***Зміст.***

***Вступ****..........................................................................................................2*

***Розділ І. Огляд літератури.****.....................................................................3*

1. *Високотемпературні надровідники..................................................3*
2. *НВЧ властивості плівок ВТНП*
3. *Поняття поверхневого імпедансу................................................5*
4. *Залишковий поверхневий НВЧ опір..........................................9*
5. *Поведінка тонких плівок ВТНП у магнітному полі. Модель Коффі - Клема.............................................................................13*

***Розділ ІІ. Методична частина.****..............................................................18*

1. *Методика вимірювання поверхневого імпедансу і аналіз вимог до вимірювальних резонаторів......................................................*
2. *Атестація плівок по НВЧ втратам...........................................18*
3. *Опис експерементальної установки..........................................20*

***Висновки.****................................................................................................25*

***Література.****.............................................................................................26*

**Вступ.**

Відкриття у 1986 році високотемпературної надпровідності та нового класу металооксидних надпровідників дало потужний поштовх дослідженням в цій області. Досягнуте в 1987 році підвищення критичної температури до Т>90К створило принципово нові можливості для надпровідникової електроніки. Практичне використання надпровідників для створення НВЧ пристроїв дозволяє одержувати унікальні показники характеристик (добротності,чутливості, швидкодії,затухання та інших),які не можливо отримати при використанні звичайних металевих провідниів.

Для успішного дослідження високотемпературних (ВТНП) матеріалів,особливо при відсутності задовільних теоретичних моделей процесів,що в них відбуваються, велике значення має створення по можливості більш точних методів і засобів вимірювання їх характеристичних параметрів,із яких одним з основних являється поверхневий імпеданс на НВЧ. Його активна компонента характеризує співвідношення спарених і одиничних носіїв заряду , а уявна компонента- глибину проникнення магнітного поля в ВТНП , а значить , довжину корреляції і вільного пробігу спарених електронів.

Із можливих методів вимірювання поверхневого імпедансу найменшу похибку мають резонансні методи, оскільки вони побудовані на основі вимірювань частоти і фази, похибка в визначенні яких значно менша, ніж при амплітудних вимірюваннях.

**РОЗДIЛ I. Огляд літератури.**

***1.1. Високотемпературні надпровідники.***

В даний час до високотемпературних надпровідників ( ВТНП) відносяться з’єднання, які основані на оксидах міді і мають температуру надпровідного переходу в області азотних температур.. Зараз відомо більше двох десятків високотемпературних надпровідників, які є купратами різних металів. По основному металу вони відповідно називаються ітриєвими (наприклад, YBa2Cu3O7-δ, Тс≈90К ), вісмутовими ( Bi2Sr2CaCu2O8, Тс≈95К ), талієвими (Tl2Ba2CaCu2O8, Тс≈110К ), ртутними (HgBa2CaCu2O8, Tc≈125K ) ВТНП.

Практично всі ВТНП мають слоїсту структуру типу перовскіта з площинами із атомів Cu і O. На рис1.1.1 показана структура типового широко розповсюдженого високотемпературного надпровідника - ітриєвого з’єднання YBa2Cu3O7-δ.

**Cu2**

**O2**

**Y**

**O3**

**Ba**

**O4**

**O1**

**Cu1**

**Рис.1.** Кристалографічна структура YBa2Cu3O7-δ.

Результати багаточисленних експерементів підтверджують припущення , що площини з киснем є основним об’єктом в кристалографічній гратці, вони відповідають як за провідність цих оксидних з’єднань, так і за винткнення в них надпровідності при високих температурах.

Високотемпературні надпровідники є типовими представниками надпровідників ІІ роду з дуже великим співвідношенням лондоновської довжини до довжини когерентності - порядку де-кількох сотень. Тому друге критичне поле Нс2 має дуже високе значення. На приклад, у Ві 2212 воно становить примірно 400Тл, а Нс1 рівне де-кільком сотням ерстед ( в залежності від орієнтацій поля відносно кристала ).

В монокристалах високотемпературних надпровідників в магнітних полях, більше Нс1, спостерігається вихрьова структура, подібна тій, що раніше була знайдена в традиційних надпровідниках ІІ роду.

Для більшості ВТНП характерна сильна анізотропія, що призводить до дуже незвичного характеру залежності магнітного момента цих речовин від величини поля у випадку, коли поле нахилено до основних кристалографічних осей. Суть ефекту полягає в тому, що внаслідок значної анізотропії вихрьовим лініям спочатку енергетично вигідно розміщуватись між шарами CuO2 в площині (ab) ( в площині шарів ) і лиш потім, після перевищення де-якого поля, починають пронизувати ab-площини.

|  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| З’єднання | ТС, К | Кількість  CuO-шарів | λa,b, нм | λτ, нм | ξ a,b, нм | ξλτ, нм |
| La1.85Sr0.15CuO4 | 40 | 1 | 80 | 430 | 3,7 | 0,7 |
| YBa2Cu3O7 | 95 | 2 | 27 | 180 | 3,1 | 0,4 |
| Bi2Sr2CaCu2O8 | 95 | 2 | 25 | 500 | 3,8-1,8 | 0,2 |
| Bi2Sr2Ca2Cu3O10 | 115 | 3 | <25 | >500 | 3,0 | <0,2 |

**Таб.1.1.1.** Параметри ВТНП-матеріалів

Із-за малої довжини когерентності ξ≈( 1-30 )Α вихрі слабо закріплені на дефектах зразка і можуть легко переміщатися по ньому як і при пропусканні через зразок струму, так і при наявності інгрідієнта температури. Рис.1.13 служить якісною ілюстрацією механізма руху вихрів. Потенціальний рельєф для вихрів у зразку визначає силу пінінга (рис.1.13 а).



**Рис.1.1.3.** Схематичне зображення потенціального рельєфу, який призводить до пінінгу і його зміна при протіканні струму через зразок.

Якщо через зразок пропускати струм, то із-за сили Лоренца [ J×B ], яка діє на вихрі потенціальний рельєф зміниться (рис.1.1.3 б і в). При критичному струмові Jc всі вихві починають вільно рухатись по зразку, тобто пінінг в цьому випадку відсутній. Однак при кінечній температурі існує ймовірність руху вихрів і при J< Jc. Дійсно, ймовірність проникнення вихрів через бар’єр висотою U

W = W0 exp ( -U / kT ). (1.1.1)

При наявності струму

U = U0 ( 1 - J / Jc ), (1.1.2)

і тому

 (1.1.3)

Вирішуючи цей вираз відносно J, отримуємо

. (1.1.4)

Таким чином, якщо в надпровіднику ІІ роду з пінінгом можливий надпровідний струм, то він буде затухати з часом. В традиційних надпровідниках U0/kT велике, і цей ефект практично відсутній. В ВТНП величина U0/kT≈0,1, і рух вихрів легко спостерігати.

