

東京大学 大学院新領域創成科学研究科  
物質系専攻

平成 19 年度

修士論文

超流動ヘリウム 3-A 1 相における  
スピン流とその緩和

2008年1月29日提出  
指導教員：石本 英彦 教授



学籍番号：66126

氏名：鈴木 邦彦

# 目次

第1章 序論.....	3
第2章 理論及び実験的背景.....	4
2.1 理論的背景.....	4
2.1.1 超流動 <sup>3</sup> He.....	4
2.1.2 超流動相(B相・A相・A <sub>1</sub> 相).....	5
2.2 磁気噴水効果とスピン緩和時間.....	9
2.2.1 磁気噴水効果とは.....	9
2.2.2 スピン密度の緩和時間.....	11
2.3 電圧印加によるスピンプンプ.....	14
2.3.1 常流動成分の緩和時間の測定.....	14
2.3.2 Spin Pumping Effect.....	14
2.4 過去の実験と本実験の目的.....	17
2.4.1 実験セル, 測定方法.....	17
2.4.2 緩和時間の測定結果.....	18
2.4.3 実験目的.....	20
第3章 実験方法とセルの作製.....	21
3.1 低温生成装置.....	21
3.1.1 <sup>3</sup> He- <sup>4</sup> He 希釈冷凍機.....	21
3.1.2 核断熱消磁冷凍機.....	23
3.2 温度測定.....	25
3.2.1 MCT( <sup>3</sup> He 融解圧温度計).....	25
3.2.2 炭素抵抗温度計.....	27
3.2.3 Vibrating Wire Viscometer 温度計.....	27
3.3 実験セル.....	29
3.3.1 熱交換器.....	29
3.3.2 Inner Cell.....	30
3.3.3 精密差圧計.....	31
a)作製.....	31
b)Tension 測定.....	35
3.4 実験, 測定システム.....	37
3.4.1 磁場.....	37
3.4.2 <sup>3</sup> He ガスハンドリング装置.....	38

3.4.3 測定系.....	38
3.4.4 測定方法.....	40
<b>第4章 実験結果.....</b>	<b>42</b>
4.1 常流動の緩和.....	42
4.2 磁気噴水効果.....	44
4.2.1 セル内の温度勾配による緩和時間の温度依存性の違い.....	44
4.2.2 温度, 磁場依存性.....	46
4.3 Spin Pumping Effect.....	49
<b>第5章 考察.....</b>	<b>51</b>
5.1 スピン緩和時間 $T_1$ .....	51
5.2 Minority Spin Condensate.....	57
<b>第6章 まとめ.....</b>	<b>61</b>
<b>Appendix.....</b>	<b>62</b>
<b>参考文献.....</b>	<b>67</b>
<b>謝辞.....</b>	<b>68</b>

# 第1章 序論

ヘリウムは零点振動のエネルギーが大きく常圧では絶対零度まで液体として存在し、量子液体と呼ばれている。ヘリウムには Fermi 粒子である  $^3\text{He}$  と Bose 粒子である  $^4\text{He}$  という異なる量子統計に従う同位体が存在し、共に低温において著しい量子性を持ち超流動状態を示す。非常に高純度の試料を得ることができる、構造が簡単で理論的考察も比較的されやすいといったことから、ヘリウムは量子現象の研究に最適の系である。

研究対象である液体  $^3\text{He}$  は核スピン  $1/2$  を持つ Fermi 液体で、1972 年に約 2 mK で超流動状態になる事が D. D. Osheroff らのグループによって発見された[1]。良く知られている Pb などの超伝導はスピン、軌道部ともに一重項 ( $S=0, L=0$ )、つまり S 波の対形成であるが、この  $^3\text{He}$  超流動はスピン、軌道とも三重項 ( $S=1, L=1$ ) の P 波の対形成をしている。P 波の超流動状態の秩序パラメータはスピン成分と軌道成分で指定され、自由度が 18 個あることから非常に多様な状態をとることが可能である。近年、 $\text{UPt}_3$  などの重い電子系における P 波超伝導や酸化物超伝導体での D 波超伝導が注目されており、P 波超流動を示す  $^3\text{He}$  の研究を通してこれらの非 S 波超伝導に対する理解にも繋がるものと期待される。

多様な状態をとる  $^3\text{He}$  の超流動相であるが、実験的にはゼロ磁場中で圧力と温度によって分かれる A 相、B 相が知られている。A 相において磁場を印加すると、超流動への転移温度である  $T_c$  が  $T_{c1}$  と  $T_{c2}$  の二つに分かれ、その間に新しい超流動相  $A_1$  相が出現する。 $A_1$  相には  $^3\text{He}$  の対凝縮の核磁気モーメントがかけられた磁場と同じ方向を向き、強磁性的であるという特徴がある。この相でのスピン流と質量流は全く同じものとなる。

1983 年から Rutgers 大学の H. Kojima らのグループによって、 $A_1$  相で起こる磁気噴水効果を利用したスピン密度緩和の実験が行われてきた[2][3]。磁気噴水効果とは、粘性の無い超流動成分のみが素早く通り抜けられるような細い管(スーパーリーク)によって二つの容器をつなぎ、その間に磁場勾配を印加することで容器間に圧力差が生じる現象のことを指す。この圧力差を測定することによりスピン密度差の平衡状態への緩和の様子を調べることが出来るが、その結果は  $A_2$  相や常流動相界面の影響が示されていた。

近年、物性研の超低温・強磁場冷凍機の大きさ均一磁場空間を利用して上述の界面の影響を除いた噴水効果によるスピン緩和時間の測定を H. Kojima と協力して行ってきた。温度、磁場、圧力、 $^4\text{He}$  コーティングといった様々なパラメータを変化させ緩和時間を測定することでスピン密度の緩和に関する新しい知見が得ることができた[4]。



## 第2章 理論及び実験的背景

### 2.1 理論的背景

#### 2.1.1 超流動<sup>3</sup>He

図.2-1 はゼロ磁場下における<sup>3</sup>Heの相図である。約 34 bar 以下では絶対零度付近まで冷却しても固体にならない。また、液体<sup>3</sup>Heは約 2 mK で超流動転移し、超流動相には A 相、B 相という 2 つの相がある。

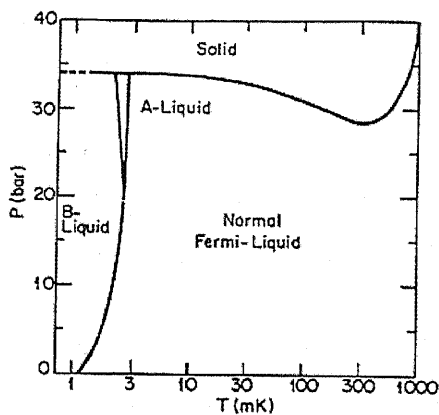


図.2-1 ゼロ磁場下における<sup>3</sup>Heの相図

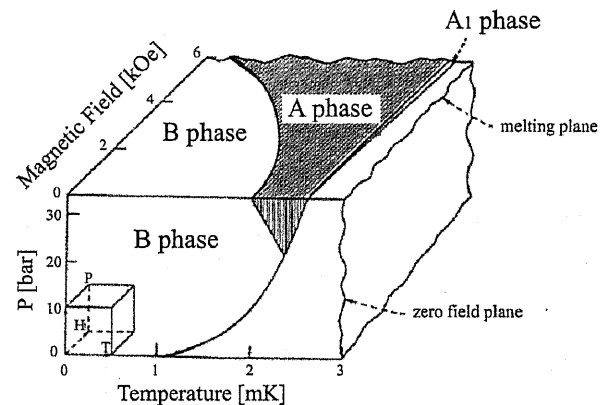


図.2-2 磁場中における<sup>3</sup>Heの相図 [5]

融解圧曲線上では、次の Clausius-Clapeyron の関係式が成り立つ。

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_m = \frac{S_l - S_s}{V_l - V_s} \quad (2.1)$$

右辺は固体(s)から液体(l)へのエントロピー変化 $\Delta S$ と、体積変化 $\Delta V$ の比である。通常物質では $\Delta S$ 、 $\Delta V$ ともに正であり、曲線は正の勾配をもつ。しかし、<sup>3</sup>Heの相図では約 300 mK 以下において傾きが負になっている。つまり液体が整然と並んで秩序だって固体よりもエントロピーが小さい、 $S_l < S_s$ という事を示している。これは、<sup>3</sup>He が約 1 K に Fermi 温度をもつ Fermi 粒子であるために約 200 mK 以下の低温では Fermi 縮退して秩序だった液体になっていく事を示している。また、1 mK 程度まで温度が下がると液体と固体のエントロピーが同じくらいになるのが分かる。これは固体相が反強磁性相に転移、液体層は超流動相に転移してしまい、エントロピーが共にほとんどゼロになってしまうからである。

図.2-2 は図.2-1 に磁場のパラメータを付け加えたものである。図のように、磁場を印加することで A 相と常流動との間にゼロ磁場下では無かった A<sub>1</sub> という新たな相が出現している。

## 2.1.2 超流動相 (B 相・A 相・A<sub>1</sub> 相)

<sup>3</sup>He 超流動状態は金属中電子の超伝導と同じように、Fermi 粒子 2 個がクーパー対を作ると同時にその Bose 粒子的性質を持つ対が凝縮した状態と考えられている。金属電子のクーパー対がフォノンを介在する引力により形成されるのに対して、<sup>3</sup>He 超流動におけるクーパー対はファンデルワールス力とスピンのゆらぎを媒介にして得られる引力により形成されると考えられている。

通常の金属での電子対は角運動量を持たない S 波の対である。一方、<sup>3</sup>He 粒子対に働く原子間相互作用は Lennard-Jones ポテンシャル

$$V(r) = 4\varepsilon \left[ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^6 \right] \quad (2.2)$$

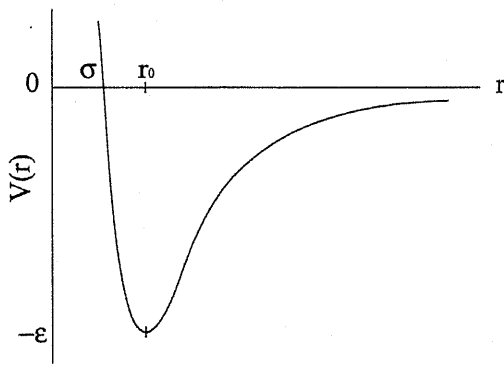


図.2-3 Lennard-Jones ポテンシャル

で表される(図.2-3).  $r=0$  で  $V(r) = \infty$  となり、原子が  $\sigma$  より近づくと強い斥力が働く。これは二つの原子の電子が重なることを禁止する Pauli の原理によるものである。短距離で強い斥力、長距離で引力という形をしているため、対を形成する原子どうしがあまり近づかない有限の角運動量(P 波)を持った状態になっている。また、通常の金属電子はクーパー対の軌道が対称なのに対して、<sup>3</sup>He 準粒子のクーパー対の軌道は反対称である。そのため、<sup>3</sup>He 超流動では波動関数のスピン部は <sup>3</sup>He 準粒子の入れ替えに関して対称である全角運動量  $S=1$  となる。以上から、P 波すなわち角

運動量  $L=1$  の対では軌道状態に  $L_z = 1, 0, -1$  の 3 つの状態があり、また三重項スピン状態にも  $S_z = 1, 0, -1$  の状態がある。したがって 3P 状態の対は  $3 \times 3 = 9$  個(虚数部も入れると 18 個)の内部自由度を持っている。

通常の金属電子のスピン関数は以下のように書ける。

$$\chi(\rho_1, \rho_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \quad (2.3)$$

超流動 <sup>3</sup>He のクーパー対は、全角運動量  $S=1$  の三重項状態(反対称)

$$\begin{aligned} & |\uparrow\uparrow\rangle & S_z = 1 \\ \chi(\rho_1, \rho_2) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) & S_z = 0 \\ & |\downarrow\downarrow\rangle & S_z = -1 \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる。一般の <sup>3</sup>He 超流動状態は、このようなスピン三重項状態の固有関数の任意の線形結合で表せる。

$$\Delta_{\uparrow\uparrow} |\uparrow\uparrow\rangle + \Delta_{\downarrow\downarrow} |\downarrow\downarrow\rangle + \Delta_0 (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \quad (2.5)$$

ここで、スピン空間での回転を行うのに便利な表示として、ベクトル  $\mathbf{d}$  を導入する。

$\Delta_{\uparrow\uparrow} \rightarrow -d_x + id_y$ ,  $\Delta_{\downarrow\downarrow} \rightarrow d_x + id_y$ ,  $\Delta_0 \rightarrow d_z$  と変換すると、ベクトル  $\mathbf{d}$  はスピン空間の回転に対して

三次元ベクトルとして変換される。また、 $\mathbf{d}$  の各成分は軌道の波動関数の固有ベクトル  $\mathbf{p}$  の線形結合であるので、上で定義した  $\mathbf{d}(\mathbf{p})$  も  $\mathbf{p}$  方向のベクトル  $\mathbf{p} = (\sin \theta_p \cos \phi_p, \sin \theta_p \sin \phi_p, \cos \theta_p)$  を用いて、

$$d_\mu(\hat{\mathbf{p}}) = \sum_i A_{\mu i} \hat{p}_i \quad (2.6)$$

のように表す事が出来る。  $A_{\mu i}$  は三重項 P 波状態 (3P) を特徴づける秩序変数で、超流動  $^4\text{He}$  や 1S の超伝導では1個の複素パラメータで状態を表現できたのに対して、  $3 \times 3 = 9$  個の複素パラメータが必要になる。この自由度のため系の外部環境 (圧力、磁場、温度) によって自由エネルギーを極小にするクーパ対の  $\Delta$ ,  $\mathbf{k}$  の取り方が異なる。実際、超流動  $^3\text{He}$  には比較的高温・高圧側で安定な A 相と、低温・低圧側で安定な B 相とがある。

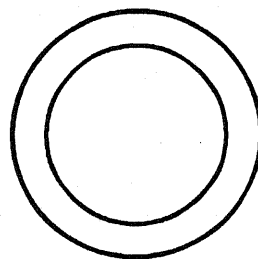
## B 相

B 相は BW 状態と呼ばれ、R. Balian と N. R. Werthamer によって最初に考えられた[6]。その特徴は全てのスピンと軌道の自由度を使った最も対称性の良い状態である。  $A_{\mu i}$  を  $\mu$  を横に  $i$  を縦にとった行列で表示すると、

$$A_{\mu i} = \Delta_B \delta_{\mu i} = \Delta_B \begin{pmatrix} 100 \\ 010 \\ 001 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

と書ける。この時エネルギーギャップは、

$$d \cdot d^* = |\Delta_B|^2 \sum_i (\hat{p}_i)^2 = |\Delta_B|^2 \quad (2.8)$$



B phase

図.2-4 B 相のエネルギーギャップ

となり、1S 状態と同じように Fermi 面の全面で一定のギャップが開いた等方的な状態である (図.2-4)。転移点近傍におけるエネルギーギャップは、自由エネルギーの一次の変分がゼロになる条件から求め、

$$\Delta_B(T) = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} = \left(\frac{8\pi^2}{7\zeta(3)}\right)^{1/2} k_B T_c \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1/2} \cong 3.06 k_B T_c \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1/2} \quad (2.9)$$

である。

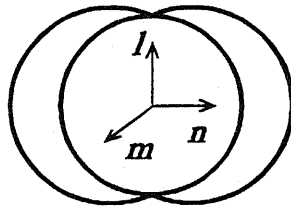
## A 相

A 相は ABM 状態と呼ばれ, Anderson と Morel により最初に指摘された状態で,  $A_{\mu i}$  は次のように書ける[7].

$$A_{\mu i} = \Delta_A \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

この時,

$$|\Delta(\hat{p})|^2 = d \cdot d^* = |\Delta_A|^2 (\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2) = |\Delta_A|^2 \sin^2 \theta_p \quad (2.11)$$



A phase

図.2-5 A 相のエネルギーギャップ

となり,  $\theta_p = 0$  と  $\theta_p = \pi$  の Fermi 面上の方向, 南極と北極に対応する点でギャップがゼロになる非等方的な状態である(図.2-5). B 層と同様に転移点近傍のエネルギーギャップ  $\Delta_A(T) \sin \theta_p$  における  $\Delta_A(T)$  の温度依存性は,

$$\Delta_A(T) = \sqrt{\frac{5}{4}} \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \cong 3.42 k_B T_c \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1/2} \quad (2.12)$$

となる.

## A<sub>1</sub> 相

磁場がかかったとき転移点近傍に現れる A<sub>1</sub> 状態は

$$A_{\mu i} = \Delta_A \begin{pmatrix} 1 & i & 0 \\ i & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

というユニタリーでない状態である. 外部磁場がかかると磁場に対して反平行なスピンを持つ対だけが凝縮し, Fermi 面で A 相と同じギャップを持つ. つまり A<sub>1</sub> 相では磁場と反平行スピンを持った超流体と, 磁場と平行スピンを持つために凝縮できずに残った準粒子, 及び熱的に励起された平行スピンの準粒子によって構成され, 三流体モデルとして記述される.

図.2-6 に参考として 29 bar での磁気相図を示した.  $T_{c1}$  で常流動相から A<sub>1</sub> 相へ,  $T_{c2}$  で A<sub>1</sub> 相から A<sub>2</sub>

相(磁場中における A 相)にそれぞれ転移する. 磁場が高くなるにつれて, A<sub>1</sub> 相の領域は線形に広がっていく.

外部磁場に対して A<sub>1</sub> 相の温度幅が線形性を持つことは BCS 理論の単純な議論から示すことができる. Fermi エネルギーでの, 上向きスピンと下向きスピンの状態密度の差は, 以下の様に表せる[8].

$$\begin{aligned} \delta N &= N_{\downarrow}(E_F) - N_{\uparrow}(E_F) \\ &= \frac{\partial N(E)}{\partial E} \Big|_{E_F} \delta E = 2\mu H \frac{\partial N(E)}{\partial E} \Big|_{E_F} \end{aligned}$$

よって A<sub>1</sub> 相の温度幅は,

$$\begin{aligned} T_{c1} - T_{c2} &= C e^{-\frac{1}{\lambda N_1(E_F)}} + C e^{-\frac{1}{\lambda N_2(E_F)}} \\ &= \frac{C}{\lambda N^2} e^{-\frac{1}{\lambda N}} \delta N = 2\mu H \frac{T_c}{\lambda N^2} \frac{\partial N}{\partial E} \Big|_{E_F} \end{aligned} \quad (2.14)$$

と表せ, 外部磁場との線形性が得られる. ここで,  $\lambda$  は対の相互作用に応じたカップリング定数である.

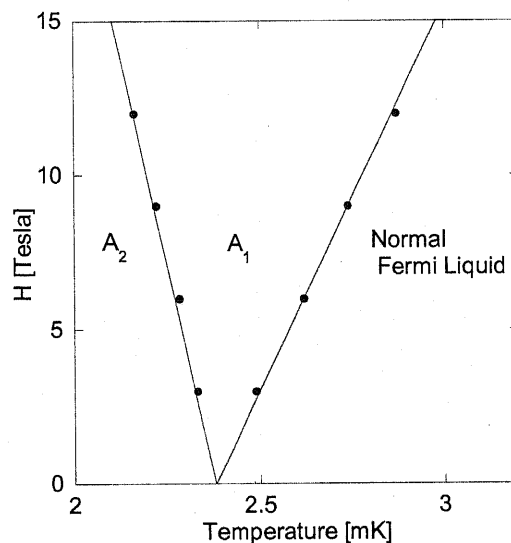


図.2-6 29 bar における A<sub>1</sub> 相の相図 [9]

磁場を強くすると A<sub>1</sub> 相の温度域が線形に広がるとはいえ, 例えば 29 bar において 8 Tesla の磁場を印加した場合で  $T_{c1} = 2.7019$  mK,  $T_{c2} = 2.2537$  mK,  $T_{c1} - T_{c2} = 448.2$   $\mu$ K である. 非常に狭い温度範囲でのみ現れる相であり, 高磁場かつ極低温の環境を実現する困難さもあり, A<sub>1</sub> 相における実験の報告は限られている.

## 2.2 磁気噴水効果とスピン緩和時間

### 2.2.1 磁気噴水効果とは

超流動  $^3\text{He}$  に関して, Liu は 1979 年にスピンとゲージの相対的な対称性の破れを考慮することによって以下の関係式を示した[10].

$$\frac{d\vec{V}_S}{dt} = -[\nabla\mu + M_z \frac{\hbar}{2m} \nabla\omega] \quad (2.15)$$

ここで  $V_S$  は超流動速度,  $\mu$  は化学ポテンシャル,  $M_z$  は磁気量子数,  $m$  は質量を表す. また  $\omega$  は,

$$\omega = \gamma \left( \frac{\gamma S}{\chi} - H \right) \quad (2.16)$$

と表される.  $\gamma$  は磁気回転比,  $S$  はスピン密度,  $\chi$  は帯磁率,  $H$  は外部磁場であり, 右辺は内部磁場と外部磁場の差を表している. また  $^3\text{He}$  の  $\gamma$  は負である. そして磁気噴水効果を利用し,  $M_z = -1$  であることが実験的に示されている[11]. つまり磁気モーメント  $\mu_m$  は,

$$\mu_m \propto \gamma M_z \quad (2.17)$$

と書けるので,  $A_1$  相の超流動成分のスピンは磁場と逆向き, 磁気モーメントは磁場と同じ方向である. 平衡状態では,

$$M = \gamma S = \chi H \quad (2.18)$$

となり  $\omega$  の項は消える.

今, (2.15) に熱力学関係式である

$$d\mu = \frac{1}{\rho} dP - \sigma dT \quad (2.19)$$

を代入すると

$$\nabla P = \rho \left[ -\frac{dV_S}{dt} + \sigma \nabla T + M_z \frac{\gamma \hbar}{2m} \left( \nabla H - \frac{\gamma}{\chi} \nabla S \right) \right] \quad (2.20)$$

のように圧力差に関する式が得られる.

今, (2.20) において以下の 3 つの条件を考える.

- ① ゆるやかに変化が生じるとして, 加速度  $\dot{V}_S$  は無視できるほど小さい.
- ② エントロピー変化も小さいとし,  $\nabla T = 0$
- ③ 磁化が外部磁場と平衡に達する前を考え,  $\nabla S = 0$

この時, (2.20) は次式のようにかける.

$$\nabla P = M_z \frac{\gamma \hbar}{2m} \rho \nabla H \quad (2.21)$$

上式は磁場勾配  $\nabla H$  をかけると圧力差  $\nabla P$  が生じるということを表している. これが磁気噴水効果である. この式から圧力差は磁場勾配に比例することが分かる.

