


東京大学大学院 新領域創成科学研究科物質系専攻 修士論文

論文題目

強磁場下における超流動 ^3He のスピンドYNAMICS

指導教員： 石本英彦 教授 

学籍番号：46122

氏名：小林 聡

平成18年1月

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 ^3He | 4 |
| 2.1.2 超流動相(B相・A相・A ₁ 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計算..... | 11 |
| 2.3 過去の実験と目的..... | 13 |
| 2.3.1 測定方法..... | 13 |
| 2.3.2 緩和時間の測定結果..... | 13 |
| 2.3.3 常流動成分の効果..... | 15 |
| 2.3.4 実験目的..... | 16 |
| 第3章 実験方法..... | 17 |
| 3.1 低温生成装置..... | 17 |
| 3.1.1 ^3He - ^4He 希釈冷凍機..... | 17 |
| 3.1.2 核断熱消磁冷凍機..... | 19 |
| 3.2 温度測定..... | 21 |
| 3.2.1 MCT (^3He 融解圧温度計)..... | 21 |
| 3.2.2 炭素抵抗温度計..... | 23 |
| 3.3 実験セル..... | 23 |
| 3.3.1 Mylar Leak Test..... | 23 |
| 3.3.2 Diaphragm の作成..... | 25 |
| 3.3.3 測定用セル..... | 27 |
| 3.3.4 磁場..... | 27 |
| 3.3.5 加圧装置..... | 28 |
| 3.4 磁気噴水効果の測定..... | 29 |
| 3.4.1 測定システム..... | 29 |
| 3.4.2 測定方法..... | 29 |
| 3.4.3 磁気噴水効果の磁場勾配による変化..... | 30 |
| 3.4.4 Tention..... | 32 |

| | |
|--|-----------|
| 3.4.5 常流動成分の緩和時間の測定..... | 34 |
| 第4章 実験結果..... | 35 |
| 4.1 磁気噴水効果..... | 35 |
| 4.1.1 温度依存性..... | 35 |
| 4.1.2 磁場依存性..... | 39 |
| 4.1.3 圧力依存性..... | 39 |
| 4.1.4 温度依存性に見られる Kink..... | 42 |
| 4.2 電圧印加による Diaphragm の緩和..... | 43 |
| 4.2.1 常流動相における緩和..... | 43 |
| 4.2.2 A_1 相における緩和..... | 46 |
| 第5章 考察..... | 51 |
| 5.1 圧力によるスピンポンプ..... | 51 |
| 5.1.1 理論的考察..... | 51 |
| 5.2 高温側のスピン緩和..... | 53 |
| 5.2.1 常流動成分と緩和..... | 53 |
| 5.2.2 Diaphragm の応答時間..... | 54 |
| 5.2.3 T_{c1} での近傍緩和時間のばらつき..... | 55 |
| 5.3 低温側のスピン緩和..... | 55 |
| 5.3.1 縦緩和時間 T_1 の導出..... | 55 |
| 5.3.2 各磁場・圧力における r に対する T_1 | 58 |
| 5.4 T_{c2}近傍における緩和率の温度・磁場・圧力依存性..... | 60 |
| 5.5 スピンの縦緩和機構..... | 63 |
| 第6章 まとめ..... | 67 |
| APPENDIX 1..... | 69 |
| APPENDIX 2..... | 71 |
| 参考文献..... | 73 |
| 謝辞..... | 74 |

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 ^3He と ^4He という中性子数の異なる同位体が存在し、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。研究対象である液体 ^3He は核スピン $1/2$ を持つ Fermi 液体で、1972年に約 2mK 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一重項($S=0, L=0$)、つまり S 波の対形成であるが、この ^3He 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が可能である。

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 ^3He 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。

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しか素早く通り抜けられない細い管（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磁場勾配を起因とする圧力差が生じる現象のことを指す。詳しい原理は次章で述べるが、この圧力差を測定することによりスピン密度の平衡状態への緩和の様子（緩和時間）を調べることが出来る。

近年、我々の研究室でも H. Kojima との共同実験で同じ実験方法によりスピン緩和時間の測定実験を行ってきた。そしてこれまでの実験より広い圧力範囲においてより強い磁場を印加したり、cell を改良することで新しい知見を得ることができた。

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 ^3He

図. 2-1 はゼロ磁場下における ^3He の相図である。 ^3He は約 2 mK で超流動転移し, A 相, B 相という 2 つの相に分かれる. また, 超流動状態において約 34 bar 以上で固体となる.

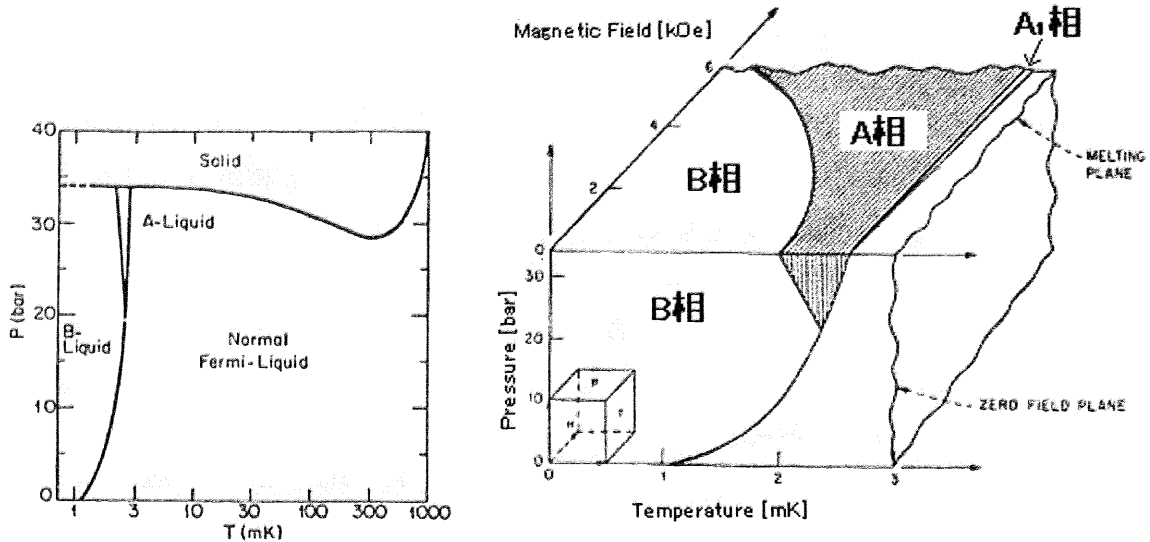


図. 2-1 ゼロ磁場下における ^3He の相図 図. 2-2 磁場中における ^3He の相図 [4]

そして融解圧曲線上では, 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 ΔS と, 体積変化 ΔV の比である. 通常物質では ΔS , ΔV とともに正であり, 曲線は正の勾配をもつ. しかし, ^3He 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, 液体のエントロピーが整然と並び秩序だった固体のよりも小さい, $S_l < S_s$ という事を示している. これは約 200 mK 以下の低温では, ^3He が約 1 K に Fermi 温度をもつ Fermi 粒子であるために Fermi 縮退し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. これは固体相は反強磁性転移, 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ったからである.

図. 2-2 は図. 2-1 に磁場のパラメーター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_1 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・A₁相)

³He 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, ³He 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, ³He 粒子対に働く原子間相相互作用は Lennard-Jones ポテンシャル

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

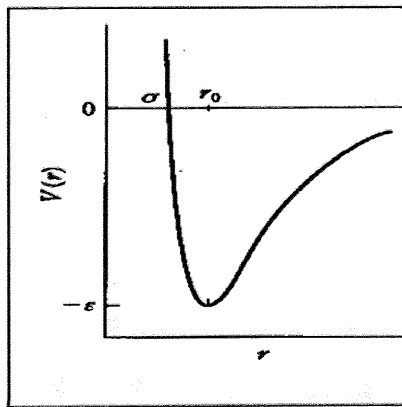


図. 2-3 Lennard-Jones
ポテンシャル

で表される. $r=0$ で $V(r) = \infty$ となり, 原子が σ 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, ³He 準粒子のクーパー対の軌道は反対称である. そのため, ³He 超流動では波動関数のスピン部は ³He 準粒子の入れ替えに関して対称である全角運動量 $S=1$ と成る.

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 3 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 ³He のクーパー対は, 全角運動量 $S=1$ の 3 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 ³He 超流動状態は, このようなスピン 3 重項状態の固有関数の任意の線形結合で表せる.

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

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、

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

のように表す事が出来る。 $A_{\mu i}$ は 3 重項 P 波状態 (3P) を特徴づける秩序変数で、超流動 ^4He や 1S の超伝導では 1 個の複素パラメーター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ーが必要になる。この自由度のせいで系の外部環境 (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 Δ, \mathbf{k} の取り方が異なる。実際、超流動 ^3He 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。

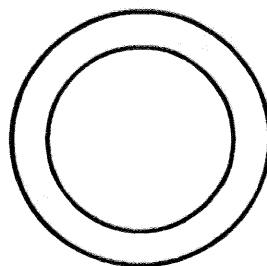
B 相

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 [5]。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 μ 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。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まり、

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

である。

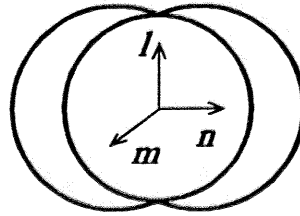
A 相

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 [6].

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

この時,

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



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 l 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. 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。

A₁ 相

磁場がかかったとき転移点近傍に現れる A₁ 状態は

$$A_{\mu i} = \Delta_{A_1} \begin{pmatrix} 1 & i & 0 \\ i-1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

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 A₁ 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、3 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 A₁ 相へ、T_{c2} で A₁ 相から A₂ 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、A₁ 相の領域は線形に広がっていく。

外部磁場に対して A₁ 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[7].

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

よって A₁ 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、λ は対の相互作用に応じたカップリング定数である。

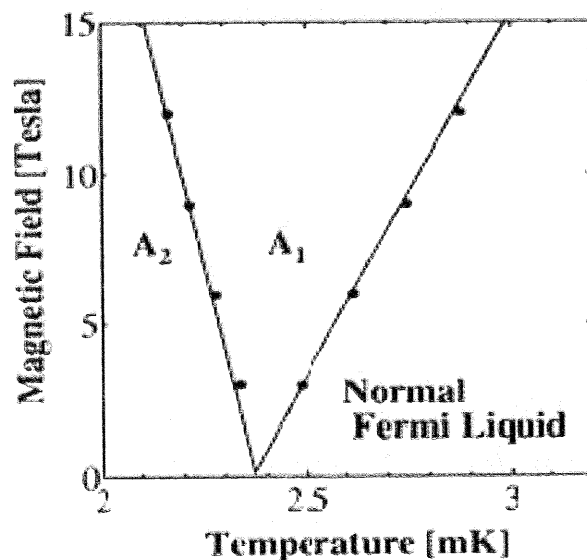


図. 2-6 29bar における A₁ 相の相図 [8]

2.2 磁気噴水効果とスピン緩和時間

本実験ではスピン緩和時間を求めるにあたり磁気噴水効果という A_1 相特有の現象を利用した。以下、その詳細について述べる。

2.2.1 磁気噴水効果とは

超流動 ^3He 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[9].

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

ここで $d\vec{V}_s$ は超流動速度, μ 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 ω は,

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

と表される。 γ は磁気回転比, S はスピン密度, χ 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 ^3He の γ 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[10]。つまり磁気モーメント μ は,

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

と書けるので, A_1 相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 ω 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

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

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 定常状態とし 加速度 $\dot{V}_s = 0$
- 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 ∇H をかけると圧力差 ∇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 ∇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

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

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装置模式図を使って説明する。

(i) cell の説明

図. 2-7は cell の模式図である。cell は Reserver Chamber と Detector Chamber に別れ、どちらにも液体の ^3He が満たされている。Detector Chamber の壁と Diaphragm の Stretcher は stycast1266 で作られている。これを Inner Cell と呼ぶ。この2つの Chamber の間には superleak という障壁が設けられている。

Superleak は超流体しか素早く通り抜けられない細い5つのスリットで、サイズはそれぞれたて2.2mm, よこ $20\mu\text{m}$, 奥行き5mm である。Diaphragm は Mylar を張ったものであり、

圧力の変化に対し上下に自由に動く。固定電極は Macor 製のパーツにアルミ膜が貼られている。そして固定電極と可変電極膜とのキャパシタンスを測定することで Detector Chamber 内の圧力変化を測定することができる。

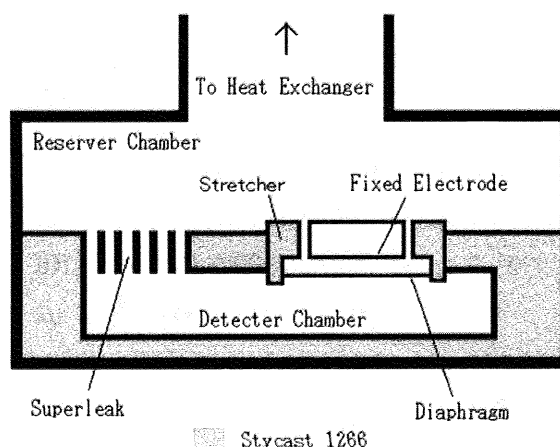


図. 2-7 cell 模式図

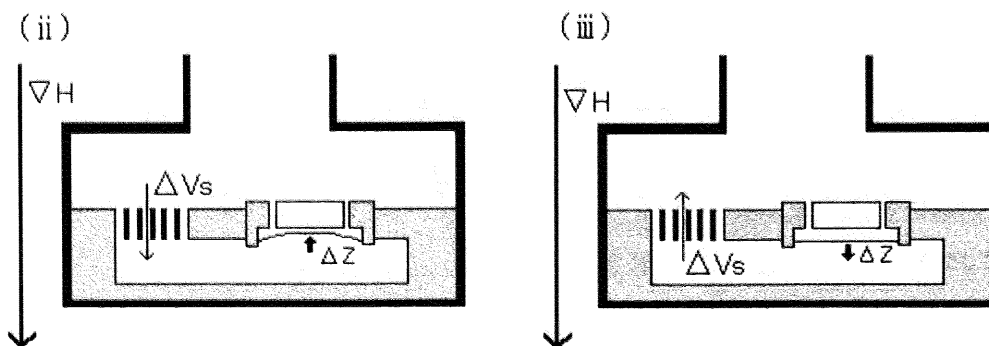


図. 2-8 磁場勾配による圧力差の変化とスピン緩和

図. 2-8(ii)のように cell に磁場勾配を掛けると、磁気噴水効果により Superleak を通して超流体が Detector Chamber に流入する。すると膜の位置が変位する。磁場勾配を掛けた直後は式(2.21)において ∇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。

磁場勾配を掛け続けていてもスピン密度が緩和し ∇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(iii)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. 尚, 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1次元(x方向)とみなして計算する.

まず, superleak を通る常流動の運動方程式は

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta P}{\delta x} - R v_n \quad (2. 23)$$

ρ は超流動と常流動を合わせた全体の密度, R は superleak の impedance, v_s は常流動の速度である. 次に磁気噴水効果による圧力の式は

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta P}{\delta x} - \frac{\gamma \hbar}{2m} \left[\frac{\gamma}{\chi} \frac{\delta S}{\delta x} - \frac{\delta H}{\delta x} \right] \quad (2. 24)$$

である. γ は磁気回転比, m は ^3He 原始の質量, χ は磁気感受率, S はスピン密度, H は磁場である.

Diaphragm と superleak を出入りする常流動と超流動の運動方程式は

$$\rho B \dot{Z} = (\rho_s v_s + \rho_n v_n) A \quad (2. 25)$$

B は Diaphragm の面積, ρ_s , ρ_n はそれぞれ超流動密度と常流動密度, A は superleak の相断面面積である. Diaphragm の tension と圧力の関係式は

$$8\pi\sigma Z = B \delta P \quad (2. 26)$$

σ は tension である.

そして, スピン密度の時間変化 $\dot{\delta S}$ とスピンの縦緩和時間 T_1 との関係式は

$$\dot{\delta S} = \frac{\rho_s \hbar A}{2mV} + \left(\frac{\gamma}{\chi} \delta H - \delta S \right) \frac{1}{T_1} \quad (2. 27)$$

V は Detector Chamber 内の空間の体積である.

上記5式をまとめる. まず(2. 24), (2. 26)において δS 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)を(2. 25)と(2. 26)に代入し, δx を superleak の長さ l に置き換えると

$$\rho_s v_s = \frac{\rho B}{A} \dot{Z} + \frac{\rho_n 8\pi\sigma}{R\sigma B l} Z \quad (2. 29)$$

次に(2. 28)と(2. 29)と(2. 28)を時間微分したものを(2. 27)に代入すると

$$-\frac{2m\chi}{\rho\hbar\gamma^2} \frac{8\pi\sigma}{B} \dot{Z} + \frac{\chi}{\gamma} \delta \dot{H} = \frac{\hbar A}{2mV} \left(\frac{\rho B}{A} \dot{Z} + \frac{\rho_n 8\pi\sigma}{R\sigma B l} Z \right) + \frac{2m\chi 8\pi\sigma}{\rho\hbar\gamma^2 B T_1} Z \quad (2. 30)$$

(2. 30)を整理して

$$\delta \dot{H} = \left(\frac{\hbar \gamma A}{2m\chi V} \frac{\rho_n 8\pi\sigma}{R\rho B l} + \frac{2m8\pi\sigma}{\rho \hbar \gamma B T_1} \right) Z + \left(\frac{\hbar \gamma A}{2m\chi V} \frac{\rho B}{A} + \frac{2m8\pi\sigma}{\rho \hbar \gamma B} \right) \dot{Z} \quad (2.31)$$

この実験では磁場勾配 δH は時間変化させないから、(2.30)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 τ が緩和時間にあたる。実験でも Diaphragm は指数関数的に緩和するので、時間ごとに測定された capacitance の変化を plot したグラフを指数関数で fitting することにより緩和時間 τ を求めた。図. 2-9 は 8 T, 21 bar, 2.39 mK, $r=0.64$ で測定された Diaphragm の変位をグラフ化したものである。横軸は時間(sec), 縦軸は平衡位置からの変位(nm)となっている。グラフから判る通り、100 sec のところで磁場勾配がかけられ、最大変位に達した後指数関数的に平衡位置へ戻っている。

そしてこのグラフの緩和部分だけを抜き出して指数関数で fitting したのが図. 2-10 である。この図において緩和時間 τ は

$$\tau = \frac{1}{0.0209} \approx 47.8 \text{ [sec]}$$

となる。

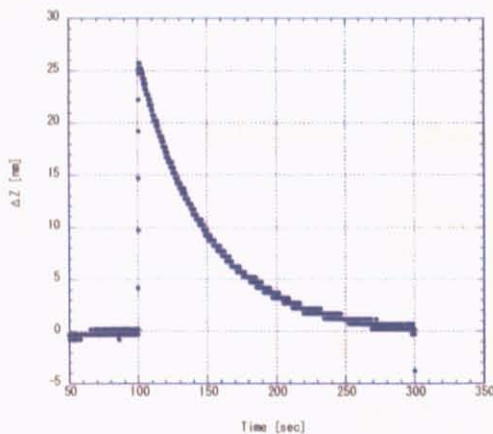


図. 2-9 磁場勾配をかけたときの Diaphragm の変化 (8Tesla, 21bar, 1.90mK)

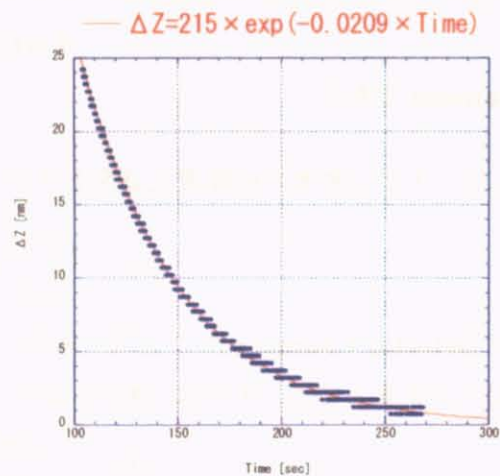


図. 2-10 緩和部分だけを抜き出して指数関数で fitting したもの (8Tesla, 21bar, 1.90mK)

