

# 修士論文 (1994年度)

## SQUIDを用いた高圧下におけるdHvA効果の測定系の開発

東北大学大学院理学研究科物理学第二専攻

木村純子

### 目次

|       |                              |
|-------|------------------------------|
| 第1章   | 序論                           |
| § 1-1 | 重い電子系                        |
| § 1-2 | Ceモノプニクタイド                   |
| § 1-3 | dHvA効果                       |
| § 1-4 | 本研究の目的                       |
| 第2章   | 測定系                          |
| § 2-1 | 測定原理                         |
| 2-1-1 | rf SQUIDの原理                  |
| 2-1-2 | rf SQUIDを用いたdHvA効果測定法の原理     |
| § 2-2 | 測定装置                         |
| 2-2-1 | 加圧装置                         |
| 2-2-2 | 冷却装置                         |
| 2-2-3 | $^4\text{He}$ 温度での測定系        |
| 2-2-4 | $^3\text{He}$ 温度での測定系        |
| § 2-3 | 圧力較正                         |
| 2-3-1 | 室温での圧力較正                     |
| 2-3-2 | 低温での圧力較正                     |
| 第3章   | 実験結果と考察                      |
| § 3-1 | ピックアップコイルの出力テスト              |
| 3-1-1 | 巻数                           |
| 3-1-2 | コイル間隔                        |
| 3-1-3 | ピックアップコイルとサンプル、超伝導マグネットの位置関係 |
| § 3-2 | 圧力下でのdHvA効果の測定               |
| § 3-3 | 抵抗値による出力の変化                  |
| § 3-4 | CeSbのdHvA効果の測定 (常圧)          |
| 第4章   | まとめと今後の課題                    |
| 参考文献  |                              |
| 謝辞    |                              |

## 第1章 序論

### § 1-1 重い電子系

「重い電子系」の研究は、1975年CeAl<sub>3</sub>の低温でのC/Tが1600mJ/molK<sup>2</sup>の大きな値に増加する<sup>1)</sup>ことが発見されたころから始まる。格子振動が無視できる低温では、非磁性の金属の比熱Cは伝導電子からの寄与だけで与えられ、

$$C = \gamma T$$

$$\gamma = \frac{1}{3} \pi^2 k_B^2 D(\epsilon_F) \quad (1-1-1)$$

となる。ここで、 $\gamma$ は電子比熱係数、 $T$ は絶対温度、 $k_B$ はボルツマン定数、 $D(\epsilon_F)$ はフェルミ面における単位体積あたりの状態密度であり、フェルミ面を球と仮定すると、

$$D(\epsilon_F) = \frac{k_F m^* V}{\pi^2 \hbar^2} \quad (1-1-2)$$

で与えられる。ここで、 $k_F$ はフェルミ波数、 $m^*$ は有効質量、 $\hbar = h/2\pi$  ( $h$ はプランク定数)である。Cu、Agなどの通常の金属では、電子比熱係数は1mJ/molK<sup>2</sup>程度であり、CeAl<sub>3</sub>の大きなC/Tが電子比熱係数であると仮定すると、その値はCu、Agなどの1000倍以上の値をとることになる。電子比熱係数が高いことは式(1-1-1)、式(1-1-2)から有効質量が大きいことに相当する。

CeAl<sub>3</sub>の発見以来、さまざまなCe化合物やU化合物において巨大なC/Tが観測され、これらの物質群は「重い電子系」と呼ばれるようになった。「重い電子系」の発現にはf電子が大きな影響を及ぼしていると考えられている。f電子は固体中でも自由原子状態を良く保持しているが、周囲の原子の波動関数との混成(金属的物質であれば、伝導電子の波動関数との混成)もわずかながら存在する。(4f電子よりも5f電子の方がこの混成は大きい。)これが原因となって $m^*$ が大きくなり、動きにくくなっていると考えられている。

### § 1-2 Ceモノプニクタイド

CeモノプニクタイドとはCeX(X; プニクトゲン=N、P、As、Sb、Bi)で表され、全てNaCl型の簡単な結晶構造をとる物質群である。Ce原子は1s<sup>2</sup> 2s<sup>2</sup> 2p<sup>6</sup> 3s<sup>2</sup> 3p<sup>6</sup> 4s<sup>2</sup> 3d<sup>10</sup> 4p<sup>6</sup> 5s<sup>2</sup> 4d<sup>10</sup> 5p<sup>6</sup> 6s<sup>2</sup> 5d 4f<sup>1</sup>の電子配置をとるが、4f電子がないこと以外、

Ceと同じ電子配置をもつLaとの化合物と比べることにより、結晶中でのCeの4f電子のふるまいを抽出して研究することができる。Ceモノプニクタイトは圧力を加えて格子定数を減少させると、興味深い物性を示す。その一例としてCePとCeSbに関して述べる。

図1-1に1976年A.Jayaramanらが報告したCePの体積の圧力変化を示す<sup>2)</sup>。V<sub>0</sub>は大気圧下での体積を表す。この図に示されるように、CePは10GPa (1GPa=10 kbar) 近傍で体積が急激に減少する。LaPは10GPa以上の圧力をかけても体積の急激な減少は見られず、CePの体積の激減は4f電子にかかわる電子相関が原因であると考えられる。結晶構造は測定された圧力範囲ではNaCl型から変化しないので、大気圧下で半金属だったCePが10GPa近傍の圧力で金属に変わり、金属結合によって体積が急激に縮小したと解釈されている。

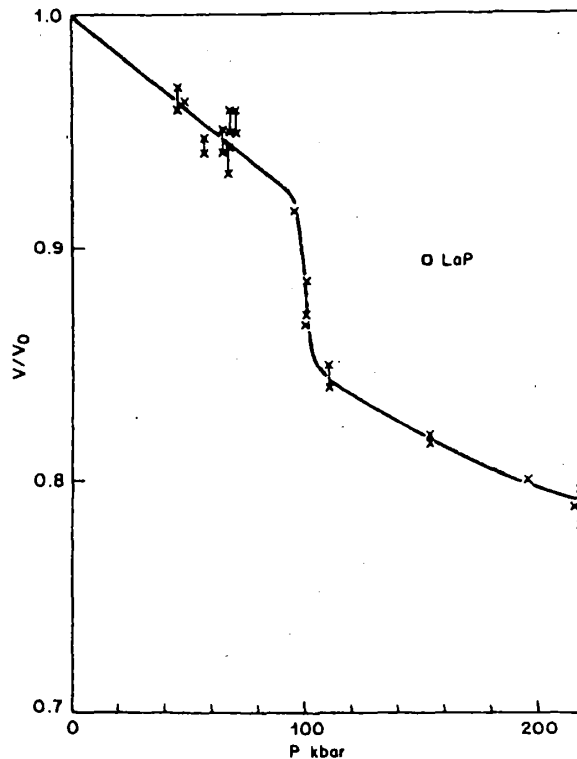
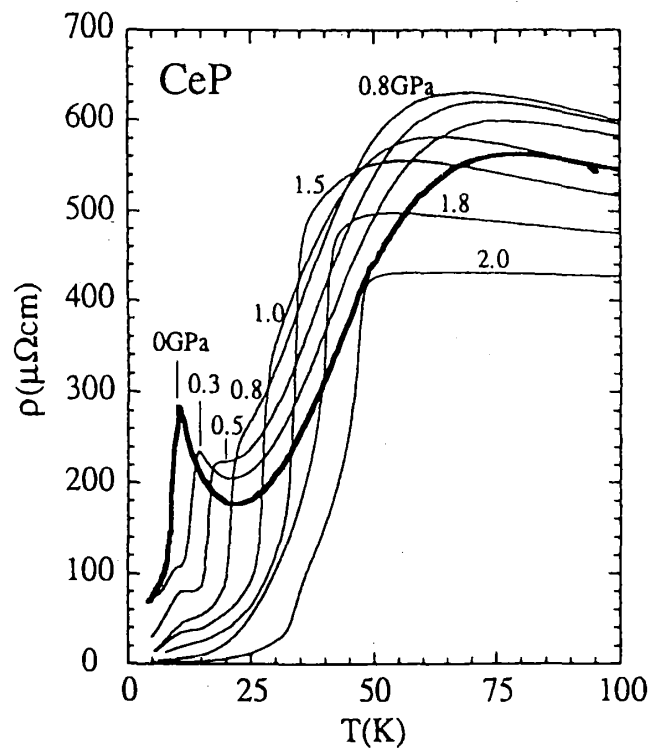


図1-1 CePの体積の圧力変化<sup>2)</sup>

また図1-2にN. Môriらによって報告されたCePの電気抵抗の圧力依存性を示す<sup>3)</sup>。大気圧下では、電気抵抗は10K付近に鋭いピークをもつ。図1-3に示したCePの磁気相図<sup>4)</sup>から、このピークは常磁性から反強磁性への転移点(ネール点)に相当する。圧力をかけるとこのピークの形は大きく変化し、6GPa以上の圧力下では温度の上昇とともにゆるやかに抵抗が増大する単純な金属的ふるま

いに移行する。これは図1-1に示した体積の急激な減少が起こる圧力と関連し、CePは10GPaの近傍の圧力で、磁性から非磁性へ、半金属から金属へと転移していると考えられる。



(a) 2.0GPa以下

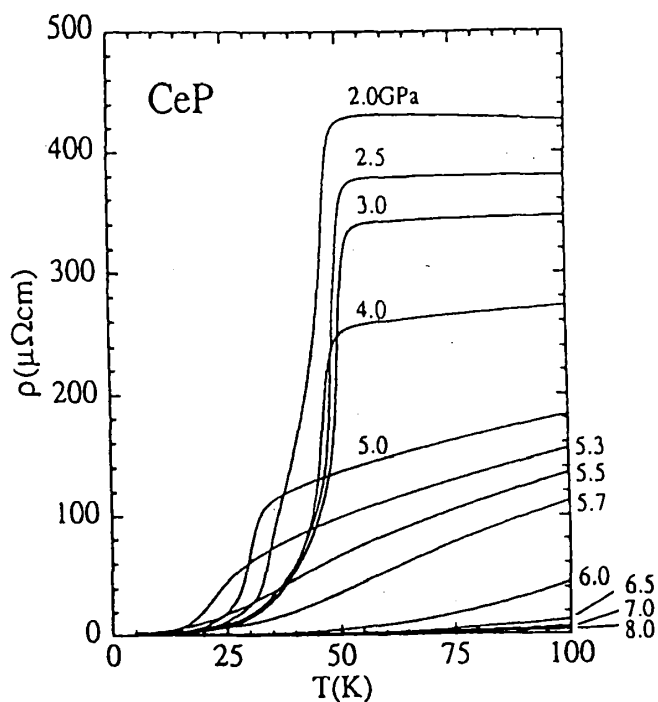


図1-2 CePの電気抵抗の圧力依存性<sup>3)</sup> (b) 高圧側 8GPaまで

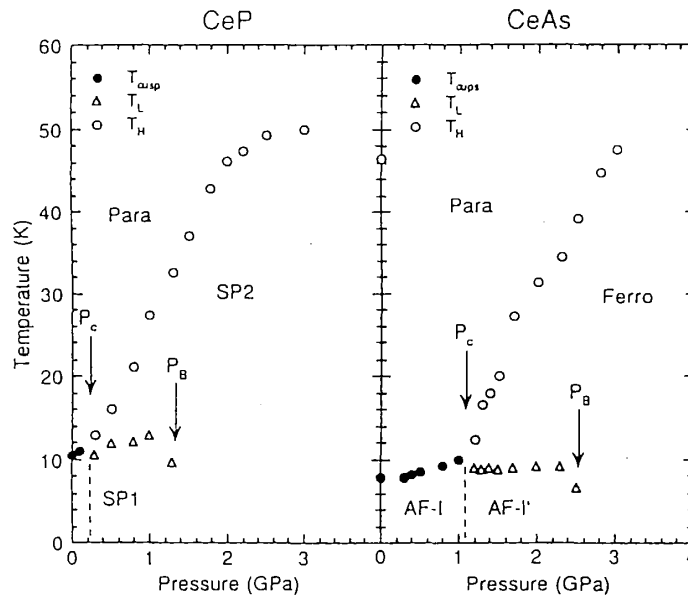


図1-3 CeP (左) 及びCeAs (右) の磁気相図<sup>4)</sup>

図1-4に示した磁気相図<sup>5)</sup> からわかるように、CeSbは温度、磁場によって多数の相が現れる複雑な磁気構造をもつ。圧力効果は、Y.Okayamaらによって電気抵抗とホール効果が測定された。図1-5にCeSbの電気抵抗の圧力依存性を示す<sup>6)</sup>。圧力の増加にともなって、電気抵抗には25Kから30Kの間に常圧で観測されなかったピークが現れ、変化していく。このふるまいを解明するために、更に低温、高磁場を組み合わせ、圧力下での物性測定を行うことは興味深い。

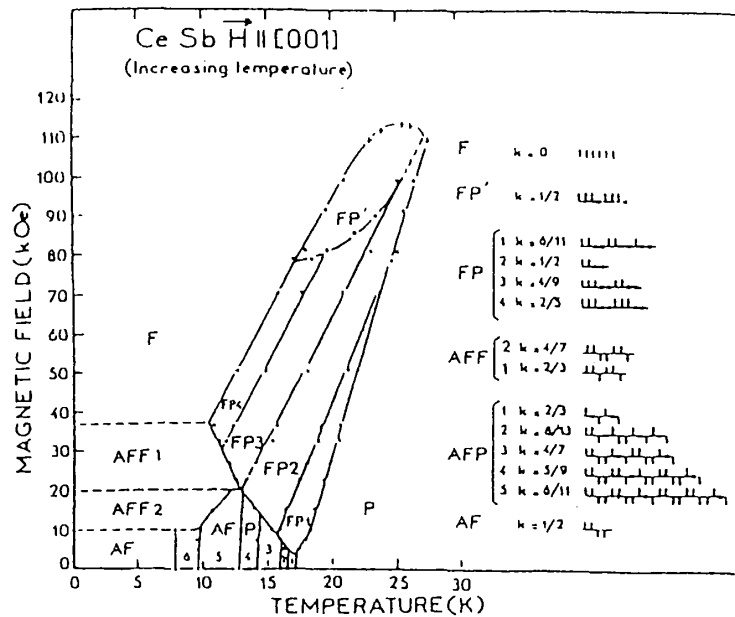


図1-4 CeSbの磁気相図<sup>5)</sup>

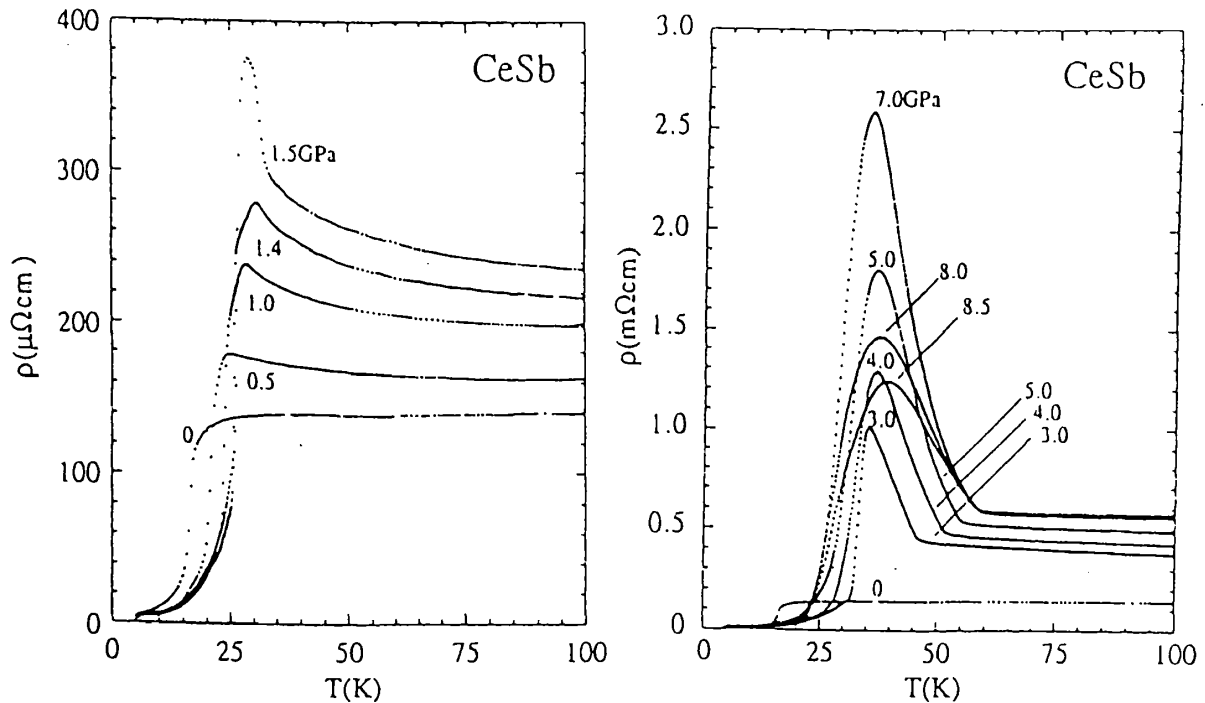


図1-5 CeSbの圧力下での電気抵抗<sup>6)</sup> (a) 2.0GPa以下 (b)高圧側 8GPaまで

### § 1-3 dHvA効果<sup>7)</sup>

フェルミ面に関する情報を引き出す最も有効な実験的手段はdHvA効果である。dHvA効果は磁束密度の逆数に対して一定の周期で磁化が振動する現象で、測定方法としては変調磁場法が一般的である。振動数を測定することによりフェルミ面の磁場に垂直な極値断面積が求められ、磁場方向を変えることによりフェルミ面のトポロジーを求めることができる。更に温度変化の測定によって準粒子のサイクロトロン有効質量が求められ、磁場変化の測定から、準粒子の寿命についての情報が得られる。以下にdHvA効果について簡単に述べる。

電子は磁束密度B中ではローレンツ力をうけ、サイクロトロン運動をする。それによって電子はk空間ではランダウチューブと呼ばれる円筒面上にのみ状態をもち、Onsagerの関係式

$$S = (r + \gamma) \frac{2\pi eB}{\hbar c} \quad (1-3-1)$$

を満たす。ここでSは磁場に垂直な平面で切ったランダウチューブの断面積、rは整数である。γは位相定数で自由電子の場合 $\frac{1}{2}$ である。絶対零度では、フェルミ面内にある状態だけが電子によって占められ、磁場中でのランダウチューブ

は図1-6のような状態にある。

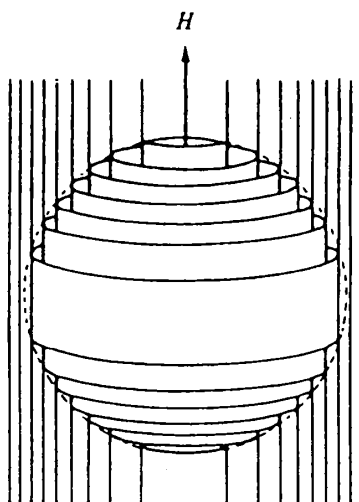


図1-6 ランダウチューブ<sup>7)</sup>

ある $r$ の値をとるランダウチューブに注目する。式 (1-3-1) で与えられるように、磁場が増大するとランダウチューブの断面積は大きくなる。最も大きな断面積をもつランダウチューブがフェルミ面と接するところまでふくらむと、フェルミ面の外には電子は存在できないため、チューブにあった電子はフェルミ面内の他のチューブに移動しなければならない。その電子の移動により熱力学的ポテンシャルが振動し、熱力学的ポテンシャルの一次微分である磁化も振動する。振動の周期は、 $r$ のランダウチューブがフェルミ面を通過してから、 $r-1$ のランダウチューブがフェルミ面を通過するまでに変化した磁場で与えられる。式 (1-3-1) より、周期は

$$F = \frac{1}{\Delta\left(\frac{1}{B}\right)} = \frac{c\hbar}{2\pi e} S \quad (1-3-2)$$

