

## ВИВЧЕННЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ СВИНЦЮ У НОРМАЛЬНОМУ ТА НАДПРОВІДНОМУ СТАНАХ

Мета роботи: отримання деяких характеристик електронної підсистеми свинцю у нормальному і надпровідному станах на основі вимірювань теплопровідності в інтервалі температур  $2 \div 10\text{K}$ . При переході металу від нормального до надпровідного стану вельми суттєво змінюються його кінетичні електронні і теплові властивості. Основні особливості надпровідного стану обумовлені парною кореляцією електронів (куперівські пари) і пов'язане з цим виникнення щілини в енергетичному спектрі надпровідників.

### 1.Короткі відомості про теплопровідність твердих тіл

#### 1.1. Визначення коефіцієнта теплопровідності

Якщо уздовж довгого стрижня створити сталий градієнт температури  $dT/dx$  ( $x$  – координата, яку відраховують уздовж стрижня), то потужність  $\dot{Q}$ , може бути записана наступним чином

$$\dot{Q} = \lambda S \frac{dT}{dx}.$$

(1.1) Тут  $S$  – перетин стрижня,  $\lambda$  – коефіцієнт, що характеризує речовину і зветься коефіцієнтом теплопровідності. Формула слухна при малих  $dT/dx$ , тобто коли  $L(dT/dx) \ll T$ , де  $L$  – довжина стрижня.  $L(dT/dx) = \Delta T$  – різниця температур на його кінцях.

Коефіцієнт теплопровідності ідеального газу можна оцінити за формулою

$$\lambda = c \langle v \rangle l / 3, \quad (2.1)$$

де  $c$  – теплоємність у перерахунку на одну частинку,  $\langle v \rangle$  – середнє квадратична швидкість частинок,  $l$  – довжина пробігу. Так як електронну і фононну підсистеми твердого тіла можна представити як газ слабо взаємодіючих квазічастинок, то формула (2.1) виявляється корисною для якісного визначення температурної залежності  $\lambda$ .

#### 1.2. Механізми теплопровідності.

В металах тепло переноситься як електронами так і фононами. Тому  $\lambda_m = \lambda_e + \lambda_p$ . Як правило  $\lambda_e \gg \lambda_p$ , але в окремих випадках (наприклад забруднені метали, сплави при низьких температурах)  $\lambda_p$  може дорівнювати  $\lambda_e$ .

Теплопровідність обмежена процесами розсіювання електронів і фононів. Розрахунок коефіцієнта теплопровідності можливий при розв'язанні кінетичного рівняння з урахуванням усіх механізмів розсіювання носіїв тепла. Однак, у наближенні терміну релаксації тепловий опір ( $W = \lambda^{-1}$ ), що відповідає даному типу носіїв, можливо надати у вигляді суми теплових опорів, які визначаються різними механізмами розсіювання:

$$W_e = \lambda_e^{-1} = W_{ep} + W_{ed} + W_{ee} ; \quad W_p = \lambda_p^{-1} = W_{pe} + W_{pd} + W_{pp} ,$$

де  $W_{ep}$  – тепловий опір, обумовлений розсіюванням електронів на фононах,  $W_{ed}$  – на дефектах,  $W_{ee}$  – на електронах,  $W_{pe}$  – тепловий опір, обумовлений розсіюванням фононів на електронах,  $W_{pd}$  – на дефектах,  $W_{pp}$  – на фононах.