2.3 過去の実験と本実験目的

A_1 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、我々の研究室では H. Kojima との共同研究という形で 2003 年からこの実験を行ってきた。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。

2.3.1 測定方法

使用した cell は図. 2-7 と同じタイプであるが、各パーツのサイズが若干異なる。Superleak の穴は横 $10 \mu\text{m}$ 、奥行き 3mm が共通で、縦が 2.2mm のものが2つと 3.0mm のものが3つの計5つから成る。Diaphragm の半径は 5mm である。inner cell の内部空間の体積は 0.1cm^3 である。また Diaphragm のアルミ面は Inner cell の内側に向けられている。極板間の capacitance は 10.5pF で、Diaphragm の tension は 3.0mK で $3.0 \times 10^5 \text{dyne/cm}$ であった。

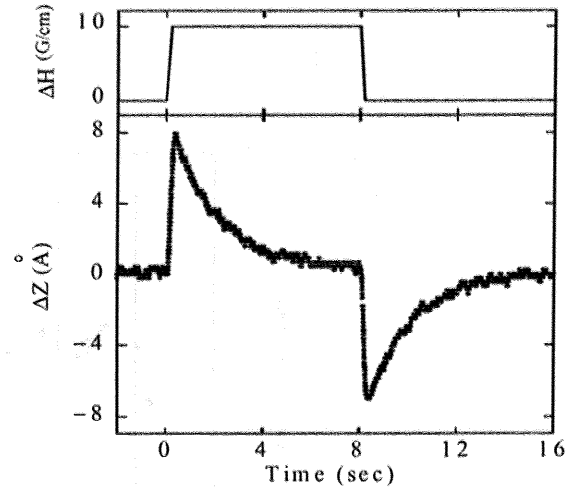


図. 2-11 磁場勾配と diaphragm の変位

測定は図. 2-8 のように Cell に磁場勾配 10.5

Gauss/cm を superleak と平行に下方向、上方向と順にかけ、その時得られた capacitance の時間

に対する変位を関数 $\exp\left(-\frac{\tau}{t}\right)$ で fitting し緩和時間 τ を得た。図. 2-11 は実際に測定された data

で、0 sec で、 10Gauss/cm 、8sec で 0Gauss/cm の磁場勾配が掛けられている。また、diaphragm の最大変位を Amplitude と呼ぶ。緩和時間 τ と Amplitude はこの2つの signal を平均して算出した。

測定環境は静磁場、圧力をそれぞれ 0.2Tesla から 8Tesla 、 1bar から 29bar までと色々変えて測定を行った。各測定環境において、温度を A_2 相まで下げてから熱流入と核断熱磁化を用い約 $10 \mu\text{K/hour}$ のスピードで温度を上げ、 A_2-A_1 相転移温度の T_{c2} から A_1 -常流動相転移温度の T_{c1} までの A_1 相全域に渡って測定した。

2.3.2 緩和時間の測定結果

測定結果の一例として 8T 、 21bar の緩和時間の温度変化のグラフを図. 2-12 に示す。

グラフでは横軸に温度の単位として Reduced Temperature を採用した。Reduced Temperature (以下 r) は

$$r = \left(\frac{T_{c1} - T}{T_{c1} - T_{c2}} \right) \quad (2.33)$$

と定義する。 T は実験で測定された温度、 T_{c1} 、 T_{c2} はそれぞれ常流動相と A_1 、 A_1 相と A_2 相との転移温度である。よって高温側の $T=T_{c1}$ で $r=0$ 、低温側の $T=T_{c2}$ で $r=1$ となる。

図. 2-13 は 21bar の下での静磁場に対する緩和時間のグラフである。緩和時間は 1.25Tesla まで磁場と共に増加し、それより高磁場では減少している。理論による予測では緩和時間は静磁場と共に単調に増加すると思われたが、このような減少は予想外でありその原因は分かっていない。

図. 2-14 は 5 Tesla の下での圧力に対する緩和時間のグラフである。緩和時間は圧力と共に減少している。これは高圧になるほど cell の壁に固体 ^3He ができやすくなるためであると思われるがまだ確認されていない。

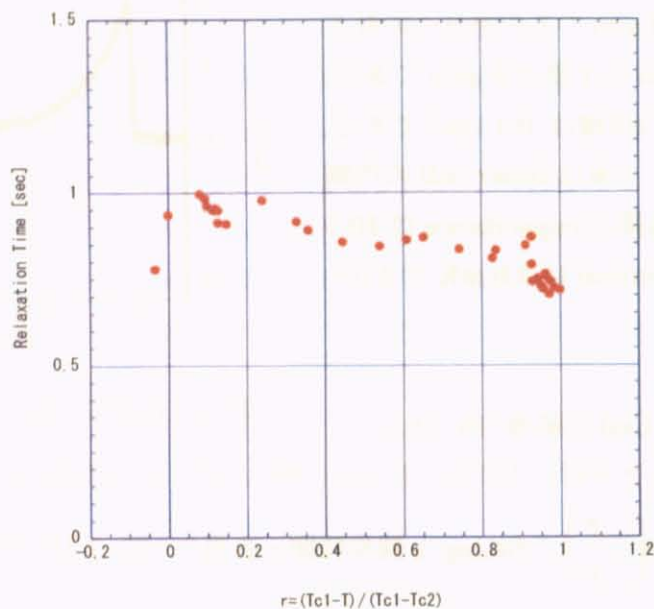


図. 2-12 温度に対する緩和時間の変化 (8T, 21bar)

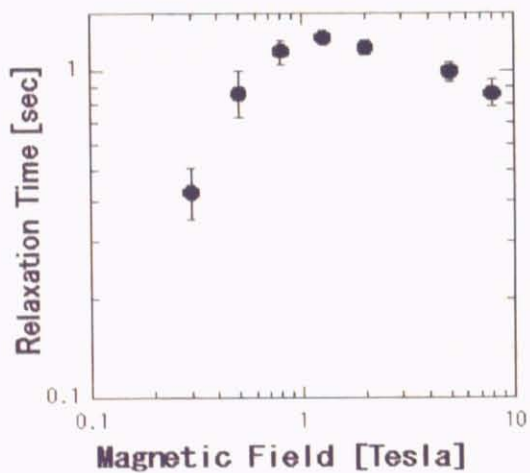


図. 2-13 緩和時間の静磁場依存性

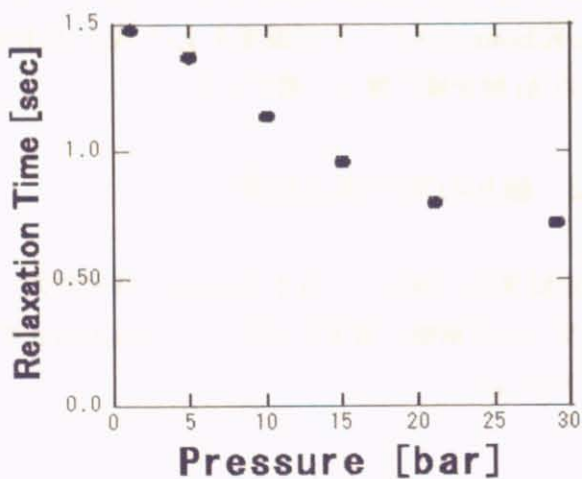


図. 2-14 緩和時間の圧力依存性

2.3.3 常流動成分の効果

A₁相では超流動成分の他に常流動成分も存在するので、Superleakの穴はA₁相において常流動が磁気噴水効果の測定の妨げにならないほど微量しか流れないと想定されて作られている。そこで我々はA₁相より少し高い温度の常流動相で極板間に電圧をかけてDiaphragmを動かし、その後電圧を0VとしてDetector Chamberを加圧した場合常流動はSuperleakをどのくらい流れるのか調べてみた。

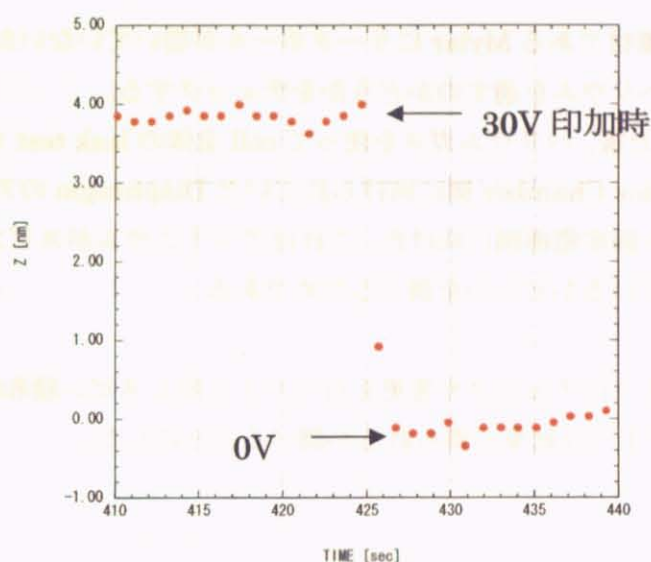


図. 2-15 8T, 29bar, 3. 3mKにおいて極板間に30Vの電圧が印加した状態から、電圧を除去した時のDiaphragmの変位。

図. 2-15は常流動相でDiaphragmに30Vの電圧を印加した状態から電圧を除去した時の変位の様子で、横軸が測定時間で縦軸がDiaphragmの変位(nm)を表す。グラフにおいて425 secで30Vから0Vへ電圧を変化させている。この時のDiaphragmの変位の大きさは磁気噴水効果による変位と同程度である。予想ではsuperleakのimpedanceのため、電圧をかけてもDiaphragmは全く動かないか、或いは非常に長い時間をかけて平衡位置に緩和すると考えられていた。しかしグラフの通り実際は約2秒で平衡位置に達している。このような常流動の速い緩和はsuperleakのimpedanceでは考えられないことであり、Diaphragm又はcellのどこかに大きなリークホールが存在し、そこから常流動や超流動が漏れている可能性が考えられた。

このように常流動が速く緩和してしまうと、それより長い超流動の緩和時間に影響するため正確な実験ができないことになる。

2.3.4 実験目的

これまでの実験ではスピンの緩和時間の磁場・圧力依存性を調べてきた。その結果、図. 2-13, 図. 2-14 のような結果が得られたが、全体的に緩和時間が短い、高磁場側で緩和時間が減少する、常流動が速く流れている等の予想外の結果が得られた。

このような結果は理論的に説明がつかない上、常流動が速く流れることは測定が正確にできていないということであり、cell 自体の改良とリークホールのチェックが求められる。そこで我々は次の実験に際し cell 作成において以下のことを行うことにした。

- (i) Diaphragm の素材である Mylar にリークホールが空いていないか、或いは Mylar 自体がヘリウムを通すのかどうかをチェックする。
- (ii) cell を組み立てた後、ヘリウムガスを使って cell 全体の leak test を行う。
- (iii) それまで Detector Chamber 側に向けられていた Diaphragm のアルミ面を反対向きに張り固定電極側に向けた。これはアルミニウムがスピン交換に大きく寄与しているかどうかを調べるためである。

今回の実験ではこのようにチェックや変更を行った上で同じスピン緩和時間の実験を行った場合、過去と比べてどのような結果が得られるか調べることにした。

第3章 実験方法と cell の作成

この章では低温環境の実現や温度測定, データ取得法, cell の作成などの方法について解説する。

3.1 低温生成装置

実験では, サンプルセルを約 1mK 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 ^4He の寒剤を用いて, 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, サンプルセル) を 10 K 以下まで冷やす (この時断熱管内には交換ガスとして水素ガスを用いている。) 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 15 mK まで断熱消磁用の銅とサンプルセルを冷やす。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 温度計で確認したら, Zn を用いた熱スイッチで希釈冷凍機と断熱消磁用の銅, サンプル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サンプルを 0.6 mK までの超低温の環境下に置く。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 ^3He - ^4He 希釈冷凍機

^3He - ^4He 希釈冷凍機は約 1 K から最低温度 10mK 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。

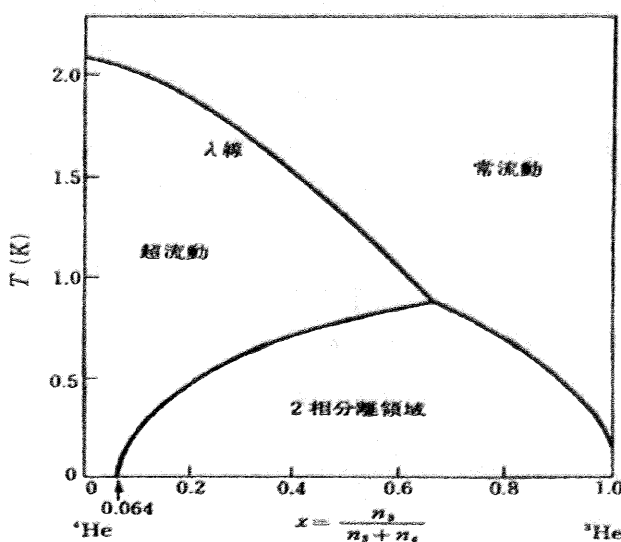


図. 3-1 ^3He - ^4He 混合液の相図

Mixing Chamber の中には, ^3He - ^4He 混合系が存在している。図 3-1 は, ^3He - ^4He 混合液の相図であり, 横軸は混合液中に占める ^3He 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, ^3He 濃厚相 (C 相), ^3He 希薄相 (D 相) の 2 相に分離する。

^3He は ^4He よりも質量が小さいため、 ^3He 濃厚相の方が空間的に上に位置する。濃厚相は $T < 0.1\text{K}$ では、ほぼ濃度 100% の ^3He になるのに対して、希薄相では絶対 0 度においても ^3He 濃度が 6.4% に留まる。

これは ^4He 原子が ^3He 原子よりも重いいため零点振動が小さく、液体中で ^3He 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 ^3He 原子に注目すると、100% 液体 ^3He 中にあるときよりも液体 ^4He 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、 ^3He 原子は液体 ^4He 中に存在するほうが安定となる。

ところで ^3He 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 ^3He 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 ^3He 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^2 に比例する。また、低温において ^3He 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 ^3He を選択的に蒸発させることが出来、 ^3He の循環を連続的に行うことが出来る。

次に ^3He 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)。1 K Pot は、 ^3He ガスと熱交換し、液化する場所である。1 K Pot には、常時 ^4He 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 1 K 程度まで冷却可能である。また、Still は Mixing Chamber の希薄相か

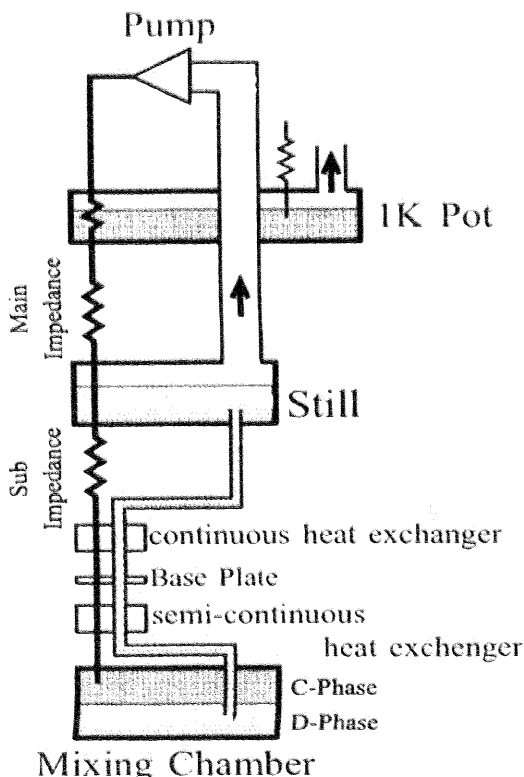


図. 3-2 希積冷凍機の模式図

ら選択的に ^3He を蒸発させる場所である。

では具体的にどの程度の冷却能力があるか見てみる。希釈冷凍機の冷却能力 Q は、 ^3He の循環量を n として、 $Q = nT\Delta S$ と表せる。例えば ^3He 濃厚相の濃度が 100%、 ^3He 希釈相の濃度が 6.4% の時、それぞれフェルミ温度が 1.62 K, 0.38 K となることにより冷却能力を計算することが出来る。今回用いた大型の冷凍機の場合、 ^3He の循環量は $400 \mu\text{mol}$ 程度なので冷却能力は $T=100 \text{ mK}$ で、 $Q=300 \mu\text{W}$, $T=20 \text{ mK}$ で、 $Q=12 \mu\text{W}$ である。このような時、冷凍機単体で 6 mK, サンプルセル等を装着したとき 10 mK 程度まで冷やすことが出来る。

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 10mK 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。具体的には、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、

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

更にエントロピー S は

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

と書ける。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 ($S=\text{一定}$) の時 $H/T=\text{const.}$ が成立する。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、系に磁場 $H=6.8 \text{ T}$ かけた状態で温度 $T=16 \text{ mK}$ 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。

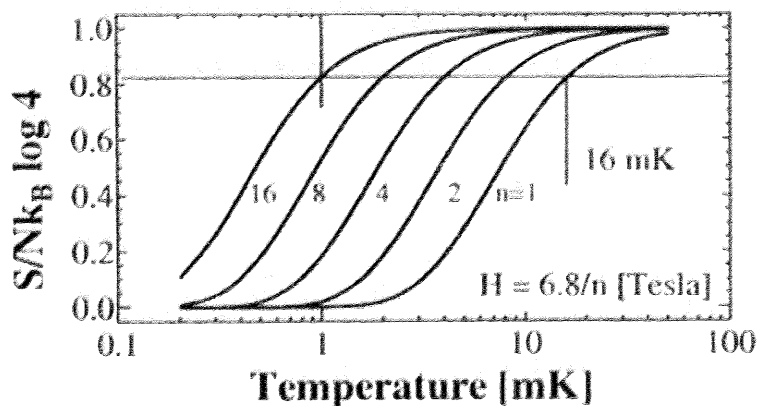


図. 3-3 銅の核スピン系のエントロピー

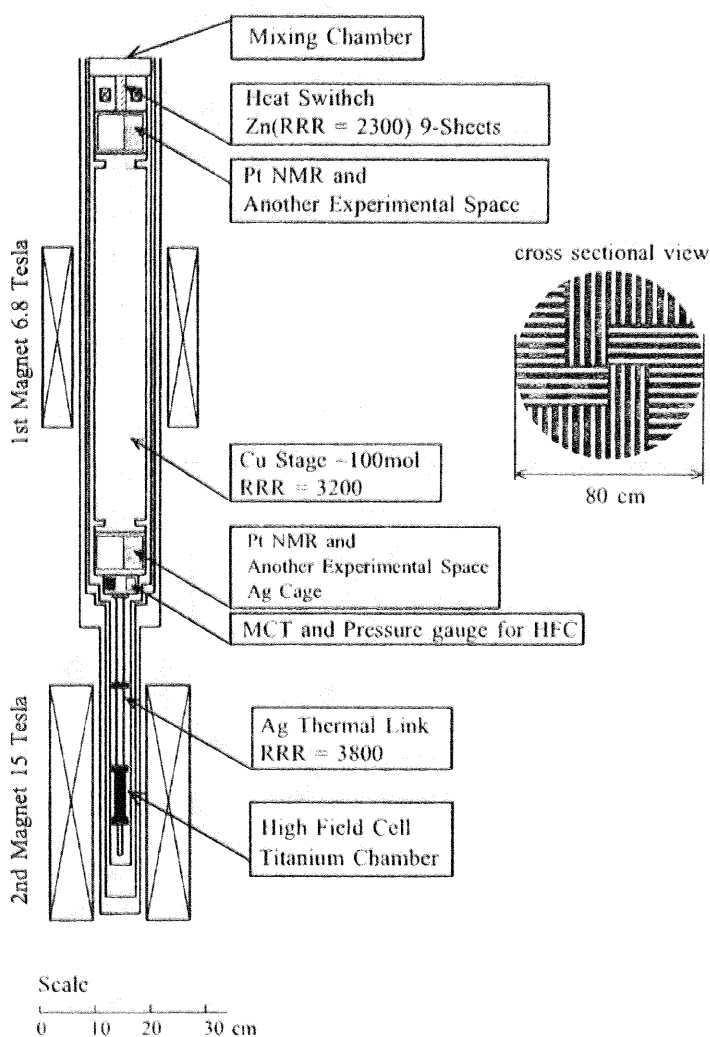


図. 3-4 核断熱消磁冷凍機

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、 ^4He 温度 (4.2 K) から断熱消磁を行う温度 (15 mK) まで冷やすのに二日程度かかる。また、磁場操引による渦電流発熱を防ぐために核ステージに縦のスリットが入れている。焼結処理は温度 950°C、酸素雰囲気 2×10^{-4} Torr において 3 日間行い、RRR=3200 と成った。

