

## B6 超伝導体の電氣的・磁氣的特性の低温基礎実験

### 1 目的

90K 程度の臨界温度  $T_c$  を持つ超伝導薄膜試料を用い、超伝導体における基本的現象である完全導電性と完全反磁性(マイスナー効果)を実際に観測し、同時に低温における基本的技術およびロックインアンプ等を利用した微小信号計測技術を身につけることを目的とする。

### 2 原理

#### 2.1 超伝導の基本的性質

超伝導における最も基本的な現象として完全導電性がある。これは、ある臨界温度  $T_c$  で突然電気抵抗が 0 となる現象である(図 2-1)。

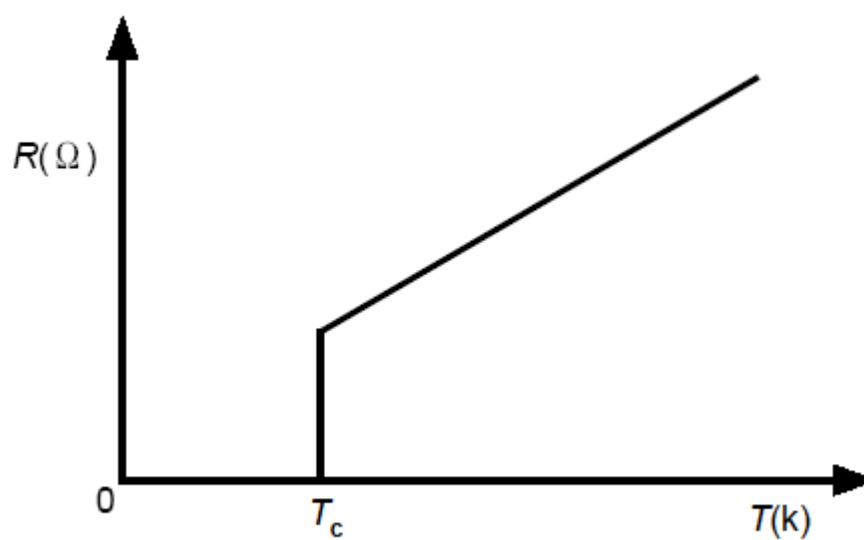


図2-1

超伝導は相転移によって生ずるもので、その相図は温度  $T$  と磁界  $H$  によって記述できる。超伝導状態(S)と常伝導状態(N)の境界を決める臨界磁界  $H_c$  は温度  $T$  に依存し次のように表すことができる(図 2-2)。

$$H_c(T) = H_c(0) \left\{ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right\} \quad (1)$$

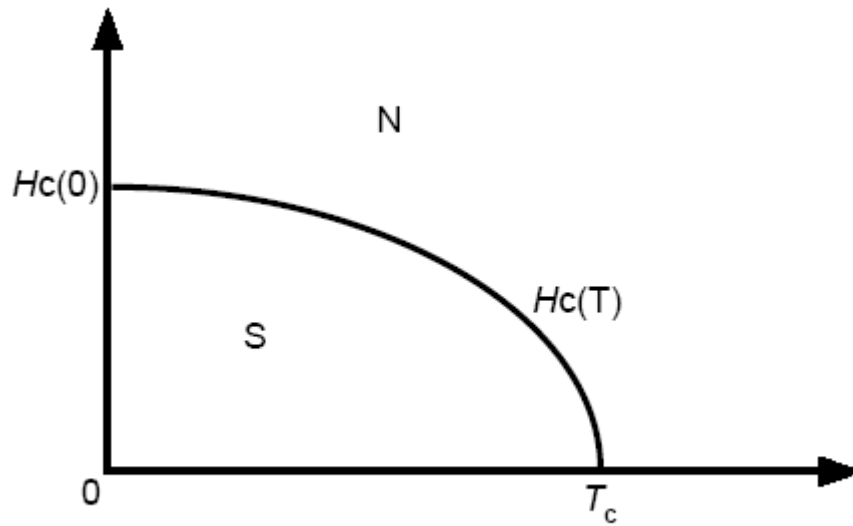


図2-2

$H < H_c$  の状態で超伝導の持つもう一つの基本的な現象としてマイスナー効果がある。これは、図 2-3 に示すように磁界中におかれたバルク超伝導体試料の温度を  $T_c$  以下に冷却すると途端に試料内部の磁束が完全に(第二種超伝導体における  $H_{c1} < H < H_{c2}$  では部分的に)外に押し出される効果である。

