

ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

Л.А. Прозорова

И С С Л Е Д О В А Н И Е
ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА СВЕРХПРОВОДНИКОВ
НА ЧАСТОТЕ 9400 мГц

Диссертация, представленная на соискание
ученой степени кандидата физико-математи-
ческих наук.

Ин-т физических проблем
БИБЛИОТЕКА
Академии Наук СССР

Научный руководитель
член-корреспондент АН СССР
профессор

А.И. ШАЛЫНИНОВ

Москва, 1968 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Г л а в а 1.

§ 1. Введение	1 стр.
§ 2. Постановка задачи	10

Г л а в а II. МЕТОДИКА.

§ 1. Метод измерения поверхностного импеданса	14
§ 2. Прибор	19
§ 3. Образцы	22
§ 4.	

Г л а в а III. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПЕДАНСА ОБРАЗЦА ПО РЕЗОНАНСНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА.

§ 1. Влияние связи резонатора с внешними линиями на его характеристики.....	29
§ 2. Вычисление импеданса образца по нагруженным характеристикам пустого резонатора	33
§ 3. Вычисление импеданса образца по резонансным характеристикам резонатора с введенной в него кварцевой пластиной	39
§ 4. Термическое расширение плавленого кварца при температурах жидкого гелия	49

Г л а в а IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА МОНОКРИСТАЛЛА ОЛОВА.

§ 1. Поверхностный импеданс	46
§ 2. Диэлектрическая проницаемость и отношение нормальной проводимости к длине свободного пробега электронов	49
§ 3. Обсуждение полученных результатов	51

Глава У. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ
ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОВЕРХНОСТНОГО
ИМПЕДАНСА СВЕРХПРОВОДИЩИХ ТОНКИХ
ПЛЕНОК.

§ 1. Экспериментальные данные	54 стр.
§ 2. Проводимость тонких пленок в нормальном со- стоянии	58
§ 3. Диэлектрическая проницаемость и эффективная проводимость тонких пленок в сверхпроводящем состоянии	58
§ 4. Обсуждение полученных результатов	62

Глава У1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ
ЗАВИСИМОСТИ ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА
СВЕРХПРОВОДИМЫХ ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ
ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ.

§ 1. Зависимость поверхностного импеданса сверх- проводников от напряженности постоянного маг- нитного поля	66
§ 2. Зависимость нормальной проводимости и глуби- ны проникновения от магнитного поля	70
§ 3. Обсуждение полученных результатов	73

Глава УП. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	76
----------------------------	----

Л и т е р а т у р а	81
---------------------------	----

Приложение " ЗАВИСИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДИЩИХ ПЛЕНОК ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ "	83
--	----

Введение.

Поверхностный импеданс в высокочастотном электромагнитном поле является одной из важных характеристик сверхпроводника. Активная часть поверхностного импеданса сверхпроводника характеризует величину потерь на высоких частотах, связанных с наличием в сверхпроводнике тока нормальных электронов, т.е. тока, соответствующего движению обычных электронов проводимости в металле. Изменение реактивной составляющей поверхностного импеданса при переходе металла в сверхпроводящее состояние связано с наличием в сверхпроводнике сверхпроводящего тока, характеризующего движение электронов без диссипации энергии.

Феноменологическая теория сверхпроводимости связывает поверхностный импеданс сверхпроводника с проводимостью нормальных электронов σ и с диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{c^2}{\omega^2 \delta_0^2}$$

где c — скорость света,

ω — частота электромагнитного поля,

δ_0 — глубина проникновения слабого статического поля в сверхпроводник.

Отрицательный член диэлектрической проницаемости $-\frac{c^2}{\omega^2 d_0^2}$ обусловлен наличием сверхпроводящих электронов. Предположение о возникновении у сверхпроводников большого положительного слагающего диэлектрической проницаемости ϵ было высказано Ландау [1]. Основанием к этому послужило следующее:

Число сверхпроводящих электронов n_s может быть вычислено из статической глубины проникновения поля $\delta_0 = \left(\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} \right)^{\frac{1}{2}}$. Вдали от критической температуры T_c оно составляет лишь 10 - 20% от числа электронов проводимости в нормальном состоянии (число электронов проводимости n может быть определено из оптических исследований металлов в инфракрасной области). Число же нормальных электронов n_n в сверхпроводящем состоянии из данных по теплопроводности сверхпроводников с понижением температуры быстро убывает до нуля. (Для нормального и сверхпроводящего состояний из эксперимента определяется не само количество электронов, а его отношение к эффективной массе электрона, которая предполагается одинаковой в обоих состояниях). Таким образом, ниже T_c большая часть электронов не принимает участия ни в сверхпроводящем, ни в нормальном токе. В связи с этим, Ландау было высказано предположение о том, что эти электроны переходят в некоторое связанное состояние и, поскольку появление такого состояния характерно именно для сверхпроводимости, их собственные частоты должны быть, порядка:

$$\omega_K \sim \frac{\kappa T_K}{\hbar} \sim 10^{11} \quad (1,1)$$

Таким образом, сверхпроводники должны обладать диэлектрической проницаемостью, обусловленной связанными электронами, которая может быть оценена по дисперсионной формуле. Для частот $\omega \ll \omega_K$

$$\epsilon_0 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m \omega_K^2} \sim 10^9 \text{ CGSE} \quad (1,2)$$

Таким образом, согласно гипотезе Ландау, в сверхпроводнике присутствуют электроны трех видов:

$$n = n_n + n_s + n_\omega \quad (1,3)$$

и диэлектрическая проницаемость сверхпроводника

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{c^2}{\phi_0^2 \omega^2} \quad (1,4)$$

Измерения полного поверхностного импеданца $Z = R + iX$ сверхпроводника позволяют определить величину ϵ , а следовательно и оценить ϵ_0 , т.к. ϕ_0 известно из статических измерений. Для этого измерения Z должны проводиться на достаточно высокой частоте $\sim 10^{10}$, где обе части диэлектрической проницаемости становятся близки по величине.

Так как сверхпроводящие электроны в силу своей инерции не экранируют полностью действие высокочастотного поля на нормальные электроны, то из поверхност-

ного импеданса сверхпроводника, измеренного на высоких частотах, можно определить нормальную проводимость σ сверхпроводника (точнее, отношение нормальной проводимости к длине свободного пробега электронов $\frac{\sigma}{e}$), которая маскируется при статических измерениях сверхпроводящим током.

Впервые полное поверхностное сопротивление сверхпроводника было измерено Пиппардом / 2 / на частоте 1200 мГц. Образцами служили ртутные и оловянные проводочки диаметром от 2 до 0,07 мм, из которых был изготовлен резонатор в виде миниатюрной 2-х проводной линии, замкнутой с одной стороны. Резонатор помещался в широкую трубу, покрытую изнутри свинцовой фольгой, которая предотвращала потери на излучение, а также отделяла резонатор от ванны жидкого гелия.

Резонатор возбуждался генератором, частота которого могла перестраиваться. Измерялась ширина резонансной кривой и сдвиг собственной резонансной частоты резонатора при переходе исследуемого материала из нормального в сверхпроводящее состояние. Для измерения амплитуды возбуждения резонатора часть энергии поступала на кристаллический детектор, выпрямленный сигнал которого подавался на чувствительный гальванометр. В качестве датчика масштаба частоты использовался гетеродинный дифференциальный волномер.

Частота, на которой производились эксперименты Пиппарда, еще недостаточно высока, чтобы можно было по

полученным данным судить о наличии в сверхпроводнике ξ .

Однако, сами по себе эти опыты были очень важны, т.к. обнаружение Гиппардом аномально большое сопротивление у образцов в нормальном состоянии привело к изучению аномального скин-эффекта /3, 4 / и созданию теории этого явления Рейтером и Зондхаймером / 5 /.

Последующие исследования Гиппарда / 6/ были посвящены изучению полного поверхностного импеданса оловянных монокристаллических проволок на частоте 9400 мггц. Автор изучал зависимость импеданса образца в сверхпроводящем состоянии от температуры, магнитного поля и ориентации кристалла по отношению к направлению тока, текущего по образцу. Измерения были произведены с большей точностью. Однако, использованный автором метод обработки экспериментальных данных заранее содержал предположение, что сумма концентраций сверхпроводящих и нормальных электронов равна концентрации электронов в нормальном состоянии

$$n = n_n + n_s \quad (1,5)$$

хотя это утверждение ниоткуда не следует и нуждается в экспериментальной проверке. Этим же методом обработки данных эксперимента пользовались и авторы работ /3, 9/.

Теория аномального скин-эффекта в сверхпроводниках с учетом гипотезы Ландау была развита Абрикосов-

вым / 7/. Обработка данных Пиппарда / 6 / по формулам Абрикосова приводит к следующим результатам: $\frac{\delta}{\epsilon}$ для олова с понижением температуры убывает и достигает при $T = 3^{\circ}K$ 20% от значения соответствующего нормальному состоянию. ϵ_0 при $T = 3^{\circ}K$ не превышает $3 \cdot 10^8 \text{ cose}$.

Приблизительно на той же частоте, что и Пиппард (9200 мГц) измерения поверхностного импеданца олова, ртути и свинца проводил Тимон / 8 /. Его опыты в принципе не отличались от экспериментов /6/. Резонаторы представляли собой металлические цилиндры с кольцевой канавкой в торце, имеющей прямоугольное сечение, и равной четверти длины волны. Резонаторы из свинца и олова отливались в вакууме в стеклянную форму, ртутный резонатор изготовлялся в стальной форме во время самого опыта.

Подробные результаты приведены только для олова. Они менее точны, чем данные Пиппарда /6/, но качественно согласуются с ними.

Максвелл, Маркус и Слэтер /9/ измерили полное поверхностное сопротивление олова на частоте 24000 мГц.

Активная часть импеданца R измерялась по добротности оловянного резонатора, об изменениях реактивной части X можно было судить по изменению резонансной частоты. Измерения велись на мосте, составленном из двойных волноводных тройников.

Исследуемый образец, служивший резонатором, был крайне несовершенным. Он представлял собой полый параллелепипед, прессованный из олова. Большими внутренними натяжениями в этом образце, вероятно, объясняется тот факт, что при экстраполяции T к нулю высокочастотное сопротивление образца R_s не обращалось в нуль а стремилось к некоторой постоянной величине равной $0,1 R_n$ (R_n - высокочастотное сопротивление образца в нормальном состоянии), что противоречит результатам более поздней работы Гребенкемпера /10/, выполненной на более совершенном образце. Величина глубины проникновения поля для напряженного образца больше, чем для монокристалла, но для данного образца она не измерялась. Если же для оценок ϵ_0 взять δ_0 для монокристалла олова, что может вызвать лишь некоторое завышенные значения ϵ_0 , то и тогда при $T = 3^\circ K$ $\epsilon_0 < 2 \cdot 10^8 \text{ cgs}$. Величина $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$, рассчитанная по данным этой работы, при $T < T_K$ несколько повышается с понижением температуры.

Опыты Хайкина /11/ ставили своей целью непосредственно проверку гипотезы Ландау.

Хайкиным на частоте $9,4 \cdot 10^{10}$ герц была разработана методика, позволившая измерять добротности и изменение резонансной частоты контуров в широких пределах, что позволило ему наряду с массивными образцами (поликристалл S_n) исследовать и тонкие оловянные слои /12/.

Измерения на тонких слоях (на пленках) обладают существенным преимуществом по сравнению с измеренном на массивном металле: для пленок непосредственно измеряется вся реактивная часть импеданца χ , в то время как для массивных образцов определяется ее изменение $d\chi$. Оловянные слои наносились на стеклянную подложку методом вакуумной конденсации при комнатной температуре, и служили дном свинцового цилиндрического резонатора, возбуждаемого в резонансе типа H_{011} . Точность измерения импеданца в этих опытах была все же недостаточно высока (30-50%) и поэтому вывод о наличии большого $\epsilon_0 \sim 5 \cdot 10^9$ нельзя считать вполне обоснованным.

Известен также ряд работ, посвященных изучению только активной части поверхностного сопротивления с сверхпроводника на высоких частотах (10, 13 - 18). Величину диэлектрической проницаемости по одним этим данным определить нельзя, однако, можно оценить ϵ_0 , пользуясь теоремой Крамерса [19], согласно которой R и χ связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} R(\omega) - R(\infty) &= -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \chi(\omega') d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2} \\ \chi(\omega) &= \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{R(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \end{aligned} \quad (1,6)$$

Если в сверхпроводнике существует член диэлектрической проницаемости ϵ_0 , не связанный со сверхпроводящими электронами, то реактивная глубина проникновения высокочастотного поля в сверхпроводник $\delta^p(\omega)$

должна отличаться от статической глубины проникновения поля δ_o^p .

Разность $\delta_o^p(\omega) - \delta_o^p$ может быть выражена согласно (1,6) через активную глубину скин-слоя δ_{ex}^p (20)

При абсолютном нуле

$$\delta_o^p(\omega) - \delta_o^p = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \delta_{ex}^p(\omega') \left\{ \frac{1}{\omega'^2 - \omega^2} - \frac{1}{\omega'^2} \right\} \omega' d\omega' \quad (1,7)$$

Чтобы оценить эту разность на интересующей нас частоте $f_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} \simeq 9,4 \cdot 10^{10}$ гц, необходимо знать δ_{ex}^p при $T = 0^\circ K$ в диапазоне частот от 0 до ∞ .

Согласно опытам по определению активной части импеданса сверхпроводников, δ_{ex}^p близко к нулю вплоть до частот $f = 36000$ мгц. Для оценки $\delta_o^p(\omega) - \delta_o^p$ будем считать, что

$$\delta_{ex}^p = \begin{cases} 0 & \text{для } \omega < 4\omega_1 \\ \delta_{ex}^{p''}(\omega_1) & \text{для } \omega > 4\omega_1 \end{cases} \quad (1,8)$$

где $\delta_{ex}^{p''}$ - скин-глубина в нормальном состоянии.

Интегрируя (1,7) в предположении (1,8), получаем

$$\delta_o^p(\omega_1) - \delta_o^p < 0,02 \delta_{ex}^{p''}(\omega_1)$$

На частоте ω_1 $\delta_{ex}^{p''} \sim \delta_o^p$. Таким образом, высокочастотная глубина проникновения должна отличаться от статической не более, чем на 2% - 3%, а величина ϵ_o должна быть менее $2 \cdot 10^8$ CГС.

§ 2. Постановка задачи.

Таким образом, все экспериментальные данные, полученные на массивных образцах говорят о том, что диэлектрическая проницаемость сверхпроводника на частоте 10^{10} гц. обусловлена, в основном, сверхпроводящими электронами. В то же время для тонких пленок, наблюдается большая положительная добавка диэлектрической проницаемости ϵ_0 .

В связи с этим, было существенно повторить опыты Хайкина с тонкими пленками и массивным образцом на базе более совершенной методики. Измерения поверхностного импеданса сверхпроводников, кроме того, позволяют получить сведения и о проводимости нормальных электронов в сверхпроводнике.

Задачей данной работы было следующее:

1. Исследовать температурную зависимость импеданса массивных сверхпроводников, так и тонких сверхпроводящих пленок с целью:

а) установить, обусловлена ли, в основном, диэлектрическая проницаемость сверхпроводников на частоте порядка 10^{10} гц сверхпроводящими электронами, т.е. что

$$\epsilon_0 \ll \frac{c^2}{\omega^2 \delta_0^2}$$

б) определить температурную зависимость отношения проводимости нормальных электронов к длине свободного пробега для массивных образцов, и эффективную проводимость нормальных электронов в сверхпроводящих пленках.

2. Исследовать зависимость поверхностного импеданса сверхпроводников как массивных, так и тонких пленок от величины постоянного магнитного поля, параллельного исследуемой поверхности сверхпроводника, что позволяет:

а) определить зависимость глубины проникновения поля в сверхпроводник от величины постоянного магнитного поля $\delta_0(H)$ для массивных сверхпроводников и тонких сверхпроводящих пленок.

б) определить зависимость проводимости нормальных электронов в сверхпроводниках от величины постоянного магнитного поля $\sigma(H)$.

Объектами исследования были выбраны многокристаллы олова и тонкие пленки олова и ртути. Монокристаллические образцы исследовались, главным образом, для того, чтобы сопоставить результаты настоящей работы с данными других авторов [6,7], исследовавших олово на частоте 9400 мГц.

Исследование оловянных пленок также проводилось с целью сопоставить результаты нашей работы с результатами работы [11].

Основным объектом исследования были тонкие пленки ртути толщиной $10^{-6} - 10^{-5}$ см сконденсированные

на подложку, находящуюся при температуре жидкого гелия. Такие пленки (как свежеосажденные, так и рекристаллизованные) более однородны по своей структуре, чем оловянные, осажденные на подложку, имеющую комнатную температуру (см. гл. V § 4).

Исследования тонкослойных образцов обладают рядом преимуществ по сравнению с исследованием массивных.

1. Такие однородные по толщине образцы могут быть сравнительно легко получены довольно большой площади.

2. Тонкие пленки, конденсированные при гелиевой температуре, обладают столь мелкокристаллической структурой, что их можно считать полностью изотропными.

3. Так как толщина пленок d существенно меньше глубины скин-слоя δ_{sk} , то поле в пленке можно считать однородным. Это приводит к весьма простому соотношению между макроскопическими характеристиками сверхпроводника ϵ и σ и импедансом и позволяет не пользоваться теорией аномального скин-эффекта в сверхпроводниках, которая сама по себе содержит ряд предположений.

4. Для тонких пленок непосредственно измеряется реактивная слагающая импеданса X , в то время как для массивных образцов определяется лишь ее изменение dx .

5. Для тонких пленок может быть хорошо измерено $\epsilon_0^p(T)$ методом критического магнитного поля. Знание этой величины необходимо для оценки величины ϵ_0 .

6. Исследуя ртутные пленки, сконденсированные при температурах жидкого гелия до и после отжига, можно получить данные о влиянии структуры на свойства исследуемых пленок.

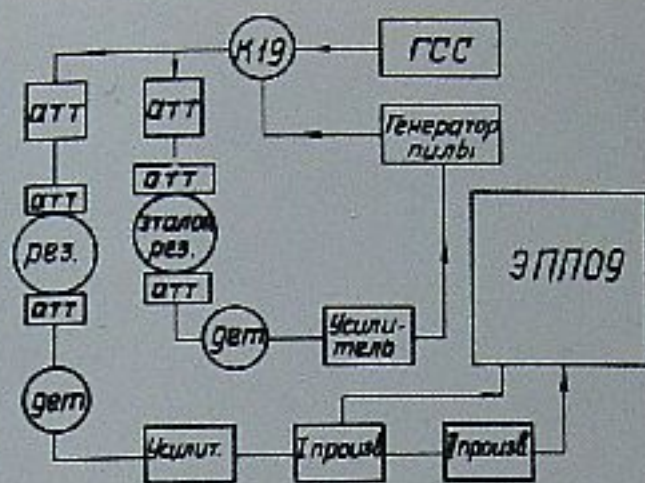
ГЛАВА П. МЕТОДИКА.

§ 1. Метод измерения поверхностного импеданца.

Метод измерения поверхностного импеданца Z основан на изучении свойств медного полого цилиндрического резонатора, дном которого служит исследуемый образец ^{/12/}. Возбуждаемый резонанс типа H_{011} не имеет токов, пересекающих линию соприкосновения дна со стенками резонатора, поэтому качество контакта образца с медными стенками резонатора не существенно.

Блок-схема установки изображена на рис.1. Генератором трехсантиметровых волн служил клистрон К-19. Сигнал от него подавался через волновод в коаксиальную линию, связанную через аттенуатор с резонатором. Из резонатора сигнал также через аттенуатор и коаксиальную линию подавался на детектор, расположенный в волноводной детекторной головке.

Методом "качания частоты" непосредственно измерялись ширина частотной характеристики и изменение собственной частоты резонатора. Частота клистрона К-19 периодически менялась пилообразным напряжением, подаваемым на отражатель. При прохождении частоты клистрона через полосу пропускания резонатора на детекторе появлялся сигнал, пропорциональный коэффициенту передачи мощности и имеющий поэтому форму частотной характеристики резонатора. Ширина резонансной характеристики



Блок-схема

Рис.1. Блок-схема измерения ширины частотной характеристики и сдвига собственной частоты резонатора.

измерительного резонатора в наших экспериментах изменялась в зависимости от сопротивления образца от 200 кГц до 2000 кГц. С помощью того же генератора возбуждался и эталонный резонатор, изготовленный целиком из свинца и находящийся в жидком гелии. Эталонный резонатор включается в высокочастотную схему так же как и измерительный. Этот резонатор также возбуждался в резонансе типа *Ном*, причем собственная частота его была близкой к частоте измерительного резонатора и могла изменяться в пределах 3 мГц путем введения свинцового плунжера в полость резонатора через центральное отверстие в его верхней крышке.

Вследствие того, что температура эталонного резонатора ($4,2^{\circ}\text{K}$) ^{была} значительно ниже температуры перехода свинца в сверхпроводящее состояние, он обладал чрезвычайно узкой полосой пропускания ~ 1 кГц.

Сигнал от эталонного резонатора используется как репер, относительно которого и отсчитывается сдвиг частоты исследуемого резонатора. Для получения абсолютного масштаба частоты, кроме пилообразного напряжения, на отражатель клистрона от генератора стандартных сигналов ГСС-6 подается напряжение высокой частоты 500 - 5000 кГц. Вследствие модуляции в спектре клистрона появляются боковые частоты и спектр сигнала от эталонного резонатора оказывается состоящим из 3-х узких пиков. Расстояние между ними, определяемое налагаемой частотой генератора стандартных сигналов F , слу-

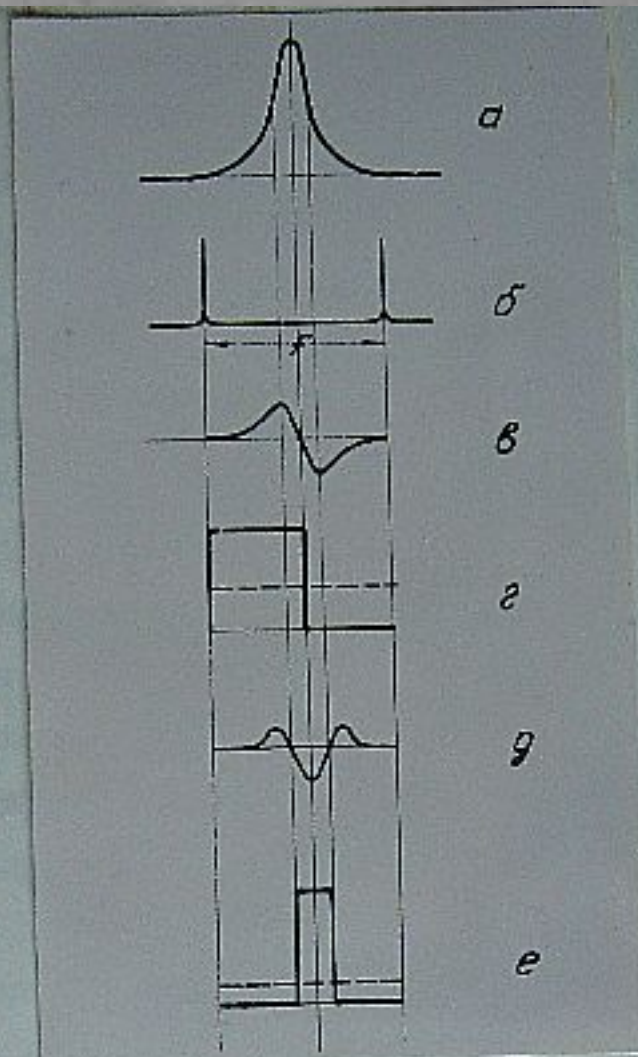


Рис. 2. Формы напряжений и токов в некоторых узлах измерительной схемы:

- а - сигнал от измерительного резонатора
- б - сигнал от эталонного резонатора / Расстояние между двумя пиками F определяет частотный масштаб и границы девиации частоты клистрона. /
- в - первое дифференцирование сигнала от измерительного резонатора,
- г - сигнал, вырабатываемый "блоком первой производной", /Средний ток - пунктирная линия - пропорционален разности частот измерительного и эталонного резонаторов. /
- д - второе дифференцирование сигнала от измерительного резонатора,
- е - сигнал, вырабатываемый "блоком второй производной", /Средний ток - пунктирная линия - пропорционален ширине частотной характеристики измерительного резонатора. /
- г - сигнал, вырабатываемый "блоком первой производной", /Средний ток - пунктирная линия - пропорционален разности частот измерительного и эталонного резонаторов. /

нит абсолютным масштабом частоты, с которым и сравниваются сдвиг собственной частоты и полуширина частотной характеристики резонатора (см.рис.2).

Для более точного определения этих величин употреблялась также специальная измерительная схема /21/, которая дважды дифференцирует частотную характеристику резонатора и вырабатывает:

а) напряжение, пропорциональное расстоянию между точкой, в которой первая производная меняет знак и реперным сигналом, которое характеризует изменение собственной частоты резонатора и

б) напряжение, пропорциональное расстоянию между точками, где вторая производная частотной характеристики резонатора меняет знак, и которое, таким образом, является мерой полуширины его частотной характеристики. Оба напряжения записывались самопишущим шеститочечным потенциометром ЭШ-09.

При данном методе исследования резонансных характеристик очень существенны правильность формы сигнала, поступающего от измерительного резонатора и линейности изменения частоты клистрона при изменении напряжения на его отражателе в пределах выбранного частотного масштаба (до 5000 кгц). Последнее условие удастся выполнить путем тщательной настройки клистрона и хорошей развязки его с передающими линиями. Что касается первого условия, то для его выполнения необходимо следующее:

1. Уровень мощности клистрона, излучаемой в линию должен быть постоянен в пределах полуширины частотной характеристики измерительного резонатора. Практически это требование всегда выполняется при правильной настройке клистрона.

2. Условия возбуждения измерительного резонатора должны быть квазистационарны.

Это будет выполнено, если время t прохождения частоты клистрона через полосу пропускания измерительного резонатора Δf будет велико по сравнению с временем τ установления колебаний в резонаторе

$$t = \frac{1}{f} \cdot \frac{\Delta f}{F} ; \quad \tau = \frac{1}{\Delta f}$$

где $f = 50 + 100$ гц. частота пилообразного напряжения, поданного на резонатор, F - амплитуда изменения частоты клистрона, равная выбранному частотному масштабу.

Условие квазистационарности $t \ll \tau$ может быть записано так:

$$\frac{1}{f} \cdot \frac{\Delta f}{F} \gg \frac{1}{\Delta f} ; \quad \frac{(\Delta f)^2}{f \cdot F} \gg 1$$

обычно $10 \Delta f > F > 5 \Delta f$, поэтому $\frac{\Delta f}{f} \gg 1$

Отсюда следует, что нарушение условий квазистационарности наступит только при $\Delta f \sim 10$ кГц, а так как полуширина частотной характеристики измерительного резонатора всегда превышала 200 кГц, то условие квазистационарности всегда выполнялось.

3. Полоса пропускания усилителя в измерительной схеме должна быть достаточно широкой, чтобы не допустить искажения сигнала. Мы использовали широкополосный усилитель с полосой 5 гц - 2000 гц.

Точность работы измерительной схемы определялась следующим образом. Путем перестройки частоты генератора ГСС-6 изменялся частотный масштаб. При этом относительно нового масштаба изменялись положение вершины резонансной характеристики измерительного резонатора и ее полуширина. Эти изменения могут быть легко рассчитаны. Сравнивая расчетные величины с записями на диаграмме самопишущего потенциометра, можно оценить суммарную точность работы схемы. В данном случае точность составляла 1% от полуширины частотной характеристики измерительного резонатора или 0,2% от частоты модуляции, т.к. обычно частота модуляции была в 5-6 раз больше измеряемой полуширины резонансной характеристики. Время установления схемы ~ 1 сек.

Для определения ΔX и R необходимо знать равностные величины: смещение резонансной частоты резонатора при переходе образца в сверхпроводящее состояние и изменение полуширины резонансной кривой, обусловленное потерями в образце. Поэтому ошибка в определении этих величин составляла от 2% до 20% в зависимости от расстояния от температуры перехода. Вероятные ошибки в определении ε , $\sigma_{эфф}$, $\frac{\sigma}{\varepsilon}$ указываются на соответствующих рисунках.

