

ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧЕРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ  
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»  
(СПбГУ)

Кафедра физики твердого тела



Особенности сверхпроводимости в наноструктурированном сплаве BiSn.

Выпускная квалификационная работа студента

Никитенко Анна Андреевна

Научный руководитель

д. ф-м. н., профессор Чарная Елена Владимировна

Рецензент

доцент, кандидат ф-м. н. Фролов Вячеслав Вячеславович

Санкт-Петербург

2018

## Оглавление

Введение.....	3
I. Обзор литературы.....	5
II. Методика измерений и образец.....	12
III. Результаты измерений и обсуждение.....	15
IV. Выводы и основные результаты.....	32
Список литературы.....	33

## Введение

На сегодняшний день сверхпроводимость является одной из самых перспективных областей исследования, которая впоследствии может привести к новой технической революции в электронике, радио- и электротехнике. С каждым годом всё большее внимание уделяется поиску новых функциональных сверхпроводящих материалов, а также влиянию различных факторов на их свойства. Магнитные характеристики, фазовые переходы и прочие особенности дают много полезной информации о самом материале. Так, изучению свойств наноструктурированных металлов и сплавов уделяется большое внимание, поскольку они дают возможность наблюдать уникальные особенности, представляемые огромный интерес для фундаментальной физики. Такие металлы и сплавы широко используются в качестве новых перспективных сверхпроводящих материалов для настраиваемых наноиндукторов, однофотонных детекторов и других областей [1-3]. Важно сказать, что на фазовые превращения, происходящие в материалах при изменении температуры, влияют условия ограниченной геометрии. Именно поэтому интерес к физическим исследованиям объектов пониженной размерности, в частности нанокомпозитов с малыми металлическими включениями, с каждым днем только растет.

В рамках настоящей работы исследован наноструктурированный эвтектический сплав Bi-Sn. Появление интереса к подобного рода структурам был связан с проблемой необходимости повышения температуры сверхпроводящего фазового перехода. И первые исследования сверхпроводимости металлов, помещенных в пористые стекла, были начаты около 50 лет назад.

Ранее в ходе ряда работ было показано, что такие композиты демонстрировали свойства грязных сверхпроводников второго рода (см., например, работу [4] и ссылки в ней). Однако на сегодняшний день полное понимание сверхпроводящих свойств мезопористых матриц с металлическими включениями не достигнуто. Сложностью в изучении сверхпроводящих структур является оценка динамики и фазовых переходов вихревых систем. Основной инструмент для изучения поведения вихрей в сверхпроводниках – воздействие переменным магнитным полем (АС полем). В таких случаях производятся измерения

температурных зависимостей АС-намагниченности при различных значениях частот и амплитуд переменного поля при приложении различных постоянных магнитных полей [4]. Дополнительную информацию дает измерение DC – намагниченности.

В данной работе приводятся различные экспериментальные зависимости, полученные методами DC и АС магнитометрии для эвтектического сплава Bi-Sn, внедренного в поры нанопористого стекла. Будут найдены фазовые диаграммы, будут проведено сравнение результатов DC и АС магнитометрии, выявлены характеристики крипа в системе сверхпроводящих вихрей, показан термоактивационный характер крипа.

## I. Обзор литературы

В 1908 году Хайке Камерлинг-Оннесом впервые был получен жидкий гелий, и с того времени стало возможным изучать физические явления при достаточно низкой на тот момент температуре (точка кипения гелия при атмосферном давлении 4,2 К). Камерлинг-Оннес и ранее проводил ряд исследований зависимости сопротивления металлов от температуры, но благодаря его открытию ему удалось все больше приблизиться к температуре абсолютного нуля (от 80 К до 4,2 К) [5]. Оннес выяснил, что при практически полном очищении вещества от примесей и максимальном снижении «теплового шума» величина сопротивления электрическому току становится крайне малой. Результат его экспериментов оказался неожиданным: при температуре ниже 4,15 К сопротивление исчезало почти мгновенно [6]. На Рис.1 можно увидеть график зависимости поведения сопротивления электрическому току образца ртути от температуры, взятый из опытов Хайке. По рисунку видно резкое падение сопротивления при достижении определенной критической температуры  $T_c$ . Это явление стало огромным прорывом в науке XX века и получило название сверхпроводимости (1911 г.), за что в 1913 году Камерлинг-Оннес был удостоен Нобелевской премии по физике[5].

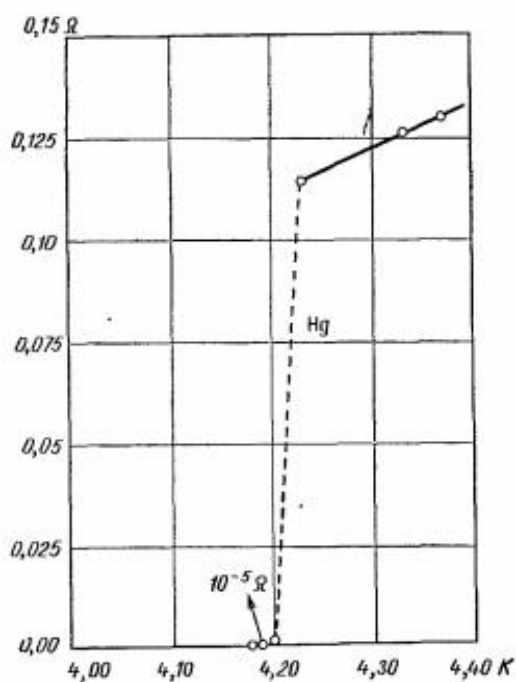


Рис.1 Зависимость сопротивления образца ртути от температуры[7].

В течение нескольких десятилетий именно исчезновение сопротивления считалось единственной отличительной особенностью сверхпроводимости. Однако оказалось, что сверхпроводники обладают некоторыми другими особенностями, которые не согласовались с известными на тот момент теориями. Так, при приложении к сверхпроводнику магнитного поля, в нем индуцируются поверхностные токи, которые экранируют внешнее магнитное поле. Таким образом, внутри сверхпроводника поддерживается нулевое значение магнитного потока. Это означает, что состояние проводника в магнитном поле зависит от того, каким путем оно было достигнуто. То есть, если образец, изначально находящийся в магнитном поле привести в сверхпроводящее состояние, внутри образца сохранится первоначальная величина магнитного потока. В свою очередь, если же образец, изначально находящийся в сверхпроводящем состоянии, поместить во внешнее магнитное поле, то за счет поверхностных токов значение магнитного потока внутри материала окажется нулевым. В 1933 году В. Мейснер, Р. Оксенфельд и Ф. Хайденрейх показали, что металл, находящийся в магнитном поле в сверхпроводящем состоянии, действительно выталкивает магнитный поток [5]. Этот эффект известен как Эффект Мейснера и схематически представлен на Рис. 2.

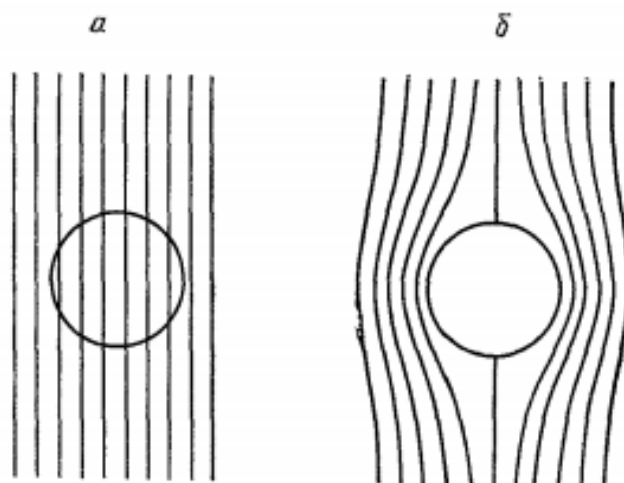


Рис. 2. Схема Эффекта Мейснера:

а – выше температуры перехода  $T_c$ , б – ниже температуры перехода происходит вытеснение магнитного поля из объема сверхпроводника [8].

Сверхпроводимость может быть разрушена не только путем повышения температуры, но и под действием достаточно сильных магнитных полей. Такое поле, которое способно привести сверхпроводник в нормальное состояние называется критическим  $H_c$ . Выражение  $H_c(T) = H_{c0}(1 - \frac{T^2}{T_c^2})$  описывает зависимость критического поля от температуры, где  $H_{c0}$  – критическое поле при температуре абсолютного нуля,  $T$  – текущая температура,  $T_c$  – критическая температура.

В 1957 году сверхпроводимость получила теоретическое объяснение на микроскопическом уровне. Название эта работа получила в честь своих основателей Дж. Бардина, Л. Купера и Дж. Шриффера – теория БКШ [9].

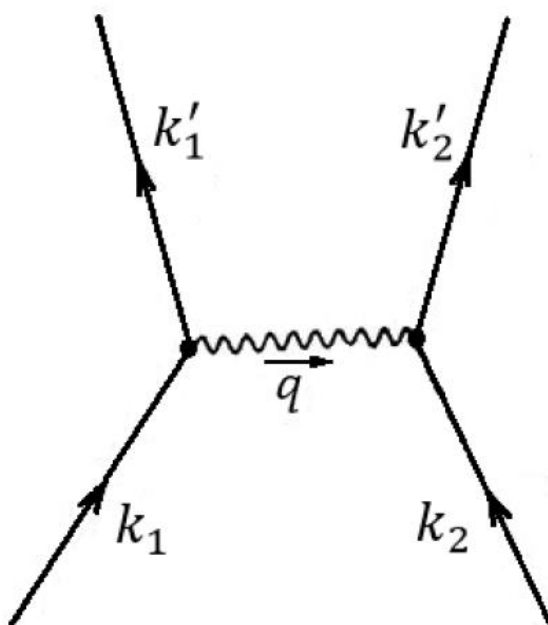


Рис. 3 Схематическое изображение электрон-электронного взаимодействия, передаваемого фононом [10].