### 1.3. Температурна залежність теплопровідності нормального металу.

Користуючись формулою (2.1) можна оцінити температурну залежність теплопровідності металу у нормальному стані. При розсіюванні на дефектах:  $\lambda_{ed} \sim c_e \langle v_e \rangle l_{ed} \sim T$ , так як  $c_e \sim T, v_e = \text{const}, l_{ed} = \text{const}$ . Електрон-фононне розсіювання:  $\lambda_{ep} \sim c_e \langle v_e \rangle l_{ep}$ . При низьких температурах  $T \ll \theta_D$  ( $\theta_D$  – температура Дебая):  $c_e \sim T, v_e \approx \text{const}, l_{ep} \sim T^3$ , так як кількість фононів при низьких температурах пропорційна  $T^3$ . Таким чином  $\lambda_{ep} \sim T^{-2}$ , а  $W_{ep} \sim T^2$ . Тому в області температур  $T < 0,1\theta_D$

$$W_e \cong AT^2 + B/T, \quad (3.1)$$

оскільки  $W_{ee}$  за звичай досить мале. Для визначення коефіцієнтів  $A$  і  $B$  будують залежність  $W_e T \cong AT^3 + B$ . В координатах  $W_e - T^3$  ця залежність є лінійною. Відхилення від лінійності вказує на несправедливість формули (3.1). За звичай це пов'язують з впливом фононної теплопровідності. Відомо, що коли змінення енергії електрона при співударянні мале порівняно з  $k_B T$ , можна ввести так званий термін релаксації  $\tau$ , однаковий для процесів тепло- і електропровідності. Цей випадок відповідає пружному або квазіупружному розсіюванню електронів. Тоді поміж електро- і теплопровідністю існує зв'язок, який відображають у вигляді закону Відемана-Франца:

$$\rho_0 \lambda_e / T = \lambda_e / \sigma_0 T = 2,445 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{Ом} / \text{К}^2 \quad (4.1)$$

Цей закон добре виконується в металах при високих температурах, коли переважає пружне розсіювання електронів на фононах, і при низьких температурах, коли головним є пружне розсіювання електронів на дефектах

решітки. В останньому випадку  $L_0 = \rho_0 \lambda_{ed} / T$ , де  $\rho_0$  – залишковий електроопір металу. У цьому випадку формула (3.1) набуває вигляду:

$$W_e \cong AT^2 + \rho_0 / L_0 T \quad (5.1)$$

і коефіцієнт при  $T^{-1}$  виявляється безпосередньо пов'язаним із залишковим опором  $\rho_0$

З (5.1) постає, що при низьких температурах залежність  $W_e(T)$  має мінімум, розташування якого можна визначити за умови:

$$\left. \frac{dW_e}{dT} \right|_{T \rightarrow T^*} = 0.$$

Звідки маємо  $T^* = (\rho_0 / 2AL_0)^{1/3}$ . Бачимо, що температура мінімуму збільшується при збільшенні  $\rho_0$ , тобто при збільшенні кількості дефектів. На рис. 1 залежність (3.1) наведена в координатах  $\lambda \leftrightarrow T$ , які більш поширені в підручниках.