§ 2. П р и б о р.

Гелиевая часть прибора приводится на рис.3. Измерительный резонатор (1) представлял собой медный цилиндр с внутренним диаметром 43 мм. Связь резонатора с генератором К-19 и детектором осуществлялась через 2 круглых отверстия диаметром 5 мм, просверленных в верхней медной крышке резонатора симметрично по отношению к центру на расстоянии половины радиуса. Этими отверстиями оканчивались два отрезка круглого волновода с диаметром меньше критического (5), игравших роль предельных аттенуаторов и включенных между резонатором и внешними коаксиальными линиями (4). Аттенуаторы работали на волне H_{11} , с затуханием (13,3 непер/см. по мощности. Длина этих аттенуаторов могла изменяться, что позволяло в каждом опыте легко устанавливать, по желанию, нужный коэффициент связи. (Вопрос о влиянии коэффициента связи на измеряемые величины обсуждается в гл. III).

Для того, чтобы разделить резонанс H_{011} от сопутствующего ему резонанса E_{111} , в резонатор через центральное сверление в верхней крышке был введен плунжер ϕ 5 мм и длиной в несколько мм. Дном резонатора служила оптически полированная плоскопараллельная пластинка из плавленого кварца (2), диаметром 46 мм и толщиной 3-5 мм, к которой с внешней стороны прижимался исследуемый образец (на эту же кварцевую пластинку конденсировались

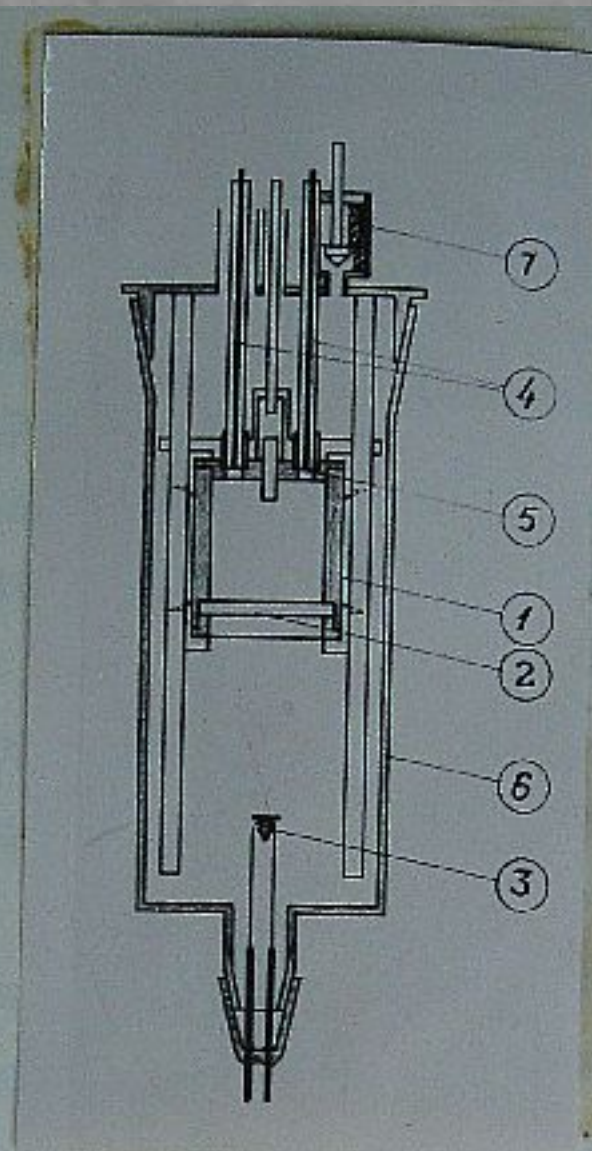


Рис.8. Схема гелевой части прибора.

и исследованные нами ртутные пленки).

Применение кварцевой пластинки (диэлектрическая проницаемость кварца $\epsilon_{кв} = 3,6$) очень выгодно вследствие того, что амплитуда поля, действующего на образец, значительно превышает амплитуду поля, действующего на остальные стенки резонатора, в результате чего повышается "эффективность дна", т.е. увеличивается часть высокочастотного сопротивления резонатора, обусловленная собственно образцом. При толщине кварцевой пластинки 3 мм и длине резонатора 39 мм чувствительность метода повышалась в 3,1 раза, при толщине пластинки 5 мм и длине резонатора 20 мм в 30 раз. В последнем случае приходилось уже вводить поправку на тепловое расширение кварца в области гелиевых температур. (Расчет влияния кварцевой пластинки и вычисление поправки приводится в гл. III § 4).

Измерительный резонатор заключался в медный кожух (6), в который вводился газообразный гелий под давлением $2 \cdot 10^{-2}$ мм Hg при $4,2^\circ\text{K}$ для обеспечения теплового контакта между резонатором и гелиевой ванной. Присутствие газообразного гелия не могло повлиять на результаты измерения. Действительно:

1) Потери в гелии столь малы, что при заполнении резонатора гелием вплоть до давления 15 мм Hg при $T = 4,2^\circ\text{K}$ не удастся обнаружить изменений резонансной характеристики.

2) Сдвиг резонансной частоты при заполнении резонатора гелием может быть выражено как:

$$\Delta f = \kappa \cdot f \cdot \frac{\epsilon - 1}{\rho}$$

где $\epsilon_{\text{He}} = 1,000069$ диэлектрическая проницаемость гелия. Сдвиг резонансной частоты лежит за пределами точности измерений, вплоть до плотностей газа ρ , соответствующих давлению $6 \cdot 10^{-2}$ атм Hg при $T = 4,2^\circ\text{K}$.

Кожух прибора состоял из медных крышек и стакана, соединяющихся между собой при помощи медного шлифа $\varnothing$ 75 мм. длиной 50 мм. Сквозь крышку были пропаяны внешние трубки коаксиальных линий и трубка, в которой размещается механизм перестройки связи полости резонатора со внешними линиями. Чтобы уменьшить поток тепла к жидкому гелию коаксиальные линии и механизм перестройки связи были изготовлены из тонкостенных стейбритовых трубок, имеющих малую теплопроводность. В дне медного стакана имелся маленький диаметр 3 мм, длиной 10 мм, стеклянный шлиф для введения внутрь прибора испарителя со ртутью. Оба шлифа уплотнялись вакуумной замазкой Рамзэя.

Для улучшения теплового контакта с гелиевой ванной к резонатору прижимались несколько медных полос, находящихся в контакте с кожухом. Перед началом испарения ртутных пленок теплообменный гелий откачивался адсорбционным ^{угольным} ртутным насосом (7). Температура резонатора измерялась угольным термометром, приготовленным из радио

технического десятиомного сопротивления *Allen Bradley*, припаянным в резонатору снаружи. Градуировка термометра приводится на рис. 4. Падение напряжения на термометре записывалось самопишущим потенциометром ЭПН-09 одновременно с характеристиками резонатора. Ошибка в определении температуры не превышала $0,005^{\circ}\text{K}$.

§ 3. О б р а з ц ы.

а) Монокристалл олова.

Образец массивного олова^{х)} представлял собой плоский монокристалл, отлитый в вакууме $\sim 10^{-4}$ мм Hg в разборную полированную стеклянную форму. Он был изготовлен из олова высокой чистоты, отношение сопротивления которого при комнатной температуре к его остаточному сопротивлению достигало:

$$\frac{\rho_{300}}{\rho_{4,2}} = 4 \cdot 10^4$$

Главная кристаллографическая ось составляла с нормалью к исследуемой поверхности угол 27° . Поверхность монокристалла была зеркальной и не подвергалась никакой специальной обработке.

б) Ртутные пленки.

Свойства пленок толщиной $10^{-6} - 10^{-4}$ см сильно зависят от условий, при которых происходит их конденсация и, кроме того, меняются со временем. Поэтому очень важно стандартизовать условия конденсации и ис-

х) Монокристаллический образец олова был любезно предоставлен Ю.В.Шарвиным.

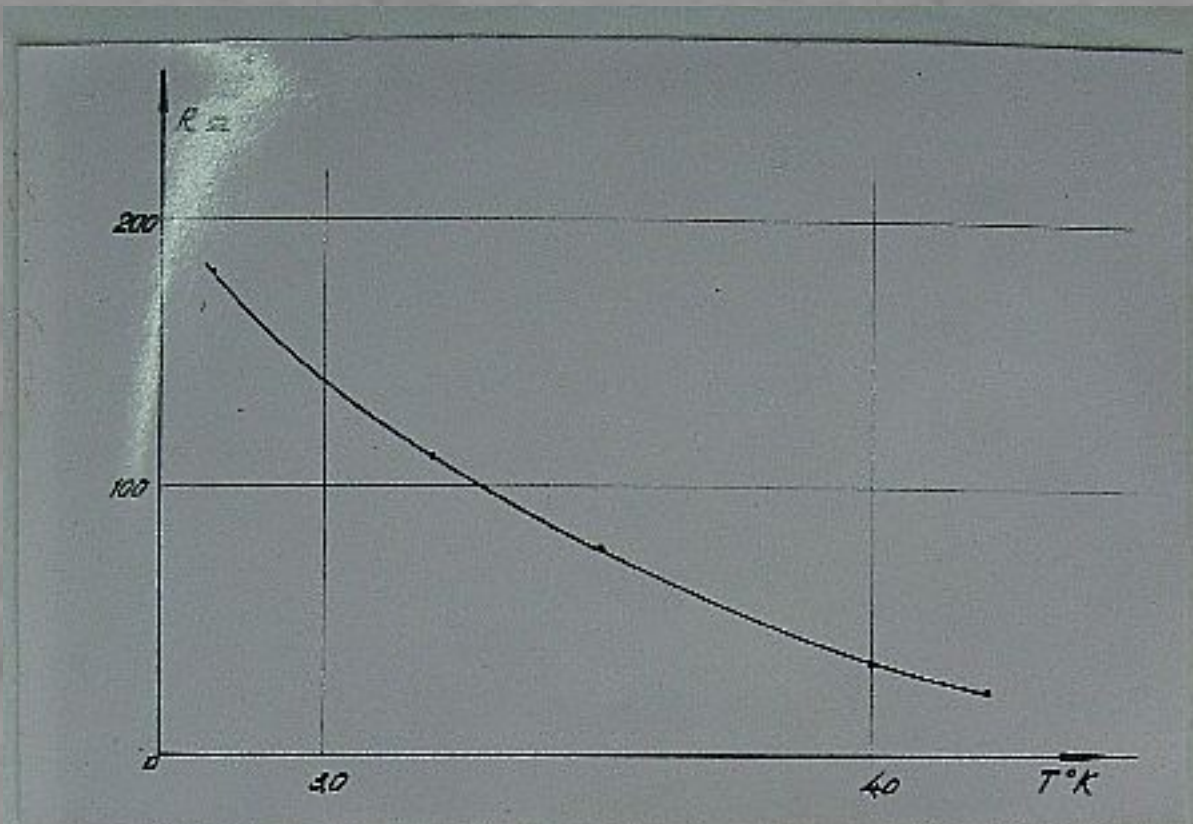


Рис. 4. Градуировка угольного термометра.

следовать свойства пленок непосредственно после их изготовления. Конденсация пленок проводилась в подготовленном для опыта гелиевом приборе при температуре жидкого гелия. Такой способ получения пленок давал также возможность исследовать две модификации ртутных пленок: свежеосажденные (сконденсированные при температурах жидкого гелия) и рекристаллизованные.

Пленки конденсировались на плоскую оптически полированную пластинку из плавленого кварца, служившую дном резонатора (см.рис.3).

Предварительно подложка тщательно мылась в концентрированной азотной кислоте, хромовой смеси и дистиллированной воде. Перед началом изготовления пленок теплообменный гелий откачивался из прибора угольным адсорбционным насосом.

Для получения пленок очень существенно отсутствие перегрева во время конденсации, который может привести к частичной рекристаллизации. Чтобы удовлетворить этому требованию, нужно было, прежде всего, выбрать такую конструкцию испарителя, которая позволяла бы изготавливать пленки при наименьших мощностях, подводимых к испарителю. Для этого испаритель должен был быть сделан во-первых, из материала, смачиваемого ртутью, чтобы ртуть находилась в хорошем тепловом контакте с ним и, во-вторых, достаточно миниатюрным, чтобы его собственная теплоемкость была мала. Таким испарителем служила тонкостенная медная чашечка с нихромовым подогревателем.



Рис. 5. Изготовление испарителя.

Испаритель готовился следующим образом: в спиральку, скрученную из нихромовой проволоки $\varnothing 0,15$ мм закладывался кусочек меди (рис.5 (1)). При нагревании в вакууме медь расплавлялась, образуя при этом медный шарик, который затем расковывался в тонкостенную чашечку (3).

Сопротивление нихрома практически не зависит от температуры, что удобно для регулирования мощности, подводимой к испарителю. Испаритель приваривался к 2 молибденовым выводам $\varnothing 0,7$ мм, пропаянным через стеклянный шлиф, расположенный в нижней части прибора (см. рис.3).

Для оценки нагрева пленки при конденсации был проделан следующий эксперимент. На кварцевую пластинку была нанесена тонкая оловянная пленка $d \approx 5 \cdot 10^{-6}$ см. При температуре в приборе T , несколько менее критической T_k и открытом угольном насосе к испарителю (без ртути) подводилась мощность. Нагрев оловянной пленки до T_k регистрировался по переходу пленки в нормальное состояние. На рис.5 изображена зависимость перегрева пленки, а следовательно, и прилегающего слоя подложки, во времени при различных мощностях, подводимых к испарителю.

Изготовление ртутных пленок производилось при температуре гелиевой ванны $2,2^\circ\text{K}$. К испарителю подводилась мощность $0,09 \text{ w}$. Испарение велось по 2,5 минуты, с интервалами, во время которых в прибор напускался газообразный гелий под давлением $(2+3) \cdot 10^{-2} \text{ в.ст. Hg}$ для охлаждения

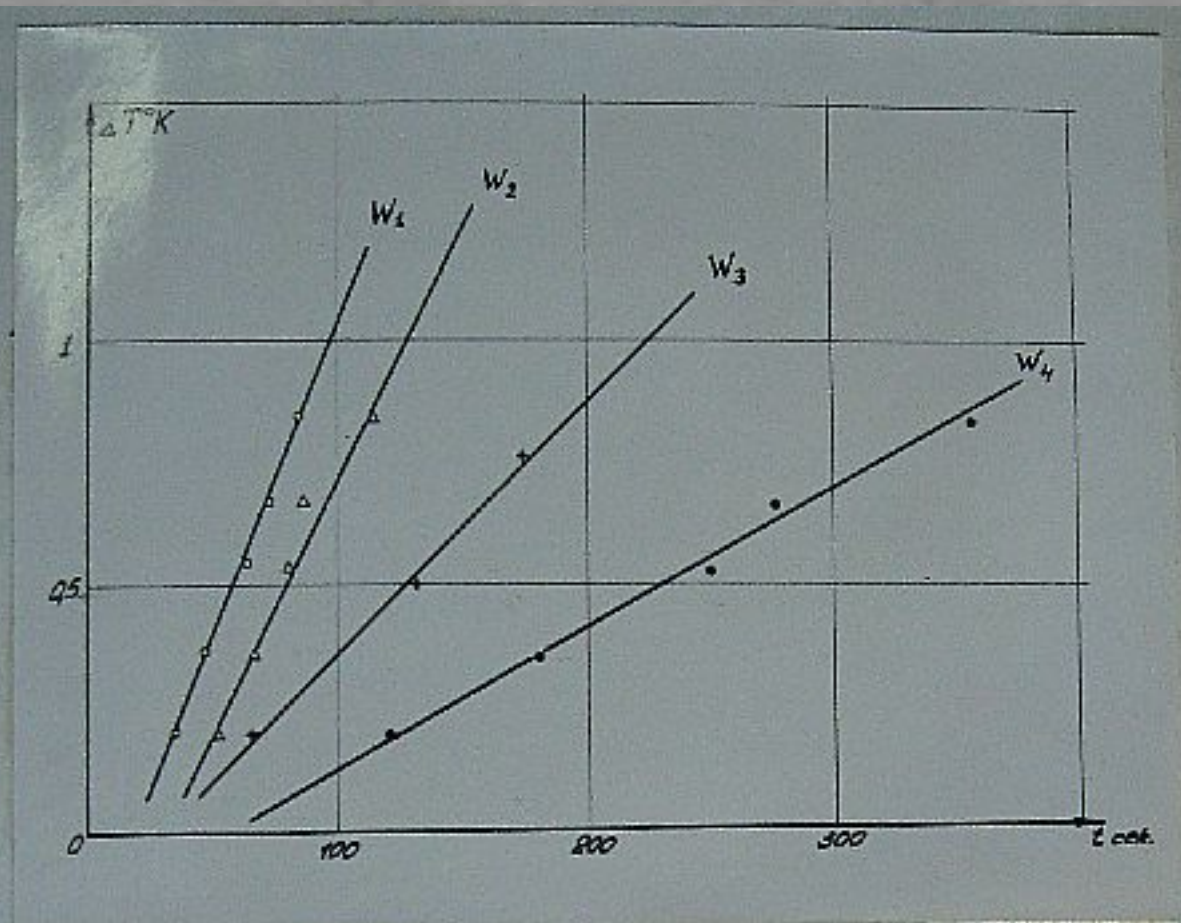


Рис. 6. Зависимость перегрева пленки от времени и мощности, подводимой к испарителю.

$$W_1 = 0,250 \text{ ватт}$$

$$W_2 = 0,214 \text{ ватт}$$

$$W_3 = 0,160 \text{ ватт}$$

$$W_4 = 0,128 \text{ ватт}$$

внутренней части прибора до температуры гелиевой ванны. Температура пленки при конденсации не превосходила 5-6°K.

Результаты, полученные для пленок, осажденных при гелиевой температуре хорошо согласуются между собой: свойства пленок монотонно меняются с толщиной, что подтверждает, что все образцы получены в относительно близких условиях. Оценка длины свободного пробега электронов^в свежеосажденных планках (гл. 1У § 4) показывает, что их структура близка к аморфной. Отсюда можно сделать вывод, что температура пленки при конденсации, была достаточно низка и рекристаллизация не происходила. Кроме свежеосажденных пленок, сконденсированных на подложку, находящуюся при гелиевой температуре, исследовались и рекристаллизованные ртутные пленки. Отжиг производился при температуре, не превышавшей температуру кипения жидкого азота, для чего жидкий гелий из прибора удалялся, а уровень жидкого азота в наружном дьюаре поддерживался постоянным с помощью особого автоматического устройства.

Отжиг происходил в течение 15-20 часов. Толщина ртутных пленок определялась по весу пленки^{х)}, для чего ртуть расплавленной пленки собиралась лезвием стальной бритвы и взвешивалась. Ошибка в определении толщины составляла 2-3%.

х) Чтобы избежать потери ртути из пленки вследствие испарения при ее отогреве, прибор заполнялся газообразным гелием под атмосферным давлением.

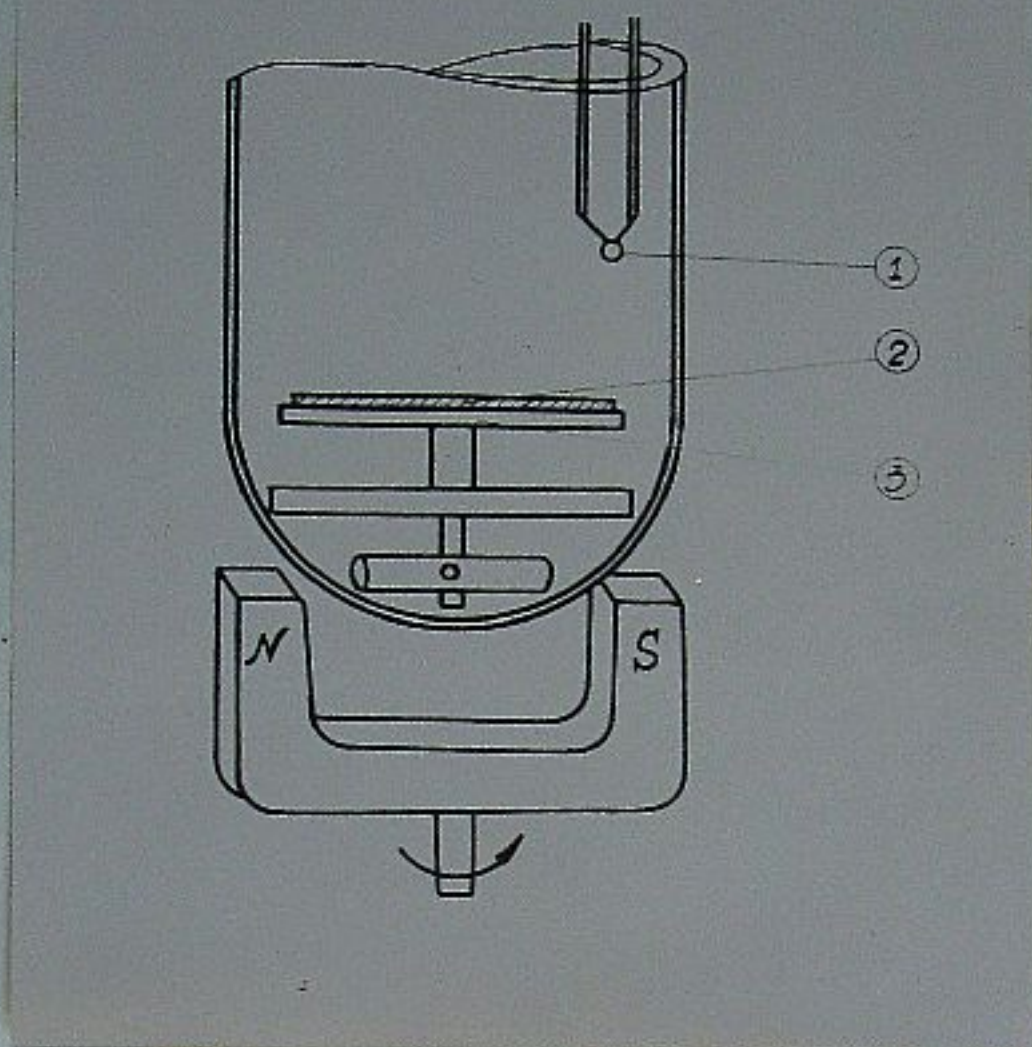
Так как испаритель находился на расстоянии 70-80 мм. от подложки, то разница в толщине пленки от центра к краям не превышала 7%. Были изготовлены и исследованы пленки в интервале толщин $5 \cdot 10^{-6}$ — $80 \cdot 10^{-6}$ см.

в) Оловянные пленки.

Оловянные пленки готовились из олова чистоты 99,998% путем испарения его в высоком вакууме 10^{-6} мм Hg

Пленки конденсировались на стеклянную круглую пластинку $\varnothing$ 46 мм, предварительно тщательно обработанную концентрированной азотной кислотой, хромовой смесью и дистиллированной водой. Олово испарялось с заранее подготовленного и оттренированного вольфрамового испарителя с маленьким ($\varnothing$ 2 - 3 мм) оловянным шариком. Конденсация пленок проводилась при комнатной температуре в специальном стеклянном вакуумном приборе (на рис.7). Для получения равномерных по толщине пленок подложка (2) помещалась на столике (3), который равномерно вращался с помощью магнитного привода, а испаритель (1) укреплялся над краем пластинки на расстоянии z_0 , равном ее радиусу.

Как показывает расчет (22) при таком эксцентричном расположении испарителя по отношению к вращающейся подложке толщина сконденсированной пленки на площади с радиусом $0,9 z_0$ постоянна с точностью до 3%.



**Рис. 7. Схема установки для конденсации
оловянных пленок.**

Толщина полученных пленок рассчитывалась по весу испаренного металла M по формуле

$$d = \frac{2,25 M}{8 \pi^2 \gamma_0 D}$$

где M - вес испаренного металла, а D - его удельный вес. Ошибка в определении толщины пленки обусловлена в основном, неточностью установки испарителя и не превышает 5%.

Перегрев пленки ΔT во время конденсации можно оценить по мощности, рассеиваемой испарителем W :

$$\Delta T \approx 0,1 \cdot \frac{234 \cdot W \cdot t}{C \cdot m}$$

где C - удельная теплоемкость стекла,

m - масса подложки

t - время напыления пленки.

Обычно к испарителю подводилась мощность 10 ватт и испарение проводилось в течение 1 - 2 минут. При этом перегрев подложки не превышал 10 - 20°.

Были изготовлены и исследованы оловянные пленки толщиной $3,3 \cdot 10^{-6} \div 3,1 \cdot 10^{-6}$ см.

Г Л А В А III.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПЕДАНСА ОБРАЗЦА ПО НАГРУЖЕННЫМ РЕЗОНАНСНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА.

В ходе опыта непосредственно измерялись полуширина резонансной характеристики Δf_L и сдвиг собственной частоты резонатора $d f_L$ при изменении температуры или магнитного поля. Из этих величин необходимо определить поверхностный импеданс образца. Эта задача усложняется тем, что— во-первых, в полости резонатора находится диэлектрическая кварцевая пластина и, во-вторых, резонатор связан с внешними линиями, так что измеряемые величины Δf_L и $d f_L$ характеризуют свойства определенным образом нагруженного резонатора.

Определение импеданса образца проведем в следующей последовательности.

1. Рассмотрим влияние связи резонатора с внешними линиями на измеряемые на опыте резонансные характеристики.

2. Произведем расчет импеданса образца по ненагруженным характеристикам пустого резонатора.

3. Произведем расчет импеданса образца по ненагруженным резонансным характеристикам резонатора, в полости которого находится кварцевая пластинка.

4. Рассмотрим влияние теплового расширения кварцевой пластинки на частоту измерительного резонатора.

§ 1. Влияние связи резонатора с внешними линиями на его характеристики.

Характеристики резонатора при выбранном типе колебаний являются резонансная частота f_u и собственная добротность

$$Q_u = 2\pi \frac{\text{энергия запасенная}}{\text{энергия поглощенная в стенках резонатора за период}}$$

В наших опытах измерительный резонатор был включен в резонаторно-связанную систему с двумя линиями связи, одна из которых подводила мощность от генератора к резонатору, другая от резонатора к детектору. Связь резонатора с внешними линиями осуществлялась посредством петель связи, которые могли передвигаться в отрезках круглого запердельного волновода (см.рис.3), служивших аттенкуаторами. При изменении положения петель или, что то же самое, при изменении длины аттенкуаторов менялась связь резонатора с внешними линиями. Однако, в наших опытах нам не удалось сделать связь столь малой, чтобы можно было полностью пренебречь их влиянием на измеряемые резонансные характеристики f_L, Q_L , что было вызвано тем, что мы использовали генератором малой мощности (10^{-4} w) и чувствительность приемного устройства составляла всего 10^{-8} w .

Характеристики нагруженного резонатора отличаются от характеристик резонатора ненагруженного, так как во-первых, часть энергии, запасенной в резонаторе, из-

лучается в отверстия связи, во-вторых, наличие отверстий связи в стенках резонатора приводит к изменению конфигурации полей. Первое приводит к изменению добротности резонатора, второе - к изменению резонансной частоты.

Измеряемую добротность резонатора можно определить как

$$Q_L = 2\pi \frac{\text{Запасенная энергия}}{\text{Энергия поглощения в стенках резонатора + энергия излучения в отверстия связи за период.}}$$

Величина

$$Q_w = 2\pi \frac{\text{Запасенная энергия}}{\text{Энергия излученная в отверстия связи за период.}}$$

определяет внешнюю добротность резонатора. Q_w не зависит от свойств материала стенок резонатора и определяется только геометрией отверстий связи и длиной аттенуаторов.

Между величинами Q_u , Q_L , Q_w существует следующее соотношение:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_u} + \frac{1}{Q_w} \quad (3,1)$$

или

$$Q_u = Q_L (1 + 2\beta) \quad (3,2)$$

где $2\beta = \frac{Q_u}{Q_w}$ - коэффициент связи резонатора с внешними линиями.

