

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені В .Н. КАРАЗІНА

**ПРАКТИКУМ
З ФІЗИКИ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР**

Навчальний посібник

Харків – 2006

Рецензенти:

Янсон Ігор Кіндратович, завідувач відділу ФТІНТ імені Б. І. Веркіна НАН України, , академік НАН України. доктор фіз.– мат. наук, професор;

Свистунов Володимир Михайлович, завідувач кафедри технічної кріогеники Харківського національного технічного університету (ХПТ), доктор фіз.-мат. наук, професор.

Андерс Олександр Георгієвич, завідувач кафедри загальної фізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, докт. фіз.– мат. наук, професор.

Практикум з фізики низьких температур. Навчальний посібник / М. О. Оболенський, В. І. Білецький, А. А. Завгородній, В. В. Козинець, В. П. Лебедєв. Частина 1. – Х.: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2006 – 164 с.

Навчально-методичні матеріали і завдання до виконання циклу лабораторних робіт із спеціальних практикумів «Методика низькотемпературного експерименту» і «Властивості твердих тіл при низьких температурах» призначені для студентів III і IV курсів фізичного факультету. Наведені короткі відомості про фізичні основи явищ, що запропоновані для спостережень як лабораторні роботи і подано докладний опис особливостей методик, які застосовують саме при низьких температурах.

© Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна

ПЕРЕДМОВА

Застосування низьких температур у наукових дослідженнях відкриває величезні можливості практично в усіх галузях сучасної фізики. Систематичні експериментальні дослідження в криогенній області температур почалися на межі XIX і XX ст. Саме в цей час зародилась і квантова механіка, яка фактично стала теоретичною основою фізики низьких температур. Важливим етапом у розвитку наукових досліджень при низьких температурах було створення Х. Камерлінг-Оннесом у 1895 р. Лейденської криогенної лабораторії (Голландія). У цій лабораторії був скраплений останній зі «сталих» газів – гелій з температурою кипіння 4,2 К. До найбільш яскравих досягнень Лейденської лабораторії відносять виявлення надплинності рідкого гелію і відкриття надпровідності металів у 1911 р. З 1932 р. у Харкові почала діяти перша в СРСР і третя у світі криогенна лабораторія, яку очолив видатний фізик Л. В. Шубников. Він відкрив змішаний стан у надпровідниках II-го роду (фаза Шубникова). У цій лабораторії, якою впродовж багатьох десятиріч керував академік Б. Г. Лазарєв, були здійснені інші важливі дослідження і розроблені численні методики криогенних експериментів. Вихованцями криогенної лабораторії були видатні вчені, серед них академіки АН УРСР і НАН України Б. І. Веркін, А. Ф. Приходько, О. О. Галкін, І. М. Дмитренко, І. М. Неклюдов, академік АН СРСР Л. Ф. Верещагін, чл.- корр. АН УРСР В. Г. Хоткевич та інші.

До основних проблем фізики низьких температур насамперед треба віднести вивчення фізичних властивостей, які значною мірою або виключно визначаються законами квантової механіки. Це надпровідність, властивості електронної підсистеми «нормальних» (або ненадпровідних) металів, теплофізичні й магнітні характеристики твердих тіл, властивості так званих квантових рідин (ізотопи гелію) і квантових кристалів (стверділі гази). Деякі з класичних методів досліджень цих властивостей наведені у цьому збірнику як лабораторні роботи.

Важливим етапом у розвитку техніки низькотемпературного експерименту було створення у 1892 р. Д. Дьюаром, професором Лондонського Королівського інституту, посудини для зберігання скраплених газів. Конструкція виявилась настільки простою і досконалою, що слугує людству вже протягом понад 100 років у вигляді невеликих за об'ємом скляних або металевих посудин («дьюарів»), а також у вигляді термосів у побуті. Транспортування і зберігання великих кількостей кріогенних рідин (скраплені кисень, водень, азот) здійснюється за допомогою цистерн і танків, об'єм яких досягає багатьох тисяч кубічних метрів. Конструкції і методи роботи з гелієвими кріостатами розглянуті в лабораторних роботах.

Практично всі експерименти при низьких температурах у тією чи іншою мірою пов'язані з необхідністю точного вимірювання температури. Тому термометрія є важливою складовою кріогенної експериментальної техніки. Проблема визначення температури ускладнюється тим, що цей фізичний параметр на відміну від інших (довжини, маси, часу і т. ін.) за власною природою не підлягає безпосередньому виміру. Будь-який прилад, що вимірює температуру, повинен «перетворювати» її в іншу фізичну величину, яка однозначно пов'язана з нею. При низьких температурах звичайні рідинні термометри, де термометричною властивістю є об'ємне теплове розширення рідин (ртуті, спирту) не можуть бути використані (втім, їх низька чутливість і недостатня точність не задовольняють сучасним вимогам експерименту і при «звичайних» температурах). У кріогенній області основними термометрами є металеві або напівпровідникові термометри електроопору, термопари, газові й конденсаційні термометри. Способи градування деяких з них розглядаються в лабораторних роботах.

У збірнику наведені методичні вказівки до лабораторних робіт, які виконують студенти 3-го і 4-го курсів фізичного факультету Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, що спеціалізуються в галузі фізики низьких температур. Усі роботи, що стосуються фізичних властивостей твердих тіл при низьких температурах за обсягом розраховані на виконання їх

протягом кількох навчальних занять. Більш складний комплекс лабораторних робіт для магістрів існує, але його опис не включено у цей збірник і планується до друку окремо. Порядок виконання робіт побудований за принципом «від простого до складного». Перед початком виконання робіт студентам викладаються вступні лекції з методів низькотемпературних досліджень, короткі відомості про фізичні основи явищ, що запропоновані як лабораторні роботи, а також специфічні вимоги техніки безпеки кріогенній лабораторії.

Усі роботи пройшли апробацію протягом кількох десятиріч років, переважна більшість з них була удосконалена головним чином шляхом використання більш сучасної вимірювальної техніки. Суть робіт змінити важче: як підкреслювалось раніше – це усталені, класичні методи низькотемпературного експерименту. Зміст робіт відповідає тематиці спецкурсів, які викладаються студентам спеціалізації. Практичні навички, які набувають студенти у процесі виконання лабораторних робіт, мінімізують час адаптації магістрів при їхньому працевлаштуванні в науково-дослідні інститути відповідного профілю. Колектив авторів вважає, що цей збірник буде корисним не тільки студентам спеціалізації «фізика низьких температур», але й студентам інших спеціалізацій, де розглядаються експерименти, у яких може виникнути необхідність використання низьких температур.

ПЛАТИНОВИЙ ТЕРМОМЕТР ОПОРУ

Мета роботи – вивчення принципу роботи і конструкції платинового термометра опору; визначення його характеристик шляхом градуювання в широкому температурному інтервалі.

У зв'язку з широким застосуванням низьких і наднизьких температур при розв'язанні науково-дослідних і технічних задач виникла необхідність у створенні єдиної температурної шкали, точних і надійних приладів, у яких поряд з загальними принципами термометрії використовуються специфічні явища, які спостерігаються тільки при низьких температурах.

Велика кількість методів і засобів вимірювання температури пояснюється тим, що, будучи мірою стану системи, вона має принципові особливості, які ускладнюють її вимірювання.

Температура – інтенсивна (не адитивна) величина, тоді як решта п'ять метрологічних параметрів (довжина, маса, час, одиниці сили світла й електричного струму) за своєю природою екстенсивні і мають властивість адитивності. Оскільки інтенсивна величина визначається параметрами екстенсивних систем, то застосовується рівняння, яке пов'язує температуру з екстенсивними величинами, що вимірюються.

1. Елементи низькотемпературної термометрії

1.1. Термодинамічна шкала температур

Згідно з другим принципом термодинаміки, будь-які два тіла, що перебувають у тепловій рівновазі з третім тілом, знаходяться у тепловій рівновазі один з одним. Це означає, що при встановленні теплового контакту між ними переносу тепла від одного тіла до другого відбуватись не буде, тобто такі тіла мають однакову температуру.

Підбираючи різні речовини, у яких характеристика однієї з властивостей або станів може бути використана як термодинамічний параметр (наприклад, теплове розширення рідини чи газу, електроопір і термоелектрорушійна сила – термо-е.р.с. металу і т. п.), то можна встановити безліч температурних шкал. Це свідчить про необхідність створення єдиної універсальної шкали температур, яка не залежала б від природи речовини.

Така шкала була створена на основі властивостей ідеальної теплової машини, яка працює за циклом Карно, і отримала назву термодинамічної шкали. Коефіцієнт корисної дії такої ідеальної теплової машини визначається виразом

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (1)$$

або

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}, \quad (2)$$

де Q_1 – кількість тепла, що віддається від нагрівача з температурою T_1 робочому тілу; Q_2 – кількість тепла, віддана робочим тілом охолоджувачу з температурою T_2 .

Температура в цьому співвідношенні є термодинамічною характеристикою стану речовини. Точка, у якій кількість тепла, що поступає в цикл Карно, дорівнює нулю, називається абсолютним нулем температури. Друга основна точка відповідає температури потрійної точки води - рівновазі між твердою, рідкою та пароподібною фазами ($T = 273,16$ K).

Згідно з рішенням XIII Генеральної конференції з мір і ваг (1967 р.), основною температурною шкалою є термодинамічна (символ T), одиниця якої Кельвін (символ K) дорівнює $1/273,16$ термодинамічної температури потрійної точки води.

Крім цієї абсолютної системи відліку, може використовуватися і система відліку за Цельсієм – від точки плавлення льоду. Температура Цельсія (символ t) визначається як $t = T - T_0$, де $T_0 = 273,15$ K. Одиниця цієї

температурної шкали – градус Цельсія (символ $^{\circ}\text{C}$), величина якого чисельно дорівнює Кельвіну.

Міжнародна практична температурна шкала 1968 р. (МПТШ–68) є зручною і точно відтворюваною практичною шкалою, яка настільки близька до термодинамічної, наскільки це є можливим на сучасному рівні техніки вимірювань. Одиницями цієї шкали також можуть бути Кельвін і градус Цельсія в залежності від прийнятої системи відліку.

Т а б л и ц я 1

Деякі реперні (сталі) точки МПТШ–68

Стан фазової рівноваги	Прийняте значення температури		Стан фазової рівноваги	Прийняте значення температури	
	T, K	$t, ^{\circ}\text{C}$		T, K	$t, ^{\circ}\text{C}$
Потрійна точка рівноважного водню	13,81	-259,34	Потрійна точка води	273,16	0,01
Точка кипіння рівноважного водню	20,28	-252,87	Точка кипіння води	373,15	100
Потрійна точка кисню	54,361	-218,789	Точка твердіння цинку	692,73	419,58
Точка кипіння кисню	90,188	-182,352	Точка твердіння золота	1337,58	1064,43

Практична шкала базується на ряді відтворюваних рівноважних станів речовини, яким приписані цілком певні значення температур (первинні реперні точки), і на інтерполяційних формулах, які встановлюють зв'язок між температурою і показами термометрів, градуйованих у цих точках. Значення первинних реперних точок МПТШ–68 наведені у табл. 1.

1.2. Види термометрів

Практично відтворити термодинамічну шкалу температур можна за допомогою первинних термометрів, які діють за законом зміни фізичних характеристик: газовий термометр (4–1000 K), магнітний термометр (нижче 4 K) і оптичний пірометр (вище 1000 K).

Через те, що температура, яка входить у рівняння Клайперона для стану ідеального газу об'ємом V при тиску P

$$PV = RT \quad (3)$$

є термодинамічною, то можливе створення приладу, у якому роль робочого тіла відіграватиме певний газ (газовий термометр). Найбільш простим типом газового термометра є такий, що складається зі сталого об'єму з газоподібним гелієм, манометра і з'єднувального капіляра. Якщо заповнення об'єму до тиску P_0 відбувається при температурі потрібної точки води, тоді

$$T = \frac{273,16K}{P_0} \cdot P = const \cdot P. \quad (4)$$

Задля отримання необхідної точності вимірювання термодинамічних температур проведення газотермічних вимірів потребує сумлінного врахування дії багатьох факторів і може бути виконаним лише у великих метрологічних лабораторіях.

Значення термодинамічних температур поблизу абсолютного нуля отримують за допомогою магнітної термометрії. Для цього використовують температурні залежності магнітних властивостей (сприятливість, індуктивність і залишковий магнітний момент) спеціальним чином підібраних солей. Так, при виконанні закону Кюрі – Вейса магнітна сприйнятливості χ залежить від «магнітної» температури

$$\chi = \frac{C}{T_M - \Delta}, \quad (5)$$

де C – стала Кюрі та Δ – поправка, яка визначається геометрією і густиною зразка. «Магнітна» температура пов'язана з термодинамічною температурою співвідношенням

$$T_M = \frac{T}{\gamma} + \Delta T. \quad (6)$$

Тут γ – квантово-механічний поправочний коефіцієнт, який залежить від температури і близький до одиниці; другий член ΔT при наднизьких температурах, як правило, дуже малий.

Для температур $T > 1000$ К використовується оптична пірометрія, заснована на вимірюванні густини випромінювання $M(T)$ нагрітого тіла. У випадку коротких довжин хвиль λ ($\lambda T > 3 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$)

$$\ln \frac{M(T)}{M(T_0)} = \frac{A}{\lambda} \left(\frac{1}{T^*} - \frac{1}{T} \right), \quad (7)$$

де A – стала випромінювання; T^* – відома термодинамічна температура.

Оскільки похибка визначення густини випромінювання складає 1 %, то у цьому випадку отримуємо досить простий і надійний засіб побудови шкали термодинамічних температур.

Термометр, для якого термодинамічний закон невідомий і встановлюється експериментальним шляхом, називають вторинним. До цього типу термометрів слід віднести: конденсаційні, опори усіх типів, термопари.

Через те, що єдиного термометра для всього інтервалу температур не існує (рис. 1), використовують різні його типи в залежності від мети і задач, які стоять перед дослідником.

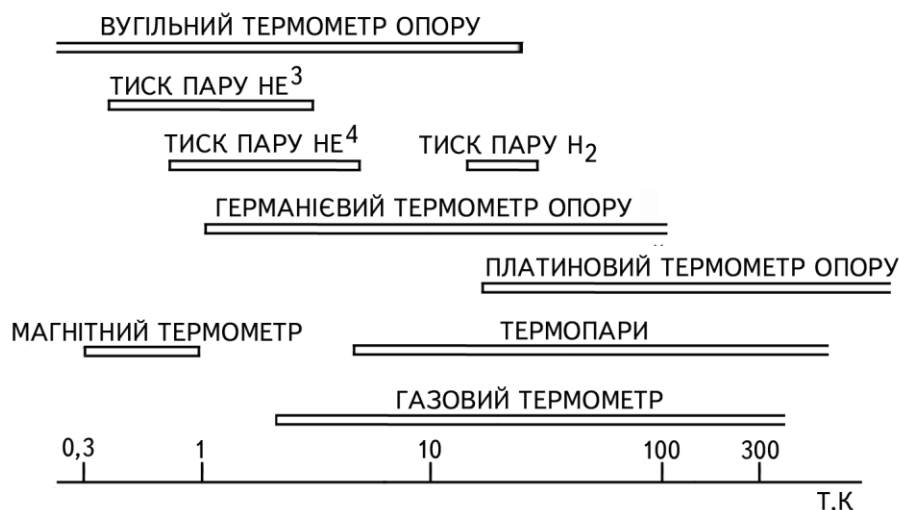


Рис. 1. Области застосування термометрів

1.3. Платиновий термометр опору

Міжнародна практична температурна шкала базується на певних значеннях температур відтворюваних рівноважних станах (реперні точки) і на еталонних приладах, які градуйовані при цих температурах.

В інтервалах між температурами реперних точок інтерполяцію виконують за формулами, які встановлюють зв'язок між показами еталонних приладів і значенням МПТШ – 68.

Вельми зручний еталонний прилад – термометр опору, у якому використовується ефект зміни електричного опору матеріалу з температурою. При цьому термометричне тіло повинне забезпечувати високу чутливість (досить великий температурний коефіцієнт опору в області робочих температур), стабільність градування і відтворюваність показників. Необхідно також, щоб залежність електричного опору від температури була монотонною, без екстремумів, не мала гістерезисів і описувалась досить простими рівняннями, які б могли використовуватися для інтерполяції в широкому інтервалі температур. Для вимірювання при низьких температурах з метою виготовлення

термометрів опору використовують чисті метали та їхні сплави, а також напівпровідники.

Еталонним приладом, який використовується в діапазоні температур від 13,81 К до 630,74 °С, є платиновий термометр опору. Його чутливий елемент виготовляють з вільного від напружень, відпаленого чистого платинового дроту. Напруження, що з'являються у процесі виготовлення термометра, слід зняти відповідною термообробкою. Дріт необхідно розміщати в каркасі термометра зовсім вільно, без натягу.

Зручним показником якості виготовлення чутливого елемента і чистоти платини є відношення опорів при 100 °С і 0 °С. У найкращих зразків гранично чистої платини $R_{100^{\circ}\text{C}} / R_{0^{\circ}\text{C}} = 1,3927$ і при її забрудненні ця величина зменшується. За рекомендацією МПТШ – 68 необхідно, щоб чистота платини складала

$$\frac{R_{100^{\circ}\text{C}}}{R_{0^{\circ}\text{C}}} = \frac{R(373,15\text{K})}{R(273,15\text{K})} \geq 1,3925. \quad (8)$$

Конструкція термометрів може бути вельми різною у залежності від середовища, температура якого вимірюється, допустимих габаритів, температурного інтервалу, потрібної точності вимірів та інших факторів. Найчастіше термометри виготовляють із платинового дроту діаметром від 0,05 до 0,2 мм, намотаного біфілярно на підтримуючий каркас для зменшення дії магнітного поля. Підтримуючі каркаси для термометрів роблять зі слюди, фарфору і кварцу. Виводи, що підходять до спіралі, – з платинового дроту.

Виготовлення термометрів повинно бути гранично чистим. Для цього виготовлений чутливий елемент розміщують у тонкостінній ампулі, відкачують з нагрівом до 450 °С і заповнюють сухим газоподібним гелієм, після чого ампулу герметично запаюють. Потім термометр мусить бути стабілізованим прогріванням до температури 450–500 °С.

Для низьких температур звичайно використовують короткий платиновий термометр діаметром не більше ніж 5 мм і довжиною < 60 мм із значенням $R_{0^{\circ}\text{C}}$ у межах від 10 до 100 Ом (вимірювальний струм 1–2 мА).

У різних температурних інтервалах залежність опору платини відтворюється поліномами зростаючих степеней від t . Інтерполяція опору термометра від 0°C до 660°C здійснюється за формулою

$$R_t = R_{0^{\circ}\text{C}} \left(1 + At + Bt^2 \right), \quad (9)$$

Сталі A і B визначаються шляхом вимірювання R_t у точках кипіння води і сірки.

Для області низьких температур інтерполяція здійснюється за формулою

$$R_t = R_{0^{\circ}\text{C}} \left[1 + At + Bt^2 + C(-100)^t \right], \quad (10)$$

де сталі A і B визначаються так само, як і в попередньому співвідношенні, а C – у точці кипіння кисню.

Обчислення температури за допомогою цього співвідношення дуже ускладнене і тому практично, якщо чистота платини досить висока, можна скористатись стандартною таблицею, в якій вказані значення $W^{CT} = R_T / R_{0^{\circ}\text{C}}$ в залежності від температури (див. Додаток 1).

При необхідності високоточних вимірювань температури покази термометра приводять до табличних даних за правилом Матісена, згідно з яким опори зразків металу різною чистоти відрізняються на величини, які практично не залежать від температури. Це дає можливість лінійну залежність відносного опору робочого і еталонного термометрів, встановлену при якій-небудь температурі градування, розповсюдити з достатньою точністю на весь температурний інтервал. Якщо W^{CT} – табличне значення $R_T / R_{0^{\circ}\text{C}}$ для еталонного, а W – значення відносного опору для робочого термометрів, то зв'язок між ними встановлюється за допомогою лінійного рівняння

$$W^{CT} = W + M(-W), \quad (11)$$

де стала M , яка характеризує робочий термометр, повинна бути визначена з градування у реперній точці.

2. Установка і методика вимірювань

2.1. Експериментальний стенд і схема для визначення електричного опору металу

Установка, схема якої показана на рис. 2, складається з термостатів для отримання таких фіксованих температур рівноваги, як точка кипіння рідкого азоту (77 K), плавлення льоду 273,15 K (0 °C) і кипіння води 373,15 K (100 °C), а також містить потенціометричну схему (рис. 3) для вимірювання малої електрорушійної сили – е.р.с.

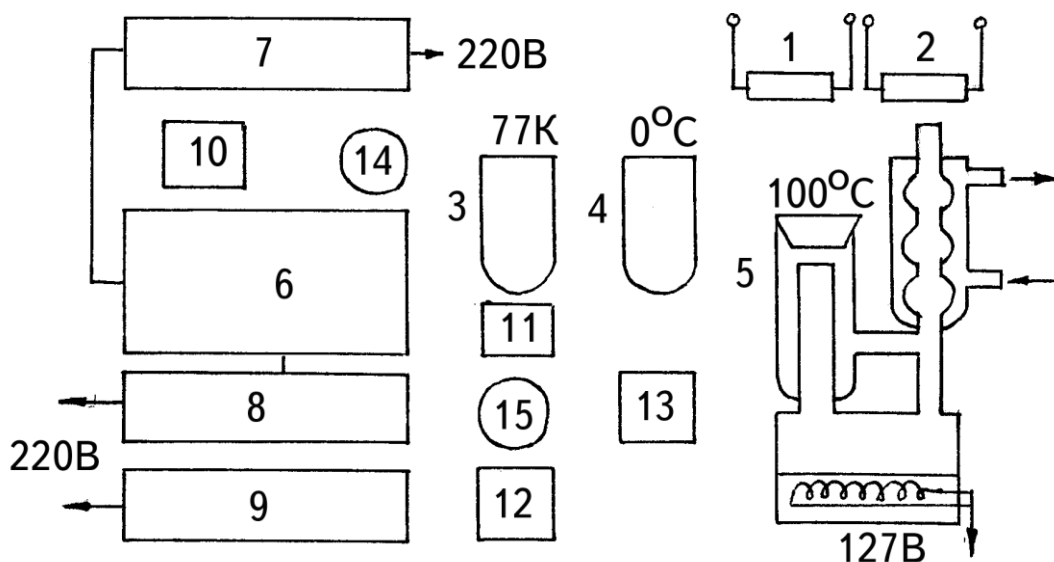


Рис. 2. Установка для градування платинового термометра опору:

1, 2 – градуйований і еталонний платиновий термометри; 3, 4, 5 – термостати для одержання 77 K, 0 °C, 100 °C; 6, 7 – потенціометр Р-348 з підсилювачем Ф-305; 8, 9 – стабілізовані джерела живлення потенціометра і кола зразка; 10, 11 – вимірювач і регулятор струму в колі термометра і зразкового опору; 12 – калібрований опір; 13, 14, 15 – перемикач роду вимірювань.

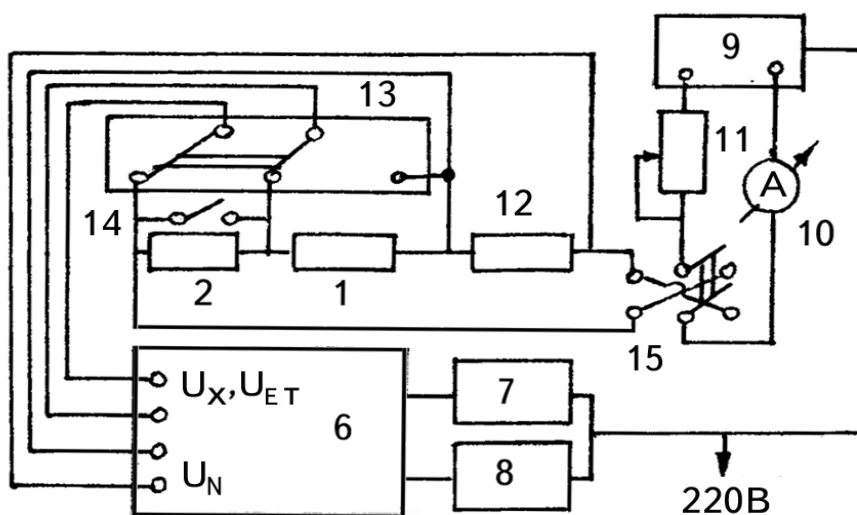


Рис. 3. Потенціометрична схема для вимірювання малих е.р.с.

Температуру $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ одержують у дьюарі 4, що заповнений танучим льодом, а температура рівноваги між киплячою водою і її паром ($100\text{ }^{\circ}\text{C}$) реалізується динамічним методом. Кип'ятильник 5 сконструйований так, що термометр знаходиться у насичених парах води і захищений від випромінювання тих деталей, температура яких відмінна від температури кипіння. Температура кипіння як функція тиску парів води P може бути представлена з похибкою $\pm 0,0001\text{ K}$ для інтервалу $99,9\text{--}100,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ рівнянням

$$t = \left[100 + 28,0216 \left(\frac{P}{P_0} - 1 \right) - 11,642 \left(\frac{P}{P_0} - 1 \right)^2 + 7,1 \left(\frac{P}{P_0} - 1 \right)^3 \right] ^{\circ}\text{C}, \quad (12)$$

де P_0 – нормальний атмосферний тиск.

Оскільки температура кипіння азоту в дьюарі 3 залежить від тиску і кількості розчиненого кисню, то для точного її визначення використовується еталонний платиновий термометр опору.

Через те, що чутливість термометра опору задається не тільки абсолютним значенням температурного коефіцієнта опору, але і чутливістю

приладу, яким вимірюється опір, використовували потенціометричну схему вимірювань малих е.р.с. (рис. 3).

Електрична схема для визначення опору (рис. 3.) складається з вимірюваних (R_X і R_{ET}) і каліброваного $R_N = 1$ Ом опорів, на яких за допомогою потенціометра Р-348 (чутливість по напрузі $2 \cdot 10^{-8}$ В) вимірюють напругу за рахунок струму від стабілізованого джерела живлення 9.

Компенсатор Р-348 комплектується також підсилювачем постійного струму Ф-305, джерелом стабілізованої напруги П-36 і перемикачем направлення вимірювального струму 13, наявність якого зумовлена необхідністю позбавлення дії термо-е.р.с. і контактної різниці потенціалів.

Суть методу знаходження опору металу полягає у тому, що по черзі вимірюють падіння напруги на невідомому і каліброваному опорах. При послідовному з'єднанні R_X і R_N в коло через них протікає один і той же електричний струм I :

$$U_X = IR_X, \quad U_N = IR_N.$$

Для точного визначення опору вимірювання U_X і U_N проводять декілька разів у прямому (+) і зворотньому (-) напрямках струму; дані заносять у табл. 2. Знайшовши середнє значення U_X і U_N , невідомий опір обчислюють за формулою

$$R_X = R_N \frac{U_X}{U_N}. \quad (13)$$

Слід пам'ятати, що перемикання напрямку струму і вимірюваного опору можна проводити тільки у положенні перемикача границь підсилення приладу Р-348 в позиції " 10^{-2} ".

2.2.Порядок виконання роботи

1. Помістити термометр, що потрібно проградуювати, послідовно у термостат з танучим льодом і в пари киплячої води.

2. Визначити падіння напруги у прямому і зворотному напрямках на термометрі й зразковому опорі при фіксованій температурі.
3. Обчислити опір термометра при 0°C і 100°C .
4. Провести вимірювання опору градуйованого термометра при температурі киплячого азоту.
5. Визначити за допомогою еталонного платинового термометра температуру кипіння азоту.

Т а б л и ц я 2

	1	2	3	4
U_X^+				
U_N^+				
U_X^-				
U_N^-				
R_X				

3 . Завдання до роботи

1. Ознайомитись з інструкцією по експлуатації потенціометра Р-348.
2. Підготувати експериментальну установку до роботи і провести пробні вимірювання опору термометра при кімнатній температурі.
3. Після знаходження $R_{0^{\circ}\text{C}}$ і $R_{100^{\circ}\text{C}}$ для термометра, який градуують, пересвідчитись у тому, що $R_{100^{\circ}\text{C}} / R_{0^{\circ}\text{C}} \geq 1,3925$.
4. Помістити градуйований термометр у дьюар з рідким азотом і визначити R_T .
5. За допомогою еталонного платинового термометра знайти температуру кипіння азоту.

6. Обчислити $W = \frac{R_T}{R_{0^\circ C}}$ градуйованого термометра для температури азоту і для тієї ж температури з таблиці додатку знайти W^{CT} .
7. Знаходження сталої M термометра відповідає його градуюванню. Тоді за відомим M і виміряним W можна обчислити W^{CT} , а з таблиці Додатку 1 для стандартного термометра визначити температуру T .

Рекомендована література

1. Орлова М. П. Низкотемпературная термометрия. – М.: Изд-во стандартов, 1975. – 160 с.
2. Температурные измерения. Геращенко О. А., Тордов А. Н., Лах В. И., Стадник Б. И., Ярышев Н. А. – К.: Наукова думка, 1984. – 494 с.
3. Малков М. П., Данилов И. Б., Зельдович А. Г., Фрадков А. Б. Справочник по физико-техническим основам криогеники. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 432 с.

ГРАДУЮВАННЯ МІДЬ-КОНСТАНТАНОВОГО ТЕРМОПАРНОГО ТЕРМОМЕТРА

Мета роботи – вивчення принципу роботи і конструкції термопарного термометра, визначення його характеристик шляхом градуювання у широкому інтервалі температур.

Широке розповсюдження в техніці низькотемпературного експерименту одержали термоелектричні термометри (термопари), оскільки вони дозволяють вирішувати досить простими засобами спеціальні задачі вимірювання температури.

1. Загальні відомості про термопари

1.1. Принцип дії термоелектричного термометра

Принцип роботи термопарного термометра полягає у використанні взаємозв'язку між тепловими й електричними процесами у провідниках (ефект Зеєбека). Явище Зеєбека полягає в тому, що в замкненому електричному колі з різних матеріалів виникає термо-е.р.с. (термо-електрорушійна сила), якщо місця контактів підтримуються при різних температурах. Так у найпростішому випадку, коли два провідники (термоелектроди) з різних металів A і B з'єднанні кінцями в замкнений контур (рис. 1) і місця з'єднання знаходяться при різних температурах T і T_0 , то в контурі виникає електричний струм і таке з'єднання утворює термопару. Одне зі з'єднань, яке розміщується у середовищі з вимірюваною температурою, є робочим кінцем термопари, а друге, яке знаходиться при сталій температурі, – вільним кінцем термопари. Напруга, що виникає на кінцях контуру (рис. 1), є функцією температур T_0 та T і залежить від матеріалу провідників A і B , утворюючих термопару. Термо-е.р.с. S_{AB} контуру визначається виразом

$$S_{AB}(T_0) = \left[\frac{\partial E_{AB}(T_0)}{\partial T} \right]_{T_0}$$

S_{AB} вважають додатною, якщо термо-е.р.с., яка розвивається у контурі така, що з ростом T потенціал кінця, зв'язаного з контактом при кімнатній температурі $T_{\text{кім}}$, також зростає.

Вимірювані термо-е.р.с. завжди стосуються двох металів і тому не є характеристиками окремих металів.

Абсолютні коефіцієнти термо-е.р.с. S_A і S_B окремих металів визначаються термодинамічним співвідношенням

$$S_{AB} = \int_0^T \frac{\mu_A}{T} dT - \int_0^T \frac{\mu_B}{T} dT = S_A - S_B, \quad (1)$$

де μ – коефіцієнт Томсона. Ефект Томсона полягає в тому, що при наявності градієнта температури в провіднику зі струмом, крім джоулевого тепла, виділяється чи поглинається в залежності від природи металу додаткова кількість тепла.

Для знаходження абсолютної величини S матеріалу можна використати рівність нулю абсолютної термо-е.р.с. надпровідника. Через це абсолютну термо-е.р.с. будь-якого нормального металу при низькій температурі можна визначити, використовуючи термопару, яка складається з цього металу і будь-якого надпровідника (наприклад, сплаву Nb_3Sn з температурою переходу в надпровідний стан 18 К). За допомогою такої методики була визначена абсолютна термо-е.р.с. чистого свинцю, і цей метал тепер зазвичай використовується як вторинний еталон у термоелектричних вимірюваннях. У табл. 1 наведені величини термо-е.р.с. деяких металів і сплавів стосовно свинцю для інтервалу температур 0–100 °С (додатний знак S_i визначає ті метали, до яких тече струм через нагрітий спай).

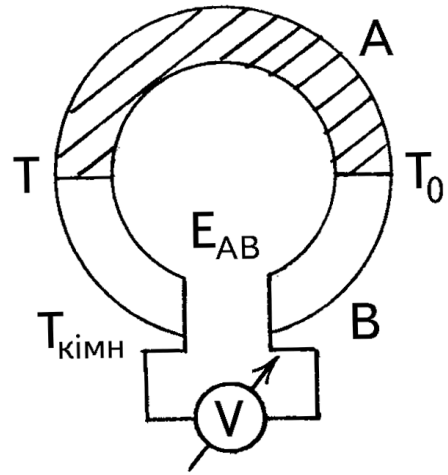


Рис. 1. Термопарний контур

Т а б л и ц я 1

Метали	Термо-е.р.с., мкВ/К	Сплави	Термо-е.р.с., мкВ/К
Залізо	+15,0	Хромель	+24,0
Мідь	+ 3,2	Ніхром	+18,0
Золото	+ 2,9	Платинородій	+ 2,0
Платина	– 4,4	Алюмель	–17,3
Вісмут	–68,0	Константан	–38,0

Числа, наведені у табл.1, не слід уважати абсолютно достовірними, тому що термо-е.р.с. матеріалу досить чутлива до мізерних кількостей домішок, орієнтації кристалічних зерен, його термічної і механічної обробки.

Якісно термоелектричні явища, що протікають у термопарі, можна пояснити тим, що середня енергія вільних електронів, які беруть участь у струмі, відрізняється в різних провідниках і по різному змінюється з температурою. Через це термо-е.р.с. термопари визначається термодифузією носіїв струму, контактною різницею потенціалів і захопленням електронів фононами (фонон – квант енергії коливання кристалічної ґратки).

Якщо вздовж провідника наявний перепад температур, то електрони на гарячому кінці набувають більш високої енергії і швидкості, ніж на холодному. Внаслідок цього виникає потік електронів від гарячого кінця до холодного і на холодному кінці накопичується негативний заряд, а на гарячому залишається незкомпенсований позитивний заряд. Цей процес накопичення заряду буде продовжуватись до тих пір, доки різниця потенціалів, що виникне, не викличе потік електронів у зворотному напрямку і не створить деякий стаціонарний стан. Алгебраїчна сума цих різниць потенціалів у колі утворює одну об'ємну складову термо-е.р.с. за рахунок термодифузії носіїв.

Друга (контактна) складова – наслідок температурної залежності контактної різниці потенціалів. Оскільки рівні Фермі у двох металах різні, то

при встановленні електричного контакту між ними електрони почнуть переходити від одного металу до іншого. Через це в області межі виникає подвійний електричний шар завтовшки порядку декількох міжатомних відстаней. На такому шарі відбувається стрибок електричного потенціалу, який вирівнює хімічні потенціали двох металів, що перебувають у контакті. Якщо обидва спаї термопари знаходяться при одній і тій же температурі, то контактні різниці потенціалів компенсують одна одну. Якщо ж температура спаїв різна, то різниця контактних потенціалів робить свій внесок у термо-е.р.с., який може бути порівняним або навіть більшим за об'ємну термо-е.р.с. і, як правило, протилежний за знаком.

У металах концентрація вільних електронів дуже велика ($\approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$) і не залежить від температури; електронний газ перебуває у виродженому стані, і тому рівень хімічного потенціалу, енергія і швидкості електронів також майже не залежать від температури. У зв'язку з цим термо-е.р.с. класичних металів дуже мала. Порівняно великі значення термо-е.р.с. мають місце в напівметалах Sb, Bi і їхніх сплавах (концентрація носіїв значно менша 10^{18} - 10^{19} см^{-3}) за рахунок сильної залежності концентрації від температури.

Нарешті, розглянемо джерело термо-е.р.с., яке пов'язане із захопленням електронів фононами. Якщо у твердому тілі наявний градієнт температури, то кількість фононів, які рухаються від гарячого кінця до холодного, буде більшою, ніж у зворотньому напрямку. Під час свого направленого руху фонони внаслідок зіткнень з електронами будуть захоплювати останніх за собою і на холодному кінці зразка буде накопичуватись негативний заряд, а на гарячому – позитивний до тих пір, доки різниця потенціалів, що виникає, не врівноважить ефект захоплення. Ця різниця потенціалів і є тією додатковою складовою термо-е.р.с., яка при низьких температурах може бути в десятки і сотні разів більшою за розглянуті вище.

1.2. Характеристики термопар

Якщо взяти термопару з певних термоелектродів (метали та їхні сплави) і підтримувати сталу температуру вільного кінця T_0 (T_0 – потрібна точка води), то термо-е.р.с. буде залежати від температури робочого кінця T . Така однозначна залежність дозволяє використовувати термопару для вимірювання температури. Для цього необхідно лише попередньо проградувати термопару, тобто експериментально визначити її термо-е.р.с. при різних відомих температурах робочого кінця (у реперних точках) і при сталій температурі вільного кінця T_0 .

До переваг термопар можна віднести простоту виготовлення, малу теплоємність і невелику теплову інерцію. До недоліків – мале значення термо-е.р.с. при низьких температурах і труднощі виготовлення дроту однорідного складу по всій довжині. Для вимірювання температури термопарами з високою точністю необхідно використовувати для різних температурних інтервалів відповідні матеріали високої якості, як найточніше підтримувати температуру вільного кінця і проводити вимірювання термо-е.р.с. електроприладами високого класу. При цьому визначальну роль при виборі матеріалу термопары відіграє чутливість термопары та її зміна з температурою.

Особливо широке використання в техніці низькотемпературного експерименту отримала мідь-константанова термопара, за допомогою якої можливе вимірювання температури в інтервалі 20-650 К. Експлуатація такої термопары протягом багатьох років показала відтворюванність її показників з абсолютною точністю $\pm 0,05$ К.

Оскільки зі зниженням температури термо-е.р.с. металів і сплавів зменшується і обертається в нуль при абсолютному нулі температури, то і чутливість термопарного термометра швидко падає зі зниженням температури.

Чутливість найбільш поширених термопар, які застосовуються в області низьких температур, наведена у табл. 2.

Т а б л и ц я 2

Термопара	Чутливість, мкВ/К			
	293К	(80–90) К	(15–20) К	4,2 К
Мідь-константан	40	17	5	3,5
Мідь-(золото+ кобальт)	40	35	12	5,0
Хромель-(золото+залізо)	27	25	15	8,0

Як видно з табл. 2, навіть при використанні чутливих електроприладів вимірювати, температуру нижчу, за 20 К важко, а при гелієвих температурах практично неможливо. Тому для вимірювання температур, нижчих за 20 К, використовуються термопари тільки на основі сплавів золота. Це пов'язане з тим, що такі сплави мають більшу термо-е.р.с. і кращі метрологічні характеристики у зазначеній області температур.

Для низькотемпературних вимірювань (особливо нижче 20 К) велике значення має гомогенність дроту, яку необхідно спеціально перевіряти. Через те, що негомогенність дроту зростає із зменшенням його діаметра, при виготовленні термопари рекомендують використовувати дріт не тонший за 0,1-0,2 мм.

У випадку використання термопари для вимірювань в області низьких температур необхідно підтримування температури теплового спаю T_0 з точністю, яка на порядок вища за точність вимірювання температури холодного (робочого) спаю. Такої точності можна досягти за допомогою апаратури, яка відтворює температуру потрійної точки води.

Температура потрійної точки води може бути реалізована в герметичній скляній ампулі, яка містить воду високої чистоти (рис. 2). Ампула має отвір

для термометра. На глибині h , нижчою за рівень вода–пара, температура рівноваги між льодом і водою задається співвідношенням

$$T_0 = A + Bh, \quad (2)$$

де $A = 0,01 \text{ } ^\circ\text{C}$ і $B = -7 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C/м}$.

