1, 32° K, *Journ. of Phys.* 9, 351 (1945).
95. Шубин С., Теория сверхпроводимости и расстояние между атомами в решётке, С. R. 192, 1020 (1931).
96. Шубников Л. В. и Хоткевич В. И. Теплоёмкость сверхпроводящих сплавов. *Sov. Phys.* 6, 605 (1934).
97. Шубников Л. В., Разрушение сверхпроводимости током и полем. Гистерезис кольца из олова, *Nature*. 139, 545 (1936).
98. Шубников Л. В. и Кикоин А. К., Оптические исследования гелия-II. *Sov. Phys.* 10, 119 (1936).
99. Шубников Л. В. и Алексеевский Н. Е., Кривая перехода при разрушении сверхпроводимости электрическим током, ЖЭТФ. 6, 1200 (1936).
100. Шубников Л. В., Хоткевич В. И., Шепелев Ю. Д. и Рябинин Ю. Н., Магнитные свойства сверхпроводящих сплавов и металлов, ЖЭТФ. 7, 221 (1937).
101. Шубников Л. В. и Накутин И. Л., Электропроводность сверхпроводящего шара в промежуточном состоянии, ЖЭТФ. 7, 566 (1937).
102. Яковлев И. А., Рассеяние света в жидком гелии, *Journ. of Phys.* 7, 307 (1943).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА (ИНОСТРАННАЯ)

- 1a. H. Kamerlingh Onnes, *Commun. Leiden*, No 105.
- 2a. W. H. Keesom and miss A. P. Keesom, *Physica*. 3, 359 (1936).
- 3a. J. F. Allen, R. Peierls and M. Zaki Uddin, *Nature*. 140 62 (1937).
- 4a. H. Kamerlingh Onnes, *Commun. Leiden*, No. 159.
- 5a. J. F. Allen and H. Jones, *Nature*. 141, 243 (1938).
- 6a. J. F. Allen and A. D. Misener, *Nature*. 141, 75 (1938); 142, 643 (1938); *Proc. Roy. Soc. A* 172, 467 (1939); E. F. Burton. *Nature*. 142, 72 (1938); W. F. Giauque, J. W. Stout and R. E. Barieau, *Phys. Rev.* 54, 147 (1938).
- 7a. W. H. Keesom and G. E. MacWood, *Physica*. 5, 737 (1938).
- 8a. J. C. Findlay, A. Pitt, H. Grayson Smith and I. O. Wilhelm, *Phys. Rev.* 54, 506 (1938).
- 9a. E. Ganz, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 36, 127 (1940).

- 10a. H. Fairbank, W. Fairbank and Lane, *Phys. Rev.* **71**, 477 (1947).
 - 11a. W. H. Keesom and K. Clusius, *Commun. Leiden*, No. 216b.
 - 12a. J. G. Daunt and K. Mendelsohn, *Nature*. **141**, 911 (1938).
142, 475 (1938); **143**, 719 (1938); *Proc. Roy. Soc. A* **170**, 423, 439 (1939).
 - 13a. W. H. Keesom, *Commun. Leiden*, No. 216a.
 - 14a. F. London, *Nature*. **141**, 643 (1938); L. Tisza, *Nature*. **141**, 913 (1938); *C. R. Acad. Sci. Paris*. **207**, 1035, 1186 (1938).
 - 15a. H. Kamerlingh Onnes, *Commun. Leiden*. No. 122b, No. 124.
 - 16a. H. Kamerlingh Onnes, *Proc. Amsterdam* **17**, 12 (1914).
 - 17a. A. J. Rutgers, *Physica* **1**, 1055 (1934).
 - 18a. H. London, *Proc. Roy. Soc. A*. **176**, 552 (1940).
 - 19a. W. Meissner und R. Ochsenfeld, *Naturwiss.* **21**, 787 (1933).
 - 20a. F. B. Silsbee, *Journ. Washingt. Acad. Sci.* **6**, 597 (1916).
 - 21a. D. Shoenberg, *Proc. Roy. Soc. A* **152**, 10 (1935).
 - 22a. R. Peierls, *Proc. Roy. Soc. A*. **155**, 613 (1936).
 - 23a. F. London and H. London, *Proc. Roy. Soc. A* **149**, 71 (1935).
 - 24a. G. H. Sizoo and H. Kamerlingh Onnes, *Proc. Amsterdam*. **34**, 913 (1925).
 - 25a. E. F. Burton, J. O. Wilhelm and A. D. Misener, *Trans. Roy. Soc. Canad.* **28**, 65 (1934).
 - 26a. R. B. Pontius, *Phil. Mag.* **24**, 787 (1937).
 - 27a. E. T. S. Appleyard, J. R. Bristow, H. London and A. D. Misener, *Proc. Roy. Soc. A* **172**, 540 (1939).
 - 28a. D. Shoenberg, *Proc. Roy. Soc. A* **175**, 960 (1940).
 - 29a. G. J. Sizoo and H. Kamerlingh Onnes, *Proc. Amsterdam*. **34**, 605 (1925).
 - 30a. C. J. Gorter, *Physica*, **2**, 449. (1935).
-