Двойка учитывает то обстоятельство, что мы использовали два эквивалентных элемента связи.

При измерениях β можно поддерживать малое ($\sim 3-5\%$) и постоянной путем изменения положения петель связи. В нашем случае это было неудобно, т.к. кроме измерения активной части импеданса R нас интересовало и изменение реактивной составляющей, которое вычислялось из смещения собственной частоты резонатора. При этом смещение резонансной частоты при изменении индуктивности образца X невелики, они сравнимы с теми смещениями частоты, которые могут происходить при передвижении петель связи. Поэтому мы проводили измерения при неизменном положении петель связи, т.е. при постоянном Q_w . Коэффициент связи β менялся при изменении собственной добротности резонатора, в наших опытах он не превышал 0,2. Величина Q_w определялась следующим образом. После окончания основных измерений, при температуре $T \approx 2,2^\circ K$, когда добротность измерительного резонатора максимальна, т.к. высокочастотное сопротивление R образца близко к нулю, снималась зависимость $Q_r(\beta)$. Для чего связь резонатора с внешними линиями (характеризуемая величиной β) изменялась путем передвижения петель связи. Относительные изменения коэффициента связи регистрировались по изменению коэффициента передачи напряжения t через резонатор при резонансной частоте, который связан с величиной β соотношением

$$t = \frac{2\beta}{1+2\beta} \quad (3,3)$$

Зависимость $Q_L(t) = Q_u(1-t)^{\beta}$ представляется в координатах Q_L и t прямой линией, пересекающей ось ординат в точке $Q_L = Q_u$, а ось абсцисс в точке $t = 1$. Таким образом, проведя прямую через ряд экспериментальных точек $Q_L(t)$ до пересечения с осями координат, мы получаем значение Q_u , а также точку $t = 1$ (см. рис. 8). Последнее позволяет нам определить масштаб по оси абсцисс и найти значение t , при которых производились основные измерения. Интересующая нас величины внешней добротности Q_w может быть рассчитана по формуле

$$Q = \frac{Q_u}{2\beta} = Q_u \frac{1-t}{t} \quad (3,4)$$

Измеряемая резонансная частота

$$f_L = f_u + \Delta f_w \quad (3,5)$$

где f_u - частота ненагруженного резонатора,
 Δf_w - добавка, зависящая от положения петель связи. (см. рис. 9)

Как будет ясно из дальнейшего, нас интересует не абсолютное значение частоты резонатора f_u , а изменение этой частоты при переходе образца из нормального в сверхпроводящее состояние Δf_u . Если измерения ведутся при неизменном положении петель связи, то $\Delta f_u = \Delta f_L$, т.к. Δf_w в первом приближении не зависит от свойств стенок резонатора.

Для проверки этого утверждения был проделан следующий эксперимент. При различных положениях петель

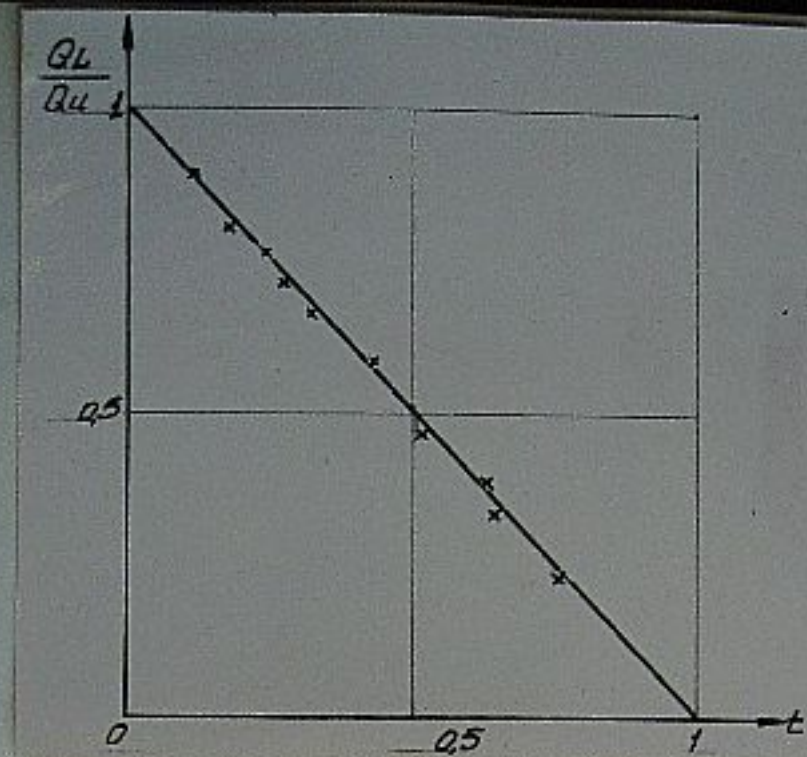


Рис. 8. Зависимость отношения добротностей $\frac{Q_L}{Q_u}$ нагруженного и ненагруженного резонатора от коэффициента передачи напряжения t .

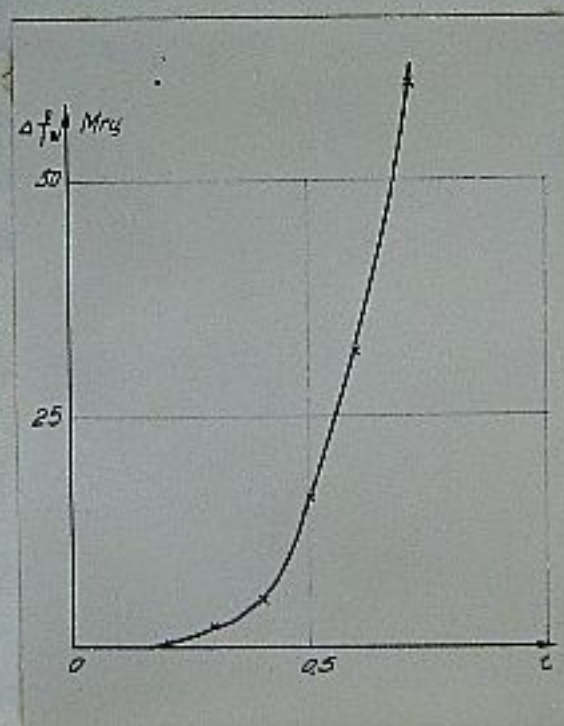


Рис. 9. Зависимость изменения частоты резонатора Δf_w от коэффициента передачи напряжения t . Добротность резонатора $Q_u = 3000$, коэффициент передачи напряжения изменялся путем передвижения петель связи.

связи измерялись изменения резонансной частоты при переходе образца из нормального в сверхпроводящее состояние. Указалось, что

$$df_L \Big|_{\xi=2.44} = df_L \Big|_{\xi=4.44} = df_L \Big|_{\xi=7.44}$$

(ξ - длина запредельных аттенуаторов), т.е. величина df_L не зависит от положения петель связи и, следовательно, определяется только свойствами стенок резонатора.

Таким образом, при проведении экспериментов при неизменном положении петель связи мы измеряем изменение резонансной частоты резонатора df_u , вызванное изменением свойств материала, из которого он изготовлен и нагруженную добротность Q_L , из которой легко может быть вычислена собственная добротность резонатора Q_u , если известна величина внешней добротности Q_w .

§ 2. Вычисление импеданса образца по ненагруженным характеристикам пустого резонатора.

Теперь рассмотрим задачу о вычислении импеданса образца из резонансных характеристик ненагруженного измерительного резонатора. Образец представляет собой дно цилиндрического резонатора, внутри резонатора - пустота, влияние введенной в резонатор кварцевой пластинки будет учтено позднее.

Такая задача может быть решена при следующих условиях:

1. Колебания в резонаторе гармонические, одного определенного вида (Выполнение этого условия обеспечивалось устройством резонатора).

2. Омические потери на стенках малы, так что вносимым ими возмущением поля в резонаторе и изменением его собственной частоты можно пренебречь. Это обеспечивается высокой добротностью резонаторов. Наименьшая добротность была $\sim 5 \cdot 10^3$.

3. Реактивные возмущения поля, вызванные проникновением поля в поверхностный слой стенок резонатора малы. Вызываемое ими смещение собственной частоты резонатора Δf_0 столь мало, что вторым порядком $\frac{\Delta f_0}{f_0}$ можно пренебречь. В наших опытах $\frac{\Delta f_0}{f_0} \sim 10^{-4}$, поэтому было выполнено и это требование.

Рассматривая в этих предположениях уравнения Максвелла, можно получить следующее соотношение, связывающее характеристики резонатора со свойствами материала, из которого он изготовлен (23)

$$\frac{1}{Q} - 2i \frac{\Delta \omega_0}{\omega_0} = \frac{Z}{\omega_0 \mu} \int H_0^2 ds \quad (3,6)$$

где ω_0 - собственная частота резонатора с идеально-проводящими стенками, Z - поверхностный импеданс материала стенок резонатора; H_0 - магнитное поле данного невозмущенного резонанса, которое предполагается

ется нормированным:

$$\int H_a^2 dv = 1 \quad (3,7)$$

Так как образец представляет собой дно резонатора, а остальные стенки его изготовлены из меди, соотношение (3,6) следует записать так:

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q} - 2i \frac{\Delta \omega_0}{\omega_0} = \\ = \frac{Z_{обр}}{\omega_0 \mu} \int_{S_{дн}} H_a^2 ds + \frac{Z_{м}}{\omega_0 \mu} \int_{S_{стн}} H^2 ds + \frac{Z_{л}}{\omega_0 \mu} \int_{S_{бок}} H_a^2 ds \end{aligned} \quad (3,8)$$

где $Z_{обр}$ - поверхностный импеданс образца,
 $Z_{м}$ - поверхностный импеданс медных стенок,
 $S_{дн}$ - поверхность оснований цилиндра,
 $S_{бок}$ - боковая поверхность цилиндра.

Приравнивая отдельно действительную и мнимую части этого уравнения, получим соотношения, связывающие активную и реактивную части импеданса образца с $Q_u = \frac{f}{\Delta f_u}$ и $\Delta f_a = \frac{\Delta \omega_0}{2\pi}$

$$\frac{1}{Q_u} = R_{обр} \frac{1}{\omega_0 \mu} \int_{S_{дн}} H_a^2 ds + R_{л} \frac{1}{\omega_0 \mu} \left(\int_{S_{стн}} H^2 ds + \int_{S_{бок}} H_a^2 ds \right) \quad (3,9)$$

f - резонансная частота,
 Δf_u - полуширина резонансной характеристики резонатора.

$$R_{обр} = \frac{\Delta f_u - \Delta f_{л}}{\frac{2\pi}{\mu} \int_{S_{дн}} H_a^2 ds} = K (\Delta f_u - \Delta f_{л}) \quad (3,10)$$

где Δf_m - часть полуширины резонансной характеристики резонатора, обусловленная потерями в медных стенках.

Аналогично

$$X_{обр} = \frac{\Delta f_0 - \Delta f_{0m}}{\frac{4\pi}{\mu} \int H_a^2 dS} = \frac{K}{2} (\Delta f_0 - \Delta f_{0m}) \quad (3,11)$$

где Δf_0 - отличие резонансной частоты измерительного резонатора от частоты резонатора с идеально проводящими стенками, Δf_{0m} - изменение f_0 за счет индуктивности медных стенок.

Специальными экспериментами с медным резонатором было показано, что поверхностный импеданс меди на частоте $\sim 10^{10}$ гц при температурах в области жидкого гелия не меняется, поэтому и величины Δf_m и Δf_{0m} остаются постоянными в условиях нашего опыта.

Величина Δf_m может быть измерена при температурах существенно ниже точки перехода образца в сверхпроводящее состояние, когда вся полуширина резонансной характеристики практически определяется только потерями в медных частях резонатора.

Величины Δf_0 и Δf_{0m} практически определить чрезвычайно трудно. Для этого, необходимо, во-первых, измерять частоту резонатора с точностью $10^{-3}\%$, и, во-вторых, с большой точностью знать геометрические размеры резонатора, находящегося при тем-

пературе жидкого гелия, чтобы по ним вычислить невозмущенную собственную частоту.

Поэтому величина χ таким способом с удовлетворительной точностью получена быть не может.

На опыте измерялась величина $d f_0$ - сдвиг возмущенной частоты резонатора при изменении свойств образца. В связи с тем, что δf_0 остается постоянной в процессе опыта, по величине может быть рассчитано изменение реактивной части поверхностного импеданса образца $d\chi$.

$$d\chi = \frac{K}{2} d f_0 \quad (3,12)$$

Очевидно, что значение полного реактивного сопротивления может быть найдено, если известно для какого-либо одного состояния образца.

Коэффициент K в формулах (3,10) и (3,12) может быть рассчитан, если известно распределение магнитного поля данного типа резонанса.

В цилиндрическом резонаторе при резонансе типа H_{011} поле может быть записано в цилиндрических координатах следующим образом: [24]

$$\begin{aligned} H_z &= A \frac{x_1^2}{r_0^2} J_0\left(x_1 \frac{z}{z_0}\right) \sin k_z z \\ H_z &= A \frac{x_1}{r_0^2} J_0'\left(x_1 \frac{z}{z_0}\right) \cos k_z z \\ E_\varphi &= A \frac{\omega}{c} \frac{x_1}{r_0} J_0'\left(x_1 \frac{z}{z_0}\right) \sin k_z z \end{aligned} \quad (3,13)$$

где $\mathcal{X}_1$ - первый корень функции Бесселя J
 z_0 - радиус резонатора

$k = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\mathcal{X}_1}{z_0}\right)^2}$ - волновое число.

A - коэффициент, определяемый нормировкой.

Вычисление приводит к следующим формулам:

для R и $d\chi$ образца:

$$\begin{aligned} R &= 1,07 \cdot 10^{-6} (\Delta f_0 - \Delta f_{\text{н}}) \text{ ом} \\ d\chi &= -2,14 \cdot 10^{-6} df_0 \text{ ом} \end{aligned} \quad (3,14)$$

Отметим, что не все части образца дают одинаковый вклад в измеряемое Z . Оценить какая часть образца является наиболее существенной при измерениях импеданса можно следующим образом. Согласно соотношению (3,6) добротность и смещение резонансной частоты резонатора определяются теми частями поверхности образца, где $\int H_0^2 dS$ отличен от нуля. В нашем случае на поверхности образца $H_0 = H_z$ и $\int H_0^2 dS \sim 2\pi \int H_z^2 r dz$

На рис. 10 приводится график функции $J_1^2(z)z$ в зависимости от z . Величина $\int H_0^2 dS$ пропорциональна площади, ограниченной кривой $J_1^2(z)z$ и осью абсцисс. Из рисунка видно, что 90% поверхностного импеданса образца обусловлены свойствами кольца с радиусами

$$z_1 = 0,28 z_0 \text{ и } z_2 = 0,86 z_0$$

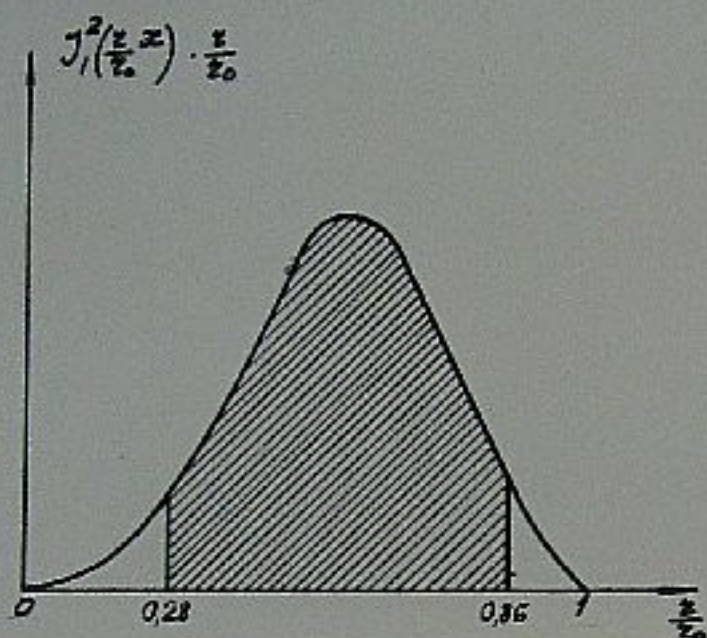


Рис. 10. Распределение потерь по радиусу образца.

§ 3. Вычисление импеданса образца по резонансным характеристикам резонатора с введенной в него кварцевой пластинкой.

Для исследования ртутных пленок, сконденсированных при температурах жидкого гелия, использовался резонатор, дном которого служила плоскопараллельная пластинка из плавленного кварца.

Пленка конденсировалась на внешней, по отношению к резонатору, плоскость этой пластинки. Таким образом, внутри резонатора присутствовал слой диэлектрика.

Кварц был выбран, благодаря малым потерям при высоких частотах: при $f = 10^{10}$, тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta = 10^{-4}$.

Кварц обладает значительной диэлектрической проницаемостью: $\epsilon = 3,6$.

Поэтому конфигурация полей в резонаторе с кварцевой пластинкой существенно отличается от конфигурации полей в пустом резонаторе. На рис. 11 схематически изображены линии сил магнитного поля в обоих случаях. Амплитуда поля, действующего на образец, в резонаторе с диэлектрической пластинкой в несколько раз больше амплитуды поля, действующего на остальные части резонатора. В связи с этим должен измениться коэффициент в формулах (3,10) и (3,12).

Рассчитать новый коэффициент K_{ϵ} можно следующим образом. Рассмотрим (см. рис. 12) резонатор длины l , который от $z = 0$ до $z = a$ - пуст, а от $z = a$

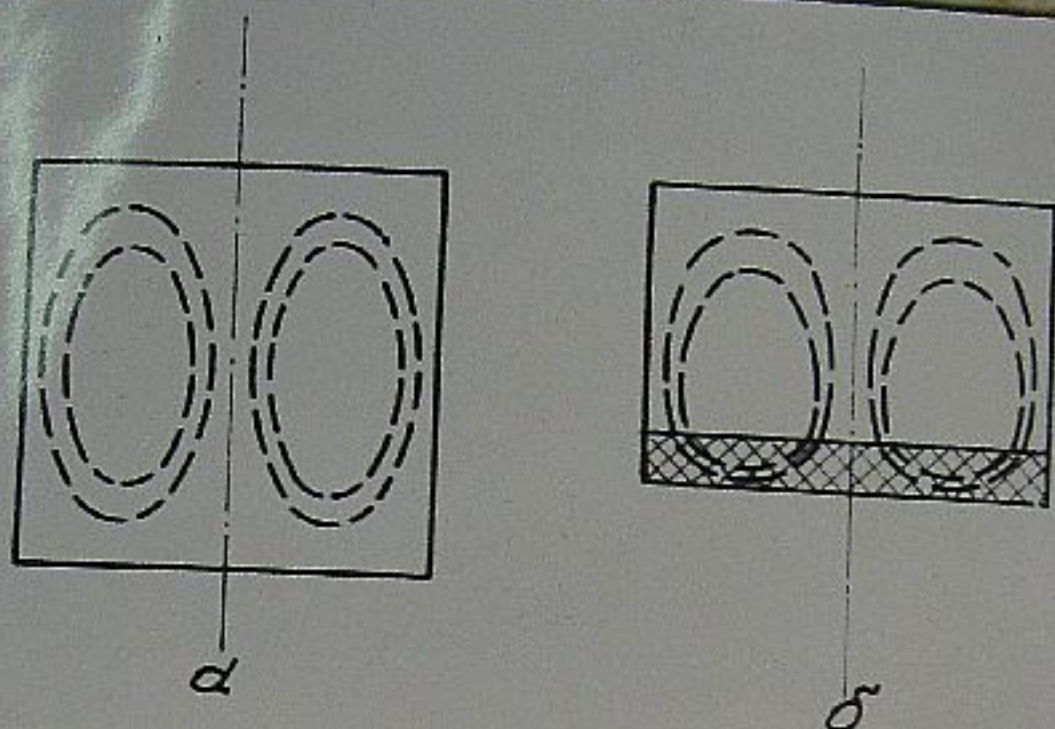


Рис. 11. Конфигурация магнитного поля в пустом цилиндрическом резонаторе /а/ и в резонаторе с кварцевой пластинкой /б/. Тип резонанса H_{011} .

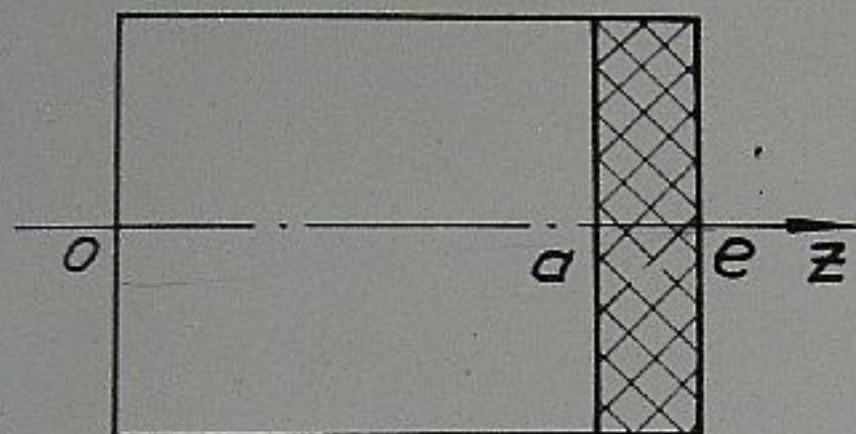


Рис.12. Резонатор с диэлектрической пластиной.

до $z = \ell$ заполнен диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ . Амплитуду A_ϵ полей в диэлектрике можно найти, пользуясь условием непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля на границе пустота - диэлектрик.

$$E_t = E_{t\epsilon} \quad (3,15)$$

откуда

$$A \sin kz \Big|_{z=a} = A_\epsilon \sin k_\epsilon z \Big|_{z=a}$$

$$\frac{A_\epsilon}{A} = \frac{\sin ka}{\sin k_\epsilon(\ell-a)} \quad (3,16)$$

Отношение амплитуды компоненты поля H_z на поверхности образца в случае пустого резонатора и резонатора с диэлектрической пластинкой:

$$\frac{H_z}{H_{z\epsilon}} = \frac{A_\epsilon k_\epsilon}{A k} = \frac{\sin ka}{\sin k_\epsilon(\ell-a)} \cdot \frac{k_\epsilon}{k} \quad (3,17)$$

Интересующий нас коэффициент

$$K_\epsilon = \frac{\int H_{z\epsilon}^2 ds}{\int H_{z\epsilon}^2 dV + \int H_{z\epsilon}^2 dV} \quad (3,18)$$

Численные расчеты для кварцевых пластинок толщиной 3 мм и 5 мм приведены в таблице 1.

Табл. 1.

толщина кварцевой пластинки	длина резонат.	диаметр резонат.	k	k_ϵ	$\frac{K_\epsilon}{K}$ мп	$\frac{K_\epsilon}{K}$ эхсн
0,3	3,9	4,3	0,755	3,36	3,1	3,1
0,5	2,0	4,2	0,795	3,43	29,1	30,2

В проведенных расчетах не учтено следующее: диаметр кварцевой пластинки $D = 4,6$ см, он несколько больше диаметра основной части резонатора (4,2 см или 4,3 см). Поэтому это обстоятельство может привести к некоторому искажению поля в нижней части резонатора. Однако, это не может существенно повлиять на величину коэффициента K_E , так как амплитуда поля, действующая на образец, изменяется сравнительно мало, что было подтверждено специальными контрольными опытами.

Значение K_E для резонатора с кварцевой пластинкой толщиной 3 мм было проверено следующим образом. Измерялись изменения добротности и сдвиг резонансной частоты измерительного резонатора, где в качестве образца использовалась оловянная пленка. Измерения проводились как в пустом резонаторе, так и в резонаторе с кварцевой пластинкой (собственные частоты резонаторов близки между собой). При сравнении результатов этих экспериментов получалась $\frac{K_E}{K} = 3,1$, что хорошо совпадает с теоретическими расчетами.

Для определения величины K_E в случае резонатора с диэлектрической пластинкой толщиной 5 мм, был проделан такой эксперимент. При комнатной температуре измерялись ширины частотных характеристик измерительного резонатора, в качестве образцов служили массивные медь, свинец, олово.

Эти металлы при комнатной температуре в электромагнитном поле частоты $f \approx 10^{10}$ _{гц} находятся в ус-

ловиях обычного скин-эффекта. Поверхностное сопротивление R может быть рассчитано из статической проводимости этих материалов при комнатной температуре, величина которой известна.

Значение K_E вычислялось по формуле

$$K_E = \frac{R_1 - R_2}{\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2}}$$

где R_1 и R_2 - рассчитанные поверхностные сопротивления двух каких-либо образцов, Q_1 и Q_2 - добротности измерительного резонатора с этими образцами. Средняя величина отношения $\frac{K_E}{K} = 30, 2$, что также близко значению, полученному расчетным путем. При обработке экспериментальных данных, полученных в резонаторе с 5 мм кварцевой пластиной, мы пользовались экспериментальным значением K_E .

Из изложенного ясно, что применение кварцевой пластины очень выгодно, так как благодаря тому, что амплитуда поля, действующего на образец, значительно превышает амплитуду поля, действующего на остальные части резонатора, возрастает "эффективность образца", т.е. увеличивается часть высокочастотного сопротивления резонатора, обусловленная образцом. Поэтому и при исследовании оловянных пленок и монокристалла олова мы пользовались измерительным резонатором с кварцевой пластиной, к которой с внешней стороны прижимался образец.

§ 4. Термическое расширение плавленого кварца при температурах жидкого гелия.

При определении ΔX образца из сдвига резонансной частоты измерительного резонатора необходимо учитывать, что изменение резонансной частоты может происходить не только от изменений свойств образца, но и в результате изменения геометрических размеров резонатора, и введенной в него кварцевой пластинки, вследствие термического расширения материала, т.е. в наших опытах температура резонатора меняется на $1 - 2^\circ$. При температурах жидкого гелия коэффициент линейного расширения меди $\alpha_{\text{Cu}} \sim 10^{-6}$, и изменения частоты резонатора, связанные с изменением геометрических размеров за счет термического расширения меди $\Delta f_{\text{Cu}} \approx \alpha f \approx 10^{-2}$ гц, лежит за пределами точности измерений.

Рассмотрим теперь сдвиг частоты резонатора за счет изменения размеров кварцевой пластинки. Известны измерения коэффициента теплового расширения плавленого кварца лишь до температур $4,2^\circ\text{K}$ [25]. По данным этой работы при $T = 4,2^\circ\text{K}$ коэффициент линейного расширения плавленого кварца $\alpha = 0,9 \cdot 10^{-6}$.

Так как изменение размеров кварцевой пластинки могло существенно повлиять на измеряемый сдвиг резонансной частоты, были предприняты специальные опыты для измерения коэффициента теплового расширения пла-

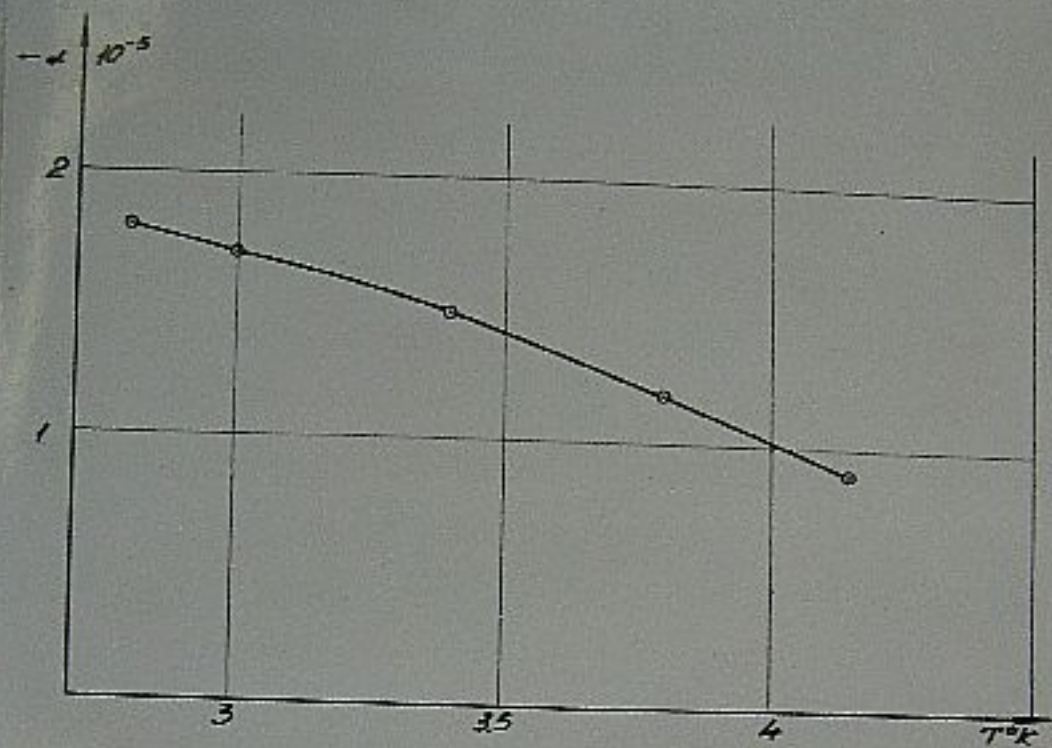


Рис. 13. Коэффициент линейного расширения пьезо-ного кварца в области гелиевых температур.