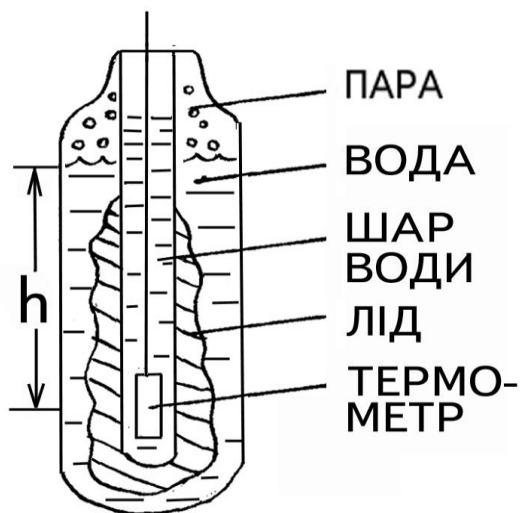


Рис. 2. Термостат потрійної точки

Термо-е.р.с. термопари вимірюють компенсаційним методом, використовуючи потенціометри різних класів (від 0,002 до 0,2) або цифровими вольтметрами необхідної чутливості в залежності від необхідної точності визначення температури. При цьому точність вимірювання абсолютного значення температури може досягнути 0,02 %. Така точність реалізується тільки у випадку відсутності паразитних термо-е.р.с.

2. Установка і методика вимірювань

2.1. Експериментальний стенд

У роботі необхідно провести градування мідь - константової термопари в інтервалі температур 80–370 К. Повірка виконується у точках кипіння рідкого азоту, води і зводиться до визначення відхилення ΔE даного термометра від відповідного значення термо-е.р.с., наведеного у Додатку 2. Схема лабораторної установки зображена на рис. 3. Величина термо-е.р.с. термопари вимірюється компенсаційним методом за допомогою потенціометра Р-348. Вільні контакти термопари від вимірювального і вільного спаїв підключаються до відповідних клем. При всіх вимірюваннях термо-е.р.с. вільний спай розташовується у дьюарі 3 із сумішшю льоду і води. Для знаходження температури кипіння рідкого азоту використовують платиновий

термометр 6, опір якого при температурі кипіння рідкого азоту вимірюють також за допомогою потенціометра 8.

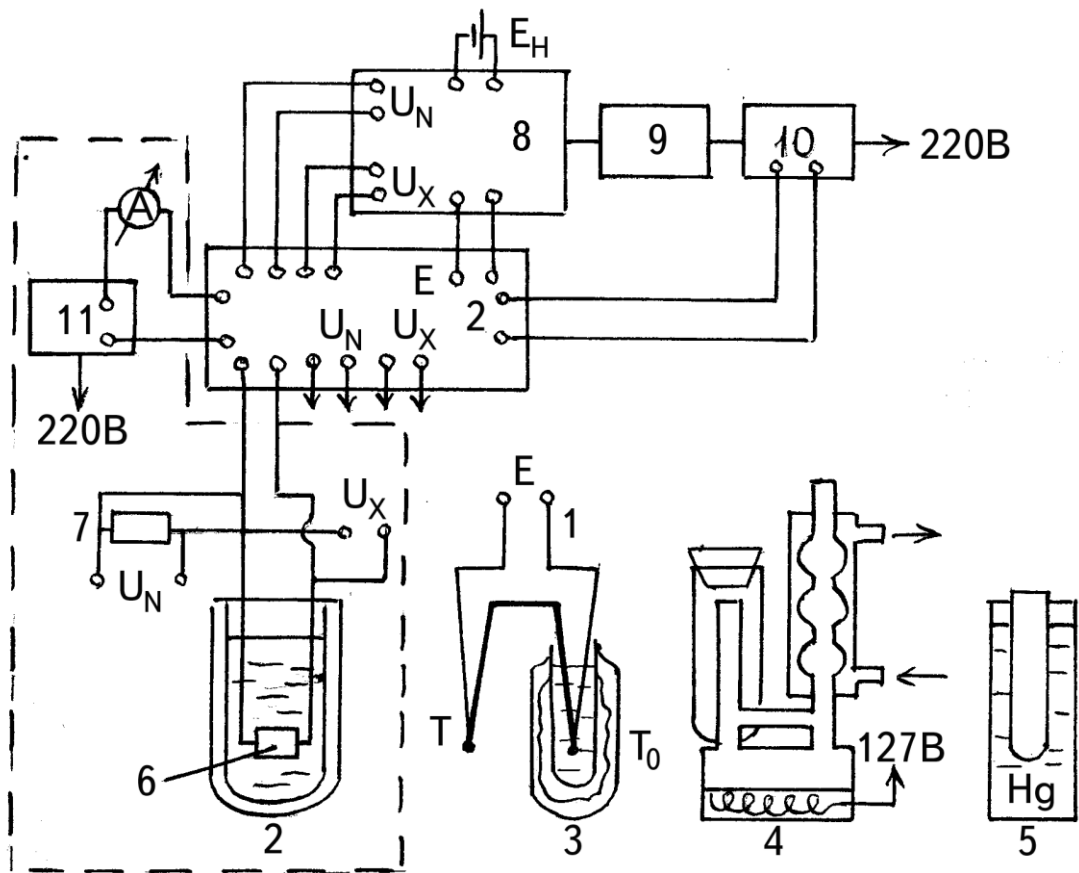


Рис.3. Схема лабораторної установки: 1 – термопара; 2,3,4 – термостати для одержання 77 K, 0 °C, 100 °C; 5 – контейнер, що містить ртуть; 6 – зразковий платиновий термометр опору; 7 – еталонна котушка опору; 8 – потенціометр; 9 – підсилювач Ф - 305; 10,11 – стабілізовані джерела живлення потенціометра і зразка.

Герметичний контейнер 5, що містить ртуть, має канал, у якому розташовується вимірювальний спай термопари.

2.2. Прядок виконання роботи

1. Вільний спай мідь-константової термопари при всіх вимірюваннях термо-е.р.с. розміщують у дьюарі із сумішшю льоду і води.

2. Визначити величину термо-е.р.с. термопар при температурах кипіння води і рідкого азоту (не забути при цьому змінити полярність підключення термопар).
3. Оскільки точка кипіння азоту залежить від кількості розчиненого у ньому кисню і тому не є реперною, температуру кипіння азоту знаходять за допомогою зразкового платинового термометра опору.
4. Точність проведеного градуювання оцінюють за температурою твердіння ртуті ($T_{\text{пл}} = -38,90^{\circ}\text{C}$). Після розміщення вимірювального спаю термопар в контейнері, що містить ртуть, проводять охолодження до температури рідкого азоту, а потім – відігрів контейнера до кімнатної температури.

3. Завдання до роботи

1. Ознайомитися з інструкцією по експлуатації потенціометра Р-348 у режимі вимірювання абсолютних значень е.р.с. (Додаток 3) і електроопору.
2. Підготувати експериментальну установку до роботи і провести пробні вимірювання термо-е.р.с. мідь-константанової термопар при кімнатній температурі.
3. Після вимірювання E при 100°C і температури кипіння рідкого азоту знайти відхилення термо-е.р.с. ΔE градуйованого термометра від табличних значень (Додаток 2).
4. Побудувати графік поправок у координатах $\Delta E - E$ для інтервалу температур 77–373 К.
5. Провести вимірювання температури попередньо охолодженого контейнера з ртуттю у залежності від часу (режим відігріву).
6. На графіку $E(t)$ знайти плато, що відповідає фазовому переходу з твердого стану в рідкий. Зробити оцінку точності виконаного градуювання мідь-константанової термопар.

Рекомендована література

1. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. – М.: Мир, 1971. – 470с.
2. Малков М. П., Данилов И. Б., Зельдович А. Г., Фрадков А. Б. Справочник по физико–техническим основам криогеники. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 432 с.
3. Геращенко О. А. и др. Температурные измерения. – Киев: Наукова думка, 1984. – 494 с.

ВИМІРЮВАЧІ РІВНЯ РІДКОГО ГЕЛІЮ В КРІОСТАТІ

Мета роботи – вивчення способів визначення рівня рідкого гелію у закритому кріостаті; набуття навичок підготовки кріостата до роботи і переливання рідкого гелію; градування танталового та гідростатичного вимірювачів рівня.

Широке використання кріогенних рідин (ізотопи He^4 та He^3 , водень, азот, кисень та ін.) у лабораторній практиці та різних галузях народного господарства потребує теоретичних знань і практичних навичок з експлуатації цих рідин та техніки проведення експериментальних досліджень при низьких температурах.

До задач першочергової ваги для експериментатора, який починає знайомство зі зрідженими газами, слід віднести: вивчення роботи машин для зрідження газів і будови кріостатів, освоювання техніки переливання рідкого He^4 з транспортного дьюара в лабораторний кріостат, набуття навичок вимірювання рівня кріогенної рідини за допомогою датчиків різної конструкції і т.

1. Короткі відомості з техніки роботи з кріогенними рідинами

1.1. Кріостати

Кріостатом називають прилад, який підтримує постійну низьку температуру і дозволяє проводити при цій температурі різні експерименти. Для проведення досліджень в області кріогенних температур на цей час створено велику кількість різноманітних за своєю конструкцією кріостатів.

Розглянемо принцип побудови простих кріостатів загального призначення. Оскільки температура кипіння, теплота пароутворення і кількість кріогенної рідини визначають можливо допустиму величину теплоприпливу, то для зменшення теплового потоку з навколишнього середовища до мінімуму

посудини для зберігання й використання рідин з низькими температурами кипіння (наприклад, для гелію та азоту це відповідно 4,2 і 77 К) виготовляють з подвійними стінками, між якими наявний вакуум. У разі гелієвих посудин початковий ступінь розрядження невисокий, що пов'язано з необхідністю забезпечення теплообміну через міжстінний проміжок у процесі попереднього охолодження до азотних температур. Такі ємності на честь винахідника названі посудинами Дьюара або дьюарами.

Дьюари зазвичай виготовляються зі скла, металу або комбінації цих матеріалів. Стінки скляних дьюарів у вакуумному проміжку, посріблені для зменшення теплоприпливу за рахунок теплового випромінювання. Для візуального спостереження внутрішнього об'єму кріостата на стінках залишені дві непосріблені вузькі смужки.

Найпростішим кріостатом може бути дьюар з рідким гелієм, занурений для зменшення теплоприпливу в дьюар з рідким азотом (рис. 1а). Металевий кріостат дозволяє здійснити конструкцію без використання рідкого азоту як холодоагенту (рис. 1б).

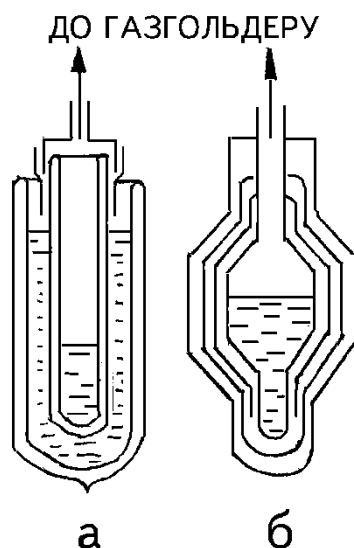


Рис. 1. Азотна і гелієва) посудини Дьюара: а – скляна , б – металева.

Зважаючи на те, що кількість гелію-4 (He^4) у природних родовищах невелика і, отже, вартість його досить значна, газ, який випаровується з кріостата необхідно збирати для подальшого використання. З цієї причини гелієві кріостати герметично ущільнюються манжето-капковим або фланцевим з'єднанням і підключаються за допомогою газопроводу до збірника відпрацьованого газу (газгольдера) (рис. 1).

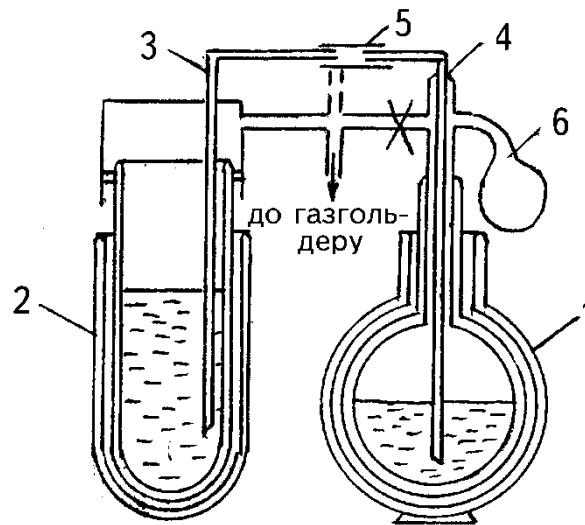


Рис.2. Схема переливання рідкого гелію :

- 1,2 – транспортний і лабораторний дьюари;
- 3,4 – переливалки; 5 – з'єднувальна гумова трубка;
- 6 – камера

Схема заповнення рідким гелієм лабораторного кріостата наведена на рис. 2. З переносного дьюара 1 рідкий гелій переливають у лабораторний кріостат 2 через скляну чи металеву трубку з вакуумною ізоляцією 3, 4, яку часто називають «сифоном» (хоч принцип дії сифона тут не використовується). Для цього спочатку переливалка лабораторного кріостата, попередньо охолодженого до температури рідкого азоту, з'єднується за допомогою гумової з'єднувальної трубки 5 з переливалкою транспортної посудини 4. Після відокремлення переносного дьюара 1 від газгольдера шляхом декількох

натиснень гумової камери 6 в ньому створюється підвищений тиск, який починає витісняти рідкий гелій в кріостат 2. У результаті охолодження парами гелію середини переливалок 3, 4 і кріостата 2 до 4,2 К в ньому починає збиратися рідкий гелій. Коли кількість рідини в кріостаті 2 стане достатньою, переливання припиняється шляхом з'єднання дьюара 1 з газгольдером. Після цього переливалки дьюарів 1 і 2 роз'єднуються, і лабораторний кріостат готовий до роботи.

Для усунення втрат рідкого гелію в лабораторному кріостаті 2 в результаті додаткового теплопритоку за рахунок самозбудних коливань газу в закритому об'ємі переливалку 3 з'єднуєть з газгольдером (пунктир на рис. 2).

1.2 . Вимірювачі рівня кріогенної рідини

Визначення рівня (або кількості) кріогенної рідини в кріостаті здійснюється поплавцевими, гідростатичними, резистивними й іншими датчиками.

Найбільш простим індикатором кількості рідини є поплавець (при роботі з гелієм поплавець виготовляють з пінополістиролу) з легким стрижнем, частина якого виведена в теплу зону. Стрілка на кінці стрижня в теплій зоні безпосередньо показує рівень рідини в кріостаті на попередньо проградуйованій шкалі. Поряд з простотою конструкції зазначений пристрій має ряд недоліків: невисоку чутливість і можливість затирання при русі поплавця зі стрижнем уздовж направляючої системи.

Іноді для досить грубого визначення рівня використовують самозбудження гелієвого стовпа газу в тонкій металевій трубці, верхній кінець якої розширений і закритий тонкою гумовою плівкою (мембраною). Коли при опусканні трубки в гелієвий дьюар кінець її досягає рівня рідини, виникають спонтанні коливання газу в замкненому об'ємі, які передаються мембрані і можуть бути зафіксовані на дотик або за своєрідним звуком.

Більш ефективним є використання різного роду електричних показників з датчиками різних конструкцій.

Найбільш зручним для використання як датчика рівня рідкого гелію є тантал (температура переходу у надпровідний стан $T_K = 4,46$ K). Для цього датчик у вигляді тонкого танталового дроту, намотаного на стрижень, розташовується по всій довжині гелієвого дьюара. При зниженні рівня гелію в кріостаті електричний опір такого датчика зростає, що може бути зафіксовано розташованою поза кріостатом вимірювальною схемою. Іноді поверх танталової спіралі намотується нагрівач. Потужність нагрівача підбирається таким чином, щоб у рідкому гелії спостерігався перехід у надпровідний стан (падіння напруги дорівнює нулю), а в парах над ним тантал залишався в нормальному стані.

Оскільки електричний опір нормального металу в інтервалі 1–10 K зменшується незначно, а в напівпровідника підвищується зі зниженням температури $\sim \exp E/kT$ (E – енергія активації механізму провідності, k – стала Больцмана), то використання останніх як датчиків рівня є вельми перспективним: занурення в кріогенну рідину або розташування в парах над рідиною істотно впливає на їх електроопір.

Особливо широке застосування як чутливого елемента показчиків рівня отримали вугільні резистори, які мають великий термічний коефіцієнт електроопору та стійкі до циклів охолодження–нагрівання. Положення рідини в дьюарі фіксується за струмом розбалансу мостової схеми, в одне плече якої увімкнтий вугільний резистор. Опір вугільного датчика залежить від положення щупа (тонка трубка з нержавіючої сталі) над рівнем гелію : при зануренні в рідину відбувається більш швидке розсіювання тепла в порівнянні з розсіюванням у парах над рідиною.

Як показчик рівня рідкого гелію можна використати прилади, які працюють на різниці гідростатичного тиску в рідині й газі. Якщо в рідкий гелій занурити трубку, а потім верхній кінець її, що знаходиться над рідиною,

закрити, то тиск усередині трубки буде зростати за рахунок випаровування гелію. Підвищення тиску буде відбуватися до тих пір, доки вся рідина не буде витиснута з трубки. Величина цього максимального тиску дорівнює гідростатичному тиску стовпа рідкого гелію на рівні нижнього кінця трубки. Схема вимірювача рівня, яка найчастіше застосовується в кріогенних лабораторіях, зображена на рис. 3. Як датчик може бути використана тонкостінна трубка 1 з неіржавіючої сталі, мельхіору або нейзильберу діаметром 3–10 мм. Для збільшення швидкості випаровування гелію в трубці в неї вставляється мідний дріт 2 діаметром 1 мм. Гідростатичний тиск вимірюється масляним манометром 3, одне коліно якого з'єднується з трубкою 1, а друге – з газгольдером через кріостат 4. Для зменшення рівня резонансних коливань у трубці 1 паралельно до неї приєднується демпферний балон 5 об'ємом 0,5–1 літр.

Висота стовпа рідкого гелію h_{He} (рис. 3) визначається формулою

$$h_{He} = h_M \cdot \frac{\rho_M}{\rho_{He}}, \quad (1)$$

де h_M – різниця рівней масла в манометрі, ρ_M і ρ_{He} – відповідно густина масла і рідкого гелію.

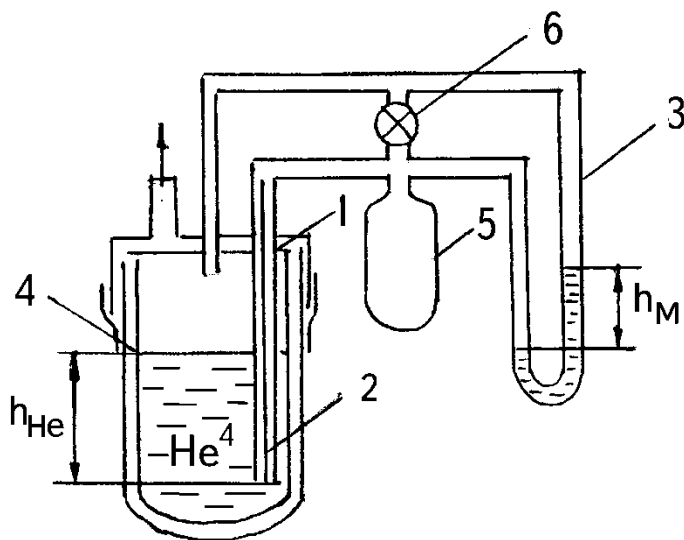


Рис. 3. Гідростатичний вимірювач рівня рідкого гелію

При використанні в манометрі чистого трансформаторного масла чутливість пристрою визначається співвідношенням $\frac{\rho_M}{\rho_{He}} \approx 8$ (для температури рідкого гелію $T = 4,2$ К). Похибка показників вимірювача рівня не перевищує ± 5 мм. Інерційність приладу складає декілька секунд за всі режими роботи: заливка, відкачування і випаровування гелію.

Крім розглянутих засобів фіксації рівня, які значною мірою є універсальними, в деяких випадках використовуються ємнісні, конденсаційні, оптичні, акустичні та гідродинамічні датчики.

1. Експериментальна установка і методика вимірювань

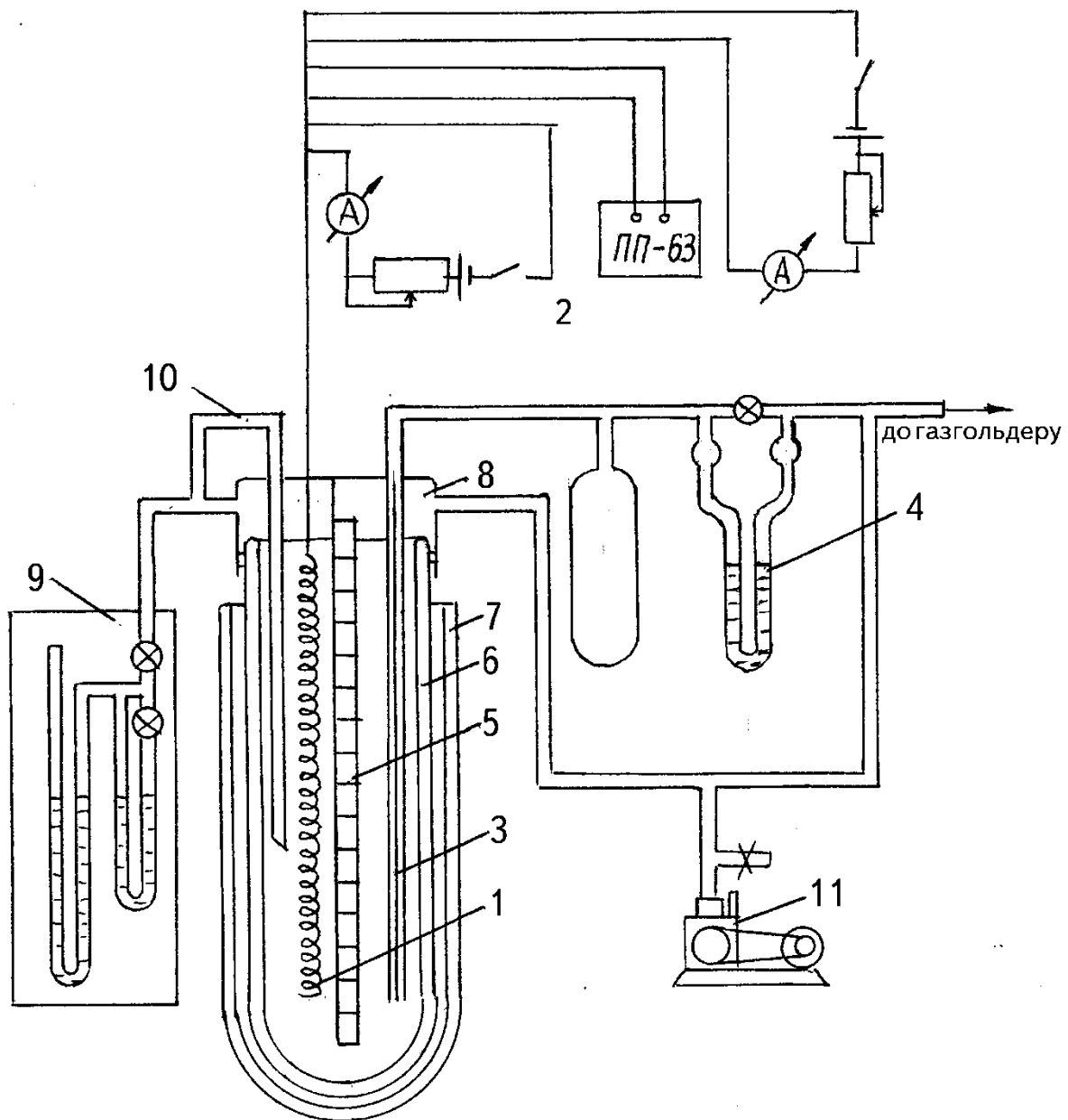
2.1. Кріостат для градування вимірювачів рівня рідкого гелію

Схема використаної в роботі експериментальної установки показана на рис. 4 Основними її вузлами є: гелієвий кріостат з допоміжним обладнанням, танталовий і гідростатичний вимірювачі рівня, а також лінійка з ціною поділу 1 см.

Для визначення електроопору танталового дроту 1 використовується схема 2, яка складається з джерела живлення, регулюючого резистора, міліамперметра та потенціометра. У разі недостатнього теплоприпливу до ділянки танталу на межі поділу рідкий–газоподібний гелій використовується допоміжний нагрівач у вигляді мідного дроту, намотаного на спіраль. Регулюючи струм через нагрівач, можна отримати різкий перехід танталового дроту з надпровідного стану в нормальний на рівні поділу рідина–пара.

У гідростатичний вимірювач рівня входить трубка з нержавіючої сталі (діаметром 10 мм) з розташованим усередині мідним провідником тепла 3, а також масляний манометр 4. За манометром здійснюється відлік гідростатичного тиску стовпа рідкого гелію на рівні нижнього кінця трубки 3.

2.2. Порядок виконання роботи Рекомендується така послідовність операцій при виконанні лабораторної роботи.



Після монтажу датчиків вимірювачів рівня і збирання гелієвого кріостату відкачати установку форвакуумним насосом. При цьому слід звернути увагу на те, щоб здубльована установка була відокремлена від лінії відкачування. Рис. 4. Схеми експериментальної установки:

- 1 – танталова спіраль; 2 – електрична схема;
- 3 – трубка з мідним провідником; 4 – масляний

манометр; 5 – лінійка; 6,7 – гелієвий та азотний дьюари; 8 – капка; 9 – ртутний манометр; 10 – переливалка; 11 – форвакуумний насос.

2. Перевірити систему на натікання повітря, котре не повинне перевищувати 3-4 мм на годину за масляним манометром.
3. Напустити в установку газоподібний гелій із газгольдера. Залити зріджений азот у зовнішній дьюар і після охолодження протягом 0,5–1 години транспортного дьюара залити рідкий гелій в лабораторний кріостат.
4. Провести градування вимірювачів рівня.
5. Після закінчення вимірювань опустити азотний дьюар, випарувати рідкий гелій, дьюар нагріти до кімнатної температури, закрити вентиль газгольдера і відкачати залишки газоподібного гелію.

3 Завдання до роботи

1. Підготувати експериментальну установку до роботи і залити рідкий гелій.
2. У процесі википання рідкого гелію із дьюара провести зіставлення положення рівня по відліковій лінійці через 0,5 см з показами танталового й гідростатичного вимірювачів рівня.
3. Побудувати графік залежності: показники вимірювачів – істинне положення рівня рідкого гелію (відрахованим за лінійкою).
4. Оцінити похибку і чутливість у визначенні рівня градуйованих вимірювачів.

Рекомендована література

1. Уайт Г. К. Экспериментальная техника в физике низких температур.

- М.: Физматгиз , 1961. – 368 с.
2. Роуз-Инс А. Техника низкотемпературного эксперимента. –М.: Мир, 1966. – 214 с.
3. Фастовский Е. Г. , Петровский Ю. В. , Ровинский А. Е. Криогенная техника. – М.: Энергия, 1974. – 495 с.

ТЕПЛОТА ВИПАРУВАННЯ РІДКОГО ГЕЛІЮ.

Мета роботи – вимірювання кількості випаровуваного рідкого гелію від часу за наявності і відсутності зовнішнього теплоприпливу; розрахунок теплоти випарування рідкого гелію.

1. Загальні положення

Термін «фізика низьких температур» визначається областю виявлення того чи іншого явища і типом взаємодії, яка його характеризує (пружні сили, взаємодія електронів і т. ін.). У будь-якій системі взаємодіючих частинок при зниженні температури T спостерігається збільшення впорядкування, що найбільш інтенсивно відбувається, коли енергія взаємодії стає порівняною до енергії тепловим збуджень.

Практично виділяють такі інтервали температур: помірно низькі (300–100 K), низькі (нижчі за 100 K) і наднизькі (0,3 K).

Для отримання помірно низьких температур використовують холодоагенти, критична температура яких вища за температуру навколишнього середовища (наприклад, для аміаку – 405 K, вуглекислоти – 304 K, фреону – 373 K й інш.). Скраплення цих холодоагентів відбувається при охолодженні за додатних температур з використанням води або повітря для відводу теплоти випаровування.

Для досягнення і підтримання низьких температур звичайно використовують зріджені гази. У посудині зі зрідженим газом, який випаровується при атмосферному тиску, підтримується постійна температура, що відповідає температурі кипіння. Здебільшого використовуються такі зріджені гази: кисень, азот, неон, водень та гелій (табл. 1).

Реалізація наднизьких температур здійснюється за допомогою розчинення легкого ізотопу He^3 у рідкому He^4 , адіабатичного розмагнічування парамагнітних солей і ядерного розмагнічування.

Т а б л и ц я 1

Основні фізичні властивості газів

Характеристики	Газ				
	кисень	азот	неон	водень	гелій (He^4)
Середня атомна або молекулярна маса	32,000	28,016	20,183	2,016	4,003
Густина газу (0°C , атмосферний тиск), кг/м^3	1,429	1,250	0,900	0,090	0,178
Критичні параметри:					
температура, К;	154,77	126,26	44,40	33,42	5,199
тиск, МПа;	4,92	3,29	2,63	1,25	0,22
густина, кг/м^3	430,0	311,0	483,0	30,0	69,3
Температура кипіння при атмосферному тиску, К	90,18	77,36	27,09	20,38	4,215
Густина рідини при	1142,0	808,0	1206,0	70,87	125,0

температурі кипіння, кг/м ³					
Теплота випаровування, кДж/кг	213,0	197,0	87,0	455,0	—
Об'єм газу, що утворюється при випаруванні 1м ³ рідини, м ³ (20 °С, атмосферний тиск)	858,0	690,0	1440,0	845,0	750,0

Якщо використати поняття абсолютної температури і ввести логарифмічну шкалу відносних температур $\ln T / T_0$ (T_0 – температура замерзання води), то з порівняння абсолютної і відносної шкал витікає, що неможливо досягнути абсолютного нуля (0 К), оскільки в логарифмічній шкалі 0 К відповідає $-\infty$ (табл. 2).

Як уже відмічалось, для досягнення низьких температур використовують зріджені гази, які отримують охолодженням до температури конденсації з наступним відняттям теплоти випарування (через це ця характеристика вельми важлива для вибору кріогенної рідини для потреб техніки і лабораторної практики)

Т а б л и ц я 2

Абсолютна та відносна шкала температур

Речовина	Сонце	Плавлення золота	Замерзання води	Кипіння			Адіабатичне розмагнічування
				азоту	водню	гелію (He ⁴)	
T, K	6300	1336	273	77	20,4	4,2	10 ⁻³

$\ln T/T_0$	3,14	1,59	0	-1,26	-2,59	-4,17	-12,53
-------------	------	------	---	-------	-------	-------	--------

При зрідженні газів основною вимогою є правильний вибір придатного охолоджувального циклу для відведення тепла з низького температурного рівня. Практика показала, що в порівнянні з ідеальним холостим циклом у реальних зріджувачах витрата енергії значно вища. Причиною низького коефіцієнта корисної дії є недоскональність застосованих охолоджуючих циклів та способів збереження холоду.

Для отримання $T \leq 4,2$ К широко використовують рідкий гелій He^4 (табл. 1). Будучи одним з ізотопів гелію, He^4 є газом, переведення якого в рідкий стан найбільш важке через низьку температуру кипіння (4,2 К) і низьку температуру інверсії ефекту Джоуля–Томсона (≈ 40 К). Уперше рідкий гелій був отриманий Камерлінг-Онсом у 1908 р. в результаті використання циклу з дроселюванням і попереднім охолодженням рідким воднем.

Зараз для зрідження гелію використовують такі методи отримання холоду: 1) Джоуль-Томсон – ефект з каскадом холодоагентів; 2) адіабатичне розширення частини стисненого газу, який залишився в посудині при виштовхуванні з неї другої частини газу (експансійний процес); 3) ізоентропічне розширення стисненого гелію у детандері. Відповідно до названих методів класифікують пристрої зі зрідження газів.

У 1934 р. П. Л. Капіца створив зріджувач, у якому охолодження гелію здійснюється в поршневому детандері. В останні роки зріджувачі подібного типу значно поширені.

Зараз найбільш продуктивними зріджувальними машинами є машини з використанням поршневого і турбодетандера, котрі спроможні виробляти 50–100 літрів гелію за годину.

2. Експериментальна установка і методика вимірювань

2.1. Опис гелієвого кріостата

Експериментальна установка, схема якої наведена на рис. 1, складається з гелієвого кріостата з допоміжним обладнанням, вимірювача рівня гелію та електричного нагрівача регульованої потужності. Електронагрівач 1 і вимірювачі рівня 3, 5 розташовані в гелієвому дьюарі 6, який зверху закритий капкою 8 з фланцевим ущільненням і з'єднується з газгольдером і диференціальним ртутним манометром 10. Електрична схема 2 вимірювання потужності, що виділяється нагрівачем 1, містить джерело, коло регулювання і вимірювання струму, а також вимірювання падіння напруги на нагрівачі.

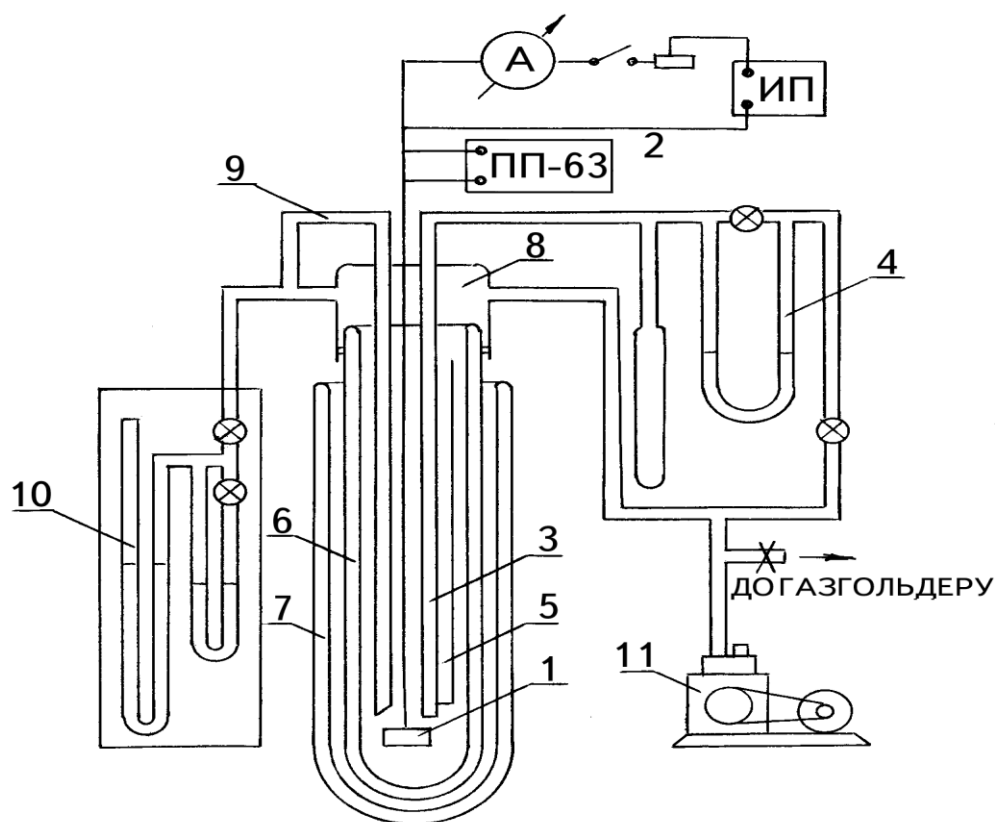


Рис. 1. Схема лабораторної установки: 1 – нагрівач; 2 – електрична схема для визначення потужності, що виділяється; 3 – трубка вимірювача рівня; 4 – масляний диференціальний манометр; 5 – лінійка; 6, 7 – гелієвий і азотний

дьюари; 8 – капка з фланцевим ущільненням; 9 – переливалка; 10 – диференціальний ртутний манометр; 11 – форвакуумний насос.

Рівень рідини в гелієвому дьюарі 6 визначається двома способами: візуальною фіксацією за позначками вимірювальної лінійки 5 або за допомогою вимірювача рівня, який складається з тонкостінної нейзильберової трубки 3 і датчика гідростатичного тиску у вигляді масляного манометра 4. Якщо закрити кран манометра 4, рівень рідкого гелію за рахунок випарування у трубці 3 знижується до тих пір, поки не досягне її нижнього кінця. Тоді надмір тиску, що визначається вагою стовпа рідкого гелію від нижнього кінця трубки 3 до поверхні рідини в кріостаті, буде урівноважуватися вагою стовпа масла h_m у диференціальному манометрі 4.

Висоту стовпа рідкого гелію $h_{не}$ можна обчислити із співвідношення

$$h_{HE} = h_M \frac{\rho_m}{\rho_{HE}}, \quad (1)$$

де ρ_{He} , ρ_m - відповідно густина рідкого гелію і масла.

2.2. Порядок виконання роботи

При виконанні лабораторної роботи рекомендується наступна послідовність операцій.

1. Після збирання гелієвий кріостат відкачати форвакуумним насосом (при цьому здубльована установка мусить бути відокремлена від лінії відкачки).
1. Перевірити систему на натікання, яке не повинне перебільшувати 3-4 мм на годину за масляним манометром.
2. Напустити в установку газоподібний гелій, у зовнішній дьюар залити рідкий азот.
3. Після охолодження протягом 0,5-1 години залити в кріостат рідкий гелій.

4. Визначити зміну рівня рідкого гелію з часом за рахунок зовнішнього теплоприпливу, а також при ввімкненому нагрівачі.
5. Після закінчення вимірювань необхідно опустити азотний дьюар, випарувати рідкий гелій, що залишився, кріостат отеплити до кімнатної температури і відкачати залишки газоподібного гелію.

2. Завдання до роботи

1. Підготувати установку до роботи і залити рідкий гелій.
2. Знайти зміну положення рівня кріогенної рідини в залежності від часу (протягом 0,5- години).
3. Підключити електронагрівач до джерела живлення і при сталій потужності, що виділяється ним, знову зафіксувати зміну рівня рідкого гелію з часом.
.
4. Побудувати графік «рівень рідкого гелію – час», визначити теплоту випарування рідкого гелію при атмосферному тиску. Оцінити похибку обчисленої величини.
5. Порівняти теплоти випарування рідких гелію, водню, азоту і кисню.

Література

1. Фастовский Е. Г., Петровский Ю. В., Ровинский А. Е. Криогенная техника. – М.: Энергия, 1974. – 463 с.
2. Малков М. П., Данилов Н. Б., Зельдович А. Г. и др. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения. – М.–Л.: Госэнергоиздат, 1963. – 416 с.

ВУГІЛЬНИЙ ТЕРМОМЕТР ОПОРУ

Мета роботи – вивчення принципу і конструкції вугільного термометра опору, визначення його характеристик шляхом градування в інтервалі температур 1,5–4,2 К.

Міжнародна практична температурна шкала (МПТШ–68) заснована на ряді відтворюваних рівноважних станів, яким відповідають певні значення температур (первинні реперні точки).

Практично здійснення термодинамічної шкали температур реалізується за допомогою первинних термометрів, для яких відомий зв'язок між термодинамічним законом і температурою (парамагнітний, газовий й оптичний термометри).

Термометри, для яких зв'язок між термодинамічним законом і температурою не відомий і встановлюється дослідним шляхом, називаються вторинними.

У гелієвій області температур (4–10 К) використовуються конденсаційний термометр і напівпровідниковий термометр опору.