Цей ефект легко спостерігається шляхом вимірювання часової залежності встановлення стану рівноваги магнітного моменту після різкої зміни зовнішнього магнітного поля або температури. Швидкість релаксації намагнічення в ВТНП може коливатись від декількох секунд до десятків годин в залежності від температури.

Перші ВТНП були отримані спіканням відповідних хімічних елементів з послідуючим відпалом в атмосфері кисня. В результаті отримується керамічний сплав, який складається з спечених гранул. Тому такі ВТНП називають керамічними або гранулярними. Характерний розмір складає біля 10 мкм. Перші експеременти проводились саме на таких керамічних зразках, і лише потім навчилися вирощувати монокристалічні зразки, що до цього є досить важкою технологічною задачою. Гранулярні надпровідники представляють собою середовище з слабкими джозефсоновськими зв’язками, які визначають незвичайні його електродинамічні властивості.

***1.2. НВЧ властивості плівок ВТНП.***

Основою феноменологічної моделі, котра широко застосовується при розрахунках поверхневого опору на НВЧ, є двухрідинна модель надпровідника. В рамках цієї моделі зв’язок струму і поля має вигляд

 (1.2.1)

де

,  , (1.2.2)

nN i nS - концентрація носіїв при Т<Tc.

Для полів, які міняються по гармонічному закону, використання рівнянь Максвела разом з (1.2.1-1.2.2) дозволяє ввести ефективну діелектричну проникність середовища

. (1.2.3)

Тут ε′ - відносна діелектрична проникність кристалічної гратки; λL - лондонівська глибина проникнення [ 14 ]. Для аналізу електродинаміки надпровідника потрібно визначити хвильвий опір W i хвильове число k для плоскої хвилі, яка розповсюджується в надпровіднику. В випадку розповсюдження хвилі в вакуумі , .

Підставляючи сюди замість ε0 співвідношення (1.2.3) для εeff і опускаючи в ньому член, який містить ε′, отримаємо

; , (1.2.4)

де

 . (1.2.5)

Величина δ має зміст комплексної глибини проникнення, а δN - скінової глибини, яка пов’язана з наявністю носіїв у вільному стані. Замітимо, що побудована модель справедлива в області частот ω<ωкр, де - критична частота, яка визначається співвідношенням hωкр=2Δ. Тут 2Δ - енергія носіїв заряда, які знаходяться в s-стані. Для ВТНП-матеріалів ωкр=1013÷1014 с-1 і лежить значно вище частот НВЧ-діапазону.

Приведені співвідношення дають повну характеристику двохрідинної моделі надпровідника з точки зору макроскопічної електродинаміки. Від фізики надпровідності вимагається вказати температурні залежності величин δN і λL.

Нажаль, в наш час не існує ні строгих теоретичних доведень, ні надійних експерементальних даних відносно цих параметрів. Допустимо, що носії заряду в ВТНП-матеріалів підчиняються статистиці Бозе, можуть бути описані моделлю ідеального бозе - газу і при Т=Тс випробовують бозе - конденсацію. При цьому

,  (1.2.6)

де t=T/Tc; α=3/2. Правомірність прийнятого закону зміни від температури провірялось шляхом співставлення з експерементальними даними і значення α=3/2 не протирічить результатам експерементів відносно температурної залежності R [ 12 ].

Положемо далі, що залежність τN(t) має вигляд [ 13 ]:

При t>1 вираз (1.2.7) відповідає багатократно експерементально підтвердженому факту лінійної залежності питомого опору ВТНП-матеріалів від температури. На основі (1.2.2, 1.2.6 і 1.2.7) можна зробити висновок, що

σN(t)=t1/2, t<1 (1.2.8)

σN(t)=t-1 , t≥1

Для надпровідникової плівки, товщина якої h>>L поверхневий імпеданс Z рівний її хвильовому імпедансу Z=W. Використовуючи (1.2.4) для дійсної частини Z отримаємо [ 15 ]:

, λL<<δN. (1.2.9)

Удосконалення технології росту кристалів і методики вимірювань дозволить отримувати значення R, близькими до теоретичних розрахунків, зроблених на основі [ 14 ]

***1.3. Поняття поверхневого iмпедансу.***

Вище сказане у п.1.1 вiдносилось до випадку постiйного магнiтного поля та струму. Для даної роботи бiльш актуальним є випадок змiнного НВЧ поля та струму.

Поверхневий iмпеданс є однiєю з найважливiших характеристик металiв та надпровiдникiв. Вiн визначає амплiтуднi i фазовi спiввiдношення між електричними і магнітними полями на поверхні, а отже i всi енергетичнi характеристики взаемодiї поверхонь з електромагнiтними полями [3].

В дiапазонi НВЧ для металiв i надпровiдникiв є характерною мала величина вiдстанi, на яку в них проникає електромагнiтне поле, в порівнянні з довжиною хвилi у вiльному просторi. Мала глибина проникнення означає, що похідні компонент електромагнiтного поля в серединi металу в напрямку нормалi до поверхнi великі порiвняно iз похідними в тангенцiйних напрямках, тому електромагнітне поле поблизу поверхні можна розглядати як поле плоскої хвилі.

Для введення поверхневого iмпедансу розглянемо випадок, коли металева поверхня спiвпадає з площиною XY, а метал займає напiвпростiр в напрямку осi z (мал.1.3.1.).Метал будемо вважати однорідним , ізотропним і лінійним.

Рiвняння Максвела, нехтуючи струмом зміщення, для комплексних амплiтуд можна записати:





 (1.3.1)





z

ΔS

x



y

**Рис.1.3.1.**  До введення поняття поверхневого імпедансу.

Як було раніше вказано, закон змiни електромагнiтного поля можна взяти у виглядi плоскої хвилі, тобто *eіωt*.

Iз врахуванням того, що значення нормальних похiдних компонент поля в металi значно бiльшi тангенцiйних, з двох останнiх рiвнянь (1.3.1) i рiвняння divj=0 , отримаємо:

,

, (1.3.2.)

,

що стосовно до нормальних компонент змiнних полiв означає, що *Еn≈0*, *Hn≈0,* *jn≈0*. Нехтуючи тангенцiйними похiдними з перших двох рiвнянь (1.3.1) витiкає

, (1.3.3)

,

де - одиничний вектор нормалi до поверхнi, направлений в середину металу.

Iнтегруючи рiвняння (1.3.3) по z вiд 0 до , знаходимо

, (1.3.4)



де - комплексна амплiтуда повного струму, що перетинає безмежну площадку одиничної ширини, розташовану перпендикулярно струму. У випадку iзотропного металу для одномiрної задачi завжди можна написати

, (1.3.5)

де δk - комплексна величина, що залежить вiд частоти i параметрiв металу.