ленного кварца в области гелиевых температур. Для этих измерений использовался резонатор с кварцевой пластинкой, толщиной 5 мм, в котором образец был заменен медным диском. Опытами с медным резонатором без кварца было установлено, что высокочастотное сопротивление меди при гелиевых температурах постоянно, поэтому все изменение частоты резонатора с кварцем при понижении температуры следовало отнести за счет расширения кварца. Для того, чтобы рассчитать влияние толщины кварцевой пластинки на частоту, рассмотрим вновь резонатор (см. 12) с осью симметрии по оси z , пустой от $z=0$ до $z=a$ а от $z=a$ до $z=l$ заполненный диэлектриком, и воспользуемся условием непрерывности компонентом полей на границе пустота-диэлектрик.

$$E_t = E_{t\varepsilon} ; \quad H_t = H_{t\varepsilon}$$

В нашем случае это можно записать

$$A \sin ka = A_\varepsilon \sin k_\varepsilon (l-a)$$

$$j A \cos ka = -j_\varepsilon A_\varepsilon \cos k_\varepsilon (l-a)$$

при этом мы полагаем z_0 постоянным.

Откуда

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} k_\varepsilon (l-a) &= - \frac{k_\varepsilon}{k} \operatorname{tg} ka \\ l-a &= - \frac{1}{k_\varepsilon} \operatorname{arctg} \frac{k_\varepsilon}{k} \operatorname{tg} ka \end{aligned} \quad (3,22)$$

Дифференцируя (3,22), получим

$$\frac{d\ell}{\ell-a} = -\frac{1}{k_e} \frac{dk_e}{d\omega} d\omega + \frac{\left(\frac{dk_e}{d\omega} \frac{k_e \operatorname{tg} ka}{\operatorname{arctg} \frac{k_e \operatorname{tg} ka}{1 + \frac{k_e \operatorname{tg} ka}{k_e \operatorname{tg} ka}}} + k_e \frac{a \frac{dk_e}{d\omega}}{\cos^2 ka} \right) - \frac{dk_e}{d\omega} \frac{k_e \operatorname{tg} ka}{k_e \operatorname{tg} ka}}{d\omega} d\omega$$

Для резонатора с пятимиллиметровой кварцевой пластинкой, получается:

$$\alpha = \frac{d\ell}{\ell-a} = 2,5 \cdot 10^{-10} df$$

Используя эту формулу, можно рассчитать коэффициент расширения плавленного кварца при температурах жидкого гелия. На рис. 13 представлена полученная нами зависимость коэффициента линейного расширения плавленного кварца от температуры между 2,8 - 4,2°K

Практически поправку на изменение размеров кварца с температурой приходилось вводить только для значений df_u , полученных при измерениях с 5 мм пластинкой. (В этом резонаторе производились измерения для наиболее толстых пленок $d > 2 \cdot 10^{-5}$ см и для образца массивного шва). Смещения резонансной частоты за счет расширения кварца для измерительного резонатора с трехмиллиметровой пластинкой лежат за пределами точности измерений.

Г Л А В А 1У.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИМПЕДАНСА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО МОНОКРИСТАЛЛА О Л О В А.

§ 1. Поверхностный импеданс.

На рис.14 представлены температурные зависимости активной части поверхностного импеданса R и изменения реактивной части поверхностного импеданса dX монокристалла олова. Измерения были проведены в интервале температур от $4,2^{\circ}\text{K}$ до $2,8^{\circ}\text{K}$. При температурах выше T_K ($T_K^{\text{Sn}} = 3,7^{\circ}\text{K}$) поверхностный импеданс не менялся с температурой. При понижении температуры ниже критической наблюдалось резкое изменение импеданса образца.

Как мы уже отмечали, на опыте измеряется не полное реактивное сопротивление образца X , а лишь его изменение dX при переходе образца из нормального состояния в сверхпроводящее. Поэтому для определения полной реактивной части поверхностного импеданса X в сверхпроводящем состоянии необходимо знать реактивную часть импеданса в нормальном состоянии X_n , которая может быть вычислена из активного сопротивления R_n образца, находящегося в нормальном состоянии. Согласно теории (5), в предельном случае аномального скин-эффекта, когда длина свободного пробега электронов много больше глубины скин-слоя ($\ell \gg \delta_{\text{ск}}$) R и X для металлов в нормальном состоянии связаны следующим соотноше-

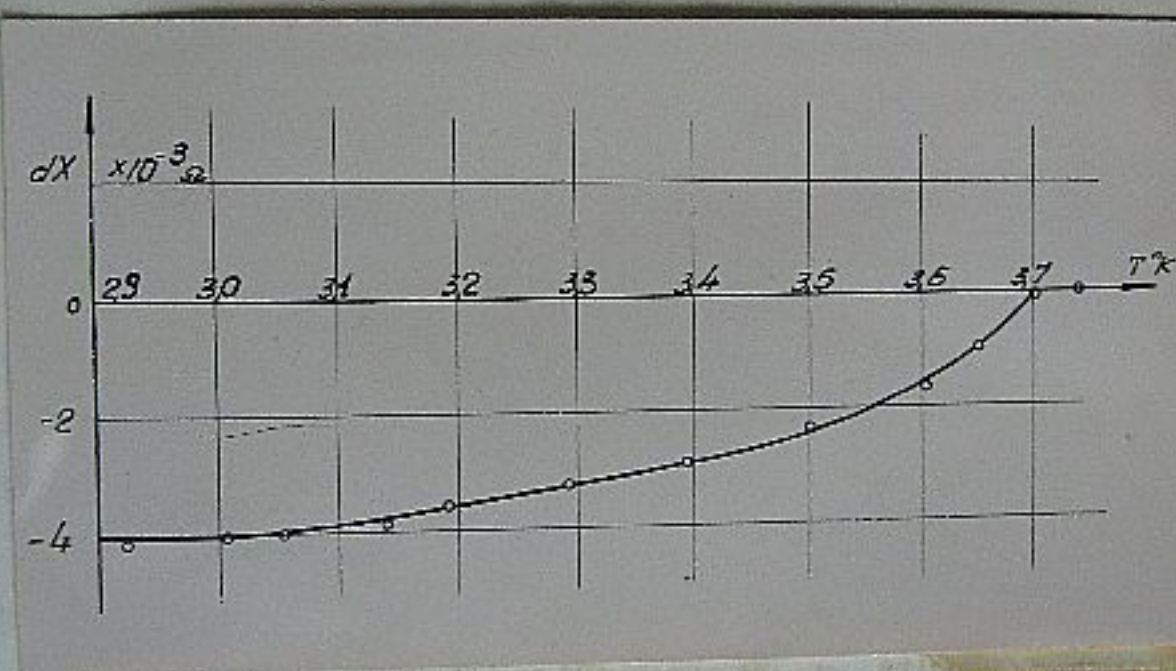


Рис.14. Активная часть R и изменение реактивной части dX импеданса монокристалла олова.

нием:

$$X_n = R_n \sqrt{3} \quad (4,1)$$

Именно этот случай и осуществляется в эксперименте для монокристалла олова, находящегося при гелиевых температурах в высокочастотном электромагнитном поле ($\ell \sim 10^{-3}$ см, $\delta_{ex} \sim 10^{-5}$ см). Поэтому реактивная часть импеданса монокристалла олова в сверхпроводящем состоянии может быть определена следующим образом:

$$X = R_n \sqrt{3} + dX \quad (4,2)$$

Поскольку R_n измеряется с ошибкой $\sim 2\%$, то в величину X , определяемую по формуле (4,1) вносится систематическая ошибка 3% .

Известны две работы [3,8], в которых сделаны измерения поверхностного импеданса, массивного олова приблизительно на той же частоте, что и наши эксперименты.

Измеряя полный импеданс сверхпроводящих монокристаллов олова, Пиппард (3) обнаружил сильную зависимость импеданса образца от угла θ между его кристаллографической осью и направлением тока. Эта зависимость наблюдалась как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии.

При изменении θ поверхностная проводимость $\Sigma_n = \frac{1}{R_n}$ в нормальном состоянии изменялась в пределах 25% ($210 - 150 \text{ ом}^{-1}$). Наше среднее значение $\Sigma_n = 180 \text{ ом}$ близко к среднему значению Пиппарда.

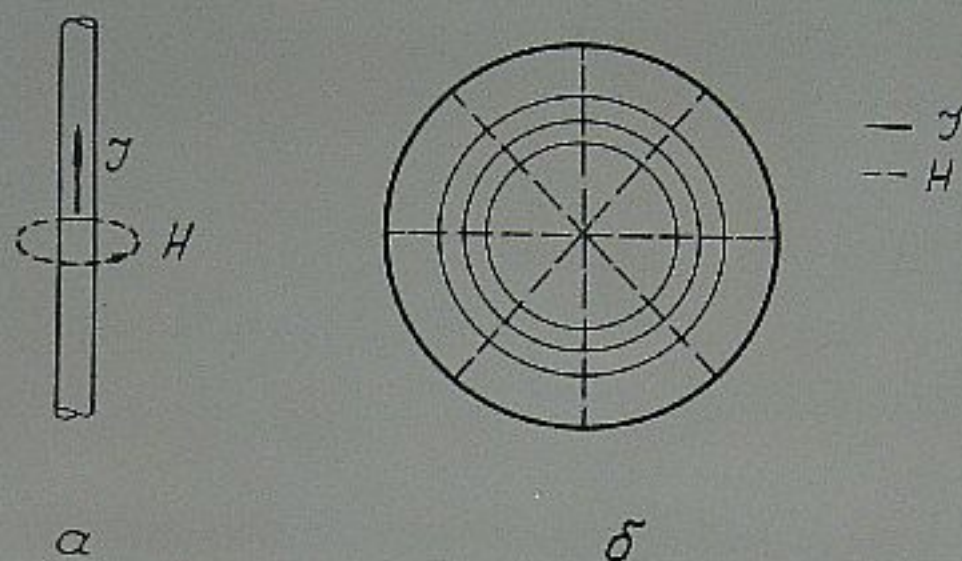


Рис. 15. Распределение тока и магнитного поля
на поверхности образцов:

а/в работе Пинларда,

б/в данной работе.

Точное сравнение результатов Пиппарда и нашей работы провести трудно по следующим обстоятельствам. В анизотропной среде поверхностный импеданс зависит от угла φ между главной кристаллографической осью и направлением поля. Конфигурация полей в наших опытах и опытах /3/ различна. В экспериментах Пиппарда ток направлен вдоль оси образца и магнитные силовые линии представляют собой концентрические окружности, плоскости которых перпендикулярны к оси образца. В нашем случае магнитные силовые линии направлены по радиусам (рис. 15). В обоих случаях измерялось некоторое усредненное значение Z . Вследствие различной конфигурации полей эти усреднения производятся по разным интервалам углов φ . Перерчет одного усреднения в другое сделать не удастся, т.к. неизвестна зависимость $Z(\varphi)$ в случае предельного аномального скин-эффекта. (Такой расчет можно было бы сделать, если бы была известна форма фермиевской поверхности для монокристалла олова /25/).

Сравнение наших результатов и данных Пиппарда по измерению активной и реактивной частей поверхностного импеданса приводится на рис. 16а, б.

Как видно из приведенных графиков, результаты измерения величин R и X находятся в хорошем согласии с результатами Пиппарда.

Данные Симона /8/ качественно согласуются с данными Пиппарда и нашими. Однако, они менее точны. Поэтому на детальном сравнении с результатами Симона мы останавливаться не будем.

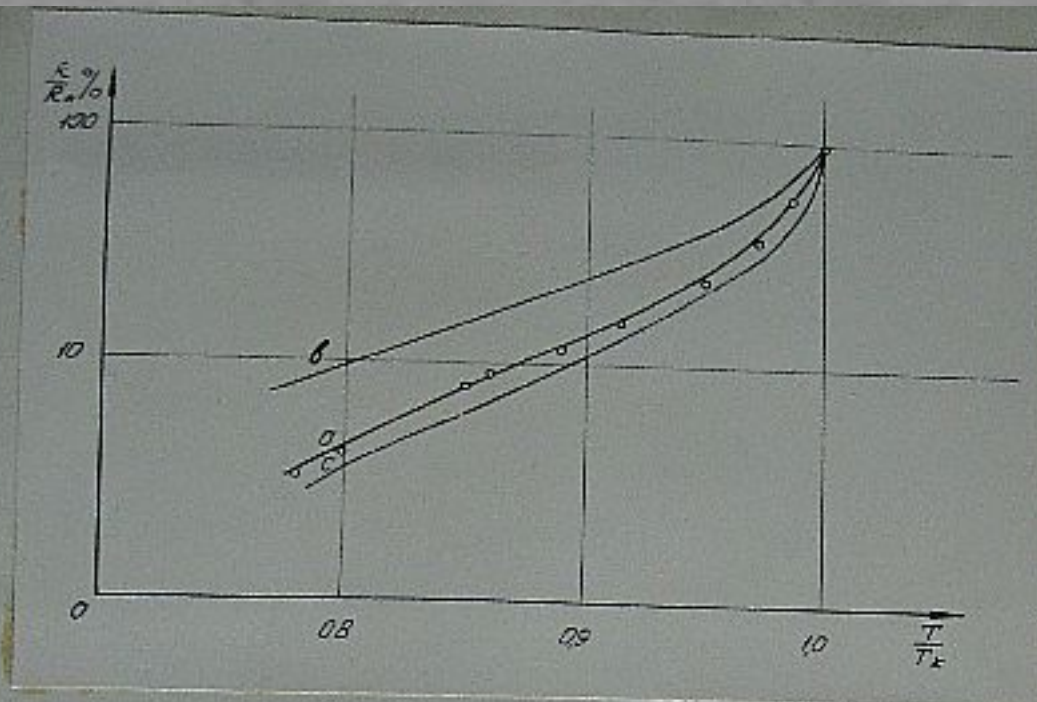


Рис.16а. Сравнение активной части поверхностного импеданса монокристалла олова полученного в наших экспериментах /а/ с результатами Пипарда /в - $\theta = 87^\circ$; с - $\theta = 62.5^\circ$ /

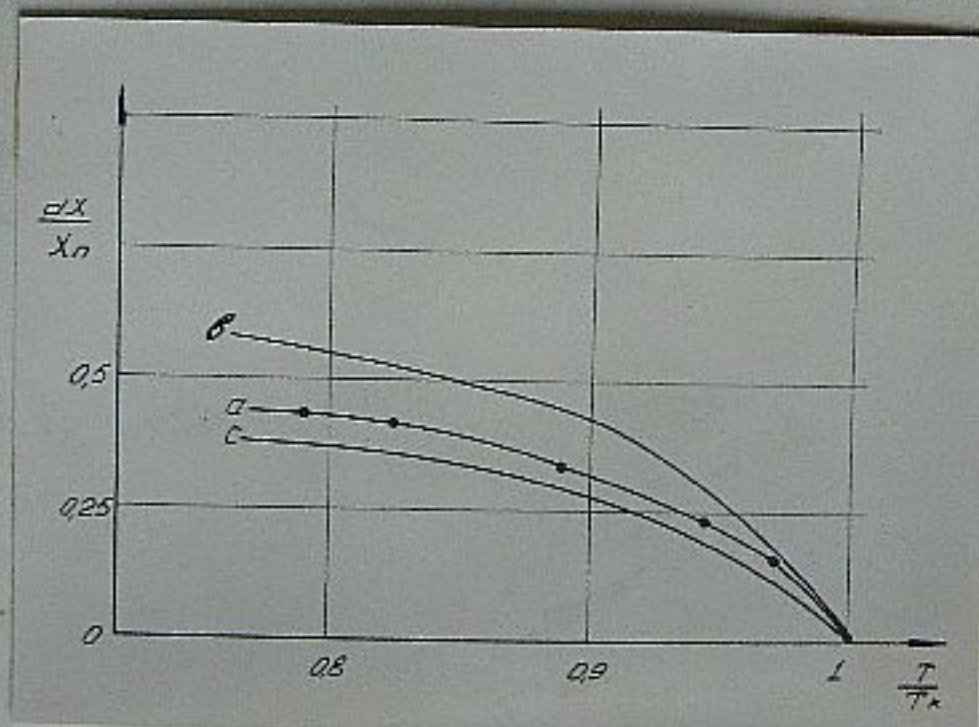


Рис.16в. Сравнение изменения реактивной части поверхностного импеданса монокристалла олова полученного в наших опытах /а/ с результатами Пипарда /в - $\theta = 62.5^\circ$ с - $\theta = 0^\circ$ /

§ 2. Диэлектрическая проницаемость монокристалла олова и отношение нормальной проводимости к длине пробега электронов.

а) Теория.

Чтобы определить для монокристалла олова ϵ и $\frac{\sigma}{\epsilon}$ по измеренному поверхностному импедансу Z , можно воспользоваться теоретическими расчетами Z сверхпроводников в условиях аномального скин-эффекта. Такие расчеты с учетом гипотезы Ландау были проведены как на основе использования кинетического уравнения для "нормальных" электронов (Абрикосов /7/), так и на базе более простого "принципа неэффективности", носящего размерностный характер (Гинзбург /1/).

Согласно Абрикосову, нормальные электроны представляют собой свободные электроны, движущиеся в среде с диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{e^2}{\omega^2 \beta_0^2} \quad (4,3)$$

Для такой модели решалось кинетическое уравнение.

В случае диффузного отражения электронов поверхностью металла (который более оправдан физически, чем случай зеркального отражения), были найдены следующие формулы, связывающие Z с ϵ и $\frac{\sigma}{\epsilon}$.

$$\begin{aligned} \epsilon &= - \frac{4\pi^2}{c^2} X^2 (X^2 + R^2)^{-2} (3 - \eta) \\ \frac{\sigma}{\epsilon} &= \frac{16\pi^2 \omega^2}{3c^4} X^3 (X^2 + R^2)^{-3} (1 + \eta) \\ \frac{R}{X} &= \frac{1}{2\eta} \left[2\sqrt{\eta} \operatorname{arctg} \sqrt{\eta} - \ln \left(\frac{1 - \eta}{4} \right) \right] \end{aligned} \quad (4,4)$$

Однако, применение этой модели к нормальным электронам в сверхпроводнике не обосновано.

Расчеты, проведенные Гинзбургом, не связаны с какой-либо определенной моделью. Автор описывает поведение сверхпроводника в высокочастотном поле с помощью эффективной комплексной диэлектрической постоянной

$$\epsilon_{эф} = \epsilon_0 - \frac{c^2}{\omega^2 \delta_0^2} - \frac{4\pi \sigma_{эф}}{\omega} \quad (4,5)$$

Для $\sigma_{эф}$ используется выражение, заимствованное из теории аномального скин-эффекта нормальных металлов

$$\sigma_{эф} = \sigma_0 \frac{\delta_{ск}}{\ell} \pi i e^{-\frac{2\pi i}{3}} \quad (4,6)$$

хотя применимость этого выражения к сверхпроводникам не ясна.

Согласно Гинзбургу, величины ϵ и $\frac{\sigma}{\ell}$ для сверхпроводников связаны с полным поверхностным импедансом Z следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \epsilon &= -\frac{16\pi^2}{c^2} \cdot \frac{X^2 - 3R^2}{(X^2 + R^2)^2} \\ \frac{\sigma}{\ell} &= \frac{16\pi^2 \omega^2}{c^4} \cdot \frac{\sqrt{3} R}{(X^2 + R^2)^2} \end{aligned} \quad (4,7)$$

Таким образом, обе существующие теории содержат некоторые не вполне обоснованные предположения. Однако, при обработке экспериментальных данных мы воспользовались их выводами, т.к. в настоящее время строгая теория аномального скин-эффекта в сверхпроводниках отсутствует²⁾.

б) Результаты эксперимента.

Данные наших экспериментов были обработаны по формулам (4,4) и (4,7).

Результаты такой обработки представлены на рис. 17, 18,

Для значения диэлектрической проницаемости ϵ монокристалла олова получаются близкие результаты при обработке экспериментальных данных по обеим теориям.

С наибольшей точностью $\sim 5\%$ диэлектрическая проницаемость может быть вычислена для температур ниже $3,2^\circ\text{K}$, когда активная часть импеданса $R = 0$ и $Z = iX$. Ошибка в определении ϵ при различных температурах приводится на рисунке.

При расчете значений $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ по формулам (4,4) и (4,7) получаются несколько различные результаты. Величина $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$, рассчитанная по формулам Абрикосова, изменяется с температурой следующим образом. Вблизи T_c с понижением температуры наблюдается некоторое систематическое возрастание $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$, находящееся, однако, на пределе точности эксперимента. При дальнейшем понижении температуры $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ начинает убывать.

Величина $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$, рассчитанная по формулам Гийбурга (4,7) возрастает приблизительно на 35% при понижении температуры вплоть до $3,4^\circ\text{K}$, причем это возрастание идет за пределами экспериментальных ошибок. При дальнейшем понижении температуры $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ начинает убывать.



Рис.17. Диэлектрическая проницаемость монокристалла олова.

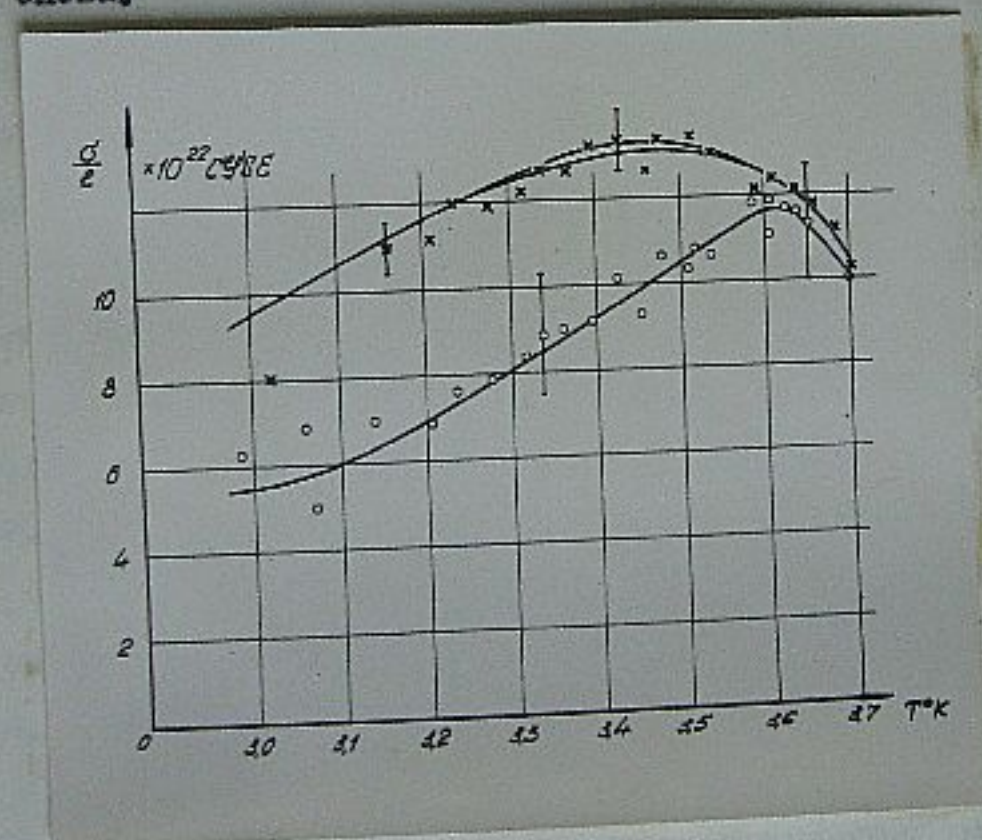


Рис.18. Отношение проводимости нормальных электронов к длине свободного пробега для монокристалла олова:
 o — вычисления проведены по формулам Абрикосова,
 x — вычисления проведены по формулам Гинзбурга.

§ 3. Обсуждение полученных результатов.

Как было отмечено в предыдущем параграфе, значения $\frac{\sigma}{\rho}$, полученные при обработке экспериментальных данных по существующим теориям дают несколько различные результаты. Величина $\frac{\sigma}{\rho}$ должна быть пропорциональна количеству носителей тока, т.е. числу нормальных электронов. Так как число нормальных электронов уменьшается с понижением температуры, то величина $\frac{\sigma}{\rho}$ должна убывать с температурой. В этом смысле более правдоподобна работа Абрикосова, т.к. из данных наших опытов по ее формулам мы получаем уменьшение $\frac{\sigma}{\rho}$ с понижением температуры ниже T_c . Исключение представляют лишь результаты при температурах очень близких к T_c (3,6°K - 3,7°K).

К сожалению, закон убывания $\frac{\sigma}{\rho}$ определить не удастся в связи с малой точностью (не более 20%) определения величины $\frac{\sigma}{\rho}$. Малая точность результатов обусловлена тем, что в расчетные формулы входят высокие степени R и X .

Диэлектрическая проницаемость сверхпроводника в высокочастотном электромагнитном поле обусловлена как сверхпроводящими, так и связанными электронами.

Сплошной линией изображена полученная из расчета температурная зависимость части диэлектрической проницаемости сверхпроводника, обусловленной сверхпроводящими электронами:

$$\epsilon_s = -\frac{c^2}{\omega^2 \delta_0^2}$$

Для δ_0 были использованы данные Лаурмана и Шенберга [27] на монокристаллических оловянных образцах, которые нашли, что δ_0 меняется с температурой по закону

$$\delta_0 = \frac{\delta_{00}}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad \delta_{00} = 5,0 \cdot 10^{-6} \text{ см} \quad (4,8)$$

Из рис. 17 видно, что наши экспериментальные точки, отражающие температурную зависимость полной диэлектрической проницаемости сверхпроводника в пределах точности эксперимента совпадают с этой кривой.

Таким образом, с точностью нашего эксперимента можно утверждать, что вся диэлектрическая проницаемость сверхпроводника на частоте $f = 10^{10} \text{ гц}$ обусловлена сверхпроводящими электронами. Величина же ϵ_0 , вызванная наличием в сверхпроводнике связанных электронов, пока, лежит за пределами точности

$$\epsilon_0 < 3 \cdot 10^8 \text{ сгузе} \quad \text{при } T = 3^\circ \text{К.}$$

Измерение поверхностного импеданца сверхпроводника на частотах $\sim 10^{10} \text{ гц}$ может служить для определения статической глубины проникновения δ_0 и дает возможность определять δ_0 для массивных сверхпроводников с точностью до 5%.

Г Л А В А У.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИМПЕДАНСА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ТОНКИХ ПЛЕНОК.

§ 1. Экспериментальные данные.

а) Поверхностный импеданс тонких пленок.