となる。 $F$ をdHvA振動数という。熱力学的ポテンシャルの振動項はLifshitz-Kosevichによって

$$\begin{aligned} \tilde{\Omega} = & \left(\frac{e}{2\pi c\hbar}\right)^{3/2} \frac{2k_B B^{3/2} V}{S''} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\exp\left(-2\pi^2 p k_B T / \beta B\right) \cdot \cos\left(\frac{p\pi g m}{2 m_0}\right)}{p^{3/2} \sinh\left(2\pi^2 p k_B T / \beta B\right)} \\ & \times \cos\left(2\pi p \left(\frac{F}{B} - \frac{1}{2}\right) \pm \frac{\pi}{4}\right) \end{aligned} \quad (1-3-3)$$

で与えられる。ここで

$$S'' = \left. \frac{\partial^2 S}{\partial k_z^2} \right|_{k_z=0}, \quad \beta = \frac{e\hbar}{m^*c}, \quad x = \frac{\hbar}{2\pi k_B \tau} : \text{デイングル温度}$$

$\tau$  : 準粒子の寿命

である。磁場に平行な方向の磁化の振動成分は熱力学的ポテンシャルのBによる一次微分で与えられるから、

$$\begin{aligned} \tilde{M} = & - \left( \frac{e}{2\pi\hbar} \right)^{3/2} \frac{2Fk_B TV}{(2\pi BS'')^{1/2}} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\exp(-2\pi^2 p k_B x / \beta B) \cdot \cos\left(\frac{p\pi g m}{2 m_0}\right)}{\sqrt{p} \sinh(2\pi^2 p k_B T / \beta B)} \\ & \times \sin\left(2\pi p \left(\frac{F}{B} - \frac{1}{2}\right) \pm \frac{\pi}{4}\right) \end{aligned} \quad (1-3-4)$$

となる。

## § 1-4 本研究の目的

重い電子状態は、f電子と伝導電子との混成効果に起因して生ずると考えられている。混成の程度は圧力を加え、格子定数を変化させることにより制御でき、CePのように圧力下で非常に興味深い物性を秘めている物質は数多い。その混成効果は、伝導電子の有効質量及びフェルミ面の大きさや形状に反映される。フェルミ面を調べる最も有効な実験的方法は、dHvA効果の測定である。以上のことから、本研究では高圧下におけるdHvA効果の測定に着目した。

高圧下におけるdHvA効果の測定で問題となるのは、圧力の生成に必要なマイクロポンプの材質がCuBeであるため、従来の変調磁場を用いたdHvA効果測定法では渦電流により極低温で発熱してしまうことである。本研究では、この問題を解決するため、変調磁場を必要としないSQUIDによるdHvA効果の測定法を用いた。このSQUIDによるdHvA効果の新しい測定法は、青野らによって開発が始められた<sup>8,9)</sup>。青野の結論は、

- 1) SQUIDへの磁束の入力回路には抵抗が必要である。
- 2) dHvA効果のシグナルの出力は、ピックアップコイルの巻数に関して大きく変化する。

の2点である。1) に関しては§2-1-2で詳しく述べる。2) に関しては図1-7<sup>8)</sup>に巻数40ターンと20ターンのピックアップコイルのシグナルの出力を示す。この図から巻数は20ターンが適当であると考えられた。また、青野は変調磁場法とSQUIDを用いた方法で観測されたdHvA効果のFFTスペクトルを比較することにより、SQUIDを用いた方法では、巻数が数十ターンの少なさで、何千ターンも巻数が必要な変調磁場法のピックアップコイルと同程度の感度が得られることも示した。即ち、SQUIDによるdHvA効果の測定法は、変調磁場を用いないため極低温での実験に適しているばかりでなく、変調磁場法に比べコンパクトに構成でき、セル内の体積が制限される圧力発生装置にも有利であることがわかる。

しかし、回路に挿入する抵抗値やピックアップコイルの巻数などの入力回路の最適条件は明らかにされておらず、測定温度領域も4.2Kのみにとどまっていた。本研究では、入力回路の最適条件を探り、4.2K以下での測定を可能にして、圧力下での実験的手法を得て、極低温、高圧下におけるdHvA効果の測定系を開発することを目的とする。

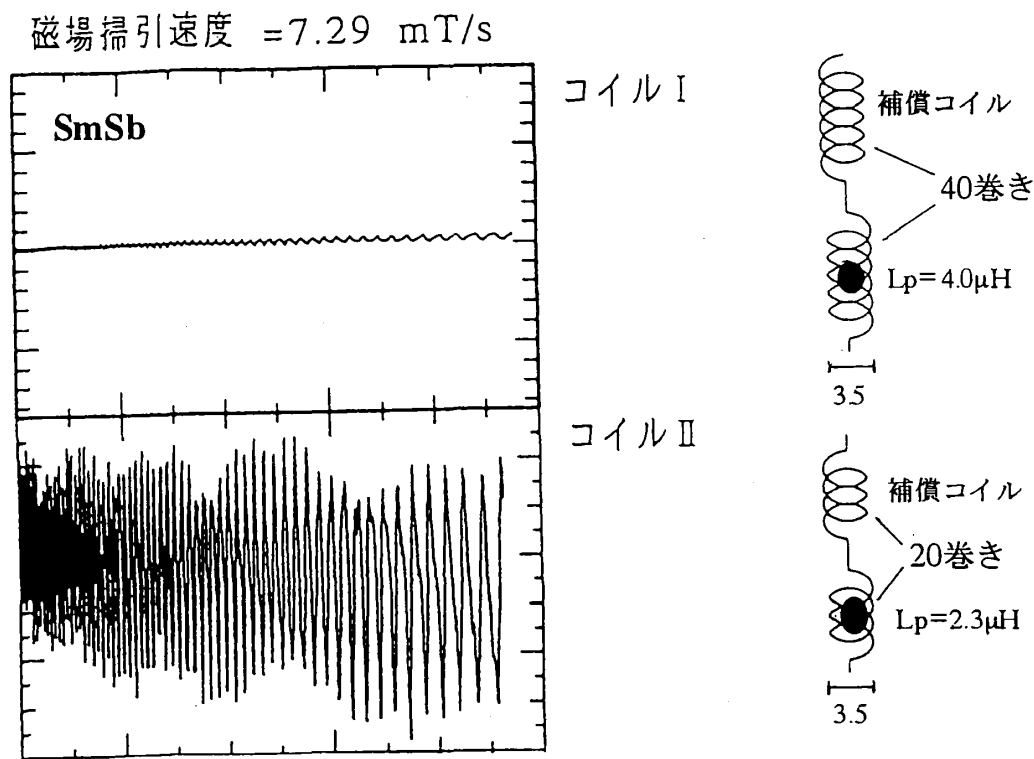


図1-7 ピックアップコイルの巻数と出力電圧<sup>8)</sup>

## 第2章 測定系

### § 2-1 測定原理

#### 2-1-1 rf SQUIDの原理<sup>10)</sup>

一般に弱接合をもつ超伝導リングをSQUID (The Superconducting QUantum Interference Device) と呼ぶ。弱接合とは超伝導的に弱く結合している部分で、超伝導体ではないがトンネル効果により位相差に応じた超伝導電流が流れる接合のことである。弱接合には、一つの超伝導体の上に酸化膜を作りその上に更に超伝導体を蒸着する SIS 型や、SIS 型において酸化膜の代わりに常伝導金属で膜を作る SNS 型、平らな超伝導体の表面に先を細くした超伝導線を軽く押し付けるポイントコンタクト型などさまざまな種類がある。SQUIDは弱接合の数によって分けられる。接合が一つのSQUIDをrf SQUIDと呼び、測定に高周波電流を用いる。2つ以上の弱接合をもつSQUIDをdc SQUIDと呼び、測定に直流を用いる。本研究の測定装置に用いられるのはrf SQUIDである。このセクションではrf SQUIDの原理について述べる。

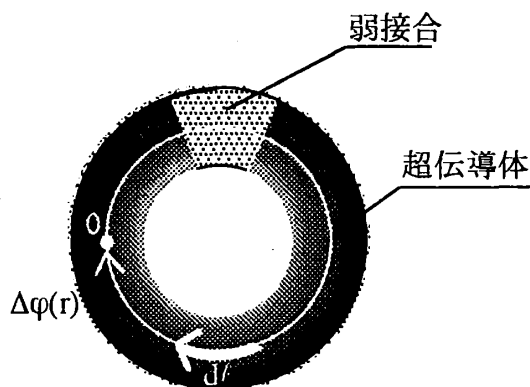


図2-1-1 rf SQUIDの概念図

rf SQUIDの概念図を図2-1-1に示す。電子は超伝導体中ではクーパー対を作っており、これらの対は一価の波動関数で記述できる1つの量子状態にある。クーパー対の波動関数を、

$$\psi = \sqrt{\rho_s} e^{i\varphi(r)} = \sqrt{\rho_s} e^{\frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{\hbar}} \quad (2-1-1)$$

$\rho_s$  : クーパー対の密度       $\varphi(r)$  : 波動関数の位相  
 $\mathbf{p}$  : 一般化運動量       $\mathbf{r}$  : クーパー対の重心の位置

とおくと式 (2-1-1) が一価関数であるためには、図 2-1-1 で超伝導リングの周りの位相の変化  $\Delta\varphi(r)$  が  $2\pi$  の整数倍にならなければならない。磁場 ( $\mathbf{B}$ ,  $\text{rot}\mathbf{A}=\mathbf{B}$ ) 中でのクーパー対の一般化運動量は、超伝導電流密度を  $\mathbf{j}_s = -2|e|\rho_s\mathbf{v}_s$  ( $\mathbf{v}_s$ : クーパー対の重心の速度) とすると、

$$\mathbf{p} = 2m\mathbf{v}_s - 2|e|\hbar\mathbf{A} = -\frac{m}{|e|\rho_s}\mathbf{j}_s - 2|e|\hbar\mathbf{A}$$

と与えられるから、位相の変化は、

$$\begin{aligned}\Delta\varphi(r) &= \oint \frac{\mathbf{p}}{\hbar} \cdot d\mathbf{l} \quad (d\mathbf{l}: \text{積分径路に沿った線要素}) \\ &= -\frac{m}{|e|\rho_s\hbar} \oint \mathbf{j}_s \cdot d\mathbf{l} - \frac{2|e|\hbar}{\hbar} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = 2\pi n\end{aligned} \quad (2-1-2)$$

となる ( $n$  は整数)。ここでストークスの定理

$$\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = \iint \text{rot}\mathbf{A} \cdot d\mathbf{S} = \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \phi$$

$\mathbf{S}$ : 超伝導リングの囲む面積  $\phi$ : 超伝導リングを貫く磁束

を用いると式 (2-1-2) は

$$\phi' \equiv \phi + \frac{m}{2\rho_s e^2} \oint \mathbf{j}_s \cdot d\mathbf{l} = n\phi_0 \quad (2-1-3)$$

となり、フラクソイド  $\phi'$  の量子化を表す。ここで、

$$\begin{aligned}\phi_0 &= \frac{\hbar}{2|e|} (=2.068 \times 10^{-5} \text{Wb}) : \text{磁束量子}, \\ \phi' &= -\frac{\hbar}{2|e|} \Delta\varphi : \text{フラクソイド},\end{aligned}$$

である。積分を弱接合のある超伝導リングに実行する。式 (2-1-3) で  $\mathbf{j}_s$  を含む線積分のうちゼロでないのは、弱接合の部分の寄与だけである。弱接合部を図 2-1-2 のように考え、接合部は一定の電流  $j_s$  が流れていると仮定すると、式 (2-1-2) は

$$\Delta\varphi(r) = -\frac{2|e|\hbar}{\rho_s} \phi - \frac{m}{\rho_s |e| \hbar} \oint_{-a}^a \mathbf{j}_s \cdot d\mathbf{l} = -\frac{2\pi\phi}{\phi_0} - \frac{2ma}{\rho_s |e| \hbar} j_s = 2\pi n \quad (2-1-4)$$

となる。第一項はリングを貫く磁束による位相差、第二項は超伝導電流による弱接合の両端の位相差である。第二項を、

$$\theta = -\frac{2ma}{\rho_s |e| \hbar} j_s = \theta_2 - \theta_1 \quad (2-1-5)$$

とおくと、式(2-1-4)は

$$\frac{2\pi\phi}{\phi_0} - \theta = 2\pi n \quad (2-1-6)$$

となる。また、弱接合の左右での波動関数を、それぞれ  $\psi_L = \sqrt{\rho_s} e^{i\theta_1}$ 、 $\psi_R = \sqrt{\rho_s} e^{i\theta_2}$  とし、弱接合部では波動関数は指数関数的に減衰すると考えると、弱接合部の波動関数は

$$\psi = \psi_L e^{-\frac{x+a}{\lambda}} + \psi_R e^{\frac{x-a}{\lambda}}$$

で与えられる ( $\lambda$  は弱接合に関する定数)。弱接合部を流れる超伝導電流は、 $J_s = \sigma j_s$  ( $\sigma$  は弱接合の断面積)、 $j_s = -\frac{2|e|\hbar}{2(2m)i} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*)$  で与えられるから、

$$J_s = -J_c \sin \theta = -J_c \sin \left( \frac{2\pi\phi}{\phi_0} \right), \quad J_c = \frac{2|e|\hbar\sigma\rho_s}{m\lambda} e^{-\frac{2a}{\lambda}} \quad (2-1-7)$$

となる。 $J_c$  は臨界電流と呼ばれ、弱接合の性質のみに依存する。

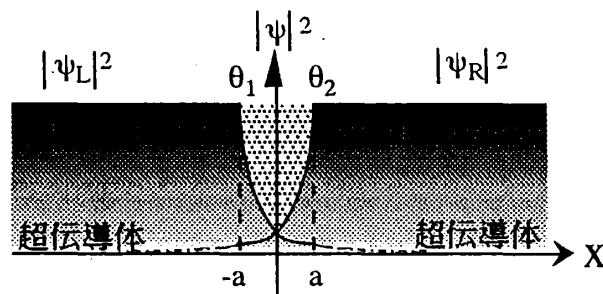


図2-1-2 弱接合部拡大図

次に外部から磁場を加えたときの超伝導リングの応答について述べる。外部から加えた磁束を $\phi_{\text{ext}}$ 、rf SQUIDの自己インダクタンスを $L$ とすると、超伝導リングを貫く磁束は、

$$\phi = \phi_{\text{ext}} + LJ_s$$

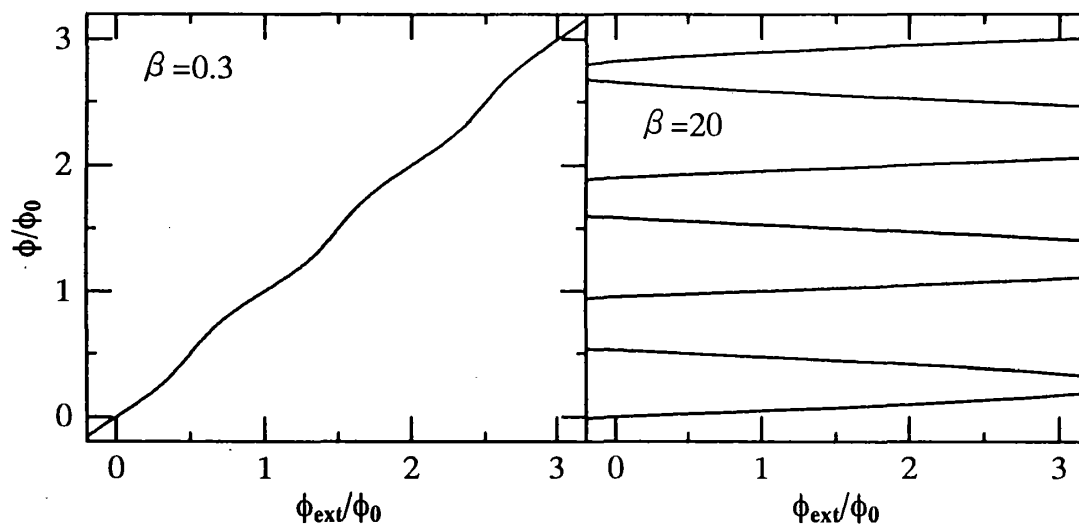
式(2-1-7)を用いると

$$\phi + LJ_c \sin\left(\frac{2\pi\phi}{\phi_0}\right) = \phi_{\text{ext}} \quad (2-1-8)$$

となる。式(2-1-8)を微分すると

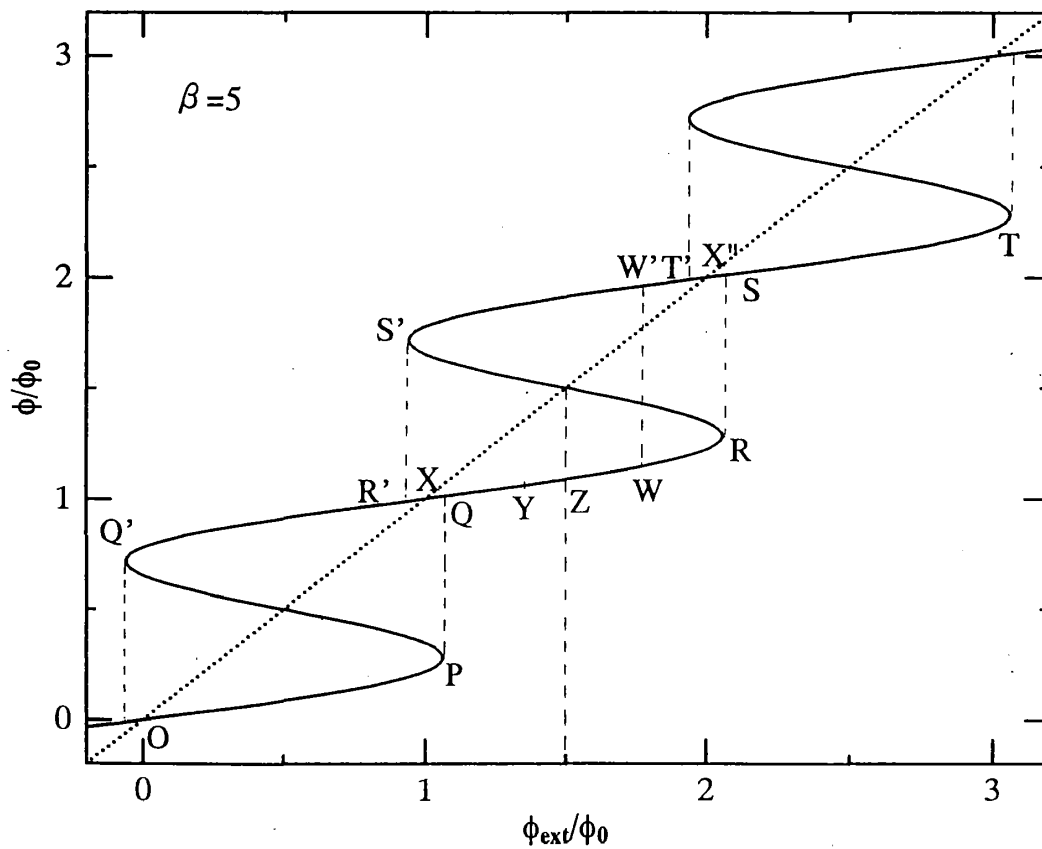
$$\frac{d\phi}{d\phi_{\text{ext}}} = \frac{1}{1 + \frac{2\pi LJ_c}{\phi_0} \cos\left(\frac{2\pi\phi}{\phi_0}\right)} \quad (2-1-9)$$