実際の測定では磁場勾配を掛け続けてもスピン密度  $\nabla S$  が時間と共に緩和し, 磁化が磁場勾配と平衡

になると圧力差はなくなる。ゆえに実際の測定を考えると上の③の条件は除かなければならない。すなわち①と②のみの条件で(2.20)を考慮すると

$$\nabla P = M_z \frac{\gamma \hbar}{2m} \rho \left( \nabla H - \frac{\gamma}{\chi} \nabla S \right) \quad (2.22)$$

これがスピン緩和も考慮した磁気噴水効果の式である。以下、この式について実験方法を説明する。

図.2-7 は実験の模式図である。セルは Reservoir Chamber と Detector Chamber に別れ、どちらにも液体の  $^3\text{He}$  が満たされている。この2つの Chamber の間は Superleak によって繋がれている。Superleak とは超流体しか素早く通り抜けられないような細い通路である。

Diaphragm (可変電極) は、容器間の差圧の変化に対し上下に自由に動く。固定電極と可変電極間の電気容量を測定することで Detector Chamber 内の圧力変化を測定することができる。

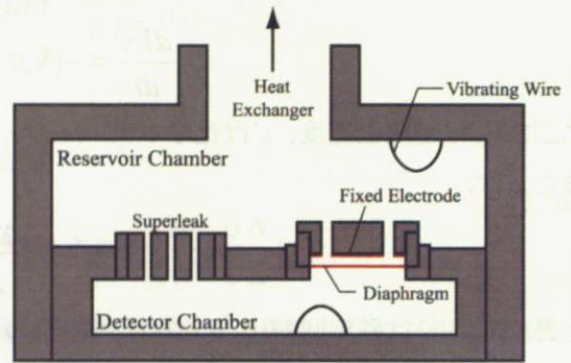


図.2-7 実験の模式図

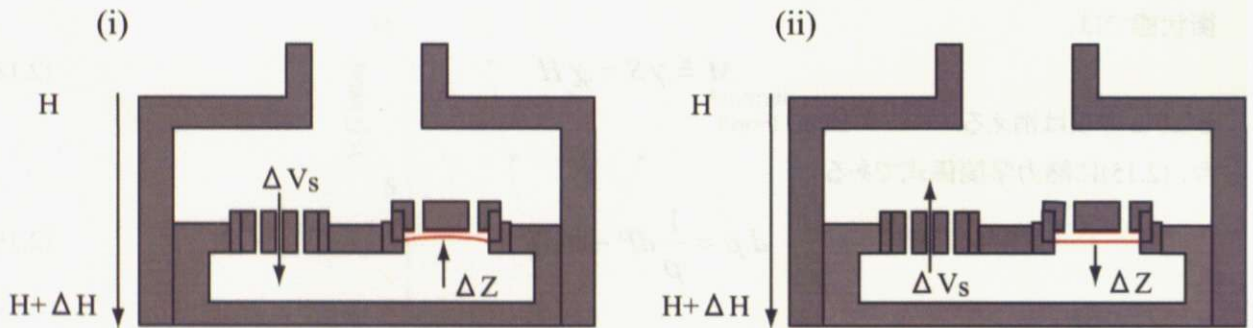


図.2-8 磁場勾配による圧力差の変化とスピン緩和

図.2-8 (i)のようにセルに磁場勾配を印加すると、磁気噴水効果により Superleak を通して超流体が Detector Chamber に流入し、膜の位置が変化する。磁場勾配を印加した直後は式(2.21)において  $\Delta S$  は小さいので超流体は磁場勾配と同じ方向に流れ続ける。

磁場勾配を印加し続けても、スピン密度が緩和し  $\Delta S$  が次第に大きくなるにつれ(2.21)の右辺は小さくなる。それと共に図.2-8 (ii)のように圧力差も減少し平衡状態に達すると最終的にゼロとなる。すなわち、この Diaphragm の緩和を測定することでスピンの緩和時間を見積もることができる。なお、後に示すようにスピン密度は指数関数的に変化する。

## 2.2.2 スピン密度の緩和時間

(2.22)により磁場勾配とスピン密度により圧力差が決まることがわかった。次に、どのようにスピン緩和時間を求めるか示す。以下、簡単のため空間を一次元(x 方向)とみなして計算する。次の 5 式によって表されるようなシンプルな hydrodynamics を解くことでスピンの緩和時間を求めた。

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta P}{\delta x} - R v_n \quad (2.23)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta P}{\delta x} - \frac{\hbar}{2m} \left[ \frac{\chi}{\chi} \frac{\delta S}{\delta x} - \frac{\delta H}{\delta x} \right] \quad (2.24)$$

$$8\pi\sigma Z = B \delta P \quad (2.25)$$

$$\rho B \dot{Z} = (\rho_s v_s + \rho_n v_n) A \quad (2.26)$$

$$\delta \dot{S} = \frac{\rho_s \hbar A}{2mV} v_s + \left( \frac{\chi}{\gamma} \delta H - \delta S \right) \frac{1}{T_1} \quad (2.27)$$

$\rho$ : 超流動成分と常流動成分を合わせた全体の密度  $\rho_s(\rho_n)$ : 超流動(常流動)成分の密度  
 $v_s(v_n)$ : 超流動(常流動)の速度  $R$ : Superleak のインピーダンス  $A$ : Superleak の総断面積  
 $m$ :  $^3\text{He}$  原子の質量  $\chi$ : 帯磁率  $S$ : スピン密度  $H$ : 磁場  $\gamma$ : 磁気回転比  
 $B, Z, \sigma$ : Diaphragm の面積, 位置, Tension  $T_1$ : スピン密度緩和時間

(2.23)は Superleak を通る常流動の運動方程式である。(2.24)は磁気噴水効果による圧力差を示した式である。(2.25)は Diaphragm の力のつりあい, (2.26)は質量保存則で Superleak を通して Detector Chamber に流れ込んだ液と Diaphragm の変位を表す。そして(2.27)はスピン密度の時間変化 $S$ とスピン緩和時間 $T_1$ との関係式である。

上記 5 式をまとめる。まず(2.24), (2.25)において  $\delta S$  について解くと

$$\delta S = -\frac{2m\chi}{\rho\hbar\gamma^2} \frac{8\pi\sigma}{B} Z + \frac{\chi}{\gamma} \delta H \quad (2.28)$$

(2.23), (2.26)を(2.25)に代入し,  $\delta x$  を superleak の長さ $l$ に置き換えると

$$\rho_s v_s = \frac{\rho B}{A} \dot{Z} + \frac{\rho_n 8\pi\sigma}{\rho R B l} Z \quad (2.29)$$

次に(2.28), (2.29), (2.28)を時間微分したものを(2.27)に代入すると

$$-\frac{2m\chi}{\rho\hbar\gamma^2} \frac{8\pi\sigma}{B} \dot{Z} + \frac{\chi}{\gamma} \delta \dot{H} = \frac{\hbar A}{2mV} \rho_s v_s + \frac{2m\chi 8\pi\sigma}{\rho\hbar\gamma^2 B T_1} Z \quad (2.30)$$

(2.30)を整理して

$$\delta \dot{H} = \left( \frac{\hbar\gamma A}{2m\chi V} \frac{\rho_n 8\pi\sigma}{R\rho B l} + \frac{2m 8\pi\sigma}{\rho\hbar\gamma B T_1} \right) Z + \left( \frac{\hbar\gamma A}{2m\chi V} \frac{\rho B}{A} + \frac{2m 8\pi\sigma}{\rho\hbar\gamma B} \right) \dot{Z} \quad (2.31)$$

この実験では磁場勾配  $\delta H$  は時間変化させないから, (2.31)の左辺は 0 である。ゆえに(2.31)の  $Z$  についての解は



$$Z = C \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.32)$$

のような形をとる。Cは任意の定数である。すなわち Diaphragm は指数関数的に緩和し、(2.32)の  $\tau$  が Diaphragm の緩和時間にあたる。(2.31)から  $\tau$  を求めると、

$$\tau = \frac{\frac{\hbar\gamma A}{2m\chi V} \frac{\rho B}{A} + \frac{2m8\pi\sigma}{\rho\hbar\gamma B}}{\frac{\hbar\gamma A}{2m\chi V} \frac{\rho_n 8\pi\sigma}{R\rho B l} + \frac{2m8\pi\sigma}{\rho\hbar\gamma B T_1}} = \tau_n \left( \frac{\frac{\rho}{\rho_n} + \beta}{1 + \frac{\tau_n \beta}{T_1}} \right) \quad (2.33)$$

ただし、

$$\tau_n = \frac{B^2 \rho l R}{8\pi\sigma A} \quad (2.34)$$

$$\beta = \frac{8\pi\sigma\chi V}{\left(\frac{\hbar\gamma}{2m}\right)^2 \rho \rho_n B^2} \approx \frac{8\pi\sigma\chi V}{\left(\frac{\hbar\gamma}{2m}\right)^2 \rho^2 B^2} \quad (2.35)$$

ここで、 $\tau_n$ は常流動成分の緩和時間、 $l$ は Superleak の長さである。2つの Chamber は Superleak によって繋がれているが、常流動成分も全く流れないわけではなく、ある程度は流れている。 $\tau_n$ をどのようにして見積もったかについては後に触れる。

$\beta$ は以下に示すように、力学的エネルギー密度変化と磁氣的エネルギー密度変化との比を表し、セルの大きさ、Diaphragm の大きさや Tension によって実験ごとに決まる定数である。Detector Chamber に超流動が質量  $\Delta M$  だけ流入したとき、力学的エネルギー密度の変化は

$$\Delta\epsilon_{mech} = \Delta P = \frac{8\pi\sigma}{B} \frac{\Delta M}{\rho B} \quad (2.36)$$

スピン偏極した  $A_1$  相の超流動成分が増加することでの磁氣的エネルギー密度の変化は

$$\Delta\epsilon_{mag} = \Delta \left( \frac{\gamma^2 S^2}{2\chi} \right) = \frac{\gamma^2 S \Delta S}{\chi} \quad (2.37)$$

$$\Delta S = \frac{\Delta M}{V} \frac{1}{m} \frac{\hbar}{2}, \quad S = \frac{\hbar\rho}{2m} \quad (2.38)$$

$$\Delta\epsilon_{mag} = \frac{\gamma^2}{\chi} \left( \frac{\hbar\rho}{2m} \right) \left( \frac{\Delta M}{V} \frac{1}{m} \frac{\hbar}{2} \right) = \left( \frac{\gamma\hbar}{2m} \right)^2 \frac{\rho\Delta M}{V} \quad (2.39)$$

$\Delta\epsilon_{mech}$  と  $\Delta\epsilon_{mag}$  の比は

$$\frac{\Delta\epsilon_{mech}}{\Delta\epsilon_{mag}} = \frac{8\pi\sigma\Delta M}{\rho B^2} \frac{1}{\left(\frac{\gamma\hbar}{2m}\right)^2 \frac{\rho\Delta M}{\chi V}} = \beta \quad (2.40)$$

となる。

(2.33)を  $T_1$  について整理すると,

$$T_1 = \frac{\beta\tau}{\frac{\rho}{\rho_n} + \beta - \frac{\tau}{\tau_n}} \quad (2.41)$$

このようにして, 測定された Diaphragm の緩和時間  $\tau$  からスピン緩和時間  $T_1$  を求めることができる.

## 2.3 電圧印加によるスピンプンプ

### 2.3.1 常流動成分の緩和時間の測定

Diaphragm の緩和時間  $\tau$  の測定

2つの Chamber は Superleak によって繋がれているが、完全に超流動成分のみを通すわけではなく、常流動成分も多少は通過する。2.2.2において膜の緩和時間  $\tau$  をスピンの緩和時間  $T_1$  へと変換させる際に常流動成分の緩和時間  $\tau_n$  を考慮したが、実験的に  $\tau_n$  を求める方法を述べる。

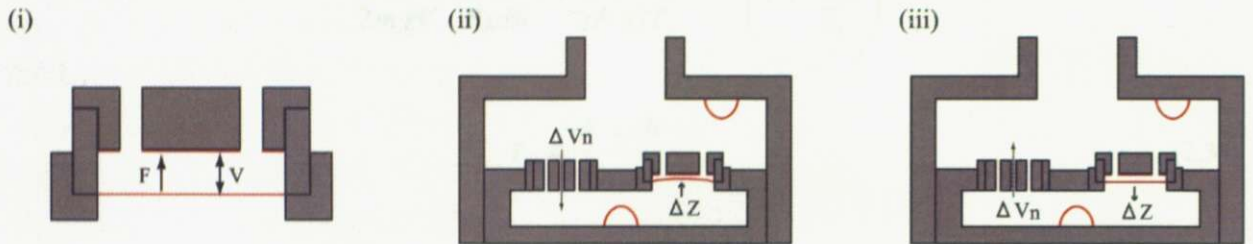


図.2-9 極板間への電圧印加による Diaphragm の変位

図.2-9 (i)のように固定電極と Diaphragm の間に電圧をかけると、Diaphragm は静電力

$$F = \frac{\epsilon B}{2d^2} V^2 \quad (2.42)$$

を受けて変位する(Bは Diaphragm の面積、dは膜間距離)。(ii)のように Diaphragm が上向きに変位するためには常流動成分が流入する必要がある。ただし常流動成分はその粘性のため、瞬間的にはなく比較的ゆっくりと Superleak を通る。その後電圧をゼロ V にすると(iii)のように Diaphragm は元の位置に戻ろうとし、Detector Chamber から Reservoir Chamber へと常流動成分が移動する。このときの電気容量の変化をプロットし、 $\exp(-t/\tau)$  でフィッティングすることで常流動成分の緩和時間を求める。

液体  $^3\text{He}$  の粘性は数 mK の温度域において高温領域では温度が低くなるにつれて  $T^2$  に比例して大きくなる[13]。常流動の緩和時間は粘性で決まる。

### 2.3.2 Spin Pumping Effect

常流動成分の緩和時間を測定するために用いた方法と同じようなことを  $A_1$  相内において行えば、電圧印加により Diaphragm を動かすことで、磁場勾配を用いずに超流動成分を移動させることができる。磁気噴水効果と合わせ、スピンの流れを磁氣的にも機械的にも生み出すことができると言える。電圧印加によりスピン密度を変化させる現象を Spin Pumping Effect と呼ぶことにする。今回の実験ではこの Spin Pumping Effect における Diaphragm の緩和の様子についてもさまざまな温度、磁場条件下で測定した。

実際の測定では電圧を除去した直後にある電気容量までは瞬間的に変化し、その後ゆっくりと緩和する現象が観測されている。これは次のように考えられる。簡単のため、常流動の流れはないものと仮定する。式(2.24)および(2.28)は磁場勾配を印加しない場合

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta P}{\delta x} - \frac{\gamma^2 x}{2m\chi} \frac{\delta S}{\delta x} \quad (2.43)$$

$$\delta \dot{S} = \frac{\rho_s \hbar A}{2mV} v_s - \frac{\delta S}{T_1} \quad (2.44)$$

と書き換えられる。(2.44)において右辺第1項は超流動の流れ, 第2項は超流動のスピン緩和によるものを表す. 質量保存則および Diaphragm の力のつりあいは

$$\rho B \dot{Z} = \rho_s v_s A \quad (2.45)$$

$$8\pi\sigma Z = B\delta P \quad (2.46)$$

(2.46)を(2.44)に代入して

$$\delta \dot{S} = \frac{\rho_s \hbar A}{2mV} \left( \frac{\rho B}{\rho_s A} \dot{Z} \right) - \frac{\delta S}{T_1} = \frac{\hbar \rho B}{2mV} \dot{Z} - \frac{\delta S}{T_1} \quad (2.47)$$

(2.47)を電圧を除去した 0 sec から瞬間的な変位が終わる時間  $t_1$  まで時間について積分すると

$$\int_0^{t_1} \frac{d(\delta S)}{dt} dt = \int_0^{t_1} \frac{\hbar \rho B}{2mV} \frac{dZ}{dt} dt - \int_0^{t_1} \frac{\delta S}{T_1} dt \quad (2.48)$$

$$\delta S(t_1) - \delta S(0) = \frac{\hbar \rho B}{2mV} (Z(t_1) - Z(0)) - \int_0^{t_1} \frac{\delta S}{T_1} dt \quad (2.49)$$

(2.49)において  $\delta S(0) = 0$ ,  $Z(0) = Z_0$  とし, スピン緩和が小さいとして右辺第2項を0とすると

$$\delta S(t_1) = \frac{\hbar \rho B}{2mV} (Z(t_1) - Z_0) \quad (2.50)$$

次に(2.43)を  $x$  について積分し, (2.46)と(2.50)を代入し  $\delta H = 0$  と  $t = 0$  sec において  $\delta P = 0$  であることを考慮して時刻  $t_1$  における膜の変位を表すと

$$\frac{8\pi\sigma}{\rho B} Z(t_1) = \frac{-\gamma^2 \hbar}{2m\chi} \delta S(t_1) \quad (2.51)$$

この式を  $Z(t_1)$  について解くと

$$Z(t_1) = \frac{1}{1 + \frac{8\pi\sigma\chi V}{\left(\frac{\hbar\gamma}{2m}\right)^2 \rho^2 B^2}} \cdot Z_0 \quad (2.52)$$

(2.52)の右辺において分母の  $\frac{8\pi\sigma\chi V}{\left(\frac{\hbar\gamma}{2m}\right)^2 \rho^2 B^2}$  は(2.35)にある  $\beta$  と同じである.  $t = 0$  において電圧を除去す

ると, diaphragm は時刻  $t = t_1$  までに

$$Z(t_1) = \frac{1}{1+\beta} \cdot Z_0 \quad (2.53)$$

の位置まで瞬間的に変位することがわかる。初期の非常に早い変化の後のゆっくりとした緩和はスピン緩和によるものと考え、この部分を  $\exp(-t/\tau)$  でフィッティングすることで Spin Pumping Effect から緩和時間を求めることができる。

## 2.4 過去の実験と本実験の目的

A<sub>1</sub>相における磁気噴水効果の実験は1983年頃からRutgers大学のKojima研究室で始められたが、試料セル内にA<sub>2</sub>相、N相(常流動相)が存在するために正しい緩和時間の測定が困難であった。我々の研究室ではH. Kojimaとの共同で試料セルに界面がない状態での実験を試みてきた。この章では過去に行った我々の研究室での実験結果を示す。

### 2.4.1 実験セル, 測定方法

使用したセルの基本構造は図.2-7と同様であるが、大部分がStycast 1266でつくられている。また、各パーツのサイズが若干異なる。Superleakは縦2.2 mm, 横20 μm, 高さ3.0 mmのスリットが5つ設けられている。Diaphragmに用いた素材は厚さ6 μmのMylarで直径は9 mmである。15 mK, 21 bar, ゼロ磁場におけるTensionは $1.7 \times 10^4$  [dyne/cm]であった。Reservoir Chamberの体積はおよそ0.1 [cm<sup>3</sup>], 21 barにおけるβはおよそ0.5程度と見積もられた。

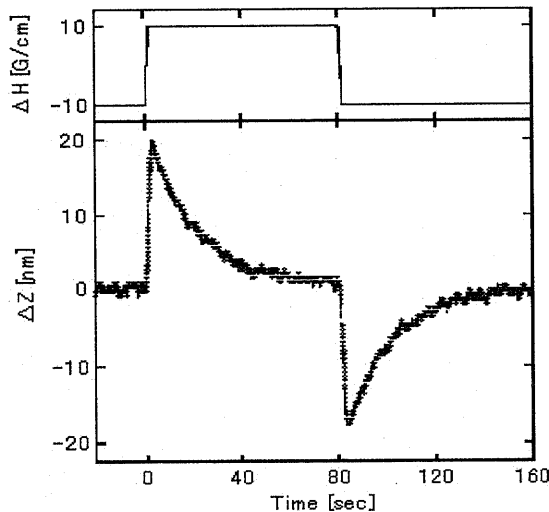


図.2-10 磁場勾配と膜の変位

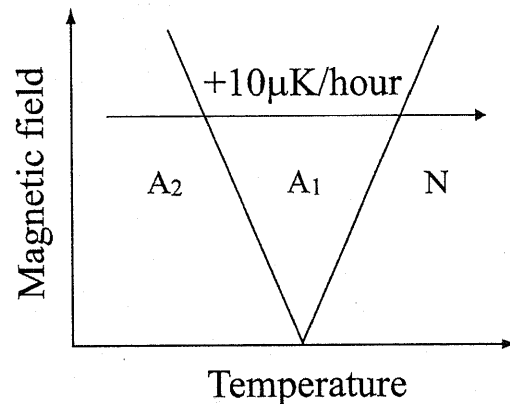


図.2-11 温度コントロール

測定は実験セルに磁場勾配 21 Gauss/cm を Superleak と平行に下方向, 上方向と順にかけ, そのとき得られた電気容量の変化を関数  $\exp(-t/\tau)$  でフィッティングし緩和時間  $\tau$  を得た。図.2-10 は実際に測定されたデータの一つで,  $t=0$  sec および  $t=80$  sec で反対方向に磁場勾配が印加されている。電気容量の変化を Diaphragm の変位に変換して表示している。Diaphragm の最大変位を Amplitude と呼ぶ。緩和時間  $\tau$  と Amplitude はこの2つのシグナルを平均して算出した。

静磁場をそれぞれ 0.2 Tesla から 8 Tesla, 圧力を 10 bar から 29 bar の範囲で変化させ測定を行った。各測定環境において, 温度を A<sub>2</sub> 相まで下げてから熱流入と核断熱磁化により約 10 μK/hour のスピードで温度を上げ, T<sub>c2</sub> から T<sub>c1</sub> までの A<sub>1</sub> 相全温度域に渡って測定した。

## 2.4.2 緩和時間の測定結果

8 Tesla, 21 bar における磁気噴水効果の温度変化の様子を図.2-12 に示す。

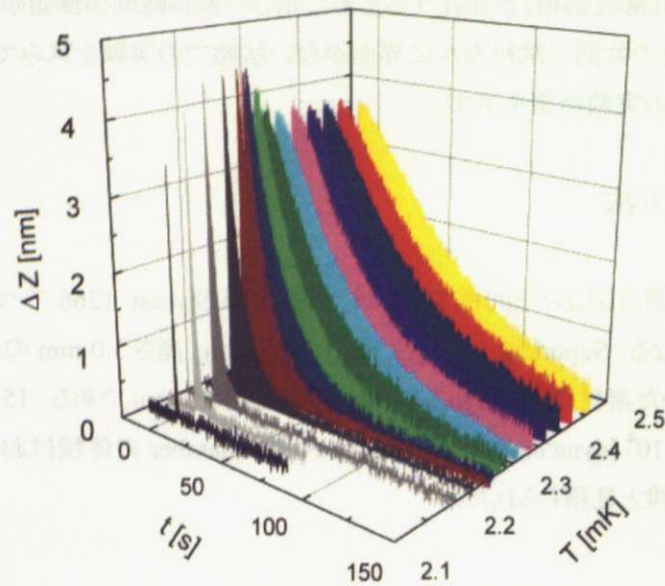


図.2-12 21 bar, 8 Tesla における磁気噴水効果

$t = 0$  sec において磁場勾配が印加され、その後印加され続けている。A<sub>2</sub>相およびN相では磁場勾配を印加しても Diaphragm の変位は見られず、A<sub>1</sub>相内でのみ磁気噴水効果が観測された。磁気噴水効果のシグナルから見積もられた転移温度は  $T_{c1} = 2.50$  mK,  $T_{c2} = 2.11$  mK である。A<sub>1</sub>相内における低温側ではごく短い時間で Diaphragm が緩和しているのに対して、高温側では 100 sec 程度の非常にゆったりとした緩和をしていることが分かる。

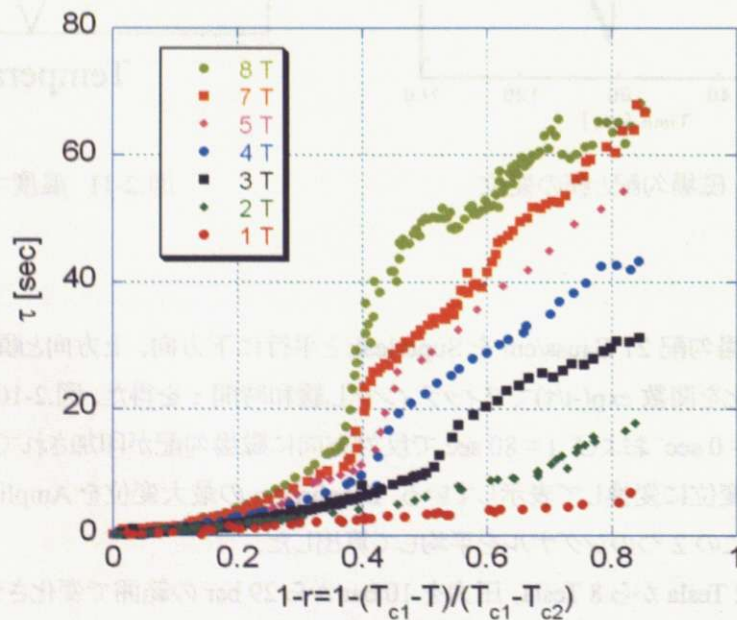


図.2-13 21 bar における緩和時間の磁場依存性



図.2-13 は 21 bar においてさまざまな磁場, 温度における Diaphragm の緩和時間をプロットしたものである. ここで, 横軸に温度の単位として Reduced Temperature (以下  $1-r$ )を用いた.  $1-r$ は

$$1-r = 1 - \left( \frac{T_{c1} - T}{T_{c1} - T_{c2}} \right) = \frac{T - T_{c2}}{T_{c1} - T_{c2}} \quad (2.54)$$

と定義する.  $T$ は測定を行った温度,  $T_{c1}$ および $T_{c2}$ は測定を行った磁場, 圧力における転移温度である. 低温側の $T = T_{c2}$ において $1-r = 0$ , 高温側の $T = T_{c1}$ において $1-r = 1$ となる. 緩和時間の温度依存性についてはすでに触れたように,  $T_{c2}$ 付近ではごく短く, 高温になるに従って長くなる強い依存性がどの磁場においても観測されている. 磁場依存性については高磁場ほど長い緩和時間が見られる傾向があることがわかる. また,  $A_1$ 相内の中間温度域で, 数 $\mu\text{K}$ 程度のごく小さい温度変化のうちに緩和時間が2倍程度変化する様子(kink)が見て取れる.

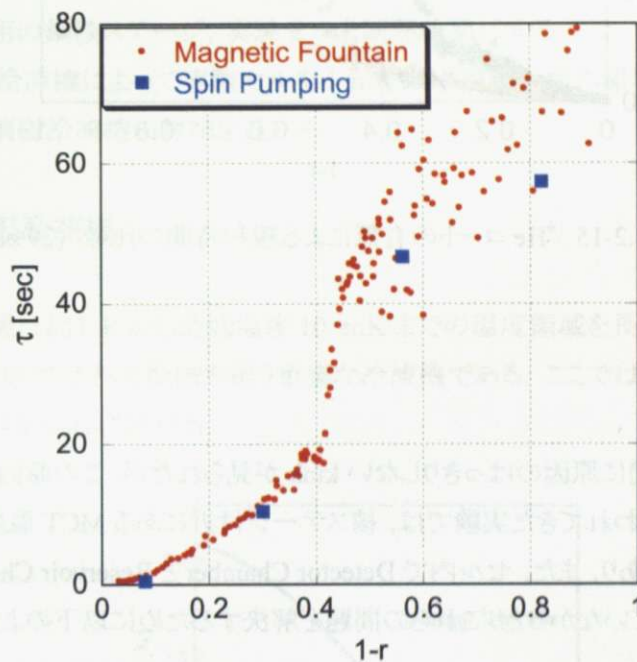


図.2-14 電圧印加と磁気噴水効果による緩和時間 (29 bar 8 Tesla)

図.2-14 は 29 bar, 8 Tesla において磁気噴水効果と Spin Pumping Effect による緩和時間を比較したものである. 2つの測定からほぼ同じ緩和時間が観測された. また, 実験セルの内壁がスピンの緩和に影響するかどうかを調べるため, セルに非磁性の $^4\text{He}$ を5層分導入し壁をコーティングした上で緩和時間の測定を行った. 図.2-15 は 29 bar において $^4\text{He}$ を導入した場合としない場合での緩和時間を比べたものである.  $^4\text{He}$ コーティングの有無に依らずほぼ同じ緩和時間が観測された. つまり緩和への壁の影響は無く, 観測された緩和時間は bulk の $^3\text{He}$ の性質に由来しているといえる.