1. Термометрія в гелієвій області температур

1.1. Конденсаційний термометр

Оскільки процес вимірювання температур газовим термометром є досить важким і трудомістким, а в ряді випадків зовсім не придатним для лабораторної практики, послуговуються температурною залежністю пружності пари над рідиною або твердою фазою як вторинним термометром. Такі термометри називаються конденсаційними. Термометр складається з резервуара, заповненого під тиском речовиною, яка сконденсується в необхідній температурній області. Резервуар термометра з'єднаний трубкою з

манометром, який дозволяє досить точно вимірювати тиск. Шкала термометра визначається зв'язком між температурою і тиском газу. Залежність тиску насиченої пари над поверхнею рідини P_s від температури можна обчислити інтегруванням рівняння Клапейрона – Клаузіуса для фазового переходу «рідина – пара»

$$T \frac{dP_s}{dT} = \frac{r}{V_n - V_p}, \quad (1)$$

де V_n і V_p – питомі об'єми пари і рідини, r – теплота пароутворення. За умови $\frac{P_s}{P_{кр}} < 1$ ($P_{кр}$ – критичний тиск), $V_n \gg V_p$, $r = const$ і застосовності законів

ідеального газу до пари співвідношення (1) можна подати у вигляді

$$\ln P_s = A/T + B. \quad (2)$$

Якщо теплота пароутворення є лінійною функцією температури $r = r_0 + \alpha T$, тоді отримуємо широко відому емпіричну залежність

$$\ln P_s = A/T + B \ln T + C \quad (3)$$

Рівняння на зразок (3) відповідним підбором констант A , B і C можна близько підігнати до експериментальних значень пружності пари. Пружність парів кріогенних рідин, які найчастіше використовуються, добре відома і протабульована як функція абсолютної термодинамічної температури (Додаток 4). На основі цього створено ряд надійних первинних шкал в області низьких і помірно низьких температур. Так, наприклад, використовуючи залежність тиску пару над рідким гелієм, воднем, киснем і азотом від температури, можна здійснити градуювання вторинних термометрів опору і термопар, а також виконати перевірку точності газових термометрів в інтервалі 1–4,2 К; 14–20 К; 55–90 К і 63–77 К відповідно.

Чутливість конденсаційних термометрів задовільна, найбільш високу чутливість має гелієвий конденсаційний термометр, наприклад, для

$$P_s = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}, \frac{dP_s}{dT} = 76 \text{ кПа/К}.$$

Для точного визначення температури тиск у конденсаційному термометрі вимірюється за допомогою диференціального комбінованого ртутно – масляного манометра. Так, наприклад, вимірювання різниці рівнів ртуті з точністю 0,5 - 0,05 мм (похибка $\Delta P_S = 50 - 5$ Па) відповідає точності визначення температури $10^{-3} - 10^{-4}$ К.

1.2. Напівпровідниковий і вугільний термометри опору

У термометрах опору використовується залежність електричного опору матеріалів від температури. У кріогенній техніці для виготовлення термометрів звичайно використовують чисті метали та їх сплави, а також напівпровідники. Найважливішим параметром терморезисторів є величина термічного коефіцієнту опору (або чутливість)

$$\alpha_T = \frac{1}{R_0} \frac{dR}{dT} \quad \text{або} \quad \alpha_T = \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho}{dT}, \quad (4)$$

а також сталість характеристик терморезистора при термоциклюванні і з часом.

Для переважної більшості металів в області температур $T > (\frac{1}{3} \div \frac{1}{4}) \Theta_D$ (Θ_D – температура Дебая) електричний опір зростає з температурою практично лінійно. При низьких температурах залежність більш сильна – степенева, при цьому α_T швидко зменшується і, коли $T \rightarrow 0$, в області залишкового опору чутливість металевих терморезисторів близька до нуля. За всі температури електроопір металів і сплавів визначається тільки відповідним механізмом розсіювання носіїв струму, а коефіцієнт α досить малий і складає приблизно $3 \cdot 10^{-3}$. Це обумовлено відносно малою ефективністю процесів розсіювання і сталістю концентрації носіїв струму в металах.

Якщо як матеріал терморезистора використати напівпровідник, то основним фактором, який визначає залежність електроопору матеріалу від температури є температурна залежність концентрації носіїв. Тому для всіх напівпровідників характерною є висока чутливість до температури (для деяких

матеріалів α при низьких температурах на два порядки більше за середнє значення для металів). Існування в деяких матеріалах досить вузької зони заборонених енергій завширшки $E \approx 0,5$ еВ за законами статистичної фізики приводить до такої залежності концентрації носіїв у зоні провідності від температури:

$$n_i = p_i = A \cdot \exp(-E/2kT) \quad (5)$$

де n_i і p_i – концентрації електронів і дірок власного надпровідника, A – коефіцієнт, який визначається процесами рекомбінації носіїв і в першому наближенні – величина стала. За визначенням густина струму $\vec{j} = n_i e \vec{v}$, v – швидкість носіїв, а за законом Ома $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, тобто за умови $v = \text{const}$ отримуємо $\sigma = \sigma_0 \exp(-E/2kT)$ або

$$\rho = \rho_0 \exp(-E/2kT) \text{ або } R = R_0 \exp(-E/2kT), \quad (6)$$

де R_0 – стала, умовний опір, коли $T \rightarrow \infty$. Для двох температур T_1 і T_2 з (6) отримуємо

$$R_2 = R_1 \cdot \exp\left[B\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right]. \quad (7)$$

Сталу B визначають при градуванні. У вузькому інтервалі температур на практиці користуються інтерполяційними формулами, які для термометрів різних виробників мають дещо інший вигляд, ніж (7). Наприклад, для термометрів фірми Texas Instrument рекомендована формула $R = CT^{-A} \exp(-B/T)$. При вимірюванні низьких температур найчастіше використовують германій і кремній. Але в області температур $T < 100$ К питомий опір власних надпровідників (германію, кремнію) стає дуже великим, і тому їх легують донорними або акцепторними домішками з концентрацією $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, які створюють домішкову псевдоцилину завширшки $\approx 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ еВ}$. Як донори використовують елементи V групи (As, Sb, P та ін.), акцептори – III групи (Ga, In, Al). У домішкових напівпровідниках домінує один тип носіїв (донори або акцептори), але для завдань термометрії тип носіїв

суттєвого значення не має. Розширити інтервал в область низьких температур дозволяє також багатокомпонентне легування. У цьому випадку (наприклад, термометри ТСГ-1 виробництва ВНИИФТРИ, м. Москва і КГГ виробництва ІНП АН України, м. Київ) для градуювання в робочому інтервалі температур рекомендовані інтерполяційні поліноми вигляду

$$1/T = \sum_{n=0}^n A_n \varphi_n(\ln R). \quad (8)$$

Така процедура забезпечує похибку градуювання меншу за $5 \cdot 10^{-4}$ К в інтервалі температур 4,2–20К,

На рис.1 схематично показана будова германієвого термометра опору.

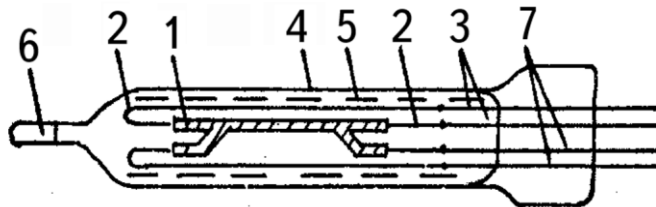


Рис . 1. Германієвий термометр опору:

- 1 – чутливий елемент; 2 – струмопроводи з золота;
- 3 – вводи з платини; 4 – мідна гільза; 5 – ізоляція з фторопласту; 6 – капіляр для заповнення гільзи гелієм; 7 – спай платини зі склом

При температурі кипіння рідкого гелію відтворюванність термометру з легованого германію оцінюється у 10^{-3} К. Практично жоден із германієвих термометрів не дає простої залежності опору від температури, і суттєвим є розкид характеристик від термометра до термометра, виготовлених з одного й того ж монокристала германію. Через це германієві термометри опору необхідно градуювати при багатьох фіксованих температурах, а екстраполяція за межі градуювання не доцільна.

Поряд і з германієвими термометрами широко розповсюджений такий клас терморезисторів, як вугільні термометри електроопору. Як термочутливий матеріалу у них застосовують спечений під тиском графітовий порошок у вигляді стрижнів або мініатюрних дисків з металевими контактами. Існує декілька технологій виготовлення вугільних термометрів: плівкова, на основі поруватого скла, порошкова. Вугільні термометри опору з дещо гіршими характеристиками, наприклад з технічною метою, можуть бути виготовлені шляхом відпалу шматочків антрациту протягом декількох годин при температурі 500–1000 °С.

Плівкові вугільні термометри опору (особливо зручні для вимірювання температури малих об'єктів) виготовляють нанесенням шару колоїдного графіту (аквадагу) у вигляді вузької смужки. Після висихання аквадагу на кінці смужки наносять краплини срібної пасти і занурюють у них кінці тонких мідних дротів. Конструкція цих термометрів подібна до конструкції зображеного на рис.1 германієвого термометра. Провідність такого матеріалу визначається низкою чинників. Це стрибковий механізм по локалізованих станах який у загальних рисах може бути описаний виразом, який нагадує формулу (5). Суттєву роль відіграє тунелювання носіїв струму крізь численні бар'єри, які створені на межах зернин вуглецю у процесі термообробки. І в цьому випадку формула для прозорості бар'єрів має вигляд подібний до (6)

$$D = D_0 \exp(-E / kT). \quad (9)$$

Тому у вугільних термометрів температурна залежність опору аналогічна в загальних рисах до напівпровідникової, але аналітичний опис такої функції зробити важко. Тому, наприклад, для дуже поширених вугільних терморезисторів фірми «Allen-Bradley» рекомендують таку інтерполяційну формулу в області температур 1,5–20 К

$$\ln R + \frac{C}{\ln R} = A + \frac{B}{T}. \quad (10)$$

Доданок $C/\ln R$ має емпіричне походження і враховує дещо складнішу поведінку електроопору, ніж (6), а також присутність кількох механізмів опору.

При градуванні в невеликому інтервалі температур цим доданком можна знехтувати. Досвід застосування терморезисторів інших виробників показав, що формула (10) забезпечує задовільну точність визначення температури при використанні багатьох з них.

Для термометрів опору використовують мініатюрні вугільні резистори малої потужності з номінальним опором при кімнатній температурі 1–10 Ом. Високою чутливістю і доброю відтворюваністю показників виділяються вугільні резистори, які характеризуються однорідністю структури і мінімальною кількістю мінеральних домішок. Часто при градуванні використовують напівемпіричне співвідношення

$$\ln \frac{R}{T} = a \ln^2 R + b \ln R + c. \quad (11)$$

В інтервалі температур 2–80 К воно апроксимує експериментальні дані з точністю 0,5 %.

При розрахунках звичайно використовують більше загальніше рівняння, яке виражає $\frac{1}{T}$ або $\ln T$ у вигляді полінома від $\ln R$.

Так, наприклад, співвідношення (6) може бути представлене у вигляді

$$\ln R + \frac{K}{\ln^2 R} = A + \frac{B}{T}, \quad (12)$$

де K , A , B – коефіцієнти, які можуть бути визначені після градування при трьох відомих температурах. Після градування похибка вимірювання температури в інтервалі 1–4,2 К складає кілька сотих градуса.

Необхідно також відмітити дуже малий вплив магнітного поля на залежність $R(T)$ у плівкових вугільних термометрах. У зв'язку з ефективним використанням вуглепластиків у промисловості значно вдосконалилась технологія отримання вуглеграфітових волокон. Нитки таких волокон можуть бути використані для вимірювання температури, починаючи з $\sim 0,1$ К. Верхня межа визначається початком окислення вуглецю при $T > 900$ К і сублімацією при $T > 2800$ К.

2. Експериментальна установка і методика вимірювань

2.1. Кріостат для градуювання термометра

Для градуювання вугільного термометра опору використовується низькотемпературна установка, схема якої наведена на рис. 2. Основними її елементами є гелієвий кріостат з лінією відкачки, підтримання і вимірювання тиску, вугільний термометр, потенціометрична схема для вимірювання електроопору матеріалу.

Вугільний термометр 1 знаходиться у гелієвому дьюарі 2, який розташовується в азотному дьюарі 3 і зверху закритий капкою 4 з фланцевим ущільненням. До капки приєднана переливалка 5, диференціальний ртутний манометр 6, а також лінія відкачки парів над киплячим гелієм, яка складається з форвакуумного насоса 7 і вентилів грубої і тонкої відкачки.

Оскільки чутливість вугільного термометра визначається не тільки величиною температурного коефіцієнта опору, але і параметрами приладу, для вимірювання опору використовували схему на базі потенціометра Р-348.

Електричне коло для визначення характеристик термометра складається з вугільного терморезистора R_X й еталонної котушки опору $R_N = 10$ Ом, на яких потенціометром 9 (чутливість по напрузі $2 \cdot 10^{-8}$ В) знаходять падіння напруги струму від стабілізованого джерела живлення 12.

Потенціометр Р-348 комплектується також фотоелектричним підсилювачем 10, джерелом стабілізованої напруги 11 і перемикачем напрямку вимірювального струму 13, який дозволяє усунути термо-е.р.с. і контактну різницю потенціалів. При послідовному ввімкненні R_X і R_N в коло через них проходить один і той же електричний струм і $R_X = R_N \frac{U_X}{U_N}$. Для точного

визначення електричного опору термометра вимірювання U_X і U_N проводять декілька разів при прямому і зворотному напрямку струму.

2.2. Порядок виконання роботи

1. Після встановлення вугільного термометра і монтажу гелієвого кріостату провести відкачку внутрішнього об'єму форвакуумним насосом.
2. Перевірити натікання системи за масляним манометром (не більше ніж 1-2 мм на годину).
3. Напустити в установку газоподібний гелій (диференціальний манометр повинен бути відключений), за допомогою рідкого азоту на протязі 0,5-1 години провести охолодження внутрішнього об'єму гелієвого дьюара, а потім залити рідкий гелій з транспортного дьюара.
4. Отримання стабілізованої температури в інтервалі 1,5-4,2 К відбувається таким чином. Відокремити затискувачем кріостат від газгольдера, ввімкнути гелієвий форвакуумний насос. Відкриваючи вентилі тонкого і грубого регулювання швидкості відкачки на вході насоса, поступово

,

Рис. 2 . Схема установки для градуювання вугільного термометра опору: 1 - вугільний термометр; 2,3 - гелієвий і азотний дьюари; 4 - капка; 5 - переливалка; 6 - диференціальний ртутний манометр; 7 - форвакуумний насос; 8 - вентилі

регулювання швидкості відкачки; 9,10 - потенціометр

P-348 і підсилювач Ф-305; 11,12 - стабілізовані джерела

струму потенціометра і кола зразка; 13 - перемикач

знижують температуру рідкого гелію. Контроль за стабільністю температури здійснити за допомогою масляного манометра через 5–11 мм – в інтервалі 50–5 мм рт. ст. Зв'язок між температурою і пружністю пари над рідким гелієм наведено в Додатку 4.

5. При фіксованих температурах в інтервалі 1,5 - 4,2 К провести вимірювання електричного опору вугільного термометра.

6. Після закінчення вимірювань температуру в кріостаті підняти до 4,2 К, випарувати залишки рідкого гелію, установку відігріти до кімнатної температури, а потім газоподібний гелій відкачати з дьюара.

2.3. Завдання до роботи

1. Побудувати графік залежності електричного опору вугільного термометра від температури. Використовуючи співвідношення (7), визначити константи A, B, K .
2. Приймаючи у співвідношенні (7) $K=0$ і використовуючи експериментальні значення $R(T)$, побудувати графік у координатах $\ln R$ як функція $1/T$. Знайти A і B .

Рекомендована література

1. Фастовский Е. Г., Петровский Ю. В., Ровинский А. Е. Криогенная техника. – М.: Энергия, 1974. – 405 с.
2. Роуз-Инс А. Техника низкотемпературного эксперимента. – М.: Мир, 1968. – 214 с.
3. Малков М. П., Данилов И. Б., Зельдович А. Г., Фрадков А. Б. Справочник по физико-техническим основам криогеники. – М.: Энергоатомиздат,

1985. – 432 с.

4. Геращенко О. А., Тордов А. М., Лах В.И., Стадник Б. И., Яришев Н. А.
Температурные измерения . – К.: Наук. думка, 1984. – 494 с.

ЗАЛЕЖНІСТЬ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ КРИТИЧНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ НАДПРОВІДНОГО ОЛОВА

Мета роботи – спостереження виштовхування магнітного потоку при переході олова із нормального в надпровідний стан; вимірювання величини критичного магнітного поля при різних температурах; визначення величин T_K і $H_K(0K)$.

1. Короткі відомості про надпровідність металів

1.1 Основні властивості надпровідників

Деякі метали і сплави при охолодженні до температури T_K , яка називається критичною, переходять у надпровідний стан. Хоча при переході в надпровідний стан розташування атомів у кристалічній ґратці залишається незмінним, електричні й магнітні властивості речовини змінюються дуже суттєво. Явище надпровідності було відкрито в 1911 р. Г. Камерлінг-Оннесом.

Головна властивість надпровідників – повна відсутність електричного опору постійному струму. Якщо досліджуваний метал увімкнути в коло, у якому зовнішнім джерелом створюється електричний струм, то при зниженні температури зразка нижче T_K падіння напруги на ньому стрибком обертається в нуль. Інший спосіб спостереження надпровідності – створення незгасаючого струму в надпровідному кільці. Кільце з металу–надпровідника розташовується при $T > T_K$ у зовнішньому магнітному полі H . Потім температура опускається нижче T_K і магнітне поле вимикається. За законом індукції при зміні H у замкненому колі виникає струм, який прагне зберегти незмінним магнітний потік через кільце. У звичайному (нормальному) металі цей струм швидко

згасає, у надпровіднику ж він залишається незмінним практично необмежено довго (питомий опір $\rho < 10^{-23} \text{ Ом} \cdot \text{м}$). Це приводить до того, що магнітний потік у середині надпровідного кільця не змінюється з часом.

Якщо величина електричного струму або магнітного поля занадто велика, то надпровідність руйнується при $T < T_K$. Їхні граничні значення називають критичним струмом J_K і критичним магнітним полем H_K .

Крім відсутності електричного опору для надпровідників характерною є ще одна важлива властивість, яка виявляється у так званому ефекті Мейснера (1933 р., В. Мейснер і Р. Оксенфельд): зовнішнє магнітне поле $H < H_K$ не проникає в глибину надпровідника і відмінне від нуля тільки в тонкому поверхневому шарі. Інакше мовити, у середині надпровідного металу магнітна індукція завжди дорівнює нулю ($B = 0$).

Коли надпровідник охолоджується в слабкому магнітному полі, то при температурі переходу на його поверхні виникає незгасаючий циркулюючий струм, який обертає в нуль внутрішній потік. Якщо ж при температурі, нижчій за критичну величину, $H > H_K$, а потім зменшується, тоді в момент проходження критичного значення магнітне поле неначе виштовхується з надпровідника, тобто, починаючи з $H = H_K$, силові лінії магнітного поля огинають його (рис. 1).

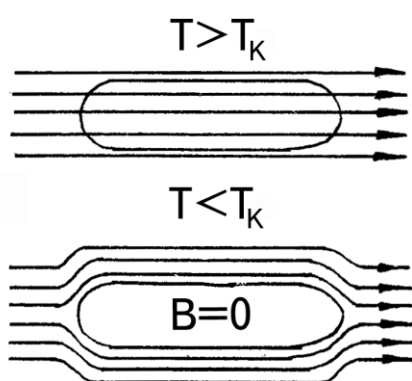


Рис. 1. Розподіл магнітного потоку навколо надпровідника вище і нижче за T_K



Рис. 2. Фазова H - T діаграма надпровідника

На відміну від ідеального провідника, умова $B=0$ не залежить від черговості стадій охолодження і докладання зовнішнього магнітного поля. Ефект Мейснера показує на оборотність надпровідного переходу і рівноважність досягнутого стану. Для макроскопічних зразків такий рівноважний стан означає повне виштовхування магнітного потоку з об'єму матеріалу, і тоді надпровідник поводить себе як ідеальний діамagnetик. Дійсно, для тонкого довгого зразка (фактор розмагнічування дорівнює нулю), розташованого паралельно прикладеному полю, можна записати

$$B = \mu_0 (H + I) = 0,$$

де I – намагніченість одиниці об'єму, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}$ проникність вакууму. Отже, при $I = -H$ магнітна сприйнятливості дорівнює $\chi = \frac{I}{H} = -1$.

Ідеальний діамagnetизм із нульовим електроопором є основною властивістю всіх ідеальних макроскопічних надпровідників. Зазначимо, що $\chi = -1$ у надпровідників, приблизно в 10^6 разів, більше ніж у звичайних діамagnetиків ($\chi_{H_2O} = -0,7 \cdot 10^{-6}$, $\chi_{Bi} = -14 \cdot 10^{-6}$).

Необхідно підкреслити, що рівність нулю об'ємної індукції надпровідника не може бути отримана з умови відсутності в нього електричного опору ($\rho = 0$). Із закону Ома виходить $\vec{E} = \rho \vec{j}$, що при скінченному струмі \vec{j} і $\rho = 0$ приводить до $\vec{E} = 0$. Із рівняння Максвела $\frac{d\vec{B}}{dt} \sim \text{rot} \vec{E}$ при нульовому електроопорі отримаємо $\frac{d\vec{B}}{dt} = 0$, тобто відсутність змін у магнітному потоці через метал при надпровідному переході, а це суперечить ефекту Мейснера, який експериментально спостерігається. Таким чином, є всі підстави вважати $\rho = 0$ і $\chi = -1$ двома суттєвими і незалежними властивостями надпровідного стану.

Як уже зазначалось, магнітна індукція дорівнює нулю тільки в об'ємі матеріалу і відмінна від нуля у дуже тонкому поверхневому шарі, де незгасаючі струми можуть екранувати від впливу зовнішнього поля внутрішні області.

Відстань, на якій індукція B зменшується в $e = 2,7$ разів від своєї величини на поверхні $B(0)$, називають глибиною проникнення $\lambda \sim 10^{-8} - 10^{-7} \text{ м}$. Густина магнітного потоку спадає від поверхні в глибину металу по закону:

$$B(x) = B(0) \exp(-x/\lambda). \quad (1)$$

Залежність глибини проникнення від температури добре апроксимується співвідношенням (2)

$$\lambda(T) = \lambda(0K) \left[1 - \left(T/T_K \right)^4 \right]^{-1/2}. \quad (2)$$

Вимірювання критичного магнітного поля надпровідника при різних температурах показує зменшення його від деякого значення $H_K(0K)$ при нульовій температурі до нуля при $T \rightarrow T_K$. Криву $H_K(T)$ на рис. 2 можна назвати фазовою діаграмою надпровідника. Метал буде знаходитись у надпровідному стані при будь-якій комбінації змін температури і магнітного поля, якщо точка P буде розташована під кривою $H_K(T)$. Як показують стрілки, метал можна перевести у нормальний стан, підвищуючи температуру чи магнітне поле або і те й інше одночасно. Значення $H_K(0K)$ для кожного надпровідника різне, метали з низькими температурами переходу мають і низькі критичні поля.

1.2. Термодинаміка надпровідного переходу

У чистому надпровіднику з нульовим розмагнічуючим фактором магнітний потік виштовхується кожний раз, незалежно від того, чи знаходився зразок у зовнішньому полі, коли температура знижувалась нижче T_K , чи поле прикладалось після надпровідного переходу. Таким чином, стан із виштовхнутим магнітним потоком являє собою істинний рівноважний термодинамічний стан. Це означає, що до надпровідника можна застосувати термодинаміку рівноважних станів.

Вільна енергія Гібса тіла за відсутності магнітного поля

$$G(0) = U - TS + PV, \quad (3)$$

де U – внутрішня енергія, S – ентропія, P – тиск і V – об'єм. За наявності магнітного поля

$$G(H) = U - TS + PV - \int_0^H IdH. \quad (4)$$

Оскільки для ізотермічного процесу ($T = \text{const}$)

$$G(H) = G(0) - \int_0^H IdH, \quad (5)$$

намагніченість нормальної фази дорівнює нулю і $G_H(H) = G_0(0)$, а надпровідної

$I = -\mu_0 H$ і $G_{\text{НОРМ}}(H) = G_{\text{НАДПР}}(H) - \frac{1}{2} \mu_0 H^2$. У випадку фазового переходу

$$G_{\text{НОРМ}}(H_K) = G_{\text{НАДПР}}(H_K) - \frac{1}{2} \mu_0 H_K^2. \quad (6)$$

Це і є основним рівнянням термодинаміки надпровідників. Якщо тиск і напруженість магнітного поля сталі, а температура змінюється на величину dT , то приріст вільної енергії складає

$$dG = dU - TdS - SdT + PdV - \mu_0 HdI. \quad (7)$$

Згідно з першим законом термодинаміки

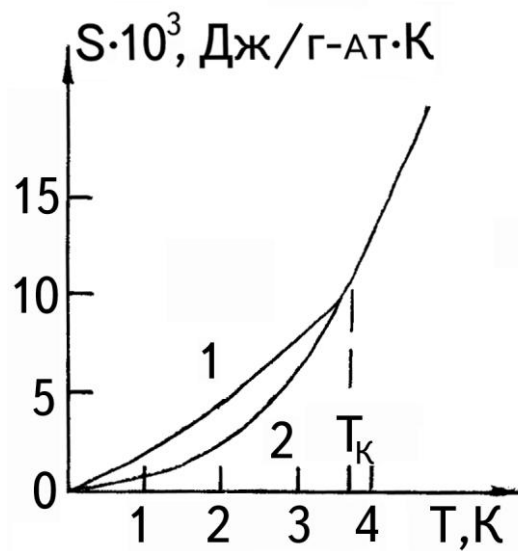
$$dU = TdS - PdV - \mu_0 HdI. \quad (8)$$

Тоді $S = -\left(\frac{dG}{dT}\right)_{P,H}$ і різниця ентропій двох фаз

$$S_{\text{НОРМ}} - S_{\text{НАДПР}} = \mu_0 H_K \frac{dH_K}{dT}. \quad (9)$$

При $T = T_K$ значення $H_K = 0$ і $S_{\text{НОРМ}} = S_{\text{НАДПР}}$, а при $T < T_K$ H_K з підвищенням температури зменшується так, що $\left(\frac{dH_K}{dT}\right) < 0$. Отже, $S_{\text{НОРМ}} > S_{\text{НАДПР}}$, що

свідчить про більш високий ступінь упорядкованості надпровідної фази у порівнянні з нормальною. Це положення лягло в основу мікроскопічної теорії надпровідності, згідно з якою електрони у надпровіднику «сконденсовані» в сильно корельовану систему електронних (куперівських) пар. Кореляція



означає додатковий порядок у розглядуваній системі. При $T = 0 \text{ K}$, згідно з теоремою Нерста, $S_{\text{НОРМ}} = S_{\text{НАДПР}}$ і, отже, $\frac{dH_K}{dT} = 0$ при $H_K \neq 0$.

Приклад залежності ентропії олова від температури показаний на рис. 3. Згідно з другим законом термодинаміки, для оборотного процесу зміна ентропії пропорційна тепловому ефекту. При $T = T_K$, за відсутності магнітного поля ентропія нормальної і надпровідної фаз рівні між собою і тепловий ефект відсутній, що характеризує фазовий перехід II роду.

В інтервалі $0 < T < T_K$ при $\left(\frac{dH_K}{dT}\right) < 0$ $S_{\text{НОРМ}} - S_{\text{НАДПР}} > 0$, що свідчить про наявність кінцевої теплоти перетворення і належність до фазового переходу I роду. Розгляд на мікроскопічному рівні показує, що при $T \rightarrow T_K$ густина

Рис. 3. Ентропія нормального (1) і надпровідного (2) олова

куперівських пар прямує до нуля і в зв'язку з цим не слід чекати прихованої теплоти перетворення. Однак нижче T_K густина спарених електронів скінченна. За наявності зовнішнього магнітного поля у надпровіднику знаходяться незгасаючі струми, але густина куперівських пар залишається практично сталою майже до критичного значення поля. У момент руйнування надпровідності всі пари розбиваються, що потребує кінцевої енергії перетворення. Оскільки при низьких температурах теплоємність металу в нормальному стані

$$C_{НОРМ} = T \left(\frac{dS_H}{dT} \right)_{P,H} = \gamma T, \quad (10)$$

а в надпровідному стані $C_{НАДПР} = T \left(\frac{dS_C}{dT} \right)_{P,H} = \frac{3\gamma}{T_K^2} T^3$ (11)

(γ - коефіцієнт, який характеризує електронну компоненту теплоємності), то

$$S_{НОРМ} - S_{НАДПР} = \gamma \left(T - \frac{T^3}{T_K^2} \right) = -\mu_0 H_K \frac{dH_K}{dT}, \quad (12)$$

що після інтегрування дає

$$\gamma \left(\frac{T^4}{4T_K^2} - \frac{T^2}{2} \right) + C = \mu_0 \frac{H_K^2}{2}. \quad (13)$$

Оскільки при $T=T_K$ $H_K = 0$ і $C = \frac{1}{4} \gamma T_K^2$, а при $T=0K$ $H_K(T)=H_K(0K)$ і $\gamma = \frac{2\mu_0 H_K^2(0K)}{T_K^2}$, то після підстановки і найпростіших перетворень остаточно отримаємо

$$H_K(T) = H_K(0K) \left[1 - \left(\frac{T}{T_K} \right)^2 \right]. \quad (14)$$

Отримана параболічна залежність з точністю до кількох процентів відповідає експериментальній залежності критичного магнітного поля від температури для різних надпровідних металів.

1.1. Кріостат й електрична схема для визначення критичного магнітного поля надпровідника

Для визначення при $T < T_K$ магнітного поля, що руйнує надпровідність металу, використовується установка, схема якої наведена на рис. 4. Оскільки T_K надпровідного переходу олова знаходиться в області температур, що відповідають кипінню кріогенної рідини при зниженому тиску, використовували кріостат із системою відкачки і вимірювання тиску парів гелію. Крім цього, експериментальна установка містить електричну схему для

створення зовнішнього магнітного поля, його градування і визначення магнітного потоку через метал-надпровідник .

Зразок 1 у вигляді олов'яного циліндра (висота 40 мм, діаметр 2 мм) з намотаною на нього в центральній частині одношаровою балістичною котушкою 2 розміщується у вузькій частині гелієвого дьюара 3 .

Гелієвий дьюар 3 розташовується в азотному дьюарі 4 і закривається зверху капкою 5 з фланцевим ущільненням. До капки 5 під'єднана переливалка 6, диференціальний ртутний манометр 7, а також лінія відкачки пари над рідким гелієм, у яку входять форвакуумний насос 8, вентилі 9 точного та грубого регулювання швидкості відкачки.

Зовнішнє магнітне поле створює соленоїд 10, який для ефективного охолодження розташований в азотному дьюарі й живиться від стабілізованого джерела сталого струму 11. Для градування соленоїда 10 використовується електрична схема 12. Вимірювання е.р.с., що виникає при зміні магнітного потоку в процесі градування соленоїда 10, а також в результаті переходу з надпровідного стану в нормальний олов'яного зразка в зовнішньому магнітному полі, відбувається балістичним гальванометром 13.

Для визначення залежності напруженість магнітного поля – сила струму для соленоїда 10 – служить допоміжна електрична схема 12, яка складається із нормального соленоїда А ($L = 108$ см; $S = 3,5$ см² і $N = 613$ витків), а також допоміжної вимірювальної котушки В. Якщо цю котушку послідовно розмістити в нормальному і робочому соленоїдах і проміряти залежність відхилення гальванометра від струму у соленоїдах, то з отриманих лінійних залежностей відхилення як функції струму можна знайти відношення магнітних полів при однакових струмах.

2.2. Порядок виконання роботи

При виконанні лабораторної роботи рекомендується така послідовність операцій.

1. При кімнатній температурі провести калібрування соленоїду 10, використовуючи допоміжну схему 12. Для цього зняти залежність відхилення гальванометра α_1 і α_2 від сили струму I спочатку через нормальний, а потім основний соленоїд.

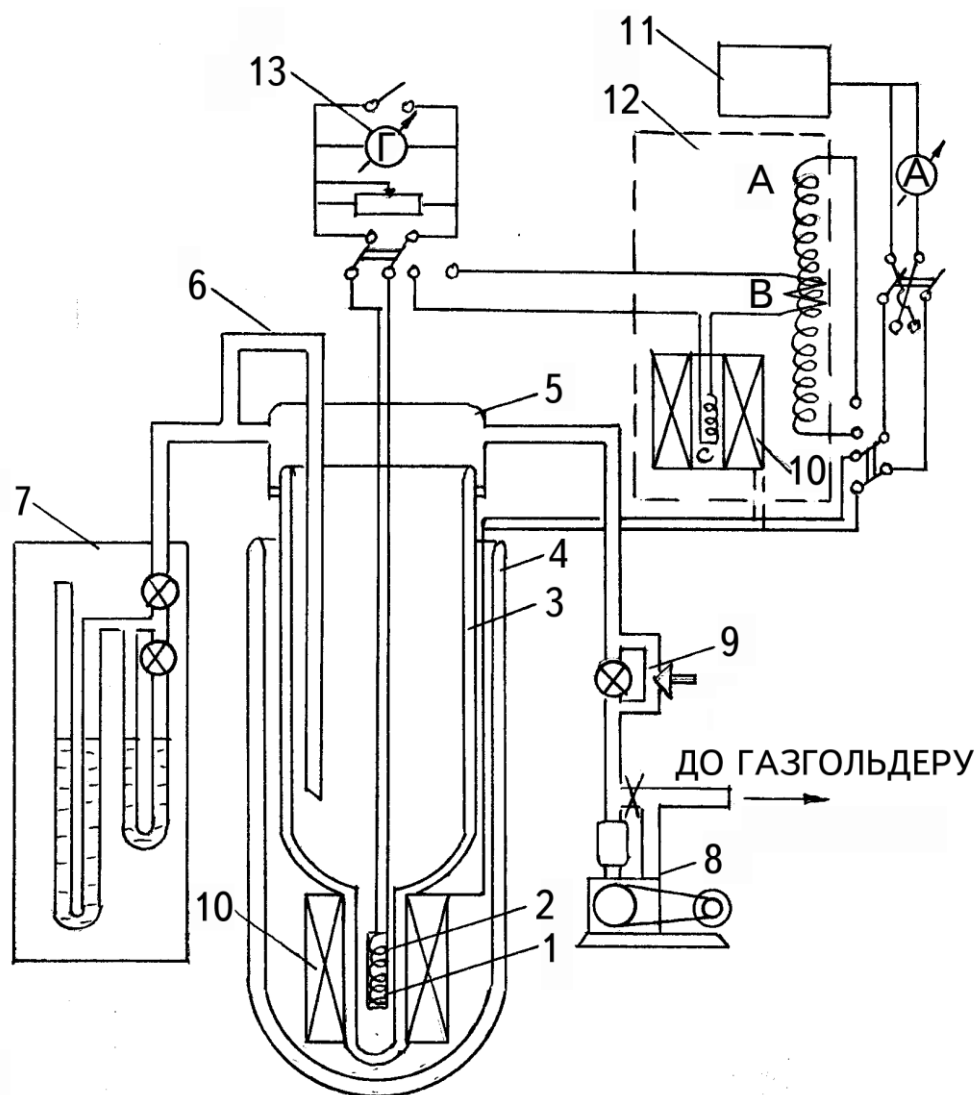


Рис. 4. Схема експериментальної установки :

1 – циліндричний зразок олова; 2 – балістична котушка; 3,4 – гелієвий і азотний дьюари; 5 – капка з фланцевим ущільненням; 6 – переливалка; 7 – диференціальний ртутний манометр; 8 – форвакуумний насос; 9 – вентилі точного і грубого регулювання швидкості відкачки; 10 – соленоїд; 11 – стабілізоване джерело постійного струму; 12 – допоміжна електрична схема

для градування соленоїда (А – нормальний соленоїд; В, С – вимірювальні котушки); 13 – балістичний гальванометр

1. Після монтажу зразка з балістичною котушкою, складання гелієвого кріостату й підвісу соленоїда в середині азотного дьюара провести відкачку внутрішнього об'єму форвакуумним насосом (здубльований кріостат необхідно відокремити). Пересвідчитись у тому, що натікання гелієвої системи не перебільшує 1 - 2 мм на годину по масляному манометру.
2. Напустити в установку газоподібний гелій (диференційний ртутний манометр при цьому необхідно закрити), рідким азотом протягом 0,5-1 години охолодити внутрішній об'єм гелієвого дьюара, а після цього провести переливання рідкого гелію з транспортного дьюара.
5. Відокремити важільним затскувачем гелієвий кріостат від газгольдера, ввімкнути форвакуумний насос. Поступово відкриваючи вентиль точного регулювання на вході насосу, знизити тиск парів над рідким гелієм (Додаток 4) до $T < T_K$ (для олова $T_K = 3,72$ К). Контроль стабільності температури проводиться за допомогою масляного манометра.
6. Для визначення величини критичного магнітного поля олова $H_K(T)$ при $T < T_K$ необхідно, плавно збільшуючи струм у соленоїді, зафіксувати за балістичним гальванометром момент проникнення магнітного поля в надпровідник.
7. Після закінчення вимірів температуру в кріостаті збільшити до 4,2 К, випарувати рідкий гелій, що залишився, установку відігріти до кімнатної температури, а потім з кріостата відкачати газоподібний гелій.

3. Завдання до роботи

1. За результатами вимірювань α_1 і α_2 знайти сталу соленоїда.

2. Підготувати експериментальну установку до роботи, після попереднього охолодження залити рідкий гелій, а потім відкачкою парів над кріогенною рідиною отримати температуру $T < T_K$.
3. Пересвідчитись у рівності нулю магнітної індукції в об'ємі надпровідника при $H < H_K$ і одній фіксованій температурі. Побудувати графік $B(H)$ для інтервалу $0 < H \leq H_K$.
4. Визначити залежність H_K від температури в інтервалі від T_K до 1,5K через 0,2 - 0,3 K.
5. Побудувати залежність $H_K(T)$ і $H_K(T)$, за якими знайти експериментальні значення $H_K(0K)$ і $T_K(H_K=0)$. Зіставити з табличними значеннями.

Рекомендована література

1. Линтон Э. Сверхпроводимость. – М.: Мир, 1971. – 262 с.
2. Роуз-Инс А., Родерик Е. Введение в физику сверхпроводимости. – М.: Мир, 1972. – 272 с.
3. Буккель В. Сверхпроводимость. – М.: Мир, 1975. – 366 с.

МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ НАДПРОВІДНИКІВ ПЕРШОГО І ДРУГОГО РОДУ

Мета роботи – вимірювання магнітної індукції свинцю та ніобію при 4,2K, вивчення характеру намагніченості в залежності від напруженості зовнішнього магнітного поля; визначення критичних величин H_K , H_{K1} і H_{K2} відповідно для надпровідників першого і другого роду.

Перехід металу з нормального у надпровідний стан супроводжується суттєвою зміною його електричних, магнітних і кінетичних характеристик. У зовнішньому магнітному полі надпровідники I роду можуть створювати магнітні структури проміжного стану, а надпровідники II роду – магнітні

структури змішаного стану. Завдяки наявності змішаного стану і високого верхнього критичного магнітного поля надпровідники II роду широко використовуються у як функціональний матеріал при створенні різних магнітних систем.

1. Короткі відомості про надпровідність

У всіх металах і сплавах при охолодженні зменшується електроопір. Однак тільки в деяких з них виявляється чудова властивість, яка полягає в раптовому зникненні електроопору при досягненні ними критичної температури T_K . У цьому випадку кажуть, що відбувся перехід у надпровідний стан (1911 р., Г. Камерлінг-Оннес).

Протягом довгого часу вважали, що єдиною властивістю надпровідного стану є відсутність електроопору постійному струму. Однак В. Мейсснер та Р. Оксенфельд (1933 р.) дослідним шляхом показали, що цей стан характеризується ще однією важливою властивістю: зовнішнє магнітне поле H виштовхується з надпровідника, а його магнітна індукція B стає рівною нулю практично в усьому об'ємі металу. При цьому можна всі надпровідні матеріали за їхньою поведінкою у магнітному полі розділити на дві групи: надпровідники I і II роду.

1.1. Фазова діаграма

Для визначення надпровідника I роду можна використати той експериментальний факт, що при деякому критичному магнітному полі H_K метал переходить з надпровідного стану з $B = 0$ у нормальний з $B \neq 0$.

У надпровідниках II роду в полях, вищих за перше критичне H_{K1} , магнітний потік частково проникає у метал, створюючи так званий змішаний стан, який характеризується впорядкованим чергуванням нормальних і надпровідних областей. Такий стан існує аж до другого критичного поля H_{K2} , вище якого стає нормальним.

Величина критичного магнітного поля надпровідника сильно залежить від температури, зменшуючись від деякого максимального значення при $T = 0\text{K}$ до нуля при $T = T_K$. Криві, наведені на рис. 1, можна назвати відповідно фазовими діаграмами надпровідників I і II роду.