即ち $\frac{2\pi LJ_c}{\phi_0}$ が特徴的なパラメータとなって、超伝導リングを貫く磁束の、外部磁束に対する応答が決まる。以下、 $\frac{2\pi LJ_c}{\phi_0} = \beta$ とおく。図2-1-3に、横軸を外部から加えた磁束、縦軸を超伝導リングを貫く磁束として代表的な例を示した。(a)は $\beta \ll 1$ の場合で、超伝導が弱いことに相当し、超伝導リングを貫く磁束はほぼ外部磁束に等しい。臨界電流が小さく、遮蔽電流がほとんど流れないうちに超伝導が壊れるため、外部磁束は比較的自由に超伝導リングの中に入る。(b)は逆に $\beta \gg 1$ の場合で超伝導が強いことに相当する。このときは、臨界電流が大きいため、外部磁束が大きくなっても遮蔽電流が多く流れて、磁束はなかなか超伝導リングの中に入れない。(c)がrf SQUIDとして用いられている状態で、点OからPまでは(a)(b)と同じく、外部磁束の増加とともにリングの表面に遮蔽電流が流れ、 $\phi$ も増加する。点Pは遮蔽電流が臨界電流と等しくなり、超伝導が壊れる不安定な領域である。式(2-1-8)、式(2-1-9)より点Pから点Qは外部磁束が増加してもリングを貫く磁束が減少する(傾きが負になる)が、エネルギーは極大となり実現しない<sup>10)</sup>。実際はフラクソイドの量子化から、点Pに達すると常伝導電流が流れてリングの中に $\phi_c$ だけ磁束が入りこんだ後、再び超伝導に戻る。これがフラックスジャンプで図の点PからQに相当し、rf SQUIDに利用される。外部磁束が減少するときも同様で、例えばS'からR'でフラックスジャンプが起こる。



(a) 超伝導が弱い場合 ( $\beta \ll 1$ )

(b) 超伝導が強い場合 ( $\beta \gg 1$ )



(c) rf SQUID ( $\beta > 1$ )

図2-1-3 超伝導リングを貫く磁束 $\phi$ の外部磁束 $\phi_{\text{ext}}$ に対する応答

rf SQUIDは、感度を上げ、操作を容易にするため、高周波電流をタンク回路(LC回路)に流して用いる。タンク回路を図2-1-4に示す。タンク回路は、相互インダクタンスMでrf SQUIDとつながっているコイル（自己インダクタンス $L_{rf}$ ）とコンデンサ（容量  $C_{rf}$ ）とから成る。

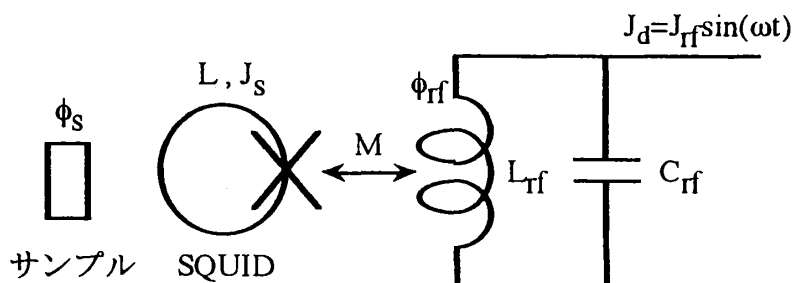


図2-1-4 タンク回路

rf SQUIDに外部から加えられる磁束 $\Phi_{ext}$ は、タンク回路からくる磁束 $\Phi_{rf}$ と測りたい磁束（即ちサンプルに起因する磁束） $\Phi_s$ の和  $\Phi_{ext} = \Phi_{rf} + \Phi_s$  で与えられる。タンク回路に流す電流を $J_d = J_{rf} \sin(\omega t)$ 、タンク回路のQ値をQ、rf SQUIDとタンク回路の相互インダクタンスをMとすると $\Phi_{ext}$ は、

$$\Phi_{ext} = QMJ_d + \Phi_s = QMJ_{rf} \sin(\omega t) + \Phi_s \quad (2-1-10)$$

となる。まず、 $\Phi_s$ が一定のとき、タンク回路に流す高周波電流の振幅 $J_{rf}$ とタンク回路にかかる電圧 $U_{rf}$ の関係を調べる。式(2-1-10)で $\Phi_s$ を $\Phi_0$ に固定すると、図2-1-3(c)では、 $\Phi_{ext}$ は点Xを基準として振幅 $QMJ_{rf}$ で時間的に振動する。そこから $J_{rf}$ を大きくしていくと、超伝導リングの臨界電流に到達するまでは振動の振幅は増加し、図2-1-3(c)から超伝導リングを貫く磁束 $\Phi$ の振幅も増える。またタンク回路にかかる電圧 $U_{rf}$ は、

$$U_{rf} = QL_{rf} \frac{dJ_d}{dt} = QL_{rf} \omega J_{rf} \cos(\omega t)$$

であるから、 $J_{rf}$ に比例する。 $J_{rf}$ が増えることにより $\Phi_{ext}$ が増え、超伝導リングに流れる超伝導電流が臨界電流に達したとき、 $U_{rf}$ は極大値をとる。そのとき $\Phi_{ext}$ はXR、XQ'に達し、フラックスジャンプが起こりヒステリシスによりrf SQUIDはエネルギーを失う。損失分のエネルギーはタンク回路から供給されるが、損

失分のエネルギーを補うまでは $J_{rf}$ が増えても、 $U_{rf}$ は一定値をとる。次に $\phi_s$ を $(1+\alpha)\phi_0$  ( $\alpha < \frac{1}{2}$ ) に固定する。図2-1-3(c)では点Yを基準にとることに相当する。このときはフラックスジャンプが起こるのは $\phi_{ext}$ がYRに達したときであり、 $\phi_s$ を $\phi_0$ に固定したときよりも $J_{rf}$ は小さい。また $\phi_s$ を $\frac{3}{2}\phi_0$ に固定すると、点Zが基準となり、 $\phi_{ext}$ がZRに達したときフラックスジャンプが起こる。 $\phi_s$ をさらに大きくして $(1+\alpha')\phi_0$  ( $\frac{1}{2} < \alpha' < 1$ ) に固定すると、点Wが基準となる。ところが $\phi_{ext}$ がWRに達しフラックスジャンプが起こってもWRSW'のループまではよいが、その $J_{rf}$ ではS'まで到達することができず、ヒステリシスループが完結しない。従って、この場合は点Wと同じ $\phi_{ext}$ の点W'を基準にとる。するとフラックスジャンプが起こるのは $\phi_{ext}$ がW'S'に達したところであり、 $\phi_{ext}$ がXRに達するよりも $J_{rf}$ は小さい。またエネルギーの観点から見ると、点Xを基準にとったときには最初のフラックスジャンプで(XR, XQ')ヒステリシスループ2つ分のエネルギーを失うのに対して点YやW'などを基準にとったときには一度に2つのヒステリシスループをたどることはない。点Zを基準にとった場合は最初のフラックスジャンプはヒステリシスループ1つ分だが次のフラックスジャンプはヒステリシスループ3つ分である。これを、横軸 $J_{rf}$ 、縦軸 $U_{rf}$ で示したのが図2-1-5のステップパターンとなる。

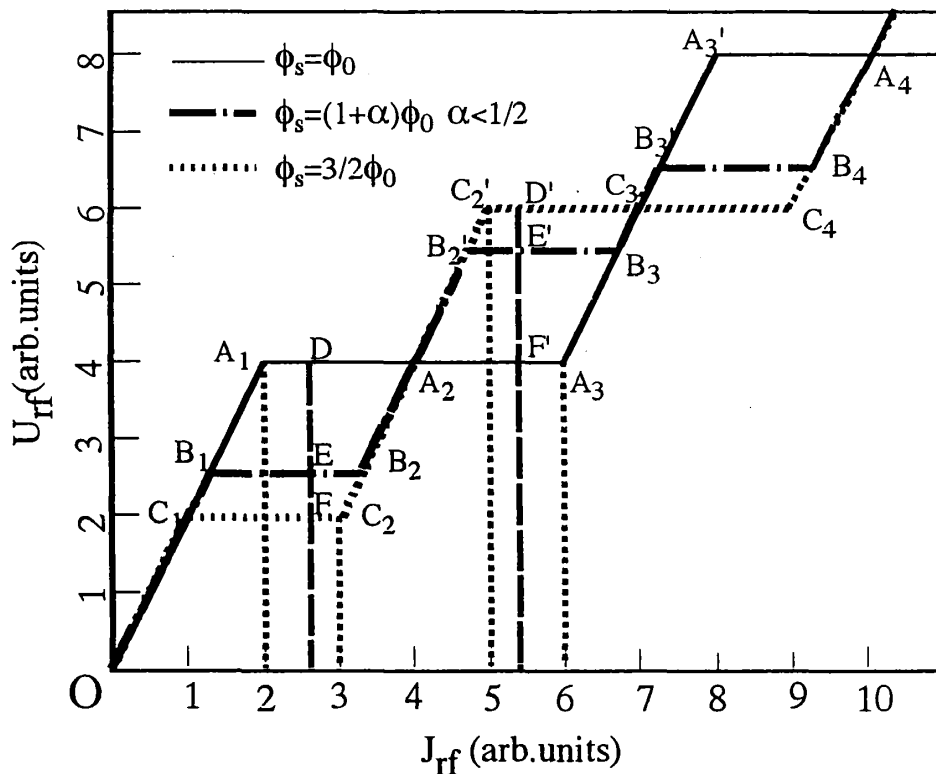


図2-1-5 ステップパターン

ステップパターンをもとにして今度は $J_{\pi}$ を一定にしたときの $U_{\pi}$ の極大値 $U_{\pi}(\max)$ を $\phi_s$ の関数として求める。まず $J_{\pi}$ を図2-1-5の2から3の間（例えば直線DEF）に固定する。考える領域は図2-1-5の $A_1B_1C_1C_2B_2A_2$ である。 $A_1A_2$ 、 $B_1B_2$ 、 $C_1C_2$ の水平部分の $\phi_s$ は図2-1-3 (c) に戻るとそれぞれ $\phi_s=\phi_0$ （基準 点X）、 $\phi_s=(1+\alpha)\phi_0$   $\alpha<\frac{1}{2}$ （基準 点Y）、 $\phi_s=\frac{3}{2}\phi_0$ （基準 点Z）であるから $\phi_s$ が $\phi_c$ から $\frac{3}{2}\phi_0$ まで増えるにつれて $U_{\pi}(\max)$ は $A_1A_2$ から $C_1C_2$ へ（4から2へ）と減っていく。更に $\phi_s$ を増やし $\phi_s=(1+\alpha')\phi_0$   $(\frac{1}{2}<\alpha'<1)$ となると点Yを基準にしたときと同じようなふるまいになるから再び $U_{\pi}(\max)$ は増えていく。 $\phi_s=2\phi_0$ で $U_{\pi}(\max)$ は最大となり、 $\phi_s=\phi_0$ のときの値と等しくなる。それ以上 $\phi_s$ を増やしても同じパターンが繰り返される。それが図2-1-6の一番下の波形（実線）である。また $J_{\pi}$ を5から6の間（例えば直線D'E'F'）に固定すると、 $A_2A_3$ 、 $B'_1B_3$ 、 $C'_1C_3$ の $\phi_s$ はそれぞれ $\phi_c$ 、 $(1+\alpha)\phi_0$   $(\alpha<\frac{1}{2})$ 、 $\frac{3}{2}\phi_0$ であり、 $\phi_s$ が $\phi_c$ から $\frac{3}{2}\phi_0$ までは $U_{\pi}(\max)$ は増える。 $A_1A_2$ の $U_{\pi}(\max)$ と $A_2A_3$ の $U_{\pi}(\max)$ の値は同じだから、この場合図2-1-6の下から二番目の波形（一点鎖線）となる。三角波の波高を高くすることがrf SQUIDを高感度で用いることにつながるので $J_{\pi}$ を固定する位置には注意を要する。 $J_{\pi}=1, 4, \dots$ では三角波が発生せず、 $1<J_{\pi}<2$ などでは三角波の波高が低くなる。ここで $J_{\pi}$ を2から3の間、あるいは5から6の間としたのはそのためである。

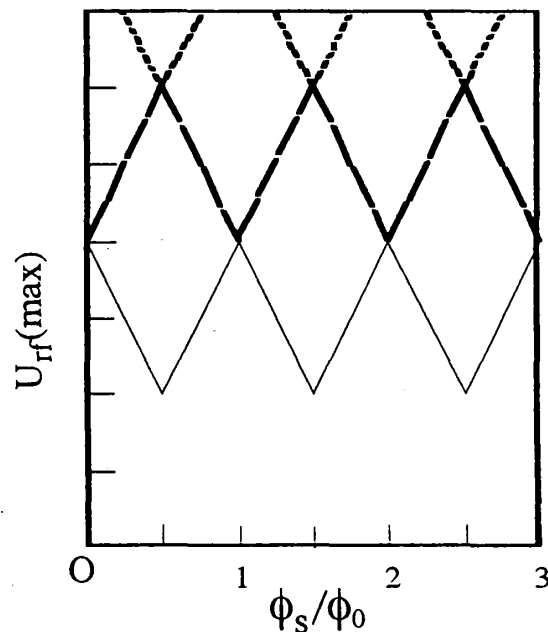


図2-1-6 三角波パターン

三角波がrf SQUIDの測定原理の基本となるが、シグナルを線形化しわかりやすく取り出すために、常に $\phi_s$ が三角波の谷にくるように外部のエレクトロニクスを用いてフィードバックをかけることが多い。その回路図を図2-1-7に示す。タンク回路への入力信号は高周波と低周波の変調信号を重ねたものを用いる。タンク回路から出てきた高周波の信号は増幅され検波されてから低周波の信号と同期検波して直流にされ、タンク回路にフィードバックをかけるのに用いられる。フィードバック電流を参照抵抗に入れ、電圧として読みとったものが出力電圧である。 $\phi_s$ が変化すると、三角波の谷に戻すためのフィードバック電流も変化することから $\phi_s$ が測定できる。

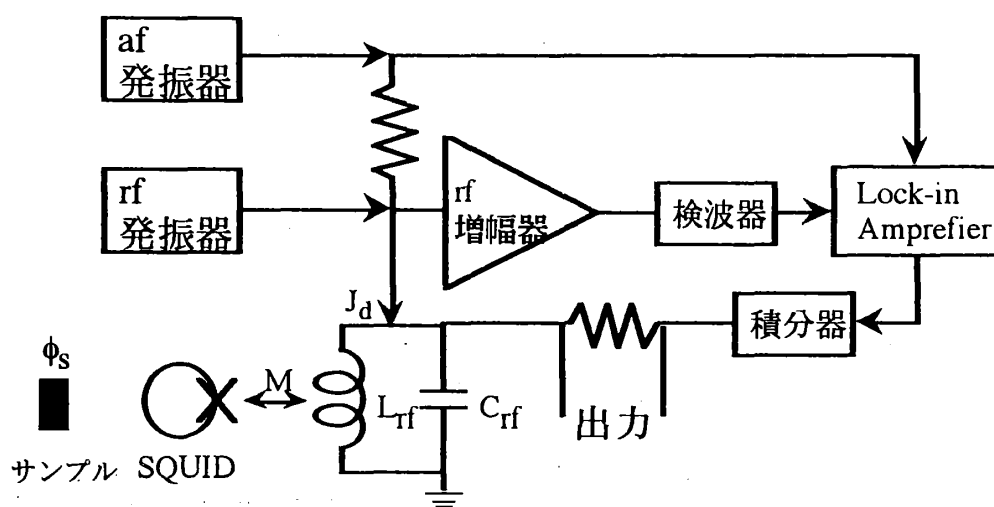


図2-1-7 フィードバック回路を含むrf SQUIDの測定回路

### 2-1-2 rf SQUIDを用いたdHvA効果測定法の原理

前節まではrf SQUIDの動作原理を述べてきた。ここでは、 $\phi_s$ としてdHvA効果のシグナルを考え、rf SQUIDを用いた測定法を説明する。

図2-1-4で $\phi_s$ は、ピックアップコイルを通じてrf SQUIDに伝達される。しかし一般に磁化の非振動成分の磁場変化の方が磁化の振動成分（即ちdHvAシグナル）の磁場変化よりも大きい（図2-1-8）、超伝導磁束伝達トランスでは、dHvAシグナルを検出できる程感度を上げられない。そこで青野は超伝導磁束伝達トランスに微小な抵抗Rを入れることを考案した。抵抗を入れることによって、バックグラウンドの磁化の寄与を落とすことができる。超伝導磁束伝達トランスに微小な抵抗Rを入れたトランスを図2-1-9に示す。

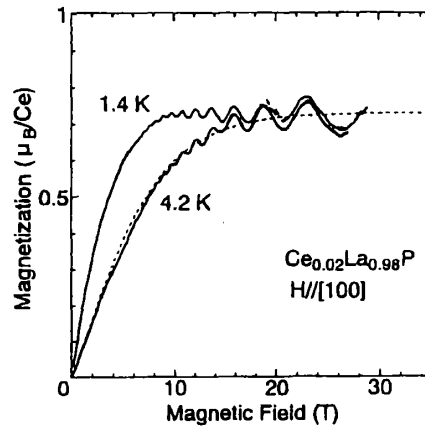
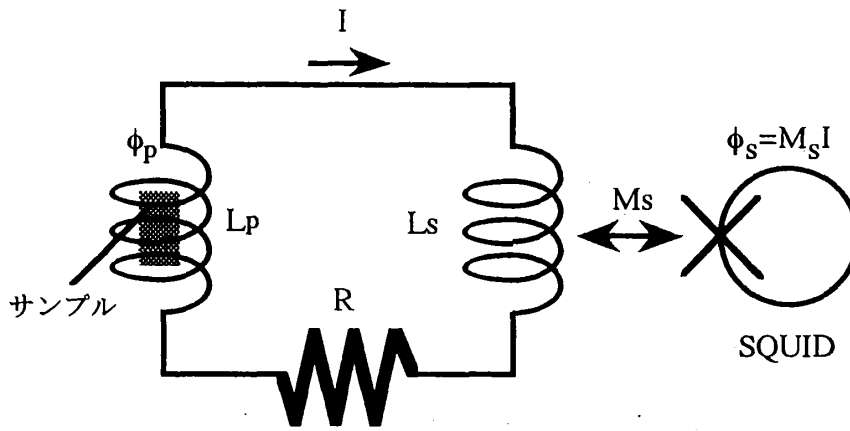
図2-1-8 dHvA効果が観測されるサンプルの磁化の例<sup>11)</sup>

図2-1-9 超伝導磁束伝達トランスにRを入れたトランス

図2-1-9で二つのコイルのうち左側のコイルがピックアップコイルで、中にサンプルが入っている。ピックアップコイルとrf SQUIDの入力コイルとの接続部の途中に微小な抵抗Rを入れる。サンプルに磁場を掃引していくとサンプルの磁化が変動し、ピックアップコイルを貫く磁束が変化する。回路ではピックアップコイルを貫く磁束 $\Phi_p$ の変化を妨げるように電流Iが流れ、rf SQUIDの入力コイルとrf SQUIDとの相互インダクタンス $M_s$ を通じて $\Phi_s = M_s I$ という磁束がrf SQUIDに伝達される。このときの回路の方程式は、近似的に

$$(L_p + L_s) \frac{dI}{dt} + RI = -N_p \frac{d\Phi_p}{dt} \quad (2-1-11)$$

で与えられる。 $L_p$ はピックアップコイルのインダクタンスで、 $b$ をコイルの長さ、 $\mu_0$ を真空の透磁率、 $N_p$ をコイルの巻数、 $S$ をコイルの断面積とすると

$$L_p = \frac{\mu_0 N_p^2 S}{b} \quad (2-1-12)$$

である。rf SQUIDが既成品のため、相互インダクタンス $M_s$ は変化しない。回路に流れる電流 $I$ を最大にすることが感度良く測定できる条件である。ここで磁束伝達率を

$$\kappa = \frac{\phi_s}{\phi_p} \quad (2-1-13)$$

と定義すると、シグナルの振幅は $\kappa$ に比例するから、この $\kappa$ を最大にする条件を求める。

まず $R=0$ の場合を考える。抵抗がない場合は、通常の超伝導閉ループと同じ扱いができ、磁束伝達率は

$$\kappa = \frac{M_s N_p}{L_p + L_s} = \frac{M_s N_p}{\frac{\mu_0 N_p^2 S}{b} + L_s} \quad (2-1-14)$$