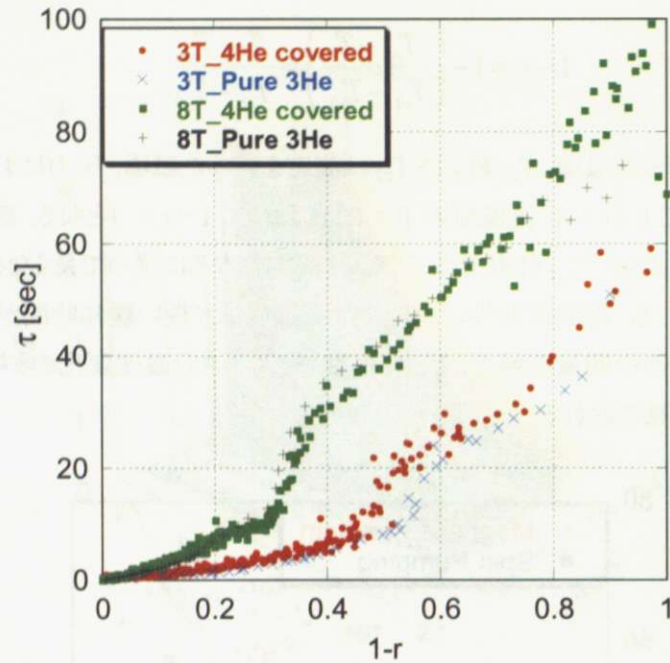


図.2-15  $^4\text{He}$  コートの有無による緩和時間の比較 (29 bar)

### 2.4.3 実験目的

磁気噴水効果の緩和時間に原因のはっきりしない kink が見られたが、この原因を解明することをひとつの目標とした。これまで行われてきた実験では、核ステージ付近にある MCT 温度計と実験セル内の液体の温度差が  $200\ \mu\text{K}$  程度あり、また、セル内で Detector Chamber と Reservoir Chamber の間にどの程度温度差があるのか、わかっていなかった。これらの問題を解決するために以下のようなセルを作製した。

- (i) これまで Stycast 1266 で作製していたが発熱が小さいと期待される Macor (Corning Inc.) で作製する。
- (ii) Vibrating Wire を 2 つの Chamber それぞれに設置し、セル内の温度勾配の様子を観測する。
- (iii) 電気容量の測定電圧を落としても十分な S/N が確保できるような高感度の電極を作製する。

Stycast 1266 製のセルでは Stycast に大量に含まれる水素原子の核スピン緩和が、特に高磁場中では発熱の大きな原因となっているものと思われる。それに比べ Macor は  $\text{SiO}_2$  を主原料とするセラミックスであり、水素原子を多く含まないためにこのような発熱を大幅に抑えることが期待される。こうしてセル内を温度勾配が無い均一な状態にして実験したときに、過去と比べてどのような結果が得られるのか調べることにした。また、Spin Pumping Effect の実験はこれまで圧力、磁場依存性が調べられていないので、この測定を行うことをもうひとつの目的とした。

### 第3章 実験方法とセルの作製

この章では低温環境の実現や温度測定の方法、実験セルの作製、測定方法などについて述べる。

#### 3.1 低温生成装置

本研究では実験セルを約 1 mK の超低温環境にすることが求められる。室温からいかにして 1 mK の超低温を実現するか概略を述べる。まず、液体  $^4\text{He}$  を寒剤に用いて断熱管内、冷凍機内部（希釈冷凍機、断熱消磁用超伝導コイルと銅核ステージ、実験セル）を 10 K 以下まで冷やす。この際、熱交換ガスとして水素ガスを断熱管内に入れている。冷えたことをカーボン温度計で確認した後、断熱管を真空にすることによって冷凍機内部を断熱状態にする。

次に、希釈冷凍機を用いて約 16 mK まで断熱消磁用の銅核ステージと実験セルを冷やす。この時銅には 6.8 Tesla の磁場をかけておく。冷えたことを MCT 温度計で確認した後、Zn を用いた熱スイッチで希釈冷凍機と断熱消磁用の銅核ステージ、実験セルを断熱状態にする。

最後に核断熱消磁冷凍機によって実験セルを 1 mK 以下の超低温の環境下に置くことができる。以下、希釈冷凍機と核断熱消磁冷凍機の詳細を述べる。

##### 3.1.1 $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ 希釈冷凍機

$^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  希釈冷凍機は約 1 K から最低温度 10 mK までの温度領域を長時間連続して生成することができるため、超低温生成では予冷段階を担う重要な冷凍機である。ここでは希釈冷凍機の中で最も低温になる希釈冷却の原理を中心に述べる。

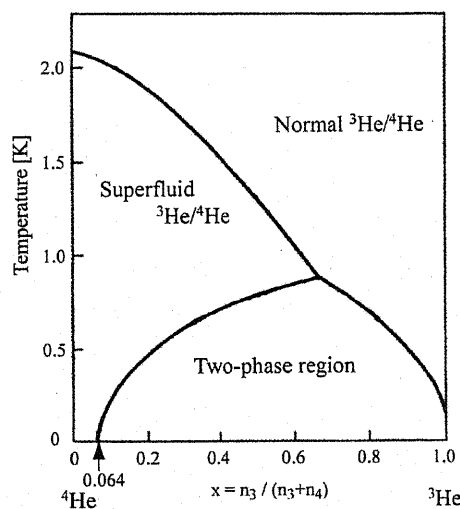


図.3-1  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  混合液の相図

希釈冷凍機の Mixing Chamber 内には  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  混合系が存在している。図.3-1 は  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  混合液の相図であり、横軸は混合液中に占める  $^3\text{He}$  のモル比を、縦軸は温度を表している。図の様に  $T = 0.86$  K 以下の温度では、 $^3\text{He}$  濃厚相 (C 相)、 $^3\text{He}$  希薄相 (D 相) の 2 相に分離する。 $^3\text{He}$  は  $^4\text{He}$  よりも質量が小さいため、 $^3\text{He}$  濃厚相の方が空間的に上に位置する。濃厚相は  $T < 0.1$  K ではほぼ濃度 100% の  $^3\text{He}$  にな

るのに対して、希薄相では絶対零度においても<sup>3</sup>He濃度が6.4%に留まる。これは<sup>4</sup>He原子が<sup>3</sup>He原子よりも重いいため零点振動が小さく、液体中で<sup>3</sup>He原子よりも小さな体積を占めることと関係がある。ひとつの<sup>3</sup>He原子に注目すると、100%液体<sup>3</sup>He中にあるときよりも液体<sup>4</sup>He中にあるときの方が最隣接原子間距離が小さく、引力であるvan der Waals力を大きく受けるのでエネルギーの利得が大きい。つまり、<sup>3</sup>He原子は液体<sup>4</sup>He中に存在するほうが安定となる。

ところで<sup>3</sup>Heはフェルミ粒子であり、比熱は理想的には次のように書ける。

$$C = \frac{\pi^2}{2} R \frac{T}{T_F} \quad (3.1)$$

また、エントロピーは

$$S = \int_0^T \frac{C}{T} dT = \frac{\pi^2}{2} R \frac{T}{T_F} \quad (3.2)$$

である。ここで、理想フェルミ粒子のフェルミ温度は

$$T_F = \frac{\hbar^2}{2m^*k_B} \left( \frac{2\pi^2}{v} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (3.3)$$

であるので、エントロピーSはモル体積vに $v^{\frac{2}{3}}$ で比例する。ここで<sup>3</sup>Heに注目すると、濃厚相の方が希積相よりもvが小さいためSが小さい。このため濃厚相から希薄相に<sup>3</sup>Heを蒸発させることが出来れば

$$Q = T(S_{\text{希薄相}} - S_{\text{濃厚相}}) \quad (3.4)$$

の熱を濃厚相から奪うことが出来る。上式より、Fermi液体のエントロピーSはTに比例するので、冷却能力はT<sup>2</sup>に比例する。低温において<sup>3</sup>Heの方が圧倒的に飽和蒸気圧が高いことを利用すれば希積相から

<sup>3</sup>Heのみを選択的に蒸発させることが出来、<sup>3</sup>Heの循環を連続的に行うことが出来る。

次に<sup>3</sup>Heを循環させる方法について述べる。Mixing Chamber以外の部分を簡単に説明する(図.3-2)。1K Potは<sup>3</sup>Heガスと熱交換し、液化する場所である。1K Potには常時<sup>4</sup>Heの液体が供給されており、これをロータリーポンプで減圧排気し1K程度まで冷却可能である。また、StillはMixing Chamberの希薄相から選択的に<sup>3</sup>Heを蒸発させる場所である。温度が高いほうが循環量は増えるため、適切な温度(およそ0.7K)を保てるようにヒーターを用いている。

具体的にどの程度の冷却能力があるのかを示す。希積冷凍機の冷却能力Qは<sup>3</sup>Heの循環量をnとして、 $Q = nT \Delta S$ と表せる。<sup>3</sup>He濃厚相の濃度が100%、<sup>3</sup>He希積相の濃度が6.4%の時、それぞれのフェルミ温度が1.62K、0.38Kなので(3.2)式からそれぞれの相のエントロピーを計算し、冷却能力を求めることが出来る。今回用いた大型の冷凍

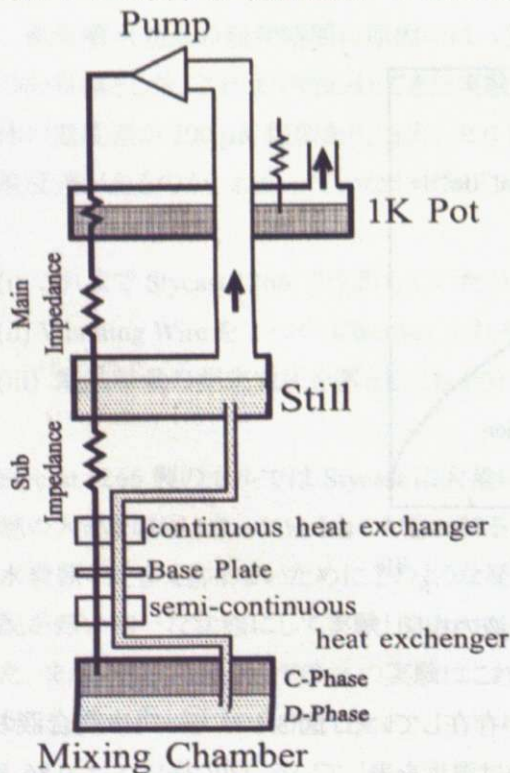


図.3-2 希積冷凍機の模式図



機の場合,  $^3\text{He}$  の循環量は  $400 \mu\text{mol}$  程度なので冷却能力は  $T = 100 \text{ mK}$  において  $Q = 300 \mu\text{W}$ ,  $T = 20 \text{ mK}$  において  $Q = 12 \mu\text{W}$  である. このような時, 冷凍機単体で  $6 \text{ mK}$ , サンプルセル等を装着したとき  $10 \text{ mK}$  程度まで冷やすことが出来る. 実際の実験では核断熱消磁のために  $6.8 \text{ Tesla}$  という高磁場が掛けられているため, 約  $16 \text{ mK}$  までの予冷を希釈冷凍機が担っている.  $2\sim 3$  日程度の予冷で  $16 \text{ mK}$  まで冷却される.

### 3.1.2 核断熱消磁冷凍機

希釈冷凍機で得られる温度よりもさらに低温を実現するために核断熱冷凍機を用いる. その仕組みは, 銅の核スピン ( $I = 3/2$ ) 系が  $10 \text{ mK}$  以下の低温でも大きなエントロピーを残し, さらに磁場を操作することによりエントロピーの増減を人為的に制御することが出来る性質を用いている. 以下, スピン  $S$  の自由スピン系に磁場  $H$  を印加したときを例に核断熱消磁の原理について述べる. スピン  $S$  を持つ原子に磁場  $H$  を印加すると, スピンハミルトニアンにおいてゼーマン相互作用は

$$H = -g\mu_B \mathbf{H} \cdot \mathbf{S} \quad (3.5)$$

となる. ここで,  $g$  因子は  $1.5$  である. 上式で与えられるスピン系が温度  $T$  の熱平衡状態にあるとき, 系の分配関数は

$$Z = \frac{e^{-\beta 2\mu_B H m} + e^{\beta 2\mu_B H (S+1)}}{1 - e^{\beta 2\mu_B H m}} = \frac{\sinh(2S+1)\beta\mu H}{\sinh \beta\mu H} \quad (3.6)$$

さらにエントロピー  $S$  は

$$S = Nk_B \frac{\partial}{\partial T} (T \log Z) \quad (3.7)$$

である. このようにエントロピーは  $H/T$  の関数であるので, 断熱状態 ( $S$  が一定) の時  $H/T$  が一定になる. 銅の核スピン系 ( $S = 3/2$ ) の場合のエントロピーを示す (図.3-3). 例えば, 系に  $H = 6.8 \text{ Tesla}$  の磁場を掛けた状態で温度  $T = 16 \text{ mK}$  まで冷やし, 準静的断熱状態のまま  $H = 6.8/16 = 0.425 \text{ Tesla}$  まで消磁すると,  $T = 16/16 = 1 \text{ mK}$  まで冷える. 実際にはスピン系は内部磁場を感じていること, 外部からの熱流入などにより計算よりも少し高めの温度となる.

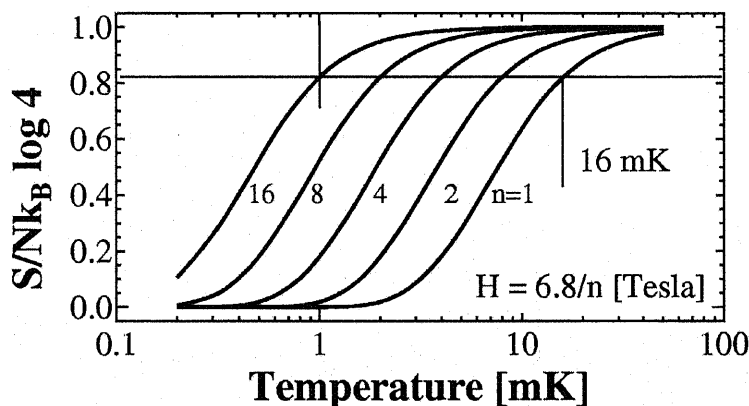


図.3-3 銅の核スピン系のエントロピー

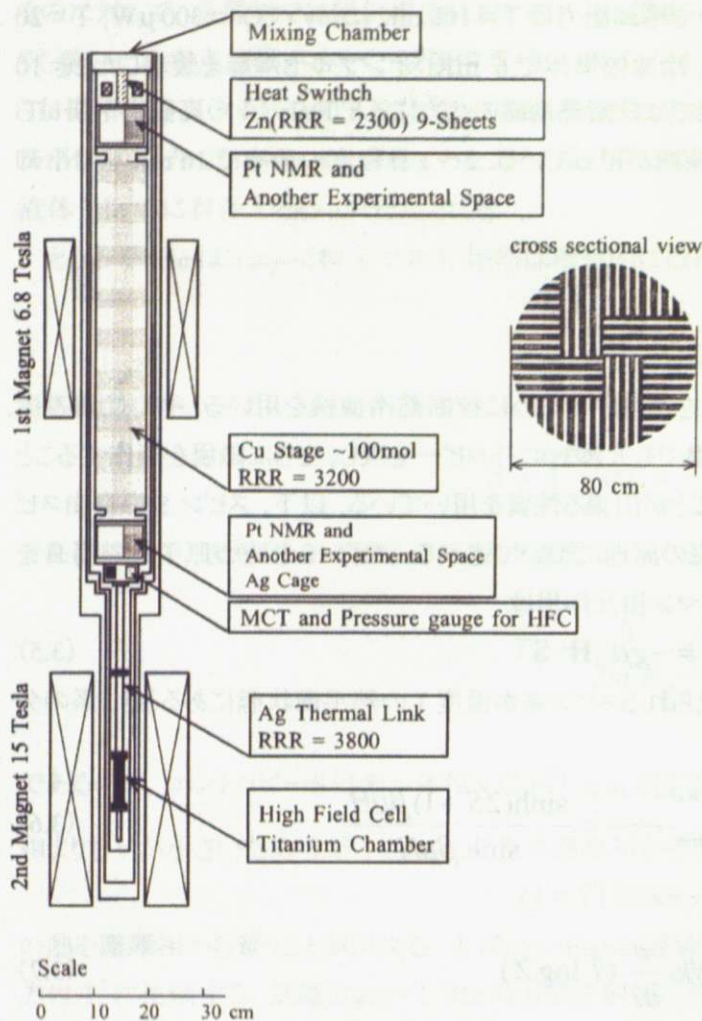


図.3-4 核断熱消磁冷凍機

本実験で用いた銅の核ステージは有効モル数 100 mol と非常に大きく  $^4\text{He}$  温度 (4.2 K) から断熱消磁を行う温度 (16 mK) まで冷やすのに 2~3 日程度かかるが、一度十分に冷却されればその大きな比熱のために長期間にわたり超低温を維持することができる。核ステージには磁場操引による渦電流発熱を防ぐためにスリットが入れている。焼結処理は温度  $950^\circ\text{C}$ 、酸素雰囲気  $2 \times 10^{-4}$  Torr において 3 日間行い、RRR = 3200 である。

今回、6.8 Tesla まで印加可能な超伝導マグネットを用いて断熱消磁を行った。16 mK まで予冷した場合の熱容量は約 50 J/K となる。核ステージと希釈冷凍機の間には熱スイッチとして熱処理 ( $200^\circ\text{C}$ 、真空中 2 時間、RRR = 2300) された Zn の板を用いている。超伝導転移温度は、0.875 K であるため、約 0.1 K 以下ではほぼ完全な断熱状態が実現している。図.3-4 に全体的な配置を示す。実験セルは冷凍機の下 15 Tesla の磁場中に取り付けられている。この磁場空間は大きく、セル全体は 1% 以下の均一度の磁場中に置かれている。

## 3.2 温度測定

実験セルの温度を決定するのに用いた温度計は2 Kから20 mKまでは抵抗温度計, 20 mKから1 mKまではMCT ( $^3\text{He}$  融解圧温度計)である. また液自身の温度計として Vibrating Wire Viscometer 温度計を用いた. 以下, 簡単に温度計の原理を述べる.

### 3.2.1 MCT ( $^3\text{He}$ 融解圧温度計)

$^3\text{He}$  融解圧温度計 (MCT) は  $^3\text{He}$  の融解圧が 1 mK に至る超低温において比較的大きな温度変化を示すことを利用した二次温度計である. 圧力は超低温でも精密に測定できる物理量なので MCT は高い温度分解能を持つ. また, 融解圧曲線上には  $^3\text{He}$  の相転移に伴う 4 つの定点が存在し, それらを利用することにより温度計自身で温度較正することが出来る. 温度スケールとしては, 超低温研究で一般的に利用されている Greywall によるものを用いた. [12]

図.3-5 は MCT セルの断面図である.  $^3\text{He}$  試料と容器壁との熱接触を良くするために熱交換器として直径 800 Å の銀粉 (徳力化学, C8) が焼結されている. そして MCT セル内に  $^3\text{He}$  の液体と固体をキャピラリブロック法で共存させてその融解圧を測定する. キャピラリブロックとは, 図.3-6 から分かるように  $^3\text{He}$  は 29.3 bar 以上の圧力を与えて温度を下げると, 希釈冷凍機の熱交換器周辺で試料導入管内の  $^3\text{He}$  が融解圧曲線にあたり固体  $^3\text{He}$  の栓が出来る現象の事を意味する. キャピラリブロックによって外部から試料の圧力を操作する事は不可能になるが, 測定セル内の圧力は融解圧曲線にそって変化する. さらに低温でもセル内の固体が全て融解しないように初期圧を設定しておく必要がある.

実際に測定される物理量は, 融解圧力と真空槽の圧力差により BeCu の Diaphragm が変形し, その変形を反映した Diaphragm と固定電極の間の電気容量である.

測定は, 静電容量変化をレシオトランスとロックインアンプを組み合わせたブリッジ (図.3-7) を用いて参照容量との比  $R_0$  という形で行う. 平行平板型の参照容量は MCT 本体と同じ温度下に置かれている.  $R_0$  と融解圧  $P$  の関係は, 次式の様に表される.

$$\frac{1}{R_0} - 1 = C_0 + C_1 P \quad (3.8)$$

$C_0, C_1$  は係数であり, 以下の方法から求める. 上にも述べたが, 融解圧曲線上には 4 つの定点が存在し, 各定点を通過するように温度挿引しながら融解圧力測定を行うことで圧力定点を知ることが出来る. 最も高温 (318 mK) にあるのは融解圧極小点 (M 点) である. 次に, 2.49 mK で常流動相から超流動相に転移する A 点が現れる. A 点は二次転移であるため融解圧は連続に変化するが, 比熱が大きく変化するために傾きの変化が生じる. 1.93 mK では超流動 A 相から B 相へと転移する B 点が現れる. B 点は冷却の際には過冷却し, 昇温の際には潜熱を反映してプラトーとして現れる.

固体  $^3\text{He}$  の相転移である S 点は 0.93 mK で現れ, 固体のエントロピーが大きく変わるために kink が生じる. 実際の各定点での MCT の変化の様子を図.3-8 に示す. 表 3-1 に示すように各定点での温度と圧力が分かっているので, 少なくとも 2 点で  $R_0$  を測定すれば較正直線を描くことが出来,  $C_0$  および  $C_1$  を決定することが出来る.

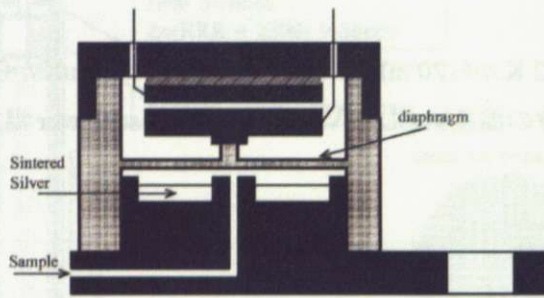


図.3-5 MCTの断面図

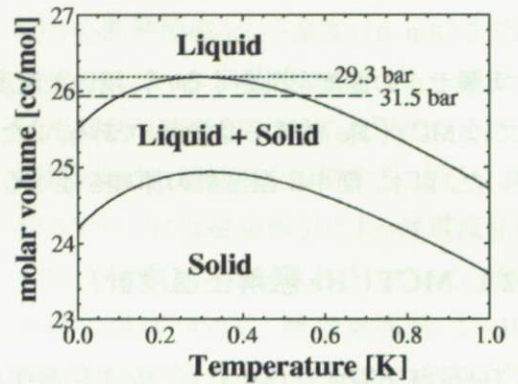


図.3-6  $^3\text{He}$ の相図(縦軸はモル)

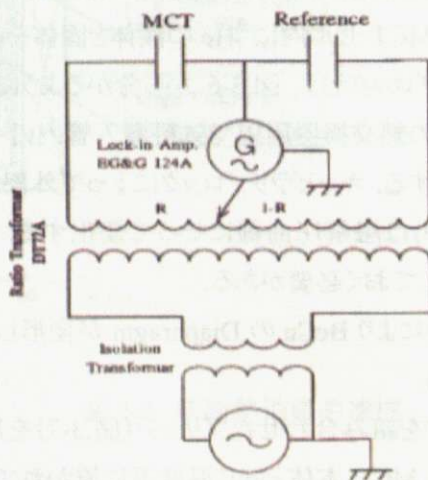


図.3-7 ブリッジ法によるMCTの測定回路

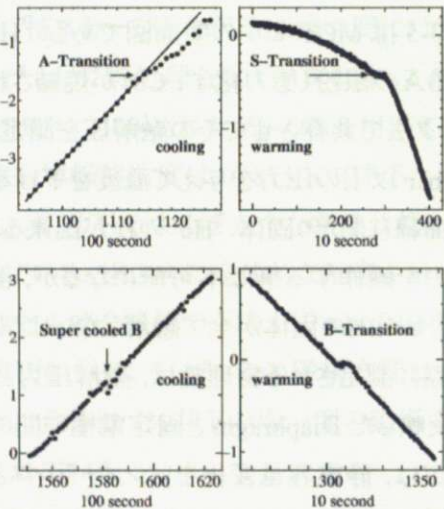


図.3-8 MCTで観測される定点

表.3-1 融解圧曲線上での定点における圧力と温度(Greywallによる)

	PRESSURE [bar]	TEMPERATURE [mK]
M	$29.3175 \pm 0.003$	$318 \pm 1$
A	$34.338 \pm 0.004$	$2.49 \pm 0.02$
B	$34.358 \pm 0.004$	$1.93 \pm 0.02$
S	$34.39052 \pm 0.004$	$0.93 \pm 0.02$



### 3.2.2 炭素抵抗温度計

20 mK以上の温度領域では、MCTに対して較正された炭素抵抗温度計(Matsushita 50 Ω)を使用した。炭素は低温になると半導体の典型的な性質である  $R \propto e^{-\Delta E/T}$  を示す。また抵抗測定に関しては、測定電流を押さえ外部からの高周波による発熱を除去するために冷凍機の入り口にフィルター回路を設置している。

### 3.2.3 Vibrating Wire Viscometer 温度計

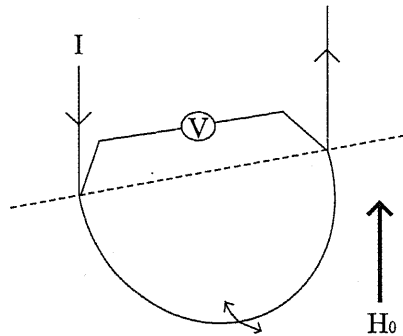


図.3-9 Vibrating Wire の原理

今回の実験ではセル内の2つの Chamberそれぞれに Vibrating Wire が設置されている。Vibrating Wire は超伝導線を半ループ状に曲げたもので、図.3-9 のようにループ面内に磁場がかかっている状態で使用する。超伝導線に交流電流を流すことで磁場と交流電流とに垂直な方向にローレンツ力を受けて振動し、その両端に起電力  $V$  が発生する。Wire は線径 100 μm の NbTi 線の被覆を取り除いて使用し、半ループの直径は約 2 mm である。共鳴周波数は磁場により異なるが、数 kHz のオーダーである。高磁場ほど大きなローレンツ力を受けるのでその分交流電流を小さくし、起電力は

なるべく一定の値をとるようにして測定を行った。1 Tesla で 50 μA(peak to peak), 8 Tesla で 3 μA(peak to peak)程度の交流電流を流している。図.3-10 に Vibrating Wire の測定系を示す。回路の抵抗は約 1 kΩである。

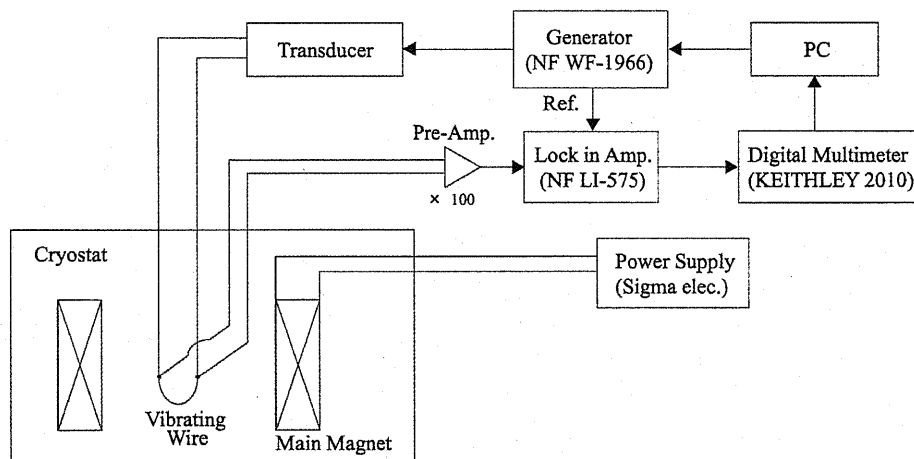


図.3-10 Vibrating Wire の測定系



交流電流の frequency,  $f$  を掃引すると図.3-11 のように  $V$  は wire の共鳴周波数  $f_0$  を中心とする共鳴曲線となる. この曲線の線幅あるいは最大振幅から粘性を求めることができる. 図.3-12 は周波数を固定した上で温度を変化させ, 起電力がどのように変化するかを示したものである. 縦軸は粘性に比例する  $1/V^2$  で表示し,  $T_{c1}$  に置ける値を 1 として規格化してある. 図のように超流動  $^3\text{He}$  の粘性は温度によって劇的に変化し, 超流動転移点で明確に折れ曲がりを示す. Vibrating Wire は液体の温度を直接測る温度計として利用することができ, MCT とセル内の液体の温度差や Chamber 間の温度差を議論する際に非常に重宝する.