Рис. 1. Фазові діаграми надпровідників I (а) і II (б) роду

У випадку надпровідників I роду (рис. 1а) в області, розташованій вище кривої $H_K(T)$, метал завжди буде перебувати у нормальному стані з $B \neq 0$, а в області, розташованій нижче наведеної кривої, буде перебувати у надпровідниковому стані (мейсснерівська фаза) з $B = 0$. Мейсснерівською фазою будемо називати такий стан, коли магнітне поле витісняється з об'єму металу за винятком дуже тонкого $\lambda = 10^{-7} - 10^{-8}$ м приповерхневого шару.

Надпровідники II роду (рис. 1б) у магнітному полі $H < H_{K1}$ також виявляють ефект виштовхування магнітного потоку з об'єму зразка, а у випадку $H_{K1} < H < H_{K2}$ переходять у стан, який називають змішаним станом або фазою Шубникова (названа на честь видатного фізика Л. В. Шубникова, який ще в 30-х роках висловив припущення про можливість існування надпровідників II роду).

1.2. Надпровідники I роду

Розглянемо детальніше ефект виштовхування магнітного потоку з надпровідника. При температурі нижчій за T_k , і наявності слабкого магнітного поля циркулюючі струми, що з'являються в тонкому поверхневому шарі, створюють усередині металу магнітне поле, однакове за величиною і направлене протилежно прикладеному.

У випадку довгого і тонкого стрижня в надпровідному стані зовнішнє магнітне поле несуттєво спотворюється поблизу його кінців. Магнітне поле має практично одне й те саме значення як поблизу поверхні зразка, так і на великій відстані від нього.

На рис. 2а показана зміна магнітної індукції B всередині зразка при зростанні напруженості зовнішнього поля H . Нормальні метали (крім феромагнітних металів) практично не магнітні, що відповідає прямо пропорційній залежності між B і H (пунктирна лінія).

Надпровідник I роду у фазі Мейсснера ідеально діамагнітний (якщо не враховувати глибину проникнення λ), і в зв'язку з цим при зростанні зовнішнього магнітного поля всередині зразка $B=0$.

Коли величина зовнішнього H стає рівною H_K , надпровідник переходить у нормальний стан, і магнітний потік всередині нього вже не дорівнює нулю, що відповідає його поведінці при $H \geq H_K$ як нормального металу.

Для стрижня з дуже чистого металу-надпровідника I роду ця поведінка оборотна: при зниженні магнітного поля зразок переходить у надпровідний стан при $H = H_K$ з $B = 0$.

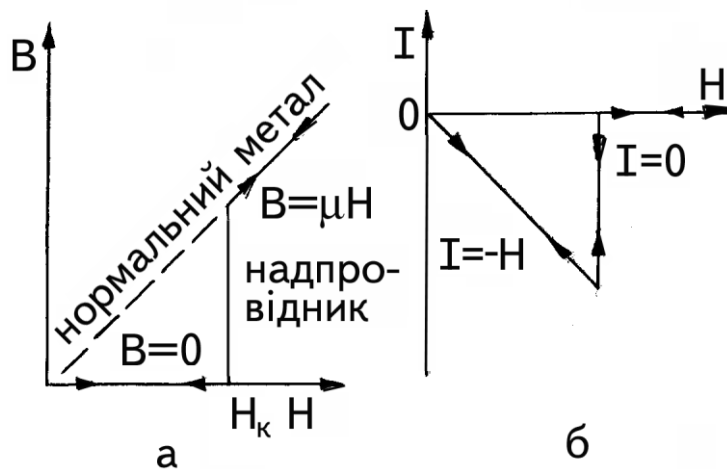


Рис. 2. Магнітні властивості надпровідника I роду

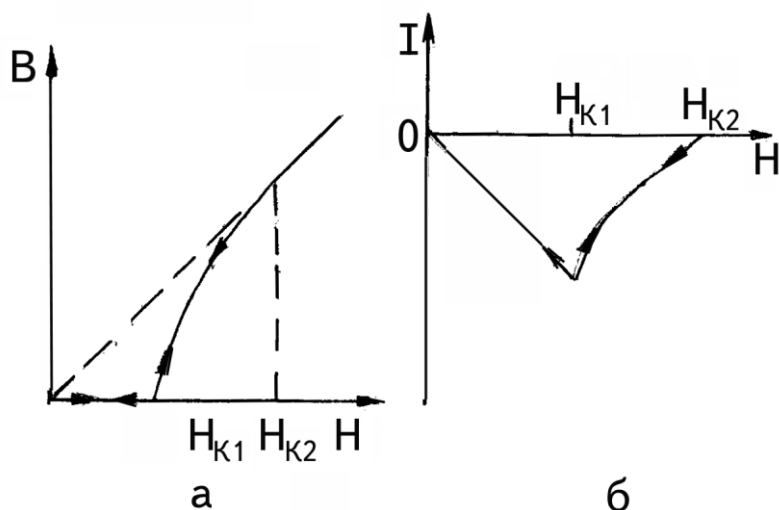
Магнітні властивості надпровідника можна описати й іншим чином. При $H < H_K$ $B = 0$ циркулюючі струми створюють у зразку намагніченість I , яка в точності рівна за величиною і протилежна за знаком прикладеному зовнішньому магнітному полю ($I = -H$) (рис. 2б). Коли напруженість поля досягає H_K , надпровідник переходить у нормальний стан, і від'ємна намагніченість зникає. У більш високих полях надпровідник I роду, як і інші нормальні метали, практично не намагнічуються. Таким чином, на рис. 2а і 2б одні й ті ж властивості зображені двома еквівалентними картинами.

1.3. Надпровідники II роду

Різниця між надпровідниками I і II роду особливо чітко виявляється у формі кривої намагнічування. На рис. 3 показані криві магнітної індукції (а) і намагнічування (б) надпровідника II роду. Якщо розглядається зразок у вигляді стрижня з практично нульовим коефіцієнтом розмагнічування, то при деякому полі H_{K1} починається проникнення магнітного поля в надпровідник.

Проникнення зовнішнього магнітного поля приводить до немонотонного зниження намагніченості зразка. При значенні магнітного поля H_{K2} намагніченість I стає рівною нулю, тобто зовнішнє магнітне поле повністю пригнічує надпровідність. За певних умов у тонкому поверхневому шарі надпровідність може зберігатись у полях $H_{K2} < H \leq 1,7 H_{K2}$ (далі будемо нехтувати цією поверхневою надпровідністю). Як вже зазначалось, магнітні поля H_{K1} і H_{K2} називаються нижнім і верхнім критичними полями відповідно. Із цього ясно видно різницю між надпровідниками I і II роду. У той час як ідеальний надпровідник I роду повністю виштовхує магнітне поле аж до H_K і залишається при цьому в стані мейсснерівської фази, надпровідник II роду при нижньому критичному полі H_{K1} переходить у фазу Шубнікова, тобто в стан, при якому магнітне поле проникає в метал.

Оскільки будь-яке відмінне від нуля магнітне поле зумовлює протікання в



надпровіднику незгасаючого струму, у цій фазі струми течуть і в товщі

Рис. 3 Намагнічування надпровідника II роду

надпровідника, що викликає перерозподіл магнітного поля в об'ємі зразка.

Повну картину розподілу магнітного поля в металі-надпровіднику, що перебуває в змішаному стані, вивчив теоретично А. А. Абрикосов (лауреат Нобелівської премії за 2003 р.).

Згідно цієї моделлю матеріал у своїй товщі діамагнітний і магнітний потік, що створюється прикладеним зовнішнім магнітним полем,

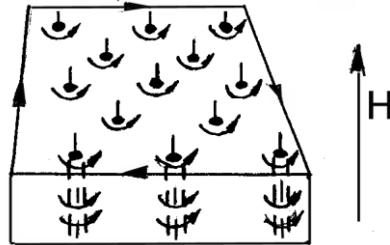


Рис. 4. Структура змішаного стану. Нормальні ділянки оточені надпровідними вихорами

компенсується магнітним потоком струмів, які циркулюють у поверхневому шарі на периметрі зразка (рис. 4). Цей діамагнітний матеріал пронизаний нормальними серцевинами, які розташовані паралельно зовнішньому магнітному полю. Кожна серцевина утримує один квант магнітного потоку ($\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$), який за напрямком збігається з зовнішнім магнітним полем. Такий магнітний потік усередині кожної серцевини утворюється вихорцем незгасаючого струму, який циркулює навколо серцевини з напрямком обертання, протилежним напрямку діамагнітних поверхневих струмів.

2. Експериментальна установка та методика вимірювань

2.1. Низькотемпературна установка для визначення намагніченості надпровідника

Схема експериментальної установки, що використовується в роботі, показана рис. 5. Основними вузлами пристрою є: гелієвий криостат з допоміжним

обладнанням, надпровідний соленоїд і стабілізоване джерело постійного струму, а також вимірювальний блок магнітного потоку через зразок.

Циліндричні зразки зі свинцю й ніобію 1, 2 з балістичними котушками, які намотані тонким ізолюваним мідним дротом, розташовуються в центральній частині надпровідного соленоїда 3. Соленоїд 3 знаходиться в нижній частині гелієвого дьюара 4, який зверху закритий капкою 6 з фланцевим ущільненням, а також з'єднаний з газгольдером і диференційним ртутним манометром 8.

Напруженість магнітного поля надпровідного соленоїда визначається за величиною постійного струму від стабілізованого джерела 10. Магнітна індукція надпровідника B визначається за величиною магнітного потоку Φ , який проникає у зразок при заданому значенні H . Вимірювання Φ здійснюється за допомогою балістичної кожухи і мікروهберметра Ф-190.

1.2. Порядок виконання роботи

Рекомендується така послідовність операцій при виконанні лабораторної роботи.

1.

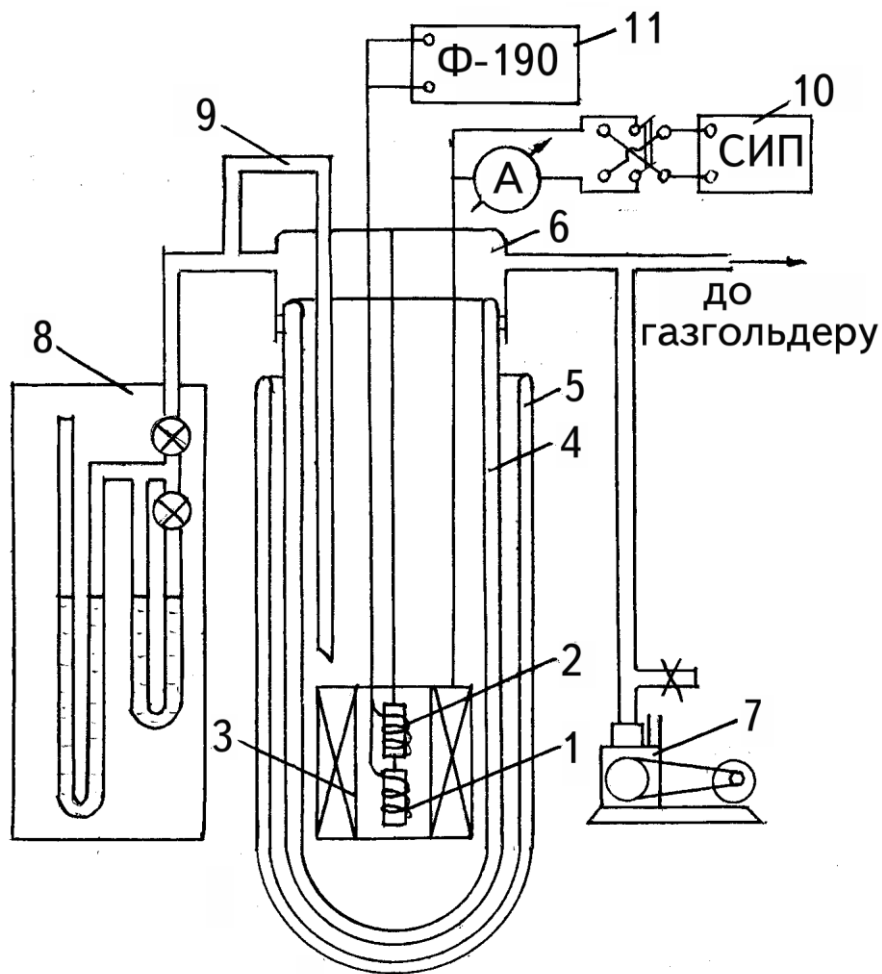


Рис. 5. Схема експериментальної установки:

1,2 – зразки свинцю в ніобію; 3 – надпровідний соленоїд;
 4,5 – гелієвий і азотний дьюари; 6 – капка; 7 – форвакуум-
 ний насос; 8 – ртутний манометр; 9 – переливалка; 10 –
 стабілізоване джерело живлення; 11 – вимірювач магніт-
 ного потоку

1. Після монтажу зразків і збирання кріостата провести відкачування внутрішнього об'єму форвакуумним насосом. 2. Натікання системи при цьому не повинне перевищувати 3–4 мм на годину за масляним манометром.

3. Напустити в установку газоподібний гелій (слідкувати за тим, щоб у цей час диференціальний ртутний манометр був від'єднаний), після охолодження протягом 0,5–1 години в кріостат залити рідкий гелій.
4. Виконати вимірювання магнітного потоку через зразки свинцю і ніобію в залежності від магнітного поля при сталій температурі.
5. Після закінчення робіт випарувати рідкий гелій, установку нагріти до кімнатної температури, а потім з дьюара відкачати газоподібний гелій.

3. Завдання до роботи

1. Підготувати установку до роботи і залити рідкий гелій.
2. При 4,2К у режимі ступінчатого зростання магнітного поля надпровідного соленоїда ($\Delta H = 0,01 \text{ Тл}$) виконати вимірювання магнітного потоку через надпровідник (спочатку свинець, а потім ніобій).
3. Побудувати графік залежностей: магнітний потік, магнітна індукція, намагніченість - напруженість магнітного поля.
4. За експериментальними графіками визначити H_K свинцю, а також H_{K1} і H_{K2} для ніобію. Порівняти з табличними даними.

Рекомендована література

1. Линтон Э. Сверхпроводимость. – М.: Мир, 1971. – 262 с.
2. Буккель В. Сверхпроводимость. – М.: Мир, 1975. – 366 с.

ДОСЛІДЖЕННЯ НАДПЛИННОСТІ He^4 -II

Мета роботи - спостереження явища надплинності He^4 -II, вимірювання швидкості витікання надплинної компоненти за плівкою і через капіляр з

дрібнодисперсним порошком і визначення температурної залежності витікання через канали в дрібнодисперсному порошку.

1. Короткі експериментальні й теоретичні відомості про надплинність He^4 -II

Гелій є єдиною в природі речовиною, яка не твердіє при звичайному тиску при зниженні температури аж до абсолютного нуля. Для того, щоб отримати тверду фазу гелію, необхідно прикласти значний тиск. На рис. 1 приведено фазову діаграму гелію, який складається тільки з ізотопу He^4 .

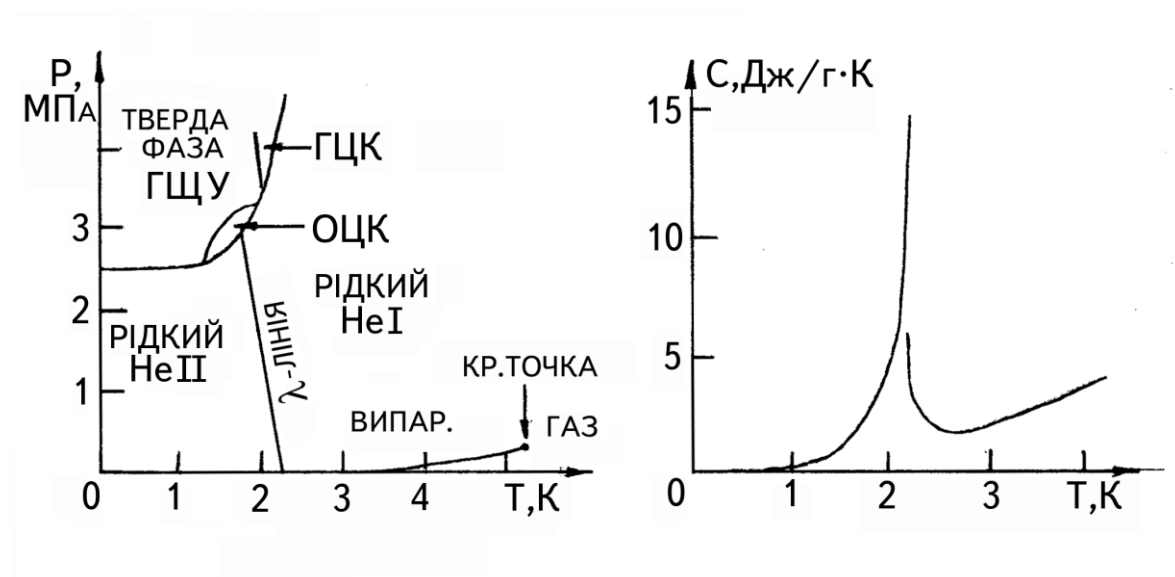


Рис. 1. Фазова діаграма He^4

Рис.2. Теплоємність рідкого He^4 поблизу λ -точки

З рисунку видно, що гелій може перебувати у газоподібній, рідкій і твердій фазах. Критична температура гелію дорівнює 5,2 К, температура кипіння при нормальному тиску складає 4,21 К. Безпосередньо нижче температури кипіння рідкий He^4 поводить себе подібно до звичайної рідини з малою в'язкістю. Однак при $T_\lambda = 2,172$ К в рідкому гелії при тиску насичуючих парів $P = 1,247$ кПа (37,80 мм рт. ст.) відбувається фазовий перехід II роду. Цей перехід найбільш яскраво виявляється на залежності теплоємності

від температури (рис. 2). Поблизу T_λ теплоємність рідкого гелію зростає, і графік залежності $C(T)$ схожий на грецьку літеру λ . У зв'язку з цим температуру T_λ називають ще λ -точкою, що являє собою температуру переходу між двома різними формами рідкого He^4 , які називають He^4 -I вище і He^4 -II нижче за неї. На фазовій діаграмі (рис. 1) області існування He^4 -I і He^4 -II розділені λ -лінією, нахил якої відповідає зниженню T_λ із підвищенням тиску.

Особливість діаграми стану He^4 полягає в тому, що рідка фаза залишається сталою при абсолютному нулі аж до тиску 2,5 МПа (25 атм); при більш високих тисках стійким є твердий стан (ГЦУ, ГЦК і ОЦК-кристалічні фази). Криві насиченого пара і плавлення ніколи не пересікаються, потрібна точка тут відсутня.

Здатність гелію залишатися в рідкому стані до більш низьких температур, необхідність прикладення значного зовнішнього тиску до рідини для переведення її у твердий стан пов'язуються з малою масою атома і надзвичайно слабкими міжатомними силами зв'язку.

Слабкі міжчасткові сили зв'язку пояснюються простотою і симетричністю атомів гелію з його заповненою оболонкою, яка містить два електрона, а також відсутністю постійного дипольного моменту. З другого боку, мала маса атома He^4 забезпечує велику енергію нульових коливань E_0 .

У кожний момент часу атом у рідкому гелії розташовується всередині сфери радіусом $R \sim V_a^{1/3}$ (V_a – об'єм атома) і має невизначеність її імпульсу $\Delta P \sim h/R$ (h – стала Планка). Тоді кінетична енергія локалізації частки з масою m буде

$$E_0 = \frac{(\Delta P)^2}{2m} \sim \frac{h^2}{2mR^2} \sim \frac{h^2}{2mV_a^{1/3}} \quad (1)$$

Через малість m енергія нульових коливань E_0 порівняна з мінімальним значенням потенціальної енергії. У результаті мінімум повної рідини (сума

потенціальної і нульової енергій) досягається при значно більшому V_a , ніж мінімум потенціальної енергії. Таким чином, міжатомні сили зв'язку забезпечують виникнення рідкої фази при досить низькій температурі, а високе значення E_0 приводить до низької густини рідини ($\rho_{\text{He}}(4,2 \text{ K}) = 125,2 \text{ кг/м}^3$, що у 8 разів менше за густину води).

Подібний якісний розгляд можна застосувати для пояснення утворення твердої фази. Мінімум потенціальної енергії для ґратки відповідає атомному об'єму, меншому, ніж у рідини, але величина E_0 тут настільки велика, що ґратка не може існувати, поки не прикладений високий тиск.

1.2. Фізичні властивості $\text{He}^4\text{-II}$

$\text{He}^4\text{-II}$ характеризується різкою аномалією фізичних властивостей. Основною первиною властивістю $\text{He}^4\text{-II}$ є надплинність, що була відкрита П. Л. Капицею у 1938 р. і яка проявляється у протіканні $\text{He}^4\text{-II}$ через вузький капіляр або щілину із повною відсутністю в'язкості η .

У разі, якщо діаметр капілярів $d < 10^{-5}$ см, швидкість витікання $\text{He}^4\text{-II}$ не залежить від довжини капіляра і різниці тиску на його кінцях, а зі зниженням температури швидкість витікання збільшується.

Експерименти по визначенню в'язкості $\text{He}^4\text{-II}$ можна поділити на дві групи: до першої відносяться виміри опору потоку, а до другої – визначення в'язких сил, які діють на тіло, що рухається в рідині. Друга група експериментів дозволила зробити висновок про те, що $\text{He}^4\text{-II}$ поводить як суміш двох рідин (двохрідинна модель): одна з них - нормальна рідина зі звичайною в'язкістю, а друга – надплинна, яка у змозі протікати без тертя мимо перешкод і через вузькі канали. Слід підкреслити, що ці дві рідини фізично не можна розділити; недопустимо також вважати, що деякі атоми належать до нормальної рідини, а інші – до надплинної, постільки усі атоми $\text{He}^4\text{-II}$ однакові.

Таким чином, нижче λ -точки рідкий He^4 -II у змозі здійснювати два різні рухи відповідно зі швидкостями $\vec{V}_{\text{НОРМ}}$ і $\vec{V}_{\text{НАДПЛ}}$, а також із ефективною густиною $\rho_{\text{НОРМ}}$ і $\rho_{\text{НАДПЛ}}$. Тоді повна густина $\rho = \rho_{\text{НОРМ}} + \rho_{\text{НАДПЛ}}$, а повна густина потоку $\vec{j} = \rho_{\text{НОРМ}} \vec{V}_{\text{НОРМ}} + \rho_{\text{НАДПЛ}} \vec{V}_{\text{НАДПЛ}}$. Ці співвідношення справедливі при малих швидкостях; при великих швидкостях потік стає дисипативним, а у нормальній частині рідини виникає турбулентність і можлива взаємодія між цими компонентами.

Властивість надплинності виявляється також у тому, що поверхня тіла, частково зануреного в рідкий He^4 -II, покривається плівкою і надплинна компонента здібна поширюватись по ній. Типова товщина плівки складає ~ 100 атомних шарів (~ 10 нм), чого достатньо для забезпечення перетікання рідини вздовж плівки. Профіль статичної гелієвої плівки (товщина α на висоті h над рівнем рідини) описується формулою $\alpha = \alpha_0 \cdot h^{-1/3}$, де α_0 – коефіцієнт, який залежить від матеріалу і стану поверхні.

Явище перетікання рідини по плівці з однієї посудини в іншу можна продемонструвати таким чином. Якщо занурити частково порожню склянку у ванну з He^4 -II, то вона буде поступово заповнюватись, доки рівень рідини в тій не досягне рівня рідини у ванні. Якщо тепер підняти її над поверхнею гелію, то надплинна рідина буде витікати зі склянки (це буде видно з крапель, що падають з дна склянки). Таким чином, надплинна частина He^4 -II тече вздовж плівки завжди, поки існує різниця рівней між двома об'ємами рідини.

При сталій температурі такий перенос рідини відбувається з постійною швидкістю і не залежить від різниці рівней, довжини шляху і висоти бар'єра, який долає плівка. Швидкість переносу визначається найменшим периметром посудини, який зустрічає на своєму шляху плівка при русі вгору, і залежить від температури таким чином:

$$R = A \left[1 - \left(\frac{T}{T_\lambda} \right)^n \right], \quad (2)$$

де R вимірюється у $\text{м}^3/\text{с}$ на 1 см периметра, показник степеня $n \cong 7$ і константа $A = 7,5 \cdot 10^{-9} \text{м}^3/\text{с} \cdot \text{м}$. Цей вираз описує чисту і рівну поверхню, на шорстких поверхнях швидкість переносу набагато вища.

Крім властивості надплинності, He^4 -II має надтеплопровідність, яка спостерігається при зниженні температури рідини шляхом відкачки її парів. При $T > T_\lambda$ He^4 -I інтенсивно кипить у всім об'ємі, а при переході через λ -точку кипіння рідини повністю припиняється. У звичайних рідинах кипіння відбувається шляхом утворення бульбашок за рахунок підвищення локальної температури в об'ємі в порівнянні з температурою поверхні. Завдяки високій теплопровідності, утворення в якомусь місці об'єму рідини газових бульбашок стає неможливим, і випарування відбувається лише з вільної поверхні.

Ще однією чудовою властивістю He^4 -II є наявність механокалорійного й термомеханічного ефектів.

Якщо He^4 -II із посудини A примусити перетекти в посудину B через вузький капіляр, то температура в посудині A дещо підвищиться. Пояснюється це тим, що вузький капіляр є, так би мовити, ентропійним фільтром. Оскільки через нього протікає надплинна компонента, яка не має ентропії, то тепло, що залишилось у посудині A , розподіляється на меншу кількість рідкого гелію. У посудині B температура знижується. Це і є механокалорічний ефект.

У термомеханічному ефекті спостерігається протилежна картина. Якщо до однієї з посудин підвести тепло, то рівень гелію в ній підвищиться через збільшення частини нормальної компоненти при відповідному підвищенні температури. Для вирівнювання концентрації надплинна компонента спрямовується через капіляр у посудину, що нагрівається, що приводить до підвищення рівня рідини. Перетікання надплинної компоненти відбувається до тих пір, поки збільшення тиску стає рівним $\Delta P = \rho S \Delta T$ (S – питома ентропія). Таким чином, поява різниці температур у He^4 -II завжди викликає появу різниці тисків ΔP і навпаки.

1.3. Основи теорії

В основу теорії, створеної Л. Д. Ландау в 1941 р., покладені твердження про те, що надплинність рідкого гелію є квантовим ефектом і що будь-який слабкозбуджений стан квантової системи, яка складається з багатьох частинок, можна представити як сукупність елементарних збуджень (квазічастинок).

При температурі 0 К рідкий гелій знаходиться у найнижчому енергетичному стані і при русі відносно будь-якого тіла, наприклад стінки капіляра, не може збільшити свою енергію, якщо швидкість руху менше деякої критичної. Рідина, частинки якої не можуть обмінюватися імпульсом з іншими атомами, не має в'язкості (надплинність).

При $T \neq 0\text{ К}$ рідкий гелій збуджується, але відбувається це так, ніби збуджується лише частина рідини. Решта рідини залишається незбудженою, тобто в тому ж стані, що і при $T = 0\text{ К}$. Таким чином, в інтервалі $0 < T < T_\lambda$ рідкий гелій являє собою ніби суміш двох компонент: збудженої, яка має в'язкість, і незбудженої, яка в'язкості не має.

Як для будь-якої квантової системи енергетичний спектр квантів збуджень у He^4 -II можна досліджувати в координатах $\varepsilon(P)$ (ε і \vec{P} – відповідно енергія і імпульс кванта збуджень) (рис. 3). При малих імпульсах найпростішими елементарними збудженнями рідини є коливання її густини, тобто звукові коливання (фонони). Енергія звукових коливань із частотою $\omega = 2\pi u / \lambda$ (u – швидкість їхнього поширення, λ – довжина хвилі) визначається співвідношенням

$$\varepsilon = \hbar\omega = h \frac{2\pi u}{\lambda} = uP. \quad (3)$$

Таким чином, при малих P (великі довжини хвиль) енергія фононів є лінійною функцією їхнього імпульсу. При більш високих енергіях спектр відхиляється від прямої лінії, проходячи через максимум, а потім через мінімум. Крім фононів, суттєвий внесок у термодинамічні параметри вносять лише збудження

з енергіями поблизу мінімуму, і для них зв'язок енергії з імпульсом можна записати у вигляді

$$\varepsilon = \Delta + \frac{p^2 - p_0^2}{2\mu}. \quad (4)$$

Відповідне збудження з енергією поблизу мінімуму називають ротоном, ефективна маса якого $\mu = 0,16 m = 1,72 \cdot 10^{-24}$ г (m – маса атома He^4), а величина енергетичної щільності $\Delta k = 8,65$ К при $\frac{P_0}{\hbar} = 19,2$ Н·м⁻¹. Оскільки енергія ротона $\varepsilon \geq \Delta$ і їхня кількість пропорційна $\exp(-\Delta/kT)$, то при низьких температурах ($\exp(-\Delta/kT) \ll 1$) переважають фононні збудження, а при більш високих температурах основний внесок роблять збудження ротонного типу.

Надплинність He^4 -II витікає з описаних властивостей енергетичного спектру елементарних збуджень – як фононів, так і ротонів. Розглянемо спочатку протікання рідини через капіляр при $T = 0$ К. Очевидно, що наявність в'язкості проявилась і в розсіянні кінетичної енергії рідини (поява елементарних збуджень), і поступовому сповільненні потоку.

Відповідно до законів механіки, в рідині, що рухається зі швидкістю \vec{V} , при народженні збуджень з енергією ε і імпульсом \vec{P} її енергія зміниться на $\varepsilon + \vec{P} \cdot \vec{V}$. Для того, щоб процес був енергетично вигідним, необхідно $\varepsilon + \vec{P} \cdot \vec{V} < 0$. Звідси збудження рідини (виникнення в'язкості) можливе лише при швидкостях, більших за критичну,

$$V \geq V_K = \min \frac{\varepsilon}{P} = \frac{\Delta}{P_0} \cong 60 \text{ м/с}. \quad (5)$$

А якщо $V < V_K$, то елементарні збудження не народжуються, і рідкий He^4 -II без тертя проникає через капіляр. Однак граничні швидкості надплинного потоку, які спостерігаються експериментально, значно менші за величини, що передбачаються на основі кривої збуджень $\varepsilon(P)$. Різниця, яка іноді сягає двох порядків величини, пояснюється можливістю виникнення елементарних збуджень за рахунок інших механізмів розсіювання енергії.

Коли

рідкий гелій перебуває при $0 < T < T_\lambda$, він більше не перебуватиме в основному стані, і в ньому з'явиться газ елементарних збуджень. Попередні міркування залишаються в силі і для цього випадку, так що і рух надплинної частини слабо збудженого гелію відносно стінок капіляра не може привести до утворення в

ньому нових квантів збуджень.

Рис. 3. Спектр елементарних
збуджень у He^4 -II

2. Експериментальна установка і методика вимірювань

2.1. Установка для вивчення надплинності He^4 -II

Для спостереження течії He^4 -II по плівці і через капіляр, заповнений дрібнодисперсним порошком (Fe_2O_3), використовується низькотемпературна установка, схема якої наведена на рис. 4. Основними її частинами є: гелієвий кріостат із лінією відкачки і вимірювання тиску, скляні стаканчики з приладом для їхнього переміщення і вимірювач рівня рідини.

Основний (з капіляром) 1 і контрольний 2 скляні стаканчики із внутрішнім діаметром 4 мм за допомогою тонкої нитки підвішуються на барабані 3 усередині кріостата. При обертанні електродвигуна 4 на барабан 3

намотується нитка, що дозволяє опускати чи піднімати стаканчики 1 і 2 відносно дна гелієвого дьюара 5. Зміна напрямку обертання барабана 3 досягається шляхом розвороту статора електродвигуна 4 на 180° . Для того, щоб запобігти обертанню стаканчиків, нитка-підвіс пропускається через широку металеву пластину. Гелієвий дьюар 5, розташований у азотному дьюарі 6, зверху закритий капкою 6 з фланцевим ущільненням. З капкою

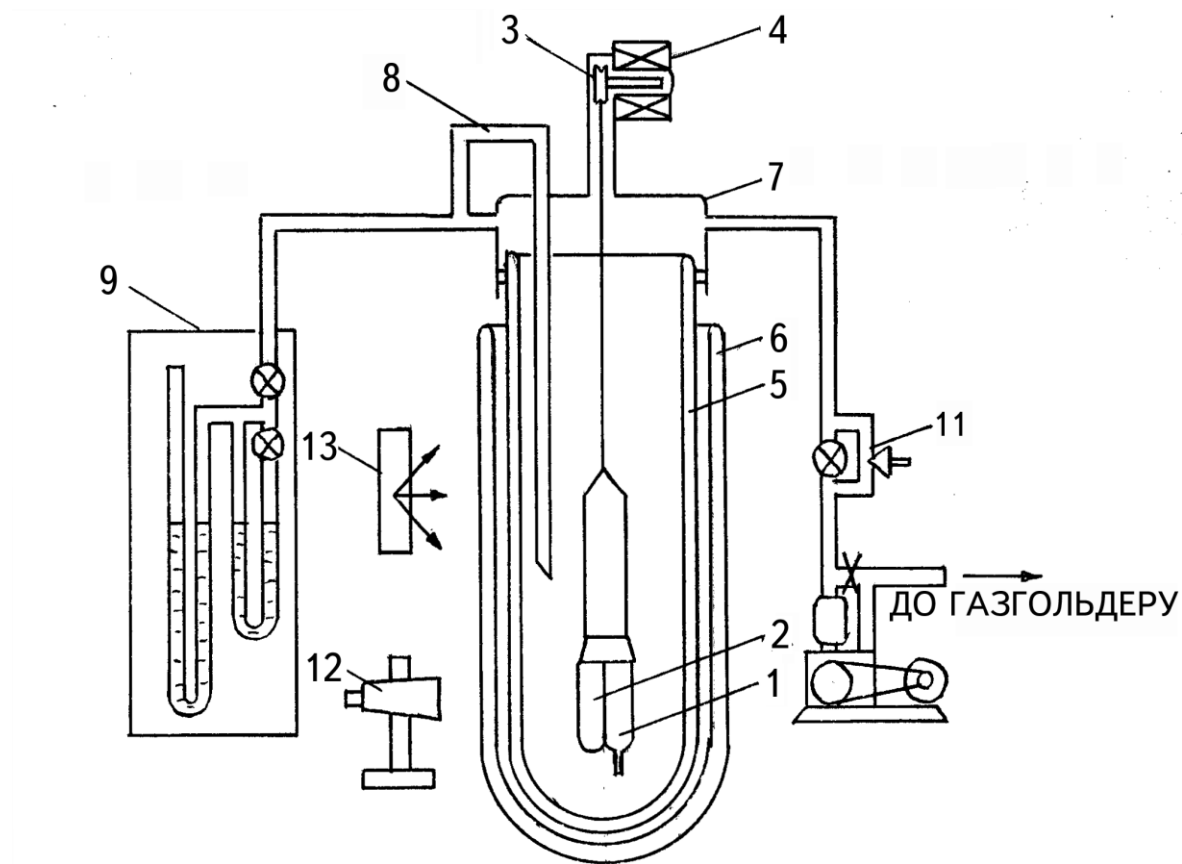


Рис.4. Схема установки для спостереження надплинності рідкого гелію:

- 1, 2 – скляні стаканчики: контрольний і з капіляром відповідно;
- 3 – барабан для намотування нитки підвісу; 4 – електродвигун;
- 5, 6 – переливний сифон; 9 – диференційний ртутний манометр;
- 10 – форвакуумний насос; 11 - вентиля регулювання швидкості відкачки; 12 – катетометр; 13 – освітлювач

з'єднані переливний сифон 8, диференціальний ртутний манометр 9, а також лінія відкачки парів над рідким гелієм, яка складається з форвакуумного насоса 10 і вентилей 11 для тонкого й грубого регулювання швидкості відкачки.

Спостереження за рівнем рідкого гелію в стаканчиках 1 і 2 проводиться за допомогою катетометра 12 або неозброєним оком (в останньому разі необхідно одягти захисні окуляри). Для підсвітки застосовується лампа денного світла 13.

1.2. Порядок виконання роботи

1. Після устанавлювання стаканчиків і складання гелієвого кріостата проведи відкачку внутрішнього об'єму форвакуумним насосом (здубльований кріостат необхідно відокремити).
2. Установити, що натікання системи по масляному манометру не перевищує 1-2 мм на годину.
3. Напустити в установку газоподібний гелій (диференціальний ртутний манометр при цьому відокремити), за допомогою рідкого азоту протягом 0,5-1 години провести охолодження внутрішнього об'єму гелієвого дьюара, а потім залити рідкий гелій.
4. Відокремити важільним затискувачем кріостат від газгольдера, ввімкнути форвакуумний насос. Поступово відкриваючи регулювальні вентиля на вході насоса, знизити тиск парів над рідким гелієм до $T \leq 2,17$ К (Додаток 4). Контроль за стабільністю температури здійснювати за допомогою масляного манометра.
5. Обертаючи двигуном барабанчик, підняти стаканчики вище рівня He^4 -II у кріостаті й визначити катетометром зміну рівня з часом у склянці з

капіляром. Оскільки гелій може витрачатись також через перенос по плівці й природне випаровування, поряд із робочим стаканчиком встановлюється ідентичний контрольний стаканчик, але без капіляра. При визначенні швидкості витікання рідкого гелію через капіляр із порошком необхідно врахувати поправки на ці фактори.

6. Після закінчення вимірів температуру в кріостаті підняти до 4,2 К, випарувати залишок рідкого гелію, установку отопити до кімнатної температури, а потім газоподібний гелій відкачати з дьюара.

3. Завдання до роботи

1. Підготувати експериментальну установку до роботи, після попереднього охолодження залити рідкий гелій, а потім відкачкою парів над киплячою рідиною знизити температуру.
2. При $T > T_\lambda$ набрати He^4 -I у стаканчики і пересвідчитись у тому, що через капіляр і по плівці він не витрачається.
3. При $T < T_\lambda$ спостерігати течію надплинної компоненти по плівці зі стаканчика із закритим дном, піднятого над рівнем рідкого гелію в кріостаті.
4. Для зафіксованої $T < T_\lambda$ в інтервалі 1,5-2,17 К через 0, 1-0,15 К визначити швидкість витікання He^4 -II через капіляр із порошком.
5. Побудувати графік залежності швидкості витікання через капіляр $T = \text{const}$ від тиску і зробити висновок про в'язкість He^4 -II.

Рекомендована література

1. Физика низких температур / Под ред. А. И. Шальникова. – М.: ИЛ, 1959. – Гл. X: Жидкий гелий. – С. 783–882.

2. Мендельсон К. Физика низких температур. – М.: ИЛ. 1963. – С. 157- 194.
3. Тилли Д. Р., Тилли Дж. Сверхтекучесть и сверхпроводимость. – М.: Мир, 1977. – 304 с.

МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ МЕТАЛІВ

Мета роботи – дослідження впливу температур і типу кристалічної решітки на механічні властивості металів. Механічними властивостями матеріалу називають такі характеристики, які визначають його поведінку під дією зовнішніх механічних сил у вигляді статичних, динамічних або періодичних навантажень. Певний набір механічних характеристик отримують шляхом експериментів, які називають механічними випробуваннями. Специфічною особливістю механічних випробувань є те, що для порівняння механічних властивостей різних матеріалів необхідно дотримуватись однакових методів та умов цих випробувань.

Механічні властивості є найбільш важливими технічними характеристиками конструкційних матеріалів (зокрема, металів та сплавів), які визначають можливість та умови їхнього використання у різних галузях техніки.

1. Експериментальна установка. Методика вимірювань

У лабораторній практиці існує велика кількість методів механічних випробувань металів і сплавів. Найбільш поширеними типами цих випробувань є такі:

- а) одновісне розтягування зразка з постійною швидкістю – активна деформація;
- б) періодичне навантаження зі зміною знака при заданій частоті та амплітуді по напруженню, що призводять до так званої втоми металу. Цим методом визначається витривалість матеріалу;
- в) деформація у часі під дією постійного навантаження при певній температурі. Визначаються характеристики повзучості (крипу) металу;
- г) проникнення в дослідний зразок під дією заданого навантаження твердого предмета певної форми – алмазної пірамідки, сталевий кульки або голки – визначається твердість за Бріннелем, Вікерсом або Роквелом.