となる。他の条件を一定にするとピックアップコイルの長さが長いほど、また断面積が小さければ小さいほど、rf SQUIDの感度は良くなる。巻数に関しては

$$N_p = \sqrt{\frac{b L_s}{\mu_0 S}}$$

で $\kappa$ は最大となる。典型的な値として $b=3\text{mm}$ 、ピックアップコイルの直径 $2\text{mm}$ 、 $L_s=1\mu\text{H}$ を代入すると最適な巻数は約28ターンとなる。

次に $R \neq 0$ の場合を考える。式(2-1-11)で $\phi_p$ にdHvA効果のシグナルを代入する。 $\phi_p = B S = (\mu_0 H + M) S$ において、磁化 $M$ を非振動成分 $\bar{M}$ と、振動成分 $\tilde{M}$ とに分けると( $M = \bar{M} + \tilde{M}$ )、式(2-1-11)の右辺は、

$$-N_p \frac{d\phi_p}{dt} = -N_p \left( \mu_0 \frac{dH}{dt} + \frac{d\bar{M}}{dt} + \frac{d\tilde{M}}{dt} \right) S$$

となる。第一項は磁場掃引速度が一定なので定数、第二項、第三項が磁化の時間変化である。磁化の非振動成分の時間変化はほとんど一定であると考え、第三項の磁化の振動成分の時間変化(dHvA効果のシグナル)が $\phi_p$ の時間変化

に最も寄与することになる。つまり微小な抵抗を挿入することにより磁化の振動成分を取り出すことができ、シグナルの振幅を大きくとれるのである。

$\tilde{M}$ に式 (1-3-4) を代入して、式 (2-1-11) を解析的に解くことはできない。そこで簡単のためにシグナルの周期を一周期という短い間に限り、 $1/B$ の周期ではなく $B$ の周期で振動していると仮定して最適条件を計算する。ピックアップコイルに生じる磁束を $\phi_p = C_1 e^{i\omega t}$ 、回路に流れる電流を $I = C_2 e^{i\omega t}$ とおく( $C_1$ は実定数、 $C_2$ は複素定数)。ここでdHvA周波数 $F$ がわかっているとき、ある磁場 $B_1$ を決めて一周期後の磁場 $B_2$ を求め、磁場が $B_1$ から $B_2$ まで変化するのにかかった時間の逆数を $\omega$ とする。例えば本研究で用いられたパラメータから求めた最大の $\omega$ は、 $B_1=3\text{T}$ 、 $F=1200\text{T}$ 、磁場掃引速度 $8\text{mT/s}$ のときの $1\text{Hz}$ 、最小の $\omega$ は $B_1=7\text{T}$ 、 $F=100\text{T}$ 、磁場掃引速度 $0.8\text{mT/s}$ のときの $1.5 \times 10^3\text{Hz}$ である。 $\phi_p$ 、 $I$ を式 (2-1-11) に代入して $C_2$ の絶対値を求めると

$$|C_2| = \frac{N_p \omega |C_1|}{\sqrt{(L_p + L_s)^2 \omega^2 + R^2}}$$

となる。式 (2-1-13) より磁束伝達率は

$$K = \frac{M_s |C_2|}{|C_1|} = \frac{N_p \omega M_s}{\sqrt{(L_p + L_s)^2 \omega^2 + R^2}} = \frac{N_p \omega M_s}{\sqrt{\left(\frac{\mu_0 N_p^2 S}{b} + L_s\right)^2 \omega^2 + R^2}} \quad (2-1-15)$$

となる。式 (2-1-15) において、 $R=0$ のとき

$$K = \frac{N_p \omega M_s}{\sqrt{\left(\frac{\mu_0 N_p^2 S}{b} + L_s\right)^2 \omega^2}} = \frac{M_s N_p}{\frac{\mu_0 N_p^2 S}{b} + L_s}$$

となり、式 (2-1-14) と一致する。他の条件を一定にしたとき磁束伝達率が最大となるのは、ピックアップコイルの長さが長く、断面積が小さく、抵抗も小さいときである。巻数に関しては

$$N_p = \sqrt{\frac{b}{\mu_0 S \omega}} \left( (L_s \omega)^2 + R^2 \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2-1-16)$$

のときに最大となる。青野の結果では $R \ll 1\mu\Omega$ であるので、 $L_s=1\mu\text{H}$ 、 $\omega=1\text{Hz}$ 程

度では最適な巻数に対する $R$ の寄与は無視できると考えられる。しかし、 $R \gg 1 \mu\Omega$ となると $R$ の寄与は無視できなくなり、例えば $b=3\text{mm}$ 、ピックアップコイルの直径 $2\text{mm}$ 、 $L_s=1\mu\text{H}$ 、 $\omega=1\text{Hz}$ 、 $R=30\mu\Omega$ を式(2-1-16)へ代入すると $N_p$ は約150ターンで $\kappa$ を最大とする。しかしこれまでの議論には近似も多く、パラメータも多いため、最適な測定条件を一義的に求めることはできない。そこでrf SQUIDの感度を最大にするピックアップコイルの条件は実験から求める必要がある。

## § 2-2 測定装置

### 2-2-1 加圧装置

加圧には、ピストンシリンダー型のマイクロポンベが用いられた<sup>12)</sup>。ポンベは非磁性で高圧にも耐えられるCuBeで作製され、外径は $\phi 15$ 、内径は $\phi 6$ 、全体の高さは $60\text{mm}$ 程度であり、 $1\text{GPa}$ の耐圧がある。その構造を図2-2-1に示す。

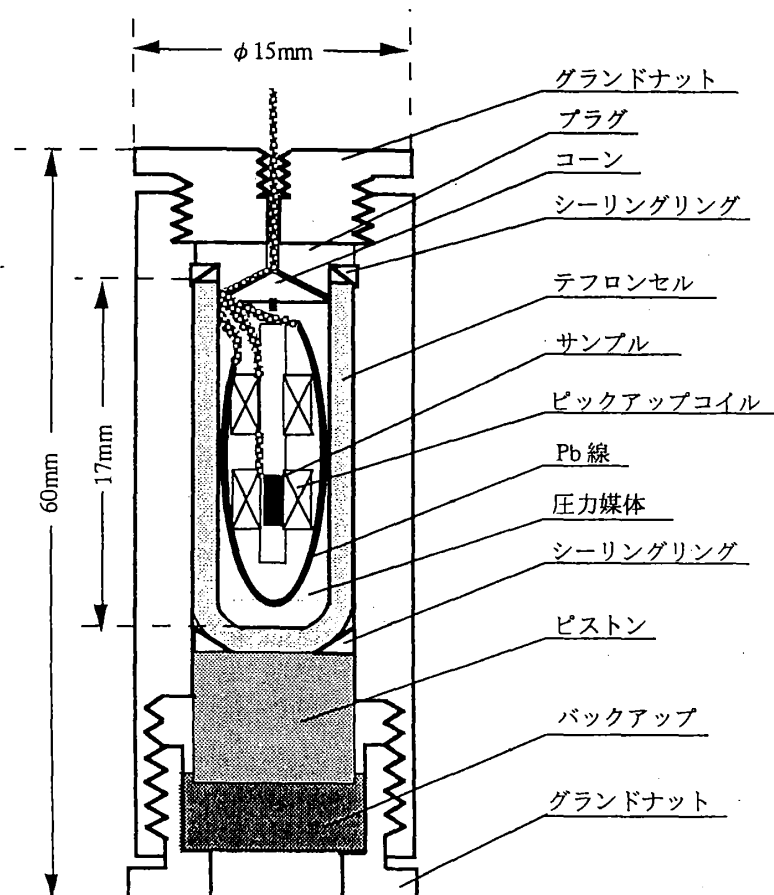


図2-2-1 マイクロポンベ

以下にコイルの巻き方、ポンベの組み立て方を述べながら加圧の手順を詳しく説明する。

## (コイルの巻き方)

dHvA 効果の測定装置に欠かせないピックアップコイルは、感度を良くするためにサンプルにできるだけ接近するように巻く必要がある。コイルの内径はサンプルのサイズに合わせて決め、ドリルの刃を用いてコイルの内径を細かく変える。まずドリルの刃に長方形に切ったカプトンを巻きワニスで固定する。その上から熱収縮チューブをかぶせ、ドライヤーで熱してカプトンに密着させる。熱収縮チューブをコイルホルダーとし、超伝導線 (NbTi、外径  $\phi 0.1$ 、Cu 被覆、単芯) でピックアップコイルを巻き、逆向きにキャンセレーションコイルを巻く。コイルは一層巻き終えるたびにワニスで固定する。巻き終えたらドリルの刃を抜き、コイルの巻き始めと巻き終わりの線をより線にしてリード線として取り出す。外部から交流磁場をかけてピックアップコイルとキャンセレーションコイルとの出力電圧をチェックし、カプトンを熱収縮チューブから抜く。

## (加圧の手順)

1. コイルと圧力検出用の Pb 用のリード線 ( $\phi 0.1$  の Cu 線のより線 2 組) をはさんで、プラグとコーンを接着する。

プラグの穴にコイルと Pb 用のリード線を通した状態で、スタイクキャストが流れないように脱脂綿を少量つまみ、スタイクキャスト 2850FT を硬化剤と混ぜプラグに塗る。リード線をはさむ形でコーンをかぶせてプラグに押しつけ、上から更にスタイクキャストを盛り、12 時間程保つ。

2. 圧力媒体を注入しポンペを組み立てる。

圧力媒体にはフロリナート FC 70 と FC 77 を 1:1 に混ぜて用いる。プラグにアロンアルファでシーリングリングを固定する。テフロンセルにコイルなどを入れ、気泡が入らないよう注射器を用いて圧力媒体を注入し、プラグでふたをする。その状態でテフロンセルをシリンダーに入れ、プラグ側のグランドナットにリード線を通しグランドナットを締める。シリンダーの反対側にシーリングリングを入れ、ピストンやバックアップを入れた後、グランドナットで締める。

3. タングステンカーバイド製のピストンを用いて加圧する。

グランドナットの穴にタングステンカーバイド製のピストンを入れ、油圧ポ

ンプで加圧する。加圧のときの配置を図2-2-2に示す。油圧シリンダーのストローク長に合わせ、鋼鉄のスペーサーでかさ上げして高さを合わせる。ピストンを保護するため、ピストンと油圧シリンダーの間には鋼鉄製のスペーサーを入れ、プレス台に垂直に圧力がかかるよう注意する。圧力はデジプレッシャーでモニターし、ピストンの沈みにあわせてグランドナットを締める。マイクロポンプの破裂を避けるために、外径の変化は1%未満になるよう随時マイクロメーターでチェックしながら加圧する。

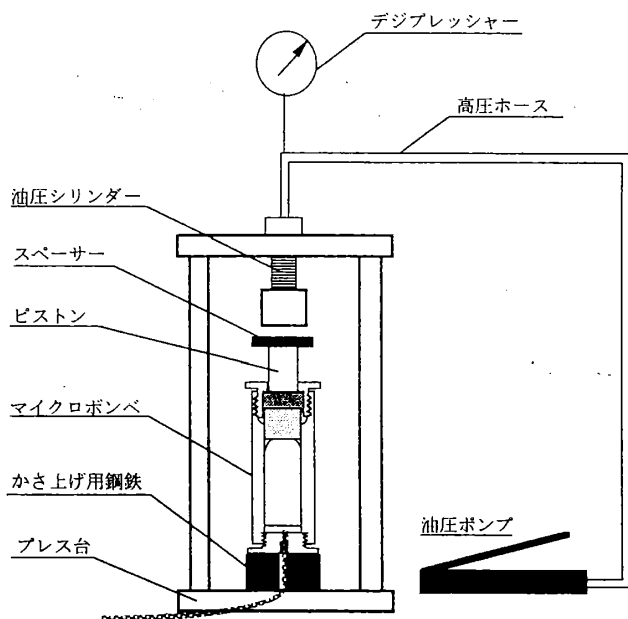
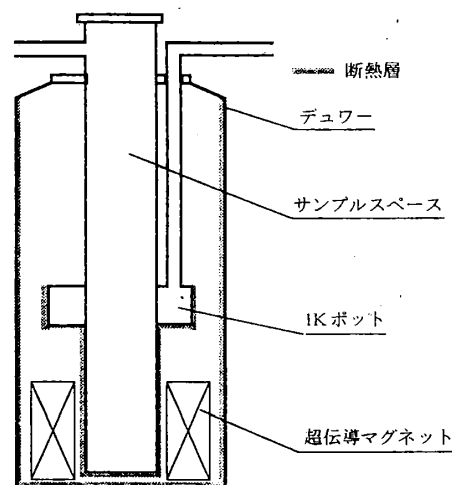


図2-2-2 加圧装置

図2-2-3  $^3\text{He}$ クライオスタット

## 2-2-2 冷却装置

本実験には、冷却装置としてトップローディング式 $^3\text{He}$ クライオスタットが励磁には8Tの超伝導マグネットが用いられた。その概略を図2-2-3に示す。測定装置はサンプルスペースにセットし冷却する。本実験では4.2K、0.5Kの温度領域が用いられた。

### 1) 4.2K

サンプルスペースに測定装置をセットし、2時間程度待つて装置を冷やす。サンプルスペースと1Kポットには常に $^4\text{He}$ ガスが大気圧で入っている状態で実験を行う。

### 2) 0.5K

デュワーに液体 $^4\text{He}$ をトランスファーし、サンプルスペースが液体 $^4\text{He}$ 温度に到達した後、サンプルスペースに入っている $^4\text{He}$ ガスを完全に引き切る。 $^4\text{He}$ ガスを引き切ったころ、1Kポットに液体 $^4\text{He}$ をトランスファーする。次にサンプルスペースに、 $\text{N}_2$ トラップを通して不純物を取り除いた $^3\text{He}$ ガスを入れ、

1Kポットを減圧する。 $^3\text{He}$ ガスは温度が下がって液化しサンプルスペースの底にたまる。更に液化した $^3\text{He}$ を減圧して、0.5K程度まで冷やすことができる。

#### (ホルダーの取り替え方)

本実験で用いた $^3\text{He}$ クライオスタットはトップローディング方式である。デュワーと超伝導マグネットを4.2Kに保ったまま、測定に応じたホルダーをセットできる。ホルダーを取り替えるときは、サンプルスペースから $^4\text{He}$ ガスを吹き出させた状態で、入れ換える。

本研究ではSQUID端子からのリード線の同軸コネクタ（3軸の特殊なもの）が真空封入されていないため、はじめはサンプルスペースを減圧する必要のない4.2Kで実験を行った。更に温度を下げるには、SQUIDをサンプルスペースと切り離して密閉し、SQUIDの中を $^4\text{He}$ ガスで大気圧で満たして用いた。SQUIDの入っている空間をSQUID canと名付ける（図2-2-8）。ホルダーをセットする直前にはSQUID canの中を $^4\text{He}$ ガスでフラッシュし、クライオスタットにセットしたら、サンプルスペースとSQUID canを $^4\text{He}$ 回収ラインにつなぐ。ホルダーを抜く前には必ずSQUID canを真空引きし、室温に戻ったときSQUID canの中が大気圧以上にならないよう注意する必要がある。

### 2-2-3 $^4\text{He}$ 温度での測定系

$^4\text{He}$ 温度での測定装置を図2-2-4に示す。rf SQUIDシステムとしては、QUANTUM DESIGN社製のModel 2000 VHF SQUID Amplifier, Model 2010 SQUID Control, Model RP46A SQUID Probe を用いた。また、この測定装置は、青野の作成したホルダーを改良して用いている。

SQUIDは振動に弱いのでしっかり固定する必要がある。青野の作成したホルダーはステンレスパイプ3本を支持棒とし、ドーナツ状の真鍮板に支持棒をハンダづけして全体を支えている。本実験では、更にSQUIDを頑丈に固定するため、真鍮板の上にCu製のスペーサー（図2-2-5）を重ねてデンタルフロスで固定した。このスペーサーはSQUIDの入るスリットの部分をずらすことにより、上からの熱輻射を防ぐ役割も果たす。SQUID素子は、真鍮でSQUID固定金具を作りフランジに固定した（図2-2-6）。固定金具にはリード線を通すため $\phi 2$ の穴を開けておく。SQUIDからコイルまでのリード線は全てより線にし、支持棒

に沿わせてワニスで固定した。ピックアップコイルは、サンプルが磁場の中心に位置するように取り付けられているFRPコイルホルダーの中に、アビエゾングリースと一緒に入れ、低温で動かないようにした。

測定に用いた外部機器を図2-2-7に示す。SQUID controlの出力は横河電機製のデジタルマルチメーター7551に入力し、GP-IBでパソコンに取り込む。磁場の値は、超伝導マグネットに流す電流値を横河電機製のデジタルマルチメーター2501Aに入力し、GP-IBでパソコンに取り込み、電流値を換算して求めた。

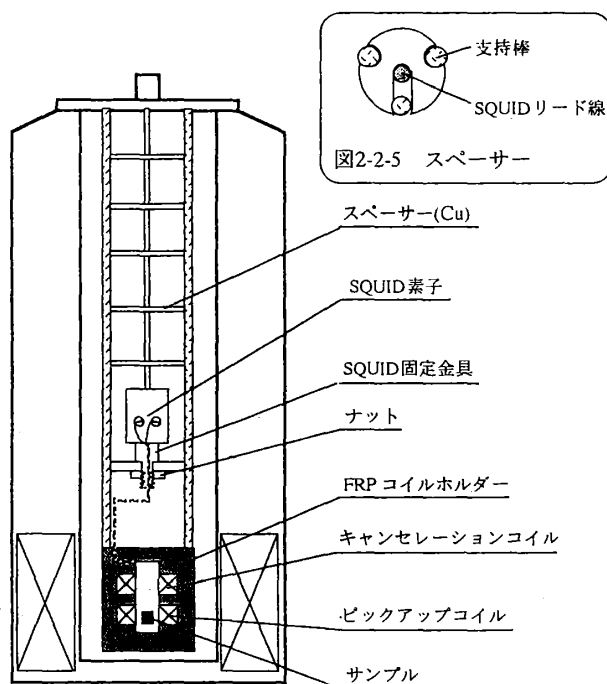


図2-2-4  $^4\text{He}$ 温度での測定装置

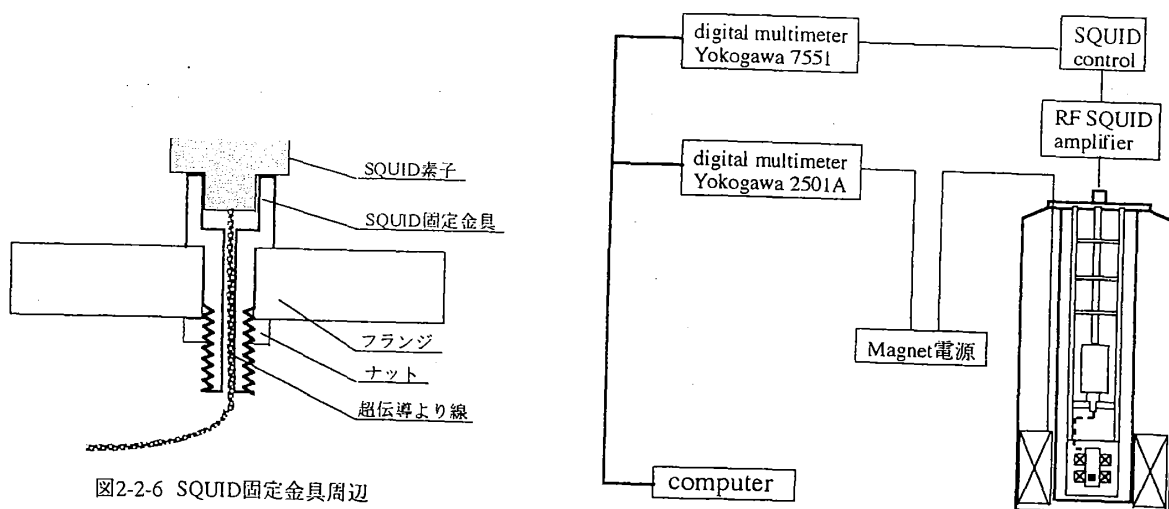


図2-2-6 SQUID固定金具周辺

図2-2-7  $^4\text{He}$ 温度での測定機器

2-2-4  $^3\text{He}$  温度領域での測定系

$^3\text{He}$  温度領域でのマイクロポンプを用いた測定装置を図2-2-8に示す。この装置の特徴はSQUIDをSQUID canの中に封じこめ、サンプルスペースを減圧できるようにしたことである。