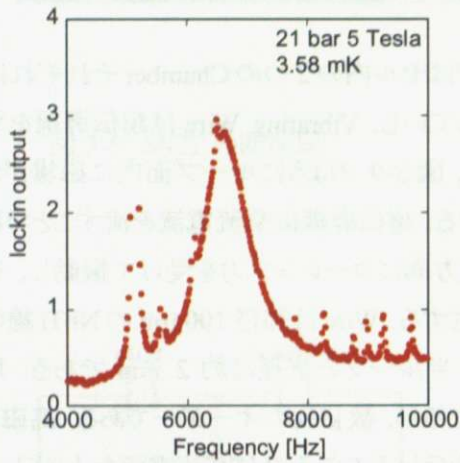


図.3-11 Vibrating Wire の共鳴曲線

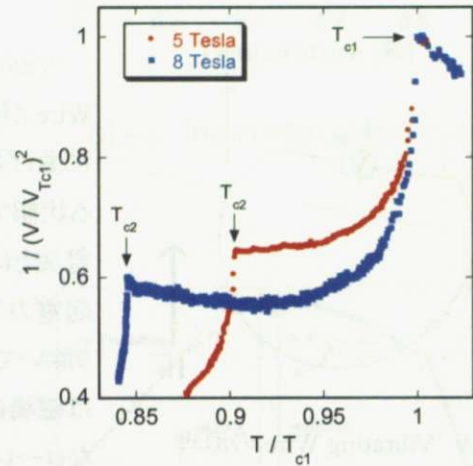


図.3-12 周波数を固定したときの  
起電力の温度依存性

	PRESSURE [bar]	TEMPERATURE [mK]
M	20.175 ± 0.002	3.17 ± 0.01
A	34.175 ± 0.004	2.45 ± 0.02
N	34.158 ± 0.004	1.93 ± 0.02
B	34.16 ± 0.004	0.97 ± 0.02

### 3.3 実験セル

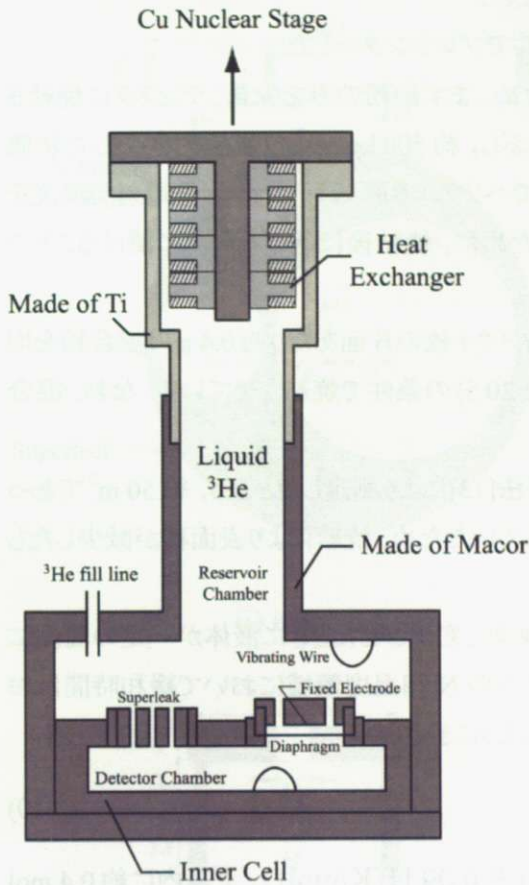


図.3-13 実験セルの全体図

実験セルは銅核ステージ下の高磁場用実験空間に配置されている。核ステージから伸ばされた銀製の熱リンク(RRR~3800)の先にはインジウムシールによってチタン容器が取り付けられ、実験セルとつながっている。実験セルには、高圧の液体<sup>3</sup>He試料を密封することが出来る。また、今回新たに改良した熱交換器(銀とプラチナの粉末)が熱リンクに焼結されている。今回の実験での大きな特徴は、実験セルの大部分を Macor で作製したことである。これまで用いていた Stycast 1266 のセルでは特に高磁場中で大きなQが見られたが、Macor ではQを大幅に抑えられるものと期待できる。Stycast に多量に含まれる水素原子の核スピン緩和が発熱の大きな要因と考えられるが、Macor は水素原子を多く含まないためである。

実験セルの最下部にある Inner Cell において様々な測定が行われる。Inner Cell の内部(Detector Chamber)と Inner Cell の外部(Reservoir Chamber)は Superleak で繋がれ、固定電極と Diaphragm からなる精密差圧計で両容器間の差圧が計測される。さらに2つの Chamberそれぞれに Vibrating Wire Viscometer が設置されている。以下において熱交換器および Inner Cell の作製に触れる。

#### 3.3.1 熱交換器

本研究では<sup>3</sup>Heを約1mKという超低温まで冷却する必要がある。超低温環境下における物性測定では、界面における熱抵抗が非常に大きな問題となる。異なる物質の界面を通してQの熱が流れるとき

$$\Delta T = R_K \times Q \quad (3.9)$$

の温度差が界面に生じる。ここで  $R_K$  はカピッツア抵抗と呼ばれる。カピッツア抵抗の温度依存性は  $T^{-1} \sim T^{-3}$  であり、超低温ではほんのわずかなQであっても大きな温度差となり実験の大きな障害となる。そこで、カピッツア抵抗を抑えるために、金属超微粉を用いた熱交換器を作製した。熱交換器は図.3-14 のような高純度の銀ディスクの上に銀とプラチナの超微粒子を混合したものを焼結させてつくったものである。熱伝導率が良く、表面積の大きいものを界面にすることで金属と液体間の熱接触が良くなるように工夫され

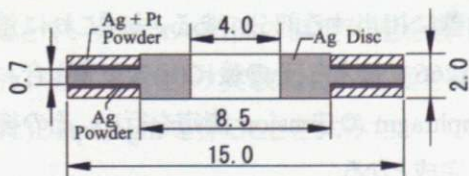


図.3-14 銀ディスクの寸法

ている。使用した銀微粒子(徳力化学, C-8)の直径は 800 Å で表面積が約 2 m<sup>2</sup>/g, プラチナ微粒子(田中貴金属, AY-1020)の直径は 8 μm で表面積が約 31 m<sup>2</sup>/g である。熱交換器作成の手順を以下に示す。

①前処理として、銀粉をアセトンに漬けて超音波洗浄する。商品として売られている銀粉には樹脂のようなものがコーティングされているため、それを取り除くために行った。洗浄後アセトンをデカンテーションし、数日間乾燥させた。プラチナにはこのような作業を行っていない。

②銀粉は約 210°C、5 分、プラチナ粉は約 200°C、8 分の条件でプレシターした。

③銀とプラチナを混合したものは銀ディスクに接着しづらいため、まず銀粉のみを少量、ディスクに焼結させる。ディスク 1 枚の片面あたり約 0.045 g の銀粉を均等にまぶし、約 500 kg/cm<sup>2</sup> の強さでプレスした状態で 200°C、20 分の条件で焼結させた。焼結は銅製の釜の内でヘリウム雰囲気で行い、熱電対で温度をモニターし温度調整した。表面積の減少を最小限に抑えるために、焼結後に釜ごと氷水に漬けることで急冷した。

④銀粉とプラチナ粉を重量比で 1:2 の割合でよく混合し、ディスク 1 枚の片面あたり約 0.4 g の混合粉を均等にまぶし、約 500 kg/cm<sup>2</sup> の強さでプレスした状態で 180°C、20 分の条件で焼結させている。なお、混合粉の焼結はディスクの片面ずつ行った。

⑤このようにして作製した 19 枚のディスクの総表面積を BET 法[13]により測定したところ、約 50 m<sup>2</sup> であった。使用した微粒子の総重量からは 150 m<sup>2</sup> 程度が期待されていたため、焼結により表面積が減少したものである。

熱交換器の性能を評価するために、核ステージの温度を素早く変化させたときに液体が一定の温度に落ち着くまでに要する緩和時間を測定した。その結果、T<sub>c1</sub> 付近の N 相温度領域において緩和時間はおよそ 18 分であった。カピツア抵抗は緩和時間を用いて次のように表される。

$$R_k = \frac{\tau}{C} \quad (3.10)$$

C はセル内の <sup>3</sup>He の比熱である (T<sub>c1</sub> 付近の N 相においておよそ 0.09 [J·K/mol])。セル内に約 0.4 mol の <sup>3</sup>He があるとしてカピツア抵抗を求めたところ、3×10<sup>4</sup> [K·W<sup>-1</sup>] であった。純銀のカピツア抵抗の文献値と比べても十分良い値である。例えば直径 700 Å の銀粉と <sup>3</sup>He の間のカピツア抵抗が 1 mK において 1×10<sup>6</sup> [m<sup>2</sup>·K·W<sup>-1</sup>]、10 mK において 1×10<sup>5</sup> [m<sup>2</sup>·K·W<sup>-1</sup>] 程度であるという報告がある。[14]

### 3.3.2 Inner Cell

Inner Cell を構成するパーツは差圧計測電極と Superleak、そして Vibrating Wire である。図.3-15 に Inner Cell を構成するパーツの寸法を示した (電極を除く)。Superleak は縦 3.0 mm、横 18 μm、高さ 3.0 mm のスリットが 3 つ平行に並んでいる。Superleak の作製は厚さ 18 μm のアルミ箔を Macor 中に Stycast 1266 と共に埋め込んだ後、NaOH によってアルミ箔だけをエッチングすることによって行った。Vibrating Wire には直径 100 μm の NbTi 線を用いた。半ループ部分の被覆を取り、図.3-15 (v) のように Macor 製のホルダーに取り付けている。半ループの根元部分は Stycast1266 で固定されている。差圧計測電極の作製については後で詳しく述べる。

Inner Cell の組み立て方を記す。図.3-15 (i) は Inner Cell の上蓋に相当する部分である。まずこれに差圧計測電極、Superleak Holder、Vibrating Wire を入れて Stycast 1266 で接着し、その後に (ii) の下蓋と合わせた。Superleak Holder にキャピラリーをつけて Leak Test と Diaphragm の Tension 測定を行い、その後 Holder 上部を切り取り (iv) の Superleak を入れることで Inner Cell 完成となる。



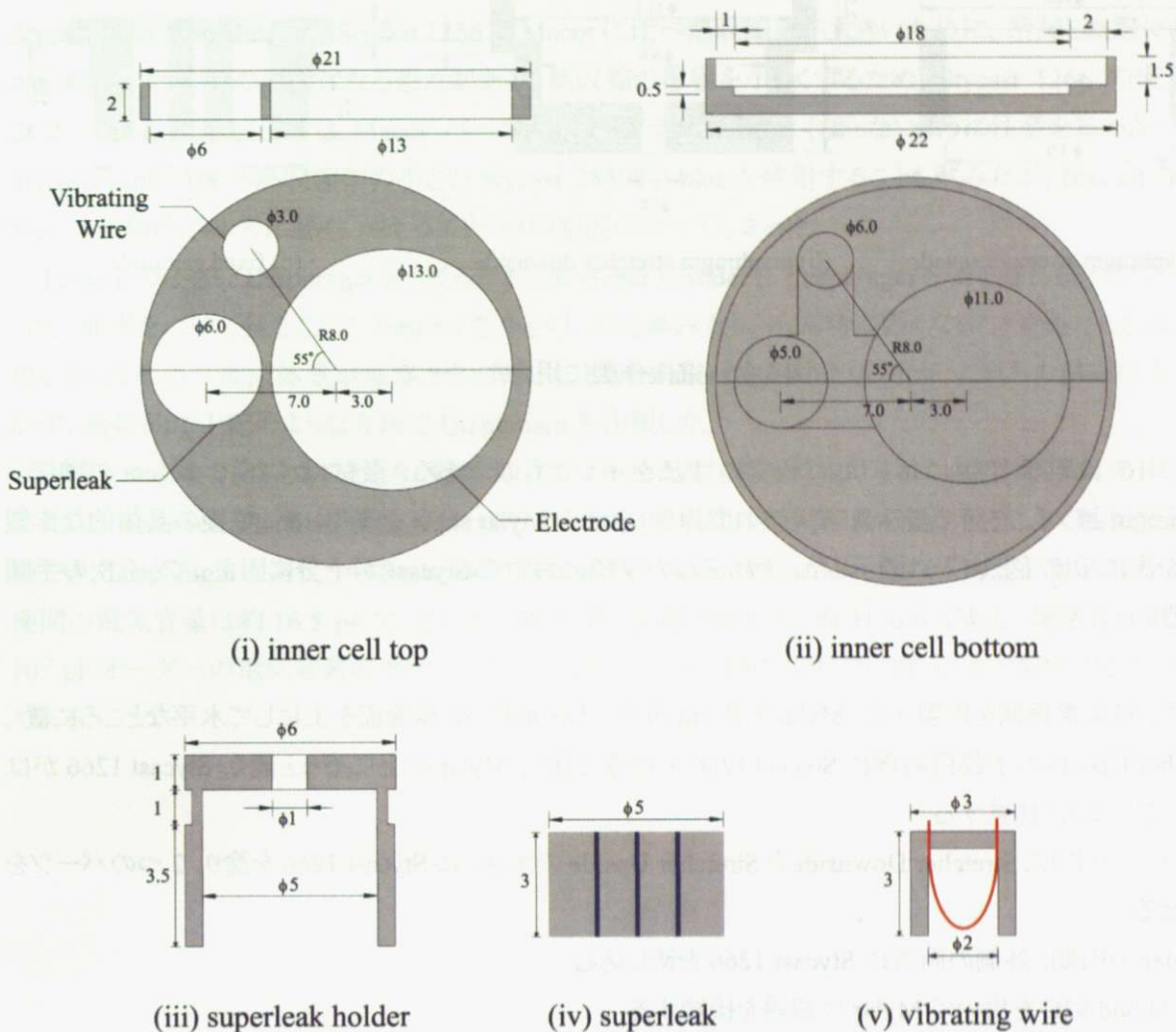


図.3-15 Inner Cell Parts

### 3.3.3 精密差圧計

#### a) 作製

実験セルを構成するパーツの中でも最も重要なものは、Detector Chamber と Reservoir Chamber 間の差圧を計測するための電極である。本研究室におけるこれまでの実験[15]では電極の安定性を重視し、いかに Tension の大きい (= 固く張られた) Diaphragm を作るかという方向性で工夫されていた。そのようにして作られた電極を用いて測定が進められていたが、Spin Pumping Effect の実験において S/N を改善することや、実験セル内部の温度勾配を最小限にするために電気容量の測定電圧を抑えることが必要になった。そこで今回の実験では、電極を高感度にするためにできるだけ Tension の小さい (= 緩く張られた) Diaphragm を作ることを試みた。

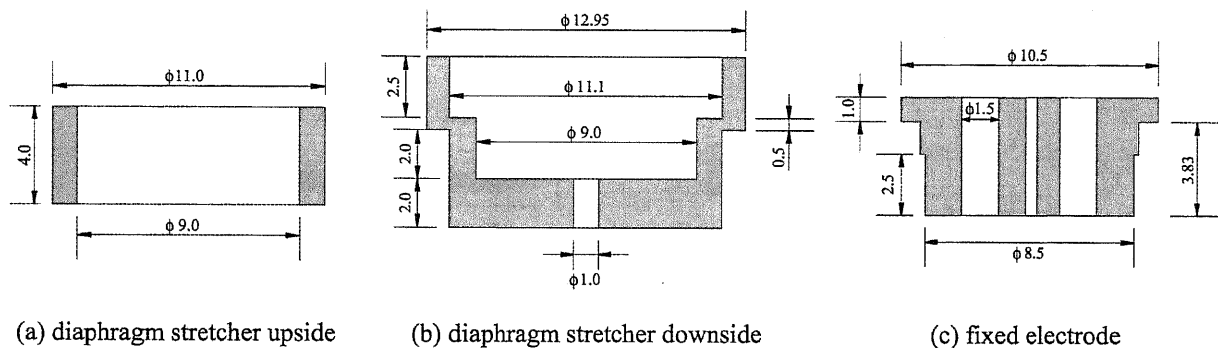


図 3-16 電極作製に用いたパーツ

図.3-16 は電極作製に用いたパーツの寸法を示したものである。素材はすべて Macor である。Diaphragm として、片面にのみ Al 蒸着された厚さ 6  $\mu\text{m}$  の Mylar sheet を使用した。電極の具体的な作製手順を次に示し、図.3-17 に図示した。それぞれの手順において Stycast が十分に固まってから次の手順に移る。

- ①まず、可変電極側を作製する。Mylar を数 cm 四方に切り取り、Al 蒸着面を上にして水平なところに置く。Stretcher Upside の下部円周部に Stycast 1266 を均等に塗り、Mylar の上にそっと置く。Stycast 1266 がはみ出さないように注意する。
- ②図.3-17 のように Stretcher Downside と Stretcher Upside のエッジに Stycast 1266 を塗り、2 つのパーツを合わせる。
- ③Mylar の内側、外側の両方に Stycast 1266 を流し込む。
- ④Eccobond 83C を用いて Mylar に銀線を接続する。
- ⑤余分な Mylar を切り取り、Stycast 1266 を Mylar の端を覆うように塗る。
- ⑥さらに Stycast 2850FT blue を上塗りする。銀線接続部分は非常に弱いため、この部分を完全に覆い固めることで今後の作業中に断線することが無いようにする。
- ⑦以下、固定電極を作製する。Mylar を数 cm 四方に切り取り、Al 蒸着面を上にして水平なところに置く。Fixed Electrode の底部に Stycast 1266 を均等に塗り、Mylar の上にそっと置く。穴が開いている部分に Stycast 1266 がはみ出さないように注意する。
- ⑧穴の部分など余計な Mylar を切り取る。バリが出ていると後に Diaphragm と接触しトラブルの一因になるので丁寧に行う。
- ⑨中心部の穴に Eccobond 83C を詰め込み、上部で銀線に接続する。
- ⑩電極同士を組合せ、電気容量を計測する。電気容量が小さい場合、Stretcher Upside を紙やすりで少しずつ削り調整する。目的の電気容量に達したら Stretcher と固定電極を Stycast で固定する。
- ⑪キャピラリーを Stycast 1266 で取り付け、Leak Test と Tension 測定を室温および液体窒素温度で行う。
- ⑫Stretcher Downside の下部を切り取り、完成。

差圧計測電極に限らず Macor を使用したセル作製全般についての注意点や試行錯誤した点を挙げる。Macor は  $\text{SiO}_2$  を主原料としたセラミックスであり、脆いために機械加工には注意を要する。例えば旋盤加

工する際には 100 回転/分程度の比較的ゆっくりとした回転速度で削り、一度に削る量も少なくすることで亀裂が入ることがないようにした。この際、潤滑油等は用いなかった。Macor パーツ同士の接着には Stycast 1266 を使用したが、Stycast 1266 は Macor に比べ熱収縮率が大きいために、冷却した際に Macor から剥離してリークの原因になる恐れがある。熱収縮の影響を小さくするため、Stycast 1266 の使用量が少なくて済むよう、接着する Macor パーツ間のクリアランスが大きくなるように注意を払った。なお、Stycast 1266 に比べ熱収縮率の小さい Stycast 2850FT blue を使用することも試みたが、Stycast 2850FT blue は流動性が非常に悪く、かえってリークの原因になってしまった。

Tension の小さい Diaphragm をつくるため、Stretcher Upside に Diaphragm を張る際に様々な工夫を行った。曲率をつけて張ることで Tension を小さくしようと試みたり、冷却時に固くなることを避けられないかと思いきりあらかじめ一度液体窒素温度まで冷却した Mylar sheet を用いたりしたが、これらの試みは上手く行かず、最終的に上記のような方法で Diaphragm を作製した。

実験セルを全て組み立てたとき、電極間のスペースは固定電極に空けられた直径 1.5 mm の 4 つの穴によって Reservoir Chamber 側に繋がっている。また、極板間の電気容量を測定することで極板間隔が計算でき、Diaphragm の変位から Reservoir Chamber 側と Detector Chamber 側の圧力差を測定できる。両電極間の電気容量は約 16.5 pF で、これから極板間の距離を求めると約 31  $\mu\text{m}$  である。精密差圧計は、約  $10^{-5}$  pF オーダーの電気容量の変化(圧力にすると  $10^{-7}$  bar, 膜の変位では数  $\text{\AA}$ )まで感知することが可能である。

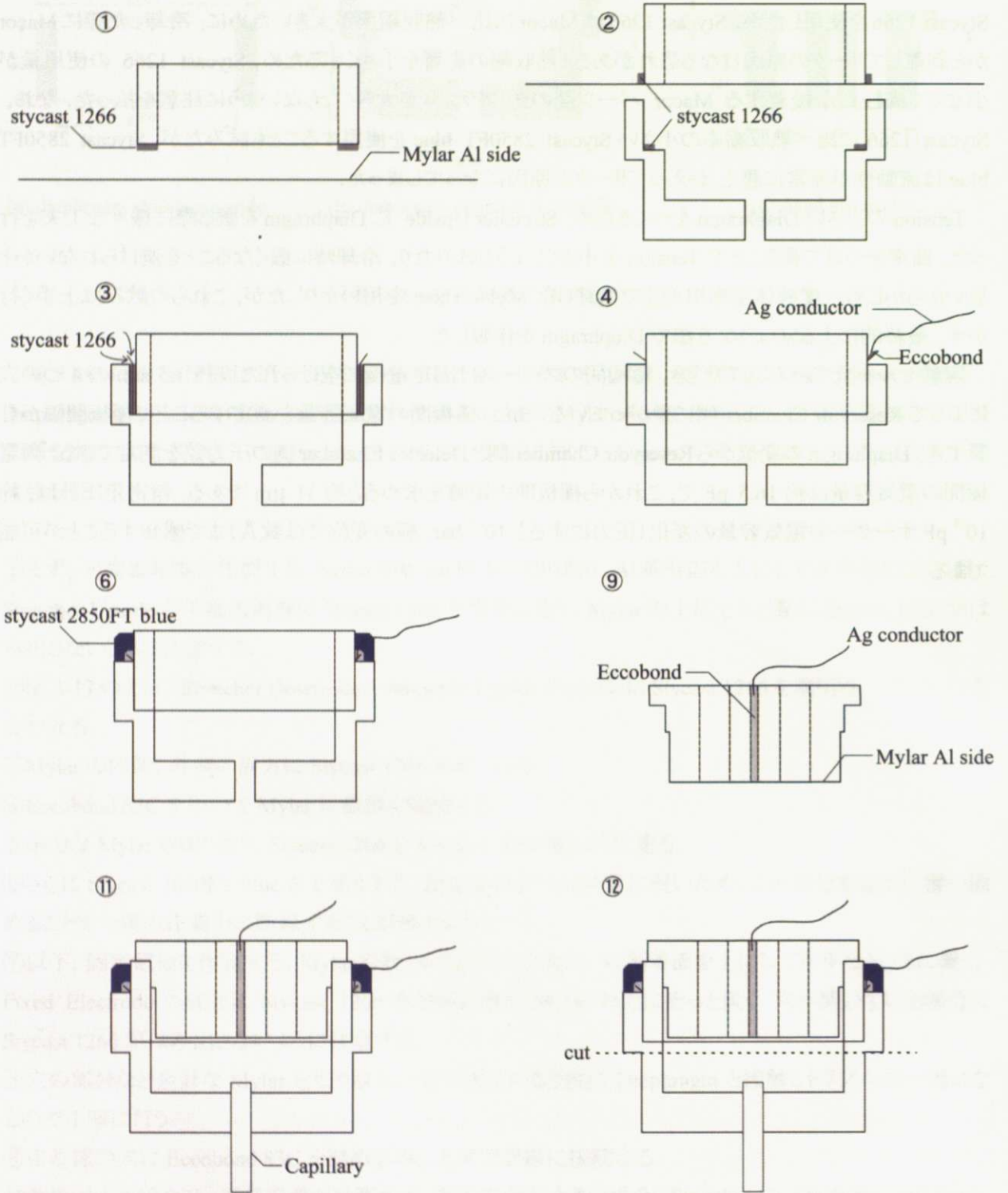


図.3-17 電極作製の手順



## b) Tension 測定

Diaphragm の Tension は極板間に電圧を印加することで計測する。実験セルを全て組み立て冷凍機に取り付けた状態で、液体窒素温度において極板間に 10, 15, 20, 25, 30 V の電圧を印加した際の電気容量の変化を図.3-18 に示す。