Согласно теории БКШ, в сверхпроводнике, находящемся в основном состоянии, электроны притягиваются друг к другу, тем самым они образуют связанное состояние, каким бы слабым это притяжение не было. Это притяжение возникает за счет электрон-фононного взаимодействия (Рис. 3). Такую пару электронов называют куперовской парой. Она перемещается в кристаллической решетке и подчиняется распределению Бозе-Эйнштейна, поскольку имеет нулевой

суммарный спин. При температуре ниже критической такие куперовские пары, скапливаясь на нижнем энергетическом уровне, образуют бозе-конденсат. Такой конденсат бозе-частиц обладает свойством сверхтекучести, таким образом, электрический ток в сверхпроводнике переносится без какого-либо сопротивления.

Изучение влияния магнитного поля на сверхпроводники привело к их разделению на сверхпроводники I и II рода (Рис. 4). Эту классификацию ввел в своей работе [11] в 1957 году советский физик-теоретик А.А. Абрикосов.

К сверхпроводникам I рода относят ряд чистых проводников. Для сверхпроводников I рода характерно одно значение критического поля  $H_c$ , выше которого они теряют сверхпроводящие свойства. Такое поле зависит от температуры  $T$  и свойств конкретного сверхпроводника.

К группе сверхпроводников II рода относится ряд различных сплавов и керамик, а также ниобий. Иногда такие сверхпроводники называют «грязными». Они характеризуются двумя критическими значениями магнитного поля,  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$ . В магнитных полях  $< H_{c1}$ , происходит полное вытеснение магнитного поля из объема сверхпроводника по аналогии со сверхпроводниками первого рода. В полях от  $H_{c1}$  до  $H_{c2}$  внешнее магнитное поле проникает в объем сверхпроводника, однако это не приводит к разрушению сверхпроводимости, в отличие от СП первого рода. В этом диапазоне происходит частичное проникновение магнитного поля в объем в виде квантовых вихрей. При величине магнитного поля большей, чем второе критическое поле  $H_{c2}$ , происходит переход в нормальное состояние. Благодаря большим значениям  $H_{c2}$ , по сравнению в критическим полем СП первого рода, сплавы, являющиеся СП второго рода, нашли свое широкое применения в качестве материала для катушек сверхпроводящих магнитов.



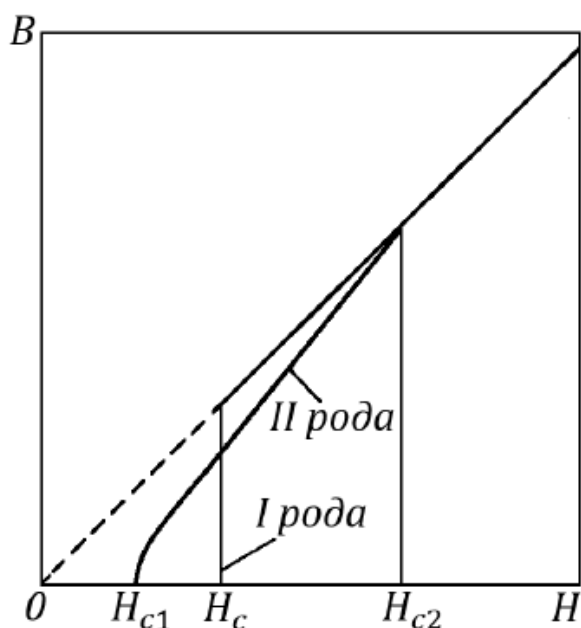


Рис.4. Сравнение проникновения магнитного поля в сверхпроводники I и II рода [12].

При последующем изучении сверхпроводников второго рода было обнаружено, что в состоянии между  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  магнитный поток проникает в образец в виде квантовых вихревых нитей с сердцевинами трубчатой формы. Эти вихревые нити вытянуты вдоль магнитного поля и один такой вихрь несет квант магнитного потока:

$$\Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2,07 * 10^{-7} \text{G} * \text{cm}^2$$

Это важнейшее открытие было сделано А. А. Абрикосовым[11]. Проникновение вихрей становится энергетически выгодным при значениях магнитного поля выше первого критического  $H_{c1}$ . Квантовые вихри располагаются внутри сверхпроводника, образуя в поперечном сечении правильную решетку треугольной формы (Рис. 5). При увеличении внешнего поля период такой решетки уменьшается, и, соответственно, плотность вихрей возрастает. При достижении значения магнитного поля  $H_{c2}$  их плотность становится настолько большой, что расстояние между ближайшими вихрями становится порядка длины когерентности.

В таком состоянии вихри начинают соприкасаться своими трубчатыми сердцевинами. Таким образом, осуществляется фазовый переход второго рода, в результате которого сверхпроводник переходит в нормальное состояние.

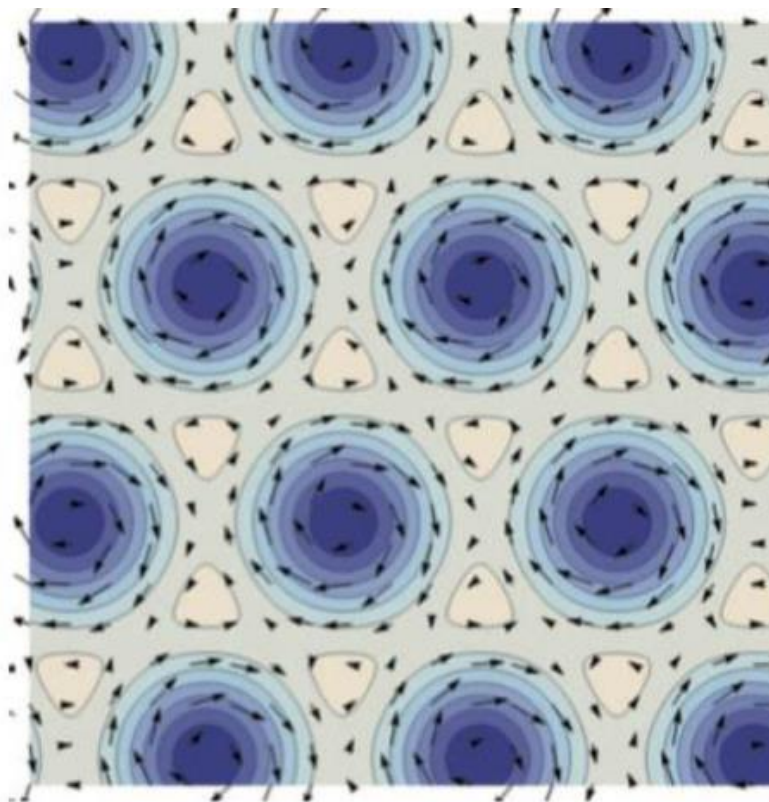


Рис. 5. Схематическое изображение решетки вихрей Абрикосова[13].

В идеальном сверхпроводнике второго рода в смешанном состоянии формируется решетка вихрей Абрикосова. Если в сверхпроводнике существуют дефекты кристаллической структуры, то вихри имеют тенденцию закрепляться на дефектах (пиннингуются в энергетически выгодных местах). В результате, правильное расположение вихрей нарушается и вместо вихрей Абрикосова формируются стеклоподобные состояния вихрей с сильным пиннингом. Вихри могут перемещаться (переползать) из одного положения в другое, преодолевая определенный потенциальный барьер, который может быть найден с помощью исследования АС-восприимчивости (Рис.6). Отметим также, что в непосредственной близости температуры фазового перехода может формироваться вихревая жидкость, в которой вихри не закреплены в сверхпроводнике.

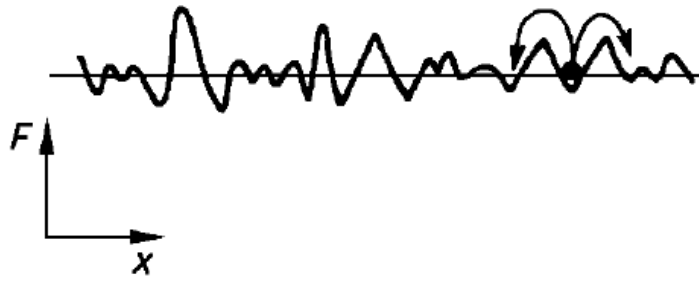


Рис. 6. Схематическое изображение переходов вихрей через барьеры в соседние центры пиннинга [12].

Для частоты скачков справедливо выражение, называемое уравнением Аррениуса[14]:

$$f = f_0 \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right)$$

где  $f_0$  – частота попыток,  $E_a$  – свободная энергия активации,  $k_B$  – постоянная Больцмана.

## II. Методика измерений и образец.

При выполнении данной работы для измерений DC восприимчивости использовался СКВИД магнитометр MPMS3 Quantum Design, который позволяет производить измерения в температурном диапазоне 1.8-1000 К и магнитных полях до 7 Тл (Рис.7).



Рис.7. Внешний вид вибрационного СКВИД магнитометра MPMS3 Quantum Design.

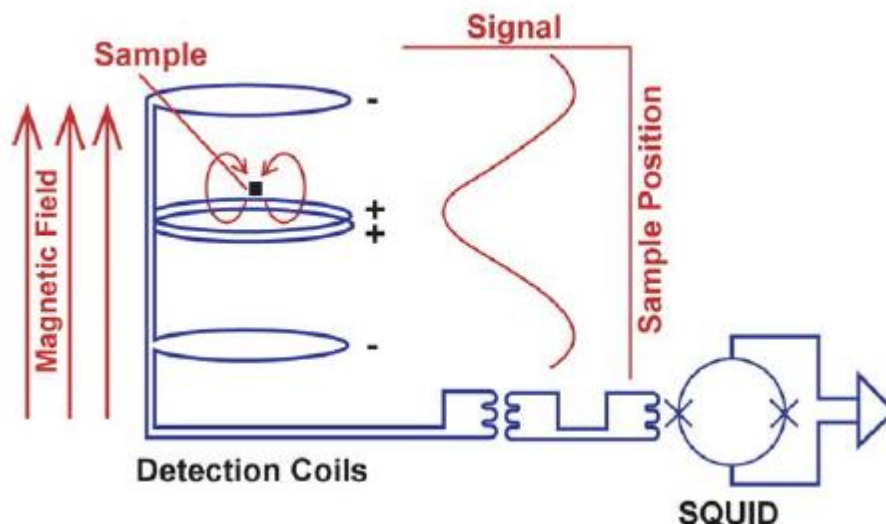


Рис.8. Детектирующая система магнитометра MPMS 3 Quantum Design [15].