$^4\text{He}$  温度での測定系と同じように、SQUIDを固定するために、図2-2-9に示すようなスペーサーを作った。スペーサーの材質は真鍮で、なべのふたを2つに割ったような形である。ひと組のスペーサーでSQUIDリード線を両側からはさみ、ねじ止めしスペーサーを棒に固定する。スペーサーの円形の外側をSQUID canの内側にあててSQUIDを固定する。このスペーサーをSQUID素子から室温部までのSQUIDリード線の部分に3個均等に配置した。ピックアップコイルからのリード線をSQUIDに配線する前にスペーサーをつけ、SQUIDをSQUID canに入れる。

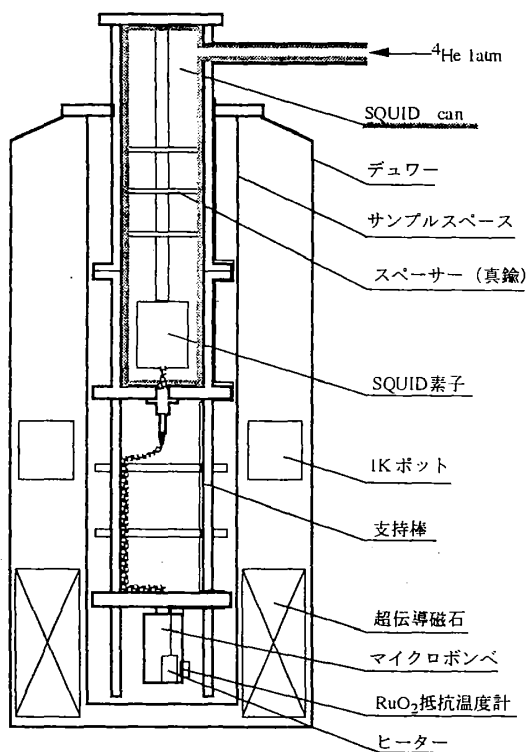


図2-2-8  $^3\text{He}$  温度での測定装置

SQUID端子を取り出すには真空シールにも注意が必要である。SQUID端子の取り出し用の金具には2種類あり、その図面を図2-2-10に示す。SQUID canにつけた状態を図2-2-11に示す。

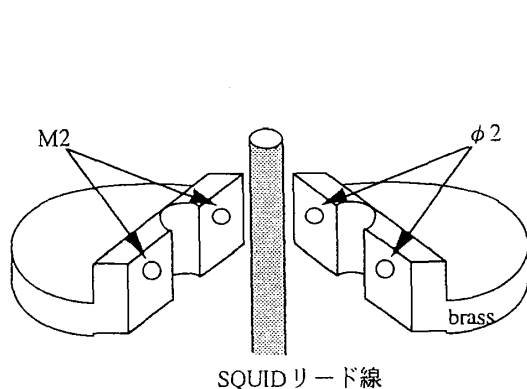


図2-2-9 スペース

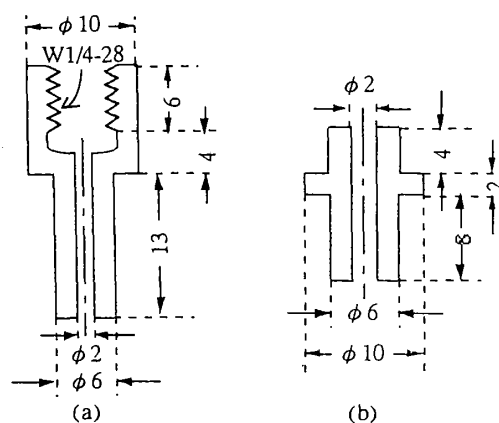


図2-2-10 SQUID固定金具

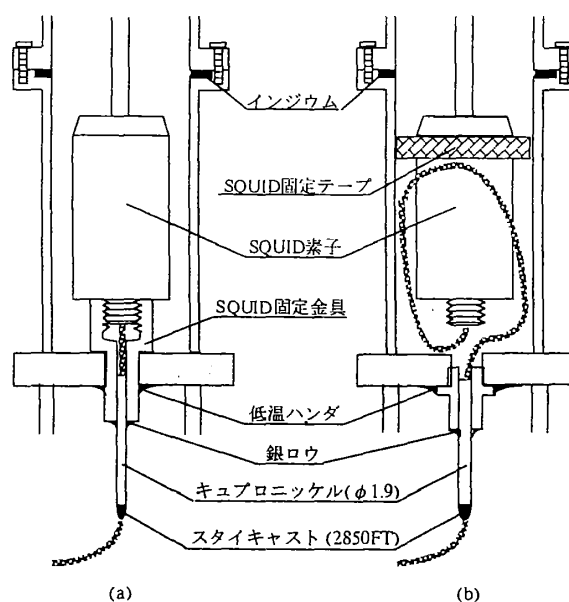


図2-2-11 SQUID固定金具周辺

(a)は端子の取り出しとSQUIDの固定を兼ねている。以下に(a)の配線手順を記す。

- (1) SQUID素子の下の部分のねじを活用してSQUIDを固定する金具を作る。  
図2-2-10のφ2の穴はキュプロニッケル管の外径に合わせて調節する。
- (2) 金具に求める長さに切ったキュプロニッケル管を差し込み、銀ロウづけする。
- (3) より線を作り、(2)のキュプロニッケル管に通し、スタイキャスト2850 FTで固める。
- (4) リード線をSQUIDに通した状態で金具をSQUIDにねじこむ。SQUID素子にひと組のより線を配線する。被覆がまだらにはげていたり、ショートしないように細心の注意を払う。

- (5) SQUID can下部をSQUIDにはめこみインジウムで締める。
- (6) 低温ハンダで固定する。

(a) ではSQUID canを開ける際にハンダとインジウムを同時に外すので、かなり苦勞する。その点 (b) の場合はリード線に余裕をもたせ、ハンダを外さなくともSQUID canを開けることができる点で (a) よりも配線は容易である。ただしSQUIDの固定は別に考える必要があり、SQUID素子とSQUID canとのすき間に紙テープを巻く。

(b) の配線の手順を記す。

- (1) 金具を作る。
- (2) キュプロニッケル管を (1) で作った金具に銀ロウづけする。
- (3) より線を作り、(2) のキュプロニッケル管に入れ、スタイキャスト2850 FTで固める。
- (4) SQUID can下部に (3) を低温ハンダでハンダづけする。
- (5) SQUID素子に配線する。
- (6) SQUID canをインジウムで締める。

SQUID素子は、温度が下がったとき同軸コネクタから空気を吸い込むのを防ぐため、1Kポットの上にくるよう設計した。SQUID canの下で支持棒が動かないようスペーサーを入れ、支持棒とハンダづけした。支持棒にはボンベ固定用のフランジ付近にM4のボルトをつけ、フランジに支持棒を通して上下からナットで固定する。配線はより線にし、支持棒に沿わせる。ヒーターと温度計をマイクロボンベの側面に2つ並べ、デンタルフロスで固定する。

温度計にはRuO<sub>2</sub>抵抗温度計を用い、較正済みのGe抵抗温度計で1.5Kから8.5 Kまで較正した。較正曲線を図2-2-12に示す。3本の曲線は温度範囲によって使い分ける。抵抗値を温度に換算するプログラムを図2-1-12の下に示す。ヒーターとしてはストレインゲージを用いた。

測定に用いる外部機器を図2-2-13に示す。基本的には<sup>4</sup>He温度領域で用いた測定機器と共通しているが、低温での圧力較正に用いるPbと温度計の抵抗値を同時に測るためにレジスタンスブリッジを2つ用意する。ヒーターはPbの電気抵抗の測定や、<sup>3</sup>Heガスの回収のための加熱に用いる。dHvA効果を測定するときには、ノイズをカットするため、温度計やヒーターなどの配線を外した。

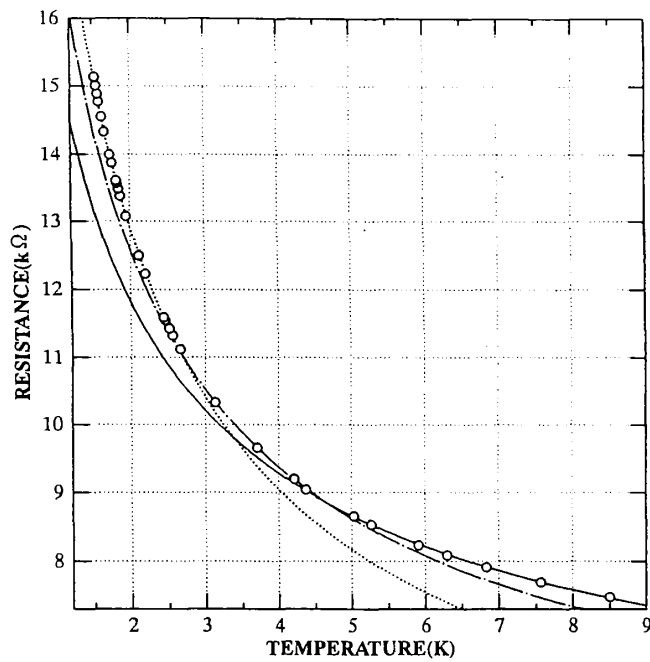


図2-1-12 RuO<sub>2</sub>抵抗温度計の温度較正曲線

```

110 PRINT"注意:1.5Kから8.5Kでフィッティングしています。"
120 INPUT"抵抗値を入力して下さい。(kΩ)",R
130 A=LOG(R)
140 IF R<8.86285 THEN 180 ELSE 150
150     IF R<11.0624 THEN 170 ELSE 160
160     B=-.122969+.376944*A:GOTO 190
170     B=-.318767+.458402*A:GOTO 190
180     B=-.534463+.55726*A:GOTO 190
190 T=1/B^4
200 PRINT "温度は (K)";T
210 GO TO 120
220 END
    
```

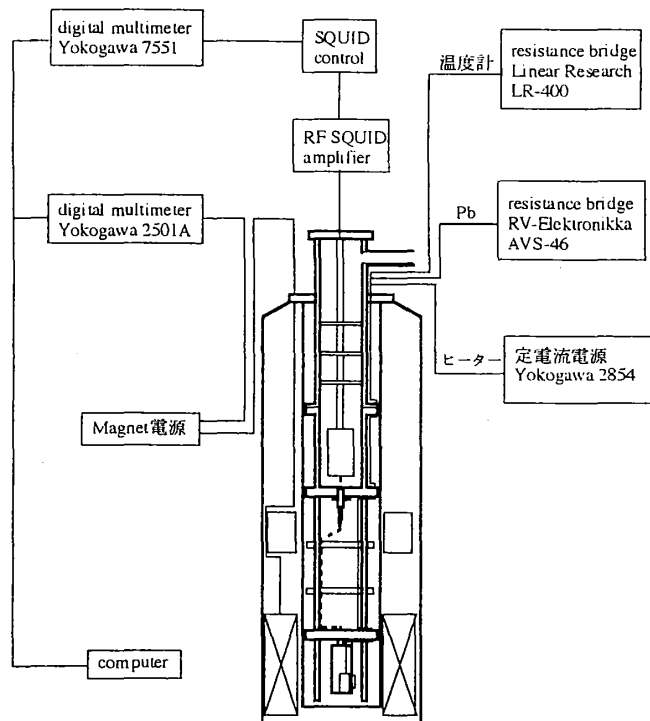


図2-2-13 <sup>3</sup>He温度での測定機器

## § 2-3 圧力較正

### 2-3-1 室温での圧力較正

圧力は単位面積に作用する力で定義され、単位系の間の関係は

$$1\text{bar}=10^5\text{N/m}^2=10^5\text{Pa} \rightarrow 1\text{GPa}=10\text{kbar}$$

で与えられる。図2-2-2で、セル内に発生する圧力は、原理的には加えた荷重をピストンの断面積で割れば求められる。しかし実際にはマイクロボンベの内壁と圧力セルの構成部品との摩擦などによって圧力が減少するため、較正を行う必要がある。本研究では、室温での圧力較正には $\text{NH}_4\text{F}$ の構造相転移圧力(I $\rightarrow$ II; 0.360GPa)が用いられた<sup>12)</sup>。図2-2-1のテフロンセルに砕いた $\text{NH}_4\text{F}$ を8分目まで入れ、圧力媒体を注入し、マイクロボンベを組み立て加圧を行う。ピストンの沈みをモニターしながら加圧を行うと、構造相転移が起こる圧力で結晶構造が変化することにより、急激にピストンの沈みが大きくなる。横軸を油圧、縦軸をピストンの沈みとして、図2-3-1にそのグラフを示す。構造相転移圧力(0.360GPa)はとび始めの188kgf/cm<sup>2</sup>ととび終わりの196kgf/cm<sup>2</sup>の平均値192kgf/cm<sup>2</sup>とした。従って0.1GPaは油圧の53.3kgf/cm<sup>2</sup>と換算する。

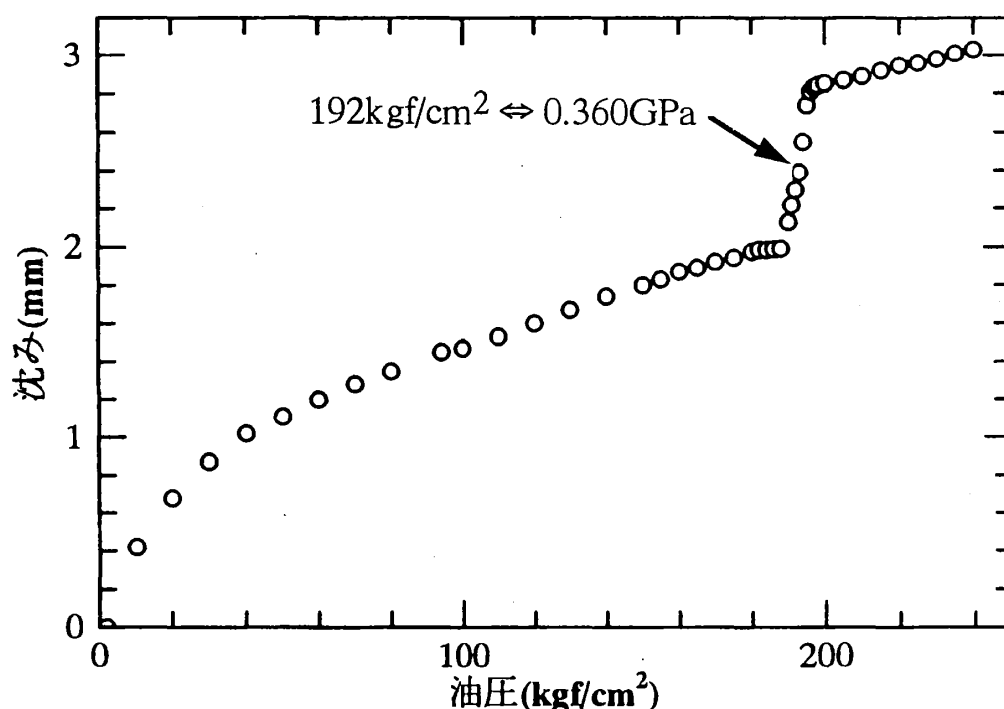


図2-3-1 室温の圧力較正( $\text{NH}_4\text{F}$ の構造相転移圧力)

## 2-3-2 低温での圧力校正

低温では圧力セルの構成部品や圧力媒体などの熱収縮率が異なるため、サンプルにかかる圧力は室温での値から変化する。本研究では、低温での圧力校正には、Pbの超伝導転移点の圧力効果を用いた。Pbの超伝導転移点の圧力変化は、

$$\frac{dT_c}{dP} = -0.384 \left[ \frac{K}{GPa} \right]$$

で与えられる<sup>12)</sup>。超伝導転移点は図2-2-1に示すように、テフロンセル中でサンプルの周りにPb線(φ0.25、99.99+%)を5cm程入れ、ポンベの外にはりつけたヒーターで温度を上げながら、RuO<sub>2</sub>抵抗温度計の示す温度とPbの電気抵抗を測定して、とびの始めと終わりの点の間をとることにより求めた。

マイクロポンベ内外の温度差は銅・コンスタンタン熱伝対を用い、片方の接点をポンベの中に、もう片方の接点をポンベの外において測定した。結果を図2-3-2に示す。ヒーターに流す電流値が40mA以内であれば、熱伝対の精度内(～2mK)温度差が生じないことがわかる。

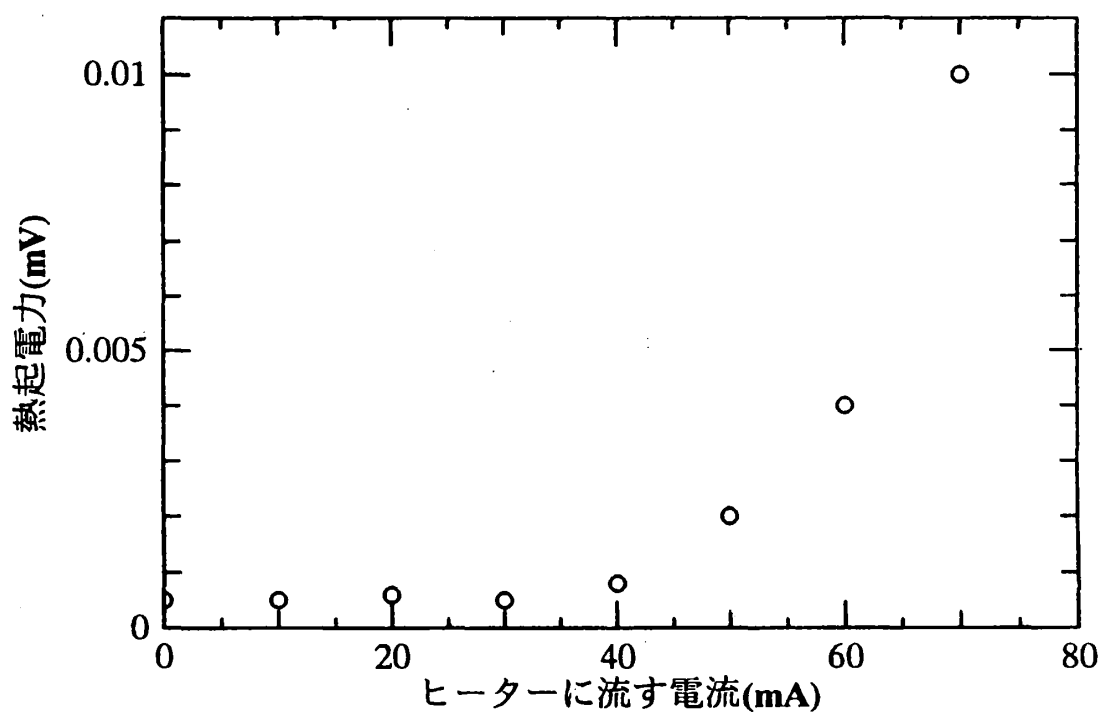


図2-3-2 マイクロポンベ内外の温度差

## 第3章 実験結果と考察

§2-1-2で述べたように、dHvA効果のシグナルの出力はピックアップコイルの巻数、断面積、長さ、入力回路に挿入する抵抗値などによって左右される。ピックアップコイルに関する定数は互いに相関をもっており、一つの定数だけを変化させることは難しいが、断面積はピックアップコイルの感度を良くするためサンプルの大きさで決められ、長さはマイクロボンベ内のテフロンセルによって制限される。また、青野の結果からは、入力回路に挿入する抵抗値は無視できる程小さいと予想され、SQUIDの感度を左右する要因は巻数であると考えられる。そこで、まず常圧下でピックアップコイルの巻数を変化させて最適条件を調べる実験を行った。測定温度は4.2Kである。

