

抵抗をはかる

工学研究科材料工学専攻

宮嶋 直樹

物質の抵抗(電気抵抗)を測定することにより、その物質の性質(物性)を知ることができる。本講義は、抵抗の測定方法や測定例を紹介し、測定結果から理解できる物理を考察する。

電気とは、電荷の移動や相互作用により生じる物理現象のことである。電荷の移動に伴う流れを電流と呼び、電荷の流れにくさを示す物理量が抵抗として理解されている。

抵抗 R は、物質に印加される電圧を V 、そこに流れる電流を I とすると、

$$R = \frac{V}{I} \quad (1)$$

と表される。抵抗の単位は Ω (オーム)である。(1)式を、オームの法則と呼ぶ。また同様に、物質に電場 E が与えられたときに、単位断面積、単位時間あたりに流れる電気量を電流密度といい、電流密度 J は、

$$J = \sigma E \quad (2)$$

と表される。ここで、 σ は伝導率と呼び、電気の流れやすさを示している。また、 σ の逆数 $1/\sigma = \rho$ とすると、 ρ は抵抗率と呼ばれる。抵抗と抵抗率の関係は、物質の長さを l 、電流に垂直な断面積を S とすると、

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad \text{すなわち、} \quad \rho = R \frac{S}{l} \quad (3)$$

と表すことができ、抵抗率の単位は $\Omega \text{ m}$ である。抵抗率は物質の形状に依らず、物質固有の値を持つ。たとえば、室温(20 °C)において、銅は $1.7 \times 10^{-8} \Omega \text{ m}$ 、鉄は $1.0 \times 10^{-7} \Omega \text{ m}$ 、ゲルマニウムは $6.9 \times 10^{-1} \Omega \text{ m}$ 程度であることが知られている。このときの単位はしばしば、 $\mu\Omega \text{ cm}$ や $\Omega \text{ cm}$ が用いられる。物性を議論するときには、形状に依らないということが重要なので、この抵抗率を用いることがよくある。

抵抗は、物質に一定の電流を流したときに生じる電圧(電位差)を測定し、その測定結果を(1)式にあてはめて計算する。簡単な測定方法の一つは、テスターを用いることである。この方法は、一般的に二端子法と呼ばれ、図 1(a)に示したように、電流を流す端子と電圧を測定する端子が同じである。この方法では、測定試料の抵抗が小さい場合、測定リード線の抵抗が無視できず、測定誤差を生じることになる。このような場合は、図 1(b)のような電流

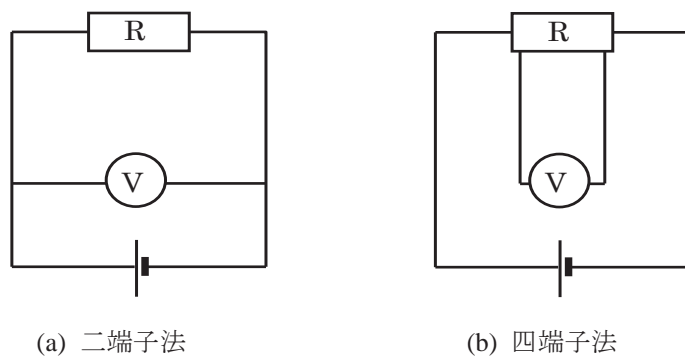


図 1 二端子法と四端子法

端子と電圧端子を別々にする四端子法が適している。電圧計の入力インピーダンス(内部抵抗)が十分大きければ電圧端子側に電流が流れず、電流はすべて試料側に流れ、電圧計で測定する電圧は正確に試料電圧である。精度の良い実験をする必要がある場合は、四端子法で測定するのがよい。

はじめに述べたように、抵抗は電流の流れにくさを示す物理量である。また、抵抗は、物質が置かれた環境により、大きく影響を受ける。物性を詳細に知るために、様々な環境下での抵抗測定がしばしば行われる。