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。温度が 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 °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。

3.2 温度測定

サンプル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（ゲルマニウム、あるいはカーボン）、20 mK から 1 mK までは MCT (^3He 融解圧温度計) を用いた。以下、簡単に温度計の原理と測定範囲、測温精度を述べる。

3.2.1 MCT (^3He 融解圧温度計)

^3He 融解圧温度計 (MCT) は ^3He 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 ^3He の相転移に伴う四つの定点が存在し、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。

図 3-5 は MCT セルの断面図である。 ^3He 試料と容器壁との熱接触を良くするために熱交換として直径 800 Å の銀粉（商品名 C8）が焼結されている。そして MCT セル内に ^3He 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 ^3He 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 ^3He が融解圧曲線にあたり固体 ^3He 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し、ある温度以下ではセル内の固体が全て融解する。

実際に測定される物理量は、融解圧力と真空圧力の差により 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、以下の方法で決める。

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が出来る。

固体 ^3He 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き、 C_0 , C_1 を決定することが出来る。

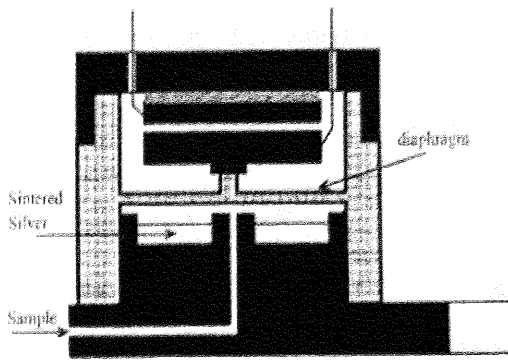


図. 3-5 MCT の断面図

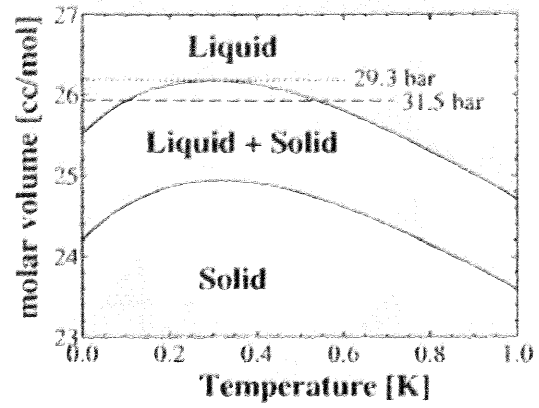


図. 3-6 ^3He の相図 (縦軸はモル)

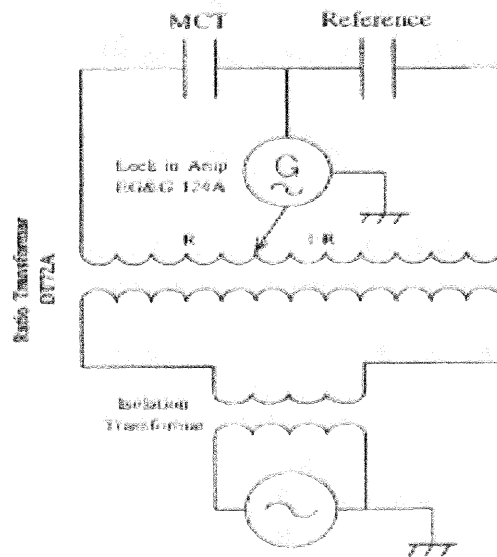


図. 3-7 ブリッジ法による MCT の測定回路

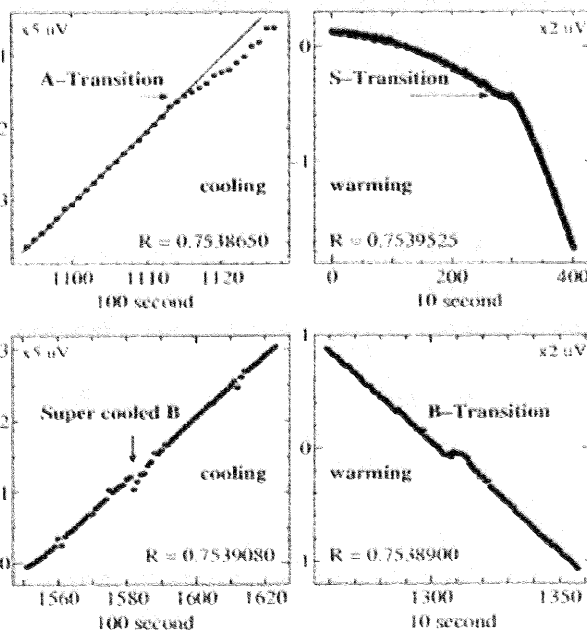


図. 3-8 MCT で観測される 3つの定點

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±0.003 | 318±1 |
| A | 34.338±0.004 | 2.49±0.02 |
| B | 34.358±0.004 | 1.93±0.02 |
| S | 34.39052±0.004 | 0.93±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 (Matsushita50Ω) 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.

3.3 実験セル

実験セルは図. 3-4 に示されているように, 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 (Titanium Chamber) が取り付けられ, 試料 cell とつながっている. 試料 cell には, 高圧の液体 ^3He 試料を密封することが出来る. また, ^3He を 1 mK 以下に冷却出来るように, 表面積約 157 m² の熱交換器 (銀と白金の粉末) が熱リンクに焼結されている.

以下, Mylar Leak Test, Diaphragm の作成, 測定用セル, 磁場印加用磁石, 試料導入用ガスハンドリングシステムについて述べる.

3.3.1 Mylar Leak Test

これまでの実験において cell に Leak Hole があるのではないかと考えられたが, その可能性が一番高いのが 6 μm の厚さしかない Diaphragm である. そこで, Diaphragm の素材である Mylar について詳細にリークテストを行った.

Leak Test 用の cell の説明は図. 3-9 のようになる. この図において①は各パーツと Mylar を表す. パーツは上下に分かれ, 上側は 1 φ のキャピラリーと stycast1266 製の円盤から成る. 下側のパーツも stycast1266 製の円盤である. 直径 1 mm の穴が空けられている. ②は下側のパーツであり, 直径 1 mm の穴が 6 つ空けられている. そして, ③のように Mylar を上下のパーツで挟み, 端を stycast1266 で固定する.

もし Mylar に Leak Hole があれば, キャピラリーから入れられた ^4He gas は④のように Vacuum Can へ Leak するはずである.

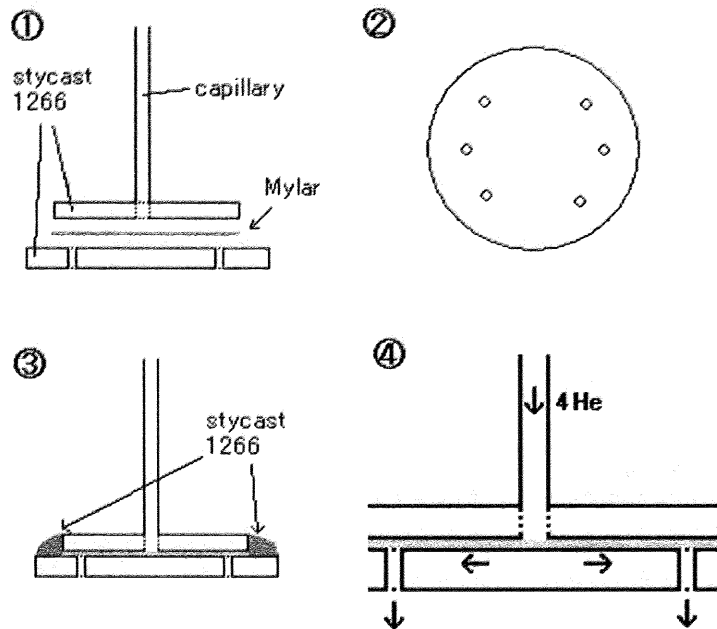


図. 3-9 Test 用 Cell 模式図

Test は前回の測定で使ったものと同じタイプの古い Mylar (1990 年頃製造) を使用した. Mylar の半径は約 1.0 cm である.

室温と窒素温度において測定した結果, 違う Mylar で 4 回行った結果全てが室温でリークし, そのうち 2 回は窒素温度でリークしなかった. これは室温では Diffusion のため必ずリークするものと考えられる. 窒素温度では Diffusion は起こらない. 次ページに Leak Hole がある Mylar の Test 結果の一例を示す (表 3-2, 3-3). 表から室温, 窒素温度共に ^4He ガス挿入後に Leak Rate が上昇しているのが分かる.

室温での Leak Rate から Leak Hole の大きさを計算するとその面積は $1.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ となった. これは Mylar の面積の $1.9 \cdot 10^{-4} \%$ である (APPENDIX 1). また, 2003 年頃製造された新しい Mylar (厚さ $6 \mu\text{m}$) で同じように Leak Test してみたところ, 3 回中 3 回とも Diffusion 以外の Leak は無かった.

よって今回の実験では Leak の可能性が低いこの新しい Mylar を Diaphragm に使用した.

表 3-2 Leak Test 結果 (室温)

| | Back Ground | ^4He ガス挿入後 |
|-------------------------------|-----------------------|-----------------------|
| ^4He Pressure [mbar] | 0 | 10 |
| Leak Rate [mbar*l/sec] | 5.30×10^{-9} | 6.45×10^{-9} |

表 3-3 Leak Test 結果 (窒素温度)

| | Back Ground | ^4He ガス挿入後 |
|-------------------------------|------------------------|-----------------------|
| ^4He Pressure [mbar] | 0 | 10 |
| Leak Rate [mbar*l/sec] | 9.76×10^{-10} | 4.22×10^{-8} |

3.3.2 Diaphragm の作成

Diaphragm は Mylar を stycast1266 製の Stretcher と呼ばれる2つのパーツ (Upside と Downside) によって張ることにより作成する。

図. 3-10は stretcherの模式図であり, 間に Mylar を挟んだ状態で2つのパーツをはめ合わせる。Upside と Downside の重なり具合は, なかなか外せないくらい固くなければならない。重なり具合が緩いと, stretch 時に Mylar が少しずれてしまい tension が小さいものができる。これを防ぐ為に工作において重なり具合を確認しながらパーツを作成した。

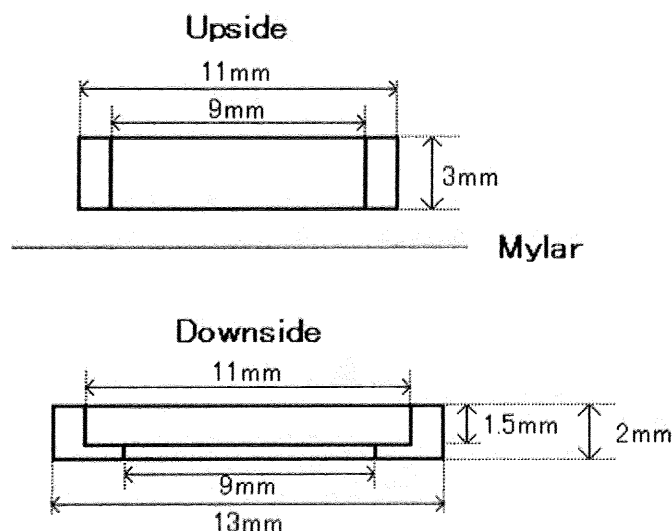


図. 3-10 stretcher

Diaphragm の具体的な作成手順は図. 3-11 の通りである。

- ① まず, Downside をアルコールで軽く洗った後, 図のように角の stretch 部に少量の stycast1266 をつける。あまりつけ過ぎると stretch した時にはみ出してしまうので気をつける。
- ② Mylar を半径約 1 cm の円に切り, Downside がちょうど真ん中にくるように上にのせる。この時 Mylar のアルミ面の向きに注意する。1 cm 四方に切った粘着性の紙テープで 8 カ所を固定する。このときうっすらと Downside の跡が見えるくらいがよい。
- ③ Upside で, 図のように Mylar との接触部に少量の stycast1266 を薄くつける。この時もつけ過ぎに気をつける。
- ④ Upside を stycast がついている方を下にして Downside にはめ込み Mylar を stretch する。押し込む時は力を均等にバランスよくかける。奥まで押し込んだ後, 指で押し続けながらカッターで周りの Mylar 切り取る。もし stretch された Mylar にしわがよっていたら, すぐさま取り外しアルコールでパーツを洗浄して①からやり直す。あまり Mylar を引っ張りすぎるとアルミの伝導性が失われる事があるため, 張った後に固定電極を使い

capacitance を測定することによって確認する.

- ⑤ これは真上から見た図である. 図のように Mylar のアルミ面(今回は上側)に ECOBOND で 0.1φ の銀の導線を取り付ける. 2 時間後, ECOBOND が固まったらテスターを使って導線と Mylar に導通があるか確かめる.
- ⑥ 余分な Mylar を全て切り取り, 図のように Upside と Downside の間に stycast1266 で土手を作る. stycast は調合してから 2 時間ほど経った粘度の高いものを使用する. この時, ECOBOND の部分が完全に覆われるようにする.

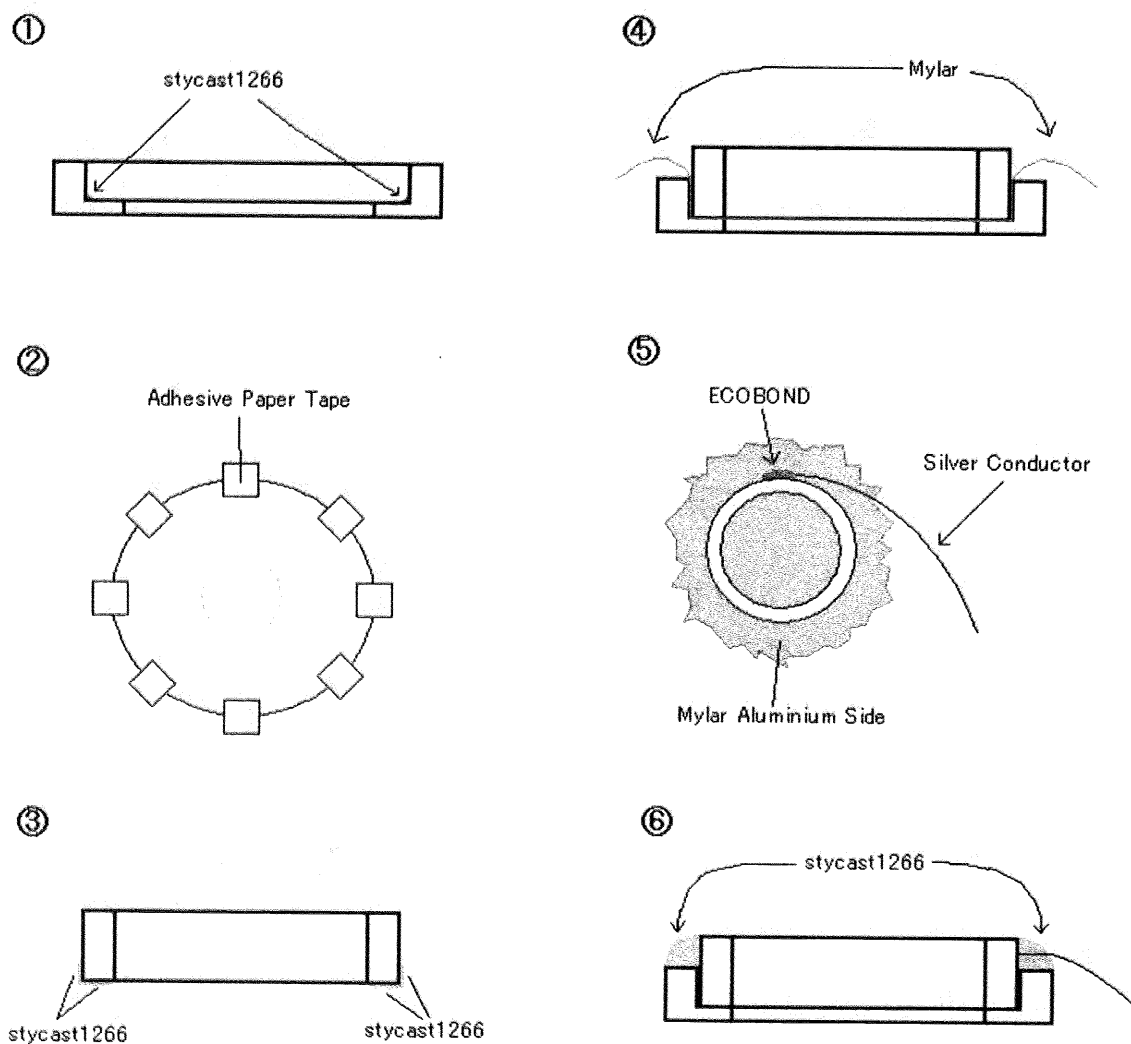


図. 3-11 Diaphragm 作成手順

3.3.3 測定用セル

測定で使った Cell の構造は図. 2-7 の通りである. Cell は Superleak と高感度差動圧力計からなっており, Superleak によって Detector Chamber 側と Reserver Chamber 側に分けられている. Superleak は平行に 5 つあり, その内訳は厚さ $20\ \mu\text{m}$, 高さ 3mm , 奥行き 5mm が 3 つ, 厚さ $20\ \mu\text{m}$, 高さ 2.2mm , 奥行き 5mm が 2 つである. superleak の作成は厚さ $10\ \mu\text{m}$ のアルミ箔を Stycast1266 中に埋め込んだ後, 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. 固定電極はセラミックの Macor を使用し, 図で灰色の部分は Stycast1266 を用いた. Stycast は非磁性であり高圧や熱サイクルに十分に強い.

差動圧力計は固定電極と可変電極 (以下 Diaphragm) からなっている. 電極間は固定電極に空けられた直径 1mm の 4 つの穴によって Reserver Chamber 側に繋がっている. また, 極板間の capacitance を測定することで極板間隔が計算でき, Diaphragm の変位から Reserver Chamber 側と Detector Chamber 側の圧力差を測定できる. Diaphragm は厚さ $6\ \mu\text{m}$ の Mylar を張ったもので片面には Al が蒸着されている. 両電極間の距離は約 $50\ \mu\text{m}$ でキャパシタンスは約 $10.5\ \text{pF}$ である. セルは, 約 $10^{-5}\ \text{pF}$ のオーダーのキャパシタンスの変化 (圧力にすると $10^{-7}\ \text{bar}$, 膜の変位では数 \AA) まで感知することが可能である.

また, Detector Camber の体積は 0.1cm^3 , Diaphragm の tension は $1.7 \times 10^4\ \text{dyne/cm}$ である.