Детектирующая система вибрационного СКВИД магнитометра MPMS 3 Quantum Design представлена на Рис.8. В процессе измерений образец перемещается вдоль внешнего магнитного поля, создаваемого постоянным сверхпроводящим магнитом с напряженностью магнитного поля до 7 Тл, через детектирующие приемные катушки сверхпроводящие (кольца) по схеме градиометра второго порядка. Сверхпроводящие детектирующие катушки сконфигурированы как градиометр второго порядка с наружными петлями противоположной намотки. Такая схема подключения катушек позволяет исключить влияние на детектирующую систему однородных магнитных полей и линейных градиентов магнитного поля. Таким образом, данная система чувствительна только к возмущениям магнитного поля, связанным с движением образца. Сам же SQUID сенсор вынесен отдельно и экранирован.

Измерения АС магнитной восприимчивости производились на установке PPMS-9 Evercool 2 Quantum Design (Рис. 9) с использованием опции АСМС. С ее помощью можно измерять различные физические свойства материалов в широком диапазоне температур и магнитных полей. Используемая в рамках данной работы опция АСМС позволяет производить измерения АС намагниченности в диапазоне

температур от 1,9 до 350 К, постоянном магнитном поле от 0 до 9 Тл, с частотами АС поля от 10 Гц до 10 кГц и амплитудах АС поля от 0,005 до 15 Ое. В процессе измерения к образцу прикладывалось небольшое АС (переменное) магнитное поле с соответствующей частотой и амплитудой, в том же направлении прикладывалось и постоянное магнитное поле, которое в данном случае принято называть смещающим. Система детектирующих катушек регистрировала переменный отклик от образца.



Рис. 9. Внешний вид системы PPMS-9 + EverCool-II производства компании Quantum Design.

В качестве образца был выбран наноккомпозит массой 76,63 мг, и объемом  $0,0263 \text{ cm}^3$ , представляющий из себя пористую стеклянную матрицу со средним размером пор 10 нм, заполненную сплавом BiSn.

### III. Результаты измерений и обсуждение.

#### *Измерения DC восприимчивости*

Измерения DC восприимчивости проводились на вибрационном СКВИД-магнитометре. Сначала образец охлаждался в отсутствии внешнего стационарного магнитного поля. После достижения температуры  $T$  ниже критической  $T_c$  (в нашем случае  $T = 2$  К), к образцу прикладывалось постоянное магнитное поле. Измерения магнитного момента производились при нагреве до температуры выше критической ( $T = 10$  К). Такой режим измерения называется ZFC (zero-field-cooling). Затем, не выключая магнитное поле, производились измерения при охлаждении, то есть в режиме FC (field-cooling) до  $T = 2$  К. Такие температурные зависимости были получены для значений внешних магнитных полей в диапазоне от 10 до 20000 Ое. Из полученных зависимостей были рассчитаны и построены представленные на Рис. 10 и 11 зависимости восприимчивости.

Восприимчивость  $\chi$ , нормированная на объем, рассчитывалась по формуле:

$$\chi = \frac{M}{H * V}$$

где  $M$  – намагниченность (магнитный момент) образца,  $H$  – напряженность внешнего магнитного поля,  $V$  – объем образца.

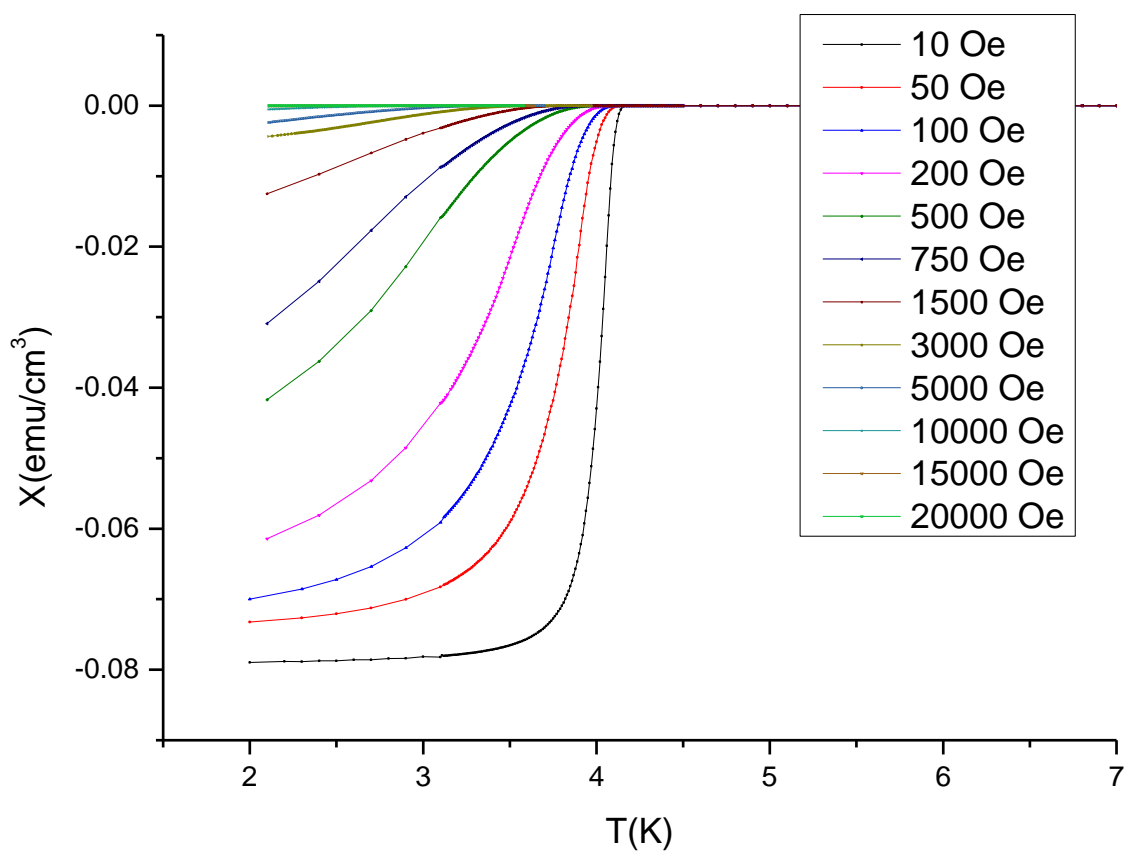


Рис.10. График температурной зависимости DC магнитной восприимчивости образца  $\chi$  в режиме ZFC.



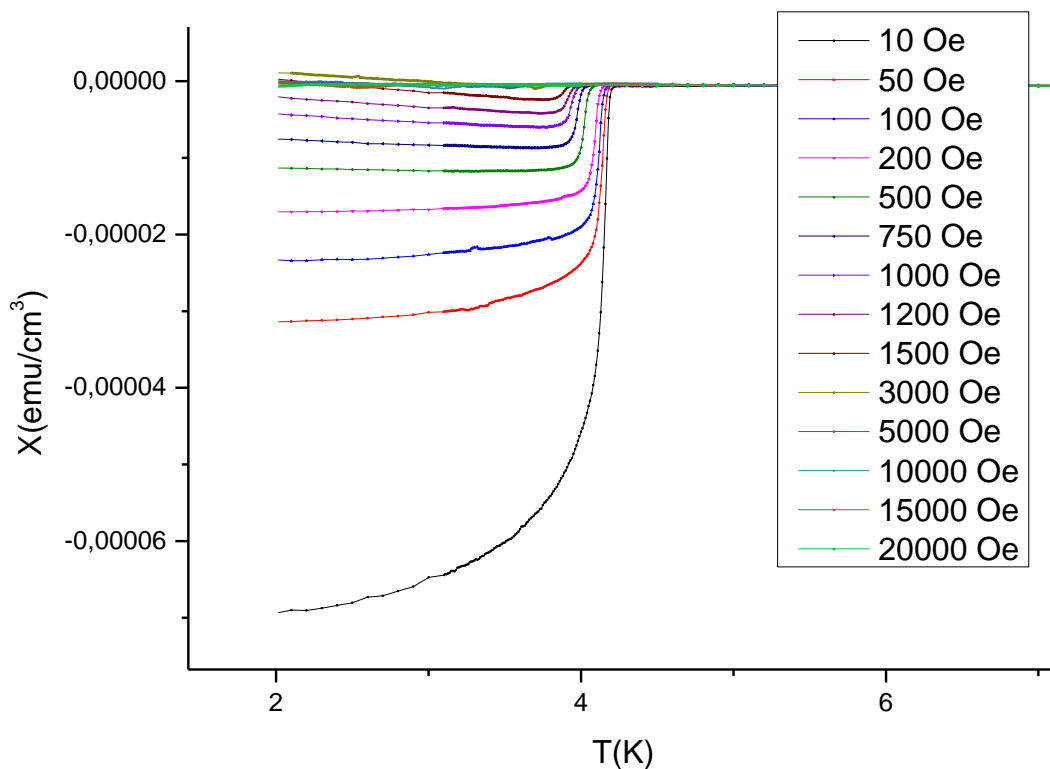


Рис.11. График температурной зависимости DC магнитной восприимчивости образца  $\chi$  в режиме FC.

Согласно эффекту Мейснера образец, становясь сверхпроводником, выталкивает магнитный поток при условии понижения температуры ниже критического значения. Таким образом, внутри идеального сверхпроводника магнитная проницаемость  $\mu$  должна быть равна нулю. Магнитная проницаемость  $\mu$  образца в Гауссовой системе связана с магнитной восприимчивостью  $\chi$  соотношением:

$$\mu = 1 + 4\pi\chi$$

Тогда восприимчивость идеального сверхпроводника, полностью перешедшего в сверхпроводящее состояние, должна быть равна  $\chi = \frac{-1}{4\pi} \cong -0,0796 \text{ emu/cm}^3$

Из экспериментальных данных видно, что при температурах ниже критической кривые температурных зависимостей магнитной восприимчивости

выходят на некоторое постоянное значение  $\chi^*$ . Это постоянное значение характеризует образец, находящийся в сверхпроводящем состоянии. Величина восприимчивости  $\chi^*$  в поле 10 Ое оказалась равной  $-0,079 \text{ emu/cm}^3$ , что является весьма близкой к восприимчивости идеального сверхпроводника.