### §3-1 ピックアップコイルの出力テスト

このセクションでは青野の方法に従い、回路に入れる微小な抵抗は、超伝導線の銅被覆をはがさず、ピックアップコイルから出たリード線をSQUIDの入力コイルに直接ねじ止めすることによって作る。サンプルとしてはLaAsとLaSbを用いた。LaAsはK. Moritaらによって音響的dHvA効果が調べられており（図3-1-1）<sup>13)</sup>、有効質量が $0.1m_0$ 程度で軽く、4.2Kでの実験が容易な物質である。LaSbは常圧下のフェルミ面については以前から良く研究されており、圧力効果についてもY. Okayamaらによって既に調べられている<sup>3)</sup>。図3-1-2に音響的dHvA効果により得られたLaSbのdHvA振動数の磁場方位依存性を示す<sup>14)</sup>。図3-1-3にLaSbのフェルミ面の極値断面積の圧力依存性を示す<sup>3)</sup>。

#### 3-1-1 巻数

回路に挿入する抵抗値が無視できる程小さいとき、§2-1-2から、シグナルの出力が最も大きくなるのは28ターン付近であると考えられる。青野の結果でも、40ターンより20ターンの方が出力は大きくなっており（図1-7）この値は妥当であると判断される。そこでまず28ターン前後でいくつかコイルを巻き、出力を比較した。サンプルはLaAsを用い、コイルの巻数は15ターン（内径 $\phi$  2.2）、20ターン（内径 $\phi$  2.1）、25ターン（内径 $\phi$  2.2）、40ターン（内径 $\phi$  2.1、2層巻き）の4種類である。磁場掃引速度を8.1mT/sとしたときのシグナルを図3-1-4に、FFTスペクトルを図3-1-5に示す。また式（2-1-16）において、抵抗値 $R$ と $Ls\omega$ が同程度の大きさをもつ場合、出力を最大にする巻数は28ターン以上であることが考えられる。そこでサンプルにLaSbを用い、更に巻数を増

やした場合のシグナルを図3-1-6に、FFTスペクトルを図3-1-7に示す。巻数は、

- ・ 40ターン (2層、第一層20ターン、第二層20ターン)
- ・ 60ターン (3層、第一層22ターン、第二層20ターン、第三層18ターン)
- ・ 82ターン (4層、第一層25ターン、第二層22ターン、第三層19ターン、第四層16ターン)
- ・ 85ターン (4層、第一層25ターン、第二層23ターン、第三層20ターン、第四層17ターン)
- ・ 120ターン (6層、第一層25ターン、第二層23ターン、第三層21ターン、第四層19ターン、第五層17ターン、第六層15ターン)

の5種類、磁場掃引速度は3.24mT/sである。

図3-1-4、図3-1-5から15ターンと20ターンでは出力の大きさは変わらないが、25ターンは極端に出力が大きいことがわかる。40ターンの出力は小さくなる。図3-1-6、図3-1-7では60ターンの出力が最も大きい。しかし、式(2-1-16)から巻数だけで出力が大きく変化しているとは考えにくい。この実験では巻数だけでなく、ピックアップコイルとキャンセレーションコイルの間隔、磁場に対するコイルの位置、コイルに対するサンプルの位置も変化する可能性がある。実際、図3-1-4で出力の大きかった25ターンではコイルの間隔が4mmあり、その他のコイルの間隔(15ターン:2.5mm、20ターン:3mm、40ターン:1mm)と比べると一番広い。図3-1-6でも出力が大きかった60ターンは3mmである。また巻数はほとんど同じでも、間隔が1.5mm(82ターン)ではシグナルが観測されなかったが、間隔が3mm(85ターン)ではシグナルが観測された例もある。

しかし、同じコイル間隔(3mm)の60ターン、85ターン、120ターンでは60ターンの出力が最も大きく、図3-1-7のFFTスペクトルのS/Nも良いことから、コイル間隔の差だけでは説明できず、ピックアップコイルの巻数は60ターンが適当であると考えられる。

### 3-1-2 コイル間隔

このセクションでは、ピックアップコイルとキャンセレーションコイルの間隔とシグナルの出力との関係を調べる。磁場に対するコイルの位置やコイルに対するサンプルの位置が変化しないように注意し、回路に入れる抵抗値も変えないように注意して実験を行った。実験に用いたコイルは内径 $\phi 2.1$ で、

- ・ 120ターン (6層、第一層25ターン、第二層23ターン、第三層21ターン、第四層19ターン、第五層17ターン、第六層15ターン、コイル間の間隔1.5mm)

・120ターン（6層、巻き方は上と同じ。コイル間の間隔3mm）

の2つである。シグナルを図3-1-8に示す。6Tでのシグナルの振幅を比較すると約2倍の違いがある。シグナルの出力を大きくするためにはピックアップコイルとキャンセレーションコイルの間隔を離れたほうが良いことがわかる。これは2つのコイルの間隔が狭いと、外部からの一様磁場だけでなくシグナルまで相殺してしまうためと解釈される。以上より、本研究においては圧力セルの長さと考え合わせ、コイル間隔を3mmとした。

### 3-1-3 ピックアップコイルとサンプル、超伝導マグネットの位置関係

このセクションでは、回路の抵抗値を変えないように配線を固定しコイルの位置やサンプルの位置だけを変えて実験を行った結果を述べる。サンプルはLaSb、測定温度は4.2Kである。

磁場中心に対するピックアップコイルの位置を変えたときのシグナルを図3-1-9に示す。図の下にコイルの位置を模式的に示した。コイルの外側はFRPのコイルホルダーの下部である。FRPコイルホルダー下部の磁場中心に対する位置は変わらないから、コイルの位置はFRPコイルホルダーの下部を基準と考えて良い。下には3mm、上には4mmずらした。7Tのシグナルの振幅を比較すると上下差はほとんどないが、標準より3mm程ずらすと標準出力の0.6倍となった。

次にコイルの位置を図3-1-9の標準の位置に戻し、ピックアップコイルに対するサンプルの位置だけを変えて実験を行った。その結果を図3-1-10に示す。サンプルの標準位置をピックアップコイルの中心とし、そこからキャンセレーションコイルと逆の方向に2mmずらし出力を比較した。7Tでのシグナルの振幅は標準位置に比べて0.4倍となった。以上より、コイルの位置、サンプルの位置にも注意する必要があることがわかる。

## § 3-2 圧力下でのdHvA効果の測定

前節まで、ピックアップコイルの巻数、ピックアップコイルとキャンセレーションコイルとの間隔、磁場中心に対するピックアップコイルの位置、ピックアップコイルに対するサンプルの位置などを変えて出力テストを行った。これまで巻いたコイルの中では、60ターンのコイルが最も出力が大きく、磁場中心に対してピックアップコイルの位置が3mmずれると出力が4割減少し、ピックアップコイルに対するサンプルの位置が中心から2mmずれると出力は6割減少

することなどが明らかになった。以上の条件を考慮した上で、LaSbの圧力下でのdHvA効果の測定を行った。

用いたコイルは60ターン、コイル間隔3mm、内径 $\phi 1.7$ である。圧力較正のためのPb線をテフロンセルに入れた状態で、まず常圧でのdHvA効果を測定し、その後室温に戻し0.938GPaかけdHvA効果を測定した。低温での圧力は§2-3の方法で求めた。横軸に温度(K)、縦軸にPbの電気抵抗( $m\Omega$ )をとったグラフを図3-2-1に示す。常圧での超伝導転移点は7.268K、圧力下での超伝導転移点は7.011Kであったことよりヘリウム温度での圧力は0.67GPaと決定された。常圧の磁場掃引速度を-3.24mT/s、0.67GPaでの掃引速度を-4.86mT/sとしたときのシグナルを図3-2-2に、そのFFTスペクトルを図3-2-3に示す。図3-2-3で圧力下でのFFTスペクトルはピークの幅が広く、dHvA周波数を求めにくいように見えるが、圧力下でのFFTスペクトルのスケールを変えるとピークはシャープとなっており問題ない(図3-2-5)。また、圧力下で磁場掃引速度を変えて測定を行ったところ、dHvA振動数は $\alpha_1$ で0.05%、 $\beta$ で0.1%のずれの範囲内で一致している。

この結果をSdH効果を用いてLaSbの圧力効果を求めた岡山らのデータ<sup>3)</sup>と比較する。図3-2-5にH//<100>方向のフェルミ面の極値断面積の圧力変化を示す。本実験で求めた $\alpha_1$ を■、 $\beta$ を▲で、岡山らが求めた $\alpha_1$ を□、 $\beta$ を△で示す。本研究で求めた値は彼らのデータから大きくずれている。本研究における横軸のずれは低温での圧力較正において、超伝導転移点を求めるときの誤差から求められる。超伝導転移点の誤差 $\pm 0.02$ Kを圧力に換算すると圧力の誤差は $\pm 0.05$ GPaとなり、ここからは、岡山らとのデータの不一致を説明することはできない。また、縦軸に関しては、 $\beta$ に対応するフェルミ面は球であるので(図3-2-6)<sup>15)</sup>もしサンプルが傾いたとしてもdHvA振動数は変化しないためやはり説明できない。常圧でのdHvA振動数は、本研究における値が $\alpha_1$  201T、 $\beta$  410T、岡山らの値が $\alpha_1$  202T、 $\beta$  413Tで、差は $\alpha_1$ で0.2%、 $\beta$ で0.7%であり、両者の差は大きくない。このことより、サンプル依存性というよりは、圧力較正のやり方の違いに原因があるように思われる。

図3-2-2において、シグナルの出力は圧力下で小さくなっている。その原因が測定系にあるとすると、加圧の際に配線をやり直していることからこれまで無視してきた回路に挿入する抵抗値Rの変化が原因と考えられる。もしそれが正しければ、同じピックアップコイルを用いても配線をやり直すことによってシグナルの出力が変化するはずである。

### § 3-3 抵抗値による出力の変化

§ 3-2では同じコイルでも常圧と圧力下でのシグナルの出力が変化していた。その原因を調べるために、同じコイルで配線をやり直して測定を行った結果を図3-3-1に示す。7Tでのシグナルの振幅を比較すると、上は下のデータの3倍以上大きい。同じコイルを用い、サンプル、コイルの位置も1mm未満の変化しか考えられないため、式 (2-1-15) からこの出力の差は抵抗値の変化によるものと考えざるをえない。即ち、超伝導線の銅被覆のねじ止めにより入力回路に挿入されていた抵抗値は予想よりはるかに大きいことがわかる。

そこで抵抗値をコントロールできるようにするため、銅被覆のねじ止め以外の抵抗挿入法を用いて、両者のシグナルの出力を比較した。銅被覆のねじ止め以外には、図3-3-2の右側に示しているようにねじ部は超伝導で接続し、コイルからのリード線の途中に銅線 ( $\phi 0.09$ ) をハンダ付けする方法を用いた。図3-3-2にRとして銅線10cmを用いた場合と銅被覆のねじ止めを用いた場合のシグナルの出力の比較を示す。6.4Tでのシグナルの振幅を比較すると銅線10cmのほうが銅被覆に比べ50倍大きい。 $R = \rho \frac{L}{S}$ において $\rho$ は共通であるから $\frac{L}{S}$ を見積もると、 $\phi 0.09$ 、10cmの銅線の場合 $\frac{L}{S} = 1.6 \times 10^7 \text{m}^{-1}$ である。それに対し銅被覆は上下でワッシャーに接触すると考え、接触面積一個所につき $0.04 \times 10^3 \text{m} \times 5 \times 10^3 \text{m}$ 、被覆の厚みを $0.02 \times 10^3 \text{m}$ とするとねじ2つ分で $\frac{L}{S} = 25 \text{m}^{-1}$ となる。両者を比べると銅線を入れた抵抗が $10^5$ 倍以上大きく、出力も小さくなることが予想される。しかし、結果は逆であることから、銅被覆のねじ止めは接触抵抗が非常に大きくなっていると考えられる。 $\phi 0.09$ の銅線の抵抗の実測値は、長さ20cmで $200 \mu \Omega$  (4.2K) であり、10cmでは $100 \mu \Omega$ の抵抗値をもつ。この値から逆に銅被覆のねじ止めによる抵抗値を見積もると約 $5 \text{m}\Omega$ となる。以上より、回路に入れる抵抗値は銅線を用いたほうが小さくなり、シグナルの出力を大きくできることがわかる。

そこで次に銅線の長さを変えることによって抵抗値を変化させて実験を行った。長さは10cm ( $100 \mu \Omega$ )、5cm ( $50 \mu \Omega$ )、3cm ( $30 \mu \Omega$ ) の3種類でテストした。シグナルを図3-2-3に示す。6.8Tでのシグナルの振幅を比較すると、銅線の長さ10cmを基準として、5cmで1.7倍、3cmでは2.4倍になった。シグナルの振幅は磁束伝達率 $\kappa$ に比例し、式 (2-1-15) において $L_s \omega$ 項からの寄与が無視できるとすると $\kappa$ の逆数は入力回路に挿入する抵抗値に比例する。図3-2-4に、横軸をR、縦軸をシグナルの振幅の逆数として3つのデータをプロットした。これらの点は1つの直線にのっており、シグナルの振幅にはRの寄与が大きいことがわかる。ここで更にRを小さくすると、シグナルの振幅をより大きくする

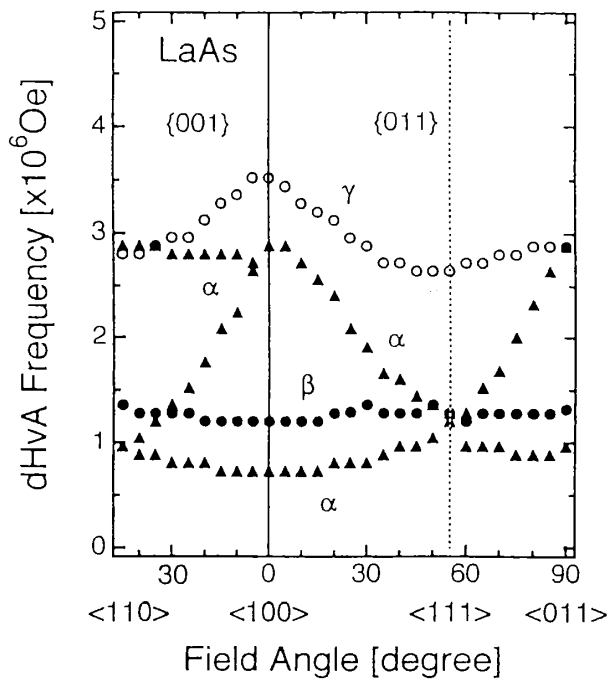
ことができると考えられる。そこで次に銅線をはさまずに、ハンダ付けのみを行って抵抗とした場合の測定結果を図3-3-5に示す。この図から、抵抗値が小さすぎる場合はSQUIDが高感度であることが災いして、シグナルがノイズに埋もれて全く見えなくなっていることがわかる。以上のことから、抵抗には、銅線をハンダ付けする方法を用いるのが良く、その値は $30\mu\Omega$ 程度が適当であるということがわかった。

### § 3-4 CeSbのdHvA効果の測定(常圧)

前節までで得られた条件を用いて、CeモノプニクタイトのdHvA効果を測定した。サンプルにはCeSbを用い、図2-2-8の装置で、回路に入れる抵抗は3cmの銅線を用いた。CeSbは、4.2Kではシグナルは観測されなかったが、温度を0.56Kまで下げることによって美しいシグナルを観測することができた。(1.3 Kでもシグナルは観測された。) 図3-4-1にCeSbの強磁性相でのシグナルを示す。磁場掃引速度は0.81mT/sとし、青野らが行っていた7.29mT/sより一桁遅くすることができた。これは $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ 希釈冷凍機温度領域での変調磁場法による定常磁場の掃引速度(変調磁場の掃引速度ではない)と同程度である。シグナルのFFTスペクトルを図3-4-2に示す。観測されたピークは

$$\alpha:181.9\text{T} \quad \beta_1:297.2\text{T} \quad \beta_2:436.3\text{T} \quad \gamma:1197\text{T}$$

である。この結果は北澤ら<sup>16)</sup>、青木ら<sup>17)18)</sup>による通常の変調磁場法や、摂待ら<sup>19)</sup>による音響的dHvA効果から求めたdHvA振動数と、彼らの実験誤差の範囲内(4%程度)で一致している。これによりCeモノプニクタイトに関しても、本研究のSQUIDを用いた方法が有効であることが明らかとなった。しかし、残念ながら、圧力下での実験にはいたらなかった。



サイクロトロン有効質量 (<100>方向)

|          |           |
|----------|-----------|
| $\alpha$ | $0.12m_0$ |
| $\beta$  | $0.15m_0$ |
| $\gamma$ | $0.48m_0$ |

図3-1-1 LaAsのdHvA周波数の磁場方位依存性<sup>13)</sup>

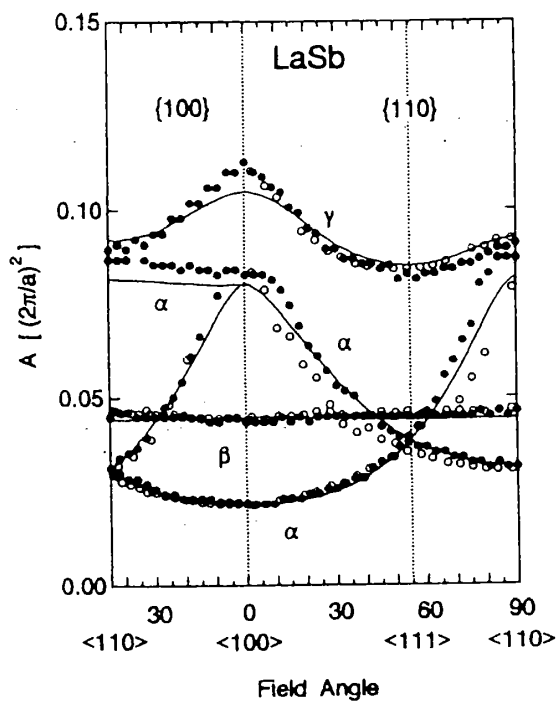


図3-1-2 LaSbのdHvA振幅数の磁場方位依存性<sup>14)</sup>

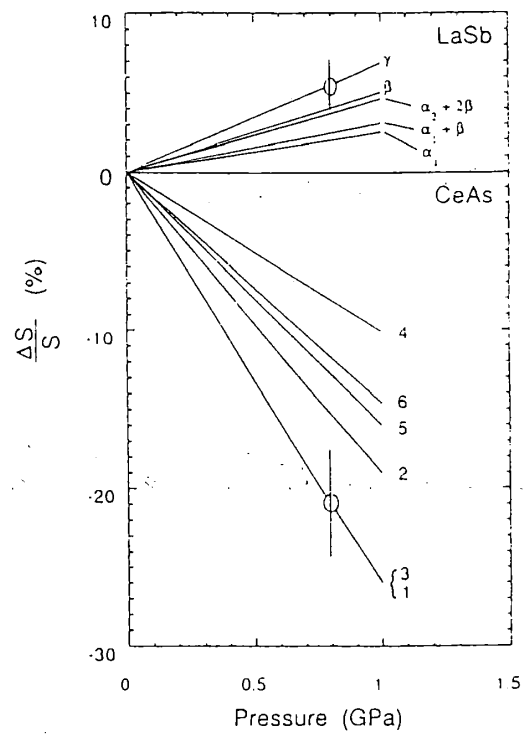


図3-1-3 LaSbのフェルミ面の極値断面積の圧力依存性 (<100>方向)<sup>14)</sup> (上図)