В работе исследовались оловянные пленки, конденсированные при комнатной температуре, а также ртутные пленки двух видов: осажденные на подложку, находящуюся при температуре жидкого гелия, и рекристаллизованные. Температурная зависимость активной части поверхностного импеданса R и изменения реактивной части импеданса dX для этих пленок представлена на рис. 19, 20, 21. При температурах выше критической поверхностный импеданс тонких пленок не зависит от температуры. При понижении температуры ниже T_c активная часть поверхностного импеданса R резко уменьшается и на расстоянии $0,5^\circ K$ от T_c практически обращается в нуль. Реактивная часть импеданса X при уменьшении температуры на $0,02 - 0,03^\circ K$ от T_c возрастает приблизительно до $0,5 R_n$, а затем уменьшается.

Чтобы определить полное реактивное сопротивление тонких пленок в сверхпроводящем состоянии, необходимо знать X_n - реактивное сопротивление в нормальном состоянии.

Для определения X_n можно воспользоваться выводами работы [28], согласно которой импеданс тонкой

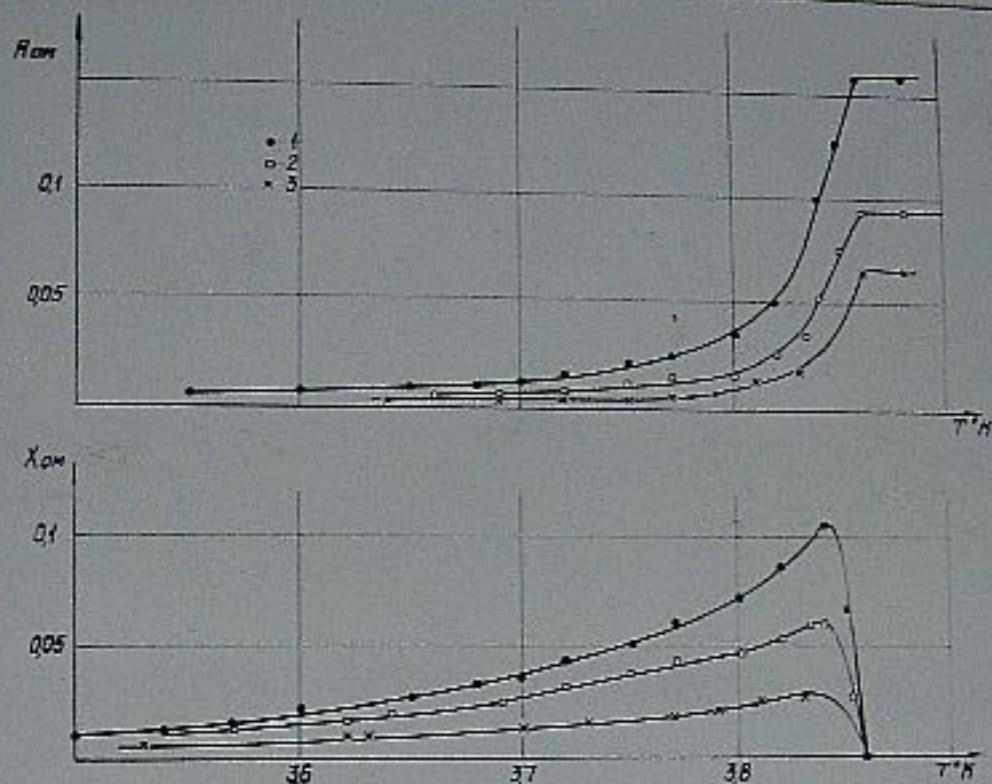


Рис. 19. Активное и реактивное сопротивления сверхпроводящих тонких пленок олова. Условные знаки относятся к разным пленкам, толщина которых

1. $d = 5,35 \cdot 10^{-6}$ см.
2. $d = 7,7 \cdot 10^{-6}$ см.
3. $d = 12 \cdot 10^{-6}$ см.

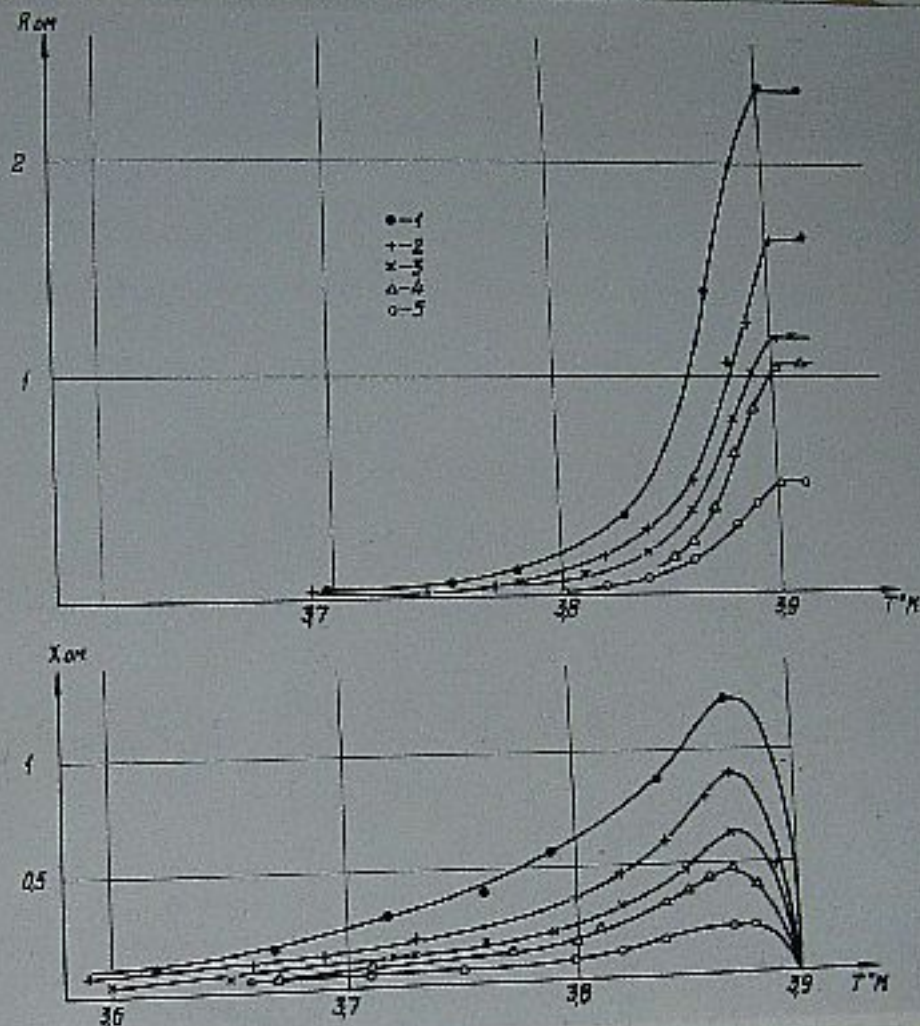


Рис. 20. Активное и реактивное сопротивления сверхпроводящих сверхтонких пленок ртути. Условные знаки относятся к разным пленкам, толщина которых

1. $d = 6,4 \cdot 10^{-6}$ см.	3. $d = 14 \cdot 10^{-6}$ см.
2. $d = 10 \cdot 10^{-6}$ см.	4. $d = 18 \cdot 10^{-6}$ см.
	5. $d = 36 \cdot 10^{-6}$ см.

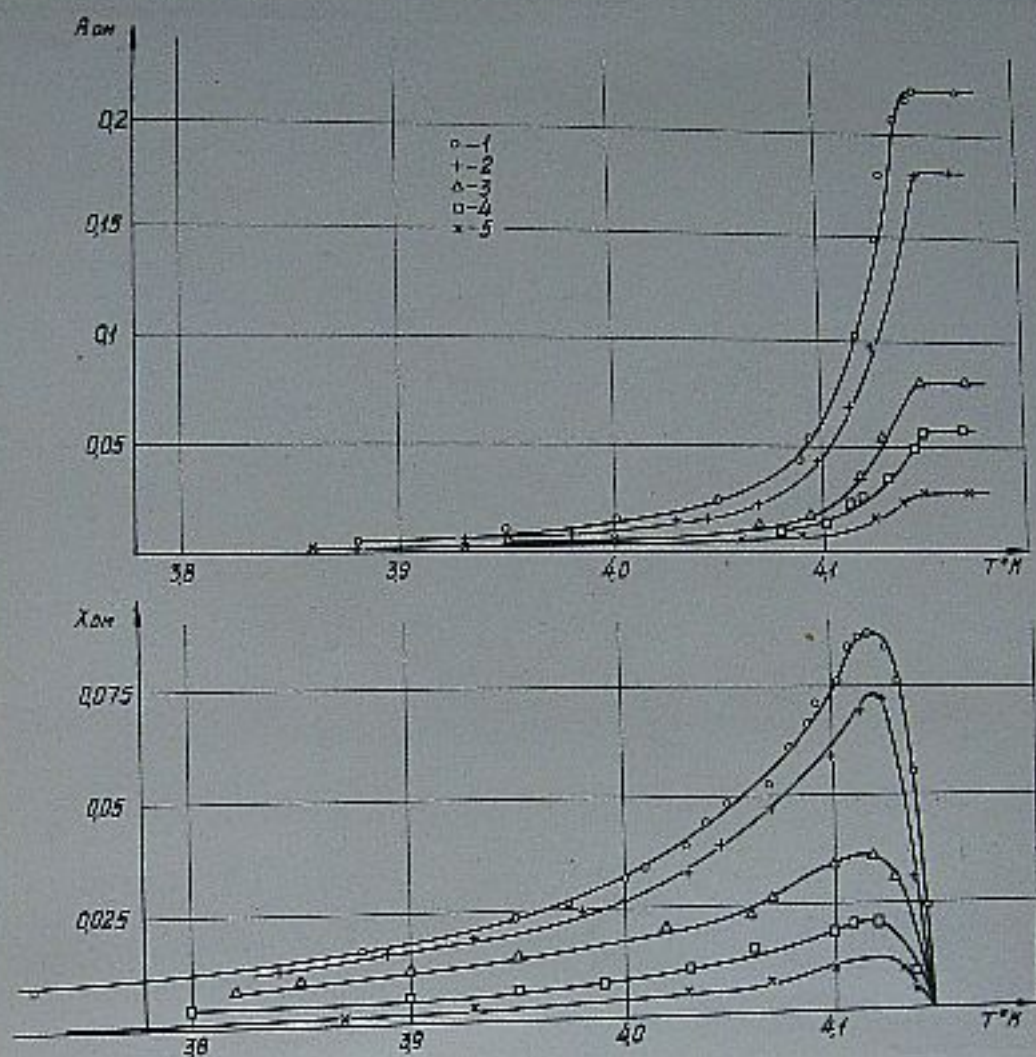


Рис. 21. Активное и реактивное сопротивления сверхпроводящих рекристаллизованных пленок ртути. Условные знаки относятся к разным пленкам, толщина которых

1. $d = 5,7 \cdot 10^{-6}$ см.	4. $d = 14 \cdot 10^{-6}$ см.
2. $d = 6,4 \cdot 10^{-6}$ см.	5. $d = 13 \cdot 10^{-6}$ см.
3. $d = 10 \cdot 10^{-6}$ см.	

пленки в нормальном состоянии может быть записан следующим образом:

$$Z = \frac{1}{\sigma_{\text{эф}} d} + i \frac{4\pi}{3} \frac{d \cdot \omega}{c} \quad (5,1)$$

где $\sigma_{\text{эф}}$ - проводимость тонкой пленки.

Для пленок толщиной $d < 10^{-5}$ см $X_n \ll R_n$, в то время как изменение реактивного сопротивления dX при переходе пленки в сверхпроводящее состояние, порядка R_n . Таким образом можно считать, что для этих пленок изменение реактивного сопротивления при переходе в сверхпроводящее состояние есть полное реактивное сопротивление. Это обстоятельство делает опыты с тонкими пленками более надежными, чем эксперименты с массивным металлом в том смысле, что при определении полного реактивного сопротивления X не вносится систематической ошибки, связанной с неточностью в определении X_n .

Для пленок толщиной $d > 10^{-5}$ см. величина X_n рассчитывалась согласно формуле (5,1).

б) Критические температуры тонких пленок.

На рис. 22 критические температуры перехода в сверхпроводящее состояние для различных по толщине пленок совмещены. Это сделано для того, чтобы было легче сравнивать поверхностные импедансы пленок различной толщины. В действительности T_K для исследованных пленок несколько менялось с их толщиной.

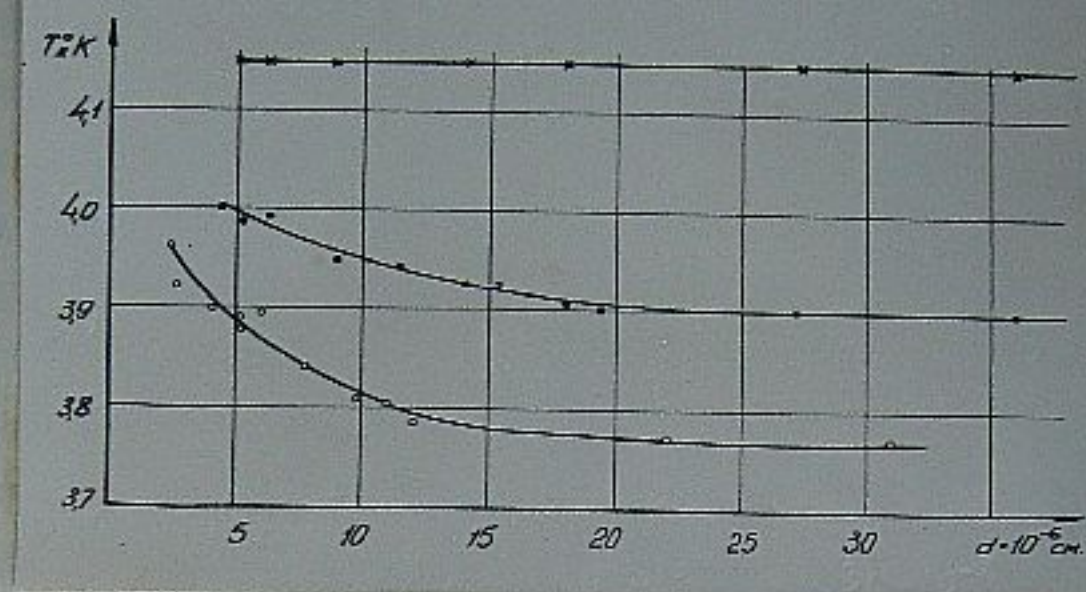


Рис. 22. Зависимость критической температуры тонких пленок олова и ртути от толщины. Условные знаки обозначают

- — оловянные пленки
- — ртутные эпитаксиальные пленки
- × — ртутные рекристаллизованные пленки.

Критические температуры ртутных свежеосажденных пленок ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние массивной ртути ($T_K^{Hg} = 4,15^\circ K$). При увеличении толщины пленки T_K несколько уменьшается (рис.20). Зависимость $T_K(d)$ можно попытаться объяснить следующим образом: пленки, сконденсированные на подложку, находящуюся при температуре жидкого гелия, обладают, по видимому, полностью аморфной структурой. Поэтому такие пленки можно рассматривать как однородные. Натяжения, которые могут быть ответственны за изменение T_K , возникают лишь на границе пленки с подложкой и на свободной поверхности пленки. Роль поверхностных слоев, очевидно, должна уменьшаться с увеличением толщины пленки, что, по видимому, и приводит к наблюдающейся на опыте зависимости $T_K(d)$.

Критическая температура рекристаллизованных ртутных пленок не зависит от толщины и равна $4,15 \pm 0,01^\circ K$, что совпадает с T_K для массивной ртути.

Критическая температура оловянных пленок ($3,8 \div 3,9^\circ K$) несколько выше критической температуры массивного образца ($T_K^{Sn} = 3,7$), причем с увеличением толщины пленки T_K несколько возрастает. Отличие критической температуры пленки от T_K массивного металла, а также ее изменение с толщиной пленки наблюдалось и в опытах [29].

Этот эффект, по видимому, может быть объяснен наличием в пленке натяжений, которые возникают при ок-

нагревании пленки от комнатной температуры до температуры жидкого гелия за счет разного коэффициента теплового расширения материалов подложки и пленки.

§ 2. Сравнение результатов с данными других авторов.

Импеданс сверхпроводящих тонких слоев олова на частоте 9400 мГц исследовал Хайкин /11/.

На рис.23 приведена полученная нами температурная зависимость импеданса сверхпроводящих пленок толщиной $d = 5,3 \cdot 10^{-6}$ см и $d = 12 \cdot 10^{-6}$ см. вместе с результатами Хайкина для пленок таких же толщин. Расхождение в величинах активной части импеданса может быть объяснено тем, что в работе Хайкина величина рассчитывалась по нагруженной добротности резонатора и поправка на излучение во внешние линии не вводилась. Однако, связь резонатора с внешними линиями была, повидимому, недостаточно слабой. Оценку величины коэффициента передачи напряжения t , который в этих опытах поддерживался постоянным, можно получить из сопоставления значений R , полученных нами и Хайкиным, для пленок одинаковой толщины. В опытах с пленкой толщиной $d = 5,35 \cdot 10^{-6}$ см $t = 0,65$, а с пленкой толщиной $d = 12 \cdot 10^{-6}$ см $t = 0,5$.

Расхождение в величинах реактивной части поверхностного импеданса, повидимому, может быть объяснено следующим образом: в опытах Хайкина коэффициент пе-

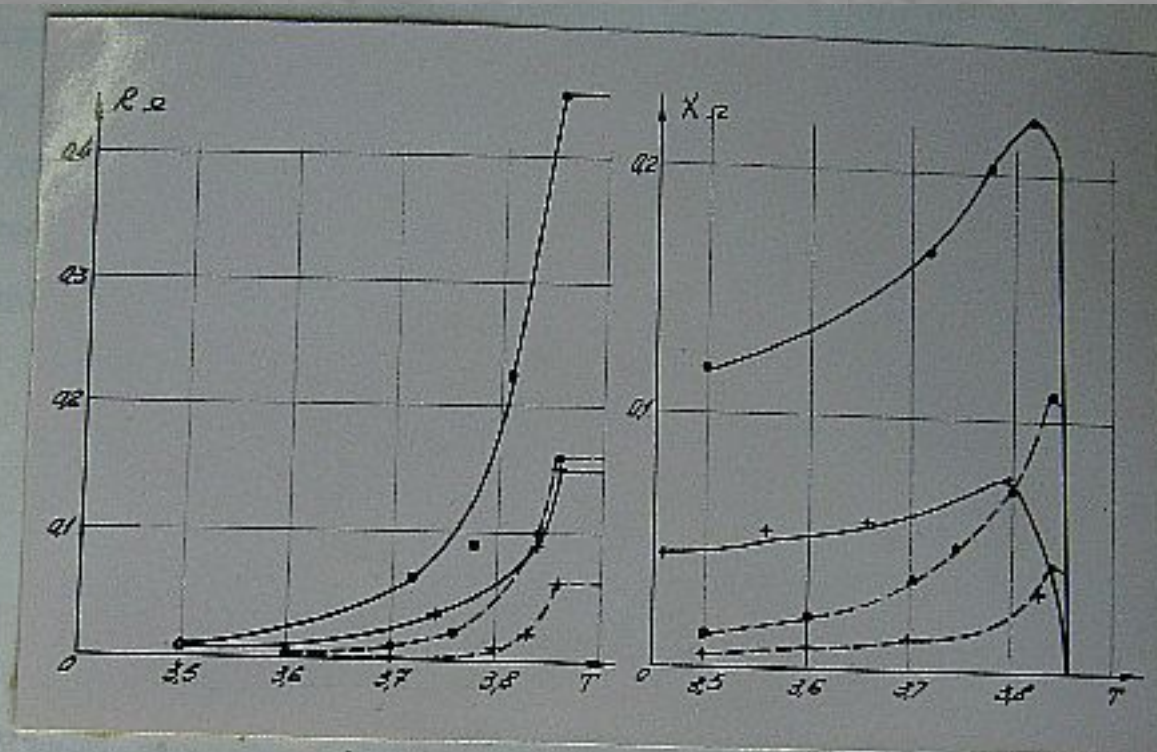


Рис. 23. Сравнение результатов нашей работы /пунктирная линия/ с результатами Хайкина /сплошная линия/.

+ — пленка толщиной $5,35 \cdot 10^{-6}$ см.

● — пленка толщиной $12 \cdot 10^{-6}$ см.

редачи напряжения поддерживался постоянным. Для этого при уменьшении потерь в образце изменялось положение элементов связи резонатора с внешними линиями. И, так как опыты проводились при недостаточно слабой связи, то такое передвижение петель связи должно было вызвать изменение частоты резонатора, не связанное с изменениями свойств образца.

§ 3. Проводимость тонких пленок в нормальном состоянии.

Как уже отмечалось, поверхностный импеданс тонких пленок в нормальном состоянии определяется, в основном, активной частью R_n , так как реактивная часть импеданса X_n мала. Из активной части поверхностного импеданса по формуле (5,1) может быть вычислена проводимость тонких пленок. На рис. 24 представлена зависимость проводимости от толщины пленки. Проводимость оловянных и ртутных рекристаллизованных пленок линейно возрастает с толщиной. Проводимость свежесажженных ртутных пленок не зависит от толщины (между $5 \cdot 10^{-6}$ - $30 \cdot 10^{-6}$ см).

§ 4. Диэлектрическая проницаемость и эффективная проводимость тонких пленок в сверхпроводящем состоянии.

Для определения диэлектрической проницаемости и проводимости сверхпроводящей тонкой пленки должна быть решена задача о прохождении через пленку плоской волны.

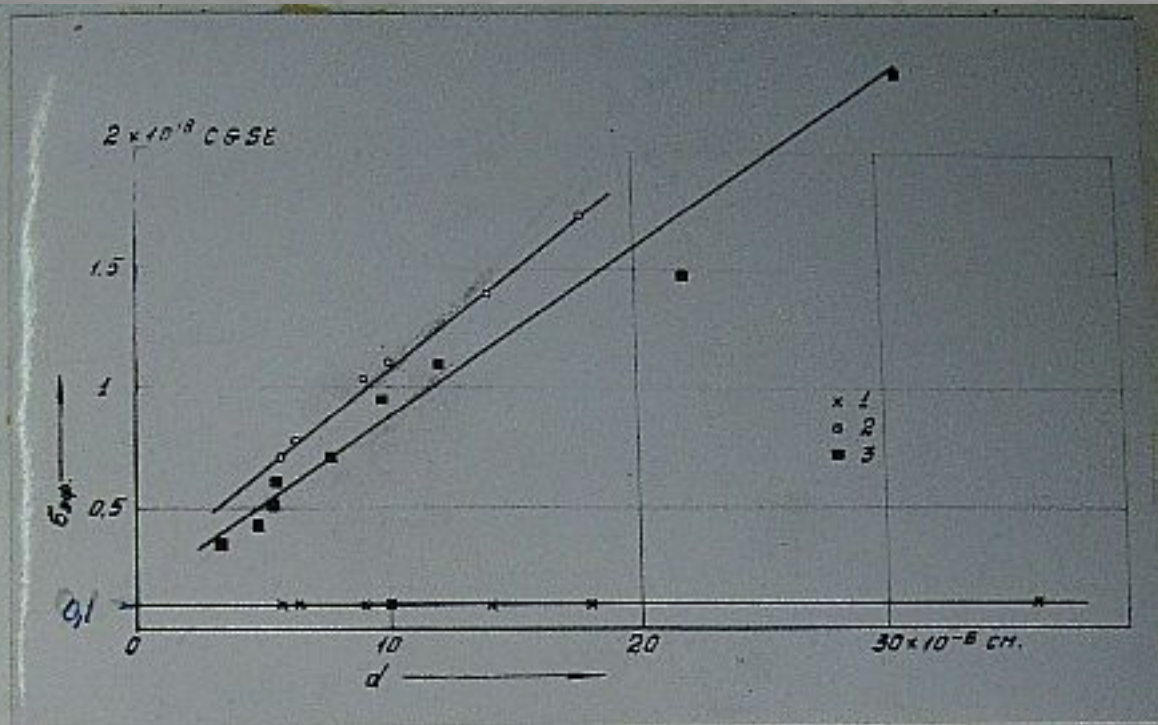


Рис. 24. Зависимость эффективной проводимости тонких пленок $\sigma_{\text{эф}}$ от толщины пленок 3 - для оловянных, 2 - для ртутных осевосажденных, 1 - для ртутных рекристаллизованных пленок.

Подложки (кварц или стекло) обладают диэлектрической проницаемостью много меньшей, чем сверхпроводник, поэтому при решении данной задачи можно считать, что пленка с обеих сторон граничит с вакуумом.

Такая задача была решена Гинзбургом /1/ для случая $d \ll \ell$, $d \ll \delta_{sk}$, который предположил, что пленка ведет себя как среда с эффективным значением комплексной диэлектрической постоянной

$$\begin{aligned} \epsilon_{эф} &= \epsilon - i \frac{4\pi \sigma_{эф}}{\omega} \\ \epsilon &= \epsilon_0 - \frac{c^2}{\omega^2 \delta_0^2} \end{aligned} \quad (5,2)$$

что приводит к :

$$Z = \frac{4\pi}{c \sqrt{\epsilon_{эф}}} \cdot \frac{1 + \frac{\sqrt{\epsilon_{эф}} - 1}{\sqrt{\epsilon_{эф}} + 1} \exp(-2i \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{эф}} d)}{1 - \frac{\sqrt{\epsilon_{эф}} - 1}{\sqrt{\epsilon_{эф}} + 1} \exp(-2i \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{эф}} d)} \quad (5,3)$$

Условие $d \ll \delta_{sk}$ можно записать в виде $|\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{эф}} d| \ll 1$. Заметим, что для оправедливости формулы (5,3) достаточно выполнение более мягкого условия

$$|\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{эф}} d|^2 \ll 1 \quad (5,4)$$

которое для исследованных пленок выполняется вблизи точки перехода. Кроме того, для сверхпроводящих тонких пленок выполняются условия

$$|\sqrt{\epsilon_{эф}}| \gg 1 \quad |\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{эф}} d| \gg |\sqrt{\epsilon_{эф}}| \quad (5,5)$$

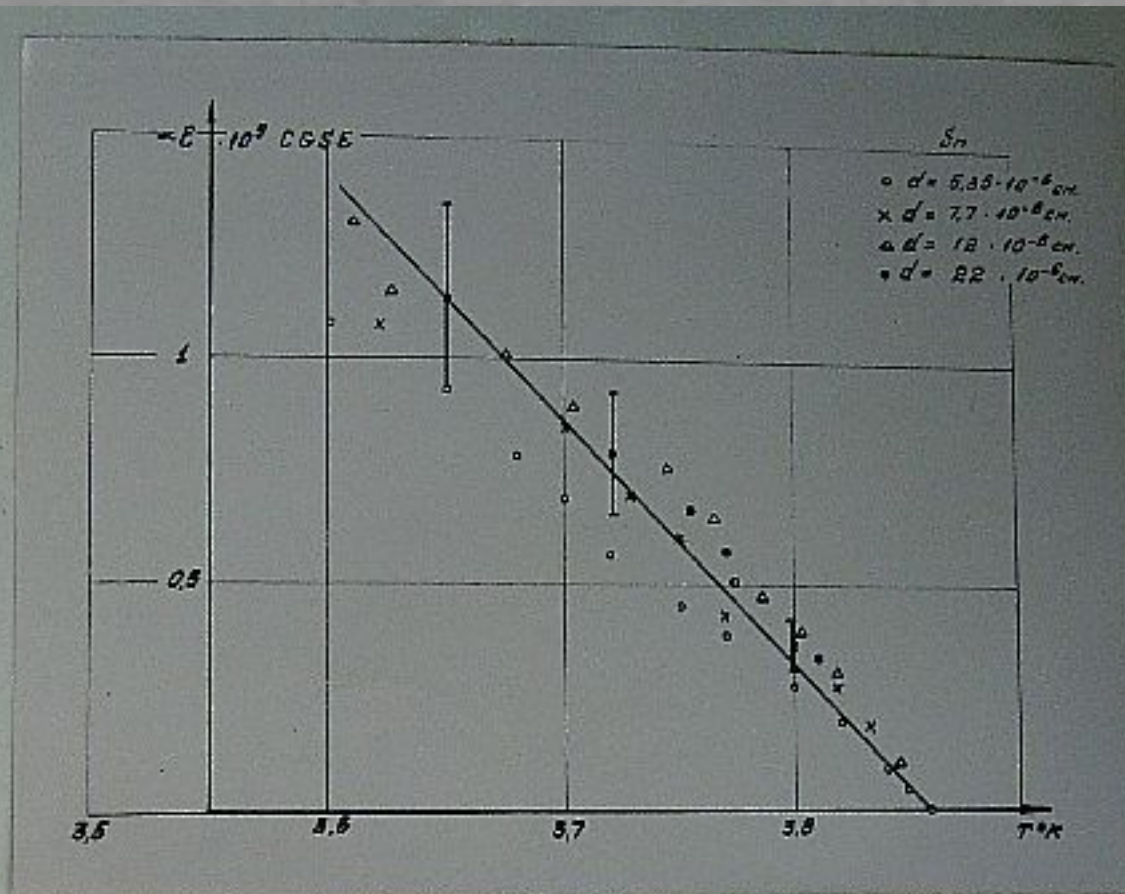


Рис. 25. Диэлектрическая проницаемость сверхпроводящих пленочных элементов.