Крім названих існує значна кількість інших методів.

У цій лабораторній роботі механічні випробування проводяться методом активної деформації одновісним розтягуванням при різних температурах. Цей метод дає досить широку інформацію про механічні властивості металів. Суть методу полягає в тому, що зразок з початковою довжиною l_0 і перерізом S_0 розтягується із заданою постійною швидкістю і в процесі цієї деформації вимірюється сила F , з якою зразок «опирається» розтягуванню аж до моменту його руйнування (розриву).

Для реалізації цього методу в лабораторній роботі використовується низькотемпературна машина, яка складається з трьох основних вузлів: пристрою для одновісної деформації з заданою швидкістю, силовимірювального пристрою з відповідною електричною схемою реєстрації та кріостата.

1.1. Вузол деформації. Пристрій для деформації розтягуванням включає електродвигун, редуктор, перемикач швидкості обертання вихідного валу, а також вузол перетворення обертального руху в поступальний рух штоку. Загальна схема установки зображена на рис. 1. Продовженням штоку (4) у

верхній частині є сталевий циліндр, призначений для реєстрації сили, а також шарнір Гука, який призначається для усунення можливих відхилень штоку від вертикальності (див. рис. 2). До нижнього кінця штоку прикріплюється спеціальної форми захват для зразка. Другий, нижній захват прикріплюється до опорної труби (5), яка своїм верхнім кінцем жорстко з'єднана з основною плитою машини (6), тобто є нерухомою.

1.2. Силівимірювальний пристрій. Головним елементом пристрою для вимірювання сили є трубка, виготовлена із загартованої сталі, довжиною 30 мм, діаметром 14 мм і товщиною стінки 0,5 мм. На обох кінцях трубки є товстостінні головки з внутрішньою різьбою (гайки) для з'єднання зі штоком і шарніром Гука (рис. 2). За наявності розтягуючої сили F сталева трубка пружно деформується. Згідно із законом Гука ця деформація пропорційна силі F . При максимальному для цієї машини навантаженні $2 \cdot 10^3 \text{ Н}$ пружна деформація трубки дуже мала,

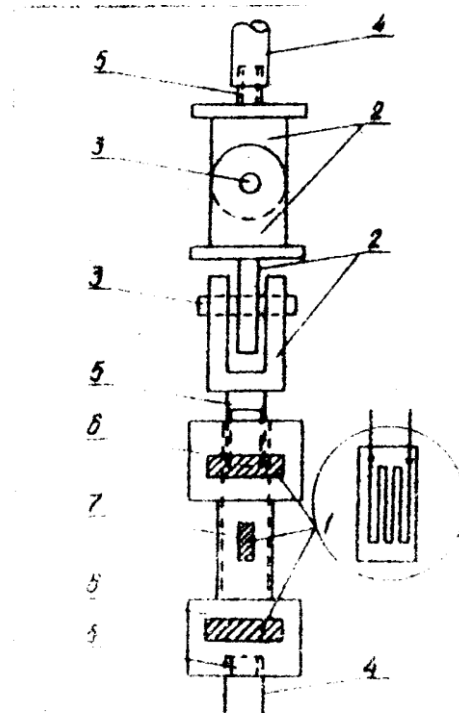
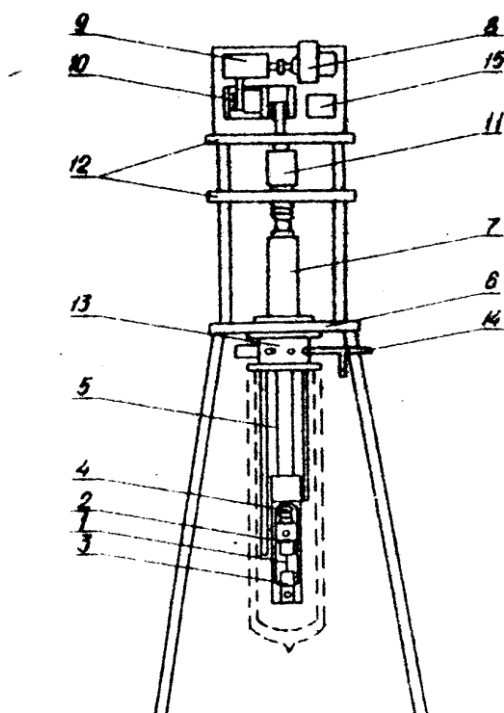


Рис. 1. Схема низькотемпературної машини для одновісної деформації: 1 – зразок; 2, 3 – захвати; 4 – нижній кінець штоку; 5 – опорна труба; 6 – основна плита; 7 – ковпак для розміщення силовимірювального пристрою і шарніра Гука (див. рис. 2); 8 – електродвигун; 9 – редуктор; 10 – перемикач редукції; 11 – вузол перетворення обертального руху у поступальний; 12 – плита; 13 – перехідний циліндр; 14 – сифон для заливки гелію; 15 – конденсатори електродвигуна.

Рис. 2. Силовимірювальний пристрій і шарнір Гука: 1 – тензодатчики; 2 – вушка; 3 – вісі; 4 – шток; 5 – герметичний різьбові з'єднання; 6 – головки (гайки) пружного елемента; 7 – робоча частина пружного елемента.

вона не перевищує $5 \cdot 10^{-4}$ (0,05 %). Для забезпечення достатньої чутливості по силі необхідно реалізувати чутливість по пружній деформації трубки на рівні 10^{-7} . Реєстрація таких малих деформацій здійснюється за допомогою тензодатчиків, виготовлених з тонкого константанового дроту і наклеєних через ізоляційний папір уповдовж сталевій трубки. При деформації разом із трубкою на деяку величину ϵ_{II} опір тензодатчика збільшується на $\Delta R = 2R\epsilon_{II}$. Усього на трубку приклеєно 4 тензодатчики – два вповдовж трубки (R_ϵ) і два на її головки (R_T), що не деформуються. Усі тензодатчики з'єднані за схемою моста Уінстона і включені в схему, зображену на рис. 3.

При деформації зразка виникає зусилля, яке через шток передається на сталеву трубку і викликає її пружну деформацію. Це приводить до збільшення

опору двох тензодатчиків R_ϵ , що, у свою чергу, спричинює розбаланс мосту. Якщо перед початком деформації міст був урівноважений, тепер на його діагоналі виникає напруга розбалансу ΔU . Цей сигнал подається на вхід фотоелектронного підсилювача постійної напруги, який складається з блоків Ф305-1 та АК. Збільшений у 10^n разів сигнал подається через шунтуючий магазин M_ϵ на вхід самозаписуючого потенціометра ЕПП-09.

Для того, щоб запис деформаційної кривої проводився зліва направо, «нуль» навантаження на потенціометрі треба встановити в правому кінці шкали, щоб при збільшенні сили F каретка ЕПП-09 зміщувалась ліворуч. Для цього на одному з магазинів M_1 або M_2 (рис. 3) треба змінити опір і розбалансувати міст Уїнстона до певної напруги на діагоналі ΔU_0 ,— тоді при збільшенні опору тензодатчиків R_ϵ при їхній пружній деформації разом із трубкою напруга буде зменшуватись, а каретка ЕПП-09 зміщуватись ліворуч. Якщо при досягненні кареткою лівого краю зразок залишився не зруйнованим, необхідно зупинити рух штока, вимкнувши електродвигун, потім знову тим же магазином розбалансувати міст на деяку величину $\Delta U'$ (необов'язково, щоб $\Delta U'_0 = \Delta U_0$) і перемістити каретку праворуч. Після цього мотор знову вмикається і деформація зразка продовжується. Рух стрічки самозаписувача зупиняти не

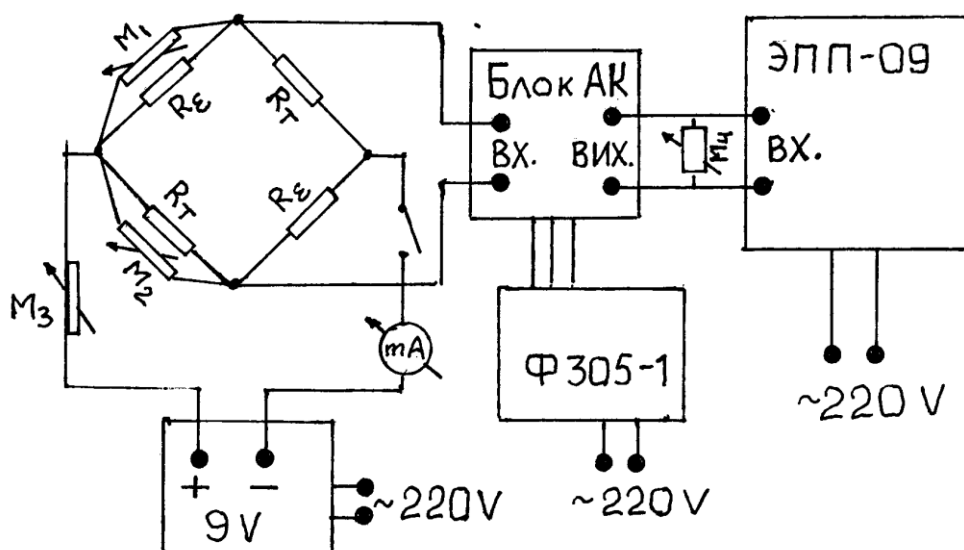


Рис. 3. Електрична схема реєстрації сили: R_{ϵ} – активні тензодатчики, R_T – термокомпенсаційні тензодатчики, M_1 і M_2 – магазини опору для регулювання балансу мосту Уїнстона, M_3 – магазин резисторів для регулювання сили струму живлення, ЭПІ – 09 – самозаписувач, M_4 – шунт.

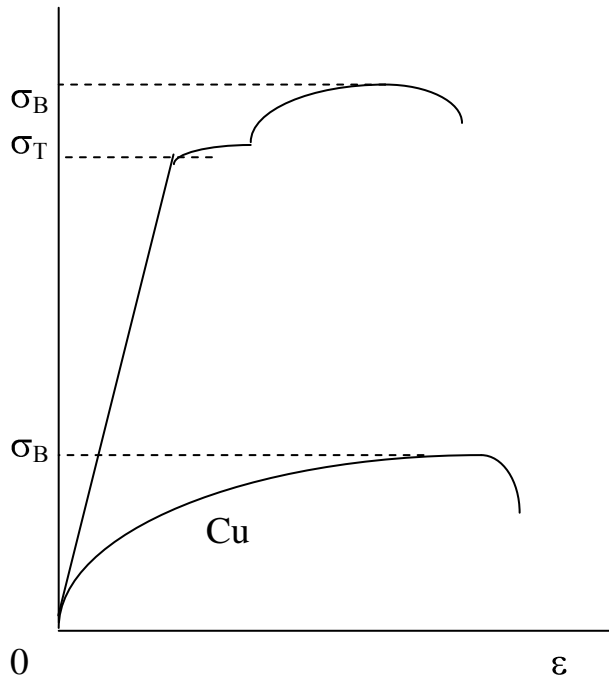


Рис. 4. Деформаційні криві для міді Cu і заліза - Fe у відпаленому стані (схема). У міді пружна ділянка майже не спостерігається у заліза площина плинності після σ_T .

зупиняти не обов'язково. Цей прийом можна повторити кілька разів, що дає можливість розширити діапазон навантажень F без зменшення чутливості схеми. Увага! На магазинах M_1 та M_2 опір повинен бути не меншим за 1 кОм.

Силівимірювальний пристрій – сталеву трубку з тензодатчиками – калібрують за допомогою вантажів відомої маси, які підвішують до нижнього кінця штока. За допомогою шунта (магазину M_4) можна підібрати зручний масштаб чутливості за навантаженням. Для зразків міді й нікелю перерізом 2–3 мм² найбільш зручною є чутливість від 2 Н до 5 Н в 1 мм.

1.3. Кріостат. Механічні випробування при низьких температурах здійснюються шляхом занурення в рідкий азот (77,4 K) або рідкий гелій (4,2 K) нижньої частини опорної труби і штока так, щоб зразок знаходився повністю в кріогенній рідині. Усі дьюари металеві. Рівень гелію визначається за допомогою датчика, який базується на диференційному масляному манометрі.

1. Аналіз деформаційної кривої

Машинна крива являє собою залежність сили F в умовних одиницях від видовження зразка Δl (теж в умовних одиницях). Дані про механічні властивості металу можна отримати лише з кривої $\sigma - \varepsilon$, де σ – напруження, а ε – відносна деформація. Співвідношення між цими величинами таке

$$\sigma = \frac{F}{S_0}, \quad \varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}, \quad (1)$$

де S_0 – площа поперечного перерізу зразка, l_0 – його початкова довжина.

Для перерахунку F і Δl з умовних одиниць (міліметри на стрічці) у реальні потрібно ввести відповідні коефіцієнти. Тоді

$$\sigma = \frac{kF'}{S_0}, \quad (2)$$

$$\varepsilon = \frac{LV_{шт}}{l_0 V_{СТ}}, \quad (3)$$

де k – чутливість по силі (наприклад, 2 Н/мм), F' – сила у мм стрічки, L – відстань на стрічці від початку навантаження зразка, $V_{шт}$ і $V_{СТ}$ – швидкість руху штока та стрічки відповідно.

Початкова ділянка графіка $\sigma - \varepsilon$ – лінійна згідно з законом Гука. Тангенс кута нахилу цієї прямої дає модуль Юнга E . Необхідно зауважити, що під навантаженням деформується не тільки зразок, але й шток та інші деталі машини. Тому отримане з кривої $\sigma - \varepsilon$ значення E є заниженим на величину нежорсткості машини (яку можна визначити шляхом окремого експерименту).

Максимальне напруження, де ще виконується лінійна залежність $\sigma \propto \epsilon$, називається межею пружності (або пропорційності) σ_T .

Деформація будь-якого металу завжди починається з пружної області, але у випадку «м'яких» ГЦК металів у відпаленому стані (мідь, алюміній, срібло тощо) протяжність пружної деформації дуже мала і може залишитись непоміченою на кривій $\sigma \propto \epsilon$.

Після досягнення σ_T починається необоротна пластична деформація, величина якої залежить від природи металу і температури випробувань. У процесі пластичної деформації напруження, як правило, продовжує зростати, що свідчить про зміцнення металу. Коефіцієнт зміцнення $\theta = d\sigma/d\epsilon$ є важливою технічною характеристикою, бо він визначає можливість підвищення міцності металу шляхом його механічної обробки (не тільки шляхом розтягування, але також прокаткою, волочінням дроту та ін.). При зміцненні металу зростає межа пропорційності σ_T , але зменшується пластичність. У цьому можна пересвідчитись, якщо на певній стадії пластичної деформації зняти навантаження, змінивши напрямок обертання, а потім знову продовжити деформування. Цей прийом дає можливість надійно зафіксувати лінійну (пружну) деформацію у тому випадку, якщо вона була малопомітною на початку деформації.

Найбільше напруження, яке витримує даний метал при його деформації розтягуванням, називається межею міцності σ_ϵ . Після досягнення σ_ϵ подальша пластична деформація стає неоднорідною, вона локалізується у певному місці зразка – шийці. У цьому місці деформація зростає дуже швидко, тому швидко зменшується переріз зразка. Хоча метал продовжує зміцнюватись і величина σ зростає, але сила опору F завдяки зменшенню перерізу зразка S починає зменшуватись. На цій стадії машинної деформаційної кривої користуватись формулами (2) і (3) для розрахунків σ та ϵ практично неможливо.

У деяких металів з об'ємно-центрованою решіткою (у тому числі у заліза) при тривалому нагріванні при високих температурах, яке називається відпалюванням, домішки шляхом дифузії «осідають» на дислокаціях і блокують їх. У результаті межа пружності дещо зростає, але з початком пластичної деформації напруження зменшується і деякий час залишається незмінним (тобто метал не зміцнюється). Ці ділянки на деформаційній кривій $\sigma - \epsilon$ називаються, відповідно, зубом і поличкою плинності. При повторному деформуванні або у випадку невідпалених зразків заліза такий ефект не спостерігається.

Загальне зміцнення металу при пластичній деформації визначається не тільки коефіцієнтом θ , але й пластичністю цього металу при даній температурі. Тому зміцнення характеризується не тільки коефіцієнтом θ , а і величиною $\Delta\sigma = \sigma_{\epsilon} - \sigma_T$ – максимальним абсолютним зміцненням.

2. Завдання до роботи

У лабораторній роботі необхідно визначити і проаналізувати такі механічні властивості металів: межу міцності σ_{ϵ} , межу пружності σ_T , пластичність ϵ_{max} , абсолютне зміцнення $\Delta\sigma$, коефіцієнт зміцнення θ (для однакових значень ϵ). Порівняти ці дані у залежності від типу кристалічної структури металу (ГЦК чи ОЦК), температури випробувань та вихідного (початкового) стану зразка – відпалений чи ні. Треба зауважити, що для визначення ϵ_{max} із загальної однорідної деформації (до досягнення σ_{ϵ}) треба відрахувати пружну частину. При цьому нахил прямої $\sigma - \epsilon$ у пружній частині можна вважати незалежним від місця на кривій $\sigma - \epsilon$.

3. Порядок виконання роботи

1. Взяти по 3–4 зразки кожного металу, виміряти розміри їхніх робочих частин (l_0 та S_0) і пронумерувати.
2. У вакуумній камері відпалити зразки протягом 30 хв. при температурі 500 °C для міді і 700 °C для заліза. По одному зразку кожного з металів залишити невідпаленими.
3. Закріпити один із зразків у захваті і приєднати їх до штоку та опорної труби розривної машини.
4. Виставити каретку самозаписувача біля правого краю шкали, увімкнути двигуни протяжки стрічки та машини і записати деформаційну криву $F \sim \Delta l$ аж до руйнування зразка (або до появи «шийки» на ньому).
5. Провести аналогічні операції на інших зразках при кімнатній температурі і температурах кипіння азоту (78 K) та гелію (4,2 K).
6. Для кожної машинної кривої $F \sim \Delta l$ побудувати таблиці $F_i - l_i$. У ці дані обов'язково повинні потрапити точки, які відповідають межах пружності та міцності. Початкову ділянку для відпаленого заліза із зубом та поличкою плинності треба зняти найбільш ретельно. Згідно з (2) та (3) перерахувати F_i та Δl_i у σ_i та ϵ_i .
7. Вибравши для кожного з металів зручний масштаб, побудувати графіки $\sigma \sim \epsilon$. На графіках визначити σ_T , σ_v , ϵ_{max} , θ і $\Delta\sigma$. Дані занести у таблиці (окремо для Fe і Cu).

Рекомендація: напруження доцільно виражати у мегапаскалях ($1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Н/м}^2$), а відносну деформацію ϵ – у відсотках).

Рекомендована література

1. Веркин Б. И., Пустовалов В. В. Низкотемпературные исследования пластичности и прочности (приборы, техника, методы). – М.: Энергоиздат, 1982. – 192 с.

2. Старцев В. И., Ильичев В. Я., Пустовалов В.В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах.— М.: Металлургия, 1975. — 240 с.
3. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов.— М.: Мир, 1972. — 408 с.
4. Вигли Д. А. Механические свойства металлов при низких температурах.— М.: Мир, 1974 — 374 с.

ВИВЧЕННЯ АНІЗОТРОПІЇ ТЕПЛОВОГО РОЗШИРЕННЯ ЦИНКУ

Теплове розширення належить до фундаментальних властивостей газів, рідин та твердих тіл. Для останніх ця характеристика має також важливе практичне значення. Теплове розширення твердих тіл вивчають за допомогою дилатометрів.

Мета лабораторної роботи — вивчення анізотропії коефіцієнта теплового розширення цинку з використанням низькотемпературного кварцового дилатометра.

1. Елементи теорії.

При нагріванні майже всі тіла збільшують свої розміри. Зміна об'єму характеризується об'ємним коефіцієнтом теплового розширення (КТР) β , який визначається як відносна зміна об'єму при підвищенні температури на 1 К

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P. \quad (1)$$

Теплове розширення твердих тіл звичайно пояснюють за допомогою найпростішої двоатомної моделі. Потенціальна енергія взаємодії атомів складається з енергії притягання, якій завжди присвоюють знак мінус, та

додаткової енергії відштовхування. Незалежно від конкретної природи сил взаємодії атомів, на близьких відстанях завжди переважає відштовхування, яке заважає їхньому подальшому зближенню, а на відносно великих – притягання. Завдяки цьому атоми у твердому тілі тримаються разом. Наприклад, у молекулярних кристалах сумарну енергію взаємодії $U(r)$ можна досить точно описати потенціалом Ленарда – Джонса

$$U(r) = -\frac{A}{r^6} + \frac{B}{r^{12}}, \quad (2)$$

де A і B – константи даної речовини.

Іонні кристали описують кулонівським потенціалом

$$U(r) = -\frac{M}{r} + C \cdot \exp(-\alpha/r), \quad (3)$$

де M – стала Маделунга, C і α – константи відштовхування.

Загальна закономірність полягає в тому, що потенціал відштовхування залежить від r сильніше, ніж потенціал притягання. Таким чином, для сумарного потенціалу $U(r)$ характерними є наявність мінімуму у від'ємній області енергії, а також не симетричний характер кривої $U(r)$.

Мінімуму $U(r)$ відповідає рівновага сил притягання F_{np} та відштовхування F_v , тобто нульова результуюча сила, яка діє на кожний атом з боку інших. Відстань між атомами r_0 , коли $F_{рез} = 0$, називається рівноважною. На такій відстані знаходяться сусідні атоми в кристалі при $T = 0$.

Якщо атомам надати певну теплову енергію $W \sim kT$, це призведе до їхніх теплових коливань, амплітуда яких зростає, як видно із рис. 1, при збільшенні W . Якби крива $U(r)$ була симетричною відносно r_0 , ці коливання були б гармонічними, а середня міжатомна відстань залишалася б незмінною. Але реальна крива $U(r)$ асиметрична, внаслідок чого виникає певний ангармонізм коливань, тобто відхилення «праворуч» від r_0 переважає відхилення «ліворуч». У результаті середня відстань між атомами

збільшується при підвищенні температури, отже, збільшуються і розміри твердого тіла. Згідно з (1) це означає, що коефіцієнт β завжди додатний. Проте зустрічаються випадки, коли деякі речовини у певному температурному інтервалі мають від'ємний коефіцієнт β завдяки

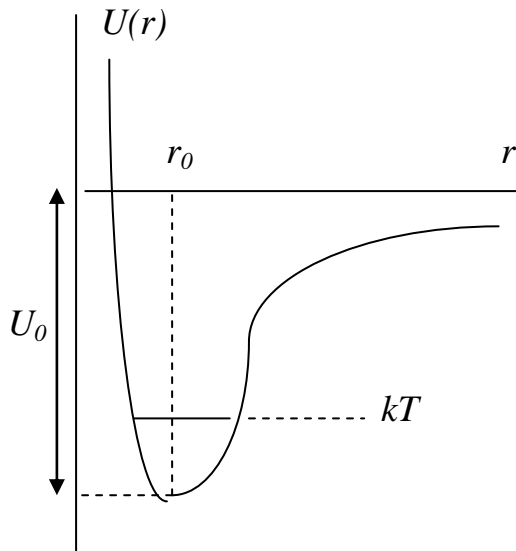


Рис. 1. Залежність потенціальної енергії взаємодії двох атомів від відстані між ними: U_0 - енергія зв'язку; r_0 - рівноважна відстань при $T = 0$. специфічній формі кривої $U(r)$, а також внеску у величину β інших факторів. З теорії твердого тіла відомо, що між теплоємністю C_V і КТР β існує зв'язок у вигляді формули Грюнайзена:

$$\beta = \gamma \frac{\aleph_T}{V} C_V, \quad (4)$$

де \aleph_T - коефіцієнт ізотермічної стисливості, V - об'єм, γ - параметр Грюнайзена. Величини γ , \aleph_T і V слабо змінюються з температурою, тому характер залежності $\beta(T)$ майже такий, як і $C_V(T)$. Це означає, що при "високих" температурах $T > \theta_D$, (θ_D - характеристична температура Дебая), β майже не залежить від температури, а при достатньо низьких $T \ll \theta_D$ $\beta(T) \sim T^3$ і прямує до нуля при $T \rightarrow 0$.

2. Анізотропія лінійного теплового розширення

У твердих тілах звичайно вимірюють не об'ємне, а лінійне теплове розширення. Для зразка довжиною l відповідний коефіцієнт

$$\alpha = \frac{1}{l} \left(\frac{\partial l}{\partial T} \right)_p. \quad (5)$$

Експерименти з визначення α проводять у режимі безперервного підвищення (або зниження) температури зразка, вимірюючи одночасно дискретні значення температури $T_1, T_2, \dots, T_i, \dots$ і фіксуючи відповідні значення подовження зразка Δl на кожному інтервалі $\Delta T = T_i - T_{i-1}$. Підставляючи в (5) замість l довжину зразка при кімнатній температурі l_0 , одержимо

$$\alpha_n \approx \frac{1}{l_0} \frac{\Delta l}{\Delta T} \quad (6)$$

При цьому α_n визначається при середній температурі $T_n = \frac{T_i + T_{i+1}}{2}$.

За результатами подібних розрахунків на кожному температурному інтервалі будують графіки температурної залежності $\alpha(T)$.

Можливий також інший метод обробки експериментальних даних. Для кожної температури T_i фіксують загальне подовження зразка δl_i . Таблицю $\delta l_i(T_i)$ уводять у комп'ютер і будують згладжену криву за допомогою апроксимуючої функції у вигляді полінома відповідного ступеня. Похідна $\frac{d \ln l}{l_0 \partial T}$ і буде залежністю $\alpha(T)$.

Можна показати, що для ізотропних твердих тіл $\beta \sim 3\alpha$. Проте більшості кристалічних тіл властива анізотропія фізичних властивостей, у тому числі і теплового розширення. У загальному випадку

$$\beta = \alpha_x + \alpha_y + \alpha_z, \quad (7)$$

де $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ – коефіцієнти теплового розширення уздовж основних кристалографічних напрямків. Якщо кристалічна структура має певну симетрію, відповідна симетрія властива і тепловому розширенню. Зокрема, у

кубічних кристалах $\alpha_x = \alpha_y = \alpha_z$, отже $\beta = 3\alpha$. У гексагональних кристалах, до яких належить і цинк, а також тетрагональних $\beta = \alpha_{//} + 2\alpha_{\perp}$, де $\alpha_{//}$ і α_{\perp} – відповідно коефіцієнти уздовж головної осі симетрії та перпендикулярно до неї.

У сильно анізотропних кристалах коефіцієнти α_x , α_y , α_z можуть відрізнятися один від одного у декілька разів, а в деяких випадках можуть навіть мати різні знаки. Загальна закономірність полягає в тому, що у тих випадках, де міжатомні зв'язки найсильніші, коефіцієнт α мінімальний, і навпаки.

У гексагональній структурі Zn відстань між сусідніми атомами в базисній площині (0001) майже на 15 % менша, ніж відстань між найближчими атомами різних базисних площин. Така значна різниця приводить до анізотропії коефіцієнтів $\alpha_{//}$ і α_{\perp} цинку, при цьому нижче за 90 К коефіцієнт α_{\perp} стає від'ємним.

Анізотропія лінійного КТР виявляється тільки на монокристалах. Тому для дослідження анізотропії КТР використовуються виключно монокристалічні зразки.

3. Методи дослідження теплового розширення

Теплове розширення твердих тіл вивчається різними методами, які можна поділити на абсолютні та відносні. У першому випадку безпосередньо вимірюють довжину зразка (або відстань між двома мітками на ньому) l_i при кожній температурі T_i , чутливість усіх абсолютних методів обмежується можливостями оптичних приладів (катетометрів, компараторів та інші) і складає лише 0,5–1 мкм.

Відносні методи дозволяють вимірювати зміну розмірів зразка Δl_z відносно зміни еталона Δl_K . Як останній часто виступає та камера, у якій знаходиться зразок і на дно якої він опирається. Таким чином, з експерименту одержують

$$\Delta l_e = \Delta l_3 - \Delta l_K. \quad (8)$$

Якщо вимірювальна камера виготовлена з матеріалу, КТР якого не досить добре вивчений, таку камеру попередньо калібрують, вимірюючи в ній один з метрологічно надійних матеріалів у тому ж температурному діапазоні і в тому ж режимі, у якому вивчається досліджуваний зразок.

Перевагою відносних методів дослідження теплового розширення є їхня висока чутливість, тому сучасні дилатометри майже виключно використовують саме такі методи. Чутливість деяких дилатометрів, призначених для низьких температур, сягає 10^{-5} – 10^{-6} мкм (тобто $0,1$ – $0,01$ Å). Але в більшості випадків така висока чутливість зайва, бо при цьому звужується діапазон вимірювання Δl , а сам дилатометр потребує надто ретельного захисту від зовнішніх впливів. Звичайні дилатометри обмежені чутливістю на рівні 10^{-2} – 10^{-3} мкм, проте і так чутливість на кілька порядків перевищує чутливість абсолютних методів.

3.1. Кварцовий дилатометр

У лабораторній роботі використовується кварцовий дилатометр, конструкція якого була запропонована П .Г. Стрелковим. Власне дилатометр складається з кварцової ампули довжиною біля 1 м і діаметром 10 мм, яка жорстко закріплюється у верхній своїй частині до спеціального столика, який стоїть на масивній сталевій плиті. На дно ампули встановлюється зразок циліндричної форми довжиною 20–30 мм і діаметром 4–6 мм. На верхню площину зразка опирається загострений кінець штока, який виготовлений з того ж сорту кварцового скла, має довжину близько 1 м і діаметр 5 мм. До верхніх кінців штока і ампули прикріплюють два однакових підковоподібних магніти, направлених один до одного різнойменними полюсами (рис. 2). Між полірованими площинами магнітних полюсів затискається сталевий валик, до виступаючого кінця цього валика прикріплене дзеркальце.

При зміні розмірів зразка шток зміщується відносно ампули, отже, і магніт, прикріплений до штока теж зміщується відносно іншого магніту на Δl . У результаті валик прокочується між магнітами і разом з дзеркальцем обертається на деякий кут φ . Якщо діаметр валика d ,

$$\varphi = \frac{\Delta l}{d}. \quad (9)$$

На значній відстані L від дзеркальця встановлена добре освітлена шкала. Якщо на дзеркальце направити нерухому оптичну трубу так, щоб у ній було видно зображення якоїсь поділки шкали n_1 , то при повороті дзеркальця на кут φ у цій трубі буде видно зображення іншої поділки n_2 . Шкала вигнута по радіусу L , тому

$$\frac{\Delta n}{L} = 2\varphi, \quad (10)$$

де $\Delta n = n_2 - n_1$, 2φ – зміна кута між падаючим та відбитим променем при повороті дзеркальця на φ . Порівнюючи (9) і (10), одержимо:

$$\Delta l = \frac{d\Delta n}{2L}. \quad (11)$$

Підставивши в (6) значення Δl з формули (11), одержимо формулу для визначення КТР при температурі T_n :

$$\alpha_n = \frac{d\Delta n}{2Ll_0\Delta T}. \quad (12)$$

У формулі (12) відношення $d/2L \cdot l_0$ протягом експерименту не змінюється, тому його можна вважати постійним коефіцієнтом. З формули (11) можна розрахувати чутливість дилатометра, якщо замість Δn взяти Δn_{min} . З цієї

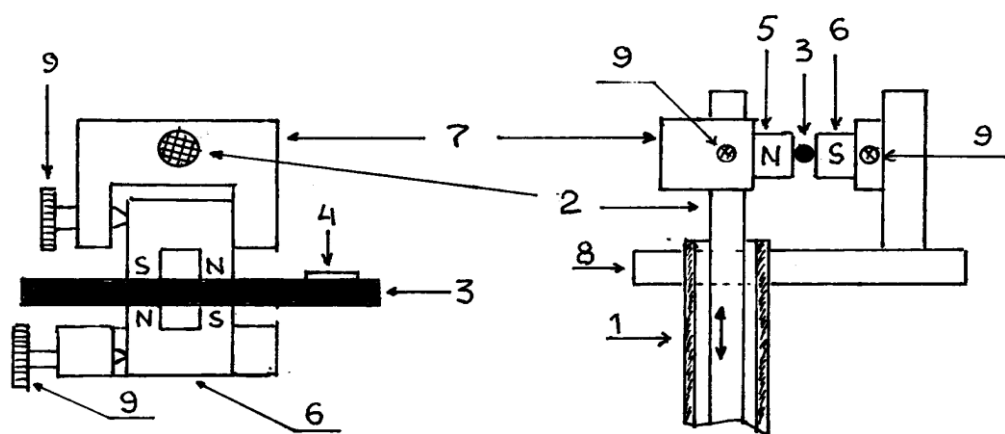


Рис. 2 .Схема пристрою для перетворення поступального руху штока в обертальний рух ролика: а) вигляд зверху, б) вигляд збоку: 1 – трубка з кварцового скла; 2 – кварцовий шток; 3 – ролик (голка); 4 – дзеркальце; 5 – магніт на штоці; 6 – магніт на нерухомій трубці; 7 – пристрій для кріплення магніту на штоці; 8 – столик, жорстко закріплений на трубці; 9 – гвинти затискання магнітів

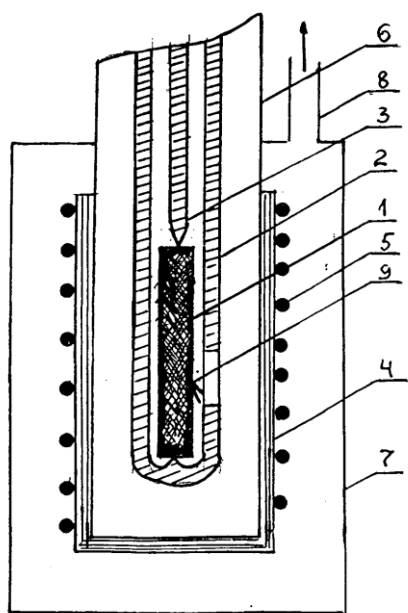


Рис. 3. Нижня частина дилатометра
1 – зразок; 2 – кварцова труба; 3 – кварцовий шток; 4 – товстостінний мідний стакан; 5 – нагрівач; 6 – тонкостінна труба з неіржавіючої сталі; 7 – зовнішній стакан з трубкою для відкачки повітря (8); 9 – спай термопар

ж формули можна визначити шляхи підвищення чутливості дилатометра даної конструкції.

Якщо при повороті дзеркальця зображення шкали вийде за межі видимості труби, останню треба закріпити у новому місці так, щоб у полі зору опинилося зображення якоїсь початкової поділки n . При кожній зміні положення оптичної труби одна точка на кривій $\alpha(T)$ випадає.

Дилатометр разом зі столиком розміщується в герметичному об'ємі, який складається з трьох частин. Верхня частина – металевий ковпак з віконцем для світлових променів, ковпак з'єднується з плитою через фланець. Нижня частина – товстостінний мідний стакан, на бокову поверхню якого намотаний нагрівач з манганінового дроту. Середня частина – тонкостінна трубка з нержавіючої сталі діаметром 16 мм. Поряд із зразком у дилатометрі знаходиться спай мідь-константанової термопари, вільні кінці якої подані на клеми цифрового вольтметра. З метою забезпечення теплового контакту між зразками, нагрівачем та спаєм термопари цей об'єм повинен бути заповнений теплообмінним газом. Як останній доцільно використовувати азот.

Мідний стакан з нагрівачем, а також нижня частина трубки із нержавіючої сталі знаходяться у вакуумній камері, виготовленій у вигляді стакана з нержавіючої сталі. Цей об'єм має незалежну від внутрішньої камери лінію відкачки, що складається із форвакуумного та вугільного адсорбційного насосів. Якщо в стакані створен певний рівень вакууму, тепло від нагрівача буде використовуватися здебільшого на підвищення температури зразка і всієї нижньої частини дилатометра. Швидкість підвищення температури залежить як від струму через нагрівач, так і рівня азоту в дюарі.

Загальна схема дилатометра зображена на плакаті біля установки. Нижня частина дилатометра зображена на рис. 3.

4. Методичні вказівки до виконання роботи

У лабораторній роботі необхідно провести вимірювання температурної залежності коефіцієнтів лінійного теплового розширення монокристалічних зразків цинку у двох кристалографічних напрямках – вдовж головної осі

симетрії шостого порядку ($\alpha_{//}$), а також у перпендикулярному напрямку (α_{\perp}), який лежить у площині максимально щільного пакування атомів. Ці орієнтації відповідають найбільш слабким і найбільш сильним міжатомним зв'язкам у цинку.

Перед початком вимірювання обидві камери треба відкачати, заповнити теплообмінним газом (азотом) і охолодити за допомогою рідкого азоту до 78–79 К, якщо азот у дюарі кипить під атмосферним тиском, або до 60–62 К, якщо азот відкачується. Після досягнення нижнього рівня температури теплообмінний газ із зовнішньої камери треба відкачати спочатку форвакуумним насосом, а потім з'єднати цей об'єм з вугільним адсорбційним насосом. Вмикають нагрівач і забезпечують повільне, не більш 1 К у хвилину, підвищення температури. Перед початком нагрівання оптичну трубу треба навести на одну з початкових поділок зображення шкали. У подальшому зміна положення труби не допустима до тих пір, доки шкала не «закінчиться».

Температура зразка визначається за допомогою мідь-константової термопари, таблиці її градування є в лабораторії. Бажано заздалегідь обрати ті значення температури, при яких будуть зніматися дані шкали n_i , і за допомогою таблиці знайти відповідні величини електрорушійної сили E_i (з поправкою на температуру вільних кінців термопари). Відлік на шкалі значення n_i необхідно виконувати в той момент, коли ЕРС термопари досягає чергового значення E_i . Значень E_i , T_i та n_i заносять у таблицю. Якщо подальші розрахунки проводяться «вручну» (без комп'ютера), у цій таблиці треба залишити місце ще для трьох колонок.

Числові значення d , l_0 та L (див. формулу (12)) записані біля установки.

5. Завдання до виконання роботи

1. У діапазоні температур 80(60)–273 К провести дослідження КТР чистого алюмінію, який є одним з метрологічних матеріалів. Побудувати на

одному графіку залежності $\alpha(T)$ за результатами експерименту і згідно з таблицею. Різниця між табличною та експериментальною кривими дає поправку, яка вноситься у дані $\alpha(T)$ для двох зразків цинку.

2. Провести дослідження на двох монокристалічних зразках цинку Zn_{\parallel} та Zn_{\perp} і виконати всі необхідні розрахунки.
3. Залежності $\alpha_{\parallel}(T)$ та $\alpha_{\perp}(T)$ побудувати на графіку в одному масштабі. Визначити анізотропію КТР цинку (тобто відношення $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$) при низькій ($T \leq 100$ K) і «високій» ($T \geq 250$ K) температурах.

Таблиця 1. Коефіцієнт теплового розширення алюмінію $\alpha, 10^{-6} K^{-1}$

T, K	60	70	80	90	100	110	120	130
$\alpha, 10^{-6} K^{-1}$	5,5	7,4	9,1	10,1	11,6	13,0	14,2	15,2
T, K	140	150	160	170	180	190	200	210
$\alpha, 10^{-6} K^{-1}$	16,1	17,0	17,7	18,5	19,1	19,7	20,2	20,6
T, K	220	230	240	250	260	270	280	300
$\alpha, 10^{-6} K^{-1}$	21,0	21,4	21,7	22,0	22,3	22,6	22,8	23,3

Рекомендована література

1. Новикова С. И. Тепловое расширение твердых тел.– М.: Наука, 1974.–214 с.
2. Перваков В. А. Теплофизические свойства металлов.– Х.: ХГУ, 1990.– 156 с.

ВИВЧЕННЯ МАРТЕНСИТНОГО ПЕРЕТВОРЕННЯ ДИЛАТОМЕТРИЧНИМ МЕТОДОМ

Теорія фазових перетворень є основою для інтерпретації широкого кола явищ у статистично неоднорідних системах. На практиці фазові перетворення

використовують для створення конструкційних матеріалів з певним комплексом механічних і фізичних властивостей. Особливе практичне значення мають фазові перетворення за мартенситним механізмом у загартованих сталях.