3.3.4 磁場

静磁場

本実験で用いた静磁場用磁石は, 最大 15Tesla 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 3.12 に示す. Cell のある領域での磁場の均一さは, 誤差 0.1% 程度である.

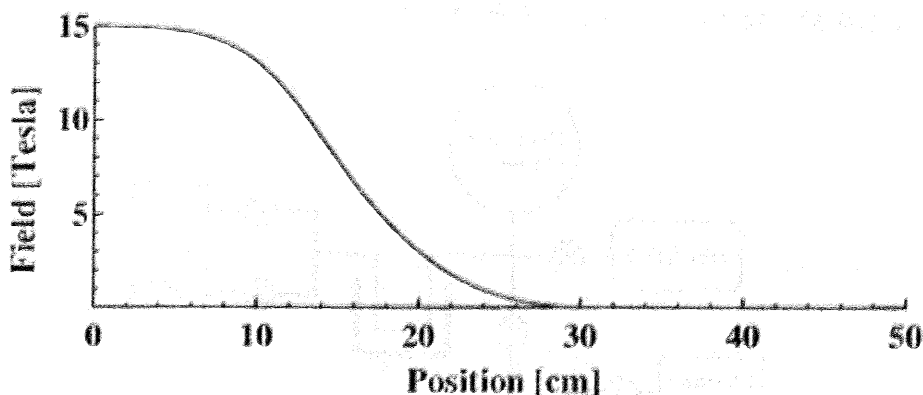


図. 3-12 静磁場用磁石の磁場分布

勾配磁場

図. 3-13 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.

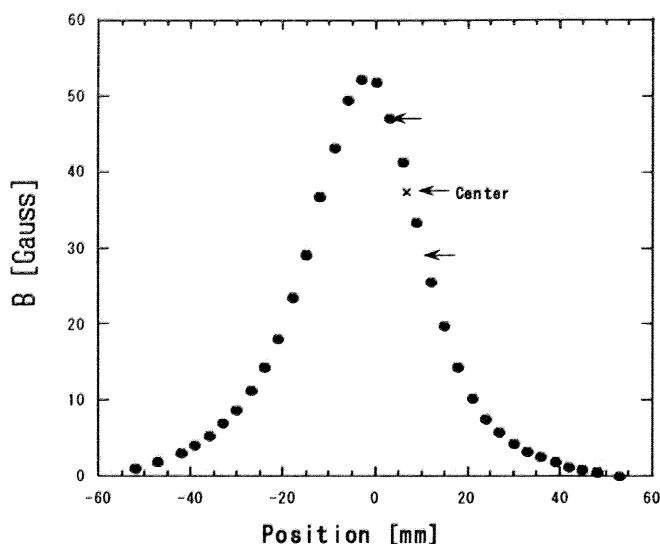


図. 3-13 勾配磁場発生用コイルの作る磁場 (電流 1 A にて)

3.3.5 加圧装置

^3He Gas Handling System

^3He 試料の導入と圧力の調節, MCT への ^3He 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. 3-14). 常温に置かれた Storage Tank (28 L) には ^4He ガス濃度が 10 ppm 近くに精製された ^3He 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 ^3He 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 ^4He 容器中で ^3He を吸着させる装置である. Dip Stick の吸着部分を液体 ^4He の液面から抜き出すと, 吸着されていた ^3He 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潜熱による発熱が起こるので注意が必要である.

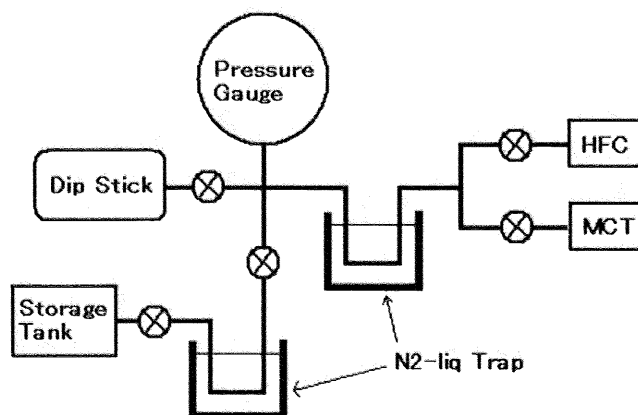


図. 3-14 ^3He Gas Handling System

3.4 磁気噴水効果の測定

3.4.1 測定システム

図. 3-15 に示した測定回路の回路系は大きく 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り、もう 1 つはそれに応じて変化する capacitance を測定する測定系である。両者はコンピュータ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。capacitance 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 Hp 3325A を使用し、5 V, 2300 Hz 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。

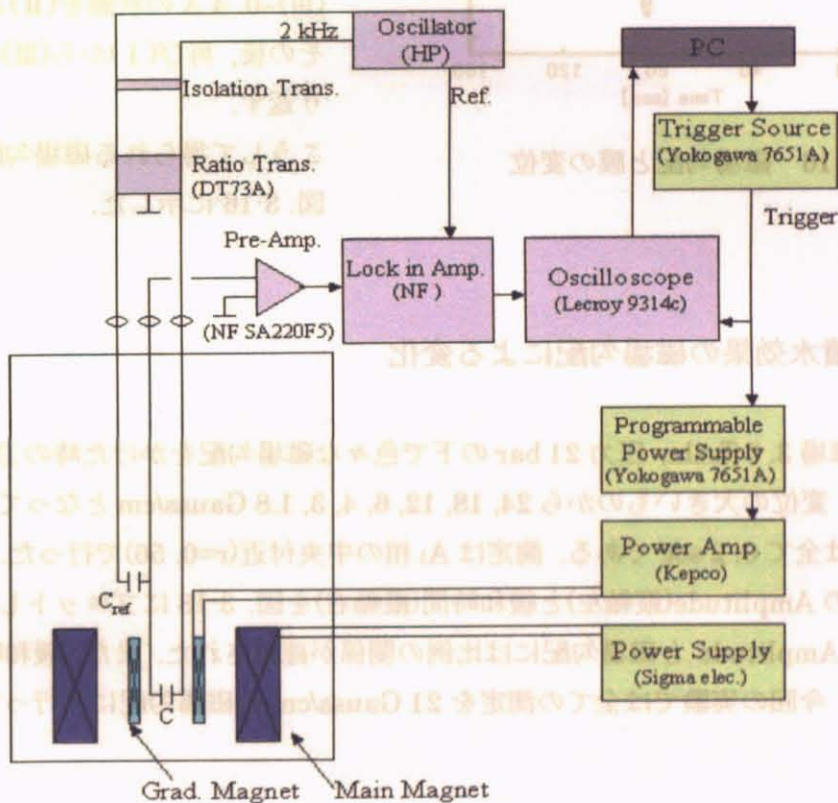


図. 3-15 測定系

3.4.2 測定方法

測定はまず cell の液体 ^3He 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 相に入ったら外部からの熱流入と、必要であれば核断熱磁化も用いて約 $10 \mu\text{K}/\text{hour}$ の上昇率で温度を上げながらシグナルを測定し緩和時間を求める。測定範囲は T_{c2} から T_{c1} までの A_1 相全域である。測定原理や緩和時間の計算方法は 2.2 で解説した通りである。

ただし、今回の実験では過去のものとは比べて温度変化に対する Amplitude, 緩和時間の変化が大きく、測定の途中で Oscilloscope の Sensitivity と Gradient Coil に電圧を流す時間 (Interval) を適時変更した。Sensitivity は 2V 又は 5V, Interval は 80, 200, 400 又は 800sec である。

測定は、以下のステップに従って行われた。

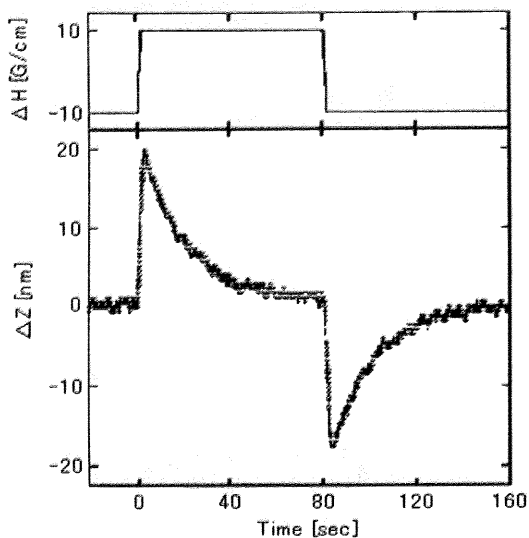


図. 3-16 磁場勾配と膜の変位

(I) Gradient Coil に-0.4 A の電流が流れている状態から 200 msec の間に+0.4 A に変える。これは 21 Gauss/cm の磁場勾配を印加することを意味する。

(II) +0.4 A の状態をしばらく保ち (Interval はその時々で異なる)、その後、200 msec の間に+0.4 A から-0.4 A に変える。これは(I)と逆方向に磁場勾配を印加することを意味する。

(III) -0.4 A の状態を(II)と同じ時間保つ。その後、再び(I)から(III)のステップを繰り返す。

こうして得られる磁場勾配と膜の様子を図. 3-16 に示した。

3.4.3 磁気噴水効果の磁場勾配による変化

図. 3-17 は静磁場 3.0 Tesla, 圧力 21 bar の下で色々な磁場勾配をかけた時の Diaphragm の変位の様子である。変位の大きいものから 24, 18, 12, 6, 4, 3, 1.8 Gauss/cm となっている。磁場勾配の Sweep Rate は全て 0.2 sec である。測定は A₁ 相の中央付近($r=0.56$)で行った。

各磁場勾配での Amplitude(縦軸左)と緩和時間(縦軸右)を図. 3-18 にプロットした。理論から予想されたように Amplitude と磁場勾配には比例の関係が確認された。また、緩和時間はどれも約 28 sec となった。今回の実験では全ての測定を 21 Gauss/cm の磁場勾配にて行った。

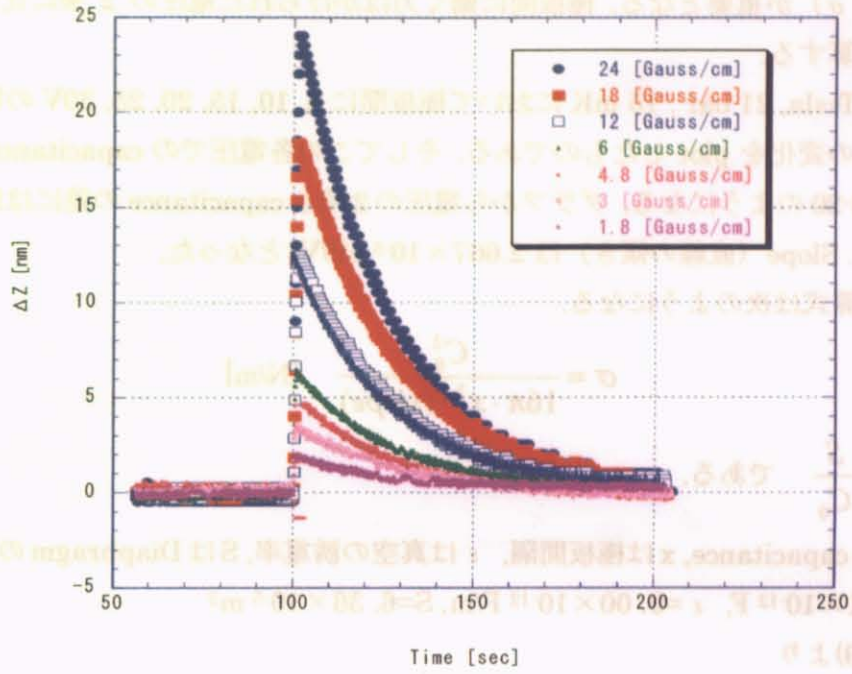


図. 3-17 磁場勾配と Diaphragm の変位の関係 (3T, 21bar, r=0.56)

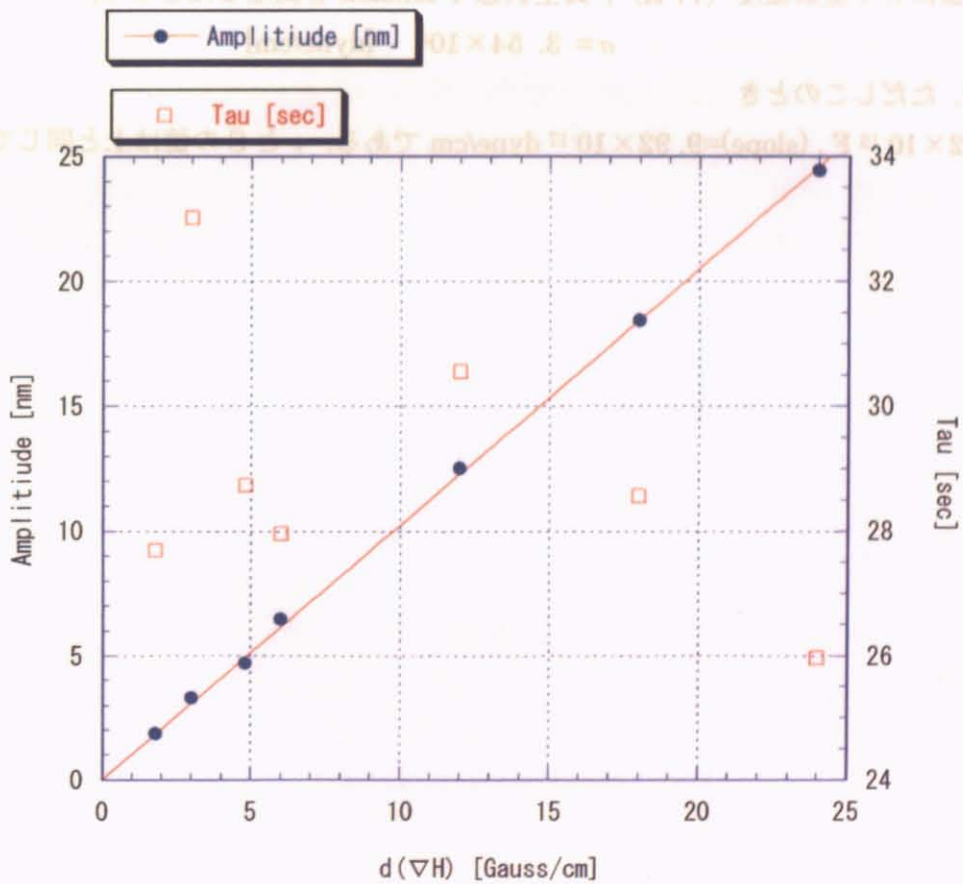


図. 3-18 磁場勾配と Amplitude の関係 (3T, 21bar, r=0.56)

3.4.4 Tension

本実験は磁気噴水効果によって生じる圧力差を測定することにより行うので, Diaphragm の tension (張力, σ) が重要となる. 極板間に働く力はかけられた電圧の 2 乗に比例するので, それから張力を計算する.

図. 3-19 は 0 Tesla, 21 bar, 15 mK において極板間に 5, 10, 15, 20, 25, 30V の電圧をかけた時の capacitance の変化を plot したものである. そしてこの各電圧での capacitance の変化をプロットすると図. 3-20 のようになる. グラフから電圧の 2 乗と capacitance の差には比例の関係があることがわかる. Slope (直線の傾き) は $2.667 \times 10^{-5} \text{ pF/V}^2$ となった.

Tension の計算式は次のようになる.

$$\sigma = \frac{C_0^2}{16\pi \cdot x^2 \cdot (slope)} \quad [\text{N/m}] \quad (3.9)$$

ただし, $x = \epsilon \cdot \frac{S}{C_0}$ である.

C_0 は 0 V での capacitance, x は極板間隔, ϵ は真空の誘電率, S は Diaphragm の面積である. ここでは $C_0 = 9.31 \times 10^{-12} \text{ F}$, $\epsilon = 9.00 \times 10^{-12} \text{ F/m}$, $S = 6.36 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ であるから, (3.9) より

$$\sigma = 1.71 \times 10^4 \quad [\text{dyne/cm}] \quad (3.10)$$

となった.

また, 同様にして窒素温度 (77 K), 真空状態で tension を測定したところ,

$$\sigma = 3.54 \times 10^3 \quad [\text{dyne/cm}] \quad (3.11)$$

であった. ただしこのとき

$C_0 = 8.72 \times 10^{-12} \text{ F}$, $(slope) = 9.92 \times 10^{-17} \text{ dyne/cm}$ である. ϵ と S の値は上と同じである.

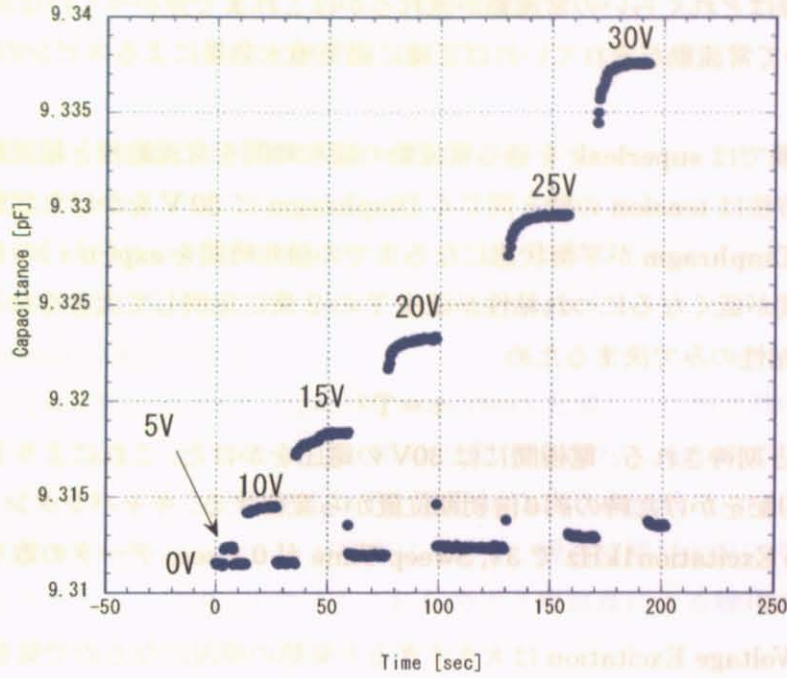


図. 3-19 電圧印加による Diaphragm の変位 (0T, 21bar, 15mK)

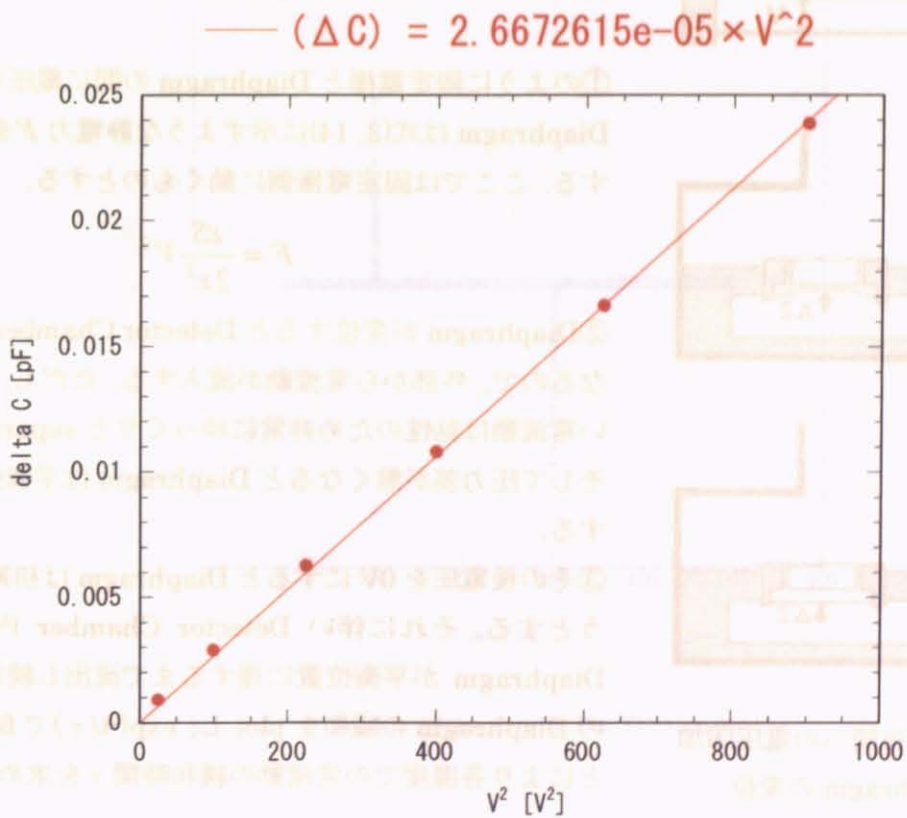


図.3-20 電圧の 2 乗に対する capacitance の変化(0T, 21bar, 15mK)