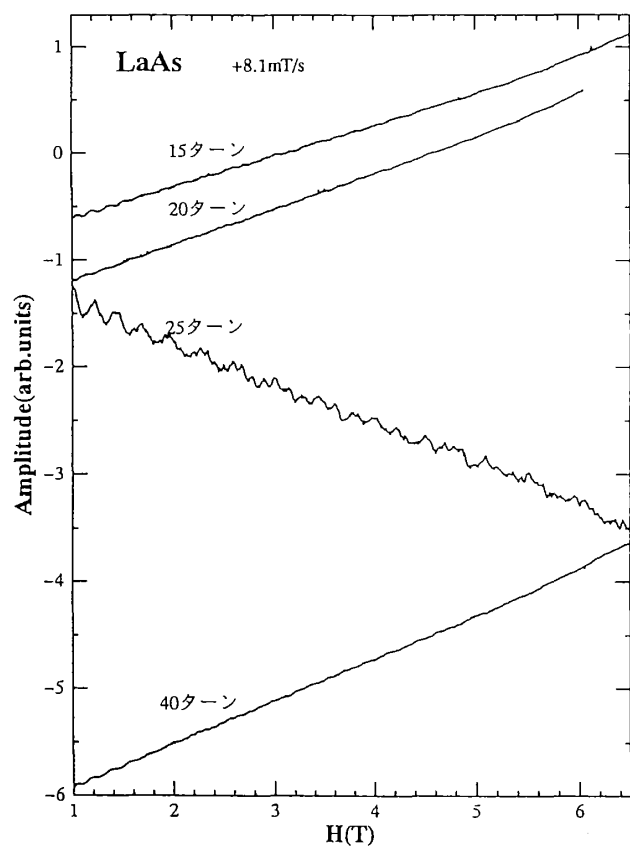


図3-1-4 巻数と出力

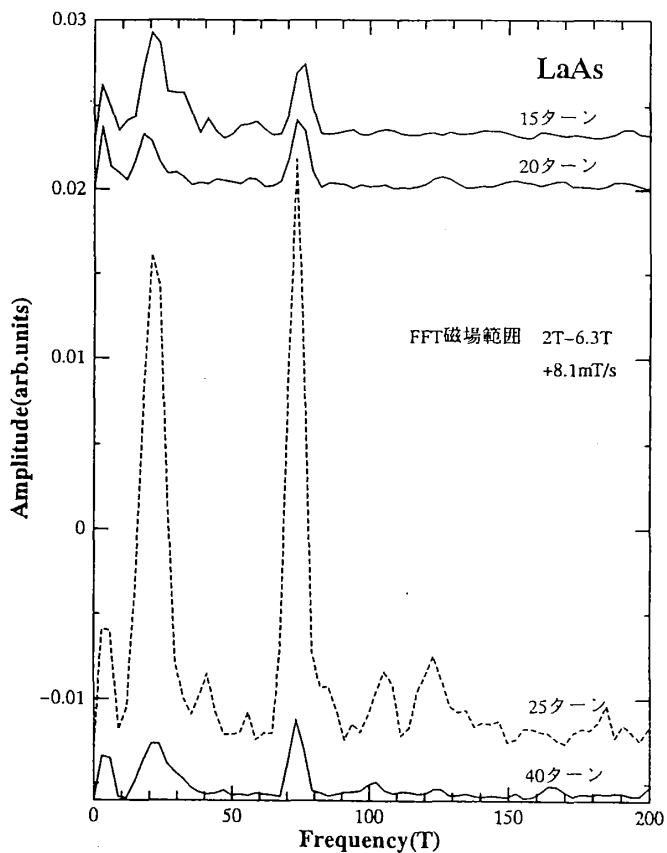


図3-1-5 巻数と出力 FFTスペクトル

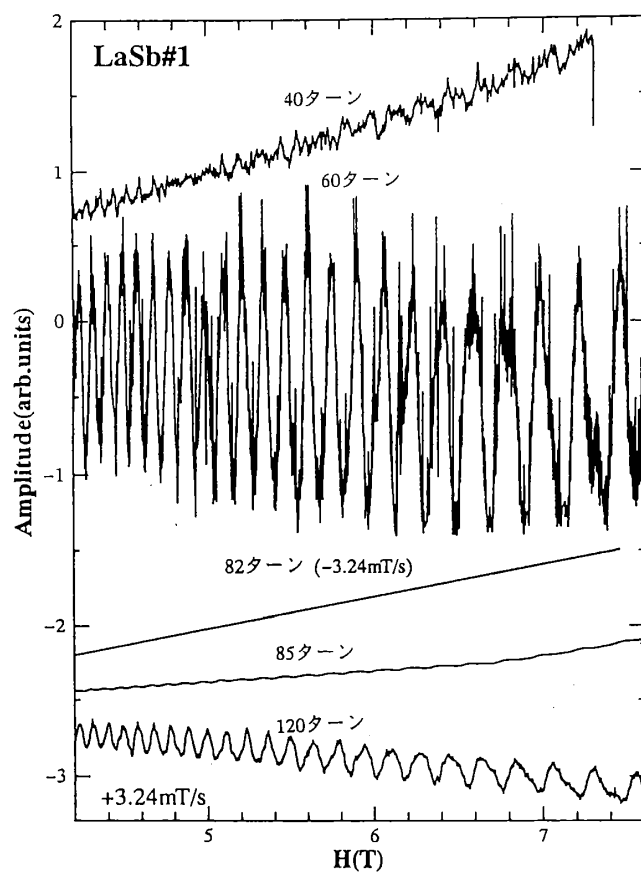


図3-1-6 巻数と出力

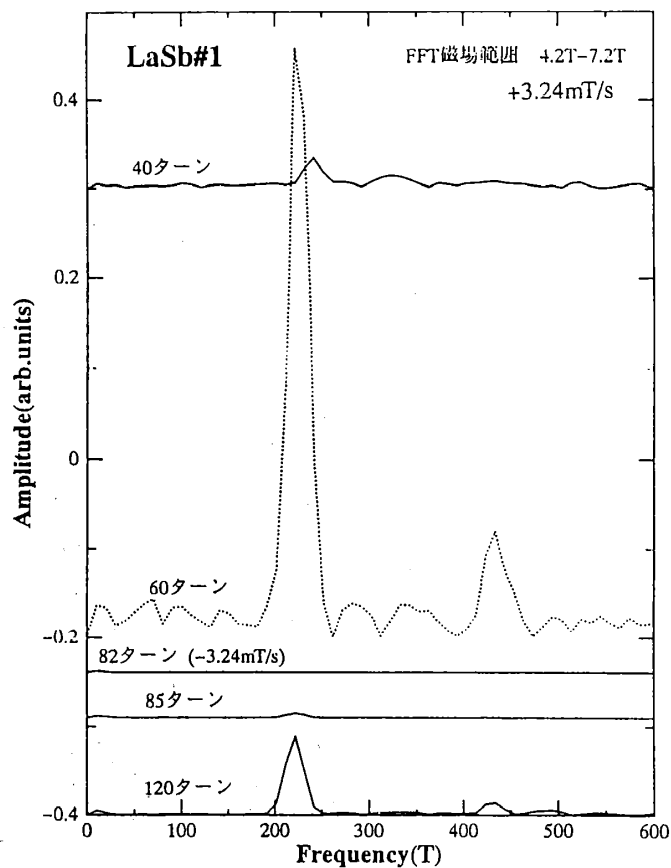


図3-1-7 巻数と出力 FFTスペクトル

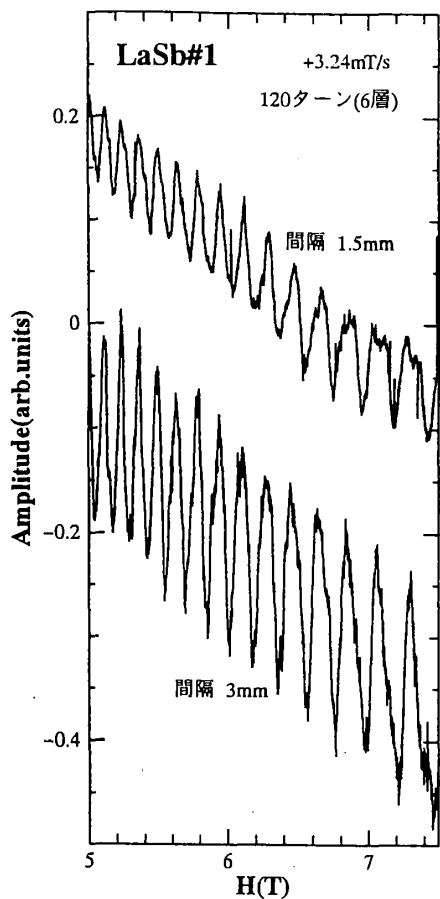


図3-1-8 コイル間隔と出力

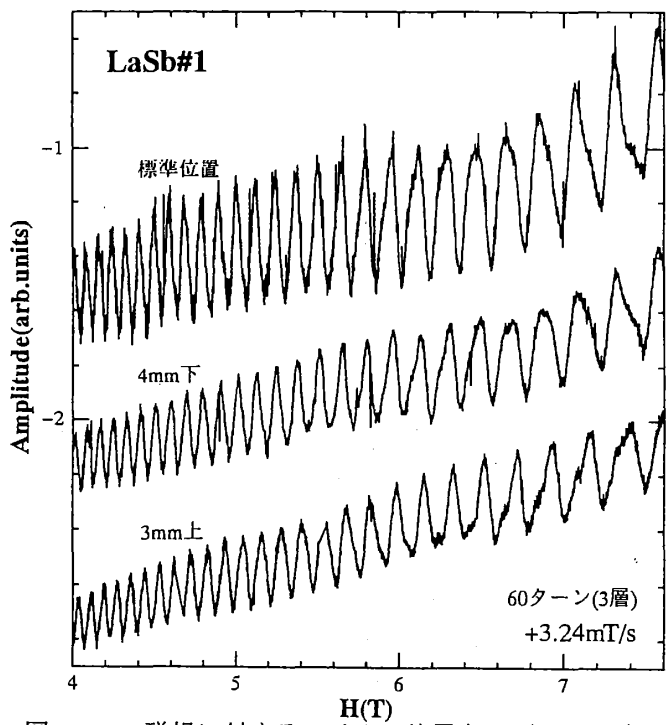
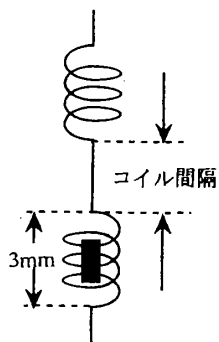
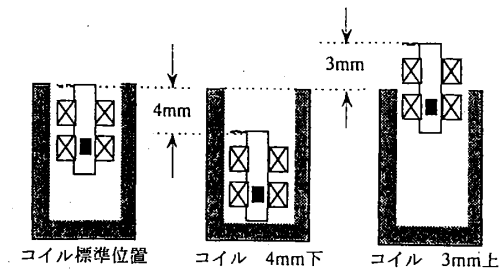


図3-1-9 磁場に対するコイルの位置とシグナルの出力



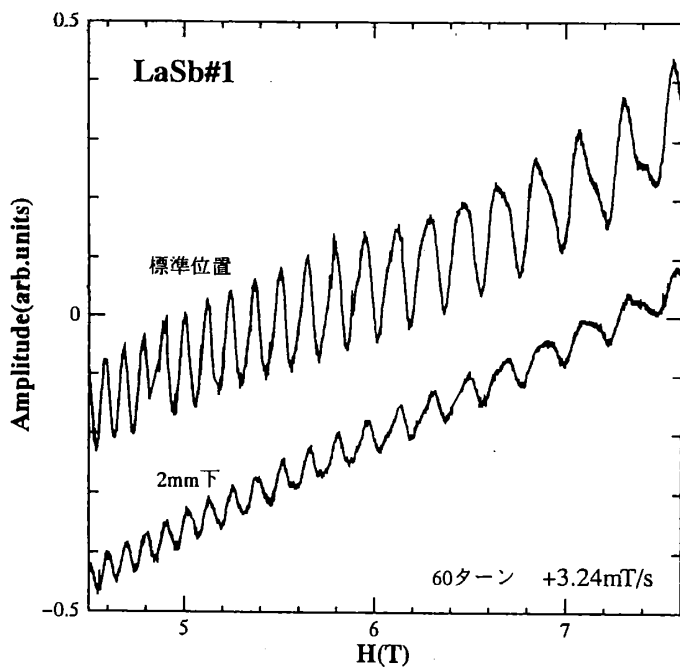


図3-1-10 コイルに対するサンプルの位置とシグナルの出力

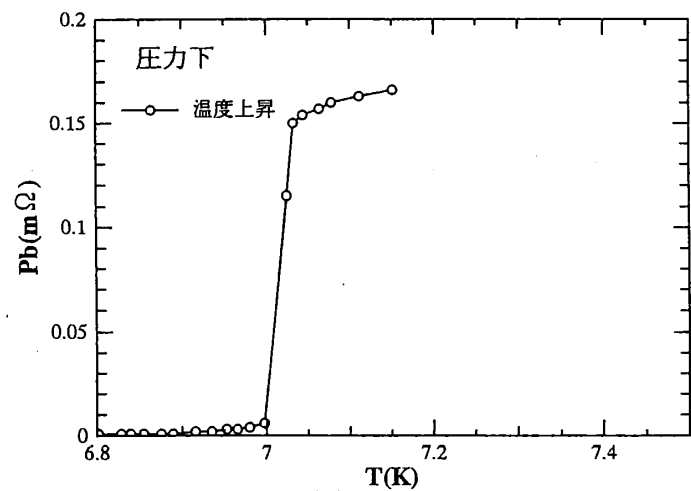
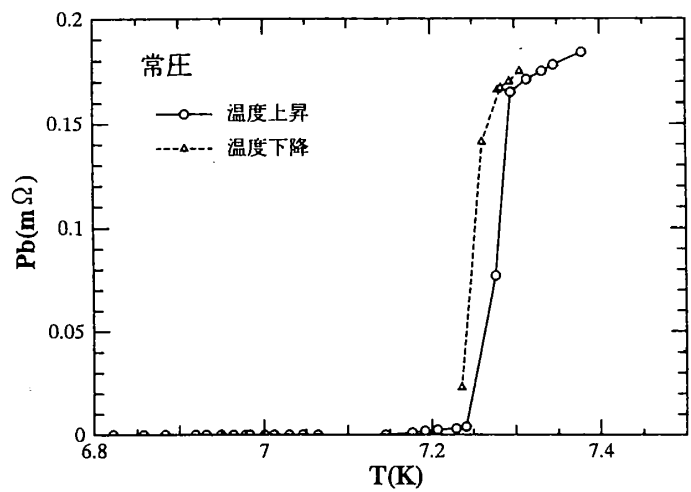
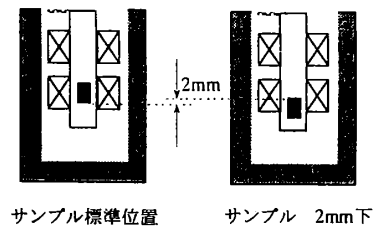