荷電粒子(電子など)が何にも邪魔されずに移動できれば抵抗はゼロであるが、伝導電子が結晶中で様々な散乱を受けると抵抗が生じる。散乱される際、電子が持つエネルギーの一部は、熱に変換される。ある負荷に電流 I を t 秒間流したときに発生する熱量を Q とすると、

$$Q = RI^2t \quad (4)$$

と書ける。この Q をジュール熱という。

式(4)のように、物質に電流を流すとジュール熱が発生する。室温付近や高温領域における測定の場合は、それほど気にすることはないが、低温領域(特に、1 K 以下)における抵抗測定では、このジュール熱の発生のために測定試料周辺が暖められて温度が上昇し、低温環境が維持できなくなることがあるので注意が必要である。それを防ぐためには、得られる信号の強度に応じて流す電流を小さくし、流す時間を短くするなどの工夫をしなければならない。さらに、磁場中における測定について考える。磁場中にある伝導体に対して、その磁場が変化する際、導体の中に渦状の電流が生じる。これを渦電流と呼ぶ。一般に渦電流の発生によって測定信号にノイズが生じることがある。それを防ぐためには、なるべく試料以外の場所に導体材料を使用しないようにするか、サイズを小さくすることが必要である。それに加えて、磁場が時間的に変化すると、リード線に電流が流れてしまう。このことがノイズとなって現れるため、小さな磁気抵抗変化率を測定する場合には、磁場の安定性とリード線の振動対策が重要である。

伝導電子が散乱される主な要因として、たとえばフォノン散乱、不純物散乱、スピンの熱揺らぎによる散乱が挙げられる。フォノン散乱は、結晶格子の熱振動のことであり、温度が高くなるほど振動が大きくなるため電子は散乱されやすくなる。絶対零度近傍では振動は限りなく小さくなるが、不確定性原理により、絶対零度でもわずかな格子振動(零点振動)があるため、絶対零度でも完全にフォノン散乱がなくなるわけではない。不純物散乱は、結晶格子に異種の原子が入り込む場合や格子内に空孔ができる場合に起こる。これらは温度に依らないと考えられるため、不純物散乱は全温度領域において一定である。強磁性体においては、スピンによる散乱も考慮しなければならない。低温ではスピンの向きが揃っており電子の散乱も少ないが、温度が高くなると熱揺らぎによるスピンの乱れが大きくなり、散乱も大きくなる。ある温度でスピンの向きが完全にばらばらになり、その温度をキュリー温度またはキュリー点(T_c)と呼ぶ。キュリー温度以上ではスピンによる電子の散乱は一定となる。このような物質の測定例として、ニッケルにおける抵抗率の温度依存性の実験結果を図2の上図に示す。この図からわかるように、抵抗率は温度の上昇とともに大きくなっていき、 T_c で明確な折れ曲がりが見られる。これは、前述したような抵抗を生じるメカニズムで説明ができる。このような、温度の上昇に伴って抵抗が大きくなるという振る舞いを、金属的振る舞いと呼ぶことがある。

次に、ゲルマニウムにおける抵抗率の温度依存性の結果を示す(図2下)。ニッケルの場合と比

較すると、温度の上昇に伴って抵抗が小さくなっていくという、半導体的振る舞いと呼ばれる様子を示す。抵抗率はニッケルの場合と比べると5~6桁程度大きくなっており、金属と半導体の抵抗の違いが明確にわかる。

自由電子(伝導電子)は、固体物理学の自由電子論において、

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (5)$$

の分散関係を持ち、三次元では $D(\varepsilon) \propto \varepsilon^{1/2}$ の状態密度を持っている。実際の物質では、イオンの静電ポテンシャルが周期的に存在するので、この分散関係は大きな影響を受ける。周期的ポテンシャルによる最も大きな影響は、(5)式のように任意のエネルギーをとることができず、あるエネルギーの領域には電子の状態が存在しなくなってしまうことである。電子の取ることができるエネルギー領域を許容帯、取ることのできないエネルギー領域を禁止帯と呼ぶ。