Пiдставляючи (1.3.5) в (1.3.4), отримаємо

, (1.3.6)

де

, (1.3.7)

Поверхневий iмпеданс Z складається з дiйсної та уявної частин: поверхневого опору R та поверхневого реактансу X вiдповiдно. Величина δk називається комплексною глибиною проникнення, яка також має дійсну та уявну частини

, (1.3.8)

Величини δ1 іδ2  інколи називають індуктивною та резистивною глибиною скін-шару.. Із (1.3.7) отримаємо зв’язок з *R* i *X* :

,

(1.3.9)



Комплексну глибину проникнення можна розглядати як другий метод введення поверхневого iмпедансу, зв'язок уявної та дiйсної частин якого з *Х* i *R* задається спiввiдношеннями (1.3.9).

Внаслiдок неперервностi тангенцiйних складових електричного та магнiтного полiв на границi, спiввiдношення (1.3.6) залишаеться вiрним в довiльнiй точцi граничноi площини. Тому його можна розглядати як наближену однорiдну граничну умову для широкого класу граничних задач прикладноi електродинамiки (гранична умова Леонтовича). Цi умови є особливо важливими, бо можна розв'язувати зовнiшню електродинамiчну задачу при заданнi однiєi лише величини Z, не цiкавлячись розподiлом полiв всерединi металу.

Якщо зовнi металу iснує лiнiйно поляризоване електромагнiтне поле, то при вiдповiдному виборi напрямiв осей x та y завжди можна сполучити вектор  з вiссю *X*, а вектор  з вiссю *Y*. З спiввiдношень (1.3.3, 1.3.4, 1.3.6) одержимо рiзнi, часто використовуванi спiввiдношення для поверхневого iмпедансу:

 (1.3.10)

Якщо метал лiнiйний, то внаслiдок лiнiйностi рiвняння (1.3.1) поверхневий імпеданс не залежить вiд амплiтуд електричного i магнiтного полiв i визначається лише параметрами металу.

***1.4. Залишковий поверхневий НВЧ опiр в надпровіднику.***

В попереднiх роздiлах була побудована модель, що описує основнi електродинамiчнi властивостi ВТНП. Найбiльш залежність поверхневого імпедансу від температури важливими з точки зору застосування ВТНП в НВЧ та швидкодiючих пристроях є температурнi i частотнi залежностi *Z* цих матерiалiв[4].

Проте при достатньо низьких температурах експериментальна починає відхилятися від теоретичної, а при Т*→0* вона досягає асимптотичного значення.Тобто, гранично досягненнi параметри реальних надпровiдних зразкiв визначаються їх реальною структурою, однорiднiстю, наянiстю дефектiв i т.д.

**2а**

б

а

**h**

**Рис 1.4.1.**  Плівка ВТНП з включеннями ненадпровідної фази: а - модельне представлення; б - гранули, розділені ненадпровідними прослойками.

Дивимось модельну структуру ( рис.1.4.1 а ) надпровідникової плівки, пронизаної циліндрами із матеріала, який володіє нормальною провідністю. Такі циліндри можуть бути утворені нормально провідною фазою, яка розташована між надпровідними гранулами, які

володіють стовбчатою структурою ( рис.1.4.1 б ). Властивості між гранульних контактів не приймаються до уваги, поскільки нас цікавить лише наявність нормальної фази між гранулами. Допустимо, що нормальні стовбчики мають циліндричну форму з діаметром 2а, в той як на кожний стовбчик припадає середня площа πR0 поверхні плівки. Оцінимо долю об’єму плівки η, яку займають нормальні циліндри:

. (1.4.1)

Припустимо, що a<<λL, η<0.1. В протилежному випадку не можна припускати , що поле поза циліндричних включень однорідне. Тоді прийшлося би враховувати вплив полів циліндрів один на одного. Надпровідний матеріал плівки характаризується дієлектричною проникністю

, (1.4.2)

а нормально провідний матеріал циліндричних включень - діелектричною проникністю

. (1.4.3)

Тут σN - провідність, яка забеспечується носіями заряда, неперейшовшими в надпровідний стан, а σі - провідність матеріалу включень, які при заданій температурі не переходять в надпровідний стан. Вцілому можливо, що σі >>σN, оскільки в надпровіднику при T<<TC величина σN зменшується і може стати досить малою.

При відомій величині εext i εin легко подати зв’язок між напруженням зовнішнього Еext і внутрішнього Ein електричного поля. Для циліндра, вісь якого перпендикулярна вектору поля, цей зв’язок має вигляд:

 . (1.4.4)

Підставляючи (1.4.2 , 1.4.3) в (1.4.4), отримаємо

, (1.4.5)

де , S=σi/σN. Замітимо, що Ein=2 Еext при ΩS<<1, тобто на низьких частотах поле концентрується в нормальних включеннях. На досить високих частотах

, (1.4.6)

що при σi < σN дає ослаблення поля всередені включень. Запишемо вираз для густини струму в основній масі надпровідника

 (1.4.7)

і всереднні нормальних електричних включень .

Визначемо середній ефективний струм

. (1.4.8)

Покладаючи зв’язок між jeff i Eext у вигляді

 , (1.4.9)

знайдемо

; (1.4.10)

. (1.4.11)

Незначна зміна λL за рахунок нормально провідних включень не представляє інтересу, в той час як σeff може сильно перебільшувати σN, що повинно вплинути на величину R. Використовуючи отримані вирази для σeff , отримаємо для плівки співвідношення, яка містить нормальні включення

, (1.4.12)

де

. (1.4.13)

З даних розрахунків [ 12 ] отримано, що для неоднорідного надпровідника в інтервалі частот 10-3<Ω<3⋅10-2 поверхневий опір змінюється пропорційно Ω при η=0,03 і пропорційно Ω1/2 при η=0,1, в той час як для однорідного надпровідника R~ω2. Якщо при Т<Tc в експеременті R не пропорційно ω2, то це служити вказівкою на неоднорідність зразка. Великий вклад в НВЧ поверхневий опір ВТНП-матеріала при Т<Tc можуть дати і міждоменні стінки при наявності двійникування в епітаксіальній плівці.

При поганій якості технології плівка може представляти собою систему кристалітів, з’єднаних між собою задопомогою контактів, володіючих якостями джозефсонівських слабких зв’язків, і в цьому випадку R помітно збільшується. В експеременті можна відрізнити однорідну плівку від плівки, що містить систему джозефсоновських контактів, поміщаючи зразок в постійне магнітне поле і досліджуючи залежність R(H).