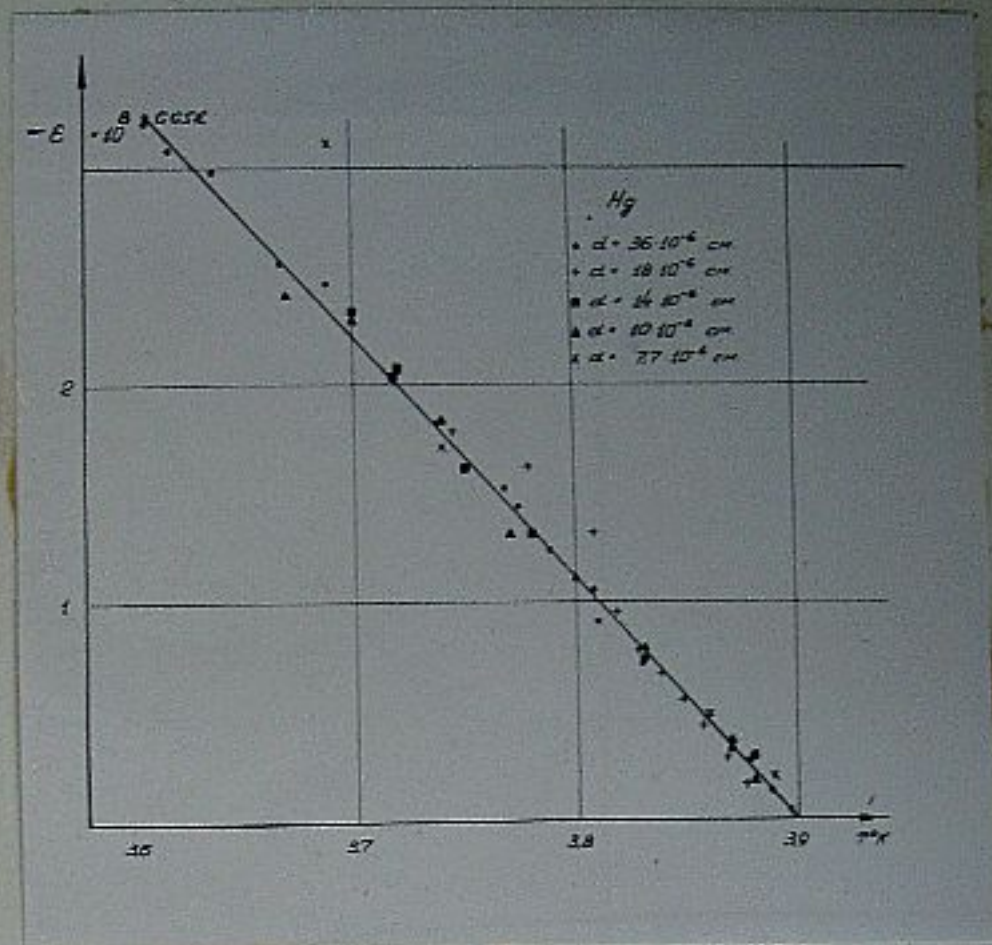


Рис. 26. Диэлектрическая проницаемость сверхпроводящих осевосаженных ртутных пленок.

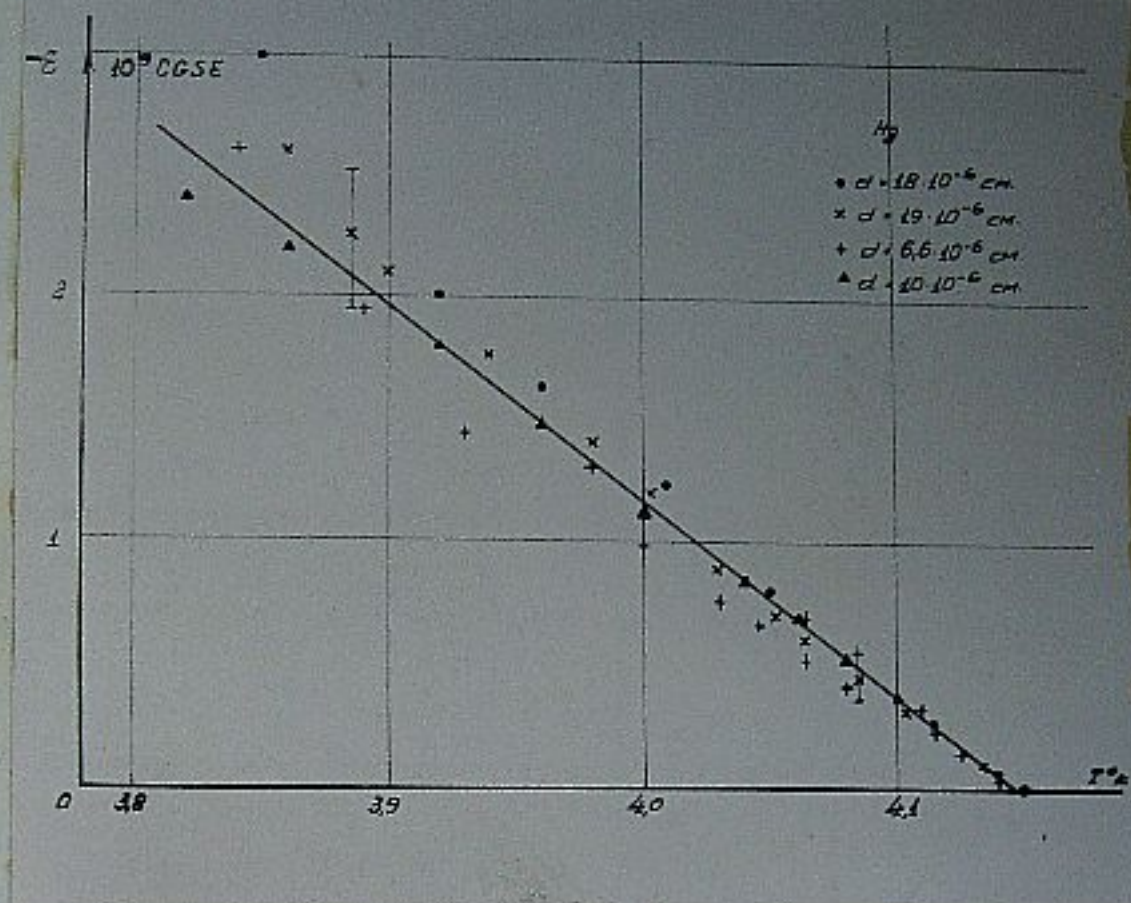


Рис. 27. Диэлектрическая проницаемость сверхпроводящих рекристаллизованных ртутных пленок.

и выражение (5,3) может быть упрощено:

$$Z = \frac{4\pi}{i\omega \epsilon_{эф} d} \quad (5,6)$$

откуда

$$-\epsilon = \frac{4\pi}{\omega d} \frac{\chi}{|Z|^2} \quad \sigma_{эф} = \frac{1}{d} \frac{R}{|Z|^2} \quad (5,7)$$

Эти формулы применимы лишь вблизи T_c , уже на расстоянии $0,3^\circ\text{K} - 0,4^\circ\text{K}$ от T_c глубина проникновения поля становится сравнима с толщиной пленки, т.е. нарушается условие $d^2 \ll \delta_{ек}^2$. Нужно заметить, что при понижении температуры на $0,3^\circ - 0,4^\circ\text{K}$ от T_c сильно падает точность измерения R и $d\chi$. Поэтому все расчеты ϵ и $\sigma_{эф}$ проводились вблизи T_c .

На рис. 25 и 26, 27 приводится температурная зависимость диэлектрической проницаемости для сверхпроводящих тонких пленок олова и ртути.

Диэлектрическая проницаемость ϵ сверхпроводящих пленок возрастает с понижением температуры пропорционально $T_c - T$.

Эффективная проводимость пленок $\sigma_{эф}$ также возрастает с понижением температуры и пропорциональна $T_c - T$ (см. рис. 28, 29, 30).

В пределах точности эксперимента ϵ для ртутных пленок не зависит от толщины. Для оловянных пленок при расчете по формуле (5,7) наблюдается систематическая зависимость $\epsilon(d)$: с уменьшением толщины пленки

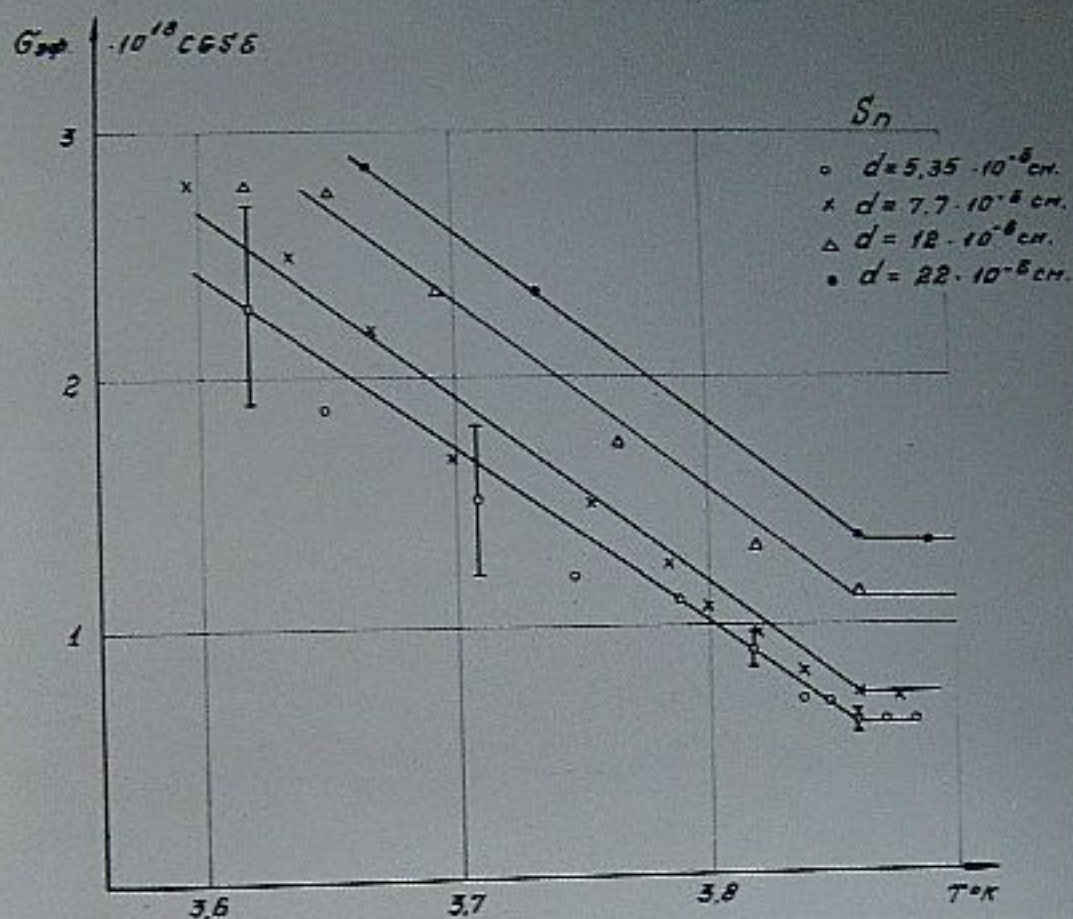


Рис. 28. Эффективная проводимость сверхпроводящих оловянных пленок.

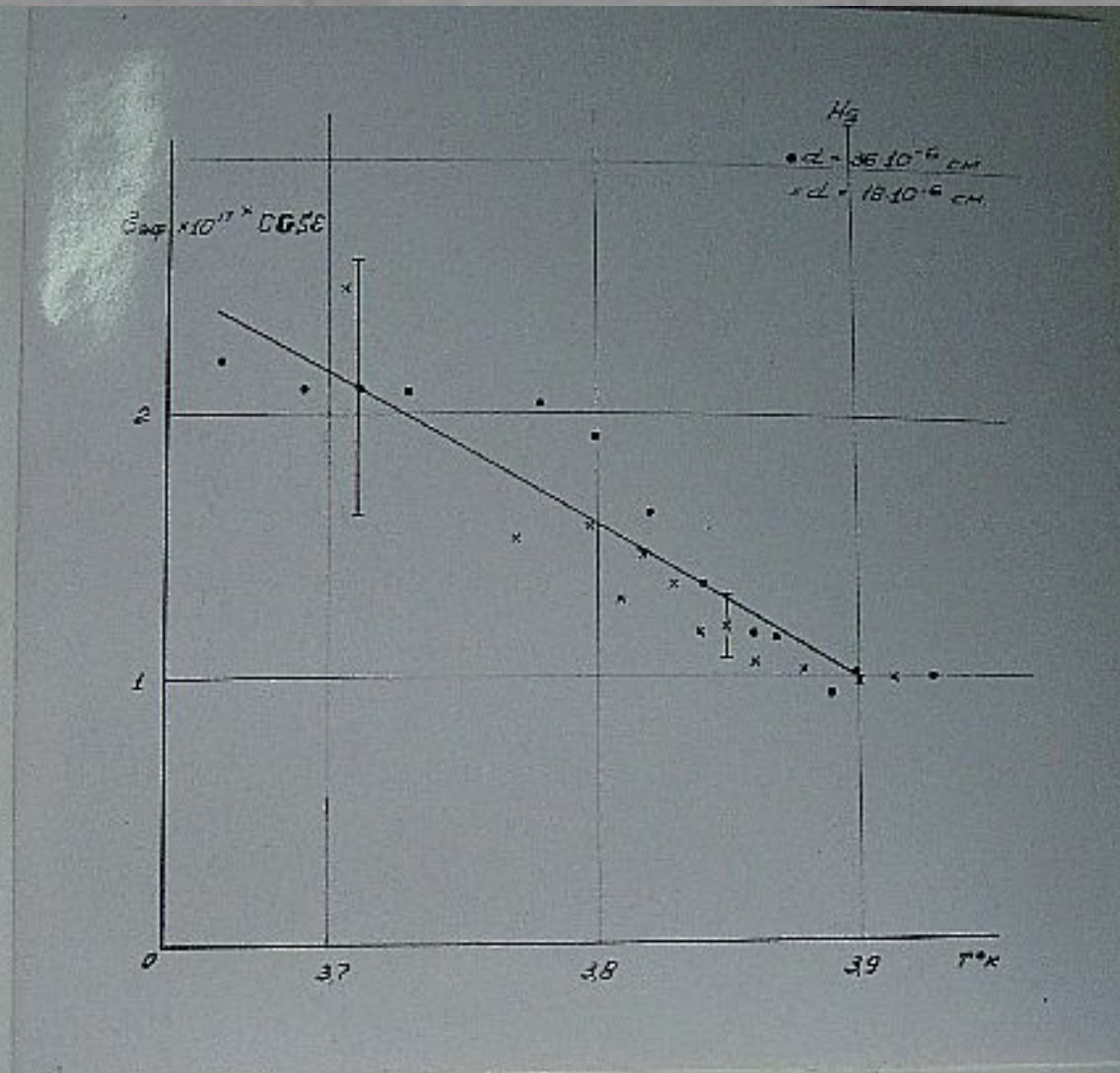


Рис. 29. Эффективная проводимость сверхпроводящих
сверхосажденных ртутных пленок.

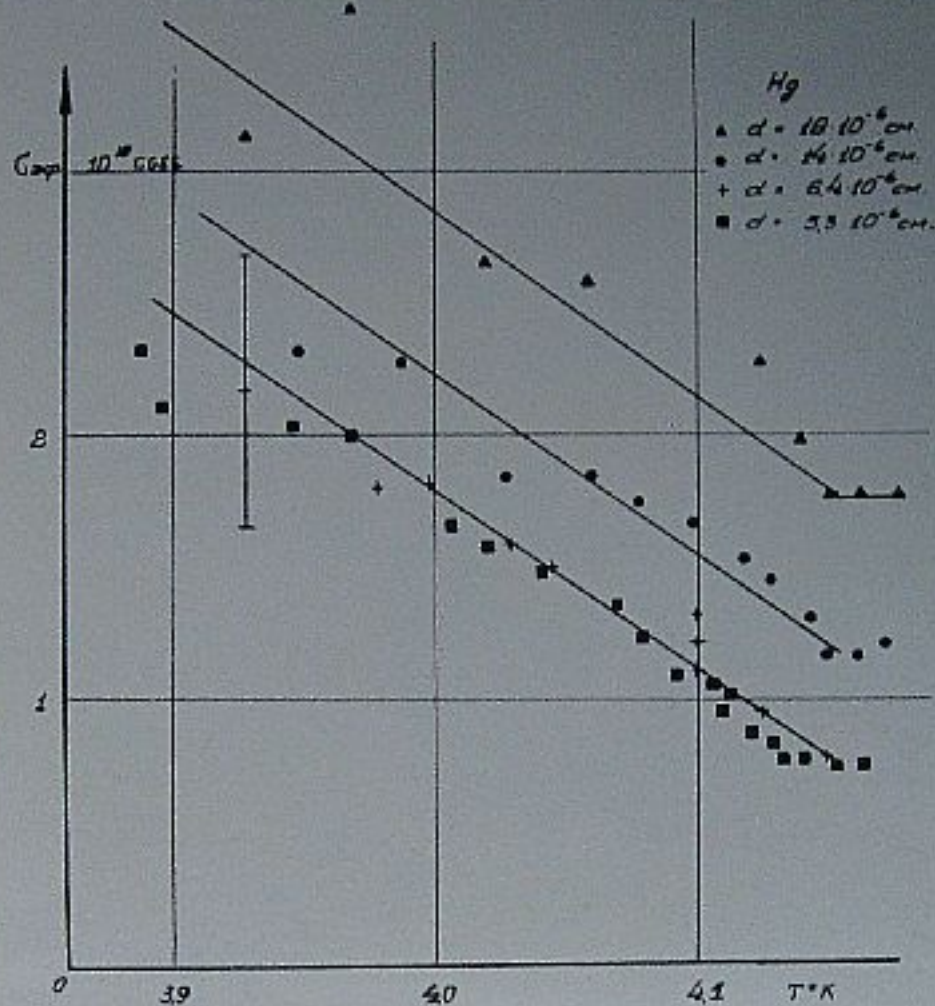


Рис.30. Эффективная проводимость сверхпроводящих
р
рекристаллизованных ртутных пленок.

ε уменьшается. Для понимания явлений, имеющих место в тонких пленках, полученных методом конденсации, нужно иметь в виду /30/, что при конденсации легкоплавких металлов на теплую поверхность, получаются пленки, состоящие как бы из двух различных по своим свойствам слоев. В начале конденсации на поверхности подложки образуется рыхлый слой металла (подслоя), состоящий из отдельных игольчатых кристаллов. Плотность этого слоя в несколько раз меньше плотности массивного металла. При дальнейшей конденсации образуется второй, более плотный, слой, состоящий из множества мелких кристаллов, по размерам близких к толщине пленки. Толщина подслоя зависит от температуры поверхности, на которую производится конденсация пленки. При конденсации олова на подложку, имеющую комнатную температуру, толщина подслоя близка к 10^{-6} см. Поэтому свойства пленок толщиной $d \approx 10^{-6}$ см определяются не только плотной частью пленки, но и подслоем. В связи с этим, и может наблюдаться для тонких оловянных пленок, сконденсированных при комнатной температуре, зависимость ε от толщины.

При конденсации пленок на подложку, имеющую температуру жидкого гелия, подслой не образуется - вся пленка представляет собой однородную очень дисперсную (аморфную) структуру. При повышении температуры эта пленка рекристаллизуется как целое, в результате образуется однородная кристаллическая пленка (без ²²⁹слоя).

Величины σ в такой пленке не должны меняться с толщиной пленки. Это подтверждается нашими результатами, полученными на ртутных пленках, сконденсированных при температуре жидкого гелия.

§ 5. Обсуждение полученных результатов.

а) Проводимость тонких пленок в нормальном состоянии.

Проводимость тонких пленок отличается от проводимости массивного металла. Прежде всего, это связано с тем, что длина свободного пробега электронов в пленке ограничена ее толщиной, т.к. на границах пленки происходит диффузное рассеяние электронов. Кроме того, структура пленки может значительно отличаться от структуры массивного металла. Из кинетического уравнения для электронов в металле (закон дисперсии предполагается квадратичным) можно получить следующее выражение для проводимости очень тонких пленок [31]

$$\sigma_{\text{эф}} = \sigma_0 \frac{d}{\ell_0} \ln \frac{\ell_0}{d} \quad (5,8)$$

где σ_0 и ℓ_0 - проводимость и длина свободного пробега электронов в массивном металле, имеющем структуру пленки.

Для оловянных и рекристаллизованных ртутных пленок $\sigma_{\text{эф}}$ возрастает с увеличением толщины. Это подтверждает тот факт, что в этих пленках длина свободного пробега электронов определяется толщиной плен-

ки и размеры кристаллитов в пленке близи к ее толщине.

Величина $\sigma_{эф}$ свежесажженных ртутных пленок не зависит от толщины. Это может быть объяснено вероятно тем, что вследствие малой подвижности атомов при низких температурах, пленки, сконденсированные при температуре жидкого гелия, обладают чрезвычайно дисперсной структурой и поэтому длина свободного пробега электронов оказывается существенно меньшей толщиной пленки.

Сравнивая значения абсолютных проводимостей тонких пленок ртути свежесажженных и рекристаллизованных можно оценить длину свободного пробега электронов в свежесажженных пленках: $\ell_0 \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см.

б) Проводимость тонких пленок в сверхпроводящем состоянии.

Нормальная проводимость пленки в сверхпроводящем состоянии характеризуется величиной $\sigma_{эф}$. Для оловянных и ртутных рекристаллизованных пленок

$$\sigma_{эф} \sim \sigma_0 \frac{d}{\ell_0} \sim n_n$$

для свежесажженных ртутных пленок

$$\sigma_{эф} \sim \sigma_0 d \sim n_n \ell_0$$

При понижении температуры количество нормальных электронов n_n уменьшается, поэтому $\sigma_{эф}$ также должно уменьшаться. Однако, при обработке данных наших экспериментов по формулам (5,7) мы получаем увеличение нор-

мальной проводимости с понижением температуры ниже T_k , что несовместимо с современными представлениями ⁰⁵ эффективной концентрации нормальных электронов в сверхпроводнике.

б) Глубина проникновения.

Как было показано в гл. 1У диэлектрическая проницаемость сверхпроводника на частоте $\sim 10^{10}$ гц определяется, в основном, сверхпроводящими электронами.

$\epsilon = -\frac{e^2}{\omega^2 \delta_o^2}$. Поэтому на ϵ для сверхпроводящих пленок может быть вычислена глубина проникновения статического магнитного поля в сверхпроводник δ_o . Вблизи T_k диэлектрическая проницаемость пленок пропорциональна $T_k - T$, следовательно

$$\delta_o \sim \frac{1}{\sqrt{T_k - T}} \quad (5,9)$$

Это не противоречит известной зависимости глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводнике от температуры

$$\delta_o = \frac{\delta_{oo}}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_k}\right)^2}} \quad (5,10)$$

Принимая, что этот закон справедлив и для исследованных пленок, можно оценить δ_{oo} - глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник при $T = 0$.

Результаты расчетов приводятся в таблице II.

Табл. П.

П л е н к и		δ_{00} наши данные	δ_{00} по данным статистических изм.
Олова		$6,5 \cdot 10^{-6}$ см	$6,5 \cdot 10^{-6}$ см /29/
Ртутн	свежеосажден- ные	$14,5 \cdot 10^{-6}$ см	-
	рекристалли- зованные	$5,5 \cdot 10^{-6}$ см	$5,3 \cdot 10^{-6}$ см /32/

Из таблицы видно, что наши результаты для оловянных и рекристаллизованных ртутных пленок находятся в хорошем согласии с измерениями δ_0 методом критического магнитного поля. Значение δ_0 ртутных пленок, сконденсированных при температурах жидкого гелия, насколько нам известно, до сих пор не было измерено. Критические поля для таких пленок измерялись Хухаревой /32/, однако, чтобы рассчитать δ_0 , необходимо знать также величину H_{cm} критического магнитного поля для массивного образца, имеющего структуру подобную структуре свежеосажденных пленок. Это значение H_{cm} неизвестно, т.к. при температуре жидкого гелия не удается сконденсировать достаточно толстый слой металла.

ГЛАВА У1.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЗАВИСИМОСТИ ИМПЕДАНСА СВЕРХПРОВОДНИКОВ ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ.

§ 1. Зависимость поверхностного импеданса сверхпровод- ников от напряженности постоянного магнитного поля.

Для измерения зависимости импеданса сверхпроводников от напряженности магнитного поля прибор помещался в электромагнит, в котором можно было получить поле до 3000 эрст. Величина поля H_0 определялась по току, текущему в обмотках и регистрировалась самоиндуцирующим потенциометром ЭПН-09 одновременно с резонансными характеристиками измерительного резонатора.

Во время эксперимента поле менялось плавно, для чего движок реостата в цепи обмоток электромагнита медленно передвигался при помощи электромотора.

Неоднородность поля в объеме, занимаемом образцом не превышала $\sim 3\%$.

Для интерпретации результатов по измерению $Z(H)$ существенно, чтобы постоянное поле H_0 было параллельно исследуемой поверхности образца. В опытах с массивным образцом специальной строгой установки поля параллельно поверхности образца не производилось, так как вследствие эффекта Мейсснера силовые линии магнитного поля всегда

направлены вдоль поверхности сверхпроводника. В экспериментах с тонкими сверхпроводящими пленками^{2,3} установки поля параллельно поверхности образца использовался следующий прием. Как известно, для тонких пленок критическое поле $H_{c||}$ параллельное поверхности в несколько раз больше критического поля $H_{c\perp}$ перпендикулярного пленке. Поэтому сопротивление пленки при разрушении ее сверхпроводимости полем зависит от угла, который составляет направление магнитного поля с плоскостью пленки. Условие параллельности поля плоскости пленки соответствует минимуму сопротивления, или, в нашем случае, минимуму активной части поверхностного импеданса образца. Наибольшую точность ($\sim 20'$) установки продольного поля этим методом удается достичь при температурах близких к T_c , так как различие между величинами $H_{c||}$ и $H_{c\perp}$ увеличивается по мере приближения к критической температуре.

а) Монокристалл олова.

Опыты по определению зависимости импеданса сверхпроводящего монокристалла олова от величины напряженности постоянного магнитного поля H_0 проводились при различных температурах образца. Во всех случаях до полей $H_0 = 0,91H_c$ никаких изменений импеданса с точностью до 2% не было замечено. При более высоких полях наблюдалось резкое возрастание R и X с увеличением напряженности поля, что конечно, связано с разрушением сверхпроводимости образца. Действительно: максимальное поле H_{max} на поверхности об-

разца, находящегося в однородном внешнем магнитном поле равно

$$H_{max} = \frac{H_0}{1-N}$$

где N - размагничивающий фактор образца. Наш образец представлял собой цилиндр с диаметром 50 мм и высотой 5 мм.