3.4.5 常流動の緩和時間の測定

SuperleakはA₁相において常流動が磁気噴水効果の測定に影響が無い程度しか流れないものとされているが、実際はどれくらいの常流動が流れるかはこれまで分かっていなかった。もし予想以上にA₁相において常流動が流れていれば正確に磁気噴水効果によるスピンの緩和が測れないことになる。

そこで今回の実験ではsuperleakを通る常流動の緩和時間を常流動相と超流動相の色々な温度で測定した。その方法はtensionの時と同じくDiaphragmに30Vをかけた状態から0Vに0.2secで電圧を変え、Diaphragmが平衡状態になるまでの緩和時間を $\exp(-t/\tau)$ のfittingによって求めた。常流動は温度が低くなるにつれ粘性が温度Tの²乗に比例して大きくなる。すなわち、常流動の緩和時間は粘性のみで決まるため

$$\tau \propto T^2 \quad (3.12)$$

の関係が得られると期待される。電極間には30Vの電圧をかけた。これによりDiaphragmは21 Gauss/cmの磁場勾配をかけた時の約6倍初期位置から変位する。キャパシタンスブリッジ回路の設定はAC Voltage Excitation 1kHzで3V, Sweep Timeが0.2sec, データの取り込みは0.1secごとに行った。

ブリッジのAC Voltage Excitationは大きすぎると発熱の原因になるので気をつけなければならない。3Vから15Vまで異なる値で測定したが、得られた緩和時間は同じであった。以下、測定手順を図. 3-21の①②③において具体的に説明する。尚、各パラメーターの意味はtensionのものと同じである。

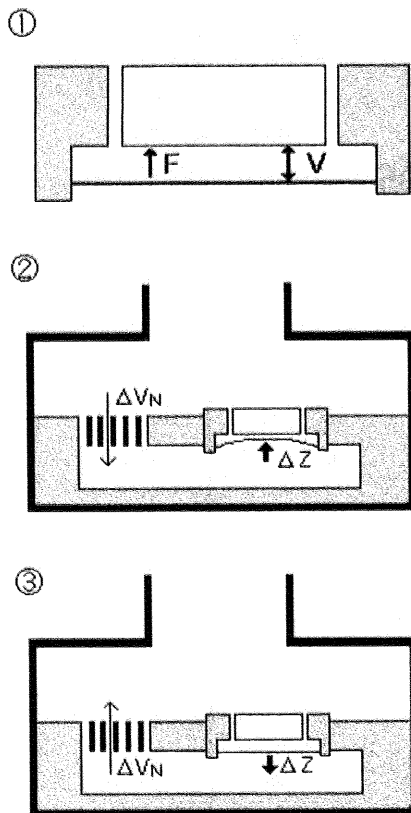


図. 3-21 極板間への電圧印加によるDiaphragmの変位

①のように固定電極とDiaphragmの間に電圧をかけると、Diaphragmは式(3.14)に示すような静電力Fを受けて変位する。ここでは固定電極側に動くものとする。

$$F = \frac{\epsilon S}{2x^2} V^2 \quad (3.13)$$

②Diaphragmが変位するとDetector Chamber内は減圧となるので、外部から常流動が流入する。ただし、超流動と違い常流動は粘性のため非常にゆっくりとsuperleakを通る。そして圧力差が無くなるとDiaphragmは平衡位置で静止する。

③その後電圧を0VにするとDiaphragmは初期位置に戻ろうとする。それに伴いDetector Chamber内の常流動はDiaphragmが平衡位置に達するまで流出し続ける。この時のDiaphragmの緩和をplotし、 $\exp(-t/\tau)$ でfittingすることにより各温度での常流動の緩和時間 τ を求める。

第4章 実験結果

4.1 磁気噴水効果

4.1.1 温度依存性

今回の実験では同じ A_1 相であっても温度によって signal の様子が全く違っていた。これは温度に対して signal の形がほとんど同じであった過去の測定と異なる結果であり、Cell の Leak Test や Diaphragm のアルミ面を Reserver Chamber 側に変えるなどした結果であると考えられる。

図. 4-1 から 4-3 は実際に測定された 8 Tesla, 21bar の signal をグラフ化したもので、横軸が時間、縦軸が diaphragm の変位である。

図. 4-1 は低温側の T_{c2} 近傍($r=0.94$)の signal で、superleak を通しての超流動の出入りが瞬時に行われ鋭い形となっている。図. 4-2 は A_1 相の中間($r=0.54$)の signal で、はっきりとした exponential 型の緩和をしている。図. 4-3 は T_{c1} 近傍($r=0.1$)の signal で、drift が起こり形が乱れている。更に他の 2 つと比べ Amplitude が極端に小さく、緩和時間が大幅に伸びている。

今回の測定ではどのような磁場、圧力でもこれらのような温度による緩和の様子の違いが見られた。

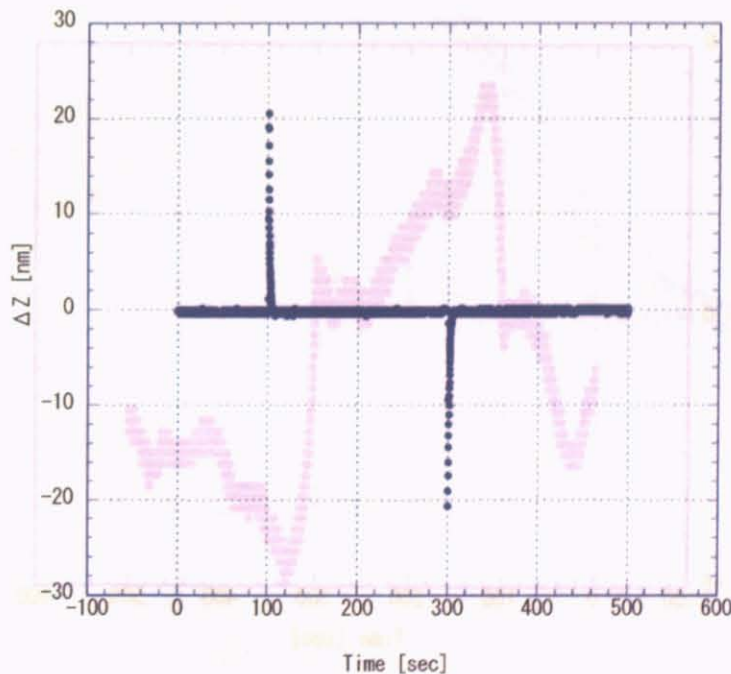


図. 4-1 8 Tesla, 21 bar, $r=0.94$ での signal

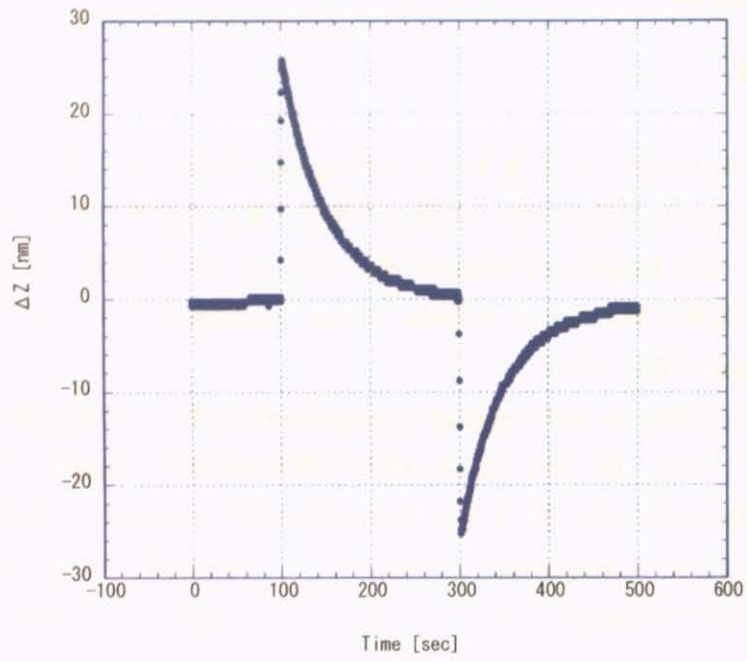


図. 4-2 8 Tesla, 21bar, $r=0.54$ での signal

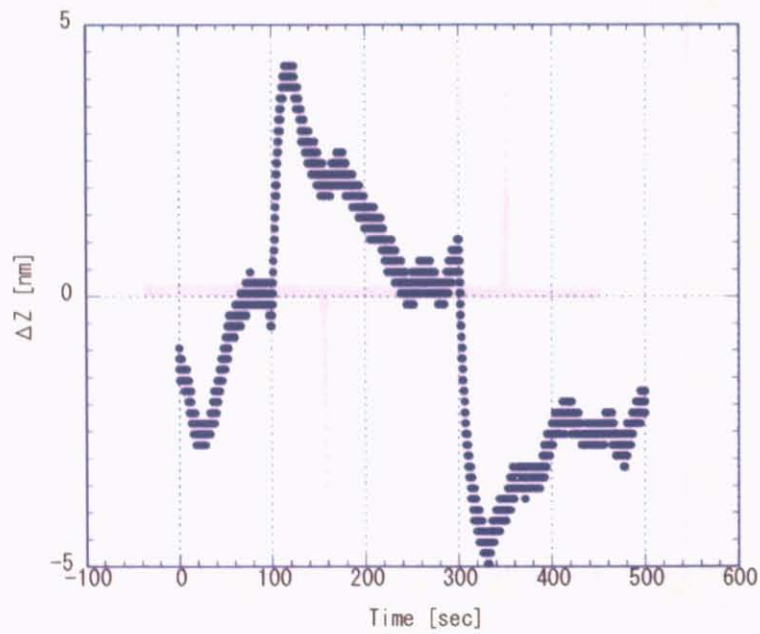


図. 4-3 8Tesla, 21bar, $r=0.10$ での signal

^3He の圧力を 21bar に固定し、静磁場を 0.2, 0.3, 0.5, 0.8, 1.25, 2, 3, 4, 5, 6.5, 8 Tesla と変えたときの緩和時間の温度依存性を次に示す. 図. 4-4 は 0.2~8 Tesla におけるグラフで、横軸が r 、縦軸が緩和時間である.

このグラフからどの静磁場でも温度が高くなるにつれ緩和時間が長くなっていることがわかる. また、同じ温度に対しては高磁場であるほど緩和時間が長い. さらに 3Tesla 以上では $r=0.6$ 付近に kink が生じ、その発生箇所は磁場が高くなるほど低温側へ shift している. kink 後の緩和時間はどの磁場も各 r に対し同じ程度の値をとっている. そして 2 Tesla 以下の data と 3 Tesla 以上の data の間にギャップが見られる.

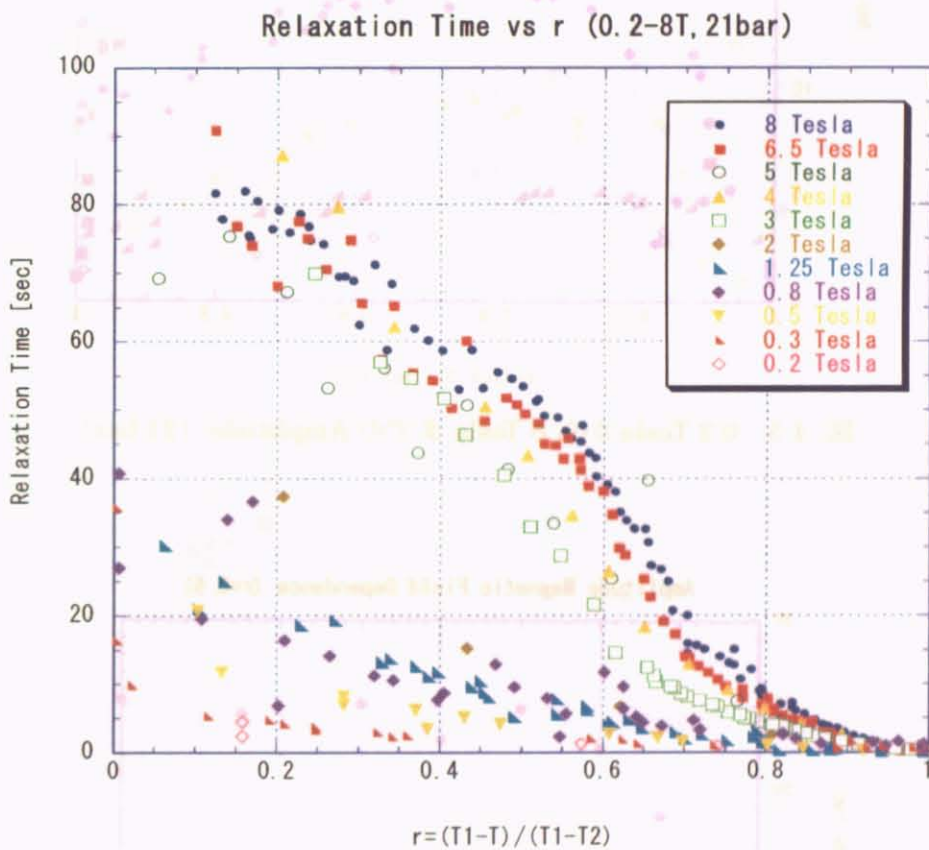


図. 4-4 0.2 Tesla から 8 Tesla までの緩和時間 (21 bar)

次に Amplitude の温度変化を磁場をパラメーターとして図. 4-5 に示す. 3 Tesla 以下では磁場と共に Amplitude は大きくなっている. 緩和時間と違い、どの磁場でも変化の様子は似ており T_{c1} , T_{c2} 近傍で Amplitude は小さくなり、 $r=0.2$ から 0.8 までの間で最大値を保ち続ける.

図. 4-6 は $r=0.5$ の値をプロットしたもので横軸が静磁場、縦軸が Amplitude である. 3 Tesla 以上ではどれも同じような値をとっていることが分かる.

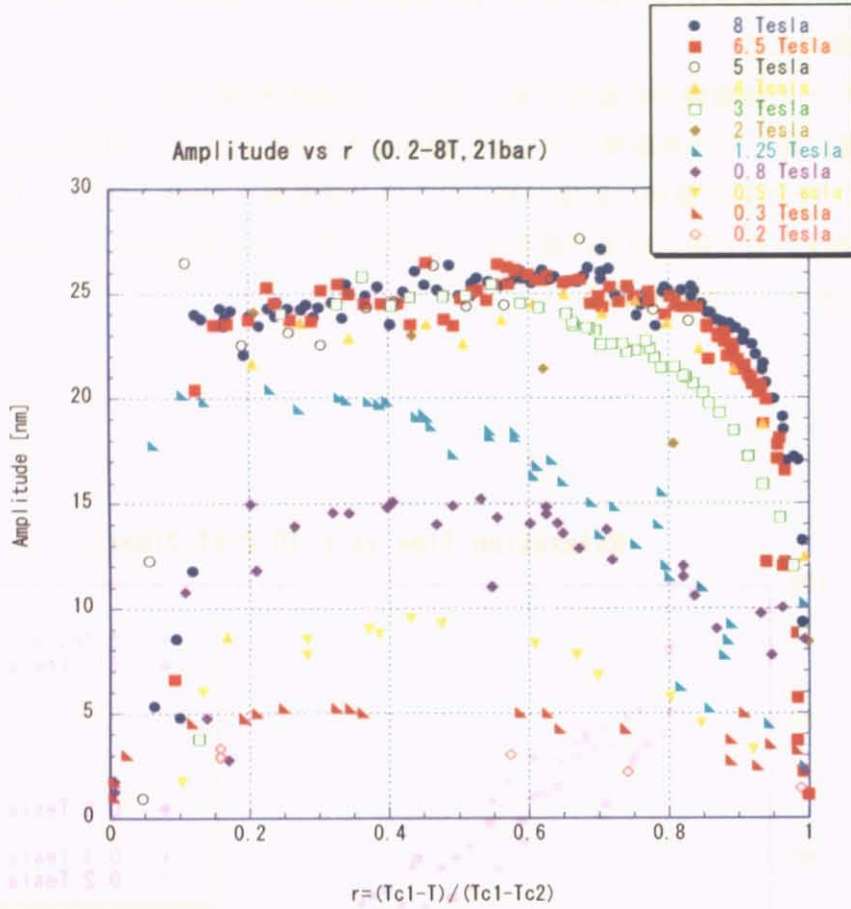


図. 4-5 0.2 Tesla から 8 Tesla までの Amplitude (21 bar)

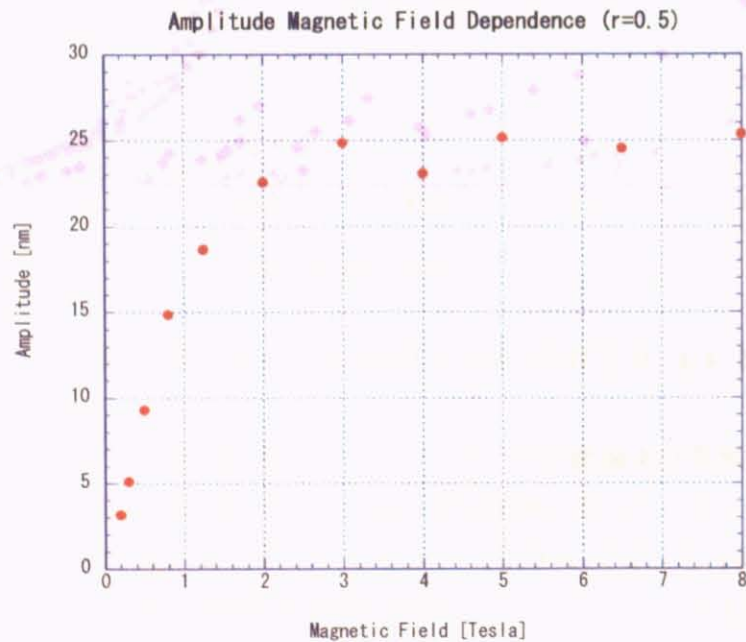


図. 4-6 $r=0.5$ での静磁場に対する Amplitude (21 bar)

4.1.2 磁場依存性 (21bar)

ここで図. 4-4から $r=0.3, 0.5, 0.6, 0.8$ での緩和時間を抜き出し、横軸を静磁場、縦軸を緩和時間として図.4-7にプロットしてみる。このグラフから kink 前の $r=0.6$ 以上では緩和時間は静磁場に対し比例して増加しているが、 $r=0.5$ 以下では kink のため 2 Tesla と 3 Tesla の間にとびがあり線形性が無くなっているのが分かる。