Експериментальнi данi [ 5 ] свiдчать про те, що додатковi втрати також пов'язанi iз захопленим магнiтним потоком. При охолодженнi в момент переходу у надпровiдний стану в надпровiднику може бути захоплений магнiтний потiк, пов'язаний з ненульовим значенням напруженостi магнiтного поля в робочому об'ємi. Домiшки, особливо магнiтнi, викликають локальнi змiни надпровiдної щiлини i призводять до виникнення в околi точок їх розташування iзольованих нормальних областей. Нерiвностi поверхнi навiть мiкроскопiчного масштабу призводять до значних втрат. Гострий виступ на поверхнi надпровiдника викликає вищу напруженiсть магнiтного поля, нiж в середньому поблизу поверхнi, вона може навiть перевищувати її критичне значення.

1. ***Поведінка надпровідників в зовнішніх магнітних полях. Надпровідники другого роду.***

Магнітні властивості надпровідників характеризуються двома параметрами: глибиною проникнення L слабкого постійного поля в внутрішні області надпровідника, яку ввели Лондони і довжиною когерентності ξ0, введену Піппардом.

В квазімікроскопічній теорії Гінзбурга -Ландау був введений безрозмірний параметр χ=L/ξ0. Для чистих металів ( олова, алюмінія, ртуті та інші ) значення χ мале. Наприклад, для ртуті χ=0,16. Тому в роботі Гінзбурга - Ландау розглядались тільки випадки, коли .

В 1957 році А.А. Абрикосов показав, що з теорії Гінзбурга - Ландау витікає можливість існування двох груп надпровідників. До першої відносяться надпровідники із значеннями , котрі були названі надпровідниками першого роду. В них в зовнішньому полі Н<Hc середнє магнітне поле всередені зразка . При рості зовнішнього магнітного поля відбувається скачкоподібне ( не більше одного - двох гаусів ) знищення надпровідності.

До другої групи відносяться надпровідники, у яких в де-якому інтервалі магнітних полів відбувається часткове проникнення магнітного поля в масивний надпровідник. До цієї групи відносяться надпровідники з значеннями . Це сплави, наприклад свинець - вісмут, свинець - талій, ртуть - кадмій та деякі нечисті метали, у яких довжина когерентності ξ0 мала.

Надпровідники із значеннями називаються надпровідниками другого роду. Вони характеризуються двома критичними полями Нс1 та ( рис.1.5.1) . В них зовнішнє поле не проника всередену масивного зразка до Н= Нс1. При збільшенні зовнішнього поля від Нс1 до Нс2 поле частково проникає всередену зразка так, що індукція поля зростає і при Нс2 наближається до значення, характерного для нормального метала. Електричний опір зразка при наближенні до поля Нс2 залишається рівним нулю.

В масивних надпровідниках другого роду верхнє критичне поле пов’язане з нижнім співвідношнням

. (1.5.1)

В цих надпровідниках переходи Нс1 і Нс2 є фазовими переходами другого роду. Вони не супроводжуються виділенням теплоти, але для них є характерним стрибок теплоємності.

При намагніченні довгого циліндра в полі, меншим критичного значення Нс1 і перпендикулярним осі циліндра, середнє поле індукції  всередені зразка рівне нулю. При зовнішньому полі Н, яке задовільняє нерівність Hc1<H<Hc2, всередені надпровідника появляється поле , менше Н, і одночасно існують нормальна і надпровідна фази. Такий стан Абрикосов назвав змішаним. Ще цей стан називають фазою Шубнікова [ 16 ], який спостерігав це явище експерементально. При зовнішньому полі Н≥ Hc2 середнє поле всередені зразка зрівнюється з зовнішнім полем Н і надпровідність в об’ємі зникає.

Н

а - мейнерівська фаза

б - шубніковська фаза

в - нормальна фаза

в

Нс2

б

Нс1

Тс

а

0

Т

**Рис.1.5.1.**  Фазова діаграма надпровідника ІІ роду.

Таким чином, надпровідники другого роду при значеннях зовнішнього магнітного поля Н, які лежать в інтервалі Hc1<H<Hc2 , не є ідеальними діамагнетиками. При таких значеннях поля спарювання електронів відсутнє вздовж деяких ліній, паралельних зовнішньому магнітному полю.

Посліловну феноменологічну теорію надпровідності другого роду на основі квазімікроскопічної теорії Гінзбурга - Ландау розвинув в 1957 році фізик - теоретик А.А. Абрикосов для значень параметра . В цьому випадку справедливе лондоновське локальне наближення. В магнітних полях, набагато менших Hc2, хвильова функція надпровідного стану мала. Встановлено, що при полях Н, більших Hc1 і маловідмінних від Hc2, магнітний потік проникає всередену зразка у вигляді регулярної структури трубок, кожна із яких несе квант магнітного потоку

*гс⋅см2*. (1.5.2)

На переферії кожної окремої трубки протікає вихрь надструму, який зжимає в центральній області магнітний поток, рівний одному кванту потоку Ф0. На існування кванта магнітного потоку вперше звернув увагу Ф. Лондон в 1950 році. Без врахування куперовського спарювання його квант в два рази перевищував Ф0.

Слабкі магнітні поля ( <Hc1 ) не проникають всередену зразка, тобто існує ефект Мейснера. В цьому випадку власна енергія вихря перевищує магнітну енергію, яка виникає при проникненні одного кванта магнітного потоку всередену надпровідника. Ця енергія вирювнюється в полі Н=Нс1. При Н>Нс1 магнітні вихрі починають проникати в надпровідник, розташовуючись паралельно зовнішнньому магнітному полю. Розрахунки показують [ 17 ], що нитки починають утворюватись, коли напруженність поля Н>Нс1 досягає значення

. (1.5.3)

При дальшому збільшенні поля проникання магнітного потоку всередену зразка відбувається у вигляді віддалених одної від одної вихрьових ниток, створюючих структуру типу гратки з дуже великим періодом. В полях, близьких Нс2 , в вузлах решітки поле Ψ2 рівне нулю, а магнітне поле має максимальне значення і практично відсутнє в проміжках між нитками ( надпровідна фаза ).

При достатньому віддалені ниток однієї від одної їх можна вважати незалежними і розглядати одну окрему нитку. По структурі вихрьова нитка складається в основному з двох областей: центральної циліндричної області з діаметром, приблизно рівним довжині когерентності ξ0. В цій області густина надпровідних електронів  виростає від нуля до одиниці. Цю внутрішню область охоплює зовнішня циліндрична область, з радіусом порядка глибини проникнення L, магнітного поля. В цій області циркулюють незатухаючі струми, необхідні для створення одного кванту Ф0 магнітного потоку. Структура ізольованої вихрьової нитки показана на рис.1.5.2.

jϕ

Вz

Вz

r

r

L

L

ξ0

**Рис.1.5.2.** Ізольована вихрьова нитка Абрикосова: Вz-лінії магнітного поля; jϕ-замкнуті лінії надпровідного струму.

Енергія одиниці довжини нитки визначається виразом

 (1.5.4)

Випливає, що без врахування взаємодії ниток енергія N вихрьових ниток, які перетинають одиницю площі, рівна NεS. Вільна енергія надпровідника визначається виразом

. (1.5.5)

При слабкому зовнішньому полі вільна енергія F додатня і утворення вихрів невигідно, але при H≥HФ, де HФ визначено рівністю (1.5.3), вона стає від’ємною і утворення вихрів вигідно.