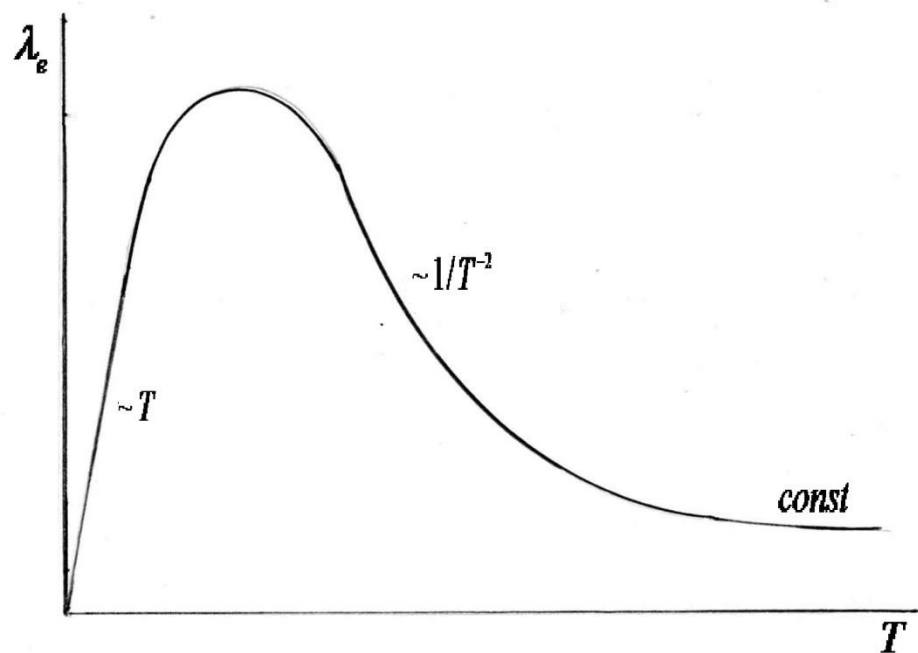


Рис.1. Температурна залежність електронної теплопровідності

#### 1.4. Теплопровідність решітки

Розглянемо поведінку фоновної теплопровідності за допомогою формули (2.1).

При  $T \gg \theta_D$   $c_p \cong c_o n$  (закон Дюлонга і Пті),  $l_p \sim T^{-1}$ ,  $v_p \cong const$  (швидкість звуку), тому  $\lambda_p \sim T^{-1}$ . Реально  $\lambda_p \sim T^x$ , де  $1 \leq x \leq 2$ . Отже  $\lambda_p \sim T^{-x}$ .

При  $T < \theta_D$   $v_p \cong const$ ,  $l_{pp} \sim T \exp^{\theta/T}$ ,  $c_p \sim T$ . Це означає, що

$$\lambda_p \sim T \exp\left(\frac{\theta_D}{T}\right).$$

При самих низьких температурах  $l = const$  і визначається середньою відстанню поміж дефектами, а  $c_p \sim T^3$ . Тобто  $\lambda_{pd} \sim T^3$ .

В металах решіточна теплопровідність суттєво обмежена розсіюванням фононів на електронах. У нормальному стані  $\lambda_{pe} = const \sim n_e$ , де  $n_e$  - густина електронів провідності. При переході до надпровідного стану кількість «нормальних» електронів зменшується, що приводить до збільшення  $\lambda_{pe}$ . При цьому  $\lambda_p$  може порівнятись з  $\lambda_e$ .

### 1.5. Основні типи теплопровідності в надпровідниках

У надпровідниках усі шість типів теплопровідності також мають місце. Однак кількість нормальних електронних збуджень (квазічастинок) при  $T < T_C$  експоненціально зменшується:  $n_e \sim \exp(-\Delta/k_B T)$ , де  $\Delta$  – щілина в енергетичному спектрі. Це приводить до зменшення електронної теплопровідності  $\lambda_e$ . В надпровідниках, що мають малу кількість домішок, при  $T < T_C$   $\lambda_e \cong \lambda_{ed}$ . У цьому випадку, як показали Гейлікман і Кресін [1]:

$$\lambda_{ed}^s = \frac{2}{3} \frac{p_F^3 \tau_0}{\pi^2 m} \times \left\{ \frac{\Delta^2}{kT} \left[ \exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right) + 1 \right]^{-1} + 2kT \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^{i+1}}{i^2} \exp\left(-\frac{i\Delta}{kT}\right) + 2\Delta \ln \left[ 1 + \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \right] \right\}$$

Якщо покласти  $\Delta = 0$ , то отримаємо:

$$\lambda_{ed}^s = \frac{2}{3} \frac{p_F^3 \tau_0}{\pi^2 m} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i^2} 2kT = \lambda_{ed} = T / B$$

Зараз позначимо  $\Delta/k_B T = x$ , маємо:

$$\frac{\lambda_{ed}^s}{\lambda_{ed}^n} = \left\{ \frac{x^2}{2} [\exp x + 1]^{-1} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^{i+1}}{i^2} \exp(-ix) + x \ln [1 + \exp(-x)] \right\} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i^2} \quad (6.1)$$

Оскільки особливості надпровідників пов'язані тільки з перебудовою електронної підсистеми, то величина  $\lambda_p^s$  описується закономірностями аналогічними тим, що існують в нормальних металах. Універсальна залежність  $\lambda_{ed}^s / \lambda_{ed}^n$  наведена на рис. 4 і може бути використана для обробки результатів лабораторної роботи.