Для зміни фазового складу речовини використовують такі види термічної обробки сплавів, як гартування, відпалювання, старіння, в результаті чого однофазний сплав перетворюється на багатофазний з потрібним співвідношенням фаз. Лабораторні методи контролю фазового складу і температурних меж фазових перетворень є окремим розділом експериментальної фізики.

Мета лабораторної роботи – демонстрація одного із цих методів.

1. Елементи теорії

При постійних значеннях температури T і тиску P рівноважним станом будь-якої речовини є стан з мінімальним значенням вільної енергії Гіббса $G(P, T)$. На рис. 1 як приклад наведена (схематично) залежність $G(T)$ для води в усіх її агрегатних станах при атмосферному тиску. Згідно з термодинамічними співвідношеннями, вільна енергія

$$G = U + pV - TS, \quad (1)$$

де U – внутрішня енергія, V – об'єм, S – ентропія.

Внутрішня енергія U найменша у твердій фазі (льоду) і найбільша у газоподібній (пари). Згідно з (1), ентропія

$$S = - \left(\partial G(P, T) / \partial T \right)_P \quad (2)$$

характеризує швидкість змінювання G з підвищенням температури. Ентропія найбільша у пари, а найменша у льоду, тому на рис. 1 спочатку крива 1 перетинає криву 2, а потім крива 2 перетинає криву 3. Таким чином, термодинамічно стійкою фазою при температурах до 273,15 К є лід, в інтервалі

273,15 – 373,15 К – вода, а вище за 373,15 К – водяна пара (при атмосферному тиску).

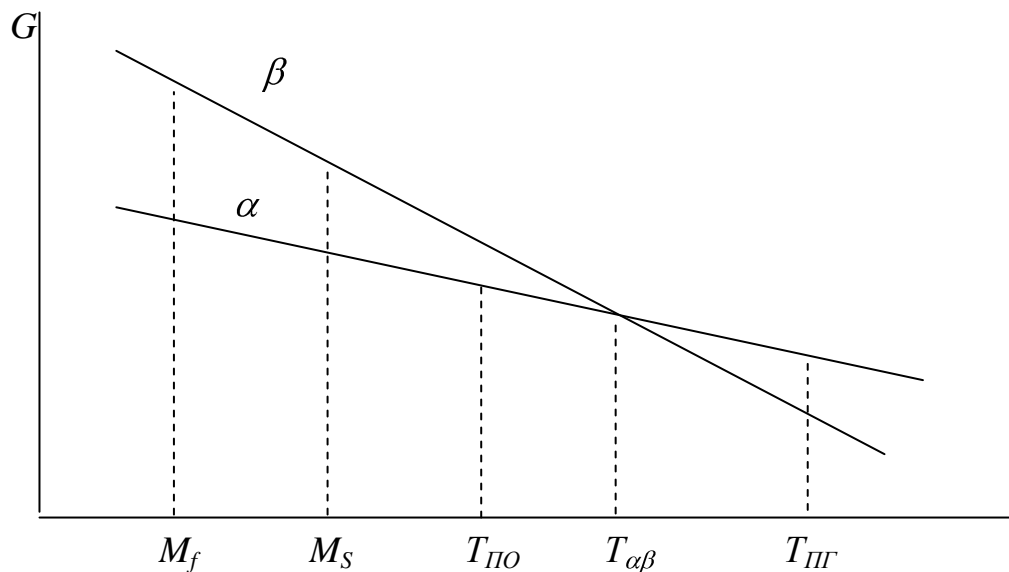


Рис. 1. Температурна залежність вільної енергії Гіббса для води у різних агрегатних станах(схема): 1 – лід, 2 – вода, 3 – пара

У твердому стані фазові перетворення також можливі за такою ж схемою, оскільки різні кристалічні модифікації даної речовини мають різні значення внутрішньої енергії U і ентропії S . Фазові перетворення з однієї кристалічної структури в іншу належать до перетворень I роду і називаються поліморфними переходами. Процес поліморфного переходу складається з двох стадій – спочатку в матриці старої фази виникає зародок нової, поверхня цього зародка є міжфазовою межею. Друга стадія – переміщення межі у бік старої фази, завдяки чому об'єм нової фази збільшується, а старої, відповідно, зменшується. Перша стадія фазового перетворення зумовлена флуктуаціями, друга – дифузією атомів через міжфазову межу. Швидкість росту нової фази пропорційна коефіцієнту дифузії

$$D = D_0 \exp(-Q/RT),$$

(3)

де Q – енергія активації (Дж/моль), R – універсальна газова стала.

Швидкість фазових перетворень зростає не тільки при підвищенні температури (див. рівняння (3)), а також за рахунок виграшу в енергії $\Delta G_{\alpha\beta}$. Як видно з рис. 2, $\Delta G_{\alpha\beta}$ зростає при збільшенні перегріву $\Delta T_{\text{пг}} = T_{\text{пг}} - T_{\alpha\beta}$ при прямому перетворенні $\alpha \rightarrow \beta$ або переохолодженню $\Delta T_{\text{по}} = T_{\alpha\beta} - T_{\text{по}}$ при зворотньому $\beta \rightarrow \alpha$ перетворенні.

Але у випадку значного переохолодження дифузійний механізм $\beta \rightarrow \alpha$ перетворення може взагалі не реалізуватися. Згідно з (3), дифузійний процес експоненціально уповільнюється і при кімнатній температурі швидкість $\beta \rightarrow \alpha$ перетворення практично стає нульовою. У такому випадку високотемпературна фаза β залишається у метастабільному стані необмежено довго.

Прикладом таких метастабільних фаз є алмазна модифікація вуглецю, металічне β -олово нижче 180°C та ін. У сплавах подібна ситуація трапляється досить часто.

У деяких твердих тілах фазові перетворення при досить низьких температурах можуть проходити інакше – за не дифузійним механізмом. Подібні перетворення вперше спостерігали у загартованих сталях і назвали мартенситними – на ім'я німецького металознавця А. Мартенса, який їх вивчав. Особливості мартенситних перетворень і їхні відмінності від дифузійних такі:

а) швидкість руху міжфазної межі не залежить від температури і близька до швидкості звуку;

б) відносна кількість нової фази не залежить від часу витримки при постійній температурі, але збільшується при зниженні температури;

в) при переході у нову фазу велика група атомів ґратки старої фази скоординовано переміщується так, що кожен з атомів зміщується відносно своїх сусідів на відстань, меншу за міжатомну, тому мартенситне перетворення не може призвести до зміни загальної або локальної концентрації сплаву.

Можна відзначити ще деякі особливості мартенситних перетворень. На відміну від дифузійного, мартенситний механізм фазових перетворень не є універсальним, він спостерігається тільки у деяких металів і сплавів. Цей

механізм має місце при значному переохолодженні до деякої температури $M_s \ll T_{\alpha\beta}$ (рис. 2). Значне переохолодження необхідне для того, щоб виграв в енергії $G_{\alpha\beta}$ був достатнім для активізації одночасного руху великої кількості атомів. Зворотнє перетворення мартенситної фази у високотемпературну проходить при значно вищих температурах, таким чином, завжди має місце певний гістерезис, який іноді складає сотні градусів. Кристалічні структури нової (мартенситної) і старої фаз завжди відрізняються, тому питомі об'єми цих фаз також є різними. Внаслідок цього створення кожної мартенситної частини спричиняє пружні деформації на межі фаз, які зупиняють подальше збільшення розмірів мартенситної частини. Збільшення загальної кількості нової фази відбувається шляхом збільшення кількості мартенситних частинок,

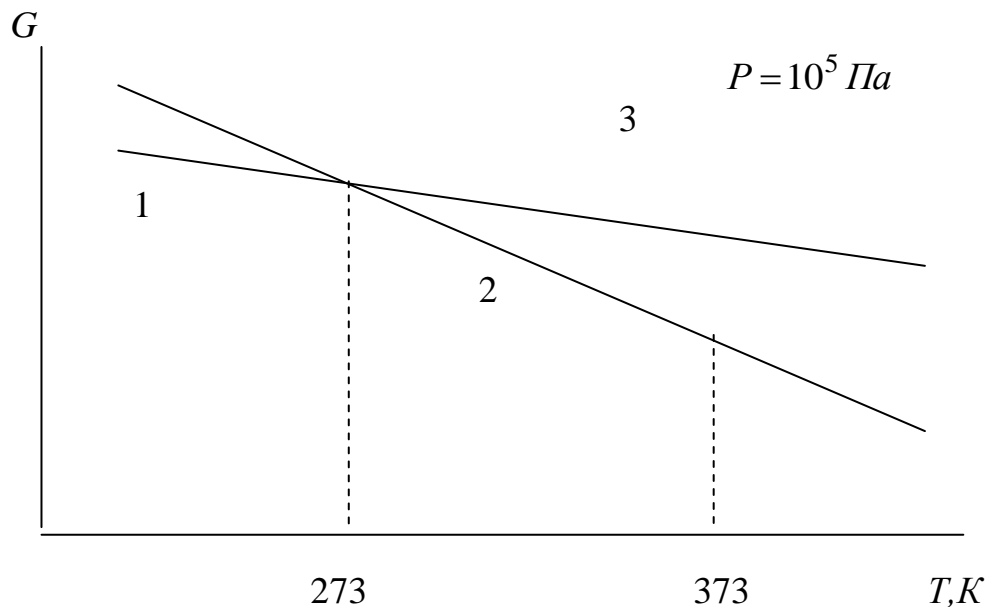


Рис. 2. Схема залежності вільної енергії від температури для кристалічних фаз α і β . Температура рівноважного поліморфного перетворення $T_{\alpha\beta}$, M_s і M_f – температури початку і закінчення мартенситного перетворення.

а розміри кожної з них залишаються, як правило, незмінними. Характерною формою кожної частинки мартенситу є пластинки завтовшки близько 1 мкм. Мартенситне перетворення, яке починається при температурі M_s , продовжується в процесі охолодження до температури $M_f < M_s$. При цьому або

вся високотемпературна фаза перетворюється в мартенситну, або тільки частина її. В останньому випадку повному мартенситному перетворенню заважають надто великі механічні напруження у залишках старої фази, які не компенсуються виграшем вільної енергії $\Delta G_{\alpha\beta}$.

2. Зразки для дослідження

У лабораторній роботі досліджується пряме і зворотнє мартенситне перетворення у сплаві на основі міді. Цей матеріал належить до групи сплавів, у яких спостерігається значний ефект пам'яті форми (ЕПФ). Сам цей ефект полягає у наступному. Зразок охолоджується до температури, нижчої за M_s . За таких умов його при дуже незначних механічних зусиллях можна пластично деформувати шляхом згинання, розтягування і т. У такому вигляді він буде залишатися до того часу, доки його температура не підвищиться до температури початку зворотнього перетворення A_s . При цьому форма зразка відновлюється без зовнішніх механічних зусиль до тієї, яка в нього була спочатку, тобто до пластичної деформації в мартенситній фазі. Якщо механічно заважати зразку міняти свою форму, він може виконати певну роботу (наприклад, підняти вантаж), при цьому виконана робота значно перевищить ту роботу, яка пішла на пластичну деформацію зразка в мартенситному стані. Таким чином, ЕПФ може бути використаний для прямого перетворення теплової енергії в механічну. Можливі й інші шляхи використання цього ефекту на практиці.

3. Завдання до роботи

Мартенситне перетворення, як і будь-яке інше фазове перетворення I роду, можна вивчати шляхом дослідження тієї фізичної характеристики, яка однозначно залежить від кількості нової фази. У залежності від конкретних

особливостей досліджуваного матеріалу використовують резистометричні, магнітні, гальваноманетні, оптичні та інші експериментальні методи. У роботі використовується дилатометричний метод. Поява кожної мартенситної частинки збільшує розмір досліджуваного зразка, тому що питомий об'єм мартенситної фази більший, ніж в основної фази. Взагалі у процесі охолодження розміри зразка зменшуються. Але при досягненні температури початку мартенситного перетворення M_s збільшення розмірів за рахунок фазового перетворення значно переважає це температурне скорочення. Після зниження температури до M_f знову починається скорочення розмірів зразка. У роботі необхідно визначити ці температури. Крім того, при наступному нагріванні зразка необхідно визначити температури початку і закінчення зворотнього фазового перетворення – відповідно A_s і A_f . Ці дані дозволяють визначити величину гістерезису – різницю температур прямого й зворотного перетворення, а також ширину температурного інтервалу прямого і зворотного перетворення, відповідно $(M_s - M_f)$ і $(A_f - A_s)$. Нарешті, шляхом екстраполяції лінійних ділянок графіка $n(T)$, які мають місце при температурах, вищих за A_f і нижчих за M_f , можна визначити об'ємний ефект мартенситного перетворення в даному сплаві, де мартенситне перетворення є повним. Можна вважати, що відносна зміна об'єму при перетворенні $\Delta V / V$ утричі більша за відносну зміну довжини $\Delta l / l$.

4. Порядок виконання роботи

1. Розмістити зразок з прикріпленим до нього спаром термодатчик в дилатометрі.
2. Навести оптичну трубу на будь-яку поділку шкали n_0 так, щоб була можливість спостерігати і скорочення, і подовження зразка (рекомендується 10-15 см від початку шкали).
3. Шляхом регулювання рівня азоту в дьюарі забезпечити охолодження зразка з невеликою швидкістю (біля 1–2 К/хв.), знімаючи залежність $n(T)$ через кожні 3-5 К. Вимірювання проводити до температури, яка на 5-10 К нижча за температуру M_f .

4. Увімкнути нагрівач і провести вимірювання $n(T)$ у зворотньому напрямку з такою ж швидкістю підвищення температури до значення, яке вище за M_f .
5. Таблиці $n(T)$ представити графічно.
6. За допомогою графіка визначити величини, зазначені в завданні до роботи.

Примітка. Довжина зразка $l_0 = 22,5$ мм. Зміну довжини зразка при прямому або зворотному мартенситному перетворенні визначити за формулою

$$\Delta l = (d / 2L) \Delta n , \quad (4),$$

де Δn – різниця значень поділок на шкалі, яка визначається за допомогою графіка, d – діаметр ролика з дзеркальцем, L – відстань від дзеркальця до шкали.

Увага. Перед початком роботи необхідно ознайомитись з дилатометричною установкою, яка детально описана в попередній роботі про теплове розширення цинку.

Рекомендована література

1. Вейман К.М. Бездиффузионные фазовые превращения // Физическое металловедение / Под ред. Р. У. Кана и П. Хаазена. – т.2. – М.: Металлургия, 1987. – С. 624.
2. Уманский Я. С., Скаков Ю. А. Физика металлов. – М.: Атомиздат, 1978. – 352 с.

ЗАЛЕЖНІСТЬ ТЕМПЕРАТУРИ КЮРІ ВІД КОНЦЕНТРАЦІЇ СПЛАВУ НІКЕЛЬ-МІДЬ

Усі речовини реагують на зовнішнє магнітне поле H і, отже, є магнетиками. Магнітний стан речовини характеризується намагніченістю \bar{J} ,

яка має розмірність густини магнітного моменту. Відмінна від нуля намагніченість J виникає тільки під дією зовнішнього магнітного поля

$$J = \chi H, \quad (1)$$

де χ - магнітна сприйнятливість.

Індукція в речовині пов'язана із зовнішнім магнітним полем співвідношенням

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (2)$$

де $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м - магнітна стала (магнітна проникність вакууму), μ - відносна магнітна проникність речовини.

З другого боку зв'язок між векторами має такий вигляд:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}). \quad (3)$$

Якщо з (1) підставити \vec{J} у (3),

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \chi_M \vec{H}) = \mu_0 (1 + \chi_M) \vec{H}. \quad (4)$$

Видно, що $\mu = 1 + \chi$.

За магнітними характеристиками всі речовини ділять на три групи: діамагнетики, парамагнетики та кооперативні магнетики, до яких належать феро-, антиферо- та феримагнетики.

1. Елементи теорії

Згідно з класичними уявленнями, зовнішнє магнітне поле викликає прецесію електронних орбіт завдяки силі Лоренца, яка діє на рухомі електрони. Так виникає діамагнітний ефект, який полягає в тому, що з'являється додаткова намагніченість, яка пропорційна зовнішньому полю \vec{H} і направлена проти нього. Таким чином, діамагнітна сприйнятливість

$$\chi_d = J/H < 0. \quad (5)$$

Більшість речовин мають об'ємну діамagnetну сприйнятливість порядку 10^{-5} – 10^{-6} , тобто величина магнітної проникності діамagnetика лише трохи менше за одиницю.

Деякі атоми та іони мають постійний магнітний момент. За відсутності магнітного поля ці моменти орієнтовані хаотично й макроскопічна намагніченість відсутня. Однак у полі \vec{H} ці моменти орієнтуються переважно у напрямку поля, тому для таких речовин, які називаються парамагнетиками,

$$\chi_{\text{П}} = J/H > 0. \quad (6)$$

Парамагнетизм властивий тим атомам та іонам, у яких спінові моменти їхніх електронів не скомпенсовані, тобто кількість орбітальних електронів зі спіновими квантовими числами $S = +1/2$ і $S = -1/2$ неоднакова.

У металів певний внесок у парамагнетизм роблять електрони провідності (парамагнетизм Паулі), парамагнітна сприйнятливість цих електронів невелика: звичайно вона не перевищує 10^{-5} .

Діамagnetизм є універсальною властивістю всіх речовин, тому за наявності парамагнетизму сумарна магнітна сприйнятливість є алгебраїчною сумою

$$\chi_{\text{СУМ}} = \chi_n + \chi_{\text{д}}. \quad (7)$$

У більшості випадків $\chi_{\text{СУМ}} > 0$, проте для деяких металів (Cu, Zn, Be та інші) діамagnetизм переважає і $\chi_{\text{СУМ}} < 0$.

Перехідні метали, у яких незаповнені d або f-електронні оболонки є сильними парамагнетиками, їх магнітна сприйнятливість перевищує 10^{-4} .

Деякі речовини мають постійну намагніченість навіть за відсутності зовнішнього магнітного поля. Вони називаються феромагнетиками. Серед елементів це такі перехідні 3d-метали, як Fe, Co та Ni, а також Gd та Dy.

Крім того, існує численна група феромагнітних сплавів та хімічних сполук, до складу яких входять перехідні метали.

Для з'ясування природи феромагнетизму П. Вейс у 1907 р. увів поняття внутрішнього магнітного поля H_0 (тепер воно називається молекулярним полем Вейса), яке орієнтує магнітні моменти окремих атомів паралельно один одному. Таке магнітне упорядкування повинно руйнуватися, якщо теплова енергія стане рівною магнітній енергії поля Вейса. Згідно з розрахунками Вейса, температура переходу з феро- у парамагнітний стан ~ 1 К, тоді як у дійсності температура Кюрі для Fe, Co та Ni $\sim 10^3$ К. Лише в 1928 р. на основі квантової теорії В. Гейзенберг знайшов пояснення таким високим температурам переходів феро- парамагнетик і відповідно високим значенням магнітного поля $H_0 \sim 10^{10}$ А/м. Гейзенберг показав, що сильна магнітна взаємодія двох атомів має електростатичну природу з урахуванням принципу Паулі. Якщо два сусідні атоми мають спіни S_1 та S_2 , їхню потенціальну енергію можна виразити таким чином:

$$U = \text{const} - 2J_{\text{ОБМ}} S_1 \cdot S_2, \quad (8)$$

де $J_{\text{ОБМ}}$ – так званий обмінний інтеграл, значення якого зумовлене магнітними силами, що мають квантово-механічну природу. З теорії Гейзенберга випливає, що на малих міжатомних відстанях обмінний інтеграл від'ємний, а обмінна енергія додаткова. При цьому енергетично вигідним є антипаралельне розташування спінів сусідніх атомів (антиферомагнетизм). Починаючи з деякої відстані обмінний інтеграл змінює знак і проходить через максимум. Потенціал U (див. рівняння (8)) у цьому випадку мінімальний, якщо спіни атомів паралельні (феромагнетизм). Модель прямої взаємодії спінових електронів розробив Бете, відповідний графік зображений на рис. 1. З усіх 3d-металів тільки три феромагнетики та два антиферомагнетики відповідають цій моделі. Для більшості перехідних металів (особливо РЗМ групи) крива Бете-Слетера (рис. 1) не зовсім

коректна, але вона зручна для пояснення якісної поведінки магнітно-впорядкованих речовин.

Незважаючи на існування спонтанної намагніченості, зразок феромагнетика за відсутності зовнішнього поля залишається не намагніченим. Виявляється, що енергетично вигідніше, якщо зразок поділиться на невеликі області спонтанної намагніченості – домени, при цьому магнітні моменти окремих доменів взаємно орієнтовані таким чином, щоб лінії магнітної індукції (які завжди повинні бути замкненими) не виходили за межі зразка.

Тільки у зовнішньому магнітному полі з'являється намагніченість зразка в напрямку поля за рахунок збільшення розмірів «правильно» орієнтованих доменів і відповідно зменшення «неправильно» орієнтованих. У підсумку настає насичення феромагнетика, коли всі магнітні моменти орієнтовані вздовж поля, а зразок стає однодоменним. Магнітна проникність феромагнетика (на відміну від діа- або парамагнетика) залежить від зовнішнього поля. Тому вводять поняття диференціальної $\mu_d = dB/\mu_0 dH$ магнітної проникності. Для усіх феромагнетиків $\mu_d, \mu_c \gg 1$ ($\sim 10^2 - 10^4$).

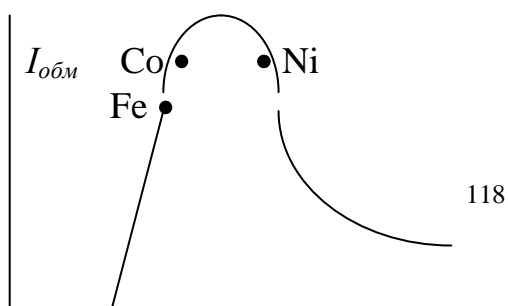
Перехід з пара- у феромагнітний стан є фазовим переходом II роду. Деякі фізичні характеристики мають поблизу точки Кюрі λ -аномалії. На рис. 2 і 3 наведені температурні залежності теплоємності та коефіцієнта теплового розширення нікелю.

2. Феромагнетизм нікелю та його сплавів

Ізольований атом нікелю має вісім 3d електронів та два 4s електрони. В металічному стані перекриття 4s рівнів дуже велике, а 3d – досить слабе, в результаті чого 3d-зона є відносно вузькою з високою густиною станів, а 4s-зона при дуже низькій густині станів займає широкий енергетичний

інтервал, нижня межа якого знаходиться майже на 2 еВ нижче дна 3d-зони, а верхня – на 5еВ вище стелі цієї зони. В результаті перерозділу електронів у 3d-зоні Ni опиняється 9,46 електронів на атом, у 4s-зоні залишається всього 0,54 ел./ат (див. рис. 4).

Електропровідність Ni, як і інших подібних металів, майже цілком визначається невеликою кількістю рухливих s-електронів, а теплоємність та магнітні властивості залежать переважно від d-електронів з їхньою високою густиною станів. На кожному рівні знаходяться по два електрони з протилежно направленими спінами, тому графік $g(\epsilon)$ з рис. 4 можна розкласти на дві частини. Коли нікель перебуває у парамагнітному стані, заповнення кожної половини зони однакове: кількість електронів, спіни яких направлені «уверх» та «униз», рівна. При температурах нижчих за точку Кюрі, внаслідок обмінної взаємодії виникає велике молекулярне поле, яке значно змінює співвідношення між енергетичними станами «спін вверх» та «спін униз». У результаті одна частина 3d-зони заповнюється повністю (до 5 ел./ат.) , а в іншій залишається тільки 4,46 ел./ат. Таким чином , магнітне упорядкування створює надлишок у 0,54 ел./ат в одній (наприклад «нижній») половині зони. Поправки на зміну заселеності 4s-зони , g – фактор електронів й орбітальний магнетизм приводять до того, що в Ni некомпенсований магнітний момент на 1 атом складає $0,606\mu_B$ (де μ_B – магнетон Бора). Для компенсації цього моменту необхідно збільшити електронну концентрацію приблизно з розрахунку 0,6 ел./ат. Якщо в нікель добавляють мідь, кожний домішковий атом міді замінює у вузлі кристалічної ґратки атом нікелю і приносить один додатковий електрон (замість $8 + 2 = 10$ електронів Ni , $10 + 1 = 11$ електронів міді). Цей додатковий електрон може зайняти лише вільний



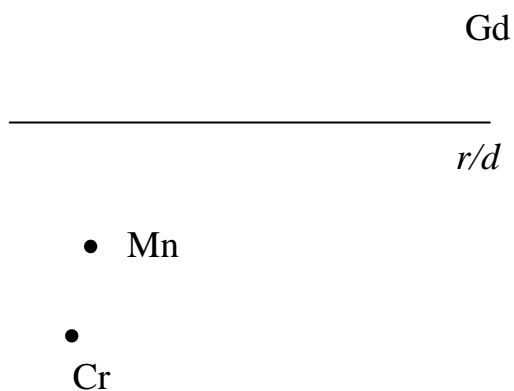


Рис. 1. Залежність обмінного інтегралу $I_{обм}$ від відношення міжатомної відстані d до діаметра незаповненої електронної оболонки r

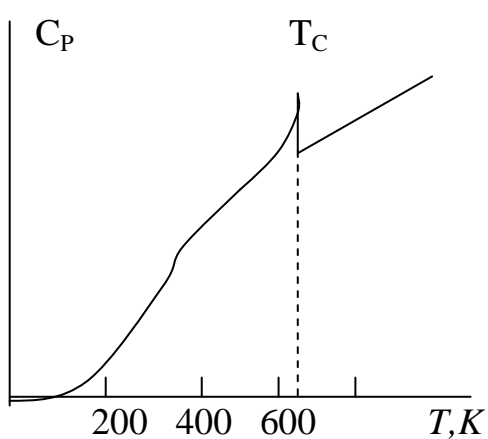


Рис. 2. Температурна залежність теплоємності нікелю

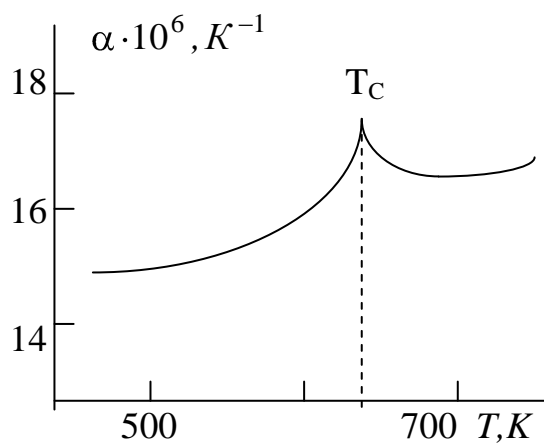
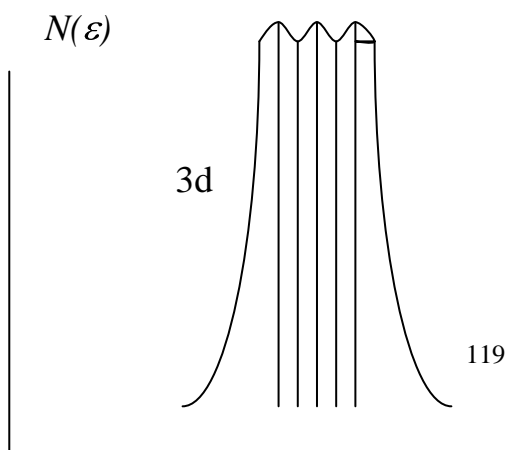


Рис. 3. Температурна залежність коефіцієнту лінійного термічного розширення Ni



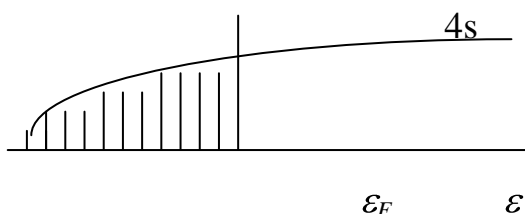


Рис. 4. Зонна структура нікелю. Заповнені рівні заштриховані, ε_F – рівень Фермі

рівень у «верхній» половині 3d-зони і цим збільшує її заселеність. Таким чином, намагніченість сплаву Ni–Cu зменшується зі збільшенням концентрації міді. Оскільки в чистому нікелі (при $T < T_c$) не вистачає 0,6 ел./ат., при концентрації міді біля 60 % обидві половини зони повинні заповнитись у результаті чого спонтанна намагніченість сплаву зменшиться до нуля.

Відповідним чином буде змінюватись і температура Кюрі (від 631 К для чистого Ni до 0 для сплаву 40 % Ni–60 % Cu).

3. Експериментальна установка.

Для визначення температури Кюрі у цій лабораторній роботі використовується індукційний метод. Блок схема установки зображена на рис. 5. Зразок сплаву 1 розміщується у нагрівачі 2, який являє собою керамічну трубку з ніхромовою обмоткою. Нагрівач живиться змінним струмом частотою 50 Гц. Силу струму можна регулювати автотрансформатором ЛАТР-1 3 і контролювати амперметром 4. Нагрівач призначений не тільки для підвищення температури зразка, але і виконує роль первинної обмотки трансформатора, у якому зразок є його сердечником. Зразок перебуває у тепловому контакті з робочим кінцем мідь-константової термопари 5, підключеної до цифрового вольтметра 9. Увесь цей пристрій розміщується у скляній колбі 6, з якої за допомогою форвакуумного насоса 8 видавлювати повітря. На нижню частину колби надягається котушка 7, яка виконує роль вторинної обмотки вимірювального трансформатора. Змінна напруга, що індукується в котушці 7, через діод подається на другий вхід того ж цифрового вольтметра 9. Для прискорення нагрівання зразка і відвернення зайвого розігріву котушки 7 повітря з колби бажано відкачати, особливо у випадку високої температури Кюрі (якщо концентрація міді не перевищує 15–20 %).

Наведемо розрахунок сигналу, який знімається з котушки . Напруга на первинній обмотці з урахуванням її омичного опору та індуктивності:

$$U_1 = U_R + U_L, \quad (9)$$

де $U_R = J_1 R_1$, $U_L = -E_1$ – електрорушійна сила індукції, яка виникає на первинній обмотці. Таким чином:

$$E_1 = I_1 R_1 - U_1. \quad (10)$$

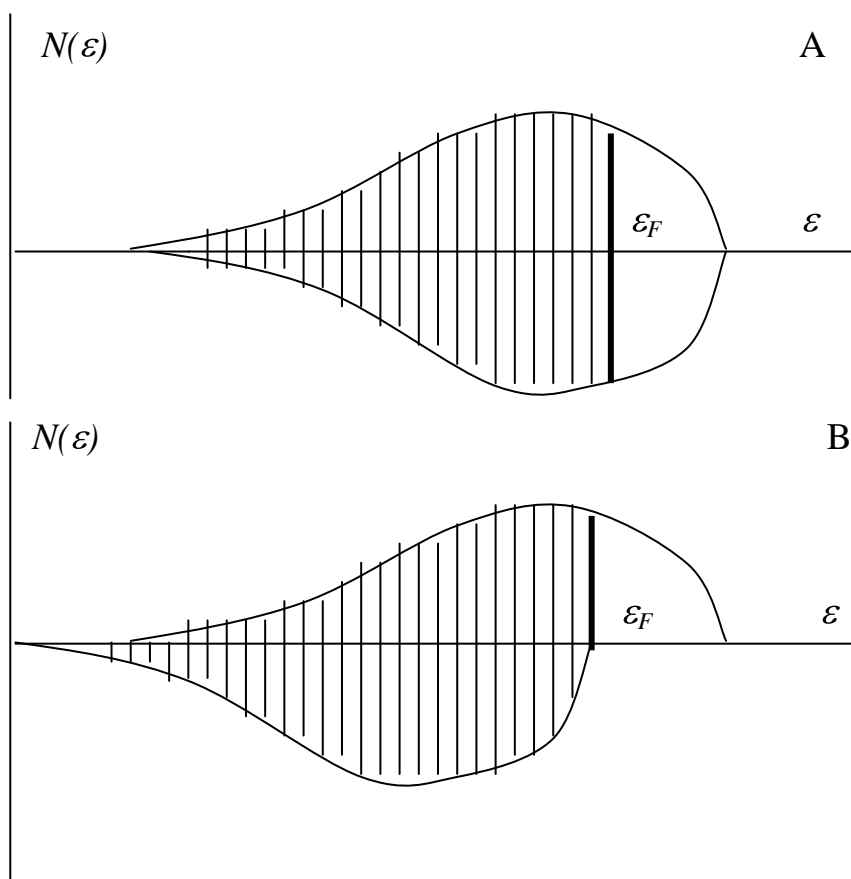


Рис. 5. Криві густини електронних станів для феромагнітного твердого тіла (схема): А – температура, вища за точку Кюрі T_c . Обидві половини зони заповнені однаково. В – при температурах, нижчих за T_c , частина електронів спонтанно перейшла з верхньої половини зони у нижню, змінивши напрямок свого спіну. Внаслідок зміщення цих половин по шкалі енергій заповнення стало неоднаковим. У результаті зміщення нижня половина зони заповнюється,

а верхня залишається ще більше недозаповненою (така ситуація характерна для нікелю)

З другого боку:

$$E_1 = - \frac{d\Phi_1}{dt} N_1, \quad (11)$$

де Φ_1 – магнітний потік, який пронизує один виток первинної обмотки, N_1 – кількість витків цієї обмотки. Можна вважати, що для одного витка вторинної обмотки 7 відповідний магнітний потік $\Phi_2 = k \cdot \Phi_1$, де k – коефіцієнт, який залежить від різниці в геометріях котушок 2 і 7. Таким чином, для вторинної обмотки з урахуванням формули (11):

$$E_2 = - \frac{d\Phi_2}{dt} N_2 = -k \frac{d\Phi_1}{dt} N_2. \quad (12)$$

Ураховуючи зв'язок магнітного потоку Φ з індукцією B $\Phi = B \cdot S$, а також формулу (2), остаточно можна записати

де A – коефіцієнт.

З формули (13) добре видно, що при переході від феромагнетика ($\mu \gg 1$) до парамагнетика ($\mu \approx 1$) стану зразка сигнал на вторинній обмотці повинен різко зменшуватися.

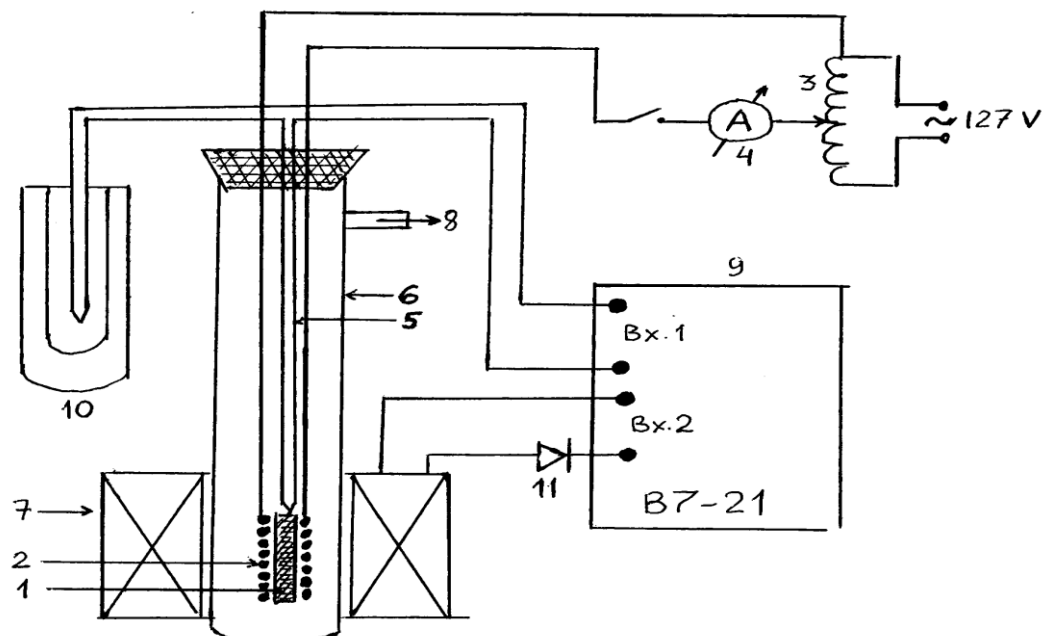


Рис. 5. Ескіз вимірювальної комірки та блок-схема установки: 1 – зразок; 2 – нагрівач і первинна обмотка; 3 – ЛАТР; 4 – амперметр; 5 – термopapa; 6 – скляна колба; 7 – вторинна котушка; 8 – відкачка повітря з колби; 9 – вольтметр В7-21; 10 – дьюар для льоду; 11 – діод

$$E_2 = \left(d\Phi_1/dt \right) N_2 = kS_1N_1 \left(dB_1/dt \right) N_2 = A \cdot \mu_0 \mu H, \quad (13)$$

4. Завдання до роботи і порядок її виконання

У лабораторній роботі необхідно визначити температуру Кюрі T_c сплавів мідь–нікель з різною концентрацією міді, побудувати графік залежності T_c від концентрації і шляхом його екстраполяції до нульової температури визначити концентрацію міді, яка призводить до зникнення магнетизму сплаву.

При вимірюванні на кожному зразку необхідно:

1. Помістити зразок 1 у керамічну трубку (нагрівач), надягти скляну колбу 6 і вторинну котушку 7. Увімкнути форвакуумний насос.
2. Установити за допомогою автотрансформатора ЛАТР деяке значення сили струму (0,4–0,8 А), фіксуючи значення E_2 на вторинній котушці. Коли сигнал E_2 почне різко зменшуватися (що свідчить про досягнення точки Кюрі), перемкнути вольтметр на вимірювання ЕРС термopари і зафіксувати це значення.

3. Вимкнути струм через нагрівач, охолодити зразок на 20–30 К і знову його вимкнути. Слідкуючи цього разу і за ЕРС термопари і за E_2 , зняти залежність E_2 від температури, вираженої в ЕРС термопари через певні її проміжки (наприклад, через кожні 2 К). Коли сигнал E_2 зменшиться у декілька разів, знову вимкнути нагрівач, охолодити зразок на 20–30 К і повторити вимірювання. Якщо результати збігуться, температуру, при якій сигнал E_2 зменшується у 2 рази, вважати точкою Кюрі для даного сплаву.
4. Таким же чином визначити точку Кюрі інших сплавів, у яких ці температури вищі за кімнатну.
5. Якщо T_c сплаву нижче кімнатної температури (при концентрації міді >30 %), вимірювання краще проводити в режимі охолодження. При цьому нагрівач включають на дуже короткий час (~1 с) тільки для того, щоб зняти сигнал E_2 з вторинної котушки.

Рекомендована література

1. Вонсовский С. Я. Магнетизм.– М.: Наука, 1971 .– 1032 с.
2. Боровик Е. С., Мильнер А. С., Еременко В. В. Лекции по магнетизму.– Х.: ХГУ, 1972. – 247с.
3. Вейсс Р. Физика твердого тела.– М.: Атомиздат, 1968. – 456 с.
4. Блейкмор Д. Физика твердого тела.– М.: Мир, 1988. – 608 с.
5. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела.– М.: Наука, 1978. – 782 с.

ТЕПЛОЄМНІСТЬ АЛЮМІНІЮ ПРИ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Теплоємність є однією з фундаментальних характеристик речовини. При низьких температурах вона відображає квантовий характер теплових коливань атомів кристалічних тіл (теорія А. Ейнштейна, 1907 р.). Вимірювання температурної залежності теплоємності є одним з основних

експериментальних методів вивчення багатьох ефектів у твердих тілах, зокрема фазових перетворень I та II роду.

Експериментальне вимірювання теплоємності твердих тіл при низьких температурах найбільш надійно здійснюється методом вакуумного адіабатичного калориметра, запропонованого у 1909 р. Ейкеном і Нернстом. Ця лабораторна робота є одним з варіантів цього класичного методу.

1. Елементи теорії

Згідно з емпіричним законом Дюлонга і Пті, молярна теплоємність усіх простих кристалів однакова (біля 25 Дж/моль·К) і не залежить від температури. Ця закономірність знайшла пояснення в рамках класичної молекулярно-кінетичної теорії, згідно з якою внутрішня U енергія кристалу з N атомів

$$U = 3NkT, \quad (1)$$

де k – стала Больцмана, T – абсолютна температура.