図3-2-1 Pbの超伝導転移点付近の電気抵抗

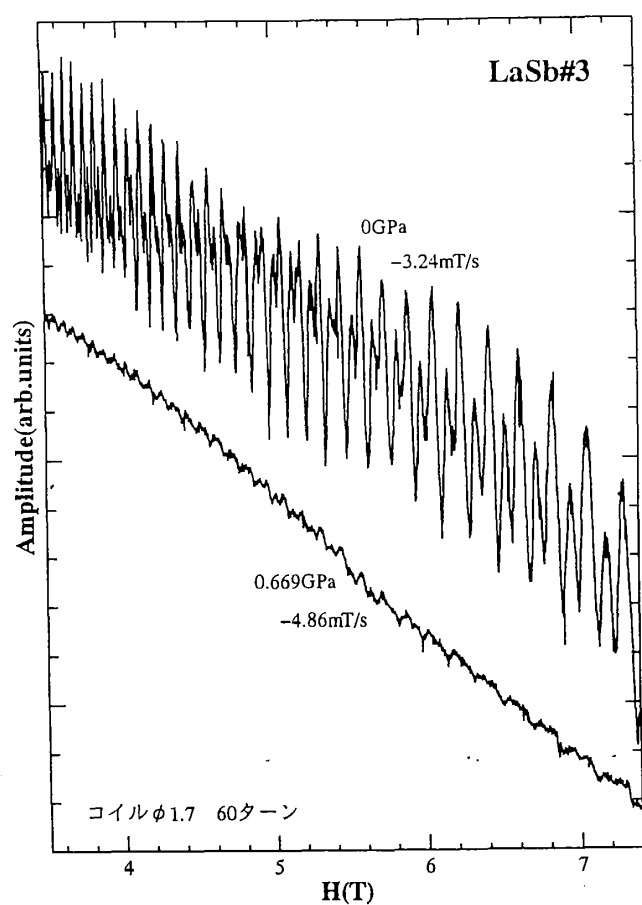


図3-2-2 常圧と圧力下でのシグナル

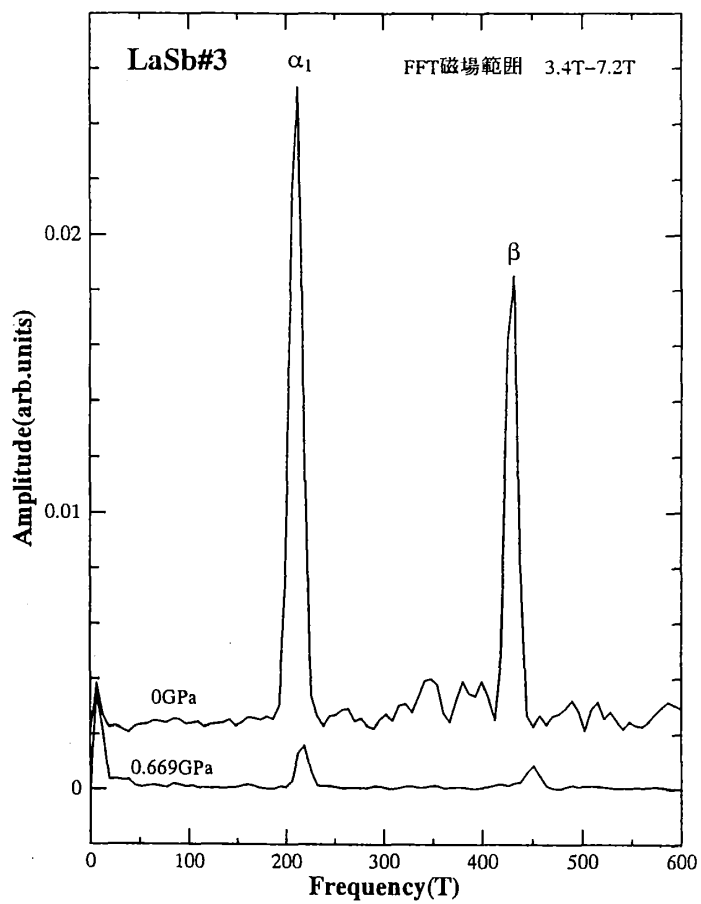


図3-2-3 常圧と圧力下でのFFTスペクトル

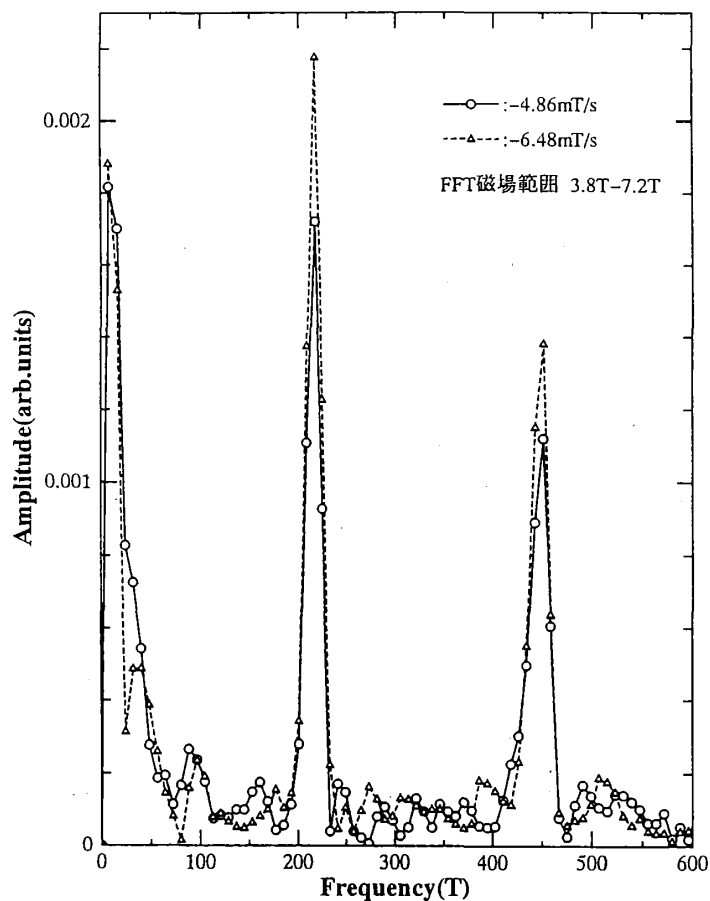


図3-2-4 圧力下でのFFTスペクトル

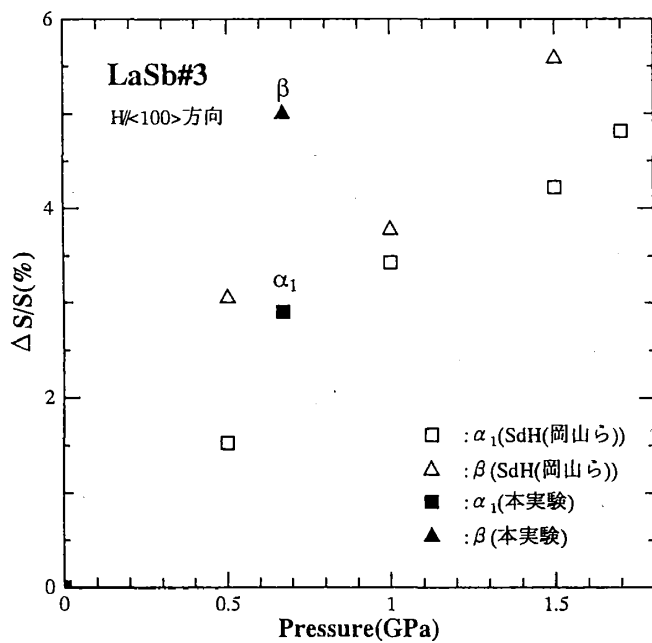


図3-2-5 LaSb#3のフェルミ面の極値断面積の圧力変化

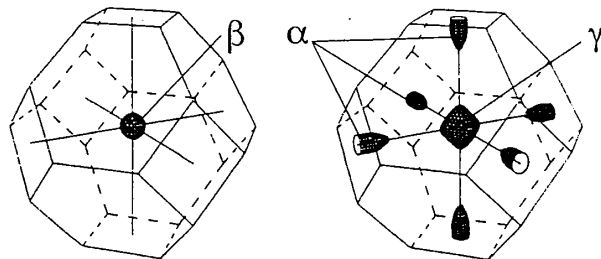


図3-2-6 LaSbのフェルミ面<sup>15)</sup>

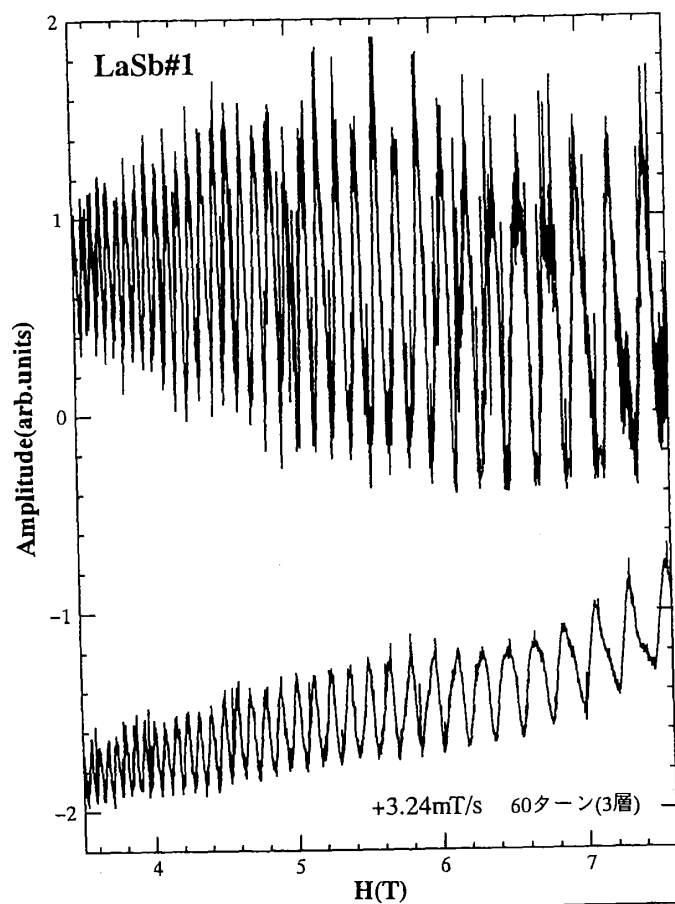


図3-3-1 同じコイルの出力

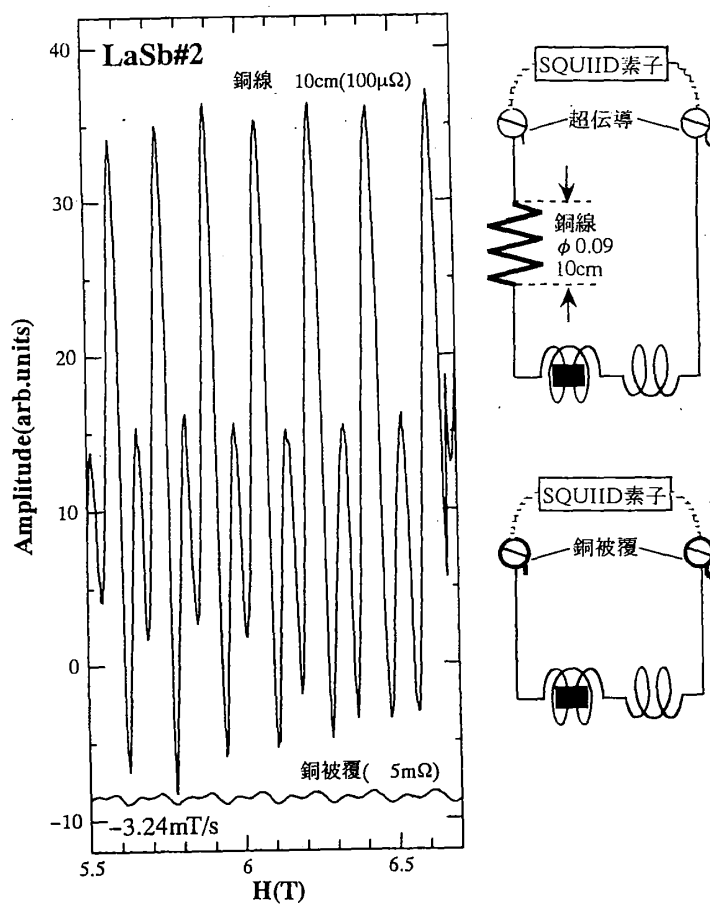


図3-3-2 銅線10cmと銅被覆の出力

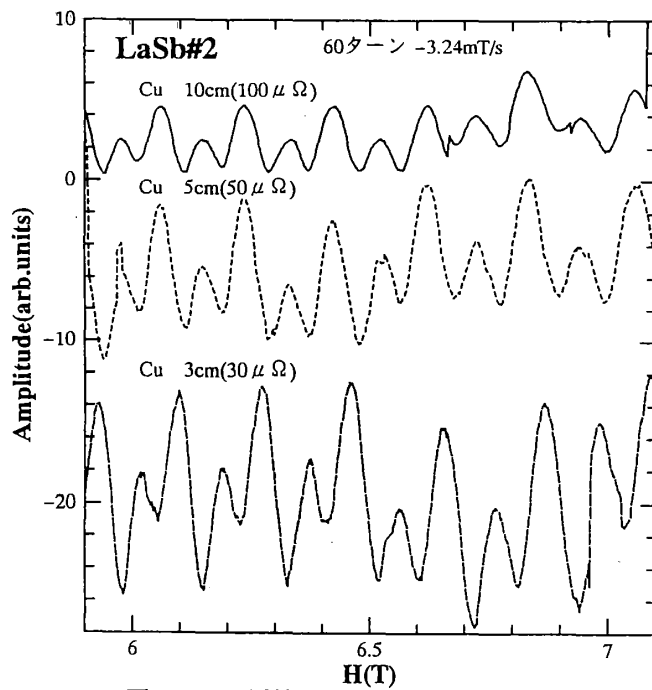


図3-3-3 抵抗の大きさとシグナルの出力

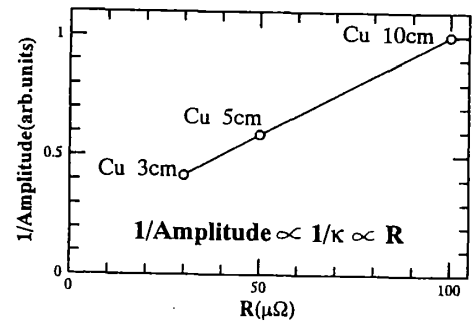
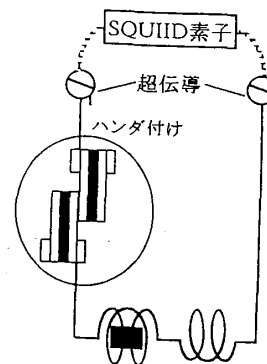


図3-3-4 抵抗と1/出力



図3-3-5 ハンダ付けのみの抵抗値を用いた場合



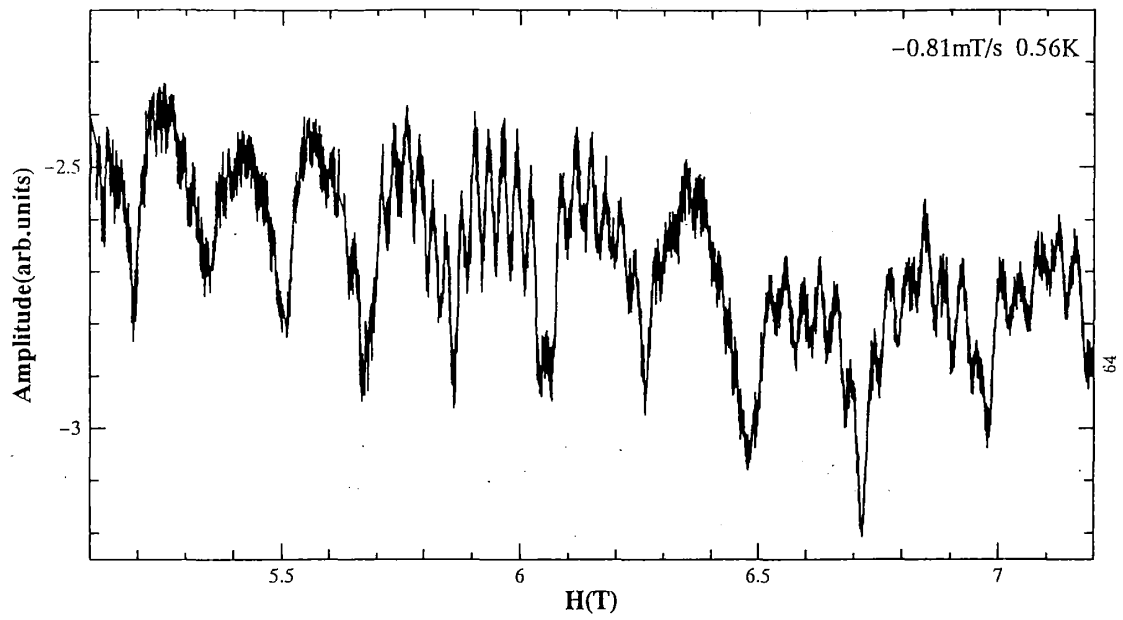


図3-4-1 CeSb強磁性領域でのシグナル

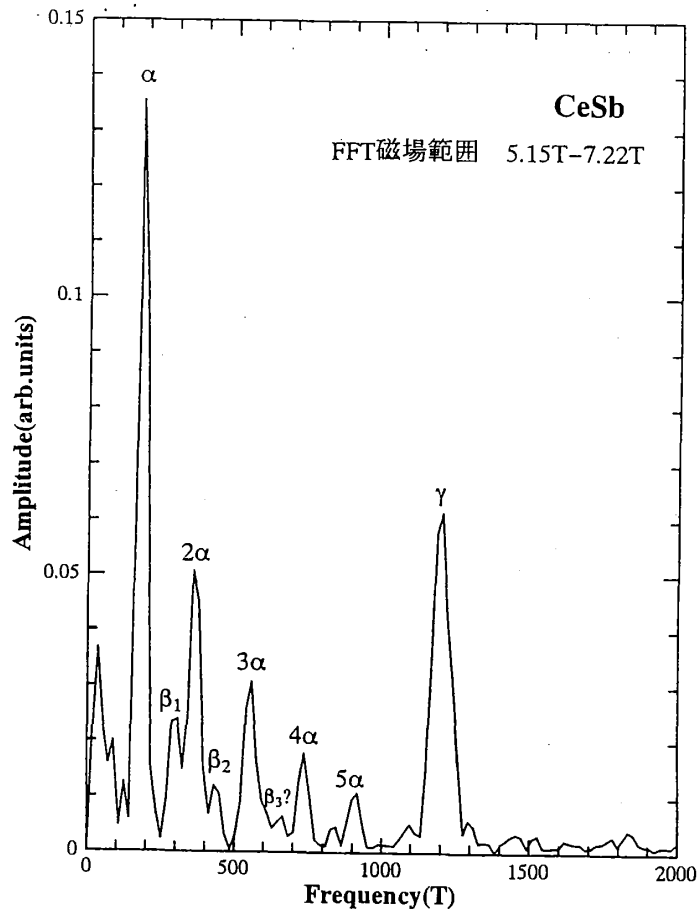


図3-4-2 CeSbのFFTスペクトル

## 第4章 まとめと今後の課題

本研究の成果をまとめる。

- ・ SQUIDを用いて、極低温、高圧下でdHvA効果を測定することができる装置を開発した。

本研究において、SQUIDを用いたdHvA効果測定装置が $^3\text{He}$ 温度まで冷却可能となり、基本的には $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ 希釈冷凍機温度領域まで使用可能となった。

圧力は、低温で0.7GPa程度まで発生可能となった。

- ・ 検出感度を最高にするための測定回路の条件を求めた。

1. シグナルの出力はピックアップコイルの巻数よりも回路に入れる抵抗の大きさに左右される。
2. 回路に入れる抵抗は、ねじ止め部分の接触抵抗を利用するより銅線を挿入した方がシグナルの出力を大きくできる。この場合、抵抗値は $30\mu\Omega$ 程度が良い。
4. ピックアップコイルの巻数は60ターンが適当であり、ピックアップコイルとキャンセレーションコイルは、3mm程度離すと良い。

- ・ 圧力下では標準サンプルにLaSbを用い、SQUIDによりdHvA効果を観測した。

測定条件は、

- ・ 温度 4.2K
- ・ 圧力 0.669GPa

である。LaSbで得られた圧力効果は、 $H//\langle 100 \rangle$ 方向のフェルミ面の極値断面積に対し、

- ・  $\alpha$  で2.9%の増加
- ・  $\beta$  で5.0%の増加

が見られた。

- ・ Ceモノプникタイドに関しては、温度を0.56Kまで下げることによって、CeSbの強磁性相でdHvA効果を観測し、この方法の有効性を明らかにした。

今後の課題は、圧力下においてCeモノプникタイドのdHvA効果を測定し、Ceモノプникタイドの電子状態を明らかにすることである。

## 参考文献

- 1) K. Andres, J. E. Graebner and H. R. Ott : Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1779.
- 2) A. Jayaraman, W. Lowe, L. D. Longinotti and E. Bucher :  
Phys. Rev. Lett. 36(1976) 366.
- 3) N. Môri, Y. Okayama, H. Takahashi, Y. Haga and T. Suzuki : Physical Properties  
of Actinide and Rare Earth Compounds JJAP Series 8 (1993) 182.
- 4) H. Yoshizawa, Y. Okayama, Y. Oohara, H. Takahashi, N. Môri, S. Mitsuda,  
T. Osakabe, M. Kohgi, Y. Haga and T. Suzuki :  
Technical Report of ISSP Ser. A No.2866 (1994).
- 5) H. Bartholin, P. Burlet, O. Quesel, J. Rossat-Mignod and O. Vogt :  
J. de Phys. 40 (1979) C5-130.
- 6) 岡山泰 博士論文 (東京大学) 平成5年
- 7) D. Shoenberg: Magnetic Oscillations in metals, Cambridge University. Press (1984).
- 8) 青野英樹 修士論文 (東北大学) 平成4年
- 9) N. Sato, H. Aono, Y. Inada, A. Sawada and T. Komatsubara :  
Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 32 (1993) pp. L207-L210.
- 10) O. V. Lounasma: Experimental Principles and Methods Below 1K, Academic  
Press, London, 1974, Chap.7.
- 11) K. Kindou, T. Shibata, T. Inoue, Y. Haga, T. Suzuki, Y. Chiba and M. Date :  
J. Phys. Soc. Jpn. vol. 62, (1993) pp. 4190-4193.
- 12) 毛利信男 応用物理 第62巻第2号 (1993) 170.
- 13) K. Morita, T. Goto, H. Matsui, S. Nakamura, Y. Haga, T. Suzuki and M. Kataoka :  
Physica B. ;in press.
- 14) R. Settai, T. Goto, S. Sakatsume, Y. S. Kwon, T. Suzuki and T. Kasuya:  
Physica B (1993) 176.
- 15) A. Hasegawa : J. Phys. Soc. Jpn. vol. 54, (1984) pp.677-684.
- 16) H. Kitazawa, Y. S. Kwon, A. Oyamada, N. Takeda, H. Suzuki, S. Sakatsume,  
T. Satoh, T. Suzuki and T. Kasuya : J. Magn. Magn. Mater. 76, 77 (1988) 40.
- 17) H. Aoki and G. W. Crabtree : J. Appl. Phys. 57 (1985a) 3033.
- 18) H. Aoki, G. W. Crabtree, W. Joss and F. Hullinger :  
J. Magn. Magn. Mater. 52 (1985b).
- 19) R. Settai, T. Goto, S. Sakatsume, Y. S. Kwon, T. Suzuki, Y. Kaneta and O. Sakai :  
J. Phys. Soc. Jpn. vol. 63, (1994) pp. 3026-3035.

## 謝辞

本研究をまとめるにあたって、多くの方々にお世話になりました。ここに感謝の意を表したいと思います。

佐藤憲昭先生には、実験の進め方から物理の本質まで非常に多くのことを教えていただきました。小松原武美先生には論文の書き方や発表の仕方を丁寧に指導していただきました。佐藤武郎先生、澤田安樹先生にも多くの助言をいただきました。

東大物性研の毛利先生、高橋先生には、マイクロポンペを設計、製作していただき、圧力下での物性測定のノウハウを伝授していただきました。

金工場 みなさんには、装置を作るための技術を教えていただき、また多くの部品を作っていただきました。技官の鈴木さんには、素晴らしいアイデアと技術で、しばしば助けていただきました。

磁気物理の鈴木孝先生と芳賀芳範さんには、貴重なサンプルを提供していただきました。

みなさん本当にどうもありがとうございました。

最後に、6年間の長い学生生活を支えてくれた両親に感謝いたします。