Полученные графики (Рис. 10 и Рис. 11) показывают, что при увеличении внешнего магнитного поля увеличивается проникновение поля в образец.

Отметим также, что в режиме FC величина восприимчивости оказывается примерно на три порядка ниже, чем в режиме ZFC в слабых полях. Это говорит об очень сильном пиннинге в образце. Все это подтверждает теорию о том, что состояние проводника в магнитном поле зависит от того, в каком режиме оно было достигнуто.

Также можно заметить, что магнитная восприимчивость образца, полученная в режиме FC (Рис. 11), при высоких полях растет и становится положительной. Данная особенность связана с тем, что для высоких полей становится существенным парамагнитный вклад в восприимчивость.

По зависимостям восприимчивости (Рис. 10 и Рис. 11) находились критическая температура  $T_c$  и температура необратимости  $T_{irr}$  (см. Рис 12). Из рисунка видно, что  $T_c$  находится в точке, где график начинает отклоняться от прямой, а  $T_{irr}$  – в точке расхождения температурных кривых ZFC и FC.

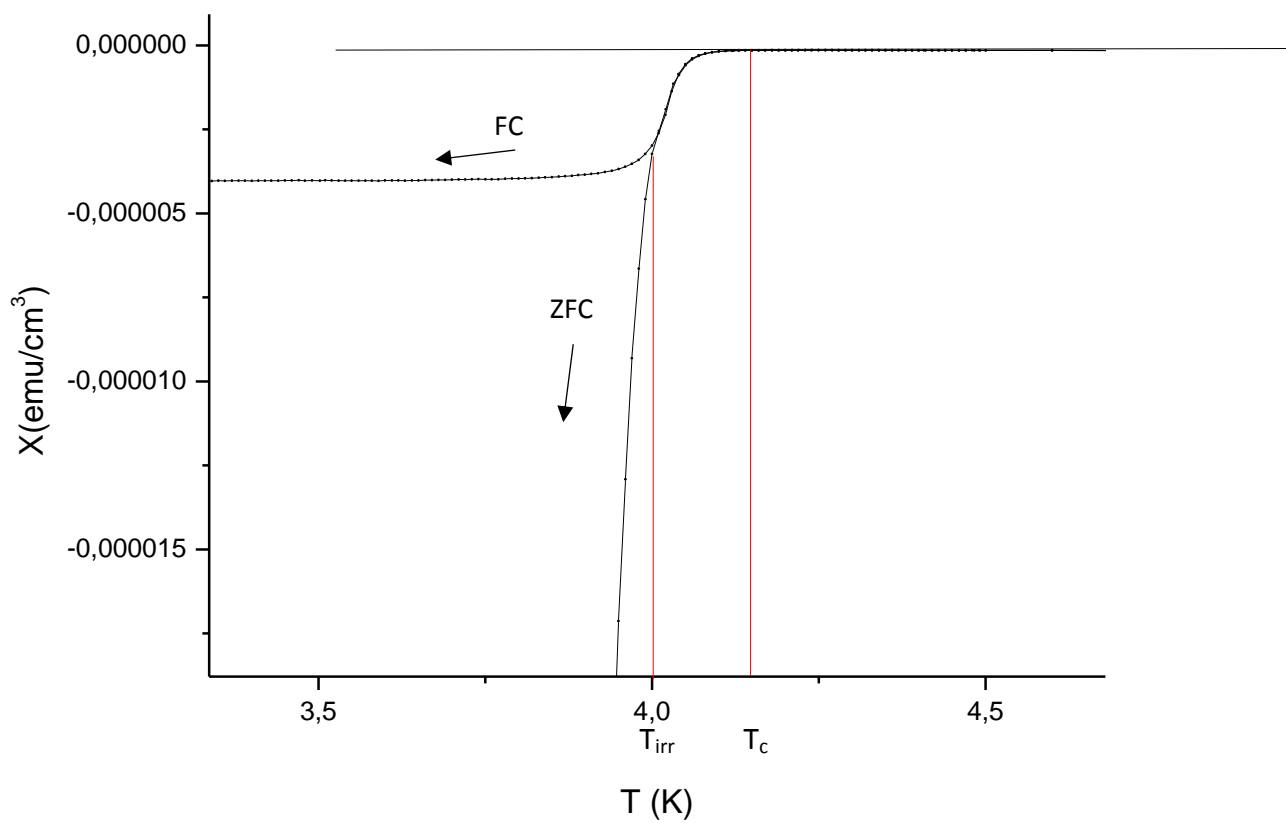


Рис.12. Фрагмент температурной зависимости DC - восприимчивости в области сверхпроводящего перехода в магнитном поле 500 Oe, на которой представлены критическая температура  $T_c$  и температура необратимости  $T_{\text{irr}}$ .

На Рис. 13 представлены зависимости критических температур  $T_c$  и температур необратимости  $T_{irr}$  от соответствующих им внешних постоянных полей  $H_0$ . Зависимость между  $H_0$  и  $T_c$  наглядно демонстрирует наличие областей с отрицательной кривизной при высоких полях и областей с положительной кривизной при более низких полях (примерно от 5000 Oe и ниже).

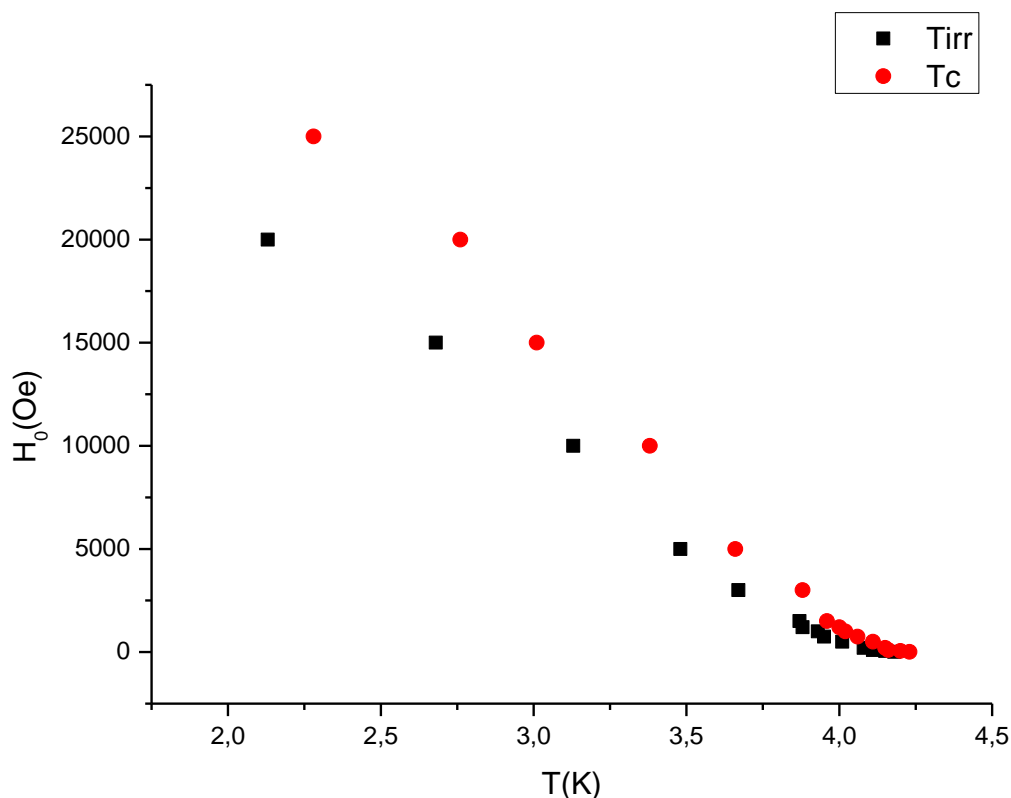


Рис. 13. Зависимость критических температур  $T_c$  и температур необратимости  $T_{irr}$  от соответствующих им внешних постоянных полей  $H_0$ .

На Рис. 14 схематически изображены области с положительной (пунктирная линия) и отрицательной (сплошная линия) кривизной. Кривая, описывающая поведение  $T_c$  в области полей выше 5000 Oe (пунктирная линия) соответствует теоретическим ожиданиям:

$$H_c(T) = H_{c0} \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right)$$

Здесь  $H_{c0} = 35000$  Oe.

Поведение же кривой при низких полях (ниже 5000 Oe) является аномальным. Положительная кривизна в этой области появляется у некоторых сверхпроводников II рода [16,17], большинство которых являются анизотропными нетрадиционными сверхпроводниками. Положительная кривизна считается особенностью слоистых сверхпроводников, иногда она связана с геометрией нанокompозита. Для зависимости  $H_0(T_{irr})$  характерна та же тенденция.