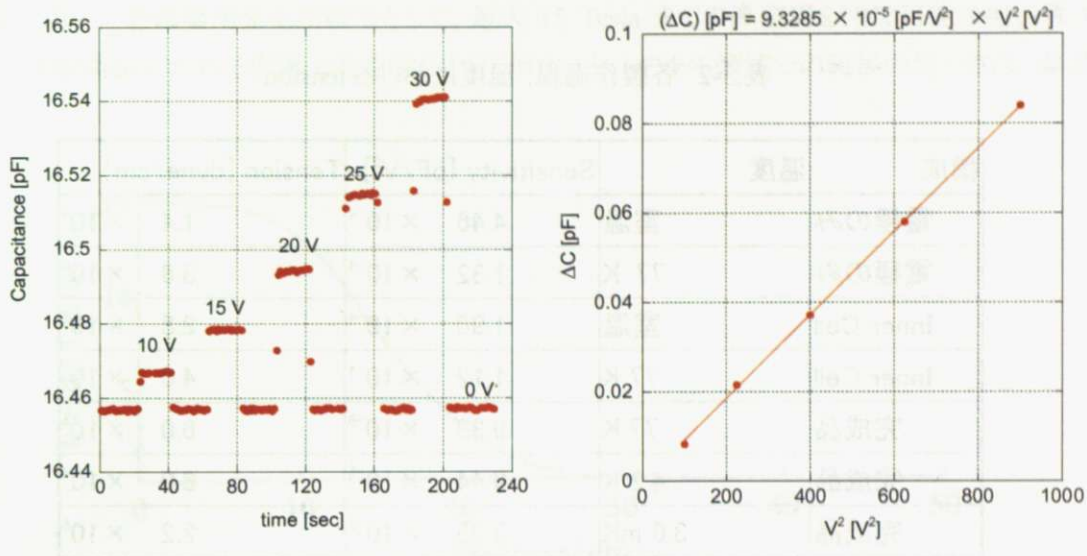


図.3-18 電圧印加による電気容量の変化 (77 K)

Tension,  $\sigma$  は次のような計算により求めた。Diaphragm に電圧  $V$  が印加されているときに受ける静電力および変位  $\delta d$  における Diaphragm の復元力は

$$F = \frac{\epsilon B}{2d^2} V^2 \quad (2.42)$$

$$F = -8\pi\sigma\delta d \quad (3.11)$$

である。また電圧を印加していないときの極板間隔  $d$  と電気容量  $C$  を用いると変位  $\delta d$  は

$$\delta d = \frac{-\delta C}{C} d \quad (3.12)$$

と表される。以上の 3 式および  $d = \epsilon B / C$  より  $\sigma$  についてまとめると

$$\sigma = \frac{C^4}{16\pi\epsilon^2 B^2} \cdot \frac{1}{\delta C / V^2} \quad (3.13)$$

となる。図.3-18 から電圧の 2 乗と電気容量の変化は比例の関係にあることがわかる。電圧に対する電気容量変化の感度(以下 Sensitivity)は  $9.3285 \times 10^{-5} [\text{pF}/\text{V}^2]$  であった。これを用いて(3.13)より Tension を求めると

$$\sigma = 60 [\text{N/m}] = 6.0 \times 10^4 [\text{dyne/cm}] \quad (3.14)$$

となる。表.3-2 に製作過程ごとに測定された Tension をまとめた。室温から窒素温度以下まで冷却することで Tension が大きくなったのは Mylar の熱収縮率が Macor に比べ大きいために、冷却の際に固く張ったためと考えられる。今後、類似した実験を行う際には Macor よりも熱収縮率の大きい素材を用いることでより Tension の小さい、高感度の電極を作製できるものと期待される。液体窒素温度と液体ヘリウム温度の間では Tension は変わらず、3.6 mK で測定したときに 4 倍近く大きくなっているのは、温度変化によるものなのか、セル内に高圧の液体  $^3\text{He}$  が導入されているかどうかの違いによるものなのか、いずれかと思われる。



るが現在のところはっきりしていない。なお、室温と液体窒素温度の間を複数回往復したが、室温に戻せばほぼ元の Tension に戻り、熱サイクルを繰り返すことで Tension が小さくなることはなかった。電極単体で測定したときに比べ、製作過程が進むにつれて Tension が大きくなっていった理由はよくわかっていない。

表.3-2 各製作過程, 温度における tension

構成	温度	Sensitivity [pF/V <sup>2</sup> ]	Tension [dyne/cm]
電極のみ	室温	$4.46 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^4$
電極のみ	77 K	$1.32 \times 10^{-4}$	$3.8 \times 10^4$
Inner Cell	室温	$1.90 \times 10^{-4}$	$2.8 \times 10^4$
Inner Cell	77 K	$1.12 \times 10^{-4}$	$4.0 \times 10^4$
完成品	77 K	$9.33 \times 10^{-5}$	$6.0 \times 10^4$
完成品	4.2 K	$9.44 \times 10^{-5}$	$6.0 \times 10^4$
完成品	3.6 mK	$3.05 \times 10^{-5}$	$2.2 \times 10^5$

### 3.4 実験,測定システム

#### 3.4.1 磁場

##### 静磁場

本実験で用いた静磁場用発生用磁石として, 最大 15 Tesla までの高磁場を印加可能な超伝導コイルを用いた. 実験用磁石が作る磁場分布を図.3-19に示す. セルのある領域での磁場の均一さは, 誤差1%程度である.

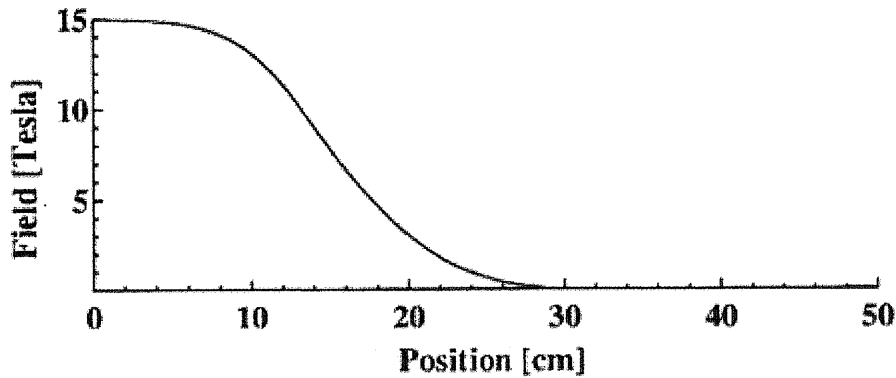


図.3-19 静磁場用磁石の磁場分布

##### 勾配磁場

図.3-20に1 Aを流したときの Gradient Coil が作る磁場分布を示した. Coil は Mixing Chamber に取り付けられた熱シールドの周りに巻かれている. 図中の Center と描かれた部分が Superleak の中心に当たる. Center 位置での磁場勾配は 1 A の時, 約 26 Gauss/cm である.

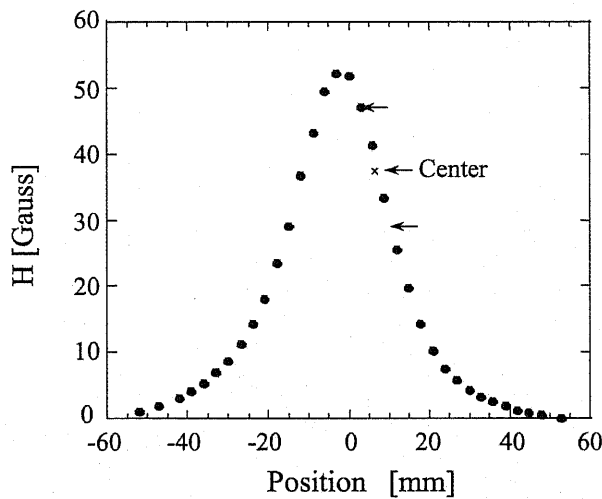


図.3-20 勾配磁場発生用コイルの作る磁場(電流 1 A にて)

### 3.4.2 $^3\text{He}$ ガスハンドリング装置

$^3\text{He}$  試料の導入と圧力の調節, MCT への  $^3\text{He}$  ガス導入は一体化したガスハンドリングシステムで行った(図.3-21). 常温に置かれた Storage Tank (28 L)には  $^4\text{He}$  ガス濃度が 10 ppm 近くに精製された  $^3\text{He}$  ガスが保存されている. 窒素温度 (77 K) に冷やされた窒素トラップ(活性炭)で不純物を取り除かれた  $^3\text{He}$  ガスは Dip Stick と呼ばれる加圧装置によって, サンプルセル及び MCT に導入される. Dip Stick は大きな吸着面積を持つ活性炭で, 液体  $^4\text{He}$  容器中で  $^3\text{He}$  を吸着させる装置である. Dip Stick の吸着部分を液体  $^4\text{He}$  の液面から抜き出すと, 吸着されていた  $^3\text{He}$  が蒸発してサンプルセルと MCT に加圧することが出来る. ただし, 低温において圧力を変化させる時は発熱が起こるので注意が必要である.

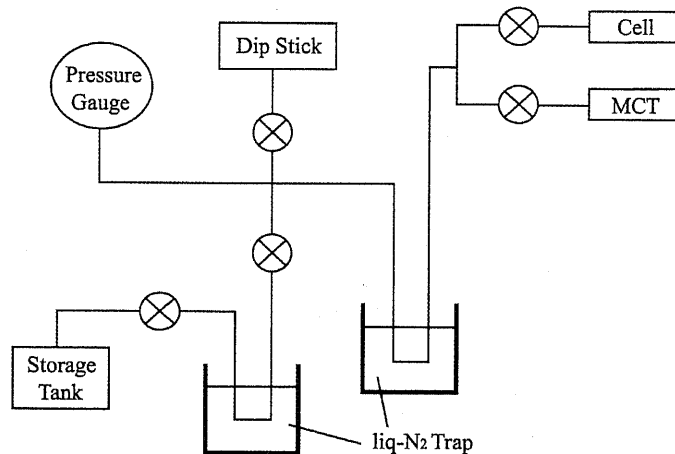


図.3-21  $^3\text{He}$  Gas Handling System

### 3.4.3 測定系

図.3-22 に示した磁気噴水効果の測定回路は大きく 2 つに分けられる. 1 つはセルに瞬間的に磁場勾配をかける電源系である. Gradient Coil の Quench を防ぐために電源とアンプの間に約 10 msec のローパスフィルタを設置している. 実際の測定時には 0.2 sec で sweep している. もう 1 つは磁場勾配の印加に応じて変化する電気容量の測定系である. 両者は PC によって制御されており, 同一のトリガソース (Yokogawa 7651A) によって同期がとられている. 電気容量は 3 端子ブリッジ回路で測定した. Lock in Amp の外部発信機として Agilent 33250A を使用し, 2~5 Vpp, 1.12 kHz に設定した. シグナルはゲイン 200 倍のプリアンプ (NF SA220F5) を通してから Lock-In に入る.

Spin Pumping Effect の測定には Andeen-Hagerling 社の Capacitance Bridge, 2500A を用いた. 測定周波数は 1 kHz である. MCT に使用している Lock in Amp の周波数を調節してお互いに干渉することがないようにした. AH2500A の測定電圧は主に 1.5 V を選択し, 約 0.1sec ごとに電気容量を読み込むようにした.

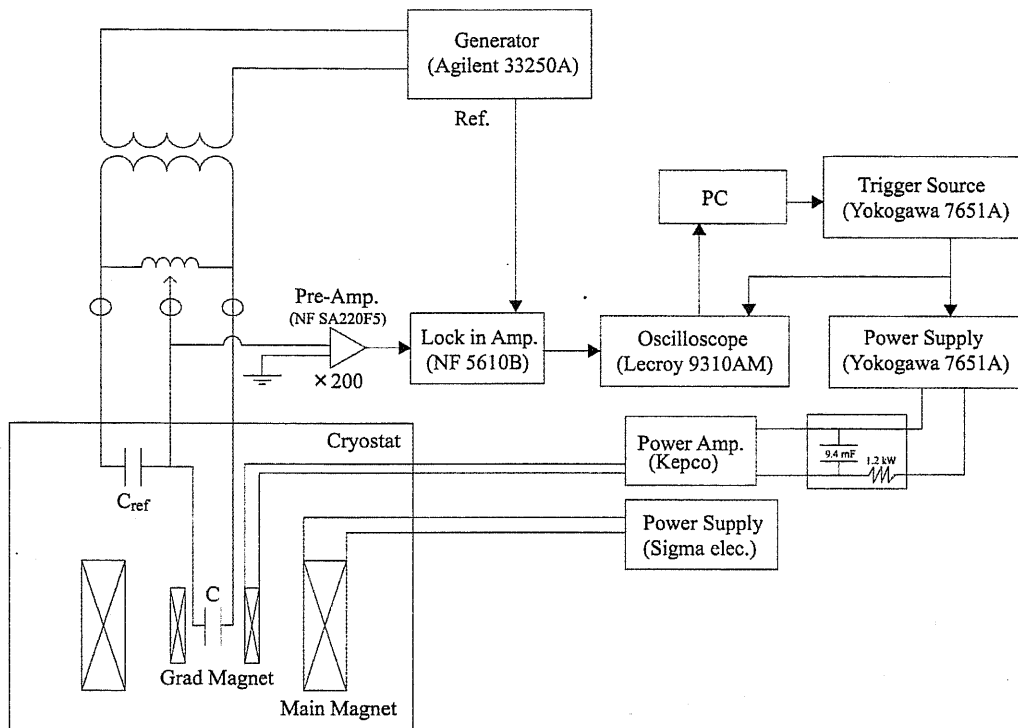


図 3-22 磁気噴水効果の測定系

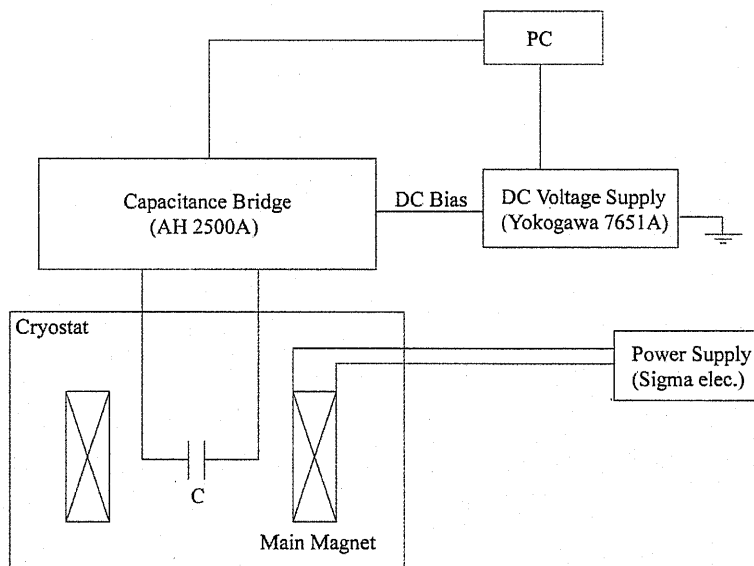


図 3-23 Spin Pumping Effect の測定系

### 3.4.4 測定方法

#### 磁気噴水効果

磁気噴水効果の測定はまずセル内の液体  $^3\text{He}$  の温度を一度  $T_{c2}$  以下、つまり  $A_2$  相まで下げてから行う。  $A_2$  相に入ったら液と MCT の温度をある程度落ち着かせた後、外部からの熱流入と核断熱磁化を用いて約  $10 \mu\text{K}/\text{hour}$  の速度で温度を上げながら磁場勾配を以下のように繰り返し印加する。

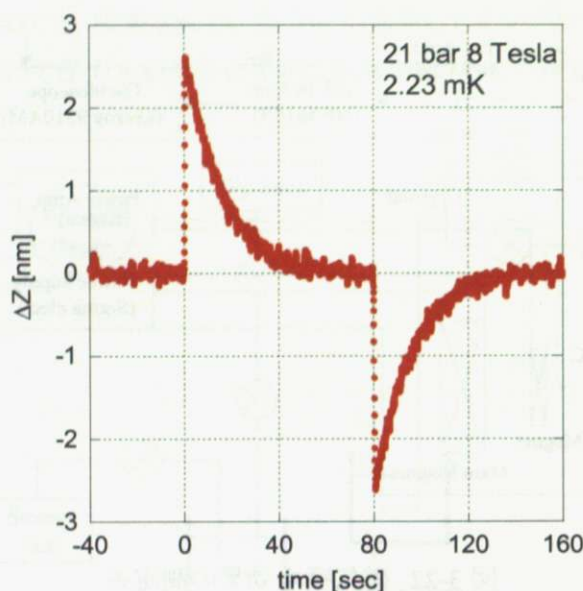


図.3-24 磁気噴水効果の測定例

- (i) Gradient Coil に  $-0.4 \text{ A}$  の電流が流れている状態から  $200 \text{ msec}$  の間に  $+0.4 \text{ A}$  に変える。これは  $21 \text{ Gauss/cm}$  の磁場勾配を印加することを意味する。(図の  $t=0 \text{ sec}$ )
- (ii)  $+0.4 \text{ A}$  の状態をしばらく保ち、その後  $200 \text{ msec}$  の間に  $+0.4 \text{ A}$  から  $-0.4 \text{ A}$  に変える。(i) と逆方向に磁場勾配を印加することになる。(図の  $t=80 \text{ sec}$ )
- (iii)  $-0.4 \text{ A}$  の状態を(ii)と同じ時間保つ。

以上、(i)から(iii)を繰り返す。ステップ(ii)、(iii)を保つ時間は、Diaphragmの緩和がほぼ完了した後に反対向きの磁場勾配がかかるよう、8, 20, 40, 80, 200 秒の中で適時変更した。磁場勾配の強さを変化させた場合、Amplitudeは線形に変化するが、緩和時間は磁場勾配の強さにほとんど依存しないことがこれまでの実験でわかっているので、常に同じ強さ( $21 \text{ Gauss/cm}$ )の磁場勾配を印加した。Diaphragmが変位してから元の位置に緩和する過程を  $\exp(-t/\tau)$  でフィッティングして  $\tau$  を求め、さらに(2.41)を用いてスピン緩和時間  $T_1$  を求めた。

## Spin Pumping Effect

Spin Pumping Effect の測定も磁気噴水効果のときと同様に温度をコントロールした。その上で以下のようにして Diaphragm に電圧を印加することで液体  $^3\text{He}$  を動かし、電気容量の変化を観測した。

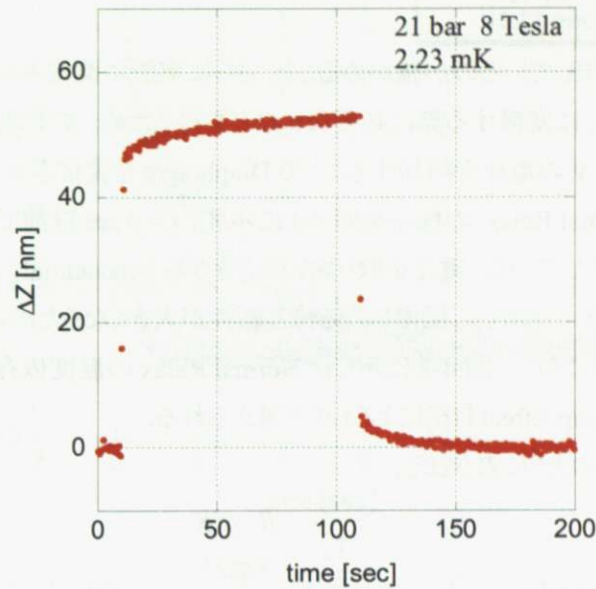


図.3-25 Spin Pumping Effect の測定例

- (i) Diaphragm に電圧が印加されていない状態から,  $t = 10 \text{ sec}$  において瞬間的に +30 V 印加する. Diaphragm は固定電極側に変位し, 電気容量が増大する.
- (ii) +30 V の状態をしばらく保ち,  $t = 110 \text{ sec}$  において +30 V から 0 V に変える. Diaphragm はある位置までは瞬間的に戻り, その後比較的ゆっくりと緩和する.
- (iii) 0 V の状態を(ii)と同じ時間保つ.

$A_2$  相において同様の測定を行ったものをバックグラウンドとして  $A_1$  相内での測定結果から差し引き, 電圧を除去した後の瞬間的な変位後の比較的ゆっくりと変位する部分を  $\exp(-t/\tau)$  でフィッティングした。



## 第4章 実験結果

### 4.1 常流動の緩和

Diaphragm が正常に動作しているのか確かめること、さらに実際に測定される Diaphragm の緩和時間  $\tau$  からスピンの緩和時間  $T_1$  に変換する際に必要な  $\tau_n$  などを得るため、まず常流動相での測定を行った。N 相温度領域において 30 V の電圧を印加することで Diaphragm を変位させ、その後電圧を取り除いたときの電気容量の緩和 (Normal Relax) の様子を図.4-1 に示す。t = 0 sec 以前で 30 V の電圧を印加してあり、t = 0 sec で瞬間的に 0 V にしている。電圧を取り除いたときから exponential に緩和し、温度が低いほどゆっくりとした緩和をしているのがわかる。低温になるほど粘性が大きくなるために緩和に時間を要するが、粘性が  $T^2$  乗に比例するのに対し、図.4-2 に示した Normal Relax の温度依存性は低温で  $T^2$  乗から外れ、早く緩和している。これは Slip Effect [16] によるものと考えられる。常流動の緩和時間は以下のように表される。

$$\tau_n = \frac{B^2 \rho l R}{8\pi\sigma A} \quad (4.1)$$

ここで R は Superleak のインピーダンスであり、

$$R = \frac{12\eta_{\text{eff}}}{\rho h^2} \quad (4.2)$$

と表される。  $\eta_{\text{eff}}$  は Slip Effect を考慮に入れたせん断粘度、h は Superleak の厚みである。  $\eta_{\text{eff}}$  は Slip Effect を考慮に入れないせん断粘度  $\eta$  から次のように求めることができる。

$$\eta_{\text{eff}} = \frac{\eta}{1 + 6\frac{\xi}{d}} \quad (4.3)$$

d は極板間隔である。  $\xi$  は Slip Length と呼ばれるもので Slip Effect の大きさを示す指標であり、平均自由行程 (以下  $\lambda$ ) の 0.6 倍程度であることが知られている。

$$\xi = 0.6 \times \lambda \quad (4.4)$$

平均自由行程はフェルミ速度  $v_F$  とせん断衝突時間  $\tau_n$  の積である。

$$\lambda = v_F \cdot \tau_n \quad (4.5)$$

$$\tau_n = \frac{\tau_{n0}}{T^2} \quad (4.6)$$

$\tau_{n0}$  は過去の実験により求められている。(4.1) から (4.6) を用いて  $\tau_n$  を計算したものが図. 4-2 の曲線である。Superleak の厚みは 18  $\mu\text{m}$  として計算したところ測定結果とほぼ一致した。Superleak の作製の際に厚さ 18  $\mu\text{m}$  のアルミ箔を使用した。狙い通りの大きさの Superleak ができているといえる。

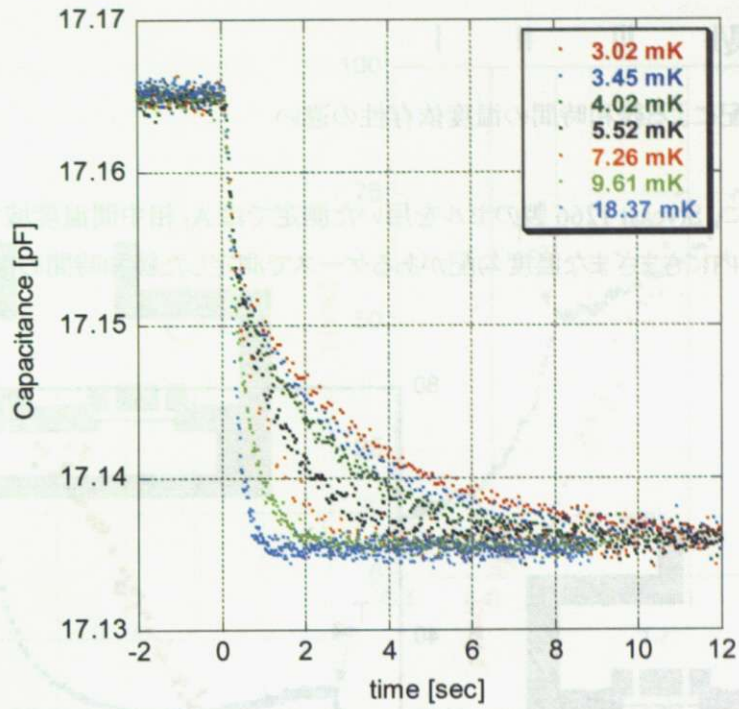


図.4-1 各温度における Normal Relax の様子 (21 bar, 8 Tesla)

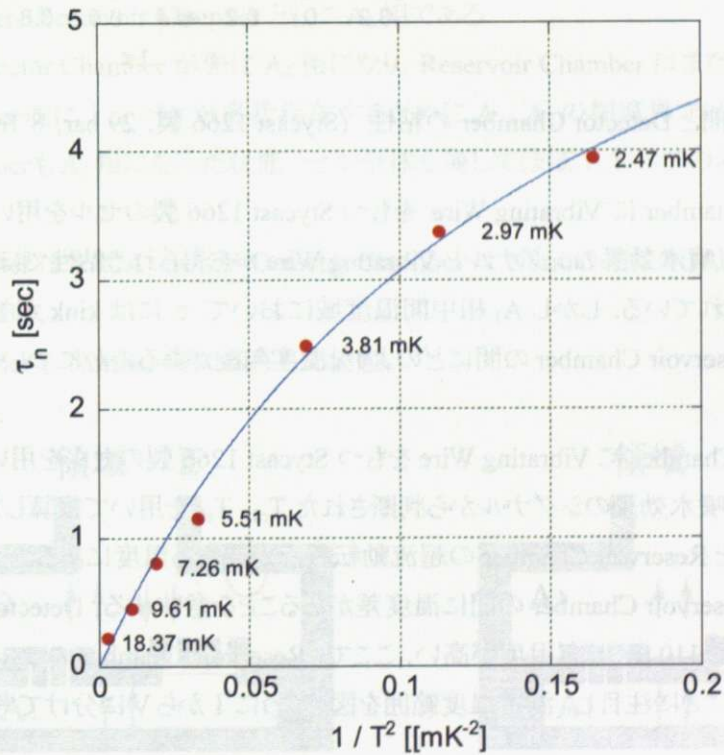


図.4-2 Normal Relax の温度依存性 (21 bar, 8 Tesla)

## 4.2 磁気噴水効果

### 4.2.1 セル内の温度勾配による緩和時間の温度依存性の違い

2.4.2 節で触れたように, Stycast 1266 製のセルを用いた測定では  $A_1$  相中間温度域で緩和時間に kink が見られた. そこでセル内にさまざまな温度勾配があるケースで測定した緩和時間の温度依存性を比較した.