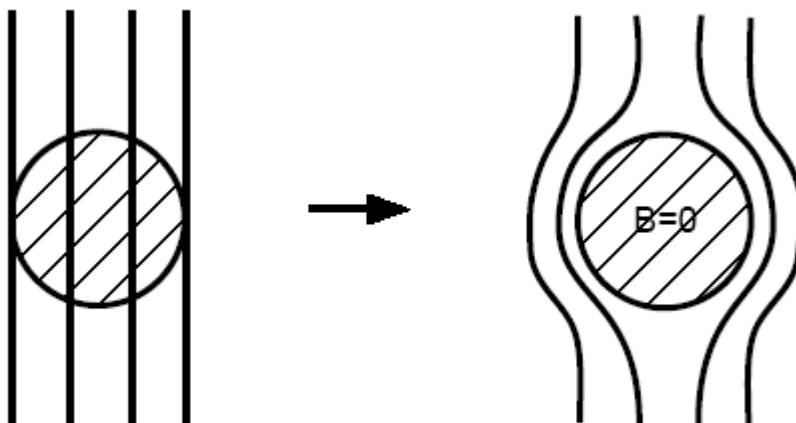


図2-3

## 2.2 熱力学的考察

マイスナー効果によってバルク超伝導体内部の磁束密度は次のように 0 となる。

$$B = \mu_0 H + M = 0 \quad (2)$$

以下単位は MKS で表す。

超伝導体内部において磁束密度が常に  $B=0$  と一義的に決まることから熱力学的性質を導くことができる。

(2)より Gibbs の自由エネルギー  $F$  の磁界による変化は

$$dF = -MdH = \mu_0 HdH \quad (3)$$

となり超伝導状態に磁界  $H$  を印加したときの  $F$  を  $F_s(H)$  とすると、Gibbs の自由エネルギーは (N)、(S) 相境界上で連続であるので

$$F_n(H_c) = F_s(H_c) = F_s(0) + (\mu_0/2)H_c^2 \quad (4)$$

常伝導状態 (N) では、通常  $M=0$  であるので

$$F_n(H_c) = F_n(0) \quad (5)$$

(4) と (5) から  $T < T_c$  において次の式が得られる。

$$F_n(0) = F_s(0) + (\mu_0/2)H_c^2 \quad (6)$$

これにより  $H=0$  での超伝導状態は常伝導状態よりも  $(\mu_0/2)H_c^2$  だけエネルギー的に安定な状態であることがわかる。

## 2.3 ロンドン方程式

完全導電性  $\sigma = \infty$  ( $\sigma$ : 導電率) を仮定すると、電界  $E$  のもとでの電子に関する方程式は次のようになる。

$$E = \frac{m}{ne^2} \frac{dJ}{dt} \quad (7)$$

( $m$ : 電子の質量、 $n$ : 電子の密度、 $e$ : 電子の電荷、 $J$ : 電流密度 )

(7)に Maxwell 方程式  $\text{rot}\mathbf{E} = -d\mathbf{B}/dt$  を用いて

$$\frac{d}{dt}(\Lambda \text{rot}\mathbf{J} + \mathbf{B}) = 0 \quad , \quad \Lambda = \frac{m}{ne^2} \quad (8)$$

F. London は、完全導電性から導かれる(8)を満足するものとして

$$\Lambda \text{rot}\mathbf{J} + \mathbf{B} = 0 \quad (9)$$

を仮定し、これが超伝導現象をよく説明することを示した。

ここで Maxwell 方程式の  $\text{rot}\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$  を用いると

$$\frac{\Lambda}{\mu_0} \text{rot} \cdot \text{rot}\mathbf{B} + \mathbf{B} = 0 \quad (10)$$

(10)より超伝導体表面に平行に磁束密度  $B_0$  を加えると超伝導体内部で磁束密度は

$$B(x) = B_0 \exp(-x/\lambda_L) \quad , \quad \lambda_L^2 \equiv \frac{\Lambda}{\mu_0} = \frac{m}{ne^2 \mu_0} \quad (11)$$