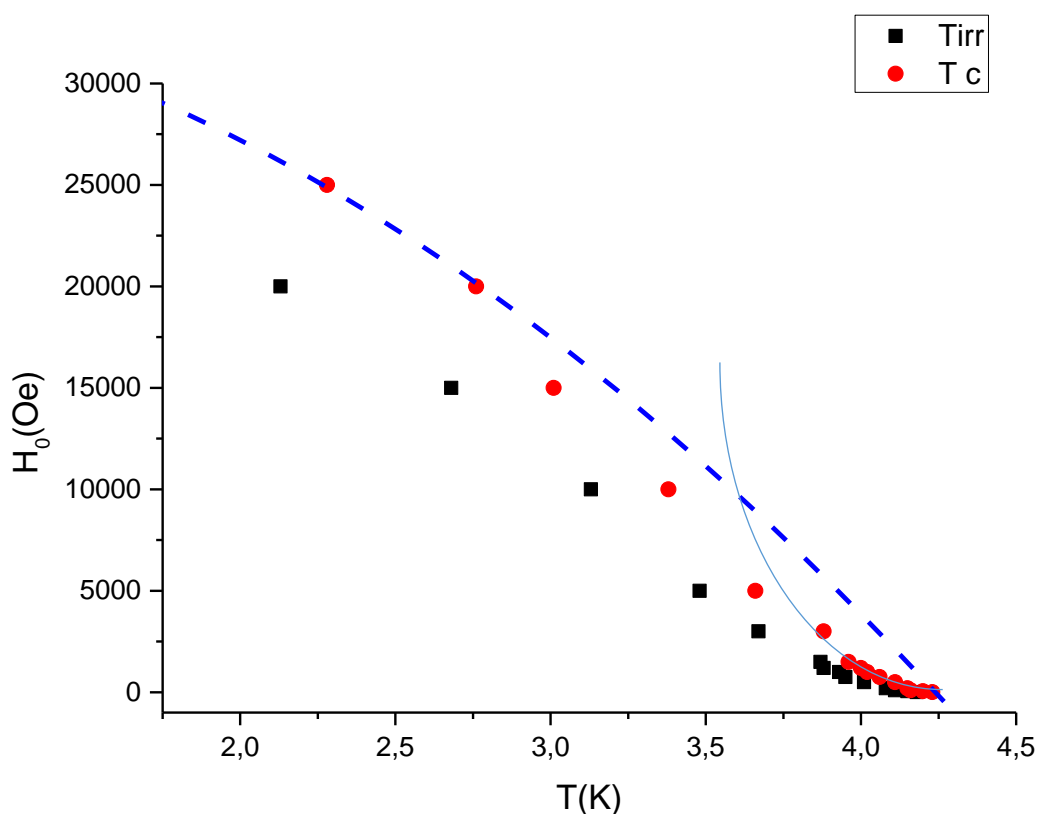


Рис. 14. Зависимость критических температур  $T_c$  и температур необратимости  $T_{irr}$  от соответствующих им внешних постоянных полей  $H_0$ . Пунктирной линией обозначена область отрицательной кривизны (поля выше 20000 Oe), а сплошной – область положительной кривизны (поля ниже 5000 Oe).

## Измерения АС восприимчивости

Вторая часть работы производилась на установке PPMS-9 Evercool 2 Quantum Design. Были произведены измерения зависимости мнимой части магнитного момента для разных полей при изменении частоты.

В ходе эксперимента был произведен ряд температурных измерений в диапазоне 1,7 – 5 К при различных постоянных (DC) магнитных полях от 10 Ое до 6500 Ое. При каждой температуре регистрировалась АС намагниченность для амплитуды возбуждающего поля 1 Ое при различных частотах от 10 Гц до 7 кГц. В качестве примера ниже представлены полученные графики температурных зависимостей мнимой части намагниченности для различных частот при напряженности внешнего магнитного поля  $H_0=1200$  Ое (Рис.15 и Рис.16).

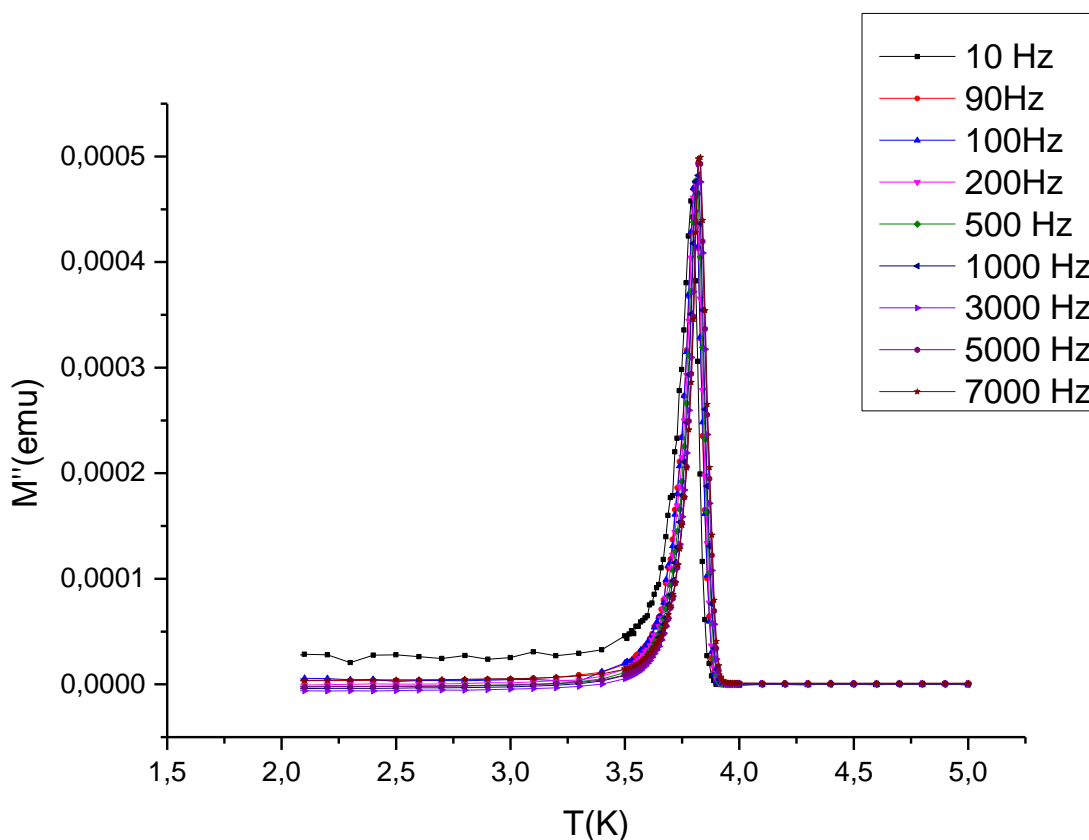


Рис. 15. График зависимости мнимой части магнитного момента от температуры для разных частот при величине внешнего магнитного поля  $H_0=1200$  Ое.

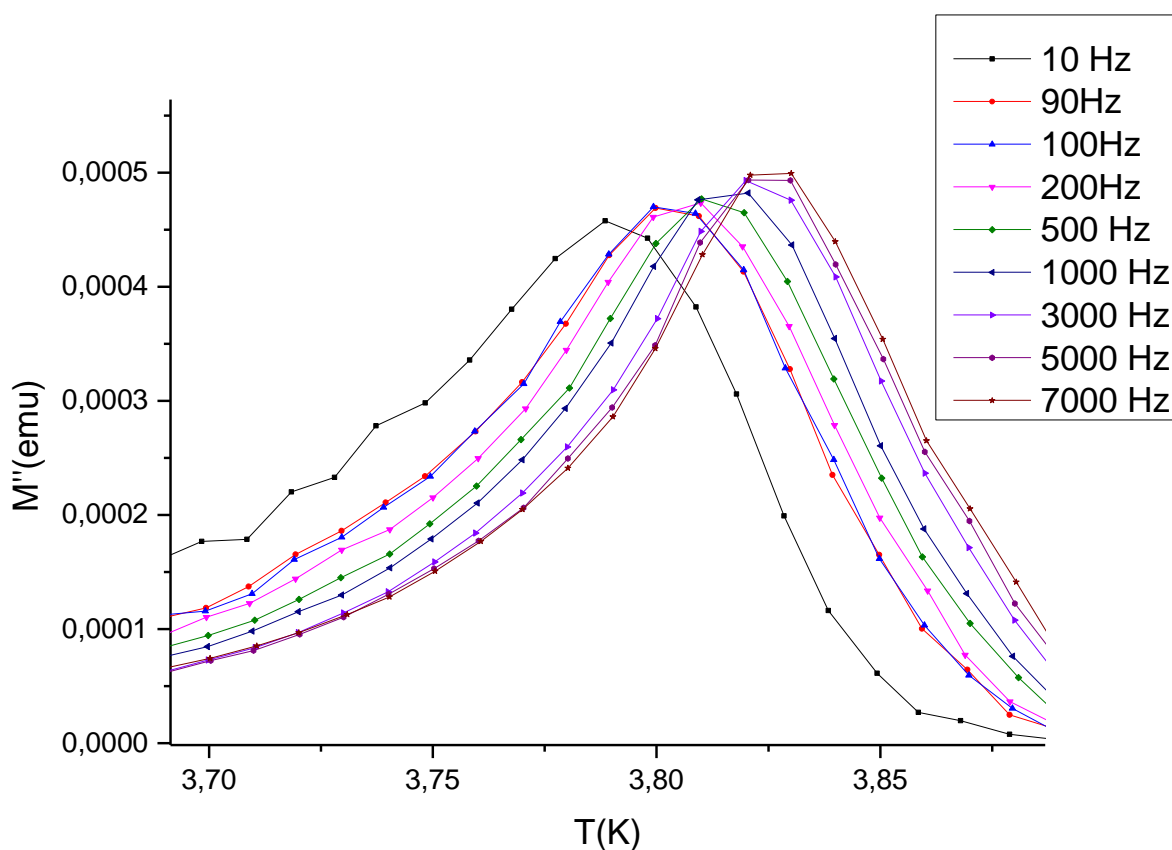


Рис. 16. Фрагмент график зависимости мнимой части магнитного момента от температуры для разных частот при величине внешнего магнитного поля  $H_0=1200$  Oe.

По Рис.16 определялись положения максимумов мнимой части магнитного момента в зависимости от частоты. Аналогичные измерения производились для других внешних полей.

По результатам этих данных были построены зависимости логарифма частоты  $\ln(f)$  АС-поля от обратной температуры максимумов  $1/T_p$  (Рис. 17) – аррениусовские графики.