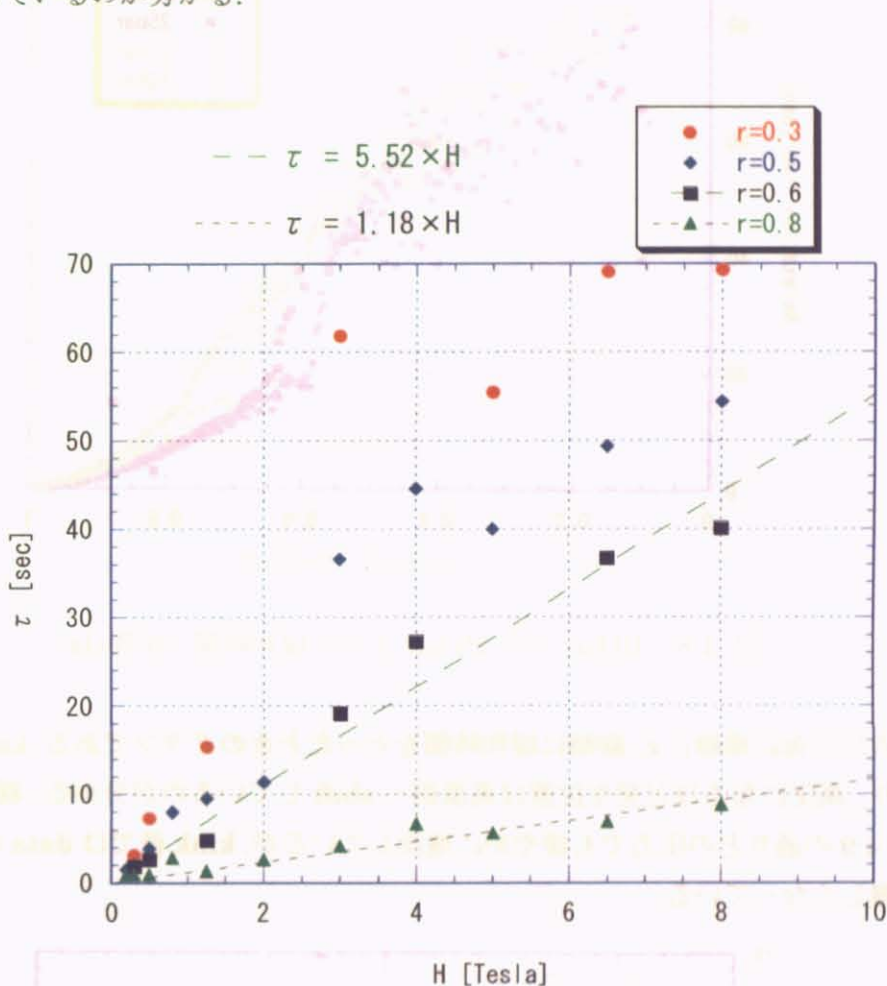


図.4-7 各 r における磁場ごとの緩和時間 (21bar)

4.1.3 圧力依存性 (8 Tesla)

^3He にかかる静磁場を 8 T に固定し、圧力を 10, 21, 25, 29 bar と変えたときの緩和時間と Amplitude を測定した。

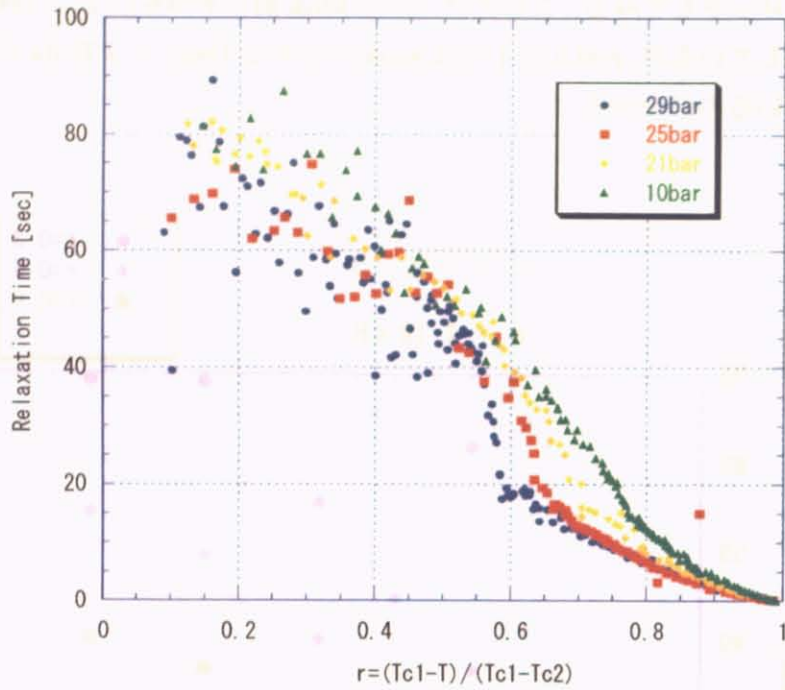


図. 4-8 10 bar から 29 bar までの緩和時間 (8 Tesla)

図. 4-8は各圧力毎に横軸に r 、縦軸に緩和時間をとったときのグラフである。kinkがどの圧力でも生じており、高圧になるほど発生位置は高温側へshiftしているのが分かる。緩和時間はkink発生前は図. 4-9の通りどの圧力でも緩やかに増加しているが、kink後ではdataがばらつき定量的な評価が難しくなっている。

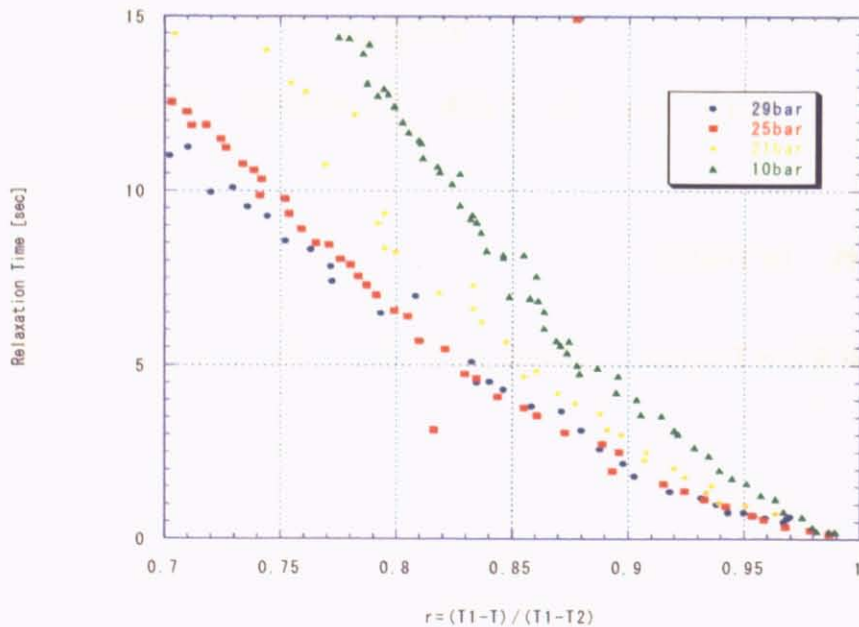


図. 4-9 各圧力における kink 前の緩和時間の温度変化 (8 Tesla)

図. 4-9 における kink 発生前の $r=0.9$ と $r=0.8$ での各圧力の緩和時間を図. 4-10 と図. 4-11 に plot した. これらのグラフから圧力が高くなるほど緩和時間は短くなることわかる. また, 緩和時間は圧力の 2 次関数でよく fitting される.

それぞれの fitting 関数は τ を緩和時間[sec], P を圧力[bar]とすると

$$r=0.9 \quad : \quad \tau = 1.84 \times 10^{-3} \times P^2 - 0.187 \times P + 5.77 \quad (4.1)$$

$$r=0.8 \quad : \quad \tau = 16.12 \times 10^{-3} \times P^2 - 0.555 \times P + 17.1 \quad (4.2)$$

となった.

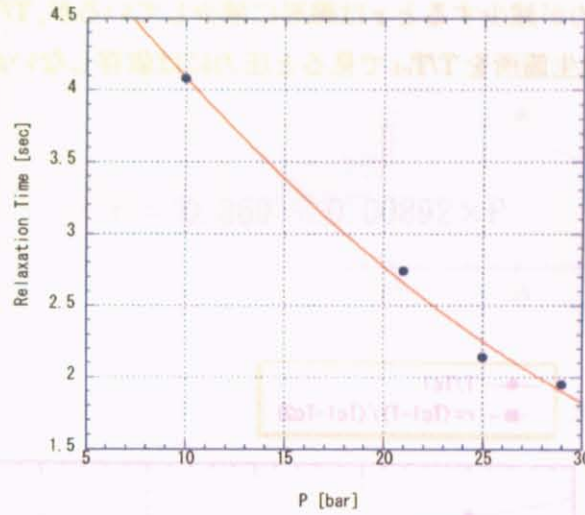


図. 4-10 $r=0.9$ における各圧力での緩和時間 (8 Tesla)

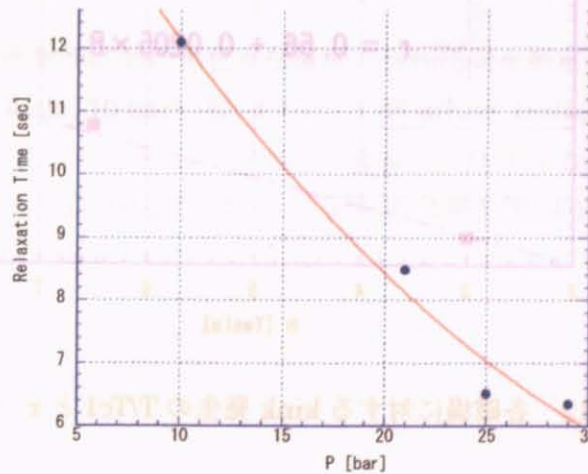


図. 4-11 $r=0.8$ における各圧力での緩和時間 (8 Tesla)

4.1.4 温度依存性に見られる kink

磁気噴水効果の測定において 3 Tesla 以上では kink が見られた。低温側から見ると kink は高磁場、低圧である程高い r で発生する。特に高磁場では kink より低温側で緩和時間のばらつきが大きくなっている。

kink の発生条件を調べるために kink 発生時の T/T_{c1} と r を縦軸としてグラフにした。21bar では横軸を磁場として図. 4-12 に、8Tesla では横軸を圧力として図. 4-13 にプロットした。図.4-12 より、磁場が増加するに従い T/T_{c1} は減少し、 r は増加している。共に磁場に対して線形な変化をしている。図.4-13 より、圧力が減少すると r は線形に減少しているが、 T/T_{c1} は一定の値を保っている。これらから、kink の発生箇所を T/T_{c1} で見ると圧力には依存しないが磁場に依存していることがわかる。

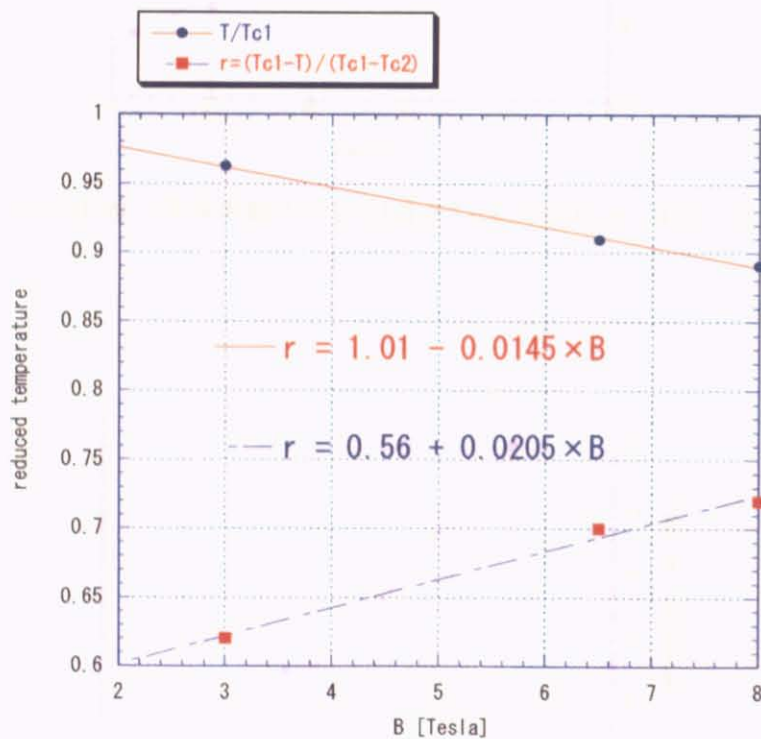


図. 4-12 各磁場に対する kink 発生時の T/T_{c1} と r (21bar)

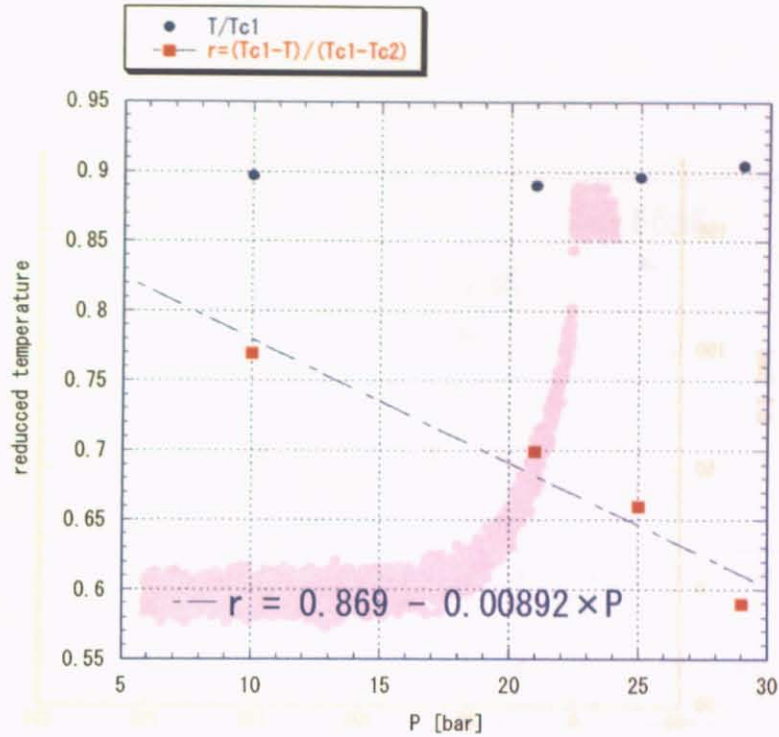


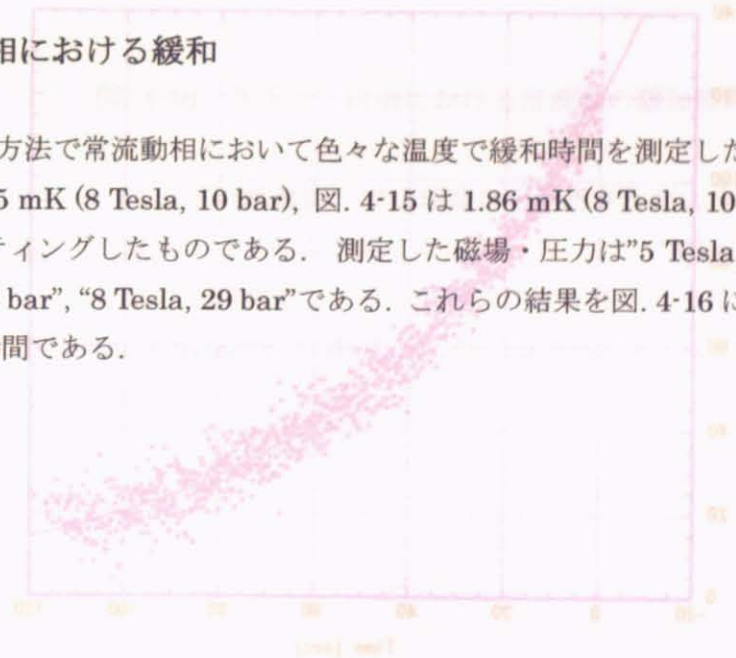
図. 4-13 各圧力に対する kink 発生の T/T_{c1} と r (8Tesla)

4.2 電圧印加による Diaphragm の緩和

4.2.1 常流動相における緩和

3.4.5 で示した方法で常流動相において色々な温度で緩和時間を測定した。

図. 4-14 は 5.25 mK (8 Tesla, 10 bar), 図. 4-15 は 1.86 mK (8 Tesla, 10 bar)での測定結果を指数関数でフィッティングしたものである。測定した磁場・圧力は“5 Tesla, 21 bar”, “8 Tesla, 10 bar”, “8 Tesla, 25 bar”, “8 Tesla, 29 bar”である。これらの結果を図. 4-16 に示す。横軸は温度の-2乗, 縦軸は緩和時間である。



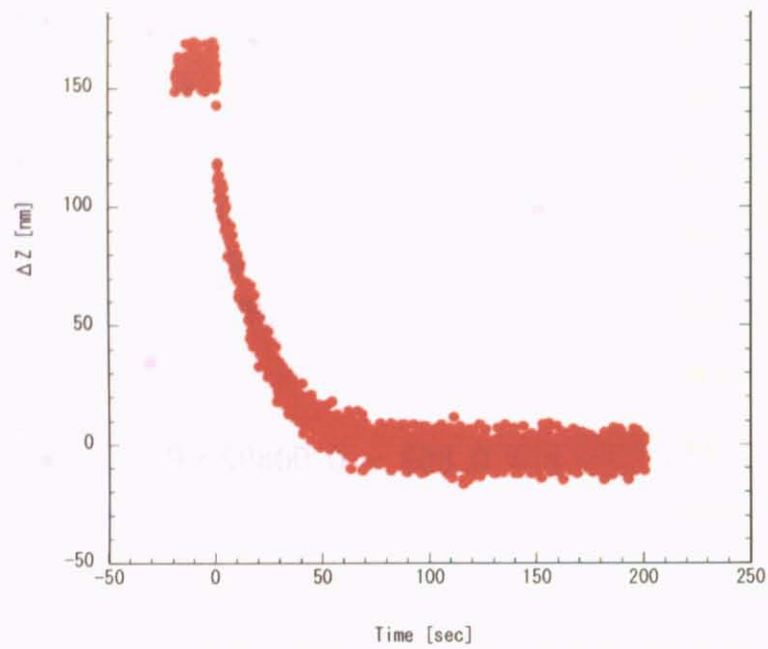


図. 4-14 5. 25 mK での常流動の緩和 (8Tesla,10bar)

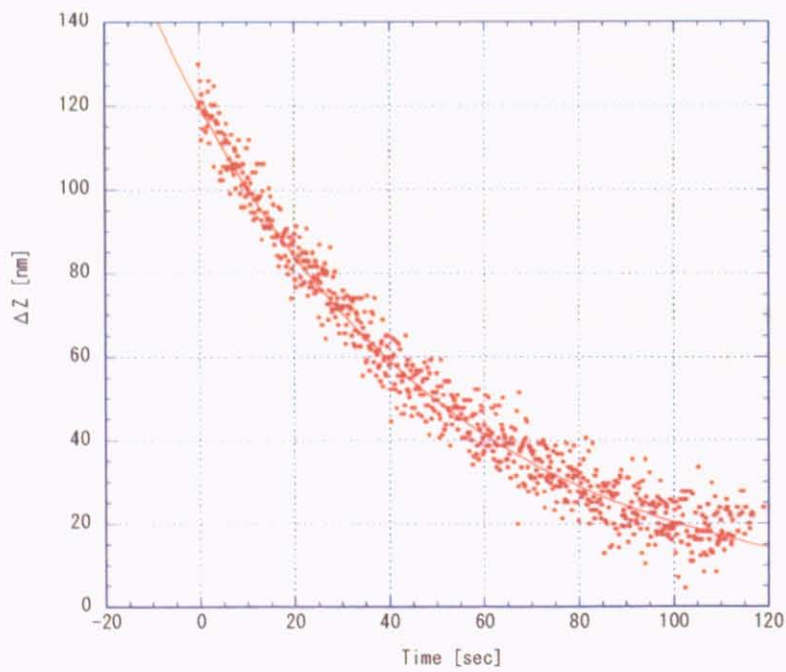


図. 4-15 指数関数による 1. 86 mK グラフの fitting (8 Tesla,10 bar)