Теплоємність за сталим об'ємом одного моля будь-якої простої речовини

$$C_v = (\partial U / \partial T)_v = 3R, \quad (2)$$

де $R = 8,31$ Дж/моль·К – універсальна газова стала.

Закон Дюлонга і Пті виконується тільки при достатньо високих температурах. Зі зменшенням температури теплоємності всіх твердих тіл зменшуються і прямують до нуля, якщо $T \rightarrow 0$ (теорема Нернста). Така поведінка теплоємності не має пояснення у межах класичної фізики. У 1907 р. Ейнштейн розповсюдив ідею Планка про квантовий характер електромагнітного випромінювання на всі види коливань, у тому числі акустичні. Згідно з Ейнштейном, середня енергія квантового лінійного осцилятора (без урахування енергії нульових коливань)

$$\varepsilon = \hbar \omega \exp(\hbar \omega / kT - 1), \quad (3)$$

де \hbar – стала Планка ($1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с), ω – циклічна частота. З формули (3) випливає, що за умови $\omega = \text{const}$ середня енергія осцилятора при “високих”

температурах ($kT > \hbar\omega$) $\varepsilon \approx kT$, тобто відповідає класичному результату. При низьких температурах ($\hbar\omega > kT$) ε стає меншою за енергію одного кванта $\hbar\omega$. Це означає, що кількість збуджених осциляторів менша за їхню загальну кількість і експоненціально зменшується з температурою.

У моделі теплоємності Ейнштейна частоти всіх осциляторів даного кристалу вважаються однаковими. За такої умови залежність $C_v(T)$ не узгоджується з експериментальними результатами. Тільки при $T > \hbar\omega/k$ і при $T \rightarrow 0$ теорія дає точний результат (відповідно $C_v = 3R$ і $C_v \rightarrow 0$).

Складний характер коливань у твердих тілах, де атоми зв'язані пружними силами, можна змодельовати як суперпозицію простих гармонічних коливань (лінійних осциляторів) з різними частотами. При цьому можна ввести поняття функції розподілу осциляторів (густину фононних станів) $g(\omega)$ так, щоб $g(\omega)d\omega$ відповідала кількості осциляторів у деякому одиночному інтервалі частот від ω до $\omega + d\omega$. Якщо загальна кількість лінійних осциляторів у простому кристалі з N атомів дорівнює $3N$,

$$\int_0^{\omega_{\text{max}}} g(\omega) d\omega = 3N,$$

що фактично є умовою нормування.

Внутрішня енергія, згідно з (3) і (4)

$$U = \int_0^{\omega_{\text{max}}} [\hbar\omega g(\omega) / (\exp \hbar\omega - 1)] d\omega. \quad (5)$$

З (5) видно, що температурну залежність U і C_v можна знайти лише за умови, що функція $g(\omega)$ для даного кристалічного тіла відома. У більшості випадків визначити цю функцію практично неможливо. Тільки для найбільш простих випадків можна провести відповідні розрахунки. На рис. 1 наведена залежність $g(\omega)$ для алюмінію. Добрим наближенням є проста модель Дебая (1912 р.), згідно з якою коливання у кристалі замінюються коливаннями у пружному однорідному середовищі – континуумі. За таких спрощених умов

$$g(\omega) = 3N(3\omega^2 / \omega_{\text{max}}^3), \quad (6)$$

де $3N$ – число простих осциляторів, ω_{max} – максимальна (дебаївська) частота, яка відповідає найменшій довжині хвилі. Залежність $g(\omega)$ по Дебаю також представлена на рис. 1. З умов нормування площа під обома кривими повинна бути однаковою.

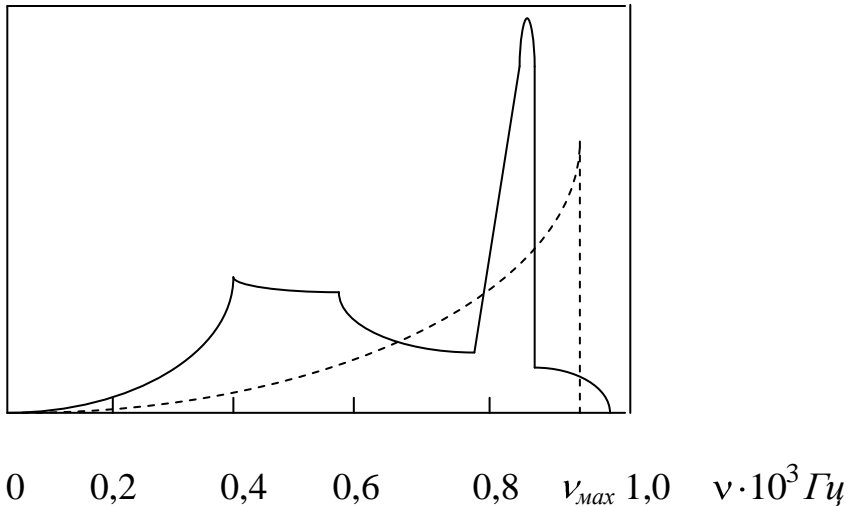


Рис.1 .Густина фононних станів згідно з теоретичними розрахунками для ГЦК решітки алюмінію (суцільна крива) і за моделлю Дебая (пунктир).

З (5) і (6) одержуємо внутрішню енергію за Дебаєм

$$U = 3NkT \cdot 3(T / \Theta)^3 \int_0^{X_{max}} x^3 dx / (\exp x - 1), \quad (7)$$

де $x = \hbar \omega / kT$, $x_{max} = \Theta / T$, $\Theta = \hbar \omega_{max} / k$ – характеристична температура Дебая. З (7) видно, що внутрішня енергія є добутком класичного значення $3NkT$ (формула 1) на так звану функцію Дебая

$$D(T / \Theta) = 3(T / \Theta)^3 \int_0^{X_{max}} x^3 dx / (\exp x - 1). \quad (8)$$

У загальному вигляді інтеграл Дебая аналітично не береться. При високих температурах ($T \gg \Theta$, $x \ll 1$) функція Дебая $D(T/\Theta) \cong 1$, і молярна теплоємність за сталим об'ємом

$$C_v = (\partial U / \partial T)_V = 3R, \quad (9)$$

що збігається з класичним значенням (закон Дюлонга і Пті).

При низьких температурах ($T \ll \theta$) верхню межу інтегралу можна вважати нескінченною, тоді

$$D_{(\Theta/T)} = 3(T/\Theta)^3 \cdot 4\pi^4 / 15. \quad (10)$$

Таким чином, за умови $T \ll \theta$ молярна теплоємність

$$C_V = 234 \cdot (T/\Theta)^3. \quad (11)$$

Формула (11) має назву закону T^3 Дебая. Кубічний характер залежності $C_{v(T)}$ добре виконується при достатньо низьких температурах $T < (0,1-0,2)\theta$. Температура Дебая є важливим фізичним параметром кристалічних речовин. Вона є межею на температурній шкалі між квантовою і класичною поведінкою багатьох фізичних властивостей речовини. З (11) видно, що молярна теплоємність різних кристалів може бути представлена спільною кривою, якщо замість температури користуватись відношенням T/θ .

У теплоємність металів певний внесок роблять електрони провідності. Згідно з квантово-механічними розрахунками

$$C_e = (1/3) \pi^2 k^2 N(\varepsilon_F) T = \gamma T, \quad (12)$$

де $N(\varepsilon_F)$ – густина електронних станів поблизу рівня Фермі ε_F , γ називається коефіцієнтом електронної теплоємності. Оскільки електрони в металі перебувають у так званому виродженому стані, лінійний закон $C_e(T)$ справедливий як при низьких, так і при високих температурах. Коефіцієнт γ для більшості металів не перевищує значень $\approx 10^{-3}$ Дж/моль·К². Унесок електронів у сумарну теплоємність металів стає помітним лише при досить низьких температурах, тому що теплоємність решітки зменшується як T^3 , а електронна – як T .

2. Експериментальна методика

1. У цій лабораторній роботі теплоємність визначають за допомогою класичного методу вакуумного адіабатичного калориметра. До зразка масою m подається «імпульс» теплової енергії ΔQ за відрізок часу Δt і визначають підвищення температури $\Delta T = T_2 - T_1$, яке зумовлене цим імпульсом. Питома теплоємність

$$C_p(T) = \Delta Q / (m \cdot \Delta T). \quad (13)$$

Формула (13) визначає теплоємність при середній температурі $T = (T_1 + T_2)/2$.

2. Схема експериментальної установки наведена на рис. 2. Алюмінієвий зразок у вигляді циліндра діаметром 40 мм і висотою 45 мм з прикріпленими до нього електричним нагрівачем і напівпровідниковим термометром опору знаходиться всередині мідного теплового екрану, який, у свою чергу, розміщено у вакуумній камері, яка теж виготовлена з міді. Для одержання високого вакууму використовуються послідовно з'єднані

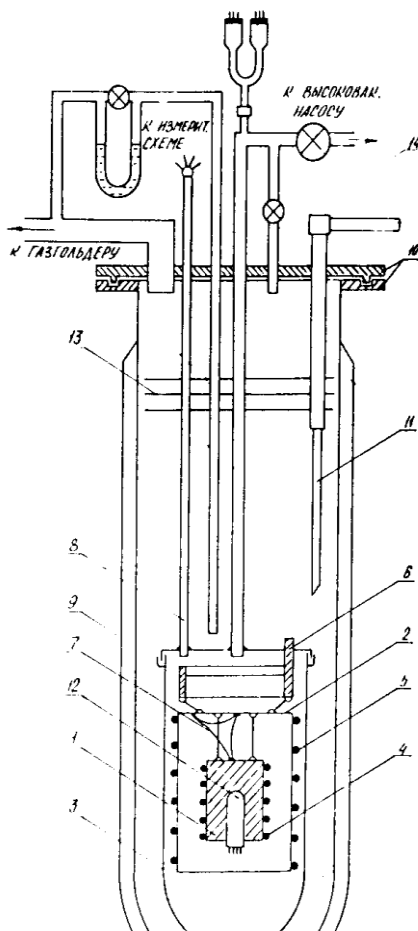


Рис. 2. Схема низькотемпературного вакуумного калориметра: 1- зразок; 2 – тепловий екран; 3 – вакуумний контейнер; 4 – нагрівач зразка; 5 – нагрівач екрану; 6 – мідне кільце для намотування дротів; 7 – термopapa; 8 – трубка для вимірювальних дротів; 9 – гелієвий дьюар; 10 – фланці; 11 – переливалька; 12 – термометр електроопору; 13 – захистні екрани для зменшення випаровування; 14 –

трубка для запуску теплообмінного газу. У верхній частині розташовані вимірювач рівню гелію та вимірювач рівню гелію та лампи вакуумметра.

форвакуумний та дифузійний насоси, останній споряджений азотною пасткою, яка не тільки поліпшує вакуум в установці, але також виконує роль індикатора високого вакууму. Квазіадіабатичні умови експерименту, тобто мінімальний теплообмін з навколишнім середовищем, окрім високого вакууму, забезпечується тепловим екраном. Температура останнього за допомогою окремого нагрівача повинна весь час підтримуватись рівною температурі зразка. Контроль за різницею температур між зразком й екраном здійснюється диференційною термопарою: один спай цієї термопари приклеєний до зразка, а інший – до екрана. Вільні кінці термопари подані до входу чутливого нановольтметра Р 341. Термопара Cu – (Au + 0,01 ат. % Fe) має досить високу чутливість у гелієвій області температур (10–15 мкВ/К) і здатна зареєструвати різницю температур на рівні 10^{-2} – 10^{-3} К.

Нагрівач зразка, виготовлений з манганінового дроту в лаковій ізоляції, намотаний безпосередньо на зразок. До зразка прикріплений також мініатюрний напівпровідниковий термометр опору. Сумарна маса нагрівача й термометра складає не більше 1 % від маси зразка, тому їхнім унеском у теплоємність можна знехтувати.

Усі дроти від термометра, нагрівача і термопари намотані на тепловий екран і приклеєні. Потім їх разом з дротами, які йдуть від теплового екрана, намотують на мідне кільце, температура якого така ж, як і гелієвої ванни (тобто близька до 4,2 К). Далі дроти через трубку і герметичне ущільнення, яке знаходиться на фланці кріостату, виведені до вимірювальних схем. Електричні схеми представлені на рис. 3.

3.. Перед початком експерименту необхідно відкачати форвакуумним насосом камеру 3 і заповнити її теплообмінним газом-гелієм. Після заливки гелію у дьюар і повного охолодження зразка камеру 3 необхідно відкачати до високого вакууму. З метою економії часу форвакуумний і високовакуумний насоси бажано запуснути заздалегідь (приблизно за півгодини до цього). Після відкриття відповідного вентиля теплообмінний газ відкачується всього за 1-2 хвилини.

Порція теплоти, яку виділяє електричний нагрівач зразка, визначається за формулою U_H і U_N – відповідно падіння напруги на нагрівачеві та нормальному опорі R_N , $\Delta\tau$ – проміжок часу між вмиканням та вимиканням нагрівача (бажано, щоб $\Delta\tau$ визначався цілим числом хвилин). Відповідна електрична схема живлення нагрівача представлена на рис. 3б.

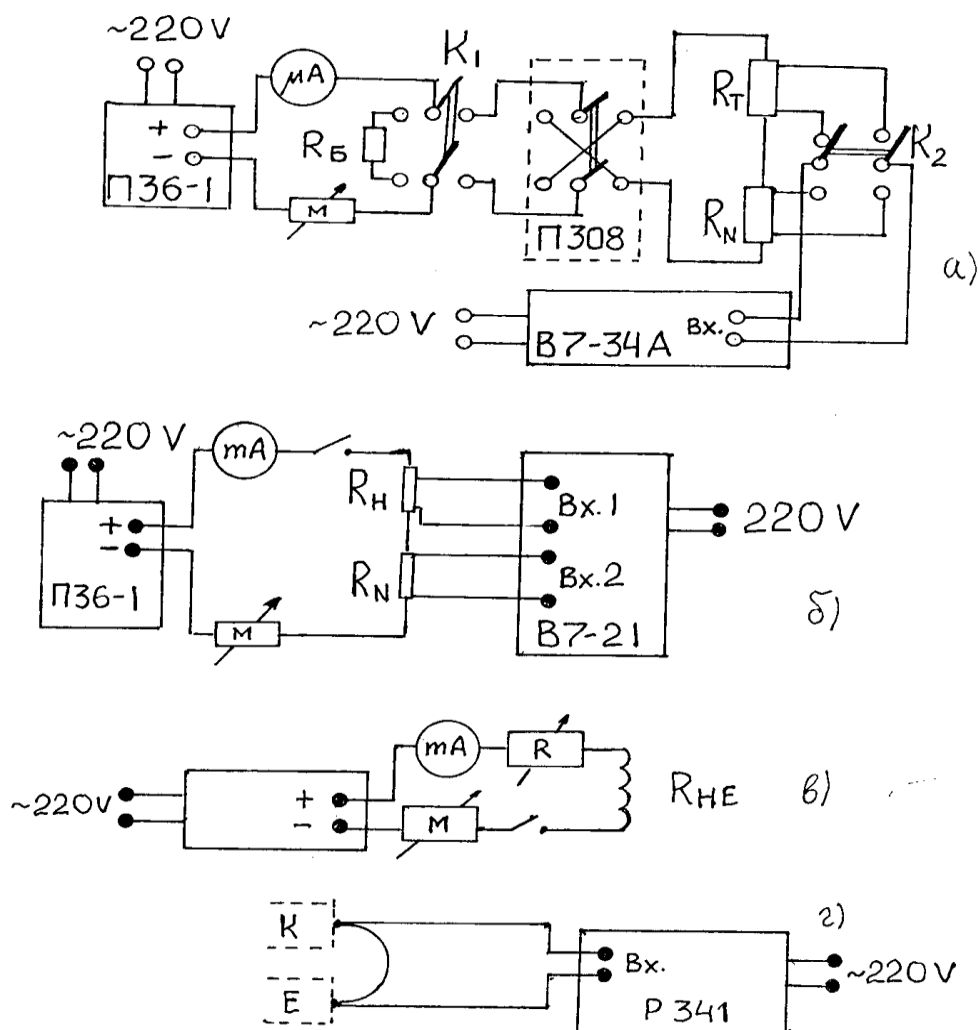
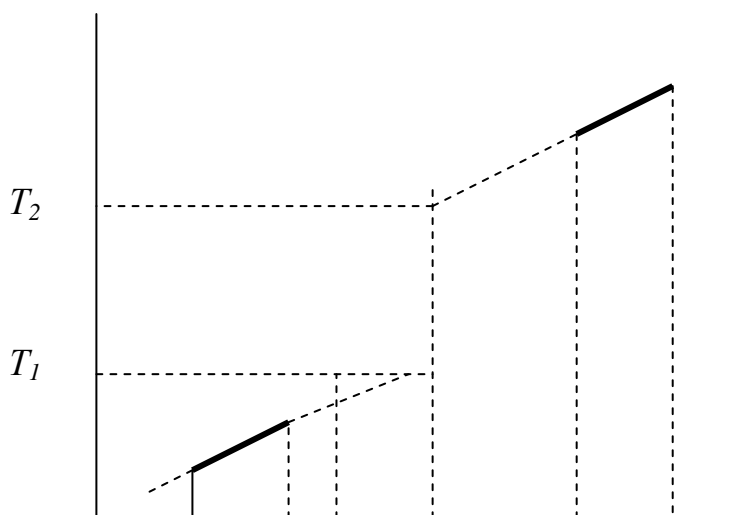


Рис.3. Електричні схеми калориметра: а) схема вимірювання електроопору напівпровідникового термометра: ПЗ6–1 – джерело живлення; R_T – термометр опору; R_B – баластний резистор; K_1 , K_2 – комутатори; ПЗ08 – перемикач напрямку струму; В7-34А – цифровий вольтметр; б) схема живлення і вимірювання потужності нагрівача калориметра R_H ; в) схема живлення і вимірювання потужності екрана R_{HE} ; г) схема підключення термопари: К – калориметр (зразок алюмінію); Е – екран; РЗ41 – нановольтамперметр.

$$\Delta Q = U_H U_N \Delta \tau / R_N, \quad (14)$$

Оскільки адіабатизація калориметра не може бути повною, температура зразка дещо змінюється навіть у той час, коли нагрівач зразка не працює (так званий холостий хід). Для урахування цього ходу до вмикання нагрівача і після його вимикання необхідно по два рази з інтервалом 4-6 хвилин визначити температуру зразка до і після його нагрівання. Графічна схема вимірювання однієї точки представлена на рис.4. Холосту ходу до і після роботи нагрівача екстраполюють на середину інтервалу $\Delta \tau$ проміжку часу роботи нагрівача),



$$\tau_1 \quad \tau_2 \quad \tau_3 \quad \tau_4 \quad \tau_5 \quad \tau_6 \quad \tau$$

Рис. 4. Схема залежності температури зразка від часу при вимірюванні однієї точки теплоємності: $\tau_1, \tau_2, \tau_5, \tau_6$ – час вимірювання температури холостої ходи; τ_3 і τ_4 – час вмикання та вимикання нагрівача R_H ; T_1 і T_2 – розрахункові значення температури до і після нагрівання

звідки і знаходять $\Delta T = T_1 - T_2$; це те підвищення температури, яке зумовлене порцією теплоти ΔQ (див. формулу (13)). Отримане з цієї формули значення теплоємності C_n приписують температурі $T_n = (T_1 + T_2)/2$. Зазначимо, що значення температури в точках τ_5 і τ_6 можна використати у як холостий хід для наступної точки. При цьому режим нагрівання (силу струму або час нагрівання $\Delta \tau$) можна змінити.

Температура ходу в холостому режимі повинна бути на порядок меншою значення ΔT , в іншому випадку похибка стане занадто великою.

Будувати графіки, подібно до зображеного на рис. 4, не обов'язково для кожної температурної точки. Замість цього можна скласти пропорцію і визначити температури T_2 і T_1 не графічним, а розрахунковим способом.

3. Завдання до роботи

Метою цієї лабораторної роботи є визначення питомої теплоємності алюмінію в температурному інтервалі 4,2–30 К, аналіз результатів, обчислення температури Дебая θ і коефіцієнта електронної теплоємності γ для Al. Необхідно зазначити, що теоретичні моделі, у тому числі і модель Дебая, дають

молярну теплоємність за сталим об'ємом C_V (див. формулу 11), а експериментальним шляхом визначається теплоємність за сталим тиском C_P . Зв'язок між цими величинами такий

$$C_V = C_P - \beta^2 V \cdot T / \kappa_T, \quad (15)$$

де β – об'ємний коефіцієнт теплового розширення ($\beta = 3\alpha$), V – молярний об'єм, $\kappa_T = (\partial V / \partial P)_T \cdot 1/V_0$ – коефіцієнт ізотермічного стискування. Оцінка поправки показує, що різниця між C_P і C_V для металів досить мала вже при кімнатній температурі, а в гелієвій області температур за рахунок зменшення не тільки T , а також β (див. формулу (15)) при майже незмінних V і κ_T значення C_P і C_V можна вважати однаковими.

Теплоємність належить до адитивних фізичних величин, тому в алюмінії, як і будь-якому іншому металі, вона, згідно з (11) і (12) і за умови $T \ll \Theta$

$$C_{Al} = AT^3 + \gamma T, \quad (16)$$

де C_{Al} – молярна (не питома!) теплоємність алюмінію, $A = 1944/\Theta^3$ і γ – коефіцієнти фононної і електронної теплоємності відповідно. У тому діапазоні температури, де справедливий закон T^3 Дебая, графік залежності $C_{Al}/T = f(T^2)$, згідно з (16) є прямою. Тангенс кута нахилу цієї прямої дорівнює коефіцієнту A , звідки можна визначити температуру Дебая, а відрізок, що відсікається на вісі ординат (тобто C_{Al}/T), дає коефіцієнт електронної теплоємності γ .

4. Порядок виконання роботи

1. Підготувати установку до вимірювання: перевірити роботу всіх електричних схем, залити в кріостат рідкий гелій.

2. Після охолодження зразка до температури 4,2–4,3 К відкачати камеру калориметра. Вакуумні насоси бажано запустити заздалегідь (за 20–30 хв.).

3. Провести вимірювання теплоємності зразка у 10–12 температурних точках від 4,5 до 25–35 К. Побудувати графік залежності питомої теплоємності Al від температури.

4. Перерахувати питому теплоємність на молярну і побудувати графік C_{Al}/T від T^2 .

5. Обчислити за отриманими з графіка $C_{Al}/T = f(T^2)$ даними температуру Дебая і коефіцієнт електронної теплоємності γ для Al.

Маса зразка алюмінію $m = 0,1507$ кг. Температуру визначають згідно з таблицею $R(T)$.

Рекомендована література

1. Блейкмор Дж. Физика твердого тела.– М.: Мир, 1988. – 608 с.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела.- М.: Наука, 1978. – 782 с.
3. Справочник по физико-техническим основам криогеники / Под ред. М. П. Малкова.– М.: Энергия, 1985. – 392 с.
- 4.Брандт Н. Б., Чудинов С. М. Экспериментальные методы исследования энергетических спектров электронов и фононов в металлах.– М.: МГУ, 1980.– 405 с.
- 5.Перваков В. А. Теплофизические свойства металлов с дефектами кристаллической решетки при низких температурах. – Х.: ХГУ, 1990. – 156 с.

ВИВЧЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ОПОРУ МЕТАЛІВ ТА СПЛАВІВ

Найхарактерніша особливість усіх металів – їхня висока електропровідність. Ще на початку XIX ст. Г. Ом установив, що за сталої температури струм I крізь зразок пропорційний до напруги U :

$$U = R \cdot I \quad (1)$$

Коефіцієнт пропорційності R називається електроопором і залежить як від розмірів зразка, так і від природи металу. У випадку зразка, що має стале значення площі перерізу S уздовж усієї довжини L ,

$$R = \rho \frac{L}{S}, \quad (2)$$

де ρ – питомий електроопір металу, є однією з найважливіших характеристик.

Часто закон Ома записують у так званій диференціальній формі:

$$j = \sigma E, \quad (3)$$

де $j = I/S$ – густина струму, $E = U/L$ – напруженість електричного поля, $\sigma = 1/\rho$ – питома електропровідність (провідність). У рамках найпростішої моделі Друде - Лоренца провідність пропорційна до середнього часу релаксації τ (тобто часу вільного пробігу носіїв між зіткненнями), а в коефіцієнт пропорційності входять концентрація носіїв n , заряд e і маса m електрона:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}. \quad (4)$$

З урахуванням зонної структури металів І. М. Ліфшиць отримав такий вираз для провідності:

$$\sigma = \frac{2}{3} \cdot \frac{|e|^2 S_F l}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (4')$$

де S_F – площа ізоенергетичної поверхні Фермі в імпульсному просторі для певного типу носіїв струму, l – середня довжина вільного пробігу носіїв, яка, очевидно, лінійно пов'язана з часом релаксації з (4). Для квадратичного ізотропного закону дисперсії формула (4') переходить у (4).

1. Температурна залежність провідності.

Правило Матіссена

У формулі Ліфшиця від температури залежить тільки довжина вільного пробігу носіїв струму. Отже, характер залежності $\sigma(T)$ повністю визначається залежністю $l(T)$. Причиною розсіювання електронів є їхня взаємодія з коливаннями решітки (фононами), а також з домішковими атомами, дефектами структури, поверхнею металу і т. У достатньо чистих та досконалих кристалах головним процесом розсіювання, що визначає електричний опір майже за усі температури, є розсіювання електронів на фононах. Ця частина електроопору називається ідеальною.

Якщо б електричний опір визначався тільки розсіюванням електронів на фононах, то при $T \rightarrow 0$ опір метала прямував би до нуля. Але будь-який реальний метал має різні порушення періодичності кристалічної решітки (дислокації, вакансії, домішки сторонніх атомів і т.).

При розсіюванні на цих дефектах довжина вільного пробігу електрона визначається середньою відстанню між ними і практично не залежить від температури. Таким чином, при надто низьких температурах, коли розсіюванням на фононах можна знехтувати, опір металу залежить тільки від концентрації C і природи дефектів решітки. Такий опір зветься залишковим $\rho_{зал}(C)$. Імовірність розсіювання електронів на фононах і дефектах майже не залежить одна від одної, тому внесок цих механізмів у загальний опір металу можливо подати у вигляді суми двох доданків:

$$\rho_{мет} = \rho_{зал}(C) + \rho_{ід}(T) \quad (5)$$

Ця формула відображає емпіричне правило Матіссена, згідно з яким добавка до електроопору металу за рахунок домішок і дефектів не залежить від температури. Правило Матіссена виконується наближено. Головні причини відхилення від правила Матіссена такі:

- а) непружний характер розсіювання електронів на деяких домішках і дефектах;
- б) вплив домішок на фононний спектр металу.

Але в більшості випадків відхилення від правила Матіссена малі, тобто залежності $\rho(T)$ для чистого металу і металу з домішками практично паралельні.

Залишковий опір може слугувати зручним критерієм чистоти й досконалості металу. На практиці зручніше, однак, користуватись не $\rho_{\text{зал}}(C)$, а відношенням опору зразка при кімнатній температурі до опору при температурі кипіння рідкого гелію ($R_{293K} / R_{4,2K}$). Для металів дуже високої чистоти це відношення досягає значень $10^3 \div 10^4$, у рекордних випадках аж 10^5 . Для технічно чистих металів ($\approx 99,9\%$) відношення ($R_{293K} / R_{4,2K}$) не перевищує 10^2 . У концентрованих сплавах розглянуте відношення є меншим за 2.

З наведених оцінок випливає, що при кімнатній температурі загальний електроопір металу практично визначається його ідеальною складовою, бо $\rho_{\text{зал}}$ дає лише незначну ($\approx 1\%$) добавку до ρ_{id} . Навпаки, у випадку концентрованих сплавів $\rho_{\text{зал}}$ більше за ρ_{id} (інколи у декілька десятків разів). Слід, проте, підкреслити, що різні домішки неоднаково збільшують опір даного металу. Наприклад, додавання до міді 1 % цинку збільшує питомий електроопір усього на $0,2 \times 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, а 1 % заліза – на $9,5 \times 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ (для міді $\rho_{20^\circ\text{C}} = 1,65 \times 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$).

Теоретично формула для ідеального електроопору $\rho_{id}(T)$ була отримана Блохом і Грюнайzenом [1]:

$$\rho_{id}(T) = \frac{BT^5}{M\Theta^6} \int_0^{\Theta/T} \frac{z^5 dz}{(e^z - 1)(1 - e^{-z})}, \quad (6)$$

де M – атомна маса, B – деяка стала, яка пов'язана з питомим об'ємом, Θ – температура Дебая.

Модель Блоха – Грюнайзена заснована на таких спрощуючих припущеннях:

а) електрони в металі вважаються майже вільними, а залежність їхньої енергії від імпульсу характеризується квадратичним законом дисперсії;

б) теплові коливання описуються в дебаєвському наближенні фононного спектру.

При високих температурах $\Theta/T \ll 1$ у підінтегральному виразі $z \ll 1$, і формула Блоха – Грюнайзена переходить у лінійну залежність

$$\rho_{id}(T) \approx \frac{B}{4M\Theta^2} T = \text{const} \cdot T. \quad (7)$$

При низьких температурах $\Theta/T \gg 1$ верхню межу інтеграла в (6) можна вважати нескінченною і інтеграл прямує до сталого значення 124,4. Таким чином,

$$\rho_{id}(T) = 124,4 \frac{B}{M\Theta^6} T^5 = \text{const} \cdot T. \quad (8)$$

Оскільки у (8) не враховане розсіювання електронів на електронах, особливості зонної структури електронів (енергетичний спектр) у даному металі та інші чинники, залежність $\rho \approx T^5$ точно виконується лише для одновалентних неперехідних металів (Li, Na, Cu). Для більшості інших металів при низьких температурах більш вдалою є апроксимація степеневою залежністю $\rho \approx T^m$, де $4 \leq m \leq 5$.

Як показують експерименти, наближена до лінійної залежність $\rho(T)$ (див. рівняння (7)) справедлива не тільки при $T \gg \Theta$, але і при більш низьких температурах аж до $T \approx \Theta/3$. Традиційно, залежність $\rho(T)$ записують у вигляді:

$$\rho(t) = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (9)$$

де ρ_0 – питомий опір при 0°C , t – температура за шкалою Цельсія, α – температурний коефіцієнт опору (ТКО). Очевидно, що

$$\alpha = \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho}{dT}. \quad (10)$$

Залежність (9) подібна до формул газових законів Гей-Люссака і Шарля, а також виразу для теплового розширення твердих тіл. У всіх зазначених

випадках, як і в (10), температурний коефіцієнт має однакову розмірність $[K^{-1}]$. Чисельне значення α для всіх чистих металів, згідно з (9), повинно бути однаковим і дорівнювати $1/273 = 3,66 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, оскільки ідеальний електроопір повинен прямувати до нуля, коли температура сягає $-273^\circ C$. У дійсності значення ТКО для різних металів трохи відрізняються, а для конкретного металу величина α залежить від температурного інтервалу її визначення. Останнє свідчить про наближений характер лінійної залежності $\rho(T)$ навіть при $T \gg \Theta$.

У сплавах з високою концентрацією домішок питомий електроопір ρ_0 при $0^\circ C$ може у декілька разів (або навіть у декілька десятків разів) перевищувати ρ_0 відповідного чистого металу. Згідно з (10), це приведе до такого ж зменшення ТКО сплаву. Окрім того, за рахунок відмінностей у фононному і електронному спектрах похідні $d\rho/dT$ сплаву й чистого металу можуть суттєво різнитись, аж до того, що в деяких сплавах похідна $d\rho/dT$ може у певному інтервалі температур стати від'ємною величиною [2].

2. Зразки для досліджень

Серед металічних матеріалів, якими користуються на практиці, велику групу складають електротехнічні метали і сплави (мідь, алюміній, вольфрам, платина, ніхром, манганін, константан тощо). У цій лабораторній роботі пропонується дослідити резистивні властивості деяких матеріалів з цієї групи.

Однією з найважливіших у практичному відношенні електротехнічних характеристик є питомий електроопір при звичайних (кімнатних) температурах. Серед чистих металів найбільш низьке значення ρ мають (у порядку зростання): срібло, мідь, золото і алюміній. Внаслідок високої цінності срібло і золото застосовують тільки в особливих випадках. Мідь використовують дуже широко у вигляді дроту в обмотках трансформаторів, електродвигунів,

генераторів, реле та інших пристроїв. Окрім того, мідь – основа численних сплавів, зокрема електротехнічних: манганіну, константану та інших. Питомий опір алюмінію на 60 % вищий, ніж у міді, однак він приблизно у 3 рази легший за мідь та дешевший. Застосовується для виготовлення електродроту і силових кабелів електроживлення, як конденсаторна фольга та ін. Алюміній також – основа численних сплавів.

У ряді випадків потрібні матеріали з високим питомим опором (електронагрівачі, еталонні резистори, баластні резистори та інш.). З цією метою розроблені високолеговані сплави з питомим опором від 40 до $100 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Для зразкових котушок і магазинів опору, деталей електровимірювальних приладів ці сплави повинні ще й мати мінімальне значення ТКО. Цим вимогам краще за усі матеріали задовольняє манганін, у якого значення α знаходиться у межах від $+0,03 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при 0°C до $-0,05 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при 100°C , а при 20°C ТКО манганіну практично дорівнює нулю. Позитивною якістю манганіну є також відсутність термо-е.р.с. у парі з міддю і низька хімічна активність.

Для виготовлення металевих термометрів опору бажані великі значення ТКО. Цій вимозі задовольняють усі чисті метали. Однак завдяки хімічній стійкості й іншим корисним технологічним та фізичним характеристикам як термометричний матеріал використовується платина. Для неї проведені ретельні градування і складені відповідні таблиці. Міжнародна практична температурна шкала (МПТШ-68) у діапазоні 13,81 К–903,89 К ґрунтується на платиновому термометрі опору. На рис. 1 наведені температурні залежності $\rho(T)$ і $\alpha(T)$ для платини, взяті з відповідних таблиць [3]. Видно, що чутливість платинового термометра нижче за 50 К починає різко зменшуватись, а ТКО зменшується від $\approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при 0°C до $\approx 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при 20 К. Треба зазначити, що навіть ТКО манганіну при $T \sim 10 \text{ К}$ має більше значення $0,8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ і цей матеріал інколи використовується як низькотемпературний термометр опору [3].

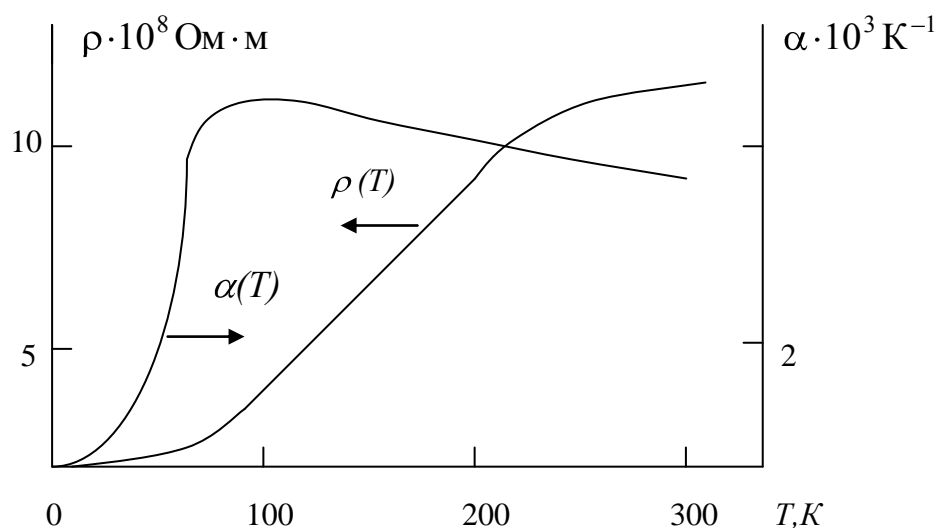


Рис. 1. Температурна залежність питомого електроопору ρ і температурного коефіцієнту опору $\alpha = 1/\rho_0 (d\rho/dE)$ платини високої чистоти. На кривій $\alpha(T)$ відсутня горизонтальна ділянка. Це свідчить про те, що залежність $\rho(T)$ не є точно лінійною.

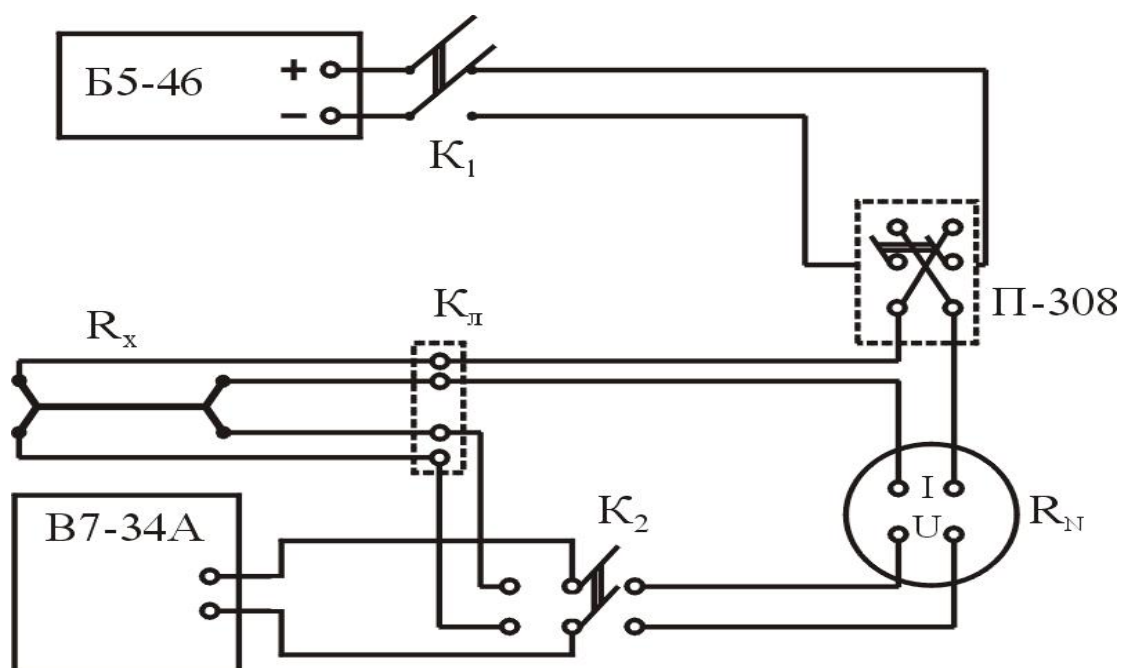


Рис. 2. Електрична схема установки: В5-46 – джерело живлення; В7-34А – цифровий вольтметр; К_д – клеми для з'єднання зразка зі схемою; інші деталі схеми – у тексті.

3. Завдання до роботи і порядок її виконання

У цій лабораторній роботі треба визначити значення питомого електроопору низки металів і сплавів при кімнатній температурі й температурах кипіння води та рідкого азоту. Для кожного матеріалу визначити середнє значення ТКО $\bar{\alpha}$ у температурних інтервалах «азотна – кімнатна» і «кімнатна – точка кипіння води». Крім того, необхідно перевірити виконання правила Матіссена на системах мідь – латунь і алюміній – дюраль.

При виконанні роботи рекомендується дотримуватись такої послідовності операцій:

1. З'єднати струмові й потенціальні дроти з відповідними клемми вимірювальної установки. Встановити невелике ($< 0,1$ А) значення вимірювального струму, оцінити при кімнатній температурі падіння напруги на зразку й еталонному резисторі (зразковій катушці) і скоректувати робочий струм таким чином, щоб значення U_X й U_N були відображені 4- або 5-значними числами. Якщо U_X та U_N відрізняються більше, ніж на порядок, замінити еталонну катушку на інший номінал. Провести вимірювання падінь напруги у такій послідовності: $U_X^+, U_N^+, U_N^-, U_X^-$, де позначки «+» та «-» стосуються різних напрямків вимірювального струму.

2. Провести аналогічні вимірювання при температурах кипіння рідкого азоту й води. У разі необхідності скоректувати вимірювальний струм.