Експериментальні і теоретичні дослідження теплопровідності надпровідників довели існування трьох видів температурної залежності  $\lambda^s$ .

1-й тип  $\lambda^s(T)$ . До першого типу відносять як чисті, так і ті що містять малу кількість домішок надпровідники. У них при  $T \rightarrow T_C$  і у проміжній області температур  $T \approx (0,3 \div 0,5)T_C$  домінуючою є електронна компонента теплопровідності  $\lambda_e$ , до того ж у вельми чистих зразках основну роль грає теплопровідність  $\lambda_{ep}^s$ , яка пов'язана з розсіюванням електронів (нормальних збуджень) фононами, тобто  $\lambda^s = \lambda_{ep}^s$ . Для слабко забруднених надпровідників  $\lambda^s \approx \lambda_{ep}^s$  за виключенням випадку  $T \rightarrow 0K$ . Теплопровідність  $\lambda_s$  падає зі зниженням температури спочатку повільно, а потім за експоненціальним законом, так як кількість електронних збуджень, як ми бачили, зменшується за тим самим законом. При цьому у формулі (2.1)  $c \sim n \sim \exp(\Delta/k_B T)$ ,  $v = v_F$ , а  $l$  змінюється степеневим чином. При  $T \rightarrow 0K$  основну роль грає решіточна теплопровідність і  $\lambda^s \rightarrow 0$  за законом  $\lambda_{pd}^s \sim T^3$  (при цьому у фононів  $l \approx const$ ), (рис. 2а).

2-й тип  $\lambda^s(T)$ . Характерний для надпровідників з досить значною концентрацією домішок. Перенос тепла здійснюється фононами, і обмежений їх розсіюванням електронними збудженнями надпровідника. У проміжній області температур цей механізм грає визначальну роль.  $\lambda_{pe}^s$ , на відміну від нормальних металів зростає в області  $T \leq T_C$  при зниженні температури. Така поведінка  $\lambda^s(T)$  пов'язана із збільшенням  $l$  фононів при експоненціальному зменшенні електронних збуджень ( $l \sim n^{-1}$ ). При  $T \ll \theta_D$  фонон-фононна взаємодія вносить експоненціально малий внесок у тепловий потік. При достатньо низьких температурах, при розсіюванні фононів на границях і дефектах кристала  $l$  фононів величина стала і при  $T \rightarrow 0$   $\lambda_p^s \sim T^3$ . Отже в проміжній області температур, коли  $\lambda_{pe}^s \approx \lambda_p$ , повинний спостерігатись максимум  $\lambda_p^s(T)$ . Така поведінка  $\lambda(T)$  характерна для надпровідників другого роду (рис. 2б).