となり、したがって磁束密度は表面から  $\lambda_L$  程度の距離までしか侵入しないことが分かる(図 2-4)。

この  $\lambda_L$  は London の磁界侵入深さと呼ばれ通常の試料径に比べて十分に小さいものである。

よって、マクロな超伝導体内部では磁束はほとんど 0 となり、完全反磁性が導かれる。

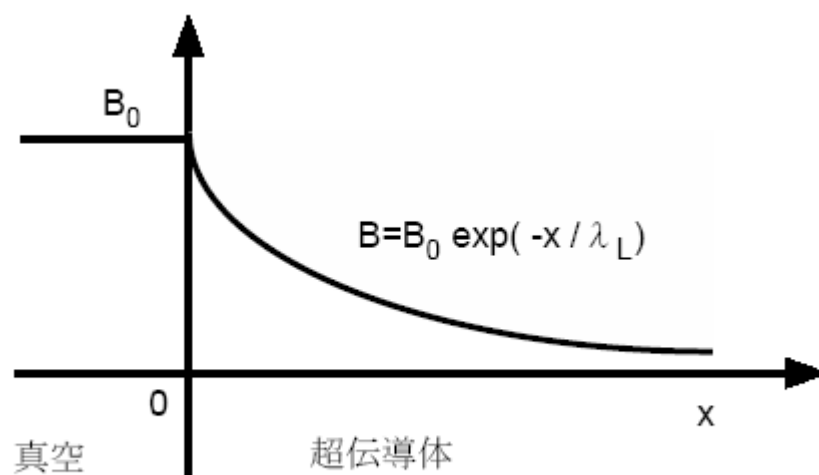


図2-4

### 3. 基本的な低温技術

#### 3.1 寒剤

ここで言う寒剤とは、低温を得るために用いる沸点の低い液体のことである。これらの液体の寒剤として代表的なものに、液化されたヘリウム(4.2K)、水素(20.4K)、窒素(77.3K)、酸素(90.2K)などがあるが、通常は液体ヘリウム、窒素が使用されている。今回使用する液体窒素の沸点は 1 気圧において 77.348K であり、この温度での蒸発潜熱は 199.1J/g である。減圧することにより沸点は降下し 63K で固化する。ちなみに液体ヘリウムの蒸発潜熱は 20.9J/g と窒素の 10 分の 1 程度しかないので冷却・保持はより慎重に行う必要がある。

#### 3.2 クライオスタット

クライオスタットとは、試料を低温に保持し、試料の温度を制御できる装置のことである。本実験では GM 型クライオスタットを用いる。

クライオスタットは、一般に室温からの熱流入を防ぎ低温を長時間保持するための工夫がなされている。熱の主な流入形態としては(イ)固体伝導、(ロ)輻射、(ハ)対流が考えられる。

#### 3.3 温度計

一般に低温で用いる温度計としては熱電対、また半導体や白金などの抵抗温度計などがある。ここでは、シリコンダイオード温度計を用いる。シリコンダイオードの順方向特性は温度に大きく依存するので、これを利用してダイオードに一定電流を流し、そのときの発生電圧から温度を計測することができる。

#### 4. 実験

##### 【実験 1】ロックインアンプを用いた抵抗-温度曲線の測定

試料： $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  焼結体

- (1) 抵抗 4 端子法測定のための電流、電圧端子をつけた試料をコールドヘッドに取り付ける。試料周りをアピエゾン N グリースで覆い、十分に熱接触をとる。
- (2) テスターを用い外部コネクタ端子で各リード線間の導通を確認し、導通不良がなければ輻射シールドおよびシュラウドを取り付ける。
- (3) 対流による熱流入を防ぐためターボ分子ポンプを用いて真空排気を行う。真空ゲージで  $10^{-2}\text{Pa}$  台の真空度が得られたことを確認し、再度リード線の導通を確認する。
- (4) コンプレッサーを起動し冷却を開始し、温度コントローラーで冷却速度を設定する。
- (5) 各温度でロックインアンプを用いて試料電圧降下を測定する。
- (6) 得られたデータを基に全温度範囲における抵抗-温度曲線をグラフにし、抵抗が消失する超伝導転移温度  $T_c$  および超伝導転移の幅  $\Delta T_c$  を見積もる。