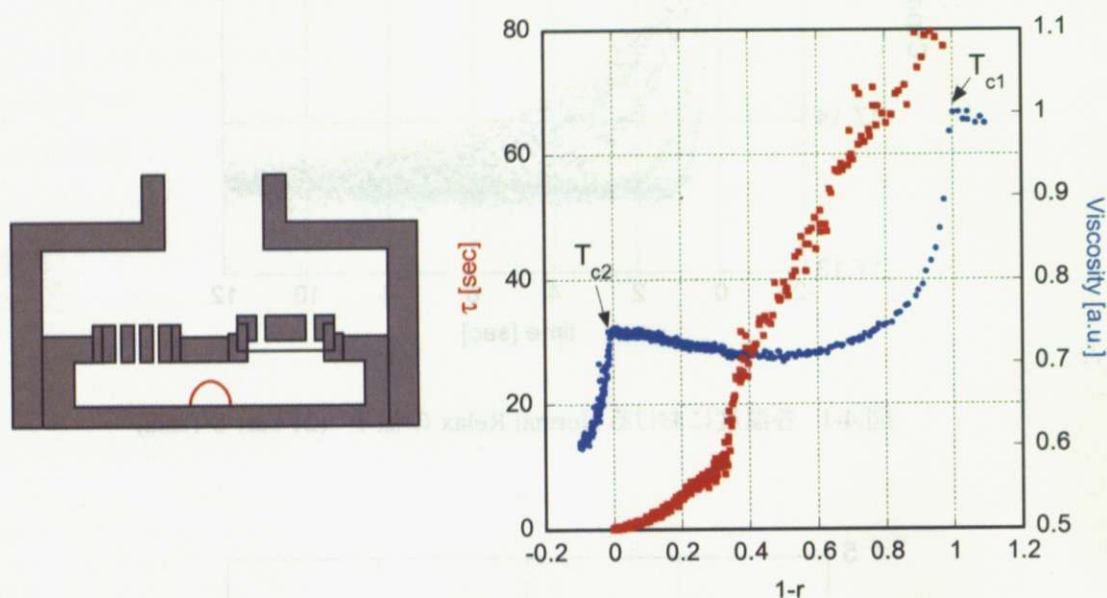


図.4-3 緩和時間と Detector Chamber の粘性 (Stycast 1266 製, 29 bar, 8 Tesla)

図.4-3 は Detector Chamber に Vibrating Wire をもつ Stycast 1266 製のセルを用いて観測された緩和時間と粘性である. 磁気噴水効果のシグナルと Vibrating Wire から得られる粘性でほぼ同じ温度において超流動転移が観測されている. しかし  $A_1$  相中間温度域において  $\tau$  には kink がある. このセルでは Detector Chamber と Reservoir Chamber の間にどのような温度勾配があるのかについての情報を得られなかった.

図.4-4 は Reservoir Chamber に Vibrating Wire をもつ Stycast 1266 製のセルを用いて測定した結果である. 横軸  $1-r$  は磁気噴水効果のシグナルから判断された  $T_{c1}$ ,  $T_{c2}$  を用いて換算したものである. 図.4-3 と違い, 磁気噴水効果と Reservoir Chamber の超流動転移点が異なる温度にあることがわかる. これは Detector Chamber と Reservoir Chamber の間に温度差があることを意味する. Detector Chamber の方が Reservoir Chamber よりも  $110 \mu\text{K}$  ほど温度が高い. ここで, Reservoir Chamber の  $T_{c2}$  付近の温度で緩和時間に kink が見られることに注目し, 測定温度範囲を図のように I から V に分けて考える.



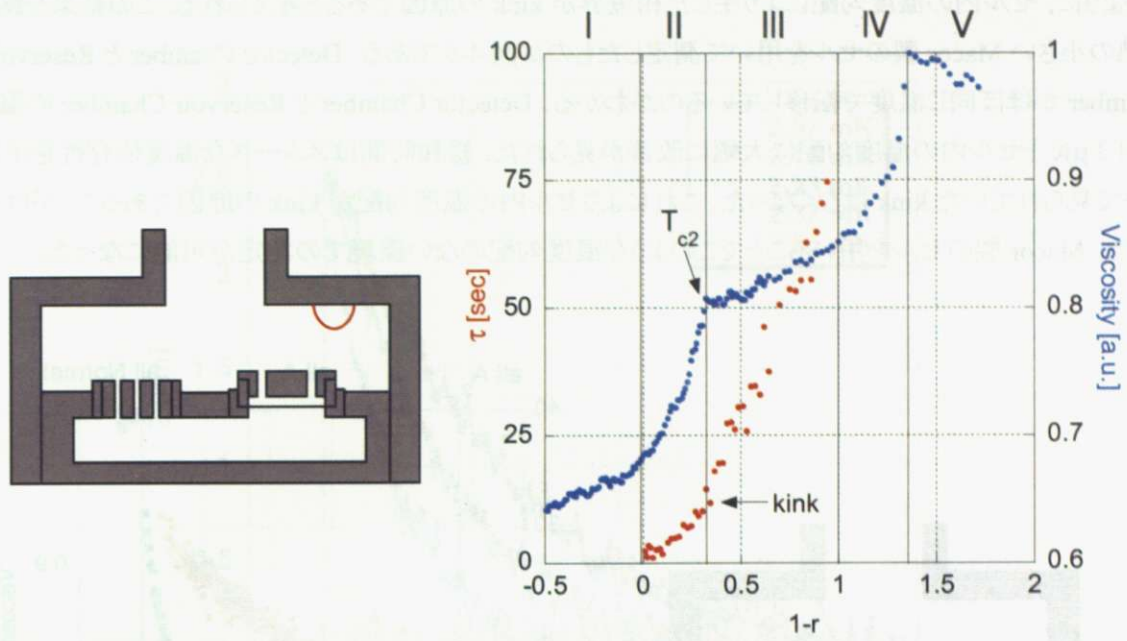


図.4-4 緩和時間と Reservoir Chamber の粘性 (Stycast 1266 製, 21 bar, 8 Tesla)

I : Detector Chamber, Reservoir Chamber ともに  $A_2$  相である.

II : 温度の高い Detector Chamber が先に  $A_1$  相になり, Reservoir Chamber はまだ  $A_2$  相である状態.

Reservoir Chamber 側に  $\downarrow\downarrow$  ペアが多数存在するために  $A_1, A_2$  の相境界では速く緩和する. (図.4-5)

III : Reservoir Chamber も  $A_1$  相になった状態. セル全体を通してほぼ  $\uparrow\uparrow$  ペアのみになり, 比較的ゆっくり緩和する.

IV : Reservoir Chamber はまだ  $A_1$  相だが Detector Chamber は Normal 相に転移し, 磁気噴水効果のシグナルは観測されない.

V : Reservoir Chamber も Normal 相に転移した状態.

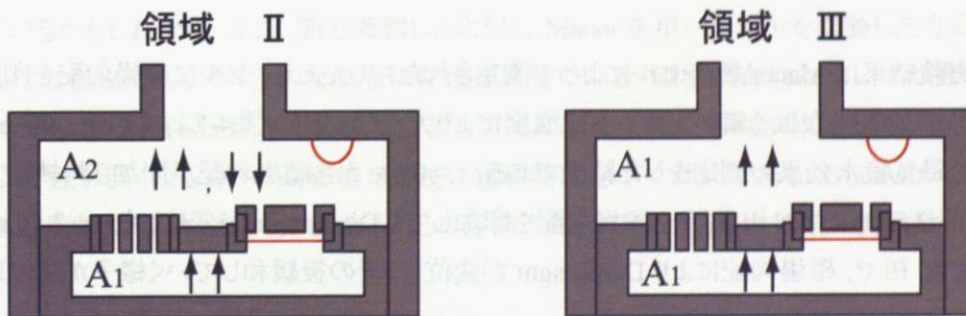


図.4-5 温度差により生じる相境界

このように、セル内の温度勾配により生じた相境界が kink の原因であると考えられる。この結果を踏まえ、発熱の小さい Macor 製のセルを用いて測定したものが図.4-6 である。Detector Chamber と Reservoir Chamber がほぼ同じ温度で転移しているのがわかる。Detector Chamber と Reservoir Chamber の温度差が約  $3\ \mu\text{K}$  とセル内の温度勾配に大幅に改善が見られた。緩和時間はスムーズな温度依存性を示し、これまで見られていた kink はなくなった。これによりセル内の温度勾配が kink の原因であることがはっきりとした。Macor 製のセルを用いることでこのような温度勾配のない環境での測定が可能になった。

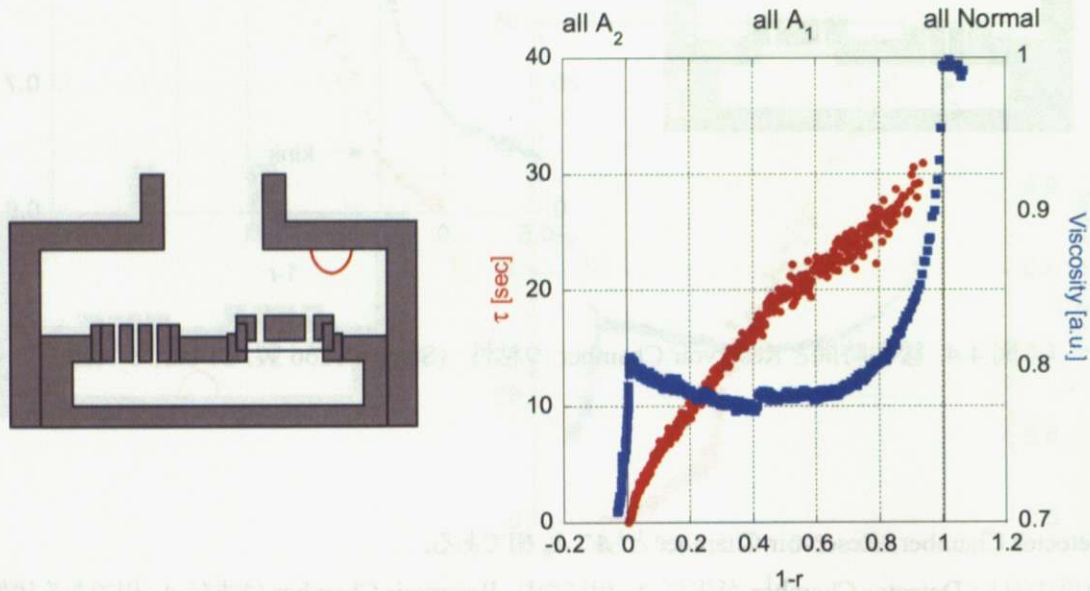


図.4-6 緩和時間と Reservoir Chamber の粘性 (Macor 製, 21 bar, 8 Tesla)

温度コントロールの速度など様々な測定条件の違いによりセル内の温度勾配や、セル内の液体と MCT との温度差がどうなるかについての考察は Appendix において触れる。

#### 4.2.2 温度、磁場依存性

今後の実験結果は Macor 製のセルによって測定されたものである。セルに磁場勾配を印加したときに差動圧力計がどのような振る舞いをするかは温度により大きく異なる。図.4-7 は 21 bar, 8 Tesla において各温度での磁気噴水効果の測定をした結果である。t = 0 sec から磁場勾配が印加され続けている。2.07 mK は  $A_2$  相, 2.50 mK は N 相であり、磁場勾配を印加しても Diaphragm が変位しない。2.16 mK, 2.23 mK, 2.37 mK は  $A_1$  相で、磁場勾配により Diaphragm が変位し、その後緩和していく様子が見て取れる。低温側ほど緩和が早い。



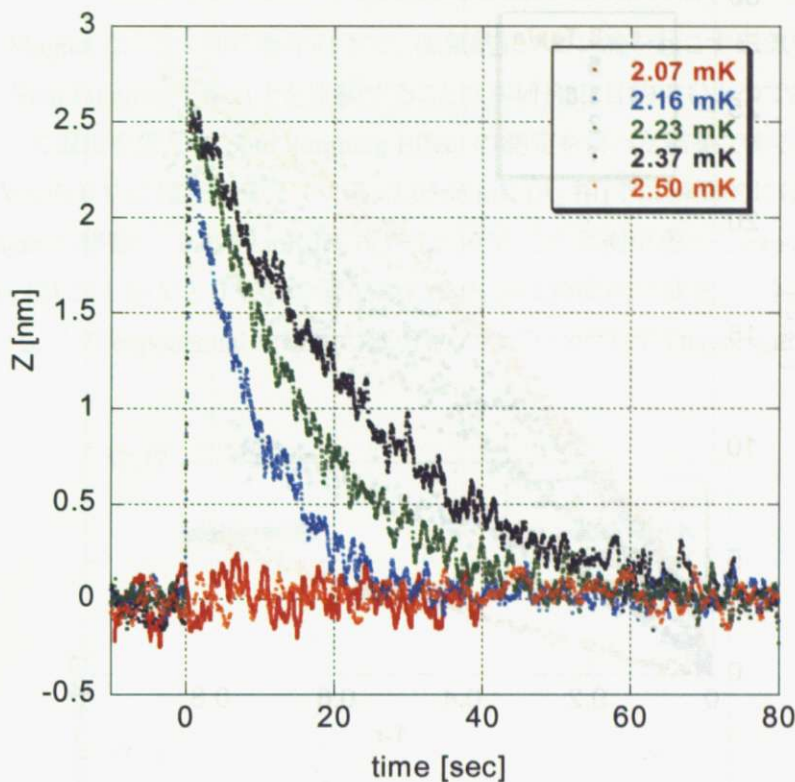


図.4-7 各温度での Diaphragm の変位の様子 (21 bar 8 Tesla)

図.4-8 に 21 bar, 1 Tesla から 8 Tesla までの各磁場における Diaphragm の緩和時間  $\tau$  の温度依存性を測定した結果を示す. 図.4-9 はいくつかの相対温度 ( $1-r=0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ ) における緩和時間を抜き出し, 磁場依存性を見たものである. 最も顕著な特徴として非常に強い温度依存性が挙げられる.  $T_{c2}$  付近では 1 sec 未満で非常に早く緩和しているのに対し, 高温側では最大 30 sec 近くのゆったりとした緩和が見られる.  $T_{c1}$  にごく近い温度では Amplitude が小さく, S/N が悪いため  $\exp(-t/\tau)$  でフィッティングして正確な  $\tau$  を求めるのは困難であった. これは  $T_{c1}$  付近では超流動成分が少ない ( $\rho_s/\rho$  が非常に小さい) ことが関係しているかもしれない. 4.2.1 節で考察したように, Macor を用いてセルを作製した今回の実験では, 依然見られた kink はなくスムーズな温度依存性を見せている. 磁場依存性については高磁場ほど長い緩和時間を示した. 3.5 Tesla 以下では磁場に対してほぼ線形に緩和時間が伸び, それ以上の磁場でもやや磁場依存性が弱くなるものの高磁場ほど長い緩和時間を示す傾向にある. Gradient Coil の超伝導が静磁場により壊れてしまうため, 8 Tesla 以上の磁場における磁気噴水効果の実験は行うことができない.

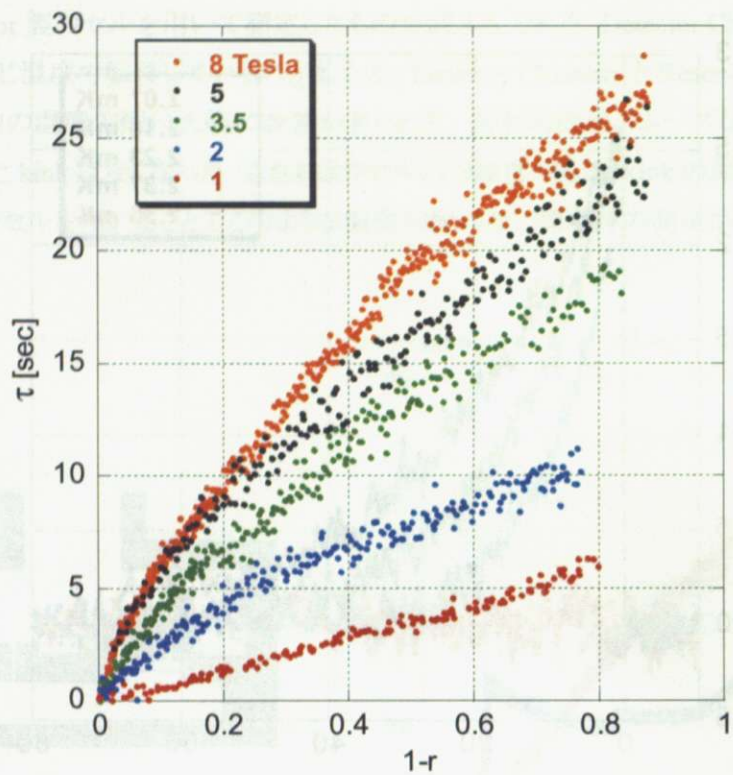


図.4-8 各磁場での緩和時間の温度依存性 (21 bar)

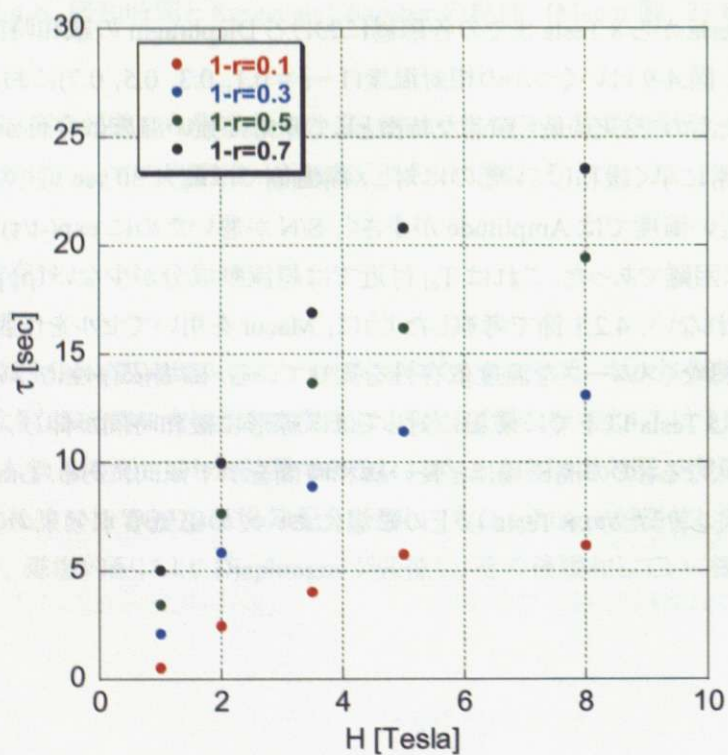


図.4-9 各相対温度での緩和時間の磁場依存性 (21 bar)



### 4.3 Spin Pumping Effect

セル, 冷凍機, Magnet など全く同じ条件の下で, 磁氣的にスピン流を起こす磁気噴水効果と機械的にスピン流を起こす Spin Pumping Effect とを比較することは本研究の目的のひとつである. 図.4-10 は 21 bar, 8 Tesla において温度を変えて Spin Pumping Effect の測定を行った結果である.

$t = 0 \text{ sec}$  で 30 V から 0 V に電圧を変えている. 2.0566 mK ( $A_2$  相)では瞬間的にほとんど 0 V 時の平衡位置まで Diaphragm が移動し, 2.4959 mK (N 相)では 30 V での平衡位置から exponential に緩和している. 2.2319 mK ( $A_1$  相)では 30 V と 0 V 間の変位の約 90%分は瞬間的に変化し, その後 exponential にゆっくりと緩和している. この exponential な緩和の部分にフィッティングして Diaphragm の緩和時間としている.

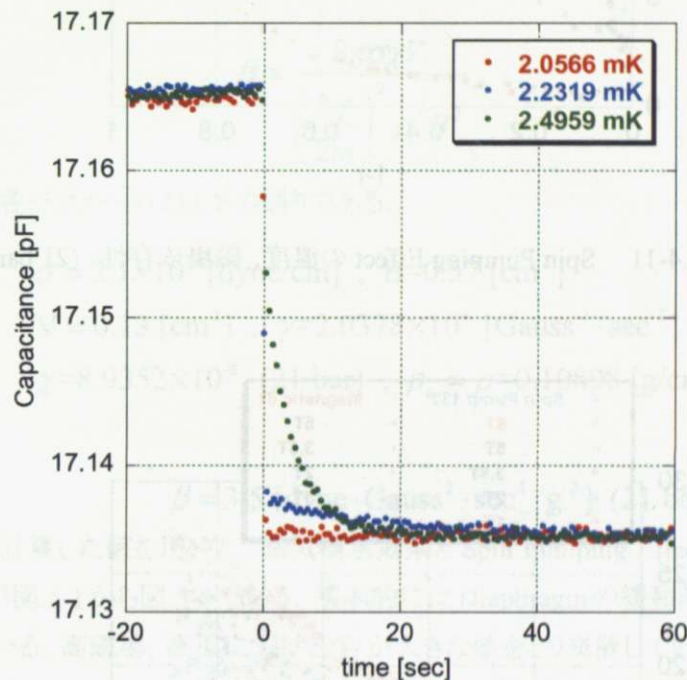


図.4-10 Spin Pumping Effect (21bar, 8Tesla)

図. 4-11 は Spin Pumping Effect の実験における Diaphragm の緩和時間の温度, 磁場依存性を示したものである. 緩和時間は低温側での 1 sec 程度から高温側では最大 20 sec 程度まで変化し, 磁気噴水効果と同様に強い温度依存性が見られる. 磁場依存性については 5 Tesla までは高磁場ほど緩和時間が長くなっているが 5 Tesla 以上では磁場依存性が無く, 同じ相対温度ではほぼ同じ時間で緩和している.

図. 4-12 は Spin Pumping Effect と磁気噴水効果の緩和時間の比較をしたものである. 5 Tesla 以下では両者の緩和時間は同じような長さで温度依存性を示している. Diaphragm を電圧で変形させ機械的に  $^3\text{He}$  を押し出す Spin Pumping Effect と, 勾配磁場により流れを生み出す磁気噴水効果ではほぼ同じ緩和時間が観測されたことは, 2 章で述べた Spin Pumping Effect の仮説がほぼ正しいことを示している. しかし磁気噴水効果では 8 Tesla までは磁場が強くなるに従い緩和時間が伸びていったのに対し Spin Pumping Effect では 5 Tesla 以上で緩和時間が飽和しているように見える. 両者の 8 Tesla における実験結果の差異の原因は今のところ不明である.