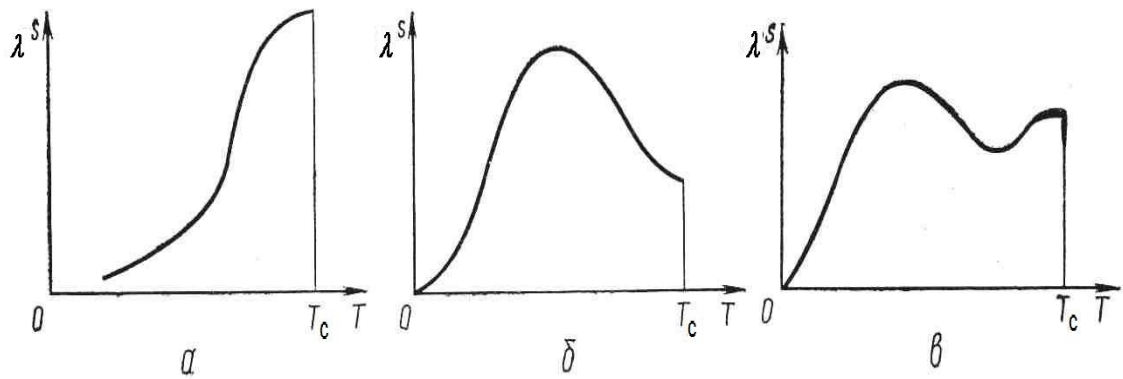


Рис. 2. Різні механізми теплопровідності надпровідників: а) чисті надпровідники; б) дуже забруднені надпровідники; в) проміжний випадок.

3-й тип  $\lambda^s(T)$  . Описує поведінку не досить чистих надпровідників і є комбінацією 1-го типу (при  $T \approx T_c$ ) і 2-го (у проміжній області температур). У цьому випадку при  $T$  близьких до  $T_c$   $\lambda^s(T) \approx \lambda_{ed}^s$  і спочатку падає при зниженні температури. Однак при подальшому зниженні температури  $\lambda_p > \lambda_e^s$  і спостерігається поведінка аналогічна другому типу (рис. 2в).

## 2. Експериментальне устаткування і методика вимірювань

### 2.1. Низькотемпературне устаткування

На рис.3 представлена загальна схема кріостата. Гелієва ємність (4) оточена мідним екраном (10) з температурою  $T \approx 80K$  за рахунок гарного теплового контакту з азотною ємністю (6). Для зменшення теплопритоку за рахунок випромінювання зовнішня поверхня екрана полірована, а гелієвий і азотний об'єм обгорнути алюмінієвою фольгою. Під час роботи устаткування тиск в об'ємі повинний бути краще ніж  $10^{-6}$  мм.рт.ст, що досягається вугільним адсорбційним насосом (5). Магнітне поле для переводу свинцю з надпровідного до нормального стану створюється надпровідним соленоїдом (9). Його стала дорівнює 650 Е/А.

Зразок для досліджень (1) уявляє собою стріжень з технічно чистого свинцю діаметром 4,35 мм. Зразок розташований на масивному мідному блоці (2). На верхньому кінці зразка у спеціальному отворі розташований нагрівач (3), який створює градієнт температури уздовж зразка. Знизу мідного блока змонтований нагрівач відриву (7). Він дає можливість отримати  $T > 4,2K$ . На відстані 50 мм один від одного на зразку розташовані спаї диференціальної термопари (8) (Au +0,03 at.%Fe – Cu), за допомогою якої вимірюється різниця температур на зразку (на довжині 50 мм). Посеред зразка розташований напівпровідниковий термометр опору (12) що вимірює загальну температуру зразка.

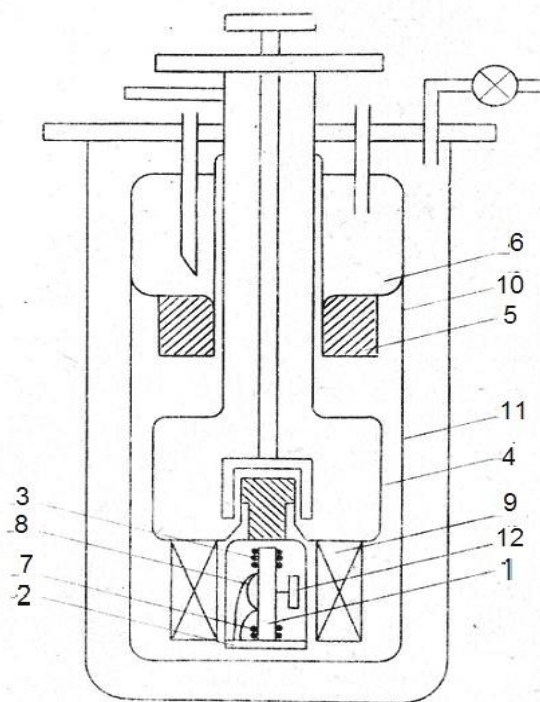


Рис. 3. Кріостат для лабораторних вимірювань: 1 – зразок; 2 – надпровідний соленоїд; 3 – нагрівач градієнта; 4 – гелієвий дюар; 5 – вугільний насос; 6 – азотна ванна; 7 – нагрівач відриву; 8 – диференціальна термопара; 9 – надпровідний соленоїд; 10 – азотний екран; 11 – корпус, 12 – термометр.