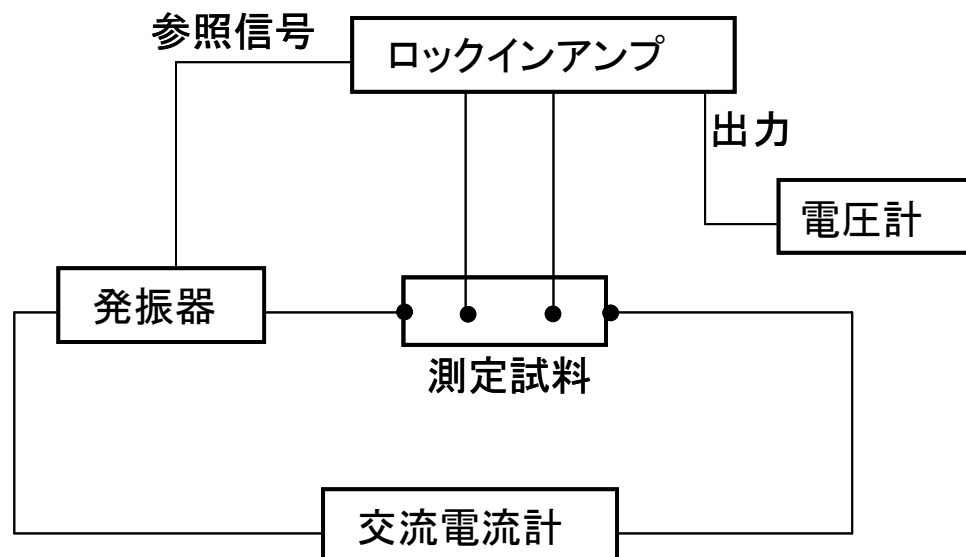


図 4 - 1

### 【実験 2】 直流電源を用いた抵抗・温度曲線の測定

試料：YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> 焼結体

(1)～(4)まで【実験 1】と同様。

(5) 各温度で測定電流切り替えスイッチを用いて順方向および逆方向での試料電圧降下を測定し、抵抗値は各平均値をとする。

(6) 得られたデータを基に全温度範囲における抵抗—温度曲線をグラフにし、抵抗が消失する超伝導転移温度 T<sub>c</sub> および超伝導転移の幅 ΔT<sub>c</sub> を見積もる。

### 【実験 3】 自己インダクタンスの測定

与えられたコイルにおいてコイル中の電流変化率(dI/dt)に対する誘導起電力 e の割合を、そのコイルの自己インダクタンス L と言う。

$$L\left(\frac{dI}{dt}\right) = -e \quad (12)$$

また、コイルの誘導起電力 e はコイル内の磁束変化と  $e = -d\Phi/dt$  のように関係するので、コイルの自己インダクタンスは単位電流あたりの磁束数と定義することもできる。  
すなわち(12)の両辺を t で積分して

$$LI = \int (-e)dt = \Phi \quad (13)$$

ここで

$$\Phi = \int sBnds \quad (14)$$

この実験では超伝導体試料を挿入したコイルを用い、超伝導状態でのマイスナー効果により生じる自己インダクタンス L の変化を観察する。

[実験]

(1) 試料を挿入したコイルの室温における自己インダクタンス( $L_1$ )を LCR メータを用いて測定せよ。

(2) LCR メータのスイッチを on にした状態(微小交流磁場印加状態)でコイルを液体窒素中に浸し、液体窒素温度における自己インダクタンスの値( $L_2$ )を測定せよ(図 4-2 参照)。

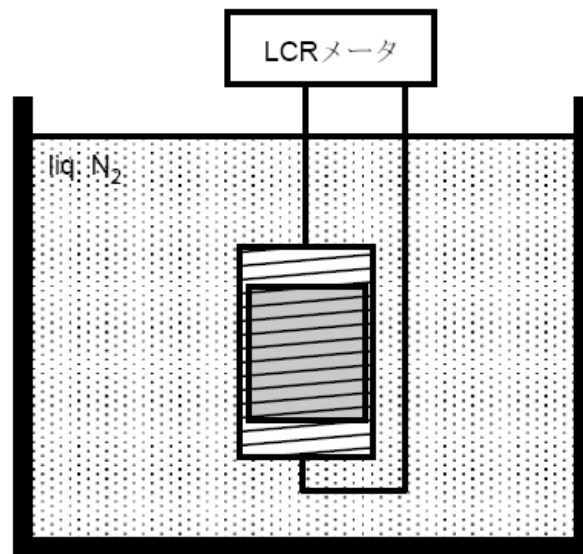


図4-2

(3) LCR メータのスイッチを on にしたままコイルを大気中に取り出し、 $L$  の値が  $L_1$  と同じ値になったことを確認し、LCR メータのスイッチを off にする。この状態で再度コイルを液体窒素につける。液体窒素の激しい沸騰が止みさらに 10 分程度してから LCR メータのスイッチを on にし自己インダクタンスの値( $L_3$ )を測定せよ。

以上の結果より、 $L_1$ 、 $L_2$ 、 $L_3$  の大小関係を不等号を用いて示せ。

## 5. 検討・考察事項

(1) 式(10)より式(11)を導き出し、 $n = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  としたときの磁界侵入深さ  $\lambda_L$  を計算せ



よ。 ※単位換算の間違いに注意

(2) 2 端子測定法と 4 端子測定法についてまとめ、今回のように微小抵抗を正確に測定する場合は 4 端子法を用いる必要があることを図を用いて説明せよ。

(3) ロックインアンプの動作、本実験でなぜロックインアンプを用いるか、またその動作原理について説明せよ。

(4) 図 2-1 と比較して観測された超伝導転移の幅が大きくなっている原因を 2 つ述べよ。

(5) 実験 3 を、単に抵抗ゼロの金属である完全導電体で行った場合の結果( $L_2$ ,  $L_3$  の大小関係)を予測せよ。

#### 参考文献

- ・キッテル固定物理学入門 下 (丸善出版)
- ・超伝導現象 M. Tinkham 著、小林俊一訳(産業図書)
- ・低温技術 第 2 版 小林俊一著(東京大学出版)