Размагничивающий фактор для него можно оценить, если аппроксимировать его эллипсоидом вращения с отношением осей

$\Lambda = 0,1$. В этом случае размагничивающий фактор при намагничивании в направлении внешнего магнитного поля H_0 равен $N = 0,02 \pi$. Поэтому поле на поверхности образца становится равным критическому уже при $H_0 = 0,94 H_k$. Это значение поля близко к значению H_0 , при котором на опыте наблюдается резкое возрастание импеданса.

б) Тонкие пленки ртути и олова.

Измерения зависимости импеданса тонких сверхпроводящих пленок от величины магнитного поля H_0 проводились при температурах близких к критической ($T_c - T = 0,1 \div 0,3^\circ K$). Это было обусловлено тем, что, во-первых, вблизи T_c наиболее высока точность измерения R и X и, во-вторых, справедливой формулы Гинзбурга (5,7), которые использовались для расчета ε и $\sigma_{эф}$.

В результате экспериментов с тонкими пленками олова и ртути получены значения критических полей H_k для пленок. Величины H_k , измеренные в наших опытах, несколько больше значений H_k , получаемых в статических экспериментах. Это

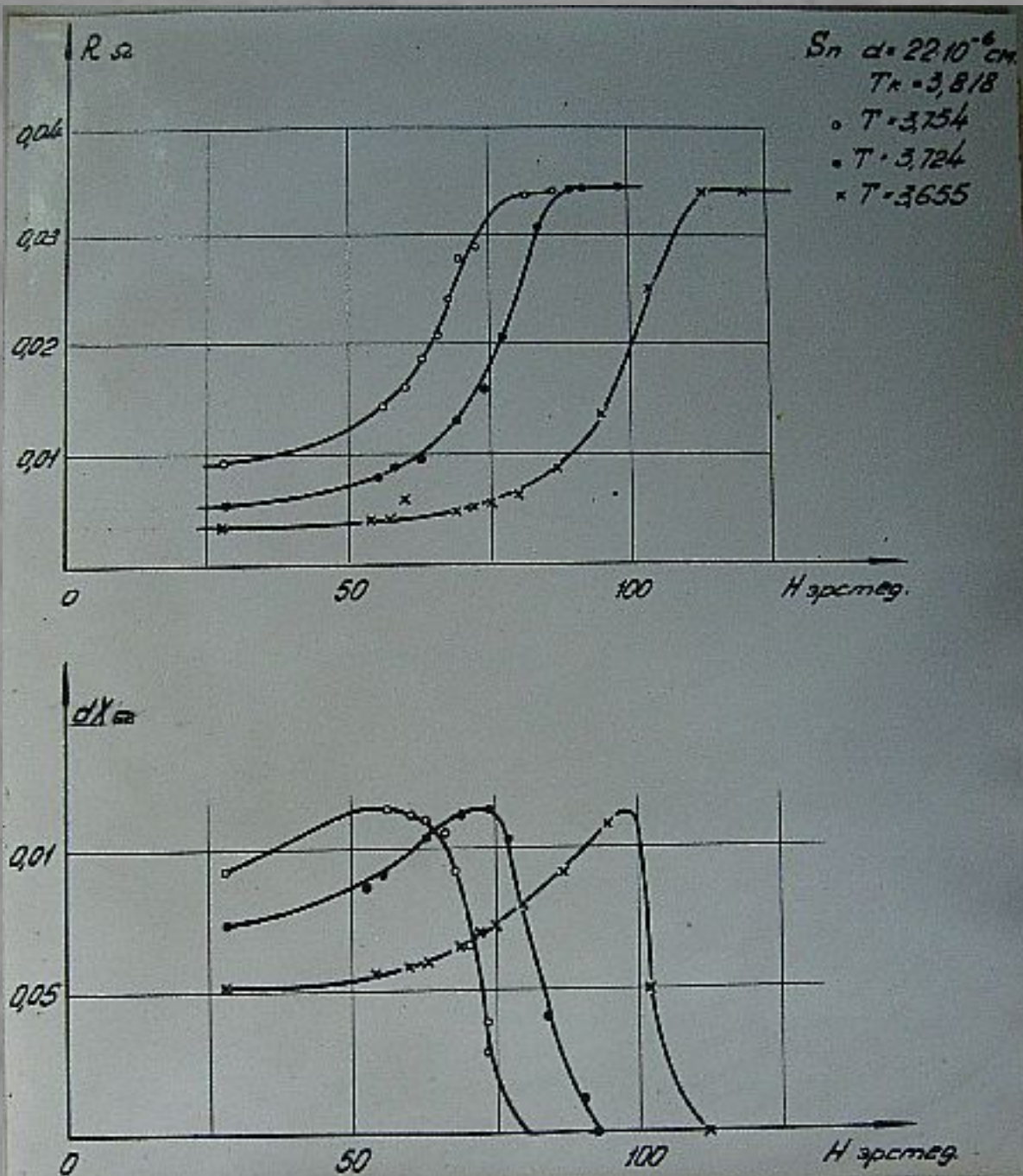


Рис.31. Зависимость R и dX от величины постоянного магнитного поля H для пленки олова толщиной $d = 22 \cdot 10^{-6}$ см.

связано со следующим обстоятельством. За величину критического поля H_k , в наших экспериментах мы принимали то поле, при котором при $T < T_c$ высокочастотное сопротивление пленки становится равным ее активному сопротивлению в нормальном состоянии. В статических же опытах с пленками толщиной $10^{-6} - 10^{-4}$ см H_k определяется как поле, при котором в области полей, разрушающих сверхпроводимость, сопротивление образца становится равным половине его сопротивления в нормальном состоянии. Для тонких пленок при температуре близкой к критической переход из нормального состояния в сверхпроводящее в магнитном поле несколько растянут. Эта растянутость перехода для пленок $d \sim 10^{-5}$ см может достигать 10-20% от H_k .

На рис.32 приведена зависимость критических полей, оловянных пленок от толщины для температур $T = T_c - 0,1^\circ \text{K}$. Там же приведены результаты Заварицкого для таких же пленок. Из рисунка видно, что наши результаты находятся в хорошем качественном согласии с результатами Заварицкого, однако наши значения H_k , особенно для тонких пленок, несколько завышены. Для ртутных пленок абсолютное значение полученное нами (см.рис.33,34) еще более отличается от значений H_k , полученных статическим методом /Хухарева /32/. Вероятно, это может быть объяснено тем, что наши ртутные пленки были довольно неоднородны по толщине: толщина в центре и на краях отличалась на 7%.

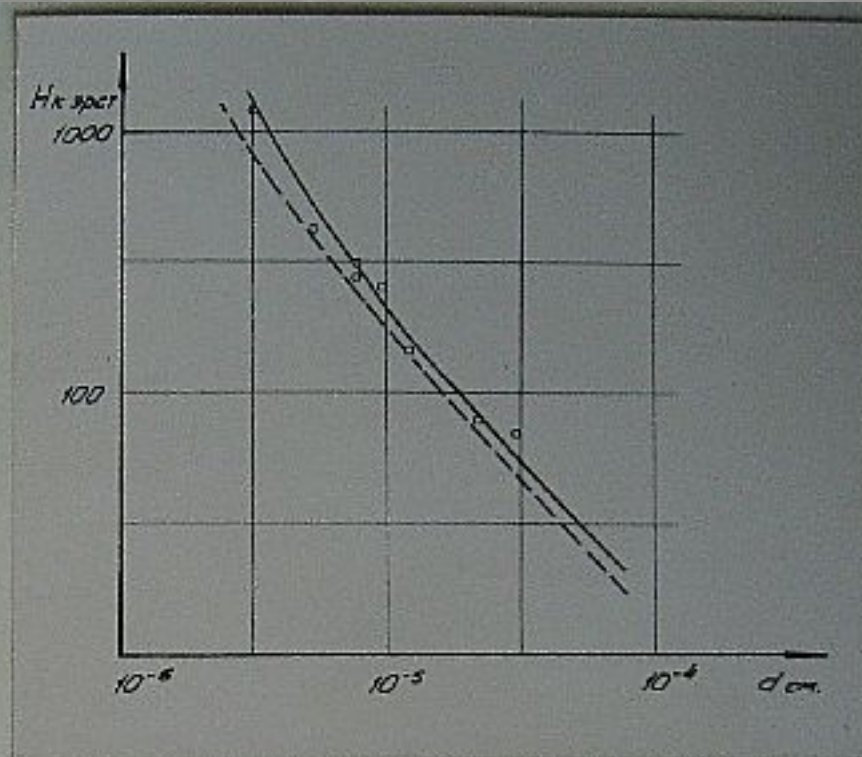


Рис.32. Зависимость величины критического магнитного поля H_k от толщины d сверхпроводящих пленок олова. $T=T_K - 0,1^\circ \text{ К}$. Пунктирная линия - данные Заварицкого.

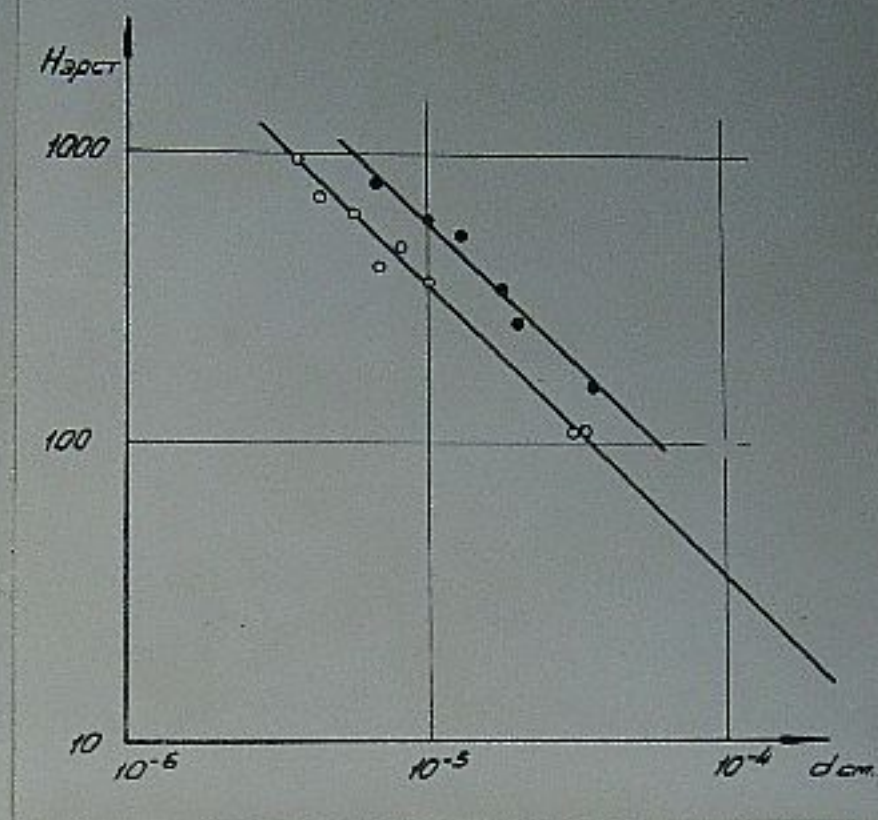


Рис.33. Зависимость величины критического магнитного поля H_k от толщины d сверхпроводящих свежеосажденных пленок ртути ($T = T_k - 0,1^\circ \text{K}$)

- - наши результаты,
- - данные Хухаревой.

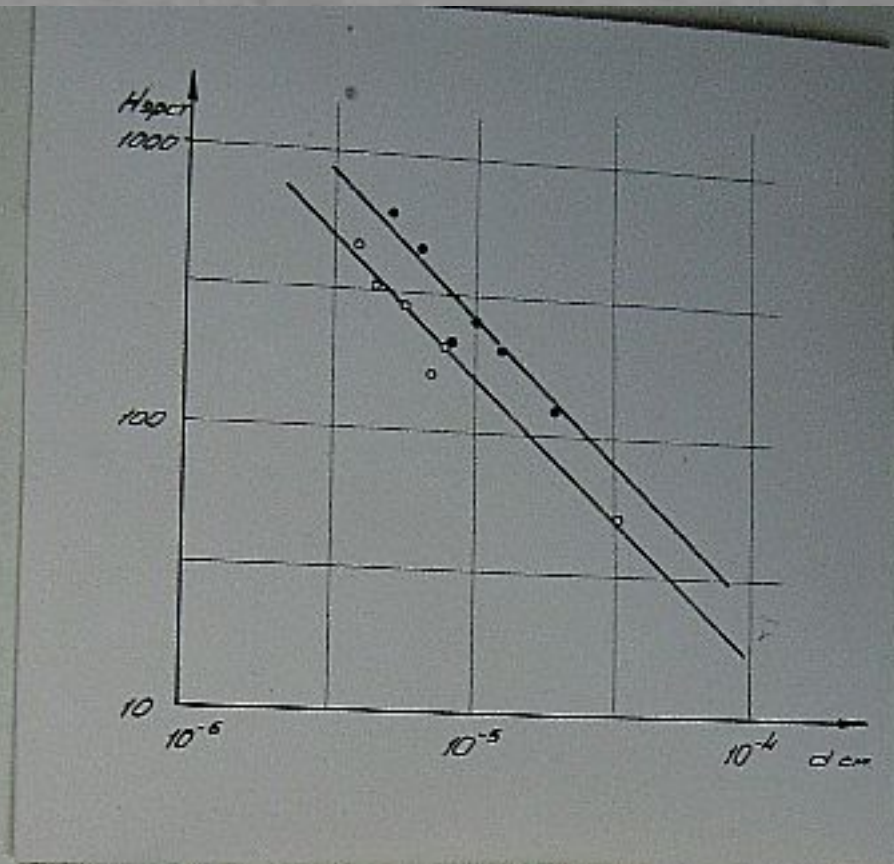


Рис.34. Зависимость величины критического магнитного поля H_k от толщины d сверхпроводящих рекристаллизованных пленок ртути ($T = T_k - 0,1^\circ K$):

- — наши результаты,
- — данные Хухаревой.

§ 2. Зависимость нормальной проводимости и глубины проникновения от напряженности постоянного магнитного поля.

а) Массивный образец.

Как уже отмечалось, импеданс Z монокристалла олова остается постоянным с точностью до 2% вплоть до полей $H = 0,91 H_K$.

Это означает, что глубина проникновения поля в массивный сверхпроводник не изменяется с полем в пределах точности опыта, составляющей 2%. Полученный результат находится в хорошем согласии с результатами высокочастотных опытов Пиппарда /33/ и противоречит измерениям, проведенным в условиях близких к статическим, Шарвин /34/. Опыты Пиппарда проводились на частоте 9400 мГц. Образцом служила оловянная монокристаллическая проволочка диаметром 0,01 см. Постоянное поле прикладывалось перпендикулярно оси образца. При изменении локального магнитного поля от 0 до H_K величина $\Delta \delta_H^i$ изменялась, следуя зависимости:

$$\Delta \delta_H^i = \delta_o^i(H) - \delta_o^i(0) = q \left(\frac{H}{H_K} \right)^2$$

где q - коэффициент, монотонно изменяющийся с температурой: Абсолютная величина $\Delta \delta_H^i$ не превосходила 2% от δ_o^i последнее подтверждается результатами наших экспериментов.

Попытка определить зависимость глубины проникновения от напряженности поля для ртути на низкой частоте, была предпринята Лаурманом и Шенбергом /27/. Однако, вследствие малой точности измерения, эти авторы могли утверждать лишь, что при $T = 4,075^\circ K$ приращение глубины проникновения при

наложении поля равного $0,8 H_k$ не превышало 10%.

Зависимость глубины проникновения олова от напряженности магнитного поля в статических условиях была измерена Шарвиним / 34 /, который получил квадратичную зависимость от величины постоянного внешнего поля

$$\Delta \delta_H^p = q \left(\frac{H}{H_k} \right)^2$$

Коэффициент q практически постоянен и равен $q = 0,06$ при изменении температуры от $3,66^\circ K$ до $2,41^\circ K$. Величина $\Delta \delta_H^p$ в 5 раз больше теоретической (36) и в несколько раз больше величин $\Delta \delta_H^p$, полученных Липпардом и нами. Такое уменьшение δ_o с полем, казалось, бы можно объяснить присутствием в сверхпроводящем образце вихрей нормальной фазы, но тогда закон $\Delta \delta_H^p(H)$ должен был бы быть не квадратичным, а с более высокой степенью, как это и наблюдалось в опытах Шарвина для полей, близких к H_k и, кроме того, коэффициент q вряд ли мог бы оставаться постоянным при различных температурах.

Расхождение данных по определению зависимости глубины проникновения величины от магнитного поля, полученных высокочастотным и статическим методами пока не находит объяснения.

б) Тонкие пленки олова и ртути.

По изменению импеданса в постоянном магнитном поле можно рассчитать зависимость эффективной проводимости $\sigma_{эф}$ и диэлектрической проницаемости ϵ от напряженности приложенного постоянного поля H . Зависимость $\sigma_{эф}$ ^{от поля} для сверхпроводящих пленок представлена на рис. 35, 56. Величина $\sigma_{эф}$ при

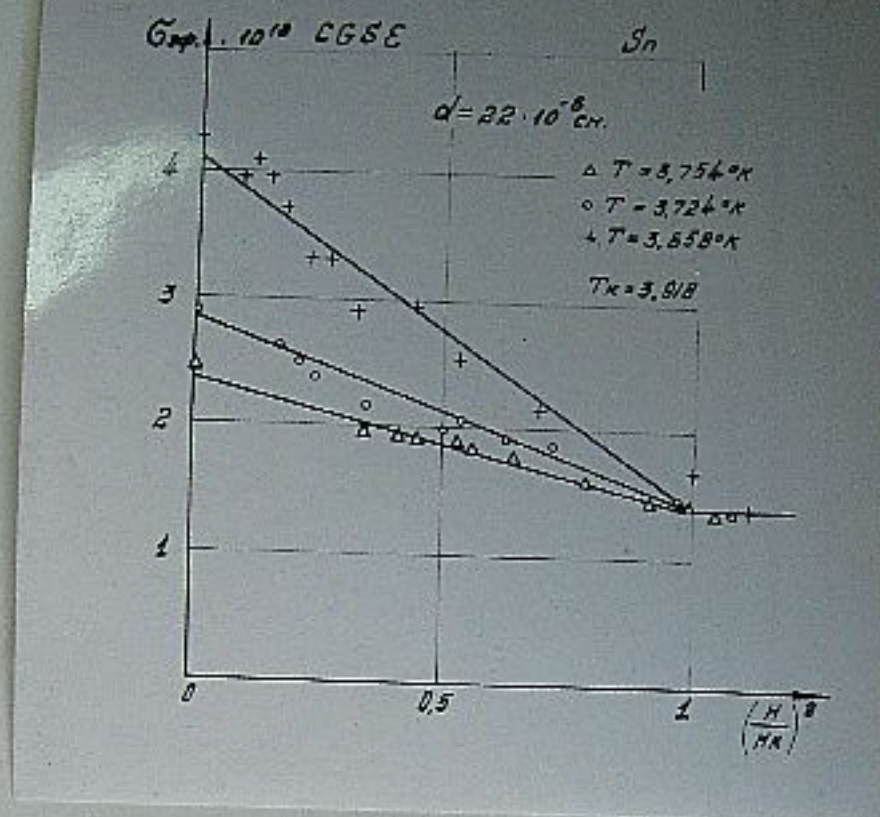


Рис.35. Зависимость эффективной проводимости $\sigma_{\text{эф}}$ сверх-
 проводящей пленки олова $d = 22 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ от величины $\left(\frac{H}{H_K}\right)^2$.

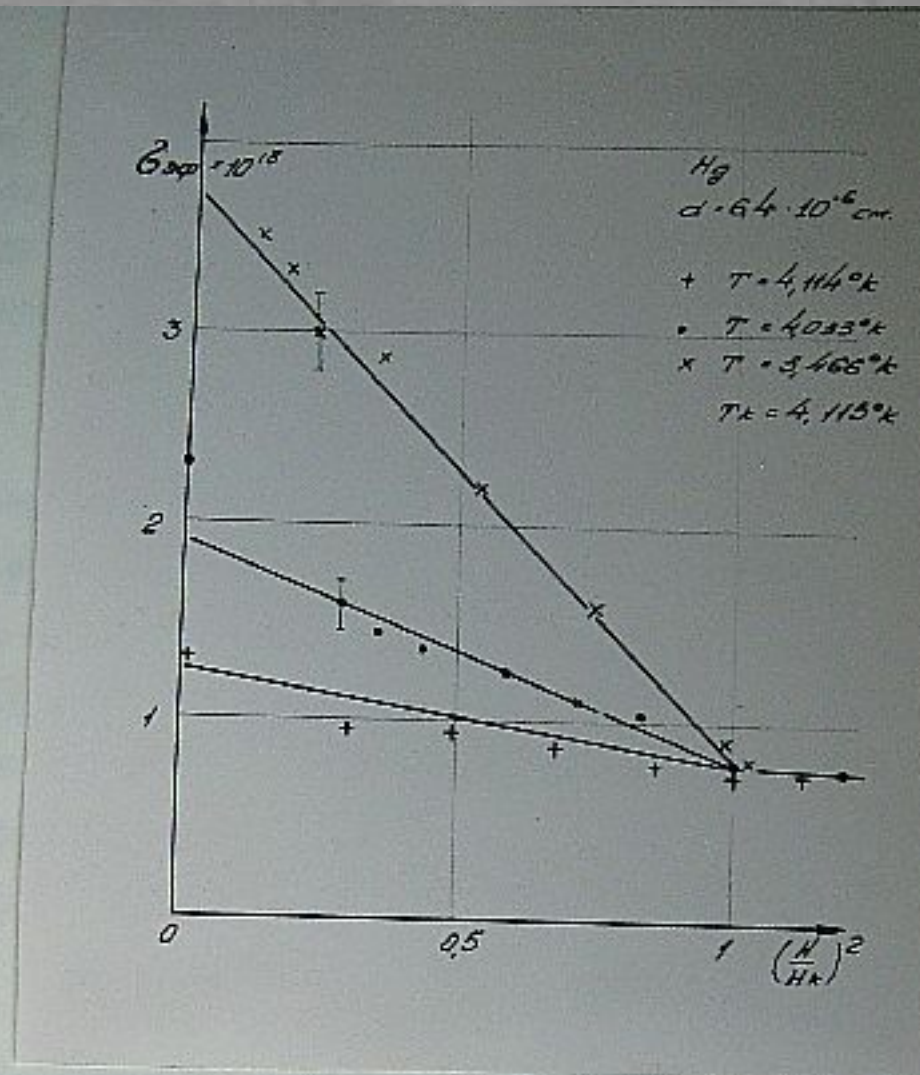


Рис. 36. зависимость эффективной проводимости $\sigma_{\text{эф}}$ сверх-
 проводящей рекристаллизованной пленки ртути толщиной
 $d = 6,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ от величины $\left(\frac{H}{H_k}\right)^2$.

увеличении поля уменьшается пропорционально H^2 и при $H = H_k$ х) принимает значение ϵ_{sp} в нормальном состоянии ϵ_{spn} , которое не зависит от величины приложенного поля.

На рис. 37, 38 приведена зависимость диэлектрической проницаемости сверхпроводящих пленок от величины $\left(\frac{H}{H_k}\right)^2$. Экспериментальные данные хорошо согласуются с зависимостью

$$\frac{\epsilon_H}{\epsilon} = 1 - \left(\frac{H}{H_k}\right)^2$$

за исключением области полей, близких к H_k . Последнее может быть вызвано размытостью перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное. Очитая, как и прежде, что полная диэлектрическая проницаемость сверхпроводников на частоте $f = 10^{10}$ эв обусловлена сверхпроводящими электронами, мы получаем следующую зависимость глубины проникновения поля в сверхпроводящую пленку от напряженности поля

$$\delta_o^p(H) = \frac{\delta_o^p(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_k}\right)^2}}$$

Непосредственные измерения $\delta_o^p(H)$ не были до сих пор проделаны. Некоторые выводы о зависимости $\delta_o^p(H)$ можно сделать из опытов Лонка [35], в которых измерялась намагниченность $\mathcal{I}$ тонких пленок. Согласно результатам этих опытов зависимость $\mathcal{I}(H)$ для сверхпроводящих пленок несколько отходит от линейной для полей, близких к критическим. Вероятно, это связано с увеличением δ_o^p с полем. Однако, не исключена возможность, что отклонение $\mathcal{I}(H)$ от линейного закона было связано с неоднородной толщиной исследуемых пленок или с

х) H_k - критическое магнитное поле для пленки данной толщины, взятое из статических измерений [29], [32].

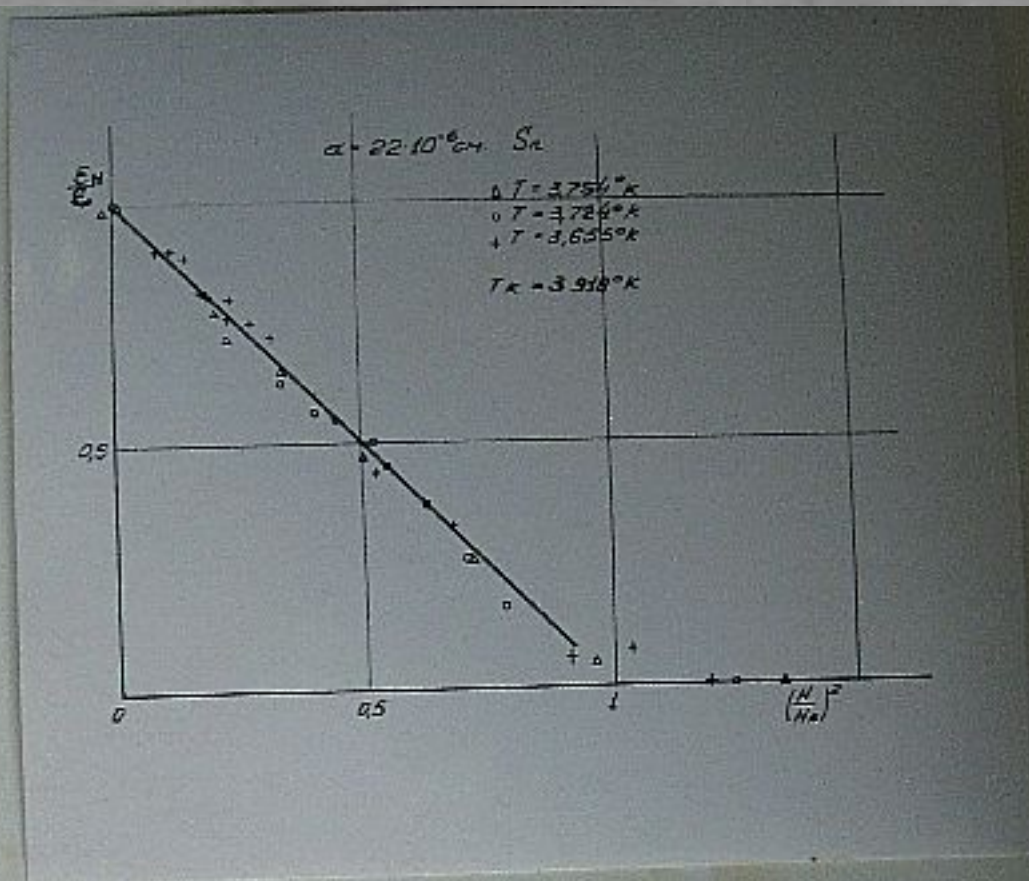


Рис.37. зависимость отношения $\frac{\epsilon_H}{\epsilon}$ от величины $\left(\frac{H}{H_K}\right)^2$
 для сверхпроводящей пленки олова толщиной $d = 22,10 \text{ см}$

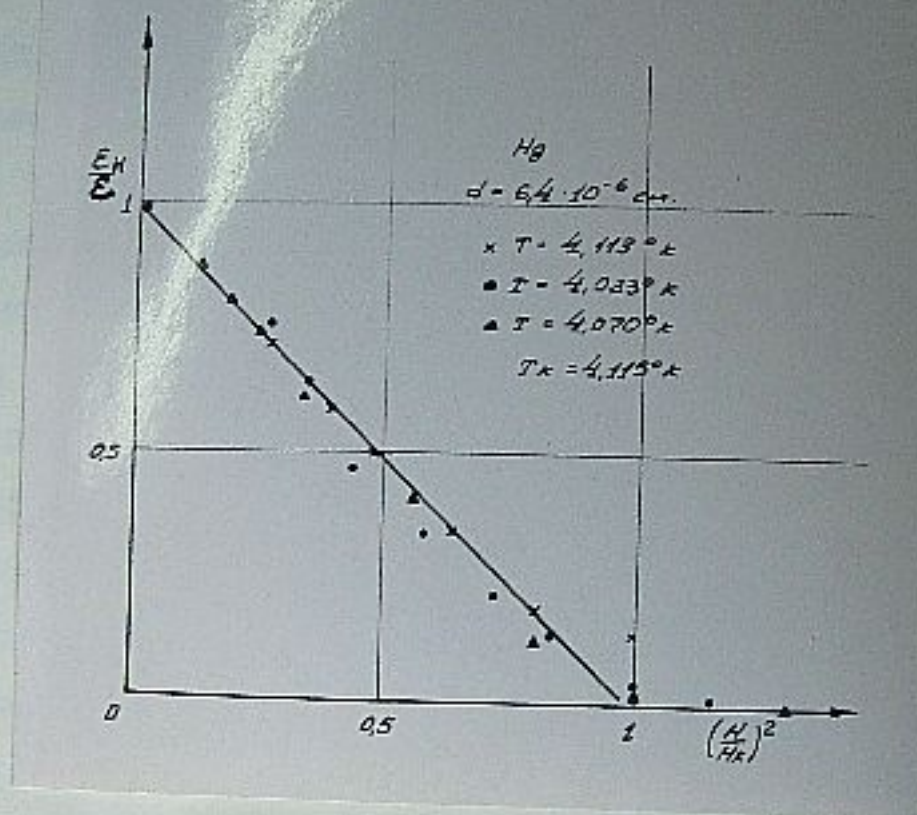


Рис. 28. Зависимость отношения $\frac{E_H}{E_1}$ от величины $\left(\frac{H}{H_K}\right)^2$ для сверхпроводящей рекристаллизованной пленки ртути толщиной $d = 6,4 \cdot 10^{-6}$ см.