Якщо в нульовому магнітному полі Fn - густина енергії нормального стану, а Fs0 - густина енергії надпровідного змішаного стану надпровідника другого роду, їх різниця визначає так зване критичне термомагнітне поле за допомогою рівності:

. (1.5.6)

Для надпровідників першого роду це співвідношення визначає істинне критичне поле Нс*т*=Нс. Для надпровідників другого роду значення Нс*т* характеризує тільки допоміжну величину.

Умова термодинамічної рівноваги змішаного стану надпровідника другого роду зводиться до вимоги, щоб поле в його нормальній фазі було рівним критичному термодинамічному полю Нс*т*. Це поле виражається через параметри L, ξ-0 і Ф0 рівністю

 (1.5.7)

Друге критичне поле Нс2 надпровідника другого роду пов’язане з полем Нс*т* співвідношенням

 (1.5.8)

Для матеріалів з довжиною когерентності ξ-0 надпровідність зберігається до дуже великих значень поля Нс2. Наприклад, в сплаві V3Ga при Т=0 критичне поле Нс2=3⋅105 гс.

В полях Н, які неперевищують друге критичне поле, магнітне поле не витісняється з циліндричного зразка. Однак, в області полів Н, які задовільняють нерівності Hc1<H<Hc2, на поверхні циліндра зберігається надпровідність в тонкому шарі ( ~ 103 А ). Поле Нс3 називається третім критичним полем. За звичай Нс3=1,69 Hc2. По зовнішній і внутрішній поверхні цього надпровідника протікають в протилежних напрямках надпровідні струми.

При значеннях магнітного поля, близьких Hc2, в однорідному надпровіднику другого роду змішаний стан характеризується правильною двохвимірною граткою Абрикосова. При збільшенні зовнішнього магнітного поля період гратки зменшується. При наближенні значення Н до Hc2 період досягає величини порядку ξ-0 ( вихрьові нитки доторкуються одна до одної ), відбувається фазовий перехід другого роду із змішаного стану в нормальний.

Якщо надпровідник ІІ роду знаходиться в змішаному стані і в напрямку, перпендикулярному вихрям, протікає транспортний струм, створений зовнішнім джерелом, то на вихрі діє сила Лоренца. Ця сила перпендикулярна струму і магнітному полю вихря. Під дією сили Лоренца магнітні вихрі переміщаються впоперек транспортному струмові (рис .1.5.3 ).

F

**Рис. 1.5.3.** Рух магнітної вихрьової лінії при наявності транспортного струму: F - сила Лоренца.

Рух магнітного поля вихря створює електричне поле, направлене вздовж вихря, яке викликає гальмування електронів. Виникає електричний опір, який називається резистивним.

В повністю однорідному зразку навіть при досить малій силі Лоренца переміщення вихрів пов’язано з втратою енергіїі зникненням надпровідності. Таким чином, для абсолютно чистого зразка критичний струм, який руйнує надпровідність, рівний нулю.

В неоднорідних надпровідниках ІІ роду завжди є дефекти різного роду ( границі зерен, пори, дислокації та ін. ). На цих неоднорідностях вихрі закріплюються. Явище закріплення визрів називають пінінгом. Надпровідники з сильним пінінгом називаються жорсткими.

При наявності пінінга необхідний кінечний транспортний струм для зриву і руху вихрів. Густина струму, при котрій починається зрив вихрів від центра пінінга, називається критичною густиною струму.

Різні ненадпровідні включення з розмірами порядку кореляційної довжини ξ0 є ефективними центрами пінінга. Вони характеризуються «силою пінінга»,рівній силі Лоренца, при котрій починається відрив магнітного вихря. Спеціальною механічною і термообробкою, а також включеннями ненадпровідних домішок створюються жорсткі надпровідникиз багаточисленними центрами пінінга.

Якщо критичні поля чистих металів не перевищували 0,2 Тл, то створені на початку 60-х років жорсткі надпровідники, утворені із сплавів Nb-Ti, Nb-Zr, Nb-Sn та інші., дозволили виготовляти невеликі соленоїди з критичними полями до 10 Тл при високих густинах транспортного критичного струму - порядку 105-106 А/см2. Ці високі значення полів і струмів були отримані при спеціалній термомеханічній обробці, яка забеспечує створення великого числа центрів пінінга.

***1.6. Поведінка тонких плівок ВТНП у магнітному полі. Модель Коффі - Клема.***

Перейдемо до розгляду поведiнки надпровiдника ІІ-го роду, який знаходиться узмiшаному станi на НВЧ. На iзольований флюксоїд, пронизуючий ВТНП, будуть дiяти такi сили: якщо по флюксоїду тече транспортний струм густиною *j=j0e-iωt*, то наодиницю довжини флюксоїда з боку магнiтних складових НВЧ - поля, перпендикулярних струму, буде дiяти сила Лоренца :

, (1.6.1)

де  — повний магнiтний потiк, який пронизує флюкоїд,

*аf* — радiус флюксоїда.

Сила пiнiнгу:

, (1.6.2)

де  — стала пiнiнгу на одиницю довжини флюксоїда,

хf — вiдхилення флюксоїда вiд положення рiвноваги.

Сила пiнiнгу обумовлена тим, що вихорi можуть бути закрiпленi (запiнiнгованi) на iснуючих в ВТНП дефектах: границi зерен, дислокації, пори i т.п., до того, поки сила Лоренца не перевищить силу пiнiнгу, в результатi чого стане можливим коливальний рух вихорiв навколо центрiв закрiплення.

В процесi руху вихорiв на них буде дiяти сила в'язкостi:

, (1.6.3)

де ηf — коефiцieнт в'язкостi, який дорiвнює:

, (1.6.4)

де *ρn* — питомий опiр ВТНП у нормальному станi *H0=HC2* при *T=0*. Якщо позначити масу флюксоїда на одиницю довжини *mf* , то рiвняння руху пiд дiєю перерахованих вище сил, можна записати в такому виглядi:

, (1.6.5)

Рiшення цього рiвняння запишеться в такому виглядi:

,

де

 ; 

З урахуванням цього рiшення, можна знайти опiр осцилюючого флюксоїда:

, (1.6.6)

Для того, щоб дослiдити залежнiсть вiд рiзних параметрiв у широкому дiапазонi їх змiни необхiдно знати точний вираз для маси флюксоїда на одиницю його довжини:

, (1.6.7)

де *ax* — кут Холла, тобто кут мiж струмом та магнiтним полем,

*ne* i *me* — густина та маса електронiв.