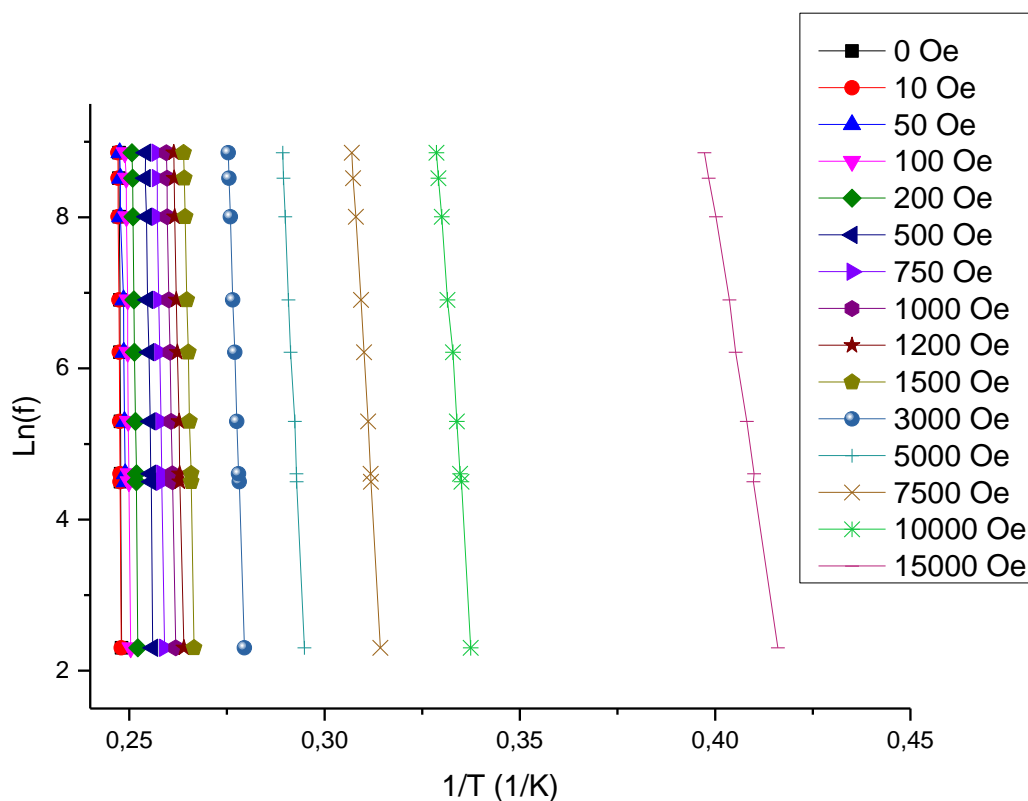


Рис.17. Аррениусовские графики: зависимости логарифма частот  $\text{Ln}(f)$  поля от обратной температуры пиков  $1/T_p$ .

Данные зависимости соответствуют уравнению Аррениуса

$$f = f_0 \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right)$$

что подтверждает существование термически-активированного крипа магнитного потока [11,18]. По наклону полученных графиков (Рис.17) были найдены величины энергий активации  $E_a$ , соответствующие различным внешним магнитным DC-полям  $H_0$ .

Далее был построен график зависимости энергии активации от величины смещающего DC - поля в логарифмическом масштабе (Рис. 18).



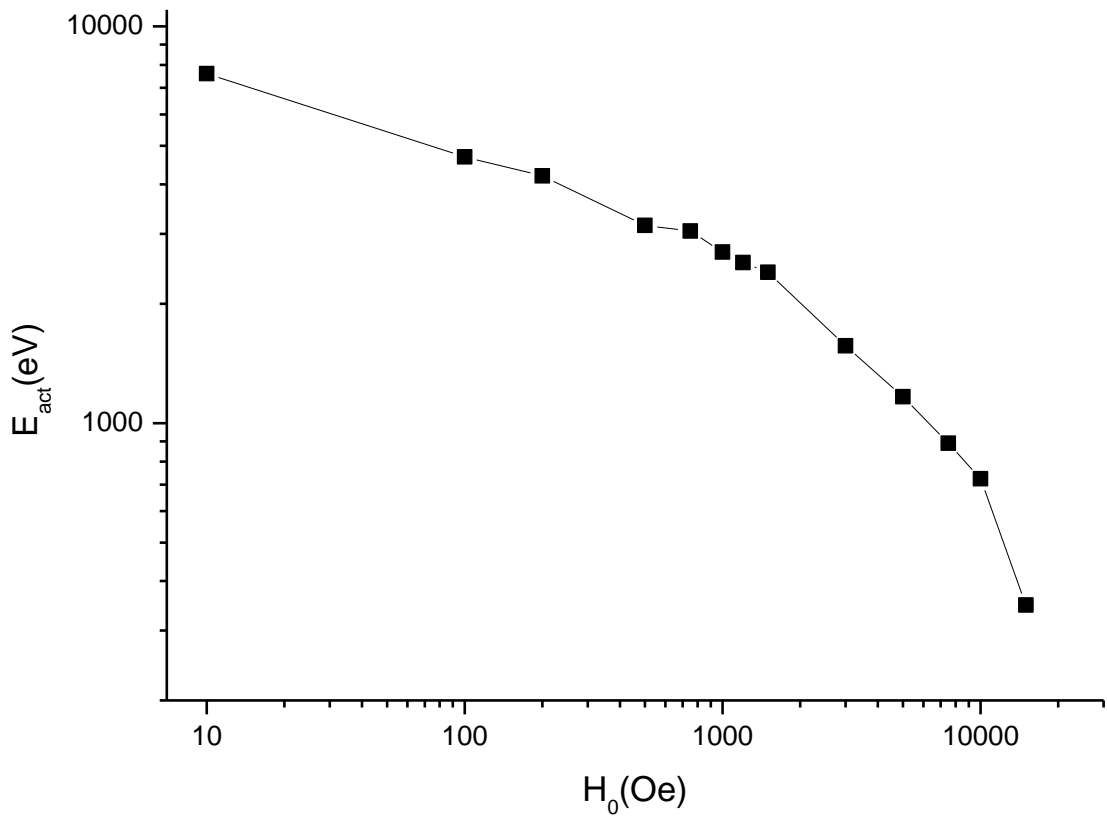


Рис. 18. Логарифмическая зависимость энергий активации  $E_a$  от соответствующих им внешних магнитных полей  $H_0$

Помимо общего снижения величины потенциального барьера  $E_a$  крипа решетки с увеличением поля, наблюдается переход между двумя различными режимами в области поля  $H_0 = 1500$  Oe. Отклонение потенциального барьера в области более низких полей постоянного тока заметно слабее, чем в более высоких. Уменьшение  $E_a$  с увеличением поля  $H_0$  может быть описано с помощью степенной зависимости  $E_a \propto H_0^{-\alpha}$ .

Таким образом, из графика (Рис. 19) для полей  $H_0 < 1500$  Oe степень оказалась равной  $\alpha \approx 0,23$ . Видно, что для полей  $H_0 > 1500$  Oe потенциальный барьер крипа решетки уменьшается быстрее, однако определить показатель, который стоит в степени при  $H_0$ , не является возможным, поскольку не наблюдается вполне определенная линейная зависимость.

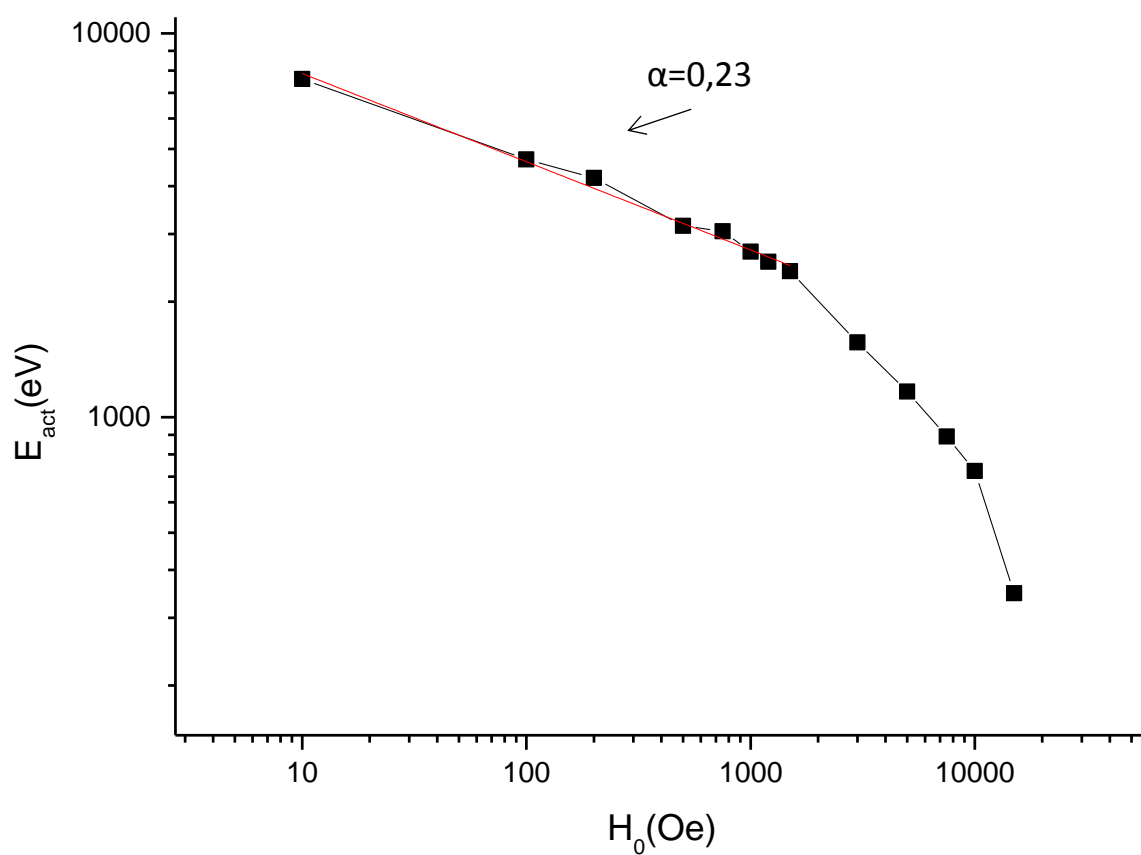


Рис. 19. Логарифмическая зависимость энергий активации  $E_a$  от соответствующих им внешних магнитных полей  $H_0$ . Линейная аппроксимация области графика (для  $H_0 < 1500$  Oe) отмечена красной прямой.