"размытость" перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное.

§ 3. Обсуждение результатов.

а) Проводимость нормальных электронов в сверхпроводнике.

Для сверхпроводящего монокристалла олова мы получили очень малые изменения Z от напряженности магнитного поля. И, так как $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ определяется по величине Z с небольшой точностью $\sim 20\%$, то никаких выводов о зависимости $\frac{\sigma(H)}{\sigma_0}$ для массивного сверхпроводника по данным наших экспериментов с уверенностью сделать нельзя.

Для тонких сверхпроводящих пленок мы получили возрастание нормальной эффективной проводимости с уменьшением напряженности поля. Этот результат согласуется с результатом, полученным при измерениях температурной зависимости импеданса тонких пленок, где также получили возрастание $\sigma_{эф}$ при переходе в сверхпроводящее состояние. Однако, с точки зрения существующей феноменологической теории, этот результат совершенно необъясним, так как он соответствует увеличению эффективной концентрации нормальных электронов в сверхпроводнике с понижением температуры.

б) Глубина проникновения.

Одним из основных выводов феноменологической теории сверхпроводимости Гинзбурга-Ландау [36] является вывод о зависимости глубины проникновения магнитного поля в сверхпро-

водник от напряженности поля. Эта зависимость $\delta_o(H)$ различна для образцов, размеры которых велики или, наоборот, малы по сравнению с δ_o .

Для массивных образцов переход из сверхпроводящего состояния в нормальное в магнитном поле является переходом 1-го рода. В связи с этим глубина проникновения при разрушении сверхпроводимости полем меняется скачком от конечной величины в сверхпроводящем состоянии $\sim 10^{-5}$ см до бесконечной в нормальном. В сверхпроводящем же состоянии глубина проникновения, согласно теории Гинзбурга-Ландау должна зависеть от величины магнитного поля следующим образом:

$$\delta_o(H) = \delta_o \left[1 + \frac{\alpha(\alpha + 2\sqrt{2})}{8(\alpha + \sqrt{2})^2} \left(\frac{H}{H_{km}} \right)^2 \right]$$

где H — внешнее магнитное поле

H_{km} — критическое поле для массивного образца при данной температуре

α — безразмерный параметр, существенно входящий в теория,

Для олова $\alpha = 0,165$

$$\delta(H) = \delta_o \left[1 + 0,03 \left(\frac{H}{H_{km}} \right)^2 \right]$$

Таким образом, максимальное изменение глубины проникновения должно составлять всего лишь 1,5% от ее величины

δ_o . Полученные нами оценки значения $\delta \delta_H$ не противоре-

чат этим результатам.

Если характеристический размер образцов меньше некоторого критического, определяемого через глубину проникновения при данной температуре, то переход из сверхпроводящего состояния в нормальное в магнитном поле является переходом 2-го рода. При разрушении сверхпроводимости магнитным полем глубина проникновения меняется непрерывно от величины $\sim 10^{-5}$ см в сверхпроводящем состоянии до бесконечно-большой в нормальном. Таким образом при полях, близких к H_c , глубина проникновения для таких образцов должна сильно зависеть от напряженности поля.

Для пленок, толщина которых меньше критической $\delta_2 = 5 \delta_0(T)$ изменение глубины проникновения в магнитном поле может быть представлено следующим выражением:

$$\delta_0(H) = \delta_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_c}\right)^2}}$$

Эта теоретическая зависимость $\delta_0(H)$ подтверждается данными наших экспериментов с тонкими пленками.

ГЛАВА УП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В данной работе рассмотрены возможности изучения сверхпроводимости с помощью сверхвысокочастотных полей.

2. Приведен обзор экспериментальных работ, посвященных измерению полного поверхностного импеданса сверхпроводников на сверхвысоких частотах. Показано, что при обработке данных этих работ по формулам феноменологической теории результаты, получаемые для массивных образцов и тонких пленок не согласуются между собой.

3. Отмечены преимущества исследования тонких пленок на высоких частотах по сравнению с исследованием массивных образцов.

4. Описана методика измерения резонансных характеристик резонатора. Эта методика позволяет измерять с точностью 1% добротности резонаторов в пределах от 10^3 до 10^5 , а также смещения резонансной частоты с точностью 5 - 10 кГц.

5. Рассмотрен вопрос о влиянии связи резонатора с внешними линиями на измеряемые характеристики резонатора.

6. Выведены формулы для определения импеданса образца, по резонансным характеристикам цилиндрического медного резонатора, содержащего кварцевую пластинку, к которой с внешней стороны прижимается (или конденсируется) исследуемый образец.

7. Измерен линейный коэффициент термического расширения плавленого кварца в интервале температур $4,2 - 2,8^{\circ}\text{K}$ и рассмотрен вопрос о влиянии термического расширения кварцевой пластинки на измеряемые характеристики резонатора.

8. Разработана методика конденсации ртутных пленок толщиной $10^{-6} - 10^{-5}$ см. на подложку, находящуюся при температуре жидкого гелия.

9. Проведены измерения поверхностного импеданса монокристалла олова в области температур $4,2 - 2,5^{\circ}\text{K}$. Показано, что полученные результаты хорошо согласуются с результатами других авторов.

10. Результаты измерений поверхностного импеданса монокристалла олова обработаны по формулам Абрикосова и Гинзбурга. Показано, что диэлектрическая проницаемость обусловлена в основном сверхпроводящими электронами, что $\epsilon_s < 3 \cdot 10^{-8} cgs\epsilon$, при температуре $T = 3^{\circ}\text{K}$. Величина отношения проводимости нормальных электронов к длине свободного пробега $\frac{\sigma}{\ell}$ для образца в нормальном состоянии равна $1,2 \cdot 10^{22} cgs\epsilon$. В сверхпроводящем состоянии величина $\frac{\sigma}{\ell}$ при обработке экспериментальных данных по формулам Абрикосова убывает с понижением температуры, при расчете по формулам Гинзбурга вблизи T_c наблюдается рост величины $\frac{\sigma}{\ell}$ с уменьшением температуры.

11. Измерен поверхностный импеданс тонких пленок олова, конденсированных при комнатной температуре, и пленок ртути 2-х видов: свежеосажденных при температуре жидкого гелия и рекристаллизованных при температуре кипения жидкого азота. Показаны возможные причины расхождения результатов данной работы с результатами работы Хайкина.

12. Рассмотрен вопрос о зависимости проводимости тонких пленок в нормальном состоянии от толщины пленки. Оценена длина свободного пробега электронов в свежеосажденных ртутных пленках: $\ell \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см, что явно доказывает их неоднородную (аморфную) структуру.

13. С помощью формул Гинзбурга по поверхностному импедансу рассчитаны температурная зависимость диэлектрической проницаемости ϵ и эффективной проводимости тонких сверхпроводящих пленок $\sigma_{\text{эф}}$. Вблизи точки перехода с понижением температуры величины ϵ и $\sigma_{\text{эф}}$ возрастают пропорционально $T_c - T$. Возрастание $\sigma_{\text{эф}}$ находится в противоречии с современными представлениями феноменологической теории сверхпроводимости, согласно которой концентрация нормальных электронов (определяющих $\sigma_{\text{эф}}$) должна убывать с понижением температуры.

14. Показано, что величина глубины проникновения для оловянных и ртутных пленок, определенная по величине диэлектрической проницаемости в предположении, что вся она обусловлена сверхпроводящими электронами, хорошо согласуется с данными других авторов, получивших величину δ_0 методом критического магнитного поля. Определено значение δ_0 для ртутных свежеосажденных пленок, которое не может быть получено методом критического магнитного поля.

15. Сделана попытка определить зависимость поверхностного импеданса монокристалла олова от величины постоянного магнитного поля, направленного параллельно его поверхности. При увеличении локального магнитного поля от 0 до H_K из-

менения импеданса не превосходили точность измерения ($\sim 2\%$). Показано, что этот результат не противоречит более ранним высокочастотным исследованиям, но не согласуется с результатами статических экспериментов.

16. Вблизи точки перехода определена зависимость импеданса тонких сверхпроводящих пленок от величины постоянного магнитного поля параллельного пленке.

17. С помощью формул Гинзбурга по поверхностному импедансу вычислены зависимости диэлектрической проницаемости и эффективной проводимости тонких пленок от магнитного поля. Эффективная проводимость сверхпроводящих пленок уменьшается с увеличением поля. Этот факт находится в противоречии с теоретическими представлениями о концентрации нормальных электронов так же, как и увеличение проводимости с понижением температуры вблизи T_c . Зависимость глубины проникновения от величины постоянного магнитного поля, вычисленная по диэлектрической проницаемости тонких пленок, согласуется с выводами феноменологической теории Гинзбурга-Ландау.

18. При обработке экспериментальных данных по феноменологической теории получены результаты, противоречащие обычным представлениям о сверхпроводнике, а именно: отсутствие сохранения числа электронов проводимости и возрастание проводимости нормальных электронов в сверхпроводящих пленках с уменьшением температуры и величины магнитного поля. Это, по-видимому, указывает на несовершенство феноменологической теории сверхпроводимости.

Проведение измерения поверхностного impedance сверхпроводников на сверхвысоких частотах могут представлять интерес и в связи с созданием в самое последнее время новой теории сверхпроводимости /37/. Однако, вычисление свойств сверхпроводника, помещенного в высокочастотное электромагнитное поле, еще не проведено.

В заключение я выражаю свою глубокую благодарность руководителю работы А.И. ШАЛЫНКОВУ и М.С. ХАЙКИНУ за постоянное внимание к работе и ценные советы, В.Л. ГИЗБУРГУ, Б.М. БОЛОТОВСКОМУ и Н.В. ЗАВАРИЩИНУ за обсуждение полученных результатов.

Я благодарю также И.И. ЛОСЕВА, Г.С. ЧЕРНЫШОВА и сотрудников гелиевой мастерской за техническую помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Гинзбург В.Л., ЖЭТФ 21, 979 (1951).
2. Pippard A.B., Proc. Roy. Soc. 191A, 370 (1947).
3. Pippard A.B., Proc. Roy. Soc. 191A, 399 (1947).
4. Chambers R.G., Proc. Roy. Soc. 215A, 481 (1952).
5. Reuter G., Sondheimer E., Proc. Roy. Soc. 195A, 336 (1948).
6. Pippard A.B., Proc. Roy. Soc. 203A, 98 (1950).
7. Абрикосов А.А., ДАН 86, 43 (1952).
8. Simon J., Phys. Rev. 77, 384 (1950).
9. Maxwell E., Marcus P.M., Slater J.C., Phys. Rev. 76, 1332, (1949).
10. Grebenkemper C.G., Phys. Rev. 96, 316, 1197 (1954).
11. Хайкин М.С., ДАН 86, 4 (1952).
12. Хайкин М.С., ДАН 75, 661 (1950).
13. Fairbank W.H., Phys. Rev. 76, 1106 (1949).
14. Галикин А.А., Безуглый П.А., ДАН УССР 6, 414 (1951).
15. Галикин А.А., ДАН УССР 6, 452 (1952).
16. Fawcett E., Proc. Phys. Soc. 66A, 1071 (1953).
17. Безуглый П.А., Галикин А.А., Левин Г.Я., ДАН 105, 633 (1955).
18. Галикин А.А., Безуглый П.А., ДАН 97, 217 (1954).
19. Pippard A.B., Proc. Roy. Soc. 216A, 547 (1953).
20. Гинзбург В.Л., ЖЭТФ 29, 748 (1955).
21. Хайкин М.С., Лосев, Н.И., ИТЭ, в печати.
22. Стронг Д. "Техника физического эксперимента", Ленинград, 1948.
23. Слатер Д. "Электроника сверхвысоких частот", "Сов. радио", 1948.
24. Гуревич А.Г. "Полые резонаторы и волноводы", "Сов. радио", 1952.
25. Кeesom W.H., Physica 1, 1089 (1934).
26. Каганов М.И., Азбелев М.Я., ДАН 102, 49 (1955).

27. Lauegman E., Shenberg D., Proc. Roy. Soc. 198A, 560 (1949).
28. Каганов М.И. и Азбель М.Я., Труды ХГУ 3, 59 (1955).
29. Захаринский Н.В. Диссертация ИМФ (1951).
30. Шальников А.И., ЖЭТФ 9, 255 (1939).
31. Каганов М.И. и Азбель М.Я., ЖЭТФ 27, 762 (1954).
32. Хухарева И.С., ЖЭТФ 33, 301 (1957).
33. Pippard A.B., Proc. Roy. Soc. 203A, 195 (1950).
34. Шарвин Ю.В., ЖЭТФ 22, 367 (1952).
35. Lock J.M., Proc. Roy. Soc. 208A, 391 (1951).
36. Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д., ЖЭТФ 20, 1064 (1950).
37. Bardeen J., Cooper L.N., Schrieffer, J.R., Phys. Rev. 108, 1175 (1957).

ПРИЛОЖЕНИЕ.

ЗАВИСИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ.

Пленки олова.

$d = 7,7 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ $T_c = 3,818^\circ \text{ К}$			
$T^\circ \text{ К}$	H эрсег	R_Ω	dX_Ω
3,818	28	0,047	0,050
	104	0,048	0,056
	110	0,049	0,056
	118	0,054	0,055
	122	0,055	0,055
	150	0,059	0,055
	160	0,065	0,055
	166	0,068	0,050
	178	0,074	0,049
	190	0,082	0,047
	206	0,092	0,043
	218	0,105	0,036
	235	0,115	0,030
	242	0,120	0,027
	257	0,133	0,019
	280	0,154	0,00
3,839	28	0,057	0,057
	101	0,068	0,050
	131	0,094	0,048
	144	0,104	0,045
	150	0,106	0,043
	178	0,115	0,0395
	186	0,134	0,0276
	225	0,154	0,007
	231	0,154	0,00
3,792	28	0,038	0,041
	116	0,038	0,044

$d = 7,7 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ $T_c = 3,818^\circ \text{ К}$			
$T^\circ \text{ К}$	H эрсег	R_Ω	dX_Ω
3,792	144	0,045	0,053
	160	0,049	0,058
	200	0,072	0,058
	215	0,077	0,048
	242	0,088	0,0442
	271	0,108	0,0373
	295	0,127	0,0276
	324	0,148	0,014
	340	0,156	0,00
	28	0,003	0,0207
3,655	208	0,008	0,0262
	262	0,012	0,0302
	285	0,0154	0,0345
	293	0,027	0,0373
	362	0,052	0,0414
	408	0,076	0,0414
	434	0,088	0,0359
	465	0,12	0,0248
	520	0,152	0,0011
	535	0,152	0,00

$$d = 12 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_H = 3,842^\circ \text{K}$$

$T^\circ \text{K}$	H γ-ray	R Ω	d/X_2
3,735	84	0,011	0,0165
	90	0,014	0,0182
	98	0,016	0,0199
	105	0,019	0,0209
	116	0,024	0,0209
	125	0,031	0,0187
	135	0,0415	0,011
	145	0,0523	0,00
3,655	23	0,0024	0,009
	76	0,0038	0,011
	103	0,0047	0,0127
	109	0,0057	0,0139
	120	0,0076	0,0149
	123	0,0085	0,0166
	153	0,0191	0,0200
	163	0,0413	0,009
	194	0,0523	0,00

$$d = 22 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_H = 3,818^\circ \text{K}$$

3,754	28	0,0094	0,0093
	56	0,0141	0,0114
	58	0,0155	0,0112
	60	0,0161	0,0112
	62	0,0172	0,0112
	63	0,0182	0,0110
	66	0,0203	0,0105
	68	0,0236	0,0091
	70	0,0273	0,0066
	73	0,0327	0,0029
	82	0,0329	0,00

$$d = 22 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_H = 3,818^\circ \text{K}$$

$T^\circ \text{K}$	H γ-ray	R Ω	d/X_2
3,724	28	0,0056	0,0074
	53	0,0076	0,0037
	55	0,0082	0,0091
	58	0,0089	0,0094
	63	0,0088	0,0104
	69	0,0128	0,0112
	74	0,0159	0,0114
	77	0,0207	0,0103
	82	0,0310	0,0041
	90	0,0346	0,0012
	92	0,0346	0,00
	92	0,0346	0,00
3,655	28	0,0035	0,0052
	54	0,0041	0,0056
	57	0,0042	0,0058
	60	0,0044	0,0059
	63	0,0046	0,0060
	69	0,0049	0,0066
	72	0,0051	0,0070
	75	0,0055	0,0073
	80	0,0064	0,0080
	87	0,0087	0,0091
	95	0,0132	0,0104
	104	0,025	0,0050
	114	0,0340	0,00

Среднеосвещенные пленки ИТУТИ.

$$d = 18 \cdot 10^{-6} \text{ см}, T_K = 3,906^\circ \text{ К.}$$

$T^\circ \text{ К}$	H эрг/см ²	R_α	dR_α
3,852	28	0,133	0,209
	100	0,195	0,229
	120	0,270	0,327
	134	0,295	0,221
	156	0,381	0,193
	168	0,485	0,141
	208	0,504	0,083
3,828	28	0,076	0,169
	122	0,124	0,199
	138	0,151	0,211
	140	0,169	0,211
	154	0,190	0,221
	174	0,262	0,215
	200	0,444	0,154
	244	0,470	0,088
3,716	384	0,515	0,00
3,716	28	0,024	0,057
	100	0,027	0,074
	195	0,028	0,030
	230	0,033	0,037
	258	0,048	0,100
	287	0,0545	0,107
	310	0,097	0,149
	324	0,198	0,179
	363	0,304	0,165
	401	0,485	0,074
	460	0,545	0,00

$$d = 10 \cdot 10^{-6} \text{ см}, T_K = 3,912^\circ \text{ К.}$$

3,887	122	0,725	0,420
	148	0,79	0,302
	182	0,86	0,386
	216	0,915	0,423
	365	0,94	0,179

$$d = 10 \cdot 10^{-6} \text{ см}, T_K = 3,912^\circ \text{ К.}$$

$T^\circ \text{ К}$	H эрг/см ²	R_α	dR_α
3,887	395	0,95	0,00
3,878	28	0,445	0,323
	122	0,501	0,367
	134	0,514	0,374
	160	0,545	0,386
	183	0,595	0,396
	250	0,825	0,390
	323	0,93	0,214
	492	0,95	0,00
3,857	28	0,344	0,255
	168	0,410	0,300
	194	0,442	0,324
	218	0,475	0,342
	270	0,602	0,386
	323	0,837	0,377
	346	0,895	0,321
	514	0,95	0,00
3,834	28	0,307	0,165
	172	0,318	0,200
	214	0,345	0,220
	317	0,448	0,314
	344	0,510	0,345
	380	0,665	0,372
	404	0,79	0,352
	552	0,915	0,221
	612	0,945	0,107
	720	0,95	0,00

$$d = 14 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_K = 3,905^\circ \text{K}$$

$T, ^\circ \text{K}$	H эрг/см	K_2	d/K_2
3,871	144	0,457	0,317
	163	0,496	0,294
	178	0,530	0,256
	203	0,570	0,179
	235	0,599	0,0965
	257	0,606	0,0662
	300	0,611	0,0207
	350	0,615	0,0004
	332	0,615	0,00
3,848	28	0,154	0,179
	160	0,255	0,316
	180	0,296	0,322
	195	0,331	0,322
	216	0,420	0,307
	241	0,510	0,263
	294	0,567	0,135
	347	0,608	0,045
	397	0,615	0,0022
	425	0,617	0,00

$$d = 36 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_K = 3,900^\circ \text{K}$$

3,794	28	0,019	0,021
	84	0,030	0,032
	102	0,032	0,097
	115	0,131	0,090
	129	0,191	0,050
	140	0,219	0,025
	154	0,23	0,0034
	163	0,24	0,00
3,766	28	0,014	0,042
	96	0,031	0,064
	103	0,042	0,074
	115	0,055	0,031
	126	0,035	0,090
	134	0,118	0,034

$$d = 36 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_K = 3,900^\circ \text{K}$$

$T, ^\circ \text{K}$	H эрг/см	K_2	d/K_2
3,766	146	0,163	0,055
	157	0,202	0,035
	174	0,230	0,012
	181	0,236	0,042
	199	0,244	0,00
	23	0,009	0,021
3,704	102	0,016	0,035
	115	0,021	0,045
	127	0,029	0,0525
	137	0,035	0,059
	147	0,051	0,069
	160	0,092	0,078
	173	0,124	0,050
	186	0,202	0,0335
	205	0,234	0,011
	225	0,243	0,00

Рекристаллизированные пленки ртути.

$d = 5,7 \cdot 10^{-6} \text{ см}, T_K = 4,15^\circ \text{ K.}$				$d = 5,7 \cdot 10^{-6} \text{ см}, T_K = 4,15^\circ \text{ K.}$			
$T^\circ \text{ K}$	H эрг/см ²	R э	dX э	$T^\circ \text{ K}$	H эрг/см ²	R э	dX э
4,127	28	0,114	0,083	4,059	224	0,0566	0,0636
	79	0,124	0,079		296	0,0733	0,0774
	93	0,133	0,078		330	0,0733	0,0691
	123	0,146	0,0775		355	0,112	0,0636
	140	0,147	0,077		364	0,142	0,0581
	160	0,162	0,076		320	0,165	0,0554
	180	0,175	0,0693		347	0,186	0,0276
	200	0,189	0,0609		376	0,201	0,0179
	218	0,201	0,0525		400	0,212	0,033
	245	0,212	0,0206		446	0,222	0,00
	270	0,217	0,075	$d = 6,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}, T_K = 4,150^\circ \text{ K.}$			
	304	0,222	0,00	4,114	28	0,0695	0,072
4,112	28	0,0615	0,0692		138	0,101	0,072
	128	0,084	0,0720		144	0,101	0,072
	140	0,087	0,0720		160	0,113	0,0662
	160	0,096	0,0720		174	0,124	0,0634
	168	0,111	0,0707		195	0,144	0,0524
	222	0,132	0,0680		215	0,167	0,0358
	245	0,153	0,0572		235	0,170	0,0262
	270	0,177	0,0430		255	0,180	0,0096
	287	0,191	0,0362		276	0,182	0,00
	310	0,199	0,0261	4,063	28	0,0264	0,0304
	337	0,210	0,0110		216	0,0403	0,0455
	264	0,217	0,00		239	0,0480	0,0496
4,084	28	0,031	0,084		261	0,0575	0,0525
	117	0,046	0,067		298	0,0755	0,0588
	262	0,095	0,0791		328	0,101	0,0525
	312	0,137	0,0622		350	0,125	0,0423
	350	0,179	0,0483		393	0,153	0,0220
	402	0,210	0,020		440	0,173	0,0096
	455	0,22	0,00		466	0,184	0,0
4,059	28	0,021	0,0505				
	192	0,0449	0,0584				
	214	0,0485	0,0603				

$d = 5,4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_K = 4,150^\circ \text{ K.}$

$T^\circ \text{ K}$	H_{specy}	R_Ω	dX_Ω
3,466	28	0,0072	0,0145
	219	0,0084	0,0166
	262	0,0096	0,0179
	292	0,0101	0,0193
	338	0,0132	0,0221
	415	0,0204	0,0304
	493	0,0351	0,0341
	578	0,144	0,0337
	690	0,176	0,00

 $d = 10 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_K = 4,150^\circ \text{ K.}$

4,136	83	0,037	0,02
	88	0,070	0,016
	95	0,073	0,012
	109	0,075	0,0037
	103	0,075	0,00415
	114	0,078	0,0020
	121	0,078	0,00
4,127	28	0,0336	0,0366
	84	0,0548	0,0311
	88	0,0566	0,0317
	95	0,0602	0,0269
	102	0,0632	0,0214
	103	0,069	0,0165
	115	0,072	0,0131
	121	0,076	0,0083
	128	0,078	0,0041
	140	0,078	0,00
4,114	28	0,0248	0,0351
	88	0,0425	0,0331
	95	0,0495	0,0317
	103	0,0566	0,0269
	115	0,0622	0,0242
	128	0,071	0,0152
	140	0,076	0,0069

 $d = 10 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_K = 4,150^\circ \text{ K.}$

$T^\circ \text{ K}$	H_{specy}	R_Ω	dX_Ω
4,114	154	0,078	0,002
	156	0,078	0,00
4,102	28	0,016	0,0310
	103	0,0354	0,0331
	111	0,0372	0,0331
	121	0,0472	0,0324
	135	0,0530	0,0291
	140	0,0585	0,0248
	147	0,062	0,0207
	160	0,071	0,0138
	180	0,076	0,00

 $d = 14 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_K = 4,15^\circ \text{ K.}$

4,090	28	0,0147	0,0174
	88	0,0230	0,0166
	95	0,0310	0,0159
	105	0,0391	0,0124
	124	0,0265	0,0049
	126	0,0496	0,0025
	137	0,0525	0,00
4,064	28	0,0089	0,0099
	95	0,0171	0,0166
	105	0,0192	0,0174
	121	0,0253	0,0166
	131	0,0339	0,0133
	147	0,0443	0,0064
	179	0,0520	0,00
4,059	28	0,0066	0,0116
	128	0,0176	0,0158
	144	0,0251	0,0153
	163	0,0398	0,0091
	189	0,0515	0,00

$d = 14 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, T_K = 4,15^\circ \text{ K.}$			
$T^\circ \text{ K}$	H эрг/г	R_Ω	$d X_\Omega$
3,996	28	0,0044	0,0083
	121	0,0052	0,0093
	131	0,0136	0,0116
	154	0,0170	0,0133
	212	0,0457	0,0016
	170	0,0266	0,0133
	244	0,051	0,00
3,934	28	0,0029	0,0074
	140	0,0044	0,0099
	179	0,0074	0,0125
	202	0,0122	0,0150
	228	0,0359	0,0099
	294	0,0510	0,00

Академия наук СССР
Институт физических проблем
Л.А.Прозорова

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА СВЕРХПРОВОДНИКОВ НА ЧАСТОТЕ 9400 МГЦ
Диссертация, представленная на соискание учёной
степени кандидата физико-математических
наук

Москва, 1958

Научный руководитель: член-корреспондент АН СССР, профессор А.И.Шальников

Копия сделана по экземпляру диссертации, хранящемуся в библиотеке ИФП РАН

Дата изготовления копии: 21 июня 2017 г.