## 2.2. Електрична вимірювальна схема

На рис. 4 представлена вимірювальна схема на основі вольтметрів В7-34 і В2-38. Нагрівачі градієнта і відриву живляться від блока УІП-2. Струм нагрівача відриву вмикається тумблером «Печь отрыва», регулюється магазином резисторів  $R_1$  і контролюється мікроамперметром 1. Струм нагрівача градієнта вмикається тумблером «Град. печь», регулюється магазином резисторів  $R_3$ . Напруга на нагрівачі градієнта і еталонному резисторі  $R_{N1}$  ( $R_{N1} = 1000 \text{ Ом}$ ) через перемикач П-2 вимірюється вольтметром В7-27. Напівпровідниковий термометр опору живиться від стабілізатора ПЗ6. Струм термометра регулюється резистором  $R_2$  «Терм» і контролюється мікроамперметром 2. Струм термометра дорівнює  $10 \text{ мкА}$ . Напруга на термометрі і еталонному резисторі  $R_{N2}$  ( $R_{N2} = 1000 \text{ Ом}$ ) через перемикач П-2 вимірюється вольтметром В7-34. Напруга диференціальної термопари вимірюється вольтметром В2-38.

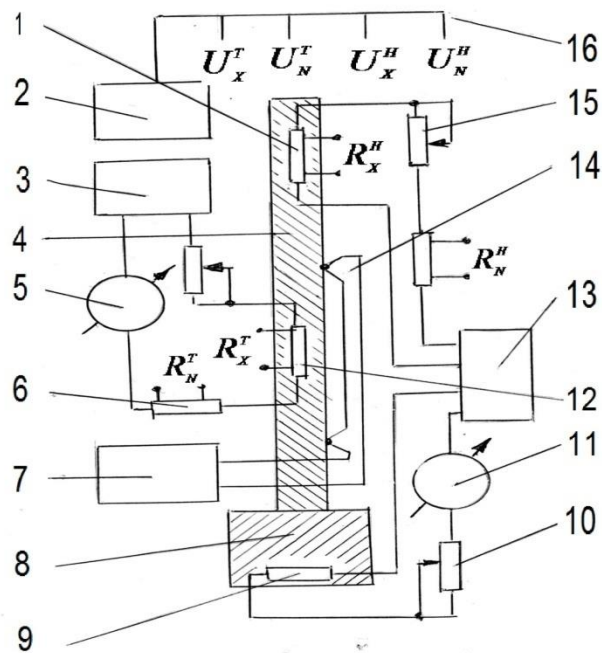


Рис. 4. Електрична схема лабораторного стану: 1 – нагрівач градієнта; 2 – вольтметр В7-34; 3 – блок живлення контура термометра; 4 – зразок; 5 – мікроампер метр (струм термометра); 6 – еталонний резистор; 7 – вольтметр – В2-38; 8 – мідний блок; 9 – нагрівач відриву; 10 – регулятор струму нагрівача; 11 – міліамперметр (струм нагрівача відриву); 12 – термометр; 13 – блок живлення; 14 – диференціальна термопара; 15 – регулятор струму; 16 – комутатор вольтметра.