Для различных АС амплитуд максимум мнимой части магнитного момента наблюдается при разных температурах. На Рис. 20 представлена зависимость мнимой части магнитного момента от температуры для разных амплитуд переменных магнитных полей (от 0,1 Ое до 5 Ое).

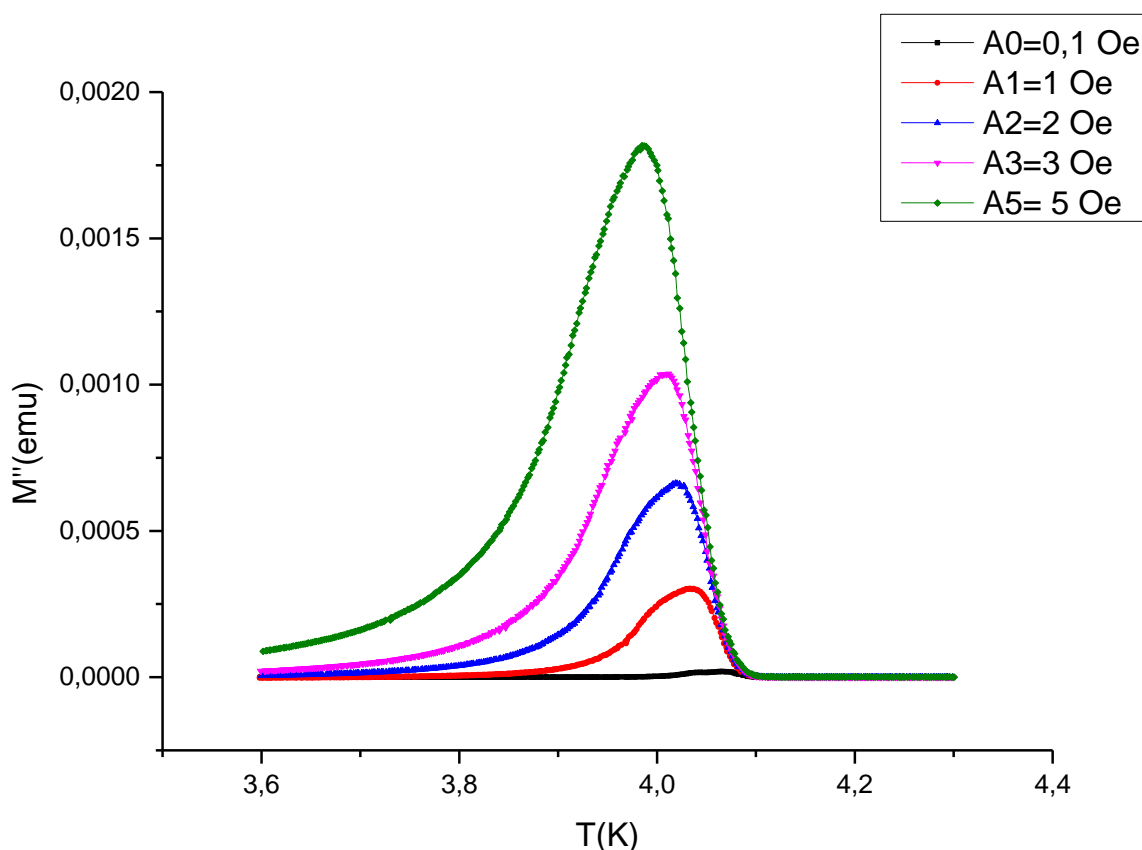


Рис.20. Зависимость мнимой части магнитного момента от температуры для различных амплитуд переменных магнитных полей (от 0,1 Ое до 5 Ое) при приложении постоянного поля  $H_0=50$  Ое.

По графику видно, что при увеличении амплитуды переменного магнитного поля значение температуры, отвечающей максимуму мнимой части магнитного момента, уменьшается, а мнимая часть магнитного момента, в свою очередь, увеличивается.

Такое поведение кривых зависимости мнимой части магнитного момента от температуры при различных амплитудах возбуждающего поля типично для грязных сверхпроводников второго рода и соответствует теоретическому описанию, развитому ранее.

При измерениях оказалось, что часть кривых температурных зависимостей мнимой части магнитного момента для разных частот и разных внешних полях имеют сложную форму. Для некоторых значений смещающих полей, а именно от 1500 до 15000 Ое, оказалось характерным расщепление пиков. На Рис. 21 показан вид такого расщепления.

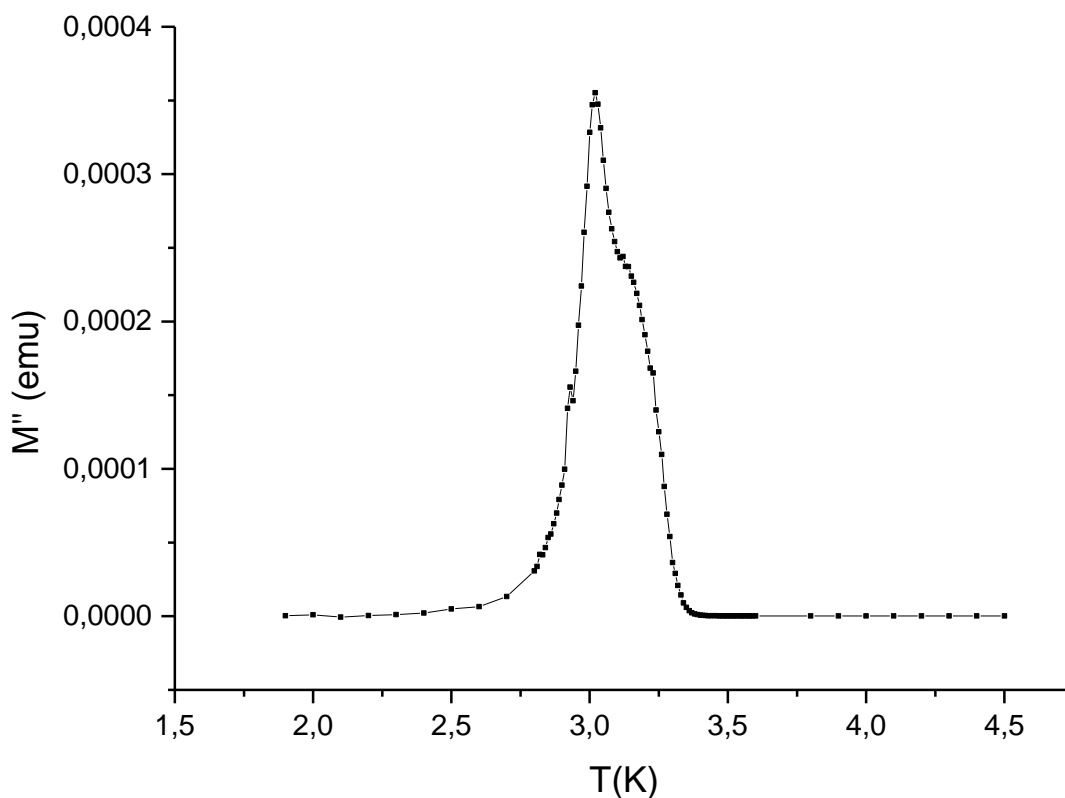


Рис. 21. График зависимости мнимой части магнитного момента от температуры при внешнем магнитном поле  $H_0=10000$  Ое и частоте переменного поля 1000 Гц.

Такое поведение кривых является аномальным. Для рассмотрения возможных причин возникновения такой особенности был осуществлен переход к другой зависимости, к зависимости действительной части магнитного момента от температуры (Рис. 22).

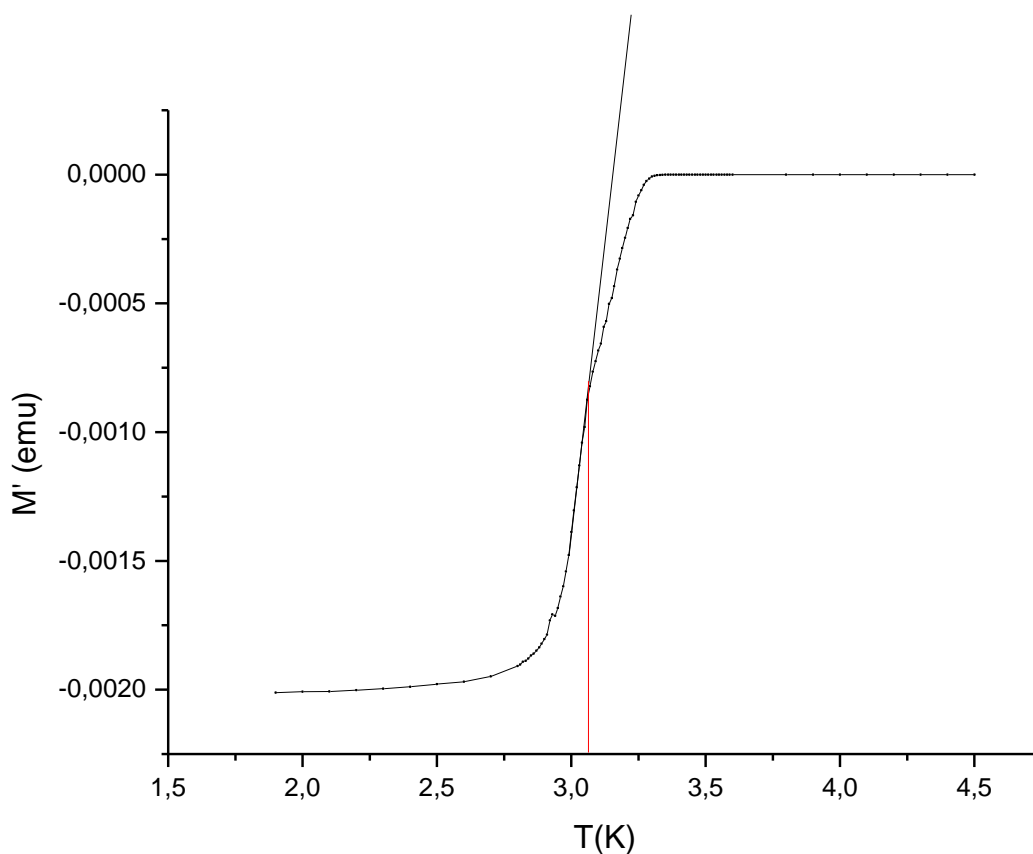


Рис. 22. График зависимости действительной части магнитного момента от температуры при внешнем магнитном поле  $H_0=10000$  Ое и частоте переменного поля 1000 Гц.