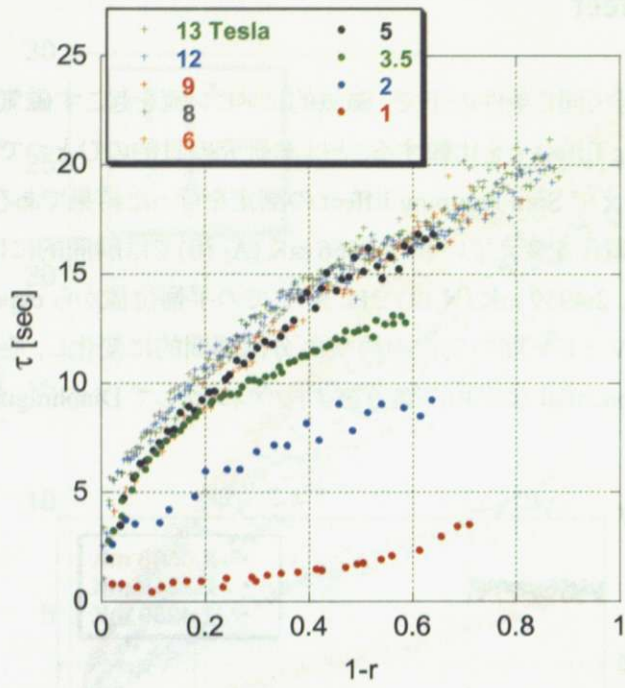


図.4-11 Spin Pumping Effect の温度, 磁場依存性 (21 bar)

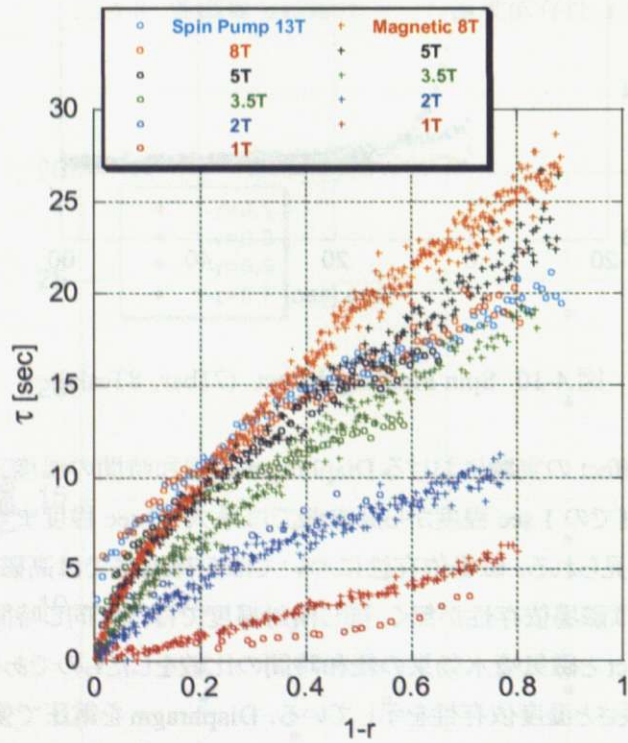


図.4-12 Spin Pumping Effect と磁気噴水効果の比較 (21 bar)

## 第5章 考察

### 5.1 スピン緩和時間 $T_1$

実験で得られた Diaphragm の緩和時間  $\tau$  を 2.2.3 節で求めた次式を用いてスピンの緩和時間  $T_1$  に変換する。

$$T_1 = \frac{\beta\tau}{\frac{\rho}{\rho_n} + \beta - \frac{\tau}{\tau_n}} \quad (2.41)$$

$$\beta = \frac{8\pi\sigma\chi V}{\left(\frac{\hbar\gamma}{2m}\right)^2 \rho^2 B^2} \quad (2.35)$$

今回の実験において各パラメータは以下の通りである。

$$\begin{aligned} \sigma &= 2.1 \times 10^5 \text{ [dyne/cm]} , B = 0.57 \text{ [cm}^2\text{]} \\ V &\approx 0.13 \text{ [cm}^3\text{]} , \gamma = 2.0378 \times 10^4 \text{ [Gauss}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}\text{]} \\ \chi &= 8.9352 \times 10^{-8} \text{ (21 bar)} , \rho_n = \rho = 0.10898 \text{ [g/cm}^3\text{]} \text{ (21 bar)} \end{aligned} \quad (5.1)$$

これより  $\beta$  を求めると

$$\beta = 3.5 \text{ [dyne} \cdot \text{Gauss}^2 \cdot \text{sec}^4 \cdot \text{g}^{-2}\text{]} \text{ (21 bar)} \quad (5.2)$$

となった。  $\tau_n$  は(4.1)で計算した値を用いた。磁気噴水効果と Spin Pumping Effect の各測定結果から求めた  $T_1$  を図示したものが図.5-1 から図.5-4 である。基本的には Diaphragm の緩和時間  $\tau$  と同じような温度、磁場依存性を示している。高磁場、高温における  $T_1$  が大きな値をとり発散しているように見えるが、これは Diaphragm の緩和時間が長いところでは(5.1)式の分母が 0 に漸近し、さらに長い  $\tau$  においては  $T_1$  が負の値をとってしまうためである。2.2.3 節では非常にシンプルな hydrodynamics を解くことで  $\tau$  を  $T_1$  に変換する式を求めたが、この式では不十分な点があるといえる。低温側の、 $\tau$  が  $(1+\beta)\tau_n$  に比べ十分に短い範囲では(2.41)によるシンプルな変換でも大きな問題はないと思われる。図.5-2、図.5-4 にそれぞれ磁気噴水効果および Spin Pumping Effect の低温側、 $T_{c2}$  付近での  $T_1$  を示した。ともに相対温度に対し直線的な温度依存性を示し、 $T_{c2}$  に近づくにつれ緩和時間がゼロに収束していくような挙動を示している。磁場により  $T_{c2}$  の温度は異なるにもかかわらず緩和時間が  $T_{c2}$  を目指してゼロになっていく様子は非常に興味深く、ここに何らかの緩和機構が存在するものと考えられる。



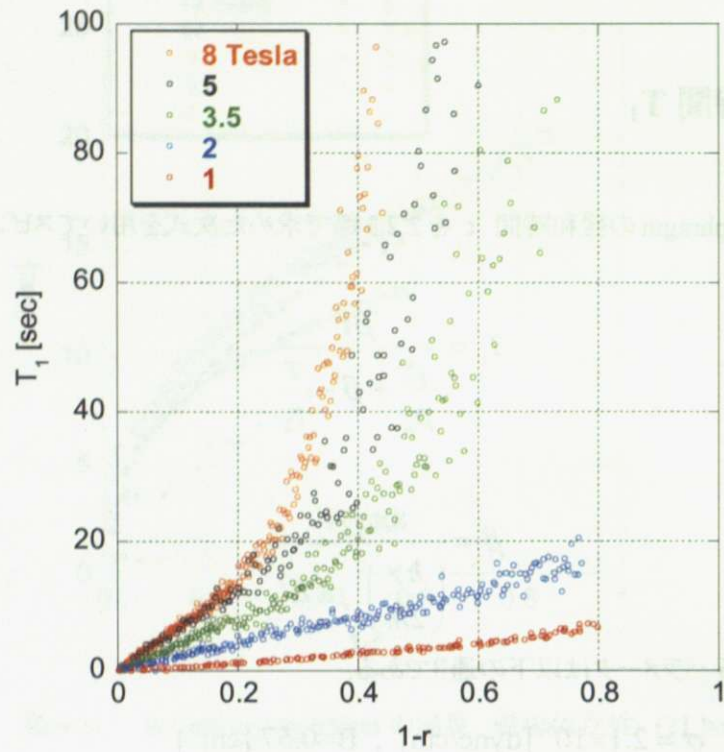


図.5-1 スピン緩和時間  $T_1$  の磁場, 温度依存性  
(磁気噴水効果, 21 bar)

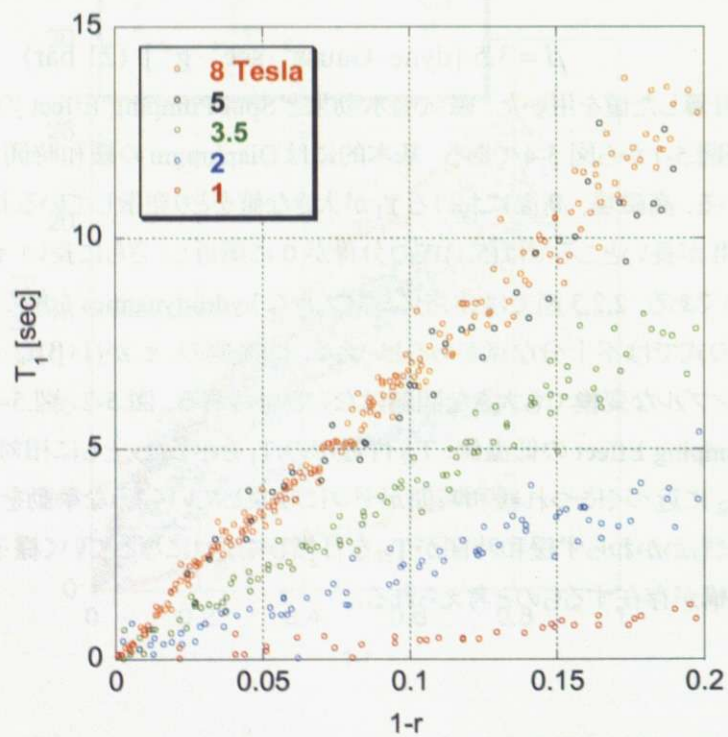


図.5-2 スピン緩和時間  $T_1$  の磁場, 温度依存性  
(磁気噴水効果, 21 bar, 低温部)

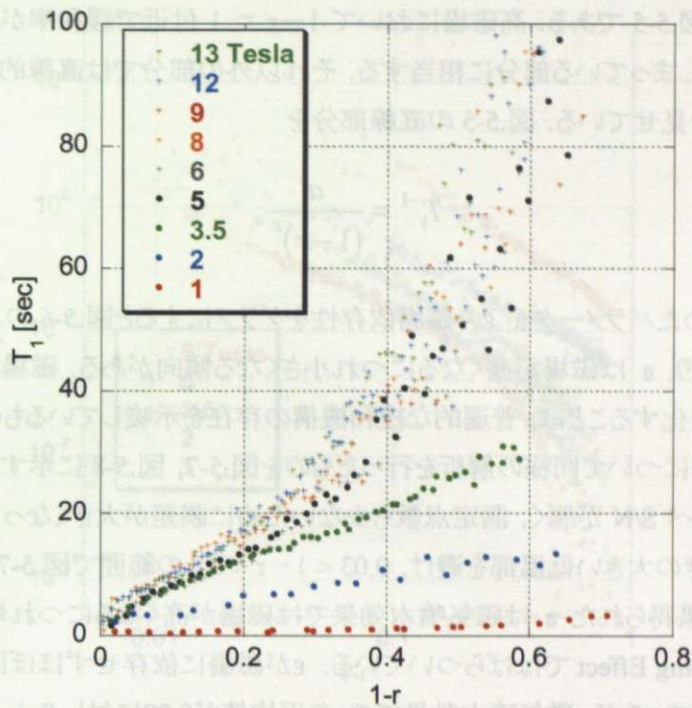


図.5-3 スピン緩和時間  $T_1$  の磁場, 温度依存性  
(Spin Pumping Effect, 21 bar)

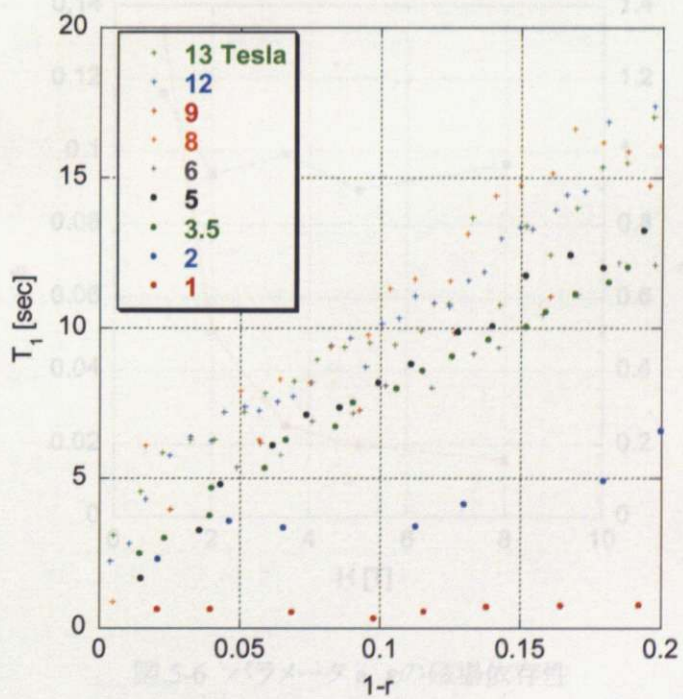


図.5-4 スピン緩和時間  $T_1$  の磁場, 温度依存性  
(Spin Pumping Effect, 21 bar, 低温部)

磁気噴水効果において横軸に相対温度, 縦軸にスピン緩和時間  $T_1$  の逆数(スピンの緩和率)を両対数でプロットしたものが図.5-5 である. 高磁場において  $1-r = 1$  付近で緩和率が急激に落ちているのは図.5-1 で  $T_1$  が発散してしまっている部分に相当する. それ以外の部分では直線的に変化し, 温度の冪乗に比例するような挙動を見せている. 図.5-5 の直線部分を

$$T_1^{-1} = \frac{a}{(1-r)^\varepsilon} \quad (5.3)$$

でフィッティングして求めたパラメータ  $a$ ,  $\varepsilon$  の磁場依存性をグラフにすると図.5-6 のようになる. 磁場に関わらず  $\varepsilon$  はほぼ同じ値をとり,  $a$  は磁場が高くなるにつれ小さくなる傾向がある. 磁場によらず一定の相対温度の冪乗で緩和率が変化することは, 普遍的な緩和機構の存在を示唆しているものといえる.

Spin Pumping Effect について同様の解析を行ったものを図.5-7, 図.5-8 に示す. Spin Pumping Effect では磁気噴水効果と比べ S/N が悪く, 測定点数も少ないために誤差が大きくなってしまっている.  $T_1$  が発散する高温部とばらつきの大きい低温部を避け,  $0.03 < 1-r < 0.3$  の範囲で図.5-7 の直線を(5.3)式でフィッティングした. その結果得られた  $a$  は磁気噴水効果では磁場が高くなるにつれ単調に小さくなっていったのに対し, Spin Pumping Effect ではばらついている.  $\varepsilon$  が磁場に依存せずほぼ同じ値をとっている点は磁気噴水効果と共通しているが, 磁気噴水効果での  $\varepsilon$  の平均値が0.99に対し Spin Pumping Effect での  $\varepsilon$  の平均値は0.67と温度依存性の強さが多少異なっている. この差が本質的なものなのかどうかは現段階でははっきりとしない.



## 5.2 Minority Spin Condensate

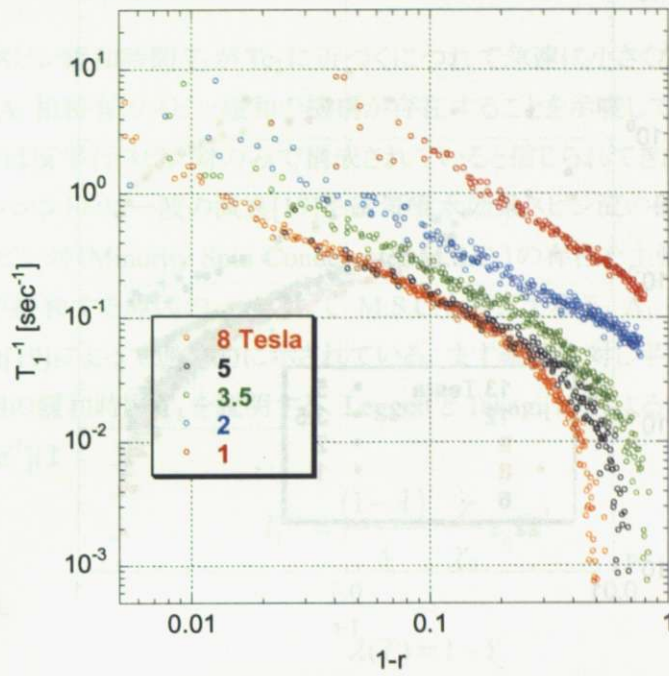


図.5-5 スピン緩和率  $T_1^{-1}$  の磁場, 温度依存性  
(磁気噴水効果, 21 bar)

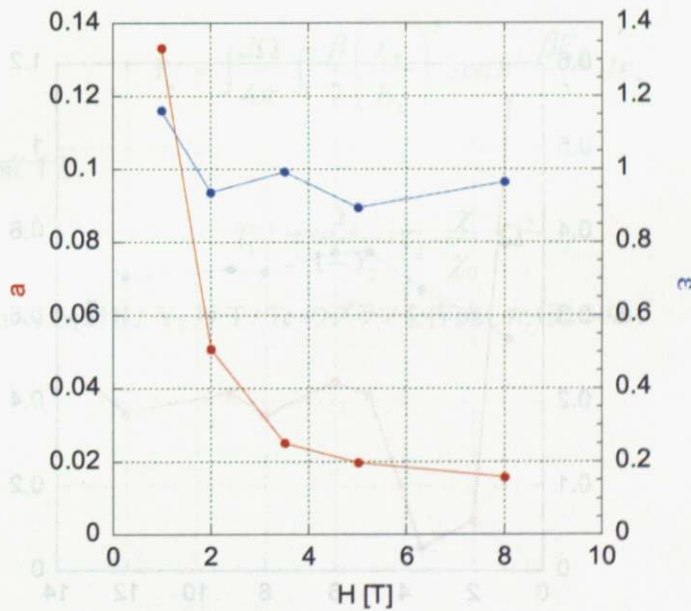


図.5-6 パラメータ  $a$ ,  $\epsilon$  の磁場依存性  
(磁気噴水効果, 21 bar)

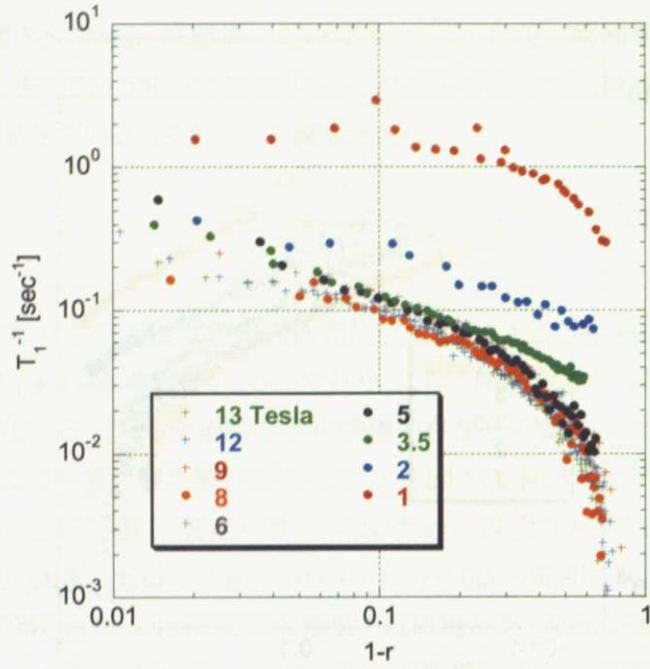


図.5-7 スピン緩和率  $T_1^{-1}$  の磁場, 温度依存性  
(Spin Pumping Effect, 21 bar)

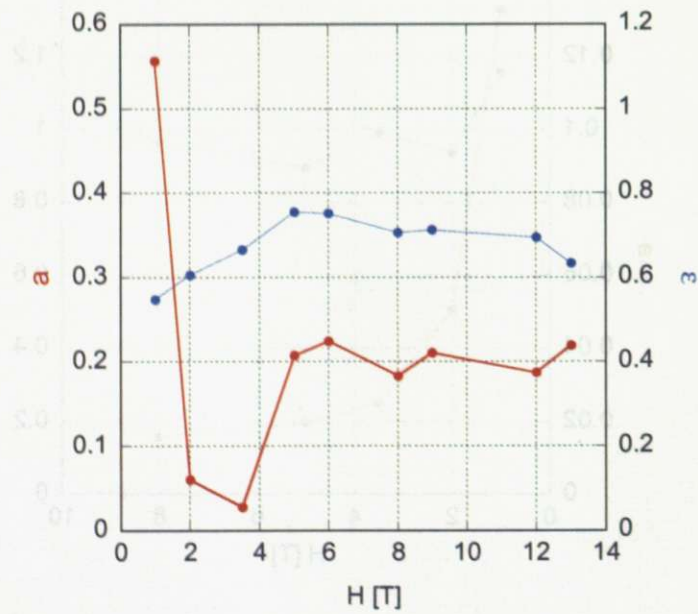


図.5-8 パラメータ  $a, \epsilon$  の磁場依存性  
(Spin Pumping Effect, 21 bar)



## 5.2 Minority Spin Condensate

前節の結果からスピン緩和時間  $T_1$  が  $T_{c2}$  に近づくにつれて急速に小さくなり、またパラメータ  $\varepsilon$  が一定の値をとるなど、何か  $A_1$  相特有のスピン緩和の機構が存在することを示唆しているように考えられる。従来、 $A_1$  相の超流動成分は反平行スピン対のみで構成されていると信じられてきたが、これまで観測されてきた  $A_1$  相におけるスピンエントロピー波の減衰[17]や磁気噴水効果スピン流の磁場勾配に対する非線形な応答[18]から、平行スピン対 (Minority Spin Condensate, M.S.C.) の存在を主張する議論も行われている。ここではスピン密度が緩和する原因の一つとして M.S.C. を考えてみる。 $A_1$  相における M.S.C. の存在は Monien と Tewordt[19]によって理論的に示されている。まず磁場に対し平行、反平行のスピンが超流動として存在する A 相の緩和時間  $T_1$  を説明する。Leggett と Takagi[20]によると A 相でのスピン密度の緩和時間の逆数  $T_1^{-1}[\text{sec}^{-1}]$  は

$$T_1^{-1} = \frac{(1-\lambda)}{\lambda} \cdot \frac{\chi}{\chi_0} \tau_q \Omega^2 \quad (5.4)$$

と書き表せる。ただし

$$\lambda(T) = 1 - Y_2 \quad (5.5)$$

$$\frac{\chi}{\chi_0} = \left(1 + \frac{Z_0}{4}\right)^{-1} \quad (5.6)$$

ここで  $\tau_q$  は  $T_c$  における準粒子の緩和時間、 $\Omega$  は A 相における縦緩和共鳴周波数、 $Z_0$  は Landau パラメータである。 $Y_2$  は Yoshida 関数の二次項で次のように定義される。

$$Y_2 = \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int \frac{\beta}{2} \left(\frac{\varepsilon_k}{E_k}\right)^2 \text{sech}^2 \frac{\beta E_k}{2} d\varepsilon_k \quad (5.7)$$

$Y_2$  を用いて(5.6)を書き直すと、

$$T_1^{-1} = \frac{Y_2}{1-Y_2} \cdot \tau_q \cdot \frac{\chi}{\chi_0} \cdot \Omega^2 \quad (5.8)$$

となる。(5.7)をもとに Einzel ら[21]は  $Y_2$  対  $T/T_c$  のグラフを作成した(図.5-9)。

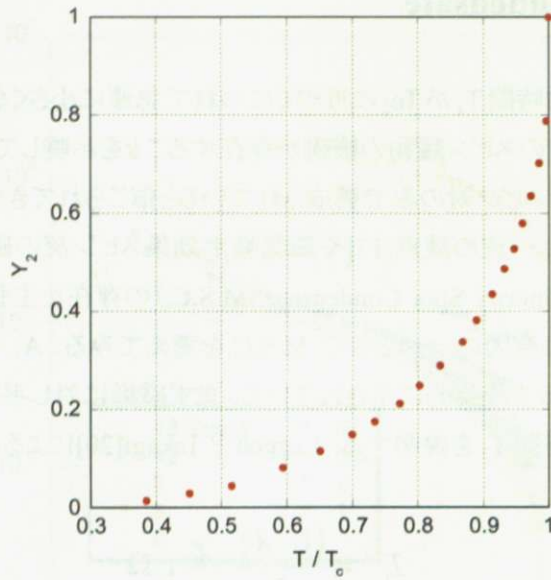


図.5-9 Y<sub>2</sub>の温度依存性

このグラフを元にして 2 Tesla における A<sub>1</sub> 相中の Y<sub>2</sub> の値をプロットすると図.5-10 となる。

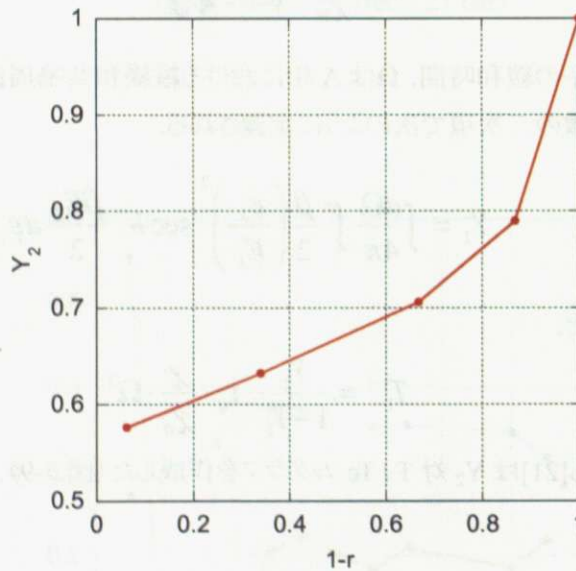


図.5-10 A<sub>1</sub>相中の Y<sub>2</sub> (2 Tesla)

従来信じられているマイノリティスピンが全く存在しない条件下では、縦緩和共鳴周波数はゼロとなり(5.4)から  $T_1^{-1}$  もゼロとなる。つまりスピンの緩和は起こらない。しかし Monien と Tewordt により提唱されているようにマイノリティスピンが存在する場合  $T_1^{-1}$  はゼロでない値をとりスピンの緩和が起こる。

$$\begin{aligned}
 &\text{if } \Omega = 0, T_1^{-1} = 0 \quad (\text{without Minority Spin}) \\
 &\text{if } \Omega \neq 0, T_1^{-1} \neq 0 \quad (\text{with Minority Spin})
 \end{aligned}
 \tag{5.9}$$

彼らにより2 Teslaにおけるマイノリティスピンの縦緩和共鳴周波数が計算されており、横軸を $1-r$ としてプロットすると図.5-11 のように表される。

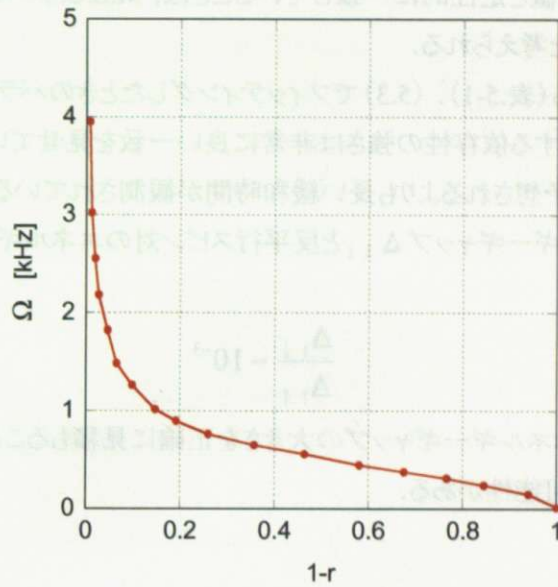


図.5-11  $A_1$ 相中の $\Omega$  (2 Tesla, 21bar)

このようにして得られた  $Y_2$  と  $\Omega$  の値に加え,  $Z_0 = -2.94$  (21bar) と  $\tau_q = 3.5 \times 10^{-8}$  [sec] [22]を用いてスピン緩和率を求めると図.5-12 のようになる。磁気噴水効果, Spin Pumping Effect の各実験で得られた緩和率も併せて表示してある。