### 2.3. Методика вимірювань

В лабораторній роботі використаний метод стаціонарного теплового потоку. У цьому методі крізь зразок з перетином  $S$  пропускають сталий потік тепла  $Q$ . За допомогою диференціальної термопари вимірюють різницю температур  $\Delta T$ , яка створюється нагрівачем градієнта на відстані  $l = 50$  мм. Після визначення потужності нагрівача градієнта  $P = dQ/dt = U \cdot I$  і різниці температур  $\Delta T$  коефіцієнт теплопровідності розраховують за формулою

$$\lambda(T) = \frac{Pl}{\Delta TS} \text{ [Вт м/К]}. \quad (1.2)$$

### 3. Порядок виконання роботи

1. Підготувати устаткування до роботи.
2. Шляхом зміни струму крізь нагрівач відриву провести вимірювання  $P$  і  $\Delta T$  для зразка у надпровідному стані при  $T \leq 7,2\text{K}$  для кількох температур (наприклад через  $0,5\text{K}$ ).



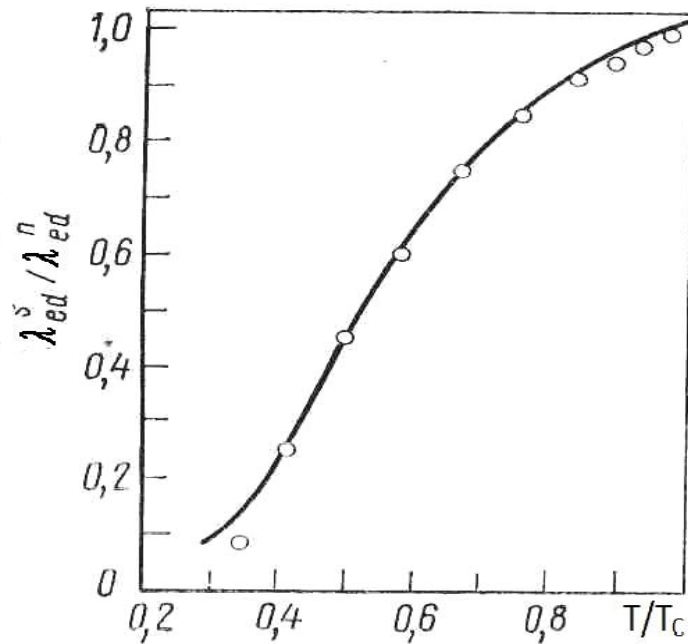


Рис.4. Універсальна залежність  $\lambda^s_{ed} / \lambda^n_{ed}$  від  $T/T_C$  для обробки результатів лабораторної роботи.

3. Увімкнути джерело живлення надпровідного соленоїда. Перевести зразок у нормальний стан за допомогою магнітного поля (для свинцю  $H_C(0) = 306 \text{ Ерст}$ ).

4. . Шляхом зміни струму крізь нагрівач відриву провести вимірювання  $R$  і  $\Delta T$  для зразка у нормальному стані при тих самих температурах.

5. Розрахувати  $\lambda(T)$  у нормальному і надпровідному станах і побудувати графіки цих залежностей .

6. За результатами визначити залишковий опір зразка  $\rho_0$ .

7. Користуючись експериментальними значеннями  $\lambda^s_{ed}$  і  $\lambda^n_{ed}$  визначити  $\Delta/k_B T = x$  для відповідних температур. Визначити залежність  $\Delta(T)$  і оцінити  $\Delta(0)$ . Для розрахунків скористатись рис. 4 для функції  $\lambda^s_{ed} / \lambda^n_{ed}$  .

### Контрольні питання

1. Чим визначається теплопровідність надпровідників при температурах  $T < T_C$  ?
2. Яким чином можна оцінити теплопровідність у різних умовах ?
3. Яким чином отримують експериментальні дані про теплопровідність?

### **Рекомендована література**

1. Гейликман Б. Т. Исследования по физике низких температур. – М.: Атомиздат, 1979. – 212 с.
2. Линтон Э. А. Сверхпроводимость. – М.: Мир, 1964. – 196 с.
3. Берман Р. Теплопроводность твердых тел.. – М.: Мир, 1979. – 325 с.