Из Рис. 22 видно, что при некоторой определенной температуре ( $T^*$ ) наблюдается излом кривой  $M'(T)$ . Такой излом кривой оказался характерен только для некоторых внешних полей  $H_0$ , а именно для полей от 1500 до 15000 Ое. Для полей вне этого диапазона никакого излома не наблюдалось.

Следующим шагом было построение зависимости критических температур  $T^*$  от соответствующих им внешних постоянных полей  $H_0$  (Рис.23).

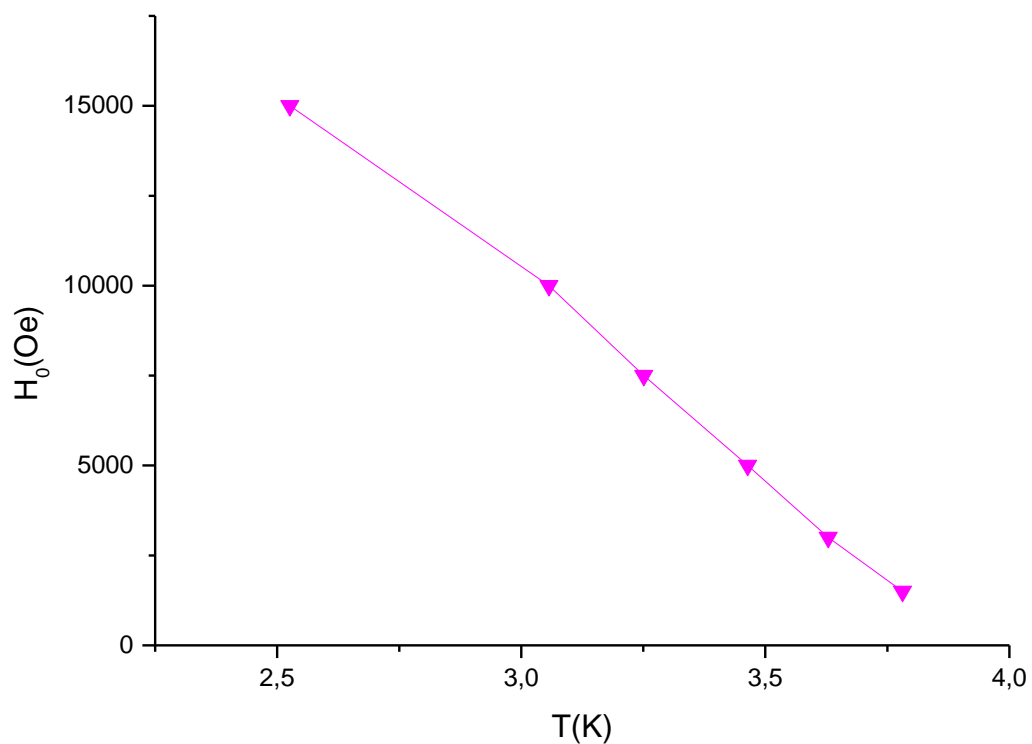


Рис. 23. Зависимость температур излома кривых  $T^*$  от соответствующих им внешних DC - полей  $H_0$ .

В этом диапазоне полей кривая  $H_0(T)$  имеет практически линейный вид. Это не противоречит тому предположению, что кривая  $H_0(T^*)$  ведет себя аналогично графикам зависимостей критических температур  $T_c$  и температур необратимости  $T_{irr}$  от соответствующих им внешних постоянных полей  $H_0$ .

Для наглядности, на Рис. 24 представлены зависимости температур ( $T_{irr}$ ,  $T_c$ ,  $T^*$ ) от внешнего поля  $H_0$ .

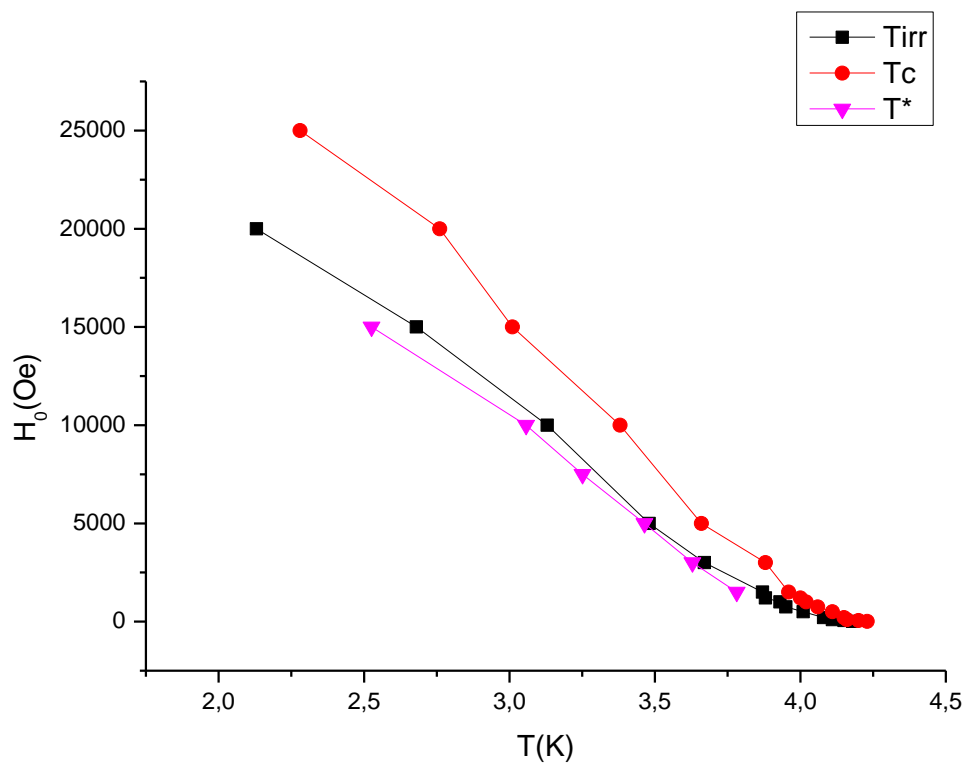


Рис. 24. Зависимость критической температуры  $T_c$ , температуры необратимости  $T_{irr}$ , температуры излома  $T^*$  от соответствующих им внешних постоянных полей  $H_0$ .

#### IV. Выводы и основные результаты.

1. В настоящей работе был проведен обзор физических основ явления сверхпроводимости
2. Проведены исследования магнитных свойств нанокompозита, представляющего собой пористую стеклянную матрицу, заполненную сплавом BiSn, в температурной области сверхпроводящего перехода. Получены температурные зависимости статической восприимчивости в магнитных полях до 2,5 Тл в режимах FC и ZFC в температурном диапазоне от 2 до 10 К, перекрывающим сверхпроводящий переход. В этом же температурном диапазоне получена динамическая восприимчивости при разных частотах и амплитудах переменного поля при наложении различных смещающих магнитных полей.
3. На основе полученных экспериментальных данных была построена фазовая диаграмма. Обнаружено изменение кривизны линий зависимости характерных температур от внешнего поля на фазовой диаграмме, которые связываются с геометрией нанокompозита.
4. Путем сравнения со значением восприимчивости идеального сверхпроводника было показано, что в малых полях весь объем образца находится в сверхпроводящем состоянии.
5. На основании зависимостей динамической восприимчивости от частоты и амплитуды поля сделан вывод о наличии в системе термоактивированного крипа вихрей. Построены аррениусовские графики по смещению пиков мнимой части восприимчивости с изменением частоты поля. Рассчитаны потенциальные барьеры для термоактивационного движения вихрей. Обнаружено различие динамики вихрей в сильных и слабых полях.
6. В магнитных полях от 1500 Ое до 15000 Ое обнаружено расщепление пиков мнимой части магнитной восприимчивости.
7. Из зависимостей  $M''(T)$  при частоте 1000 Hz и амплитуде  $AC = 1$  Ое были найдены температуры излома  $T^*$ . Была построена зависимость  $T^*$  от величины смещающего магнитного поля.



## Список литературы

1. Fossheim K and Sudboe A 2004 Superconductivity: Physics and Applications (New York: Wiley) 442 p.
2. Natarajan C M, Tanner M G and Hadfield R H 2012 Supercond. Sci. Technol. 25 063001
3. Moshchalkov V, Woerdenweber R and Lang W (ed) 2010 Nanoscience and Engineering in Superconductivity (Berlin: Springer) 395 p.
4. E. V. Charnaya, C. Tien, K. J. Lin, and C. S. Wur, 1998, Superconductivity of gallium in various confined geometries
5. Дж. Тригг Физика XX века: Ключевые эксперименты. - М.:МИР, 1978, с. 56
6. Виталий Гинзбург, Евгений Андрияшин Сверхпроводимость. - М.: Педагогика, 1990, с. 5
7. Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden № 124, 1912, с.23
8. Physik Z., 35, 1934, стр. 933, рис. 5
9. Шмидт В. В., Введение в физику сверхпроводников, М., 1982, стр. 27, 28, 328, 171;
10. А. Роуз-Инс, Е. Родерик, Введение в физику сверхпроводимости, М., 1972 г., стр. 150.
11. Абрикосов А. А., ЖЭТФ, 1957, 32, 1442.
12. Тинкхам М., Введение в сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1980, стр. 19-22, 191
13. Xiongjie Yu, Vortices in Type-II Superconductors, 2012, стр. 8
14. С. Р. Bean, Phys. Rev. Lett. 8, 250, 1962
15. U. Essmann, H. Trauble, Physics Letters 24A, 526, 1967
16. Kurita N, Kimata M, Kodama K, Harada A, Tomita M, Suzuki H S, Matsumoto T, Murata K, Uji S and Terashima T 2011 Phys. Rev. B 83 100501
17. Jaroszynski J et al 2008 Phys. Rev. B 78 174523
18. Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987