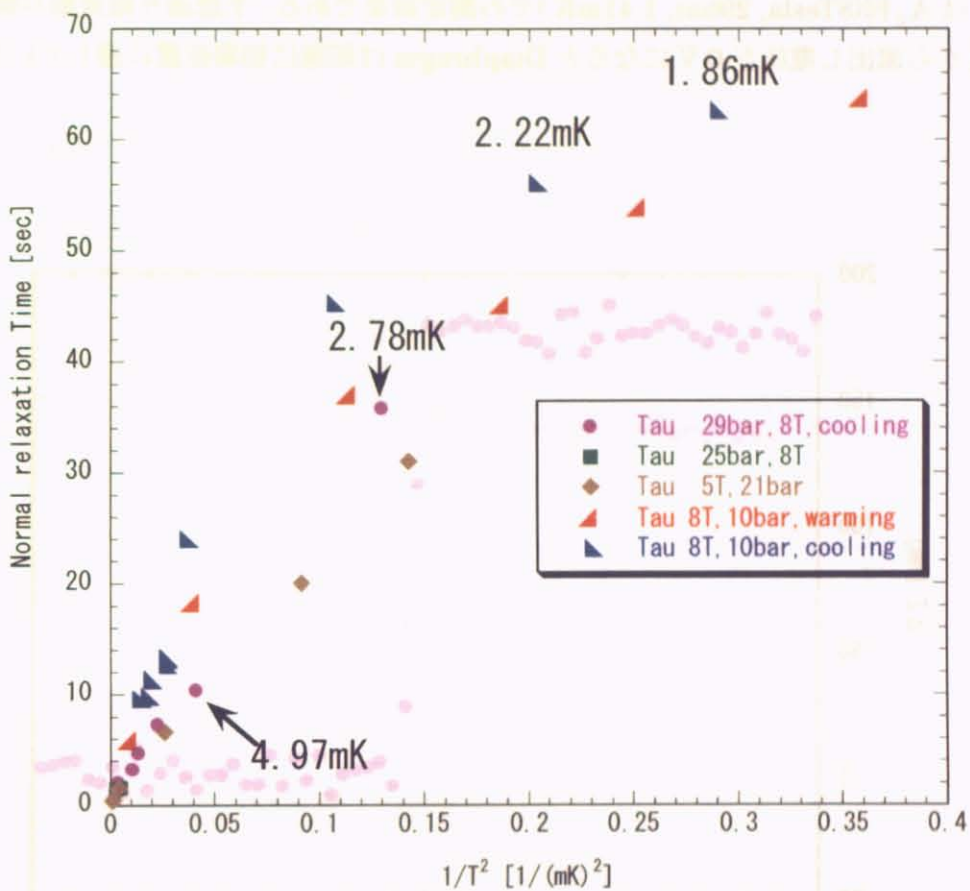


図. 4-16 各圧力・磁場における常流動の緩和時間

図. 4-16 から、 $1/T^2 = 0.15$ 以下（高温側）では理論から予想されたように緩和時間は $1/T^2$ に比例して増加しているが、低温側では線形性が無くなっている。また、“8Tesla, 10bar”は高温側からの冷却と、低温側からの昇温の2回測定したが各温度での緩和時間は一致していない。

これらの問題は Detector Chamber と MCT との間に温度差が生じているのが原因であると考えられる。(APPENDIX 2)

4.4.2 A₁相における緩和

次に A₁相と A₂相においても同じように Diaphragm にかかっている 30V の電圧を 0.2sec で 0V に変えた場合どのようなようになるか測定した。

図. 4-17 は A₂相(8Tesla, 29bar, 1.41mK)での測定結果である。予想通り超流動が瞬時に Superleak から流出し電圧が 0 V になると Diaphragm は即座に初期位置に達している。

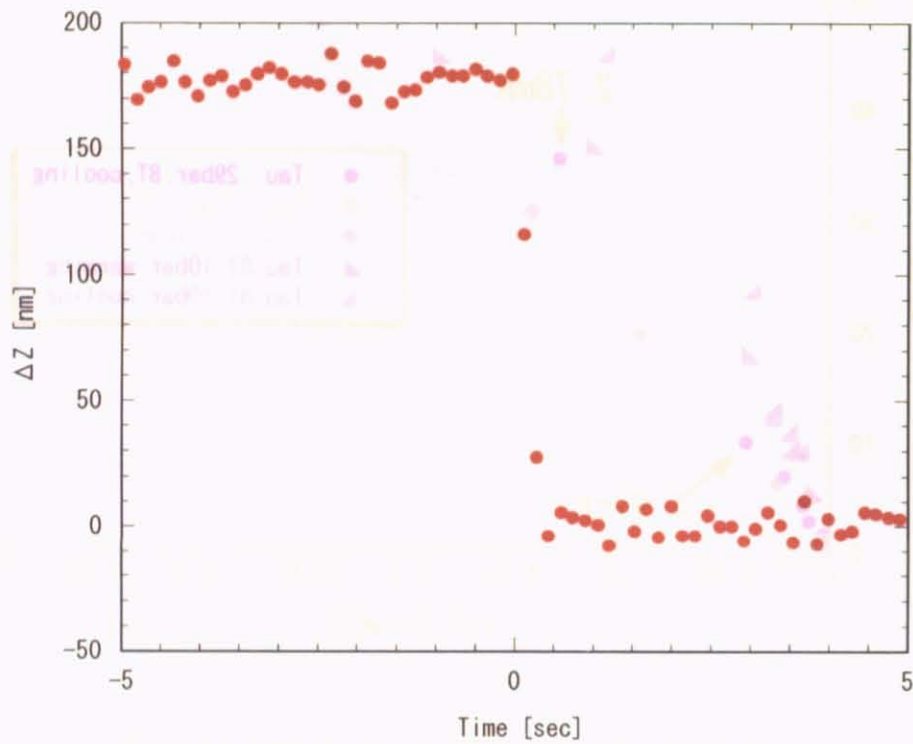


図. 4-17 A₂相における電圧印加による Diaphragm の変位 (8Tesla, 29bar, 1.41mK)

次に A₁相でも同様の測定を行った。図. 4-18 は 1.92 mK($r=1$)、図. 4-19 は 2.01 mK($r=0.79$)、図. 4-20 は 2.15 mK($r=0.44$)、図. 4-21 は 2.25 mK($r=0.18$) での測定結果で、横軸が時間、縦軸が Diaphragm の変位である。

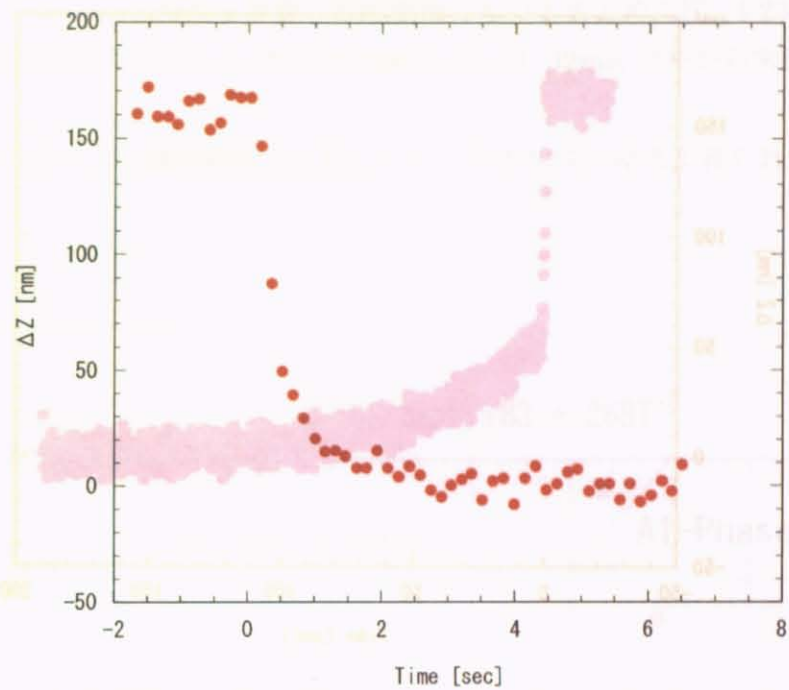


図. 4-18 A_1 相($r=1$)における Diaphragm の変位と緩和の様子 (8Tesla, 29bar, 1.92mK)

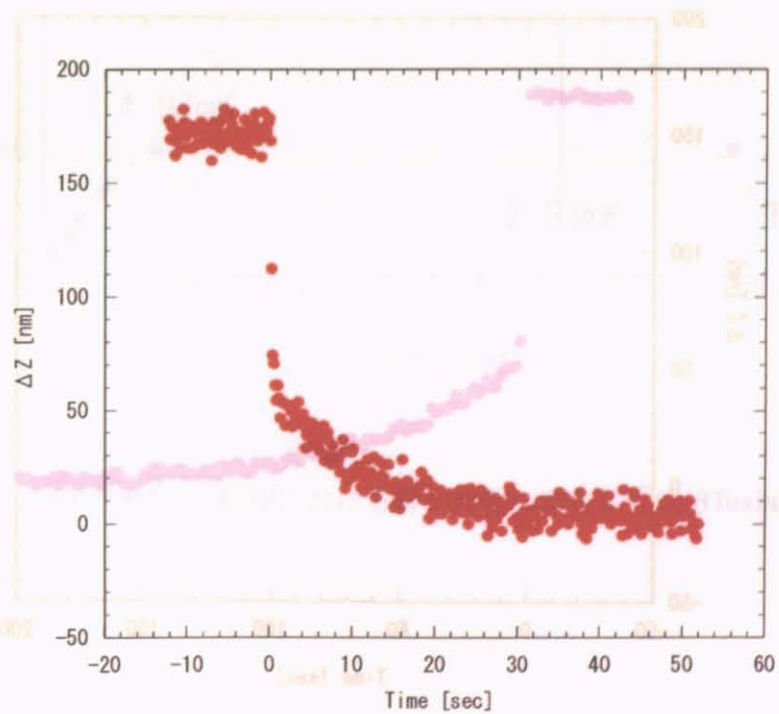


図. 4-19 A_1 相($r=0.79$)における Diaphragm の変位と緩和の様子 (8Tesla, 29bar, 2.01mK)

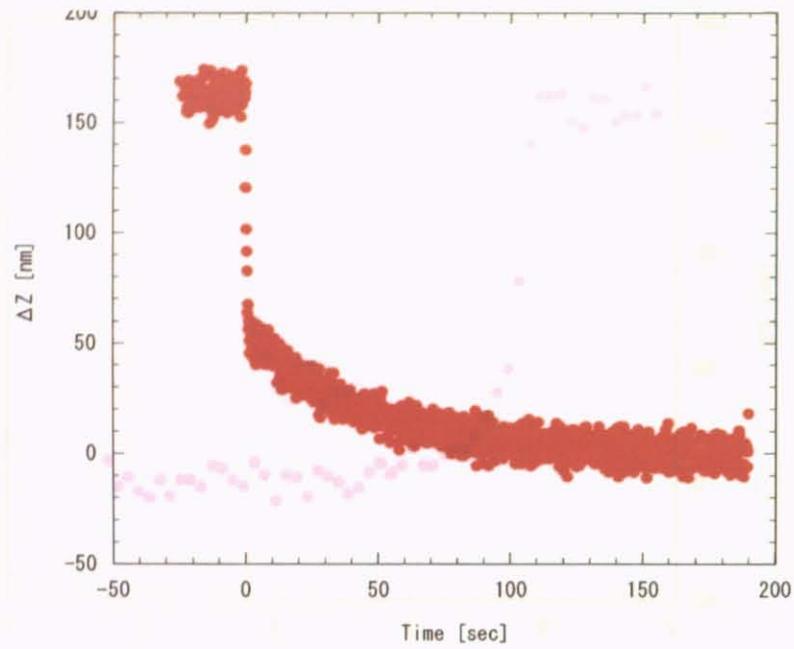


図. 4-20 A_1 相($r=0.44$)における Diaphragm の変位と緩和の様子 (8Tesla, 29bar, 2.15mK)

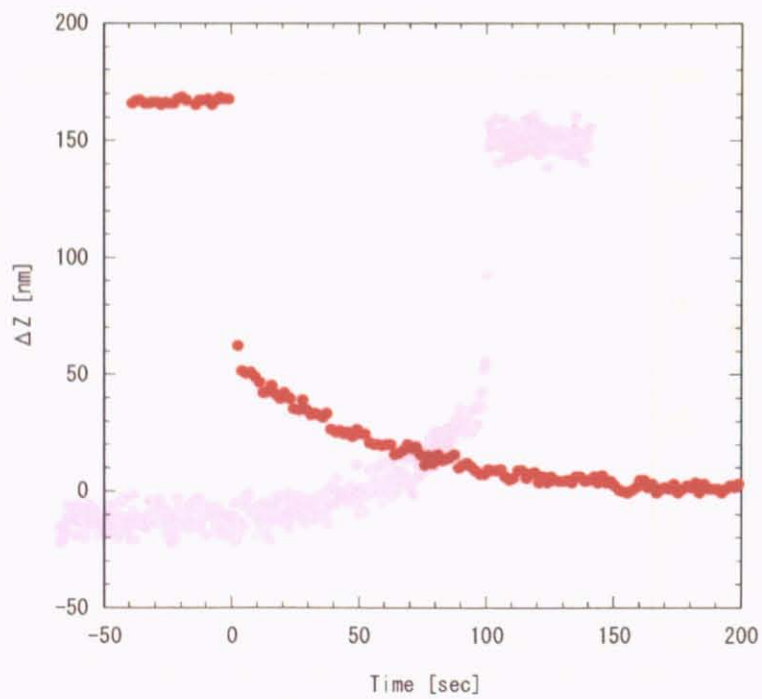


図. 4-21 A_1 相($r=0.18$)における Diaphragm の変位と緩和の様子 (8Tesla, 29bar, 2.25mK)

測定前の予想では A₁ 相でも A₂ 相と同様、超流動は Superleak を速く通り抜け緩和時間は 0 sec であると思われた。しかし A₁ 相では最初の速い緩和に続いて長い時定数の緩和がみられ、温度が高くなるにつれその緩和時間が長くなっている。

これらの長い時定数の緩和時間を計算し常流動相のものまとめて図. 4-23 に示す。横軸が温度 T の-2 乗、縦軸が緩和時間である。T_{c1}= 2. 33mK, T_{c2}=1. 92mK で左から常流動相, A₁ 相, A₂ 相となっている。

また、磁気噴水効果による緩和時間と比較したところ興味深い結果が得られた。

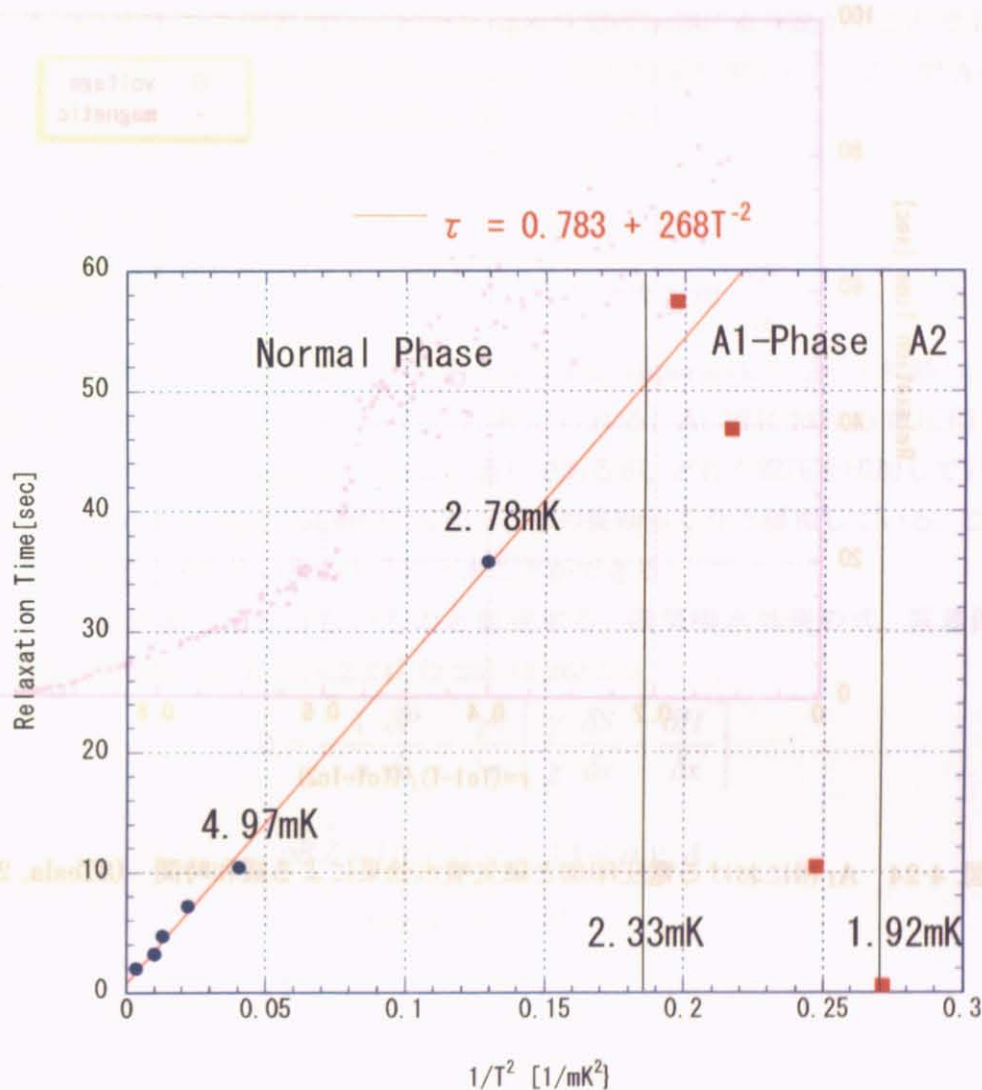


図. 4-22 常流動相と A₁ 相における緩和時間の温度依存性(8Tesla, 29bar)

図. 4-24 は A₁相において Diaphragm へ電圧を印加した場合と磁場勾配をかけた場合の緩和時間である (8Tesla, 29bar) . 2つの方法によって得られた緩和時間は同一のものであることが判る.