0.000	0.001	0.002	0
0.001	0.002	0.003	0

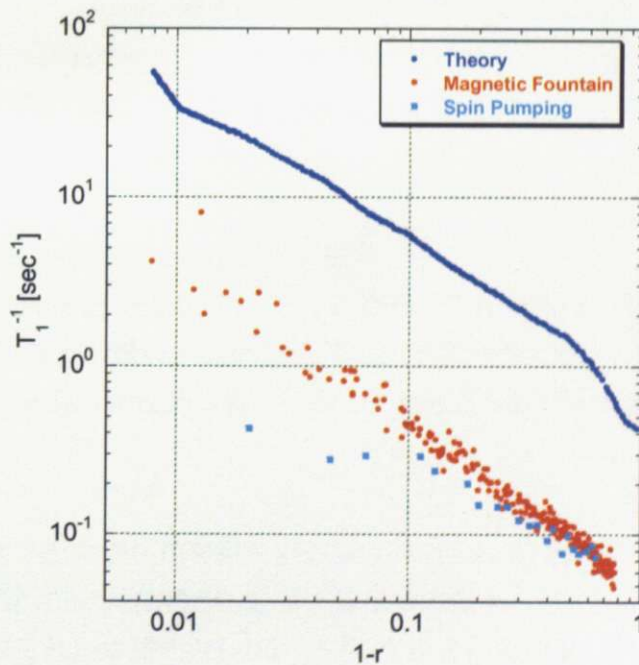


図.5-12 マイノリティスピンを仮定し求められた  $T_1^{-1}$  と測定結果の比較 (2 Tesla, 21 bar)

図.5-12 を見ると計算された緩和率と実験結果は定性的に同じような挙動を示していることがわかる。T<sub>02</sub> に近づくにつれ緩和率が急激に大きくなっていくのはマイノリティスピンの割合が増えていくためと考えられる。我々の実験結果が計算値と定性的に一致していることは、M.S.C.がスピン緩和に重要な役割を果たしていることを実証するものと考えられる。

緩和率の絶対値を比較する(表.5-1)。(5.3)でフィッティングしたときのパラメータεは上述理論とかなり近い値をとる。つまり温度に対する依存性の強さは非常に良い一致を見せている。実験結果での a は理論に比べ桁小さく、理論で予想されるよりも長い緩和時間が観測されている。Monien と Tewordt によるとマイノリティスピンのエネルギーギャップ Δ<sub>↓↓</sub>と反平行スピン対のエネルギーギャップ Δ<sub>↑↑</sub>との比はおおよそ

$$\frac{\Delta_{\downarrow\downarrow}}{\Delta_{\uparrow\uparrow}} \sim 10^{-3} \quad (5.10)$$

程度と見積もられているが、エネルギーギャップの大きさを正確に見積もることは難しく、理論と実験の定量的な差の原因となっている可能性がある。

表.5-1 パラメータ a, εの比較 (21 bar, 2 Tesla)

(理論値は図.5-12 から fitting により求めた)

	Theory	Magnetic Fountain	Spin Pumping
a	0.683	0.0491	0.0633
ε	0.895	0.968	0.551

## 第6章 まとめ

今回の実験は、これまでの磁気噴水効果の研究で緩和時間の温度依存性に見られた kink の原因が何であるかを解明することを目的として行われた。セル内の温度勾配の様子を Vibrating Wire で観測し、発熱の小さい Macor 製のセルを用いることでこの目的を達成することができた。また、これまで行っていなかった Spin Pumping Effect の温度、磁場依存性を広く測定することも併せて行った。磁気噴水効果は 8 Tesla, Spin Pumping Effect は 13 Tesla までの高磁場下において測定された。

### (1) kink の原因

Stycast 製のセルでは Detector Chamber と Reservoir Chamber の間に 100  $\mu$ K 程度の温度差があることがわかった。そのためにある温度領域では Chamber 間に相境界ができ、早いスピン緩和の原因になっていたものと考えられる。Macor 製のセルを用いたところ Chamber 間の温度差は数  $\mu$ K に抑えられ、セル内に温度勾配のほとんどない環境での測定が可能になった。

### (2) 磁気噴水効果におけるスピン緩和時間の温度、磁場依存性

スピンの緩和時間は低温側,  $T_{c2}$  付近での 1 秒未満から高温側,  $T_{c1}$  付近での数十秒まで温度により劇的に変わる。以前見られた kink は無くなり、スムーズな温度依存性を示している。8 Tesla まで行われた測定では高磁場ほど緩和時間が長くなった。

### (3) Spin Pumping Effect におけるスピン緩和時間の温度、磁場依存性

5 Tesla 以下の磁場においては磁気噴水効果とほぼ同じような温度、磁場依存性を示した。磁気的にスピン流を起こした磁気噴水効果と機械的にスピン流を起こした Spin Pumping Effect ではほぼ同様の結果が得られたことは特筆すべき点である。ただし 5 Tesla 以上の磁場において緩和時間が飽和しているように磁気噴水効果と異なる挙動も見られる。

### (4) Minority Spin Condensate (M.S.C.) によるスピン緩和

磁気噴水効果, Spin Pumping Effect 共にスピンの緩和率は相対温度の冪乗で変化するような強い温度依存性を示した。スピン密度が緩和する原因として M.S.C. の存在を仮定して考察したところ、理論的に求められた緩和率と実験結果は定性的に良く一致した。M.S.C. の存在を実証する結果を得ることができたといえる。

今後の課題としてはまず圧力依存性を測定することが挙げられる。現在そのための準備が進められており、間もなく結果が得られるものと期待される。また磁気噴水効果と Spin Pumping Effect とで異なる挙動を示した部分についてはそれが本質的なものか、そうした場合両者の違いが何に由来するのかさらに考察することが求められる。



## Appendix

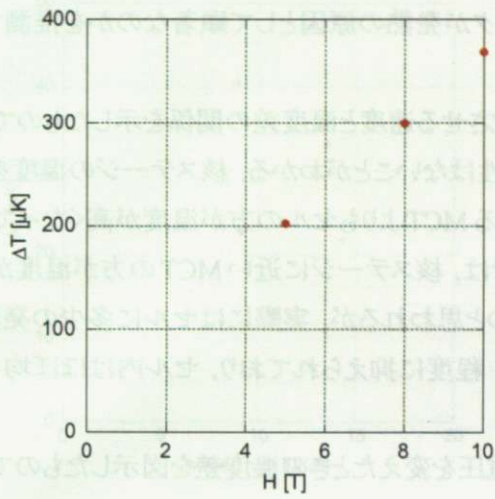
### MCT とセルの温度差, Chamber 間の温度差

低温実験においては実験データの信頼性を評価するために、実験空間が狙い通りに冷却されているか、実験セルが発熱していないかを考察することは重要である。以下において、温度変化の速さなど測定条件を変化させたときに、各部位間の温度差がどうなっていたかをまとめる。磁気噴水効果のシグナルは  $T_{c1}$  側ではシグナルの有無の正確な判定が困難であるので、 $T_{c2}$  のみを用いて考察する。これまで広く使われてきた Israelsson[23]による超流動転移温度 ( $T_{isra}$ ) を用いて液体が転移したときの MCT の温度 ( $T_{MCT}$ ) を引くことで MCT とセルの温度差とした。

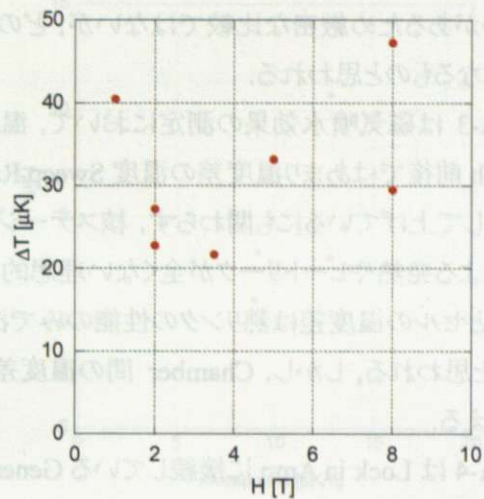
$$\Delta T = T_{isra} - T_{MCT} \quad (\text{A-1})$$

例えば、Israelsson による 21 bar, 8 Tesla の  $T_{c2}$  は 2.1139 mK であり、磁気噴水効果の測定で MCT が 2.08 mK のときに転移した場合、MCT と Detector Chamber 間の温度差は  $2.1139 - 2.08 = 0.0039$  mK である。

図.A-1 には MCT と Detector Chamber 間の温度差の磁場依存性を、図.A-2 には Reservoir Chamber と Detector Chamber 間の温度差の磁場依存性を、Stycast 1266 製のセルと Macor 製のセルのそれぞれについて示した。Stycast 1266 製のセルを用いていたときは、MCT と Detector Chamber 間、Reservoir Chamber と Detector Chamber 間それぞれについて、磁場に依存した大きな温度差がついているが、Macor 製のセルでは発熱は大幅に抑えられ、また磁場にほとんど依存していない。これは Stycast 1266 に多量に含まれる水素原子の核スピン緩和が発熱の大きな要因となっているためと思われる。Stycast 1266 では 100  $\mu$ K 程度あった Chamber 間の温度差が Macor では数  $\mu$ K に抑えられ、セル内がほぼ均一な温度で相境界がない条件で測定を行えるようになったといえる。

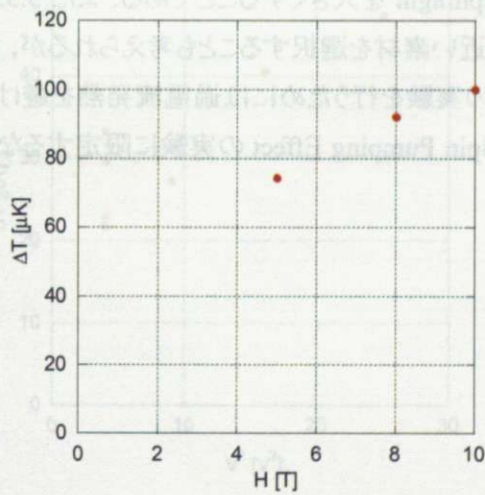


Stycast 1266 製

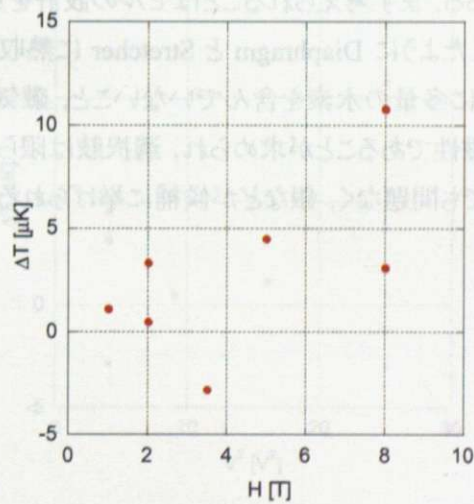


Macor 製

図.A-1 MCTとDetector Chamber間の温度差の磁場依存性 (21 bar)



Stycast 1266 製



Macor 製

図.A-2 Reservoir ChamberとDetector Chamber間の温度差の磁場依存性 (21 bar)

以下に示すグラフは全て Macor 製のセルによる 21 bar での測定である。温度差には磁場依存性が無いものとして、様々な磁場において測定されたデータを同列に扱っている。測定ごとに複数のパラメータに違いがあるため厳密な比較ではないが、どのパラメータが発熱の原因として顕著なのかを推測する一助にはなるものと思われる。

図.A-3 は磁気噴水効果の測定において、温度を変化させる速度と温度差の関係を示したものである。10  $\mu\text{K}/\text{h}$  前後ではあまり温度差の温度 Sweep Rate 依存性はないことがわかる。核ステージの温度をコントロールして上げているにも関わらず、核ステージ近くにある MCT よりもセルの方が温度が高くなっている。測定による発熱やヒートリークが全くない理想的な状況では、核ステージに近い MCT の方が温度が高く、MCT とセルの温度差は熱リンクの性能のみで決まるものと思われるが、実際にはセルに多少の発熱があるものと思われる。しかし、Chamber 間の温度差は数  $\mu\text{K}$  程度に抑えられており、セル内はほぼ均一な状態といえる。

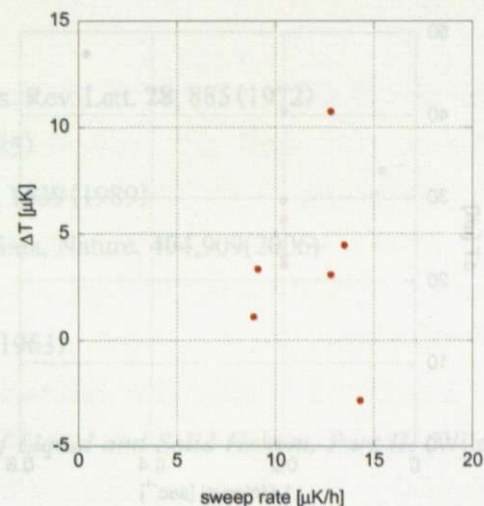
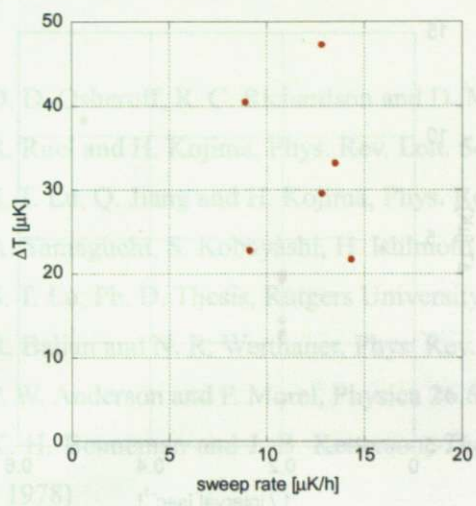
図.A-4 は Lock in Amp に接続している Generator の電圧を変えたときの温度差を図示したものである。Generator の電圧を高めたほうが S/N は良くなるのだが、図.A-4 を見ると  $V^2$  に対し線形に温度差が大きくなっている傾向がある。図.A-5 は  $T_{02}$  付近において磁場勾配を印加してから反対方向に印加するまでの Interval に対してプロットしたものである。Interval によって温度差に違いがあるようなら Gradient Coil のパルスによる発熱があることになる。一回ごとのパルスの強さは一定である。図.A-5 からは多少は Interval 依存性があるような傾向が感じられるが、同じ Interval で行われた測定間での差異も大きく判然としない。

これまでに示したデータの中では、Generator の電圧を変化させたときに最も顕著に温度差の違いが現れた。今後の実験において発熱をさらに抑えようとする場合、特に Generator の電圧を下げても十分な S/N を確保できるように工夫することが重要であるといえる。これには Diaphragm の感度を高めることが必要である。まず考えられることはセルの設計を見直し、Diaphragm を大きくすることである。また 3.3.3 節で考察したように Diaphragm と Stretcher に熱収縮率のより近い素材を選択することも考えられるが、Stycast のように多量の水素を含んでいないこと、磁気噴水効果の実験を行うためには過電流発熱を避けるために非磁性であることが求められ、選択肢は限られてくる。Spin Pumping Effect の実験に限定するならば磁性体でも問題なく、銀などが候補に挙げられる。



参考文献

[1] D. S. Greywall, R. C. Eason and J. M. Lee, Phys. Rev. Lett. 28, 885 (1972)  
 [2] R. Ruel and H. Kojima, Phys. Rev. Lett. 54, 2238 (1985)  
 [3] S. Q. Jiang and H. Kojima, Phys. Rev. Lett. 62, 1088 (1989)  
 [4] S. Kurogiuchi, S. Kohashi, H. Ishimoto, and H. Kojima, Phys. Rev. Lett. 64, 909 (1990)  
 [5] S. T. Li, Ph. D. Thesis, Rutgers University (1985)  
 [6] R. E. Vanmarcke and R. W. Chagren, Phys. Rev. 131, 1553 (1963)  
 [7] P. W. Anderson and E. Morel, Physica 26, 671 (1960)  
 [8] K. G. Wilson, Phys. Rev. D 10, 2445 (1974)  
 [9] H. Akimoto, T. Okuda and H. Ishimoto, Phys. Rev. B. 55, 12635 (1997)

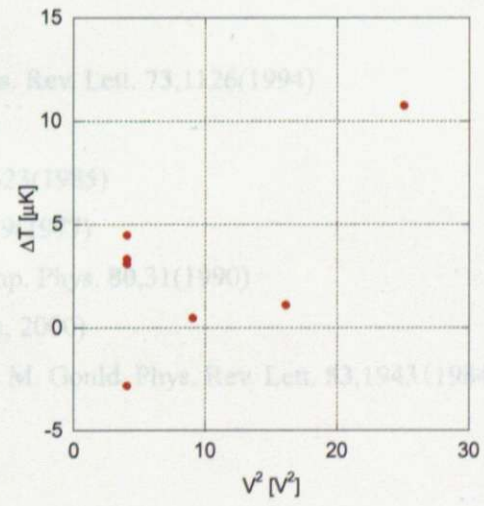
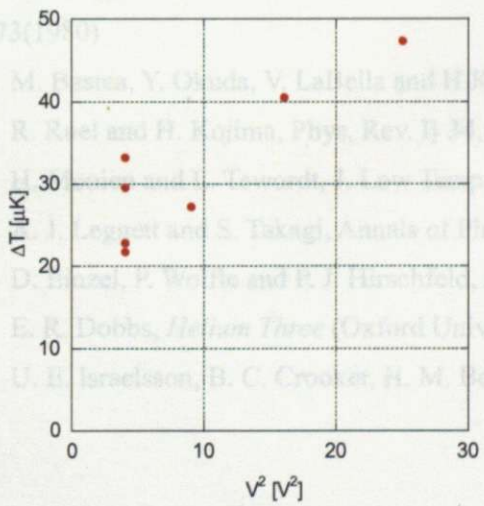


MCT-Detector Chamber 間

Reservoir Chamber-Detector Chamber 間

図.A-3 温度 Sweep Rate 依存性

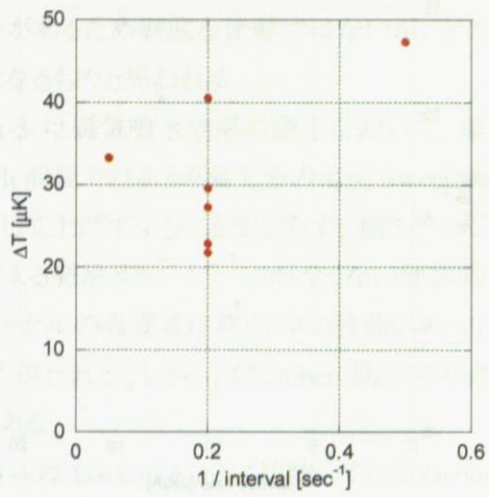
[10] R. Ruel and H. Kojima, Phys. Rev. B. 28, 6582 (1983)  
 [11] D. S. Greywall, Phys. Rev. B. 33, 7520 (1986)  
 [12] 木村幸夫, 修士論文 東京大学 (1985)  
 [13] 田沼静一, 湯宮孝好『超伝導』(共立出版, 1998)  
 [14] 小林聡, 修士論文 東京大学 (2006)  
 [15] H. Bojgaard, H. Smith, P. Wolfe, K. Nagai and T. Masck, Bojgaard, J. Low Temp. Phys. 41, 473 (1981)  
 [16] M. Festa, Y. Okuda, V. Labella and H. Kojima, Phys. Rev. Lett. 73, 1126 (1994)  
 [17] R. Ruel and H. Kojima, Phys. Rev. B 34, 6511 (1986)  
 [18] J. Leggett and S. Takagi, Annals of Physics 106, 75 (1978)  
 [19] D. Mazel, P. Wolfe and R. J. Hirschfeld, J. Low Temp. Phys. 80, 31 (1990)  
 [20] E. R. Dobbs, Helium Three, Oxford University Press, 2001  
 [21] U. B. Israelsson, B. C. Crooker, H. M. Bozler and C. M. Gould, Phys. Rev. Lett. 53, 1943 (1984)



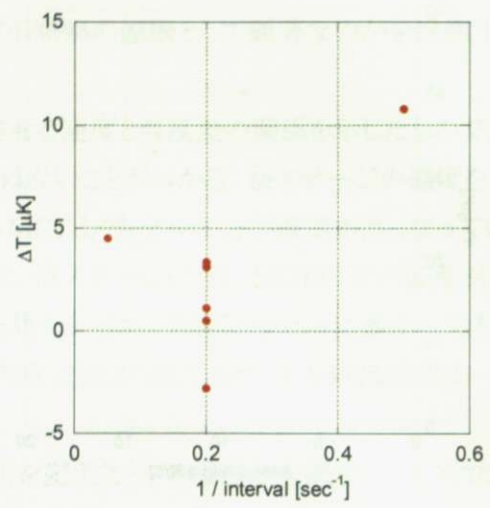
MCT-Detector Chamber 間

Reservoir Chamber-Detector Chamber 間

図.A-4 Lock in Amp の Generator 電圧への依存性



MCT-Detector Chamber 間



Reservoir Chamber-Detector Chamber 間

図.A-5 パルス Interval 依存性

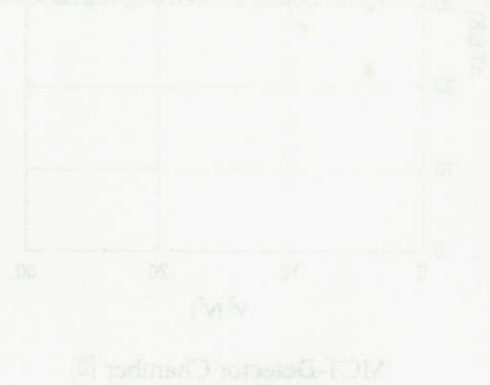


図.A-4 Lock in Amp V Generator 電圧の依存性



## 参考文献

- [1] D. D. Osheroff, R. C. Richardson and D. M. Lee, Phys. Rev. Lett. **28**, 885 (1972)
- [2] R. Ruel and H. Kojima, Phys. Rev. Lett. **54**, 2238 (1985)
- [3] S. T. Lu, Q. Jiang and H. Kojima, Phys. Rev. Lett. **62**, 1639 (1989)
- [4] A. Yamaguchi, S. Kobayashi, H. Ishimoto and H. Kojima, Nature. **404**,909(2006)
- [5] S. T. Lu, Ph. D. Thesis, Rutgers University(1985)
- [6] R. Balian and N. R. Werthaner, Phys. Rev. **131**,1553 (1963)
- [7] P. W. Anderson and P. Morel, Physica **26**,671 (1960)
- [8] K. H. Benneman and J. B. Ketterson, *The Physics of Liquid and Solid Helium, Part II*, (Wiley, New York, 1978)
- [9] H. Akimoto, T. Okuda and H. Ishimoto, Phys. Rev. B. **55**,12635 (1997)
- [10] M. Liu, Phys. Rev. Lett. **43**,1740 (1979)
- [11] R. Ruel and H. Kojima, Phys. Rev. B. **28**,6582(1983)
- [12] D. S. Greywall, Phys. Rev. B. **33**,7520(1986)
- [13] 木村幸太 修士論文 東京大学(2005)
- [14] 田沼静一, 馬宮孝好『超低温』(共立出版, 1998)
- [15] 小林聡 修士論文 東京大学(2006)
- [16] H. Hojgaard, H. Smith, P. Wolfle, K. Nagai and T. Maack. Bisgaard, J. Low. Temp. Phys. **41**,473(1980)
- [17] M. Bastea, Y. Okuda, V. LaBella and H.Kojima, Phys. Rev. Lett. **73**,1126(1994)
- [18] R. Ruel and H. Kojima, Phys. Rev. B **34**,6511(1986)
- [19] H. Monien and L. Tewordt, J. Low Temp. Phys. **60**,323(1985)
- [20] A. J. Leggett and S. Takagi, Annals of Physics **106**,79(1977)
- [21] D. Einzel, P. Wolfle and P. J. Hirschfeld, J. Low. Temp. Phys. **80**,31(1990)
- [22] E. R. Dobbs, *Helium Three* (Oxford University Press, 2000)
- [23] U. E. Israelsson, B. C. Crooker, H. M. Bozler and C. M. Gould, Phys. Rev. Lett. **53**,1943 (1984)

## 謝辞

2年間の修士論文研究および学生生活において、さまざまな方にお世話になってきました。この場を借りてお礼申し上げたいと思います。石本 英彦教授には非常に意義深い研究テーマを与えていただき、また熱心に研究指導していただきました。自ら先頭に立って実験に当たる研究姿勢には大変感銘を受けています。Rutgers 大の H. Kojima 教授にはセル作製や解析などの面で大変お世話になりました。この修士論文は Kojima 教授の  $A_1$  相に関する長年の研究の上に成り立つものと思います。山口 明助教には実験技術や解析方法について一から教えていただきました。さまざまな問題の解決に際し、最も多くお世話になった方かと思えます。PD の青木 悠樹氏にはより良い解析方法の模索などの面で大変お世話になりました。また実験を代行していただいたことも多く、感謝しております。石本研においてこれまで  $A_1$  相の研究をされていた小林 聡氏、木村 幸太氏、枘富 龍一氏らに感謝します。皆様の研究のおかげで近年目覚ましい成果を挙げつつある実験に携わることができました。

PD の松本 洋介氏、先輩にあたる根間 裕史氏や夏目 恭介氏、同期の早川 貴裕君には研究生活や学業についてさまざまなアドバイスをいただくなど大変お世話になりました。柄木 良友助教や泉名 健氏を初めとした久保田研究室の皆様や森研の武田啓司氏にも公私を超えてお世話になりました。大量の液体ヘリウムを絶えず供給してくださった液化室の皆様、研究室秘書として学生生活を支えてくださった平氏や兼子氏、不規則になりがちな研究生活の中で支えてくれた家族、このほかここに挙げ切れなかった数多くの人々のおかげで実りある2年間を過ごすことができました。大変感謝しております。