絶対零度では電子が一番下のエネルギー準位から順番に詰まっていく。もし最高のエネルギーがどこかの許容帯の中にあれば、それがフェルミ準位であり、自由電子と同じくフェルミ面ができる。このとき電場をかけると、電子の運動量やエネルギーが変化するが、フェルミ準位の直上に空準位があるので、より高いエネルギー状態を占有することができる。これが金属の特徴である。ところが絶縁体では、電子がちょうどある許容帯を満した状態になっている。この許容帯を特に価電子帯という。価電子帯の上には禁止帯があるので、次の空準位は禁止帯の上の許容帯(伝導帯)にある。つまり電場をかけても電子は容易に上のエネルギー状態をとることができず、電流を運べない。

半導体は価電子帯と伝導帯の間の禁止帯が非常に狭い物質である。この禁止帯の幅をエネルギーギャップといい、 E_g で表す。 E_g が小さいと、熱によって価電子帯から伝導帯へ励起される電子が出てくる。この励起された電子は電気伝導に寄与することができる。また、電子が励起されると価電子帯には電子の抜けた穴(ホール)が発生するが、このホールはちょうど正の電荷を持った粒子のように振る舞い、これも電気伝導に寄与するようになる。温度が上がれば熱励起される電子の数が増えるので、電気伝導はよくなり、抵抗が小さくなる。これが半導体の電気抵抗が温度とともに減少する理由であり、先ほど述べた金属の場合とメカニズムが異なる。

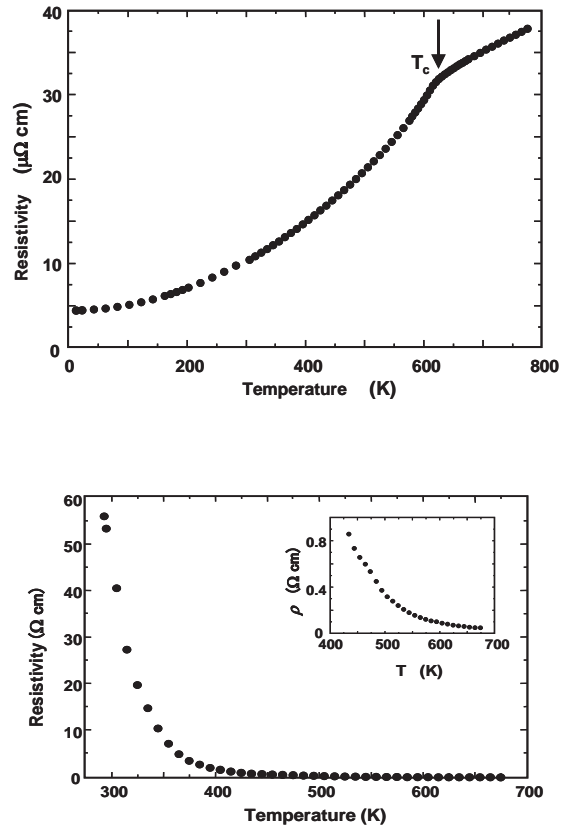


図 2 金属磁性体ニッケルにおける抵抗率の温度依存性(上図)と、半導体ゲルマニウムにおける抵抗率の温度依存性(下図)

他にも、特徴的な抵抗の温度依存性を示す物質として、超伝導体が挙げられる。超伝導の大きな特徴は、完全伝導性、完全反磁性などがある。超伝導体はある温度以下で突然このような特徴を持つ。超伝導でない状態を常伝導といい、常伝導体が超伝導になる温度を超伝導転移温度と呼ぶ。電気抵抗がゼロになるということと、電気抵抗が小さいということは意味が全く異なる。超伝導状態では、電流を流すのにエネルギーの損失が全くなく、永久に電流が流れる。これは電気を損失なく伝えることができる