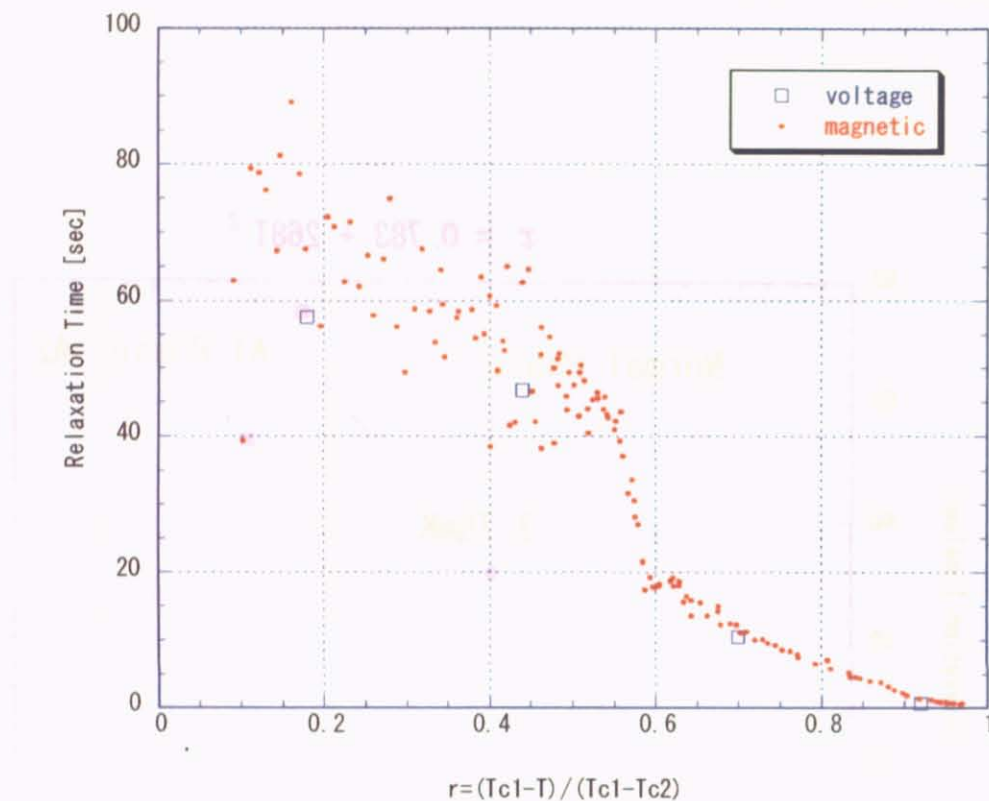


図. 4-24 A₁相における電圧印加と磁気噴水効果による緩和時間 (8Tesla, 29bar)

第5章 考察

5.1 圧力によるスピンプンプ

5.1.1 理論的考察

磁気噴水効果の測定結果の議論の前に, Diaphragm への電圧印加によるスピンプンプによる測定について述べる. 4.4.2 では A_1 相において Diaphragm を電圧印加により動かすことで Detector Chamber 内の圧力を変化させ, その時の Diaphragm の緩和時間を測定した. ここで A_1 相でも緩和が起こる原因を考える. 式(2.24)は磁場勾配を印加しない場合

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta P}{\delta x} - \frac{\gamma^2 \hbar}{2m\chi} \frac{\delta S}{\delta x} \quad (5.9)$$

と書き換えられる. この式から圧力差 $\frac{\delta P}{\delta x}$ はスピン密度勾配 $\frac{\delta S}{\delta x}$ によって生じるので,

Detector Chamber 内が加圧 (又は減圧) されると超流動が superleak を通って移動し, そのためスピン密度勾配が生じ圧力差が生じるものと考えられる. A_1 相における電圧印加に伴う Diaphragm の緩和の様子は図 4-19 から 4-22 の通りであるが, どれも電圧を印加している位置から電圧除去後に約 30%の位置まで直線的に変位し, その後ゆっくりと緩和している. この現象は上記の噴水効果に関する式を使い次のように示すことができる.

以下, 簡単のため常流動の流れはないものと仮定する. 磁気噴水効果の式, 質量保存の式, Diaphragm の運動方程式はそれぞれ(2.24), (2.25), (2.26)より

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta P}{\delta x} - \frac{\gamma \hbar}{2m} \left[\frac{\gamma}{\chi} \frac{\delta S}{\delta x} - \frac{\delta H}{\delta x} \right] \quad (5.10)$$

$$\rho B \dot{Z} = (\rho_s v_s + \rho_n v_n) A = \rho_s v_s A \quad (5.11)$$

$$8\pi\sigma Z = B \delta P \quad (5.12)$$

また, スピン密度の時間変化を $\delta \dot{S}$ とすると

$$\delta \dot{S} = \frac{\rho_s \hbar A}{2mV} v_s - \frac{\delta S}{T_1} \quad (5.13)$$

(5.13)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.

(5.11)を(5.13)に代入して

$$\delta \dot{S} = \frac{\rho_s \hbar A}{2mV} \left(\frac{\rho B}{\rho_s A} \dot{Z} \right) - \frac{\delta S}{T_1} = \frac{\hbar \rho B}{2mV} \dot{Z} - \frac{\delta S}{T_1} \quad (5.14)$$

(5.14)を電圧を除去した 0 sec から直線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

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

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

この式において $\delta S(0)=0, Z(0)=Z_0$ とし、スピン緩和が起こる前として右辺第 2 項を 0 とすると

$$\delta S(t_1) = \frac{\hbar \rho B}{2mV} (Z(t_1) - Z_0) \quad (5.15)$$

(5.15)からスピン密度勾配は $Z(t_1)$ の値によって決まることがわかる. 次に(5.10)を $\delta H=0$ と $t=0$ sec において $\delta P=0$ であることを考慮して x について両辺積分すると

$$\frac{1}{\rho} \delta P = \frac{8\pi\sigma}{B} Z \quad (5.16)$$

(5.12)と(5.15)を(5.16)に代入して

$$\frac{8\pi\sigma}{\rho B} Z(t_1) = \frac{-\gamma^2 \hbar}{2mx} \left\{ \frac{\hbar \rho B}{2mV} (Z(t_1) - Z_0) \right\}$$

この式を $Z(t_1)$ について解くと

$$Z(t_1) = \frac{1}{1 + \frac{8\pi\sigma\chi V}{\left(\frac{\hbar\gamma}{2m}\right)^2 \rho^2 B^2}} \cdot Z_0 \quad (5.17)$$

(5.17)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 5.2.1 で求めた β と同じである. 29bar では

$\beta=0.538$ であるから(5.17)より

$$Z(t_1) = \frac{1}{1+0.538} \cdot Z_0 = 0.650Z_0 \quad (5.18)$$

すなわち, Diaphragm は電圧除去後, 除去前の 65% の位置まで直線的に変位する. この値は得られた実験値約 30%と定量的に一致しないが, 理論的には正しいものと考えられる. 以上の議論ではスピン緩和を全く無視している. 初期の早い圧力変化の後のゆっくりとした緩和は磁気噴水効果と一致しており, 本来のスピン緩和によるものと考えられる.

5.2 高温側のスピン緩和

図.4-4 と図 4-8 の温度依存性の結果を見るとある温度 (T_{kink}) において測定された τ が急激に変化しているが、これはこの温度領域において緩和の機構に変化が起こっているものと考えられる。そこで以下2つの領域に分けて議論する。

5.2.1 常流動成分と緩和

図.5-1 は縦軸を T_{c1} での常流動の粘性に対する超流動相での常流動の粘性の比、横軸を T/T_{c1} として表したものである。これは 22bar のものであるが、他の圧力でも同じような変化をすることと思われる。 T_{c2} の位置は磁場の大きさによって異なるが、およそ $T/T_{c1}=0.82$ から 0.95 の間にある。グラフから、 A_1 相では常流動の粘性は最低で T_{c1} の 0.7 倍となる。すなわち常流動の粘性と緩和時間は比例の関係にあるので、常流動の緩和時間も最低で T_{c1} の 0.7 倍となる。 T_{c1} での常流動の緩和時間は磁場・圧力によって 38 から 65sec なので、 A_1 相際では最低で 27 から 46sec となる。

磁気噴水効果によって Detector Chamber 内の圧力が増すと常流動も superleak を通って外へ出る。この時、超流動の緩和時間より常流動の緩和時間の方が長いと超流動は Diaphragm が初期位置に戻るより速く出終わることになり、そのデータからは超流動の緩和時間を求めることはできない。よって Diaphragm の緩和時間がおよそ 27 秒以下のものでなければ信頼できるデータとは言えない。

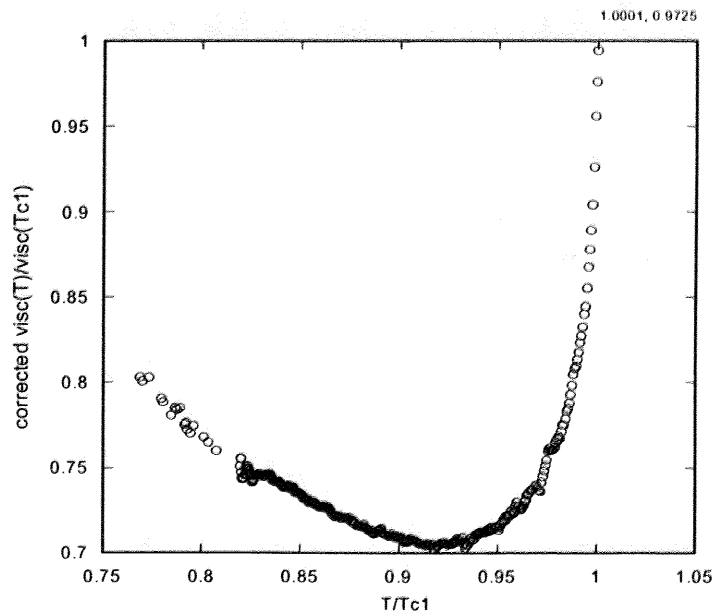


図.5-1 T_{c1} での粘性に対する A_1 相の粘性の比 (22bar)

5.2.2 Diaphragm の応答時間

磁場勾配は0.2secの時間で印加するので、Diaphragmが最大変位位置に達するまでの時間も同程度である。しかし、高温側では最大変位位置に達するまで数秒かかる場合がある。図.5-2は8Tesla, 21bar, $r=0.4$ でのDiaphragmの変位の様子であるが、0 secで磁場勾配が印加された後最大変位位置に達するまで約3秒かかっているのが分かる。このようなゆっくりとした圧力の時間変化は式(2.22)にはなく、通常とは異なる現象が起こっていると思われる。Reserver ChamberとDetector Chamberの緩和時間がそれぞれ異なるものとする、シミュレーションにより図5-3のように再現することができる。

なぜこのような現象が高温側で起こるのか未だ原因は分かっていないが、ゆっくりと最大位置に変位している間もスピン密度は緩和しているので、このようなグラフを1つの緩和時間を用いるモデルでフィッティングしても正しい値は得られない。

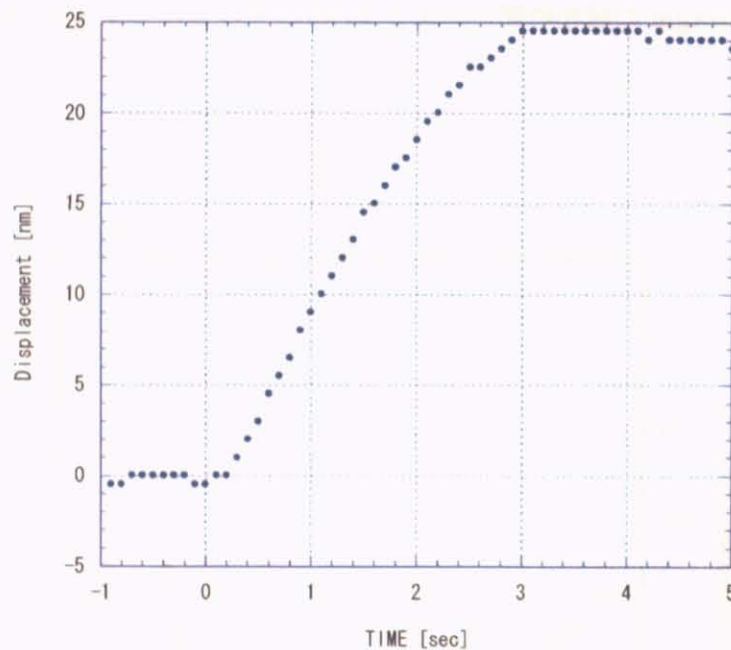


図.5-2 磁場勾配を印加した後の Diaphragm の変位 (3Tesla, 21bar, $r=0.4$)

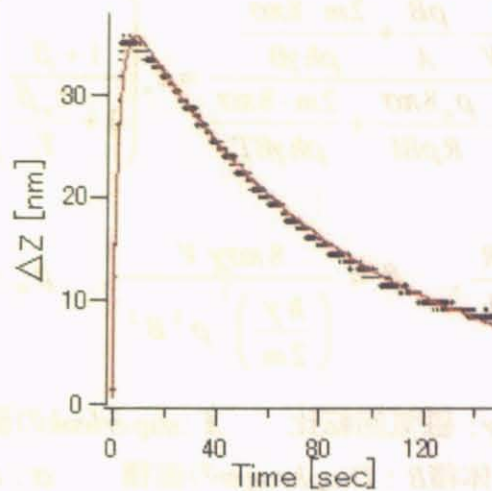


図.5-3 磁場勾配印加後の Diaphragm の変位とシミュレーション (8T, 21bar, r=0.2)

5.2.3 T_{c1} での近傍緩和時間のばらつき

図.4-4, 図 4-8 の通り, 3 Tesla 以上の測定では緩和時間 対 r のグラフにおいて $r=0.6$ 付近に Kink が生じた. とくに 8Tesla ではどの圧力でも kink より高温側でデータのばらつきが起こっており, この部分は各温度毎の正確な緩和時間の計算が困難である.

以上の様に T_{kink} より高温側のデータを用いて正しい議論をすることは難しい. そこで今回は T_{kink} より低温側 (T_{c2} 付近), すなわち $r=0.8$ から 1 までのデータを使ってスピンの緩和時間について考えることにする.

5.3 低温側のスピン緩和

5.3.1 縦緩和時間 T_1 の導出

これまでの測定で得られた Diaphragm の緩和時間からスピンの緩和時間を計算する. (2. 31) から

スピンの縦緩和時間 T_1 と Diaphragm の変位 Z の関係が得られた. $\delta \dot{H} = 0$ であることを考慮して (2. 31) を書き直すと

$$0 = \left(\frac{\hbar \gamma A}{2m\chi V} \frac{\rho_n}{R\rho B l} + \frac{2m8\pi\sigma}{\rho \hbar \gamma B T_1} \right) Z + \left(\frac{\hbar \gamma A}{2m\chi V} \frac{\rho B}{A} + \frac{2m8\pi\sigma}{\rho \hbar \gamma B} \right) \dot{Z} \quad (5.1)$$

となる. ここで, (5. 1) を Z について解く. 解は $Z = C \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$ の形になるので, Diaphragm の緩和時間 τ は

$$\tau = \frac{\frac{\hbar\gamma A}{2m\chi V} \cdot \frac{\rho B}{A} + \frac{2m \cdot 8\pi\sigma}{\rho\hbar\gamma B}}{\frac{\hbar\gamma A}{2m\chi V} \cdot \frac{\rho_n 8\pi\sigma}{R\rho B l} + \frac{2m \cdot 8\pi\sigma}{\rho\hbar\gamma B T_1}} = \tau_n \left(\frac{1 + \beta}{1 + \frac{\tau_n \beta}{T_1}} \right) \quad (5.2)$$

となる。ただし、 $\tau_n = \frac{B^2 \rho l R}{8\pi\sigma A}$, $\beta = \frac{8\pi\sigma\chi V}{\left(\frac{\hbar\gamma}{2m}\right)^2 \rho^2 B^2}$, $\rho_n \approx \rho$

τ_n : 常流動の緩和時間 γ : 磁気回転比 A : *superleak*の面積
 V : *Detector Chamber*の体積 B : *Diaphragm*の面積 σ : *tension*
 ρ : 常流動と超流動の密度 χ : 帯磁率 R : *superleak*のインピーダンス
 l : *superleak*の長さ T_1 : スピンの縦緩和時間

そして(5.2)は次のように書き換えられる。

$$T_1 = \frac{\beta\tau_n\tau}{(1 + \beta)\tau_n - \tau} \quad (5.3)$$

この式からそれぞれの磁場、圧力、温度でのスピン緩和時間が算出できる。

β の値はセルの形状と *tension* でほぼ決まるが、 χ と ρ は圧力によって異なるためわずかに圧力依存性がある。各圧力での β をまとめたものが表 5-1 である。

表 5-1 各圧力に対する β の値

| P [bar] | β [dyne*Gauss ² *S ⁴ /g ²] |
|---------|--|
| 10 | 0.465 |
| 21 | 0.515 |
| 25 | 0.528 |
| 29 | 0.538 |

常流動相での τ_n は図.4-23の常流動相でのフィッティングから得られた直線から計算できる。29 bar では

$$\tau_n = 277 \times \frac{1}{T^2} \quad [\text{sec}] \quad (29\text{bar}) \quad (5.4)$$

ただし T の単位は mK である。

ここで、各圧力での粘性 η の値と 29 bar での値との比を表 5-2 にまとめた。

表 5-2 各圧力に対する η

| P [bar] | η [poise*mK] | 29 bar との粘性の比 |
|---------|-------------------|---------------|
| 10 | 1.505 | 1.483 |
| 21 | 1.221 | 1.203 |
| 25 | 1.111 | 1.095 |
| 29 | 1.015 | 1 |

τ_n は粘性に比例する為、式(5.4)の右辺に表 5-2 の粘性の比を掛ければ各圧力での τ_n と T の関係式が得られる。

$$\tau_n = 411 \times \frac{1}{T^2} \quad (10bar) \quad (5.5)$$

$$\tau_n = 333 \times \frac{1}{T^2} \quad (21bar) \quad (5.6)$$

$$\tau_n = 303 \times \frac{1}{T^2} \quad (25bar) \quad (5.7)$$

(5.4)から(5.7)によって各圧力毎の T_{c1} における τ_n がわかる。

A_1 相の各温度での常流動の緩和時間 τ_n は、 A_1 相での粘性の比 (図. 5-1) を用いて求めることができる。こうして求められた τ_n については T_{c2} 付近で $\frac{\tau}{\tau_n} \ll 1$ であるので、常流動流の効果を無視すると(5.3)は次のように近似できる。

$$T_1 \approx \frac{\beta}{1+\beta} * \tau \quad (5.8)$$

すなわち、 T_{c2} 近傍では T_1 は β と Diaphragm の緩和時間のみで表される。

5.3.2 各磁場・圧力における r に対する T_1

図. 5-4 は 8 Tesla, 10 bar における Diaphragm の緩和時間 τ とスピンの縦緩和時間 T_1 を、横軸を r 、縦軸を緩和時間としてプロットしたものである。 T_1 は τ の約半分で、他の磁場、圧力でも同じように約半分の値が得られた。

図. 5-5 は 21bar の時の各磁場における r に対する T_1 で、図. 5-6 は 8Tesla の時の各圧力における r に対する T_1 である。これらのグラフから Diaphragm の緩和時間と同じく各温度で高磁場、低圧である方が緩和時間が長いことがわかる。

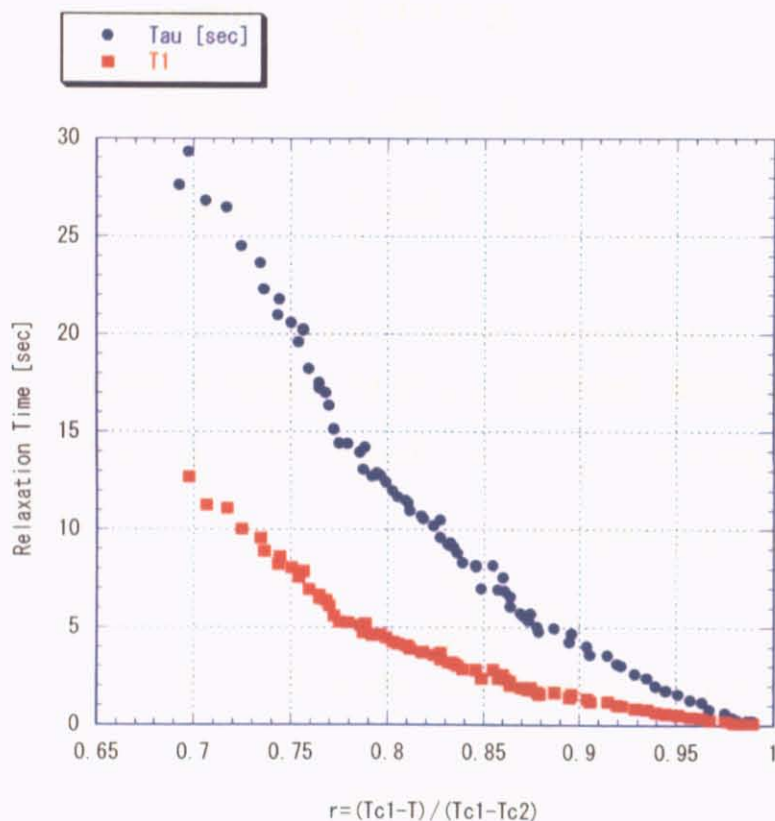


図. 5-4 r に対する τ と T_1 (8 Tesla, 10bar)