Вираз для поверхневого iмпедансу ВТНП плiвки можна одержати припускаючи, що ВТНП плiвка, яка знаходиться у надпровiдному станi на НВЧ, виконує роль, еквiвалентну лiнії передачi в електроницi НВЧ з хвильовим опором *ZS* , а пiдкладинка має хвильовий опiр , де *ε -* дiелектрична проникливiсть пiдкладки, яка навантажена на цю лiнiю передачi на вiдстанi *h* (*h* - товщина ВТНП плiвки). Таким чином, можна скористатися вiдомим виразом для визначення опору в довiльнiй точцi цiєї лiнії [ 18 ]:

, (1.6.8)

де *k* — стала розповсюдження електромагнiтної хвилi.

Вважаючи, що глибина проникнення електромагнiтної хвилi у надпровiдник *δ<<h* (тобто *h>>z*) та враховуючи, що *k=1/δk* , вираз (1.5.8) матиме вигляд :

, (1.6.9)

де *δk* — комплексна глибина проникнення електромагнiтного поля в надпровiдник, згiдно моделi Коффi-Клема [8] :

, (1.6.10)

де *λ(t)* — глибина проникнення постiйного магнiтного поля :

, (1.6.11)

де *1≤N≤4*.

Навiть кращi реальнi ВТНП плiвки, якi є епiтаксiальними, мають велику кiлькiсть дефектiв, що роблять плiвки практично полiкристалiчними i складаються з окремих зерен, з’єднаних мiж собою слабкими зв'язками. Для таких плiвок *λ0* вже не звичайна лондонiвська глибина проникнення *λL* , а представляє собою складну функцiю форми та розмiрiв зерен та властивостей слабких зв'язкiв. На мiкрохвильовi властивостi найбiльше впливають плоскi дефекти, що розмiщенi перпендикулярно напрямку розповсюдження струму.

Iснують двi категорії дефектiв та вiдповiдаючих їм слабких зв'язкiв, якi визначають НВЧ властивостi ВТНП плiвок: плоскi двовимiрнi внутригранульнi зв'язки, обумовленi двiйниками, бiльше i малокутовими границями з лiнiйними розмiрами вздовж струму *d<ξ* та крупномасштабнi мiжгранульнi слабкi зв'язки. В епiтаксiальних ВТНП плiвках першi практично вiдсутнi, а для останнiх основнє значення мають такi дефекти, як великокутовi границi, де величина поверхневого iмпедансу тут пропорцiйна об’ємнiй частцi високорозорiєнтованих дiлянок плiвки. Залежнiсть вiд поля глибини проникнення може бути найбiльш суттєва для джозефсонiвських середовищ, якими й являються реальнi ВТНП.

Для мiжгранульних зв'язкiв *НC2=НC2j~100Е* для внутригранульних *Нс>104E*. Залежнiсть поверхневого iмпедансу ВТНП плiвок вiд постiйного магнiтного поля з урахуванням руху вихорiв магнiтного потоку, можна описати, згiдно моделi Коффi-Клема, спiввiдношенням виду :

, (1.6.12)



З (1.6.6) при 

, (1.6.13)

де *Ip(ν)* — модифiкована функцiя Бесселя першого роду, *р-*го порядку

*ν=U/2kБТ*, де *U* — висота потенцiального барьеру для вихорiв магнiтного потоку. Вважаємо, що *U, kp* — є деякi ефективнi величини, однаковi для усiх вихорiв.

Відносне значення поверхневого опору в магнітному полі в наближенні *λ2(t)<<2ρn/μ0ω* для тонкої надпровідникової плівки згідно (1.6.8)-(1.6.12) має вигляд:

, (1.6.14)

**Розділ ІІ. Методична частина.**

***2.1. Методика вимірювання поверхневого імпедансу і аналіз вимог до вимірювальних резонаторів.***

Основним елементом вимірювальної схеми є резонатор об’ємний[6], або діелектричний, частина поверхні якого представляє собою поверхню досліджуваного матеріалу. На основі роботи [7] комплексна частота  власних коливань резонатора в наближенні малості втрат електромагнітної енергії з врахуванням діелектрика визначається співвідношенням

 (2.1.1)

де Н і Н - магнітне поле і його тангенціальна компонента для резонатора з ідеально провідними стінками; 0 - його власна кругова частота; Q*d* - добротність, яка визначається втратами в діелектрику.

Оскільки у вимірювальному резонаторі лише частина поверхні займає досліджуваний ВТНП-матеріал, то інтеграл по поверхні в співвідношенні (2.1.1) слід представити у вигляді суми

 (2.1.2)

де S1 - площа поверхні резонатора, яку займає ВТНП-матеріал з комплексним імпедансом Zs=Rs+jXs; Zo=R0+jX0 - імпеданс остальної металізованої поверхні вимірювального резонатора, при цьому R0 = -X0.

З врахуванням (2.1.2) співвідношення для частоти (2.1.1) може бути представлено

 (2.1.3)

де G - геометричний фактор для використовуваного типу коливань вимірювального резонатора,

 (2.1.4)

*к* - коефіцієнт, фізичний зміст якого буде визначений далі.

Оскільки уявна частина в співвідношенні (2.1.3) визначає власну добротність вимірювального резонатора Q1, а дійсна - зміну його резонансної частоти в порівнянні 0, то активна і реактивна компоненти поверхневого імпеданса ВТНП-матеріала вираховуєтьсяпо результатам вимірів добротностей і резонансних частот слідуючим чином:

 (2.1.5)



де- різниця власних частот вимірювального і контрольного резонаторів ( всі стінки останнього виконані із металу з відомим імпедансом ); Q0 - добротність контрольного резонатора, в якій також враховані діелектричні втрати:

 (2.1.6)

В відношені коефіцієнта *к*=*к*(1-Q0/Qd) необхідно замітити слідуюче: по-перше, цим коефіцієнтом визначається чутливість вимірювального резонатора *к*=(Q/Q)/(R/R), по-друге, згідно його визначенню (2.1.4), коефіцієнт *к* має слідуючий фізичний зміст: це відношення потужності втрат енергії в поверхні S1, яку заміняємо досліджуваним матеріалом, до потужності втрат енергії у всьому резонаторі, за виключенням втрат в елементах зв’язку. Накінець, величина коефіцієнта впливає на похибку вимірювання імпедансу. Для його активної компоненти відносна похибка вимірів, яка отримується варіюванням (2.1.5), має вигляд:

 (2.1.7)

При відомій величині поверхневого опору металу R0 похибка вимірювання Rs залежить від похибки добротності, а також від області зміни значень Rs. Наприклад, при Rs<<R0 не можна розраховувати на отримання малих похибок. Мале значення коефіцієнта *к* також обмежує можливість отримання задовільняючих результатів. Таким чином основною задачою при створенні вимірювального резонатора є вибір матеріалу, який має в області азотних температур найменше значення поверхневого опору. В даний час такими матеріалами є мідь і берилій. В дальнійшому при створенні відповідних технологій перевагу буде віддано ВТНП-матеріалам з різним значенням критичних температур. Крім того, при створенні вимірювального резонатора вибір типа резонатора і його геометричних розмірів повинен забеспечувати приємливі значення коефіцієнта *к*.