ばかりでなく、大きな磁場を作ることができたり、電力を貯蓄したりすることが可能である。超伝導状態は金属の伝導電子2つがゆるく結びついた電子対の形成によって実現される。この電子対をクーパー対と呼ぶ。超伝導転移温度以下ではこのようなクーパー対形成状態にあり、スピンゼロのボーズ粒子となるため、低温でボーズ凝縮が起こることによって理解されている。このような物質の場合、抵抗の温度依存性を測定することにより、金属相と超伝導相の転移を明確に見ることができる。図3は、高温超伝導体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ における抵抗の温度依存性を示したものである。この試料は、85 K 付近で超伝導転移を起こすことがわかる。この物質の良質な試料では、約 92 K の超伝導転移温度が確認されている。

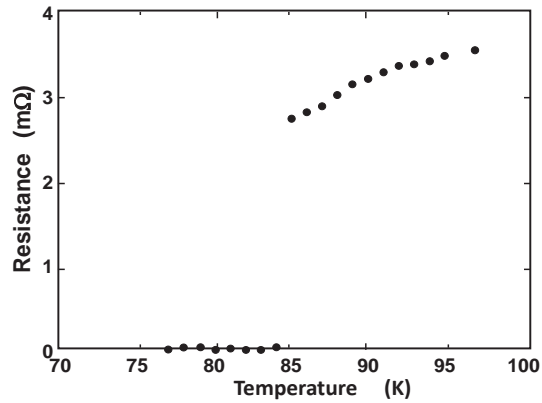


図3 高温超伝導体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ における抵抗の温度依存性

次に、 $\eta\text{-Mo}_4\text{O}_{11}$ の抵抗率測定を紹介する。この物質は、結晶軸それぞれについて、異方的な電気伝導性(つまり、測定する結晶軸方向により低効率に大きな差がある)を持ち、擬二次元伝導体である($\rho_b < \rho_c \ll \rho_a$)。図4は、 $\eta\text{-Mo}_4\text{O}_{11}$ 単結晶の b 軸方向の抵抗率の温度依存性を示したものである。図中の矢印は、電荷密度波(charge density wave : CDW)転移温度 T_{c1} , T_{c2} を示している。 T_{c1} (= 105 K)より高温のノーマル相では、抵抗率は金属的な振る舞いを示す。 T_{c1} より低温では、特徴的な温度依存性を示す。この物質を 1 K 以下の低温において抵抗率の磁場依存性およびホール効果を測定すると、ランダウ量子化にともなう量子ホール効果を観測することができる。

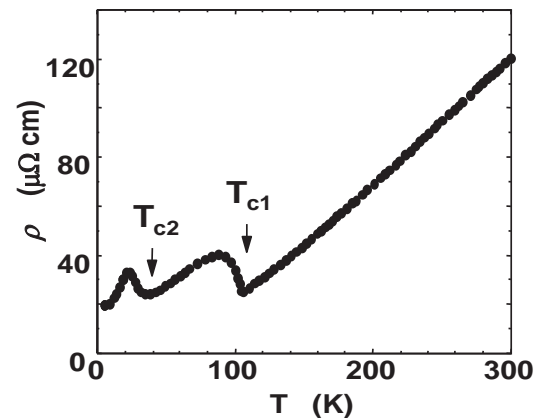


図4 電荷密度波物質 $\eta\text{-Mo}_4\text{O}_{11}$ における抵抗率の温度依存性

以上述べてきたように、物質の抵抗を注意深く精度良く測定することにより、その物質が持つ様々な物理現象を知ることができる。特に、低温にすることで温度によるゆらぎ(雑音)を取り除くことができ、物質が持つ本質(基底状態)が見えてくる。そのためには、それぞれの物質の本質に合う測定系を構築することが重要である。