3. Провести обчислення опору всіх зразків при трьох температурах. Для кожного зразка обчислити відношення площі перерізу до довжини й за

формулою (2) визначити значення питомого опору. Дані про ρ (в одиницях $10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$) занести до таблиці 1.

4. Обчислити середні значення ТКО $\bar{\alpha}$ усіх зразків в температурних інтервалах «азотна – кімнатна» і «кімнатна – точка кипіння води». Результати (в одиницях 10^{-3} K^{-1}) занести до таблиці 2. Для обчислення $\bar{\alpha}$ значення питомого опору при 0°C (ρ_0) можна отримати шляхом лінійної екстраполяції до 0°C значень ρ при 100°C і кімнатній температурі.

5. Для сплаву Д-16 і чистого алюмінію, а також міді і латуні перевірити виконання правила Матіссена при трьох температурах. Дані $\Delta\rho = \rho_{\text{Д-16}} - \rho_{\text{Al}}$ занести до таблиці 3.

4. Дані про зразки

1. Мідний дріт у лаковій ізоляції ПЭВ-2 діаметром $D = 0,38 \text{ мм}$ і довжиною $L = 90 \text{ см}$.
2. Алюмінієвий дріт без ізоляції: $D = 1,7 \text{ мм}$ и $L = 17 \text{ см}$.
3. Манганін МНМц3-12 (11,5÷13,5 % Mn, 2,5÷3,5 % Ni, решта–Cu). Дріт: $D = 1,0 \text{ мм}$, $L = 30 \text{ см}$.
4. Дюраль Д-16 (3,8÷4,8 % Cu, 0,4÷0,8 % Mn и Mg, решта–Al). Стрічка: $S = 2,3 \times 1,1 \text{ мм}^2$, $L = 68 \text{ мм}$.
5. Константан (39÷41 % Ni, 1÷2 % Mn, 0,5 % Fe, решта–Cu). Дріт: $D = 0,15 \text{ мм}$, $L = 45 \text{ мм}$.
6. Аморфний сплав $\text{Fe}_{80}\text{B}_{14}\text{S}_6$. Отриманий шляхом охолодження зі швидкістю $\approx 10^6 \text{ К/с}$ з рідкої фази за двохвалковим методом. Стрічка: $S = 3,5 \text{ мм} \times 25 \text{ мкм}$, $L = 75 \text{ мм}$.
7. Латунь Л90 (90 % Cu, 10 % Zn). Стрічка: $S = 0,35 \text{ мм}^2$, $L = 45 \text{ мм}$.

Рекомендована література

1. Брандт Н. Б., Чудинов С. М. Электронная структура металлов. – М.: Из-во МГУ, 1973. – 332 с.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – 782 с.
3. Геращенко О.А. и др. Температурные измерения. Справочник. К.: Наукова думка, 1984. – 86 с.

ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ АКТИВАЦІЇ СТВОРЕННЯ ВАКАНСІЙ У ЗОЛОТІ

Однією з найважливіших проблем фізики твердого тіла є проблема вивчення властивостей дефектів кристалічної решітки і їхнього впливу на фізичні властивості матеріалів. Зокрема, за допомогою уявлень про точкові дефекти можна пояснити таке явище, як дифузія і пов'язанні з нею процеси спікання, фазових перетворень та багато інших.

Мета цієї лабораторної роботи – визначення енергії, необхідної для створення вакансії у золоті шляхом термічної активації.

1. Загальні положення

Точковим дефектом називається таке порушення періодичної структури кристалу, вплив якого розповсюджується лише на декілька міжатомних відстаней. Точкові дефекти прийнято підрозділяти на власні (фізичні) та домішкові (хімічні). Ми розглянемо лише першу категорію, до якої належать вакансії – не зайняті атомами вузли кристалічної решітки, міжвузельні атоми – власні атоми, які знаходяться у міжвузельних позиціях кристалічної решітки, а також невеликі комплекси тих або інших..

Згідно з теорією [1,2], кожній температурі T відповідає певна термодинамічно рівноважна концентрація власних точкових дефектів

$$c = \frac{n}{N} = \exp\left(\frac{s}{k}\right) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (1)$$

де N – кількість вузлів у деякому об'ємі кристалу, n – кількість вакантних вузлів у цьому ж об'ємі, S – ентропія дефекту, E – енергія активації створення дефекту, k – стала Больцмана.

Вакансії та міжвузельні атоми – єдиний вид структурних дефектів, які відповідають мінімуму вільної енергії кристалу, тобто завжди присутні в кристалічній решітці.

Для більшості металів з ГЦК решіткою $\exp(-E/k_B T) \gg 1$, енергія активації створення вакансій $E_V \sim 1$ еВ, а міжвузлового атома $E_i \sim 3$ еВ [3]. Таким чином, згідно з (1), навіть при передплавильних температурах $\sim 10^3$ К рівноважна концентрації вакансій досить мала: $C_V \sim 10^{-4}$ (0,01 ат. %) , а міжвузлових атомів на багато порядків менша ($C_i \sim 10^{-12}$). При температурах, близьких до кімнатної, і рівноважна концентрація вакансій не перевищує значень 10^{-10} – 10^{-12} . Таким чином, можна вважати, що за рахунок термічної активації у металах виникають тільки вакансії, при чому їхня концентрація досягає помітних значень лише при достатньо високих температурах ($\sim 10^3$ К).

Для вивчення властивостей точкових дефектів створюють їх підвищену, у порівнянні з термодинамічно рівноважною, концентрацію і порівнюють властивості одного і того ж зразка без вакансій і з вакансіями.

Основні способи одержання підвищеної концентрації точкових дефектів при кімнатній або більш низьких температурах такі:

1. Бомбардування кристалу швидкими нейтронами, іонами або γ -квантами. При цьому утворюються вакансії, міжвузлові атоми та їхні комплекси.
2. Пластична деформація при низьких температурах, в результаті якої створюється складний набір дефектів – дислокацій, дефектів пакування, вакансій та інших.
3. Збереження підвищеної ($\sim 10^{-4}$ – 10^{-5}) концентрації вакансій шляхом дуже швидкого охолодження (гартування) зразка від передплавильної до кімнатної (або більш низької) температури.

Інтерпретація результатів, отриманих першими двома методами створення дефектів, досить складна, тому що важко виділити вплив окремих дефектів на фізичні властивості металу. Перевага методу гартування полягає в тому, що в кристалі залишається фактично тільки один тип дефектів – вакансії. Ця обставина дуже спрощує інтерпретацію результатів експерименту. На жаль, для більшості металів реалізація цього методу ускладнюється тим, що при високих температурах більшість металів хімічно активна і разом з вакансіями утворюються оксиди та інші сполуки.

Золото є одним з небагатьох металів, для яких метод гартування зразка у воду дає добрі результати.

2. Методика вимірювань. Схема установки

Для успішного проведення експериментів з гартуванням вакансій у металах необхідно виконати такі умови:

- а) проводити гартування від таких температур, коли рівноважна концентрація вакансій досить висока;
- б) забезпечити високу ($\sim 10^4$ K/c) швидкість охолодження зразка;
- в) проводити дослідження загартованого зразка при достатньо низькій температурі, щоб не допустити переміщення та анігіляції вакансій під час вимірювань.

Для золота оптимальні температури гартування повинні бути в межах 800–1100 K, діаметр зразка не повинен перевищувати 0,1–0,15 мм. Найкращим середовищем для швидкого охолодження є холодна, не дистильована вода.

Для вивчення вакансій можна використати будь-яку фізичну характеристику, достатньо чутливу до зміни концентрації цих точкових дефектів. Метод вимірювання електричного опору зразка вигідно відрізняється від інших високою чутливістю, простотою і високою точністю експерименту.

Вакансії в металі впливають на його електричний опір так само, як і атоми хімічних домішок. За умови $C_V \ll 1$ ат. %, яка у випадку гартування завжди виконується, приріст електроопору $\Delta R \sim C_V$. Таким чином, згідно з (1)

$$\Delta R = B \exp\left(-\frac{E_V}{kT}\right), \quad (2)$$

де T – температура, від якої проведено гартування, стала B включає значення приросту електричного опору на одиничну концентрацію вакансій у даному металі; ΔR – різниця електричних опорів незагартованого зразка і того ж зразка після гартування від температури T .

Після логарифмування формули (2) одержимо

$$\ln \Delta R = \ln B - \frac{E_V}{kT}. \quad (3)$$

З цієї формули витікає, що натуральний логарифм ΔR лінійно залежить від оберненої температури гартування. За тангенсом кута нахилу цієї прямої (з урахуванням масштабу!) визначається відношення E_V/k_B , звідки легко знайти енергію створення однієї вакансії E_V .

Для точного визначення приросту опору за рахунок вакансій ΔR вимірювання електричного опору зразка R необхідно проводити при однаковій температурі. Ця умова буде найкраще забезпечена, якщо при кожному вимірюванні зразок занурити в рідкий азот. Крім стабілізації температури, при цьому забезпечується кращий відвід тепла, що дозволяє збільшити вимірювальний струм.

Електрична схема установки наведена на рис. 2 у попередній роботі. Струм від стабілізованого джерела живлення I пропускається через зразок золота R_X і послідовно з'єднаний з ним котушку еталонного опору R_N . Із закону Ома

$$I = \frac{U_N}{R_N} = \frac{U_X}{R_X}, \text{ звідки } R_X = \frac{U_X}{U_N} R_N. \quad (4)$$

Таким чином, для визначення R_X необхідно виміряти падіння напруги U_X та U_N . Для цього потенціальні дроти від зразка та еталонної котушки через комутатор подаються на вхід цифрового вольтметра з чутливістю 10^{-6} В. Для

виключення впливу паразитних термо-е.р.с., які можуть виникати у колі за рахунок контактів різнорідних металів, значення U_X та U_N отримують при різних напрямках робочого струму I . Комутація струму здійснюється за допомогою перемикача напрямків струму П-308.

Таким чином, для визначення R_X необхідно провести вимірювання напруг у такій послідовності U_N^+ , U_X^+ , U_X^- , U_N^- . Проміжок часу між кожним з цих чотирьох вимірювань бажано максимально скоротити. У кожному випадку проводять 4–5 таких вимірювань і остаточне значення R_X визначають як середнє арифметичне.

Одержані шляхом гартування вакансії підвищують електричний опір на деяку величину ΔR , яка складає біля 1 % від значення R_X . Щоб визначити ΔR з помилкою, що не перевищує кількох відсотків, кожне значення R_X необхідно визначити з точністю $\sim 0,01$ %.

Для цього вимірювальний струм I (див. формулу 4) треба встановити так, щоб напруги U_X та U_N склались з п'яти значущих цифр, тобто їх абсолютні значення були не меншими 0,01 В. Однак надмірне збільшення струму може призвести до розігріву зразка, тому виходити за межі п'яти значущих цифр у значеннях U_X та U_N небажано.

Для визначення температури гартування T вимірюють значення U_X та U_N безпосередньо перед зануренням розжареного зразка у воду. За формулою (4) визначають опір зразка R_T при температурі T і відношення $R_T/R_{20^\circ C}$. Температуру гартування визначають за допомогою таблиці шляхом лінійної інтерполяції.

Таблиця 1

T, K	600	800	1000	1200
$R_T/R_{20^\circ C}$	2,152	3,006	3,967	5,039

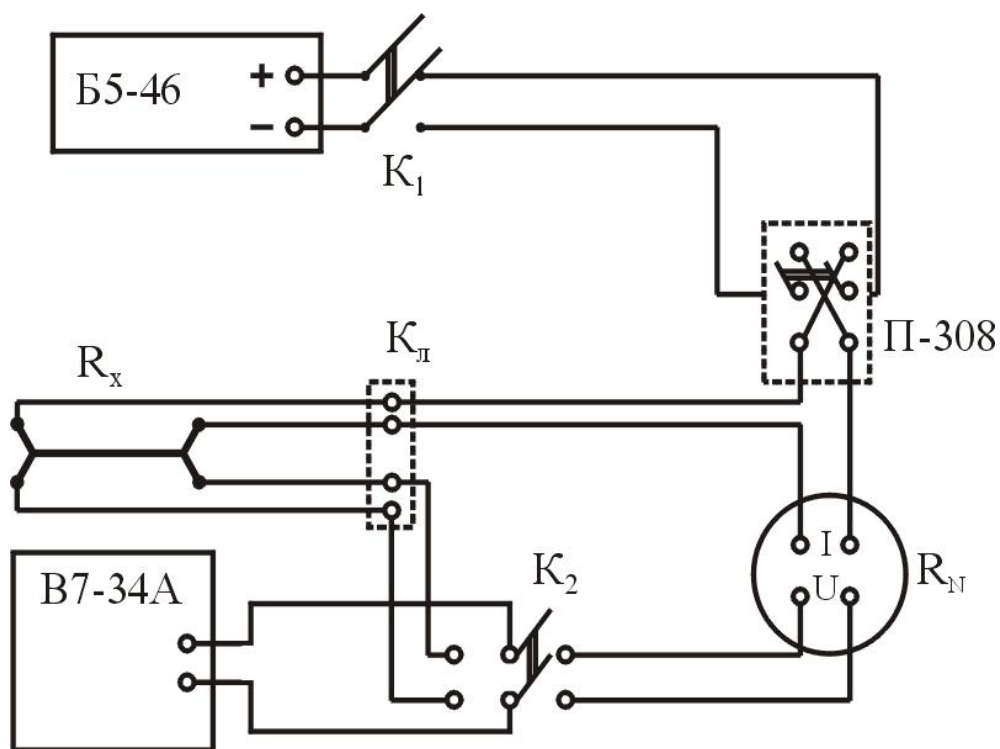


Рис. 1. Електрична схема установки: В5-46 – джерело живлення; В7-34А – цифровий вольтметр; $K_{\text{л}}$ – клєми для з’єднання зразка зі схемою; інші деталі схеми – у тексті.

Зразок являє собою дріт з чистого золота (99,99 %) діаметром 0,08 або 0,1 мм і довжиною 2–4 см. До кожного з двох кінців зразка приварені два
Таблиця 1

провідника з такого ж золотого дроту, один з яких є потенціальним, а інший – струмовим. Усі ці дроти припаяні до відповідних клем колодки, яка підключається в електричну схему установки (рис. 1)

3. Завдання до роботи

У цій лабораторній роботі необхідно визначити енергію активації створення вакансії у золоті E_V . З цією метою потрібно провести гартування зразка від 5–6 різних температур, так щоб крайні значення $T_{\text{гарт}}$ відрізнялись не менше, як на 150 К. Обчисливши відповідні прирости опору ΔR , побудувати

графік залежності $\ln \Delta R$ від T^{-1} і за ним визначити E_V (див. формулу (3)).
Постійна Больцмана $k = 0,862 \cdot 10^{-4} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$.

4. Порядок виконання роботи

1. Приєднати колодку до вимірювальної електричної схеми, вставити її у скляну колбу, встановити оптимальне значення струму і провести вимірювання електричного опору зразка при кімнатній температурі ($R_{20^\circ \text{C}}$).
2. У цій же колбі відпалити зразок. З цією метою поступово збільшувати силу струму до появи червоного розжарення зразка. Записати значення $I_{\text{відп.}}$, витримати зразок у цьому режимі протягом 1–2 хвилин, а потім повільно зменшити струм до нуля. При наступних процедурах режим відпалювання зразка не повинен змінюватись.
3. Перенести колодку в дьюар з рідким азотом, установити оптимальне значення вимірювального струму (щоб U_X та U_N мали п'ять знаків) і провести вимірювання електроопору зразка у відпаленому (бездефектному) стані $R_{\text{від.}}$.
4. Після отеплення і висихання зразка при кімнатній температурі розмістити колодку в спеціальній ванночці з водою так, щоб зразок знаходився якомога близько до її поверхні. Встановити силу струму через зразок $I_{\text{запм}}$, яка на кілька сотих ампера менша за струм відпалювання. Витримати розжарений зразок над водою протягом 1-2 хвилини, за цей час зафіксувати з максимально можливою точністю U_X та U_N . Потім швидко занурити зразок у воду і відразу ж вимкнути струм (ключ K_1)
5. Зменшити до нуля значення струму на віконцях джерела живлення, вийняти колодку з води, висушити зразок при кімнатній температурі, перенести колодку в дьюар з рідким азотом і провести вимірювання $R_{\text{запм}}$ при такому ж значенні вимірювального струму, як і в попередньому експерименті (пункт 3).

6. Обчислити $\Delta R_1 = R_{\text{зарт}} - R_{\text{від}}$ і температуру першого гартування T_1 .
7. Після висихання і нагрівання зразка повторити усі дії, зазначені у пунктах 2–6, з тією лише різницею, що необхідно змінити $I_{\text{зарт}}$ (п.4) і відповідну температуру гартування, отримавши нові значення ΔR_2 і T_2 .
8. Шляхом наступних експериментів одержати ще 3–4 значення ΔR_i і T_i . Занести ці дані у таблицю, у якій також повинні бути значення $\ln \Delta R_i$ та T_i^{-1} .

Таблиця 2

№ експерименту	$\Delta R = R_{\text{зарт}} - R_{\text{від}}$	$T_{\text{зарт}}$	$\ln \Delta R$	T^{-1}

Вибрати зручний масштаб, побудувати графік $\ln \Delta R = f(T^{-1})$ і за тангенсом кута нахилу знайти енергію створення вакансії E_V .

5. Рекомендації до виконання роботи

Найвища температура гартування не повинна перевищувати температуру відпалювання. Тому максимальна сила струму $I_{\text{зарт}}$ повинна бути на 0,01 А менша за силу відпалювального струму (див. п. 2).

Найнижча температура гартування повинна бути меншою за найбільшу приблизно на 150 К. Це відповідає зменшенню сили струму приблизно на 0,1 – 0,12 А (для дроту 0,08 мм).

Черговість температур гартування не має принципового значення, але краще перші два цикли провести у районі найбільшого і найменшого значень $T_{\text{гарт}}$. Ці дані у вигляді $\ln \Delta R_i$ та T_i^{-1} доцільно відразу ж нанести на графік, що допоможе вибрати параметри подальших режимів гартування.

Рекомендована література

1. Дамаск А., Динс Дж. Точечные дефекты в металлах. – М.: Мир, 1966. – 317 с.
2. Орлов А. Н. Введение в теорию дефектов в кристаллах. – М.: Высш. школа, 1983. – 144 с.
3. Орлов А. Н., Трушин Ю. В. Энергии точечных дефектов в металлах. – М.: Энергоиздат, 1983. – 80 с.

ДРУГИЙ ЗВУК у He II

У 1938 р. Тісса сформулював свій макроскопічний опис гелію як конденсованого газу Бозе – Ейнштейна, що став відомим під назвою «двохрідинної моделі». За його припущенням, при охолодженні рідкого гелію нижче температури λ -переходу починається конденсація атомів у стан з нульовим імпульсом. Ніякого виділення нової «фази» не відбувається, оскільки процес конденсації стосується тільки швидкості атомів і ніяк не пов'язаний з розташуванням у просторі атомів, які перебувають в найнижчому стані. He II розглядається як суміш двох цілком взаємопроникних рідин, що мають різну кількість тепла, але складаються з тих самих частинок – атомів гелію. Найближчим прогнозом, що випливає із моделі Тісси, є гіпотеза існування теплових хвиль у рідині – явища, що стало згодом відомим під назвою «другого звуку». Формальний розгляд двох взаємопроникних рідин з різною ентропією приводить до хвильового рівняння для неоднорідності температури замість дисипативного рівняння теплопровідності. І тому Тісса припустив, що порушення рівноважної концентрації двох рідин буде вирівнюватися за допомогою хвильового руху, а не за допомогою дифузії. Цей хвильовий рух, як і слід було очікувати, буде трохи схожий на акустичний звук з тією істотною різницею, що при цьому не буде відбуватися помітних коливань густини рідини. Замість них будуть спостерігатися коливання відносної густини двох рідин, тобто коливання температури. З цієї точки зору параметром для

характеристики дисипації теплових імпульсів у He II є не теплопровідність речовини, а швидкість поширення в ньому теплових хвиль. У теорії Ландау (1941 р.) задача врахування сил взаємодії атомів гелію не виникає, бо він розглядає рідину як квазіконтинуум. До деякої міри його підхід можна порівняти з квантовими теоріями теплоємності твердих тіл. Розбіжність між теоріями Тісси і Л. Ландау виникає щодо поведінки швидкості другого звуку. Це явище також було передбачено Ландау. Наступні дослідження довели, що результати теорії Л. Ландау краще співпадають з експериментальними фактами, ніж передбачення Тісси. Наведемо короткі висновки з теорії Ландау щодо розповсюдження коливань у рідкому гелії.

1. Елементи теорії

Система гідродинамічних рівнянь надплинного гелію ускладнюється існуванням одночасно двох швидкостей руху рідини – нормальним і надплинним.

$$\partial \rho / \partial t + \operatorname{div} \vec{j} = 0 \quad (1)$$

$$\partial j / \partial t + \nabla P = 0 \quad (2)$$

$$\partial(\rho s) / \partial t + \rho s \operatorname{div} \vec{v}_n = 0 \quad (3)$$

$$\partial v_s / \partial t + \nabla \mu = 0 \quad (4)$$

Розглянемо різноманітні типи хвиль, які можуть розповсюджуватись у He-II. Рівнянь, які визначають зміну термодинамічних величин у звуковій хвилі та розповсюдження звукових хвиль у He-II, два

$$\partial^2 \rho / \partial t^2 = \nabla^2 P \quad (6)$$

$$\partial^2 s / \partial t^2 = (\rho_s s^2 / \rho_n) \nabla^2 T \quad (7)$$

Оскільки цих рівнянь два, зрозуміло, що існують дві швидкості розповсюдження звуку. Для їхнього визначення виразимо тиск і температуру через ентропію й густину. Перепишемо рівняння (6) та (7) у такому вигляді

$$\partial^2 \rho / \partial t^2 = (\partial P / \partial \rho)_s \nabla^2 P + (\partial P / \partial s)_\rho \nabla^2 s, \quad (8)$$

$$\partial^2 s / \partial t^2 = (\rho_s s^2 / \rho_n) [(\partial T / \partial \rho)_s \nabla^2 \rho + (\partial T / \partial s)_\rho \nabla^2 s]. \quad (9)$$

Шукаємо розв'язання (8) і (9) у вигляді рівнянь плоских хвиль

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \rho' \exp[i\omega(t - x/U)] \\ s &= s_0 + s' \exp[i\omega(t - x/U)] \end{aligned} \quad (10)$$

де ω – частота, U – швидкість звуку вздовж вісі x , а літерами зі штрихом позначають малі зміни відповідних фізичних величин у звуковій хвилі, величини з індексом нуль – їхні сталі рівноважні значення. Підставляючи вираз (10) у рівняння (8) та (9), отримуємо:

$$\begin{aligned} [(U/U_1)^2 - 1]\rho' - (\partial P / \partial s)_\rho (\partial \rho / \partial P)_s s' &= 0 \\ (\partial T / \partial \rho)_s (\partial s / \partial T)_\rho \rho' - [(U/U_2)^2 - 1]s' &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

де ми використали наступні позначки:

$$U_1^2 = (\partial P / \partial \rho)_s, \quad (12)$$

$$U_2^2 = (\rho_s / \rho_n) s^2 (\partial T / \partial s)_\rho. \quad (13)$$

Умову існування ненульових рішень системи (11), за звичай, можна записати у вигляді рівності до нуля її визначника. Ця умова є дисперсійним рівнянням для визначення швидкості звукових хвиль. Отже, отримуємо

$$[(U/U_1)^2 - 1][(U/U_2)^2 - 1] = (\partial P / \partial s)_\rho (\partial \rho / \partial P)_s (\partial T / \partial \rho)_s (\partial s / \partial T)_\rho. \quad (14)$$

За допомогою правил перетворення термодинамічних коефіцієнтів можна визначити, що права частина (14) дорівнює $(C_P - C_V)/C_P$. Нижче за T_λ коефіцієнт теплового розширення He-II аномально малий, тому теплоємності при сталих тиску та об'ємі практично однакові. Дисперсійне рівняння (14) набуває вигляду

$$[(U/U_1)^2 - 1][(U/U_2)^2 - 1] = 0, \quad (15)$$

а два його корені будуть (12) та (13).

Перший корінь визначає швидкість так званого першого звуку. Це швидкість звичайної звукової хвилі, з якою у He-II розповсюджуються коливання тиску та густини. У хвилях першого звуку гелій рухається як ціле. Другий корінь визначає швидкість розповсюдження другого звуку (назва

належить Л. Д. Ландау). З такою швидкістю розповсюджуються коливання температури або ентропії. Існування незгасаючих температурних хвиль є специфічною властивістю надплинного гелію.

Згідно з формулою (12), швидкість першого звуку U_1 майже стала. Швидкість другого звуку U_2 , визначена формулою (13), суттєво залежить від температури, обертаючись до нуля разом з ρ_s у λ -точці. Поблизу T_λ $\rho_n \cong \rho$, таким чином, для U_2^2 маємо

$$U_2^2 = Ts^2 \rho_s / C_P \rho. \quad (16)$$

Для U_1 залишається слухною формула (12).

Як ми бачили раніше, при дуже низьких температурах ($T < 0,6$ К) усі термодинамічні характеристики He-II визначаються фононами. Тому при $T \rightarrow 0$ К, маємо

$$C = 3s, \quad \rho_n = Ts\rho / 3U_1^2, \quad \rho_s \cong \rho. \quad (17)$$

Користуючись виразами (17), за допомогою формул (12) та (13) неважко отримати, що швидкість другого звуку при $T \rightarrow 0$ прямує до межі

$$U_2 = U_1 \sqrt{3} \quad (\text{теорія Л. Д. Ландау}) \quad (18)$$

Другий звук можна розглядати як хвилі стиснення та розрідження у газі квазічастинок, бо коливання температури викликають коливання густини квазічастинок. Отже, швидкість другого звуку – це швидкість звуку в газі квазічастинок. Межове значення U_2 , що надається формулою (18) при температурах, близьких до абсолютного нуля, відповідає загальному результату для швидкості звуку у газі квазічастинок з енергетичним спектром $\varepsilon(p) = U_1 p$ (фонони).

2. Експериментальна методика

У 1944 р. Ліфшиць пояснив невдачу в спробі знайти другий звук акустичним методом. Він показав, що кварцовий вібратор повинен

випромінювати другий звук у мільйон разів слабше першого звуку і що найкращим генератором другого звуку послужило би тіло, температура якого періодично змінюється. Для генерації та індикації другого звуку в лабораторній роботі застосовується видозмінений метод Пешкова, який ґрунтується на явищі акустичного резонансу. Звук викликає коливання в системі, власна частота якої близька до частоти звукової хвилі.

Для генерації та індикації другого звуку в лабораторній роботі застосовується видозмінений метод Пешкова, який ґрунтується на явищі акустичного резонансу. Звук викликає коливання в системі, власна частота якої близька до частоти звукової хвилі.

Періодична сила звукових хвиль призводить до явища акустичного резонансу. Явище акустичного резонансу спостерігається в будь-якому порожньому тілі з отвором (труба, колба), а також струнах, мембранах і т.п. Так як сила звуку пропорційна поверхні тіла, що коливається, то, використовуючи явище

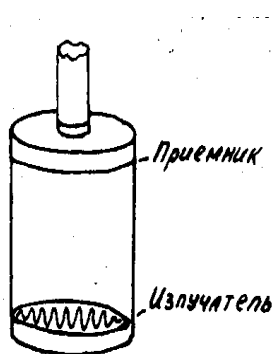


Рис.1. Резонатор для спостереження температурних хвиль.

резонансу і викликаючи коливання в тілах з великою зовнішньою поверхнею, можна добитися підсилення звуку.

Резонатор з оргскла (рис. 1) фіксованого розміру складається з плоских випромінювача теплових хвиль та приймача. Випромінювач намотаний константановим дротом діаметром 40 мкм, а приймач – дротом зі свинцевої латуні діаметром 50 мкм. Відстань між випромінювачем і приймачем складає 16,2 мм.

Якщо на нагрівач подати змінну напругу частотою ω , то напруга U і струм I змінюється за законом:

$$U = U_0 \cos(\omega t), \quad I = I_0 \cos(\omega t). \quad (19)$$

Нагрівач випромінює потужність:

$$P = I^2 R_{\text{гун}}. \quad (20)$$

З урахуванням (19):

$$P = I_0^2 R \cos^2(\omega t).$$

Застосувавши формулу зниження степені косинуса $\left[\cos^2 \alpha = \frac{1 + \cos 2\alpha}{2} \right]$.

отримуємо

$$P = \frac{I_0^2 R_{\text{гун}}}{2} [1 + \cos 2\omega t]. \quad (21)$$

Таким чином, температура приймача буде модулюватися з частотою 2ω . Максимальний сигнал на приймачі буде в тому випадку, якщо на довжині резонатора буде укладатися непарне число напівхвиль.

При вільних коливаннях струни, жорстко закріпленої на кінцях встановлюються стоячі хвилі, частоти яких можуть приймати тільки певні дискретні значення, які називаються власними частотами коливань відповідної коливальної системи. Якщо l – довжина струни; v – фазова швидкість хвилі; а λ – її довжина, то для струн, закріплених на обох кінцях, на довжині l вміщується ціле число довжин стоячої хвилі $\lambda_{\text{cm}} = \lambda / 2$; $l = n\lambda_{\text{cm}} = n\lambda / 2$, де $n = 1, 2, 3 \dots$. Власні частоти коливань таких систем: $n = \frac{nv}{2l}$.

Якщо відома частота і номер гармоніки, швидкість другого звуку можна знайти із виразу:

$$v = \frac{2l(2\omega)}{n}, \quad (22)$$

де n – номер гармоніки, l – довжина резонатора.

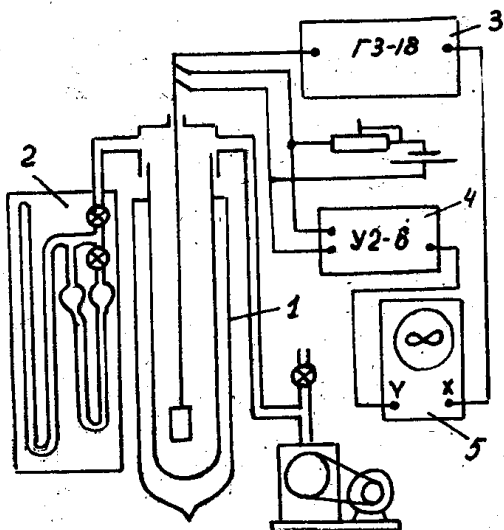


Рис. 2. Блок-схема установки для дослідження температурної залежності швидкості другого звуку: 1 – кріостат; 2 – манометр; 3 – генератор НЧ ГЗ-18; 4 – підсилювач НЧ; 5- осцилограф.

Блок-схема установки для дослідження температурної залежності швидкості другого звуку зображена на рис. 2. Вона включає генератор звукових частот типу ГЗ-18, підсилювач типу У2-6 і осцилограф. Сигнал від генератора надходить на випромінювач. На вхід підсилювача надходить сигнал з приймача, підсилюється і подається на Y-вхід осцилографа. На X-вхід осцилографа надходить сигнал з другого виходу генератора. При виконанні умови утворення стоячої хвилі в резонаторі на екрані осцилографа з'являється фігура Лісажу.

3. Порядок виконання і завдання до роботи

1. Перевірити установку на натікання за допомогою диференціального манометра.
2. Заповнити установку газоподібним гелієм із системи.
3. Залити азот у зовнішній дьюар і охолодити систему.
4. Залити гелій.
5. Відкачати пари гелію і знизити температуру до 1,6 К, контролюючи її ртутним манометром.
6. Поступово підвищуючи температуру, провести вимірювання швидкості другого звуку в інтервалі температур 1,6–2,1 К.

7. За фігурами Лісажу знайти n і провести при даній температурі відлік частоти за шкалою генератора.
8. Для більшої точності відліку перевести підсилювач в режим «1-ша вузька». У цьому режимі точна настройка підсилювача на частоту 2ω виконується ручкою «грубо» і «точно».
9. Отримані дані f занести у таблицю.

T, K	$f, Гц$
1,6	
1,7	
1,8	
1,9	
2,0	
2,1	

10. Орієнтовно резонансні частоти знаходяться в інтервалі 150–310 Гц.
11. Побудувати графік залежності швидкості другого звуку від температури.

Рекомендована література

1. Физика низких температур / Под ред. А. И .Шальникова .– Глава 10. – М.: ИЛ, 1959. – 937 с.
2. Тилли Д. Р., Тилли Дж. Сверхтекучесть и сверхпроводимость. – М.: Мир, 1977. – 304 с.
3. Кресин В .З. Сверхпроводимость и сверхтекучесть. – М.: Наука, 1978. – 190 с.

Додатки до лабораторних робіт

Д о д а т о к 1

Стандартна таблиця залежності відносного $W^{CT} = R_T / R_{273,15}$ опору платинового термометра опору для деяких значень температури

T, K	W^{CT}	ΔW^{CT}	T, K	W^{CT}	ΔW^{CT}
70	0,156495		273,15	1,000000	
		0,004276			0,039727
71	0,160771		283,15	1,039727	
		0,004285			0,039610
72	0,165056		293,15	1,079337	
		0,004294			0,039493
73	0,169350		303,15	1,118830	
		0,004302			0,039376
74	0,173652		313,15	1,158206	
		0,004309			0,039258
75	0,177961		323,15	1,197464	
		0,004315			0,039142
76	0,182276		333,15	1,236606	
		0,004320			0,039024
77	0,186596		343,15	1,275630	
		0,004325			0,038907
78	0,190921		353,15	1,314537	
		0,004329			0,038790
79	0,195250		363,15	1,353327	
		0,004332			0,038673
80	0,199582		373,15	1,392000	
		0,004335			0,036556
81	0,203917		383,15	1,430556	

82	0,208254	0,004337	393,15	1,468994	0,038438
83	0,212593	0,004339			
84	0,216934	0,004341			
85	0,221275	0,004341			

Д о д а т о к 2

Термо – е.р.с. і чутливість мідь – константанової термопарі
(другий спай при температурі 0⁰С)

$T, ^\circ\text{C}$	Термо- е.р.с., мВ	Чутливість, мкВ/К	$T, ^\circ\text{C}$	Термо- е.р.с., мВ	Чутливість, мкВ/К
100	4,276	46,4	-60	-2,137	31,9
90	3,812	45,6	-70	-2,456	30,9
80	3,356	44,8	-80	-2,765	29,8
70	2,908	44,1	-90	-3,063	28,6
60	2,467	43,3	-100	-3,349	27,4
50	2,034	42,4	-110	-3,623	26,3
40	1,610	41,6	-120	-3,886	25,1
30	1,194	40,7	-130	-4,137	23,9
20	0,787	39,8	-140	-4,376	22,6
10	0,389	38,9	-150	-4,602	21,3
0	0,000	38,1	-160	-4,815	20,1
-10	-0,381	37,1	-170	-5,016	18,8
-20	-0,752	36,2	-180	-5,204	17,4
-30	-1,114	35,2	-190	-5,378	16,1
-40	-1,466	34,1	-200	-5,539	
-50	-1,807	33,0			

Д о д а т о к 3

Е.р.с. нормального елемента в залежності від температури

$T, ^\circ\text{C}$	Е.р.с., В	$T, ^\circ\text{C}$	Е.р.с., В
15,0	1,01880	22,5	1,01850
15,5	1,01875	23,5	1,01845
16,0	1,01875	23,0	1,01850
16,5	1,01870	24,0	1,01840
17,0	1,01870	24,5	1,01840
17,5	1,01870	25,0	1,01840
18,0	1,01870	25,5	1,01835
18,5	1,01865	26,0	1,01830
19,0	1,01865	26,5	1,01830
19,5	1,01860	27,0	1,01825
20,0	1,01860	27,5	1,01825
20,5	1,01860	28,0	1,01820
21,0	1,01855	28,5	1,01820
21,5	1,01855	29,0	1,01815
22,0	1,01850	29,5	1,01815

Додаток 4

Температурна залежність пружності насиченої пари He^4 (мм рт. ст.)

T, K	,00	,01	,02	,03	,04	,05	,06	,07	,08	,09
1,3	1,212	1,288	1,368	1,453	1,541	1,633	1,730	1,830	1,936	2,046
1,4	2,161	2,281	2,406	2,537	2,672	2,814	2,961	3,114	3,272	3,437
1,5	3,609	3,787	3,971	4,162	4,361	4,566	4,779	4,999	5,226	5,462
1,6	5,705	5,957	6,217	6,485	6,762	7,048	7,342	7,646	7,959	8,282
1,7	8,714	8,955	9,307	9,669	10,041	10,424	10,817	11,222	11,637	12,063
1,8	12,500	12,949	13,409	13,881	14,365	14,861	15,369	15,889	16,422	16,968
1,9	17,526	18,047	18,681	19,278	19,888	20,511	21,148	21,799	22,463	23,141
2,0	23,832	24,537	25,257	25,990	26,737	27,498	28,273	29,062	29,865	30,682
2,1	31,514	32,359	33,218	34,091	34,978	35,878	36,791	37,717	38,655	39,608
2,2	40,576	41,559	42,559	43,575	44,607	45,655	46,720	47,802	48,901	50,017
2,3	51,151	52,302	53,471	54,657	55,862	57,085	58,326	59,585	60,864	62,161
2,4	63,476	64,811	66,165	67,538	68,930	70,343	71,755	73,227	74,699	76,191
2,5	77,704	79,237	80,791	82,366	83,962	85,574	87,218	88,878	90,559	92,263
2,6	93,988	95,736	97,505	99,297	101,11	102,95	104,81	106,69	108,60	110,53
2,7	112,48	114,45	116,45	118,48	120,52	122,59	124,69	126,81	128,95	131,12
2,8	133,31	135,53	137,77	140,04	142,33	144,65	147,00	149,37	151,76	154,18
2,9	156,63	159,10	161,60	164,13	166,68	169,26	171,87	174,50	177,16	179,85

T, K	,00	,01	,02	,03	,04	,05	,06	,07	,08	,09
3,0	182,57	185,31	188,08	190,88	193,71	196,57	199,45	202,37	205,31	208,28
3,1	211,28	214,31	217,37	220,46	223,58	226,73	229,91	233,12	236,35	239,62
3,2	242,92	246,25	249,62	253,01	256,43	259,89	263,37	266,89	270,44	274,02
3,3	277,03	281,28	284,96	288,67	292,41	296,18	299,99	303,83	307,71	311,61
3,4	314,55	319,53	323,53	327,57	331,65	335,76	339,90	344,07	348,29	352,53
3,5	356,81	361,13	365,48	369,86	374,28	378,79	383,23	387,76	392,33	396,93
3,6	401,56	406,23	410,94	415,68	420,46	425,28	430,13	435,03	439,95	444,92
3,7	449,92	454,96	460,09	465,16	470,31	475,51	480,74	486,01	491,32	496,66
3,8	502,05	507,47	512,94	518,44	523,48	529,57	535,19	540,85	546,56	552,30
3,9	558,09	563,91	569,78	575,69	581,64	587,63	593,66	599,74	605,85	612,01
4,0	618,21	624,46	630,79	637,07	643,44	649,86	656,32	662,82	669,37	675,96
4,1	628,59	684,27	695,99	702,76	709,57	716,42	723,32	730,27	737,25	744,29
4,2	751,37	758,49	765,66	772,87	780,13	787,43	794,78	802,17	809,62	817,11

ЗМІСТ

Стор.

Передмова.....	3
Платиновий термометр опору.....	5
Градуювання мідь-константанового термопарного термометра.....	15.
Вимірювачі рівня рідкого гелію в кріостаті.....	23
Теплота випарування рідкого гелію.....	31
Вугільний термометр опору.....	36
Залежність від температури критичного магнітного поля надпровідного олова.....	44
Магнітні властивості надпровідників першого і другого роду.....	53
Дослідження надплинності He^4 - II.....	60
Механічні властивості металів.....	69
Вивчення анізотропії теплового розширення цинку.....	76
Вивчення мартенситного перетворення дилатометричним методом	85
Залежність температури Кюрі від концентрації сплаву нікель – мідь.....	91
Теплоємність алюмінію при низьких температурах.....	99
Вивчення електричного опору металів і сплавів.....	108
Визначення енергії активації створення вакансій у золоті.....	116
Другий звук в He – II.....	122
Додатки до лабораторних робіт.....	129
Зміст.....	135