***2.2. Атестація плівок по НВЧ втратам.***

Величина НВЧ поверхневого імпедансу Zs=Rs+jXs є одною з найважливіших характеристик матеріала провідників полоскових ліній. Основні методи вимірювання поверхневого імпедансу були розроблені раніше при дослідженні НТНП. З відкриттям ВТНП вони отримали подальший розвиток і пов’язані з пошуками шляхів застосування ВТНП в мікроелектроніці НВЧ.

Методики вимірювання поверхневого імпедансу повинні забеспечувати можливість дослідження в широких температурних (4.2 - 300К) і частотних діапазонах. Однак неможливо проводити дослідження поверхневого імпеданса відразу в широкому діапазоні частот без втрат точності. Оскільки основними є резонансні методи, то дослідження проводяться тільки на одній фіксованій резонансній частоті, що забеспечує їх високу точність.

Відомі також нерезонансні методики вимірювання імпедансу надпровідників, які основані на вимірюванні коефіцієнтів проходження і фази електромагнітної хвилі, яка пройшла через досліджувану плівку на діелектричній підкладці. Однак вони не забеспечують необхідну точність результатів.

Резонансні методи [9] визначення поверхневого імпеданса основані на вимірюванні добротності Q і резонансної частоти f0 вимірювального резонатора. При цьому вимірювання Q дають інформацію про активну частину поверхневого імпедансу, а вимірювання f0 - про його реактивну частину. Конструкція вимірювальних резонаторів визначається діапазоном довжин хвиль і геометрією досліджуваного зразка.

В сантиметровому і міліметровому діапазоні хвиль використовується метод об’ємного резонатора. Він, по суті, є універсальним методом вимірювання параметрів речовин в області НВЧ.

Відомо, що власна добротність об’ємного резонатора при заданій геометрії всеціло визначається вибраною коливальною модою і поверхневим опором його стінок. Якщо одну, декілька або всі стінки такого резонатора виконати із ВТНП, то, знаючи структуру поля в резонаторі і його геометрію, по даним вимірювань власної добротності Q0, можна визначити поверхневий опір Rs:

Q0= (2.2.1.)

де Q0- власна добротність коливань в резонаторі;

-магнітна проникність;

-кругова частота.

При вимірюванні поверхневого опору ВТНП в міліметровому діапазоні використовується циліндричний об’ємний резонатор з модою H011 , так як добротність коливань в ньому в порівнянні з добротністю коливань других типів велика. Це визначається особливістю структури поля, а також відсутністю втрат з аксіальними струмами на границі циліндричної поверхні резонатор-зразок ВТНП.

При розробці методик вимірювання поверхневого опору керамік і плівок ВТНП використовувався прохідний мідний слабозв’язаний резонатор з робочою модою ТЕ011. Другі моди подавлялись спеціальними методами. Як відомо, власна добротність коливань резонатора, виготовленого повністю з одного матеріала, з ТЕ011 модою може бути виражена у вигляді

 (2.2.2)

або для резонатора, торцева стінка якого заміщена ВТНП-матеріалом.

 (2.2.3)

де Rsm, Rsc - поверхневий опір метала і надпровідника відповідно;

r01=3.832;

a, b - геометричні коефіцієнти, які залежать від форми.

Із виразу (2.2.3) можна отримать

 (2.2.4)

де Qm  - власна добротність резонатора ,виконаного цілком із нормального метала;

В - коефіцієнт геометрії і частоти резонатора.

Виразимо Rsc із (2.2.4)

 (2.2.5)

де Qс - власна добротність резонатора, виконаного із нормального метала, при заміні його робочої поверхні зразком досліджуваного надпровідника.

Таким чином, для вимірювання поверхневого опору зразка ВТНП необхідно спочатку виконати калібровочні вимірювання поверхневого опору міді ( визначити температурний хід Qm i Rsm ), а потім, вимірюючи температрний хід добротності резонатора з зразком ВТНП, визначити величину Rsc.

***2.3. Hадпровідні магніти. Розрахунок надпровідних соленоїдів.***

Відкриття сплавів з високими критичними полями призвело до створення потужних соленоїдів і магнітів з надпровідними обмотками. Повна відсутність електричного опору відрізняє надпровідні магніти від пристроїв з нормальними обмотками для отримання магнітного поля.

Подібно до постійних магнітів надпровідні магніти є конденсаторами магнітної енергії, але набагато потужнішими. К.к.д. надпровідних магнітів може бути доведений до 100 %, в той час як к.к.д. звичайних магнітів при генерації магнітного поля в неперервному режимі прямує до нуля.

Звільнення від громіздких джерел живлення і систем водяного охолодження робить надпровідні магніти портативними і значно, що також дуже важливо, знижує іх собівартісь.

Надпровідний соленоїд відрізняється від звичайного, по - перше, тим, що електричний опір його обмотки рівний нулю, і, по - друге, тим, що ри де-якому значенні струму, який називається критичним і являється функцією магнітного поля, надпровідність зникає.

Для розрахунку надпровідного соленоїда використовуємо основну формулу соленоїда [19]:

 (2.3.1)

Н0 - напруженність магнітного поля в ценрі соленоїда, W - потужність, яка затрачується, λ - коефіцієнт заповнення, ρ - питомий опір, Gi - форм -фактор, величина якого залежить від форми обмотки, у1 - внутрішній радіус обмотки. Для простоти дивимось круглу циліндричну котушку з прямокутним осьовим перерізом ( рис.3.2.1). Введемо фактор

 (2.3.2)

α = a2/a1

β = b/a1

a2

a1

2b

**Рис.2.3.1.**  Поперечний переріз обмотки надпровідникового соленоїда.

Об’єм зайнятий надпровідником, рівний V=a13ν, а довжина проволоки L=a13ν/A, де a1 - внутрішній радіус обмотки, А - площа поперечного перерізу проволоки. З (2.3.1) та (2.3.2) знаходимо

 , (2.3.3)

де І=jλA - ефективний струм в надпровідному проводі. Формфактор задається слідуючою формулою

. (2.3.4)

Співвідношення (2.3.3) є аналогом основної формули соленоїда. Також для зручності розрахунків побудовані графіки [ 19 ].



1. **Опис експерементальної установки.**

Блок-схема експерементальної установки представлена на рис.2.2.1. Сигнал з НВЧ-генератора (1) поступає на 2-Т міст (2), частина сигналу з 2-Т моста (2) йде на детектор (3) системи АРП (автоматичне регулювання потужності), причому на один із входів АРП подється продетектований НВЧ сигнал, а з виходу НВЧ-генератора на другий вхід системи АРП подається опорний сигнал, який визначає рівень потужності.

Інша частина сигналу з виходу 2-Т моста (2) подається на направлений відгалуджувач (4) і навантаження (7). З направленого відгалуджувача (4) сигнал поступає на частотомір РЧЗ-72 (5).



Структура поля Спрощена схема вимірювальної

оснастки

Вхідний і вихідний хвильоводи

Отвори зв’язку

ВТНП-плівка





Рис 2.1.1. Прохідний мідний резонатор з заміщаємою торцевою стінкою

Основний сигнал з виходу 2-Т моста (2) через поляризаційний атенюатор (7) поступає до кріоблоку ( кріостат ). Крiостат являє собою вiдкачувану вакумну посудину, в якій розташованi два коаксiальнi баки.

Зовнiшнiй бак , в якому знаходиться рiдкий азот, служить екраном, який зменшуе витрати гелiю, який знаходиться у внутрiшньому бацi , за рахунок нагрiву випромiнюванням. Зв'язок резонатора з зовнiшнiм колом забезпечувався хвилеводним трактом. В кріостаті розташовані два резонатори: (8) - вимірювальний резонатор, який призначений для вимірювання поверхневого опору Rs, а (9) - опорний резонатор, який використовується для стабілізації частоти НВЧ-генератора (1). Обидва резонатори знаходяться в середині надпровідного магніта, виготовленого з ніобій-тиатнової (NbTi) проволоки, який підключений до блоку живлення (10).

З виходу вимірювального резонатора (8) сигнал надходить до модулятора (11) і після модуляції, через детектор (12), сигнал поступає на нановольтметр (13), який використовується для виміру частоти сигналу, який пройшов через вимірювальний резонатор (8). Нановольтметр працює в режимі синхронной модуляції, для цього одночасно через детектор (12) і з виходу НЧ-генератора (14) подаються сигнали на вхід нановольтметра. З виходу нановольтметра сигнал через блок підсилення (15) подається на вхід осцилографа (16) і на самописець (17).

В ходi експерименту буде вимiрюватись напiвширина резонансноi лiнiї резонатора, як iз зразком ВТНП, так i при замiщеннi його еталонним мiдним зразком в залежностi вiд температури. Спосiб вимiрювання напiвширини резонансноi лiнiї полягає у наступному ( рис.2.2.2 ). Сигнал з генератора НВЧ (1) надходить на резонатор у крiостатi (8) через атенюатор (7). Одночасно, через направлений вiдгалуджувач (4) сигнал з генератора iде на частотомiр прямого вiдлiку (5). За допомогою атенюатора виставляється рiвень затухання сигналу -3дБ. Перестроюючи частоту генератора (1), досягається спiвпадання резонасноi частоти резонатора з частотою генератора, яке фiксуватиметься по максимальному вiдхиленню стрiлки нановольтметра (13). Пiсля цього рiвень затухання зменшується до 0 дБ, i, перестроюючи частоту генератора спочатку на один, а потiм на другий схил резонансноi кривоi, встановлюватимуся частотнi вiдмiтки f1 i f2 на рiвнi 0,5 потужностi.

По одержаним даним розраховуватися значення власної добротностi резонатора. Iз врахуванням геометрii резонатора поверхневий опiр зразкiв визначався з формули

, (2.2.1)



|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

Рис. 2.2.2. Вимірювання власної добротності резонатора.

**Висновки.**

1. Проведений огляд літератури на тему дипломної роботи « Дослідження поверхневого імпедансу високотемпературних надпровідників ».
2. Проведено ознайомлення з структурною схемою майбутньої установки по дослідженню поверхневого імпедансу високотемпературних надпровідників.
3. Створений кріостат для проведення низькотемпературних досліджень поверхневого імпедансу плівок ВТНП:

а) розроблена схема регулювання захолодження надпровідного магніта до температури рідкого азоту.

б) створена схема індикації рівня рідкого гелію в кріостаті.

в) проведено відкачування вакуумної порожнини кріостата і результати відкачування дають змогу стверджувати про готовність кріостата до монтажу інших елементів схеми в кріостаті.

**Література.**

1. Шмидт В.В., Введение в физику сверхпроводников, М.: Наука, 1982

2. Сивухин Д.В. Общий курс физики.Электричество.-Москва: Наука, 1983, с.332-343.

3. Менде Ф.Ф., Спицын А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников.- Киев: Наук. думка, 1985, 240с.

4. Менде Ф.Ф., Бондаренко Н.Н., Трубицын А.В. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы.-Киев:Наукова думка,1976,272с.

5. Высокотемпературная сверхпроводимость. Фундаментальные и прикладные исследования. Под ред. проф. Киселева А. А.- Ленинград: Машиностроение, 1990, с.7-60

1. Ван Дузер Т., Тернер Ч.У. Физические основы сверхпро водниковых устройств и цепей.- Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1984, 344с.
2. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнытные поля и волны., М.: Сов.радио, 1971.
3. Coffe, J.R. Clem, Phys. Rev. Latt. , 1991, v.67, 386p.
4. Головашкин А.И. и др. СВЧ свойства высокотемпературных сверхпровдников и использование их для резонансных устройств.- Препринт N217, Москва: ФИАН, 1988, 41с.
5. Лихарев К.К., Черноплеков Н.А. Перспективы практического применения высокотемпературной сверхпроводимости.- Ж.Всес. хим. о-ва им.Менделеева,., т.34., N 4, 1989, с.446-450.

11.Лихарев К.К., Семенов В.К. Новые возможности для сверхпроводниковой электроники.-Сер. Сверхпроводимость,М.: ВИНИТИ, т.1, 1988.

1. Вендик О.Г.. Письма в ЖТФ, 1989, т. 15, №8, с.72.
2. Вендик О.Г.. Письма в ЖТФ,1988, т. 14, №12, с.1098.
3. Киттель Ч.. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.-792с.
4. Вендик О.Г.. Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1990, т.3, №10, с. 2133.
5. Буккель В.. Сверхпродимость. М.: Мир,1975, с. 179-185, 193-199.
6. Давыдов А.С.. Высокотемпературная сверхпроводимость. К.: Наукова думка, 1990, с.9-13, 104.
7. Мелков Г.А., Касаткин А.Л., Малышев В.Ю. Физика низких температур, 1994, т.20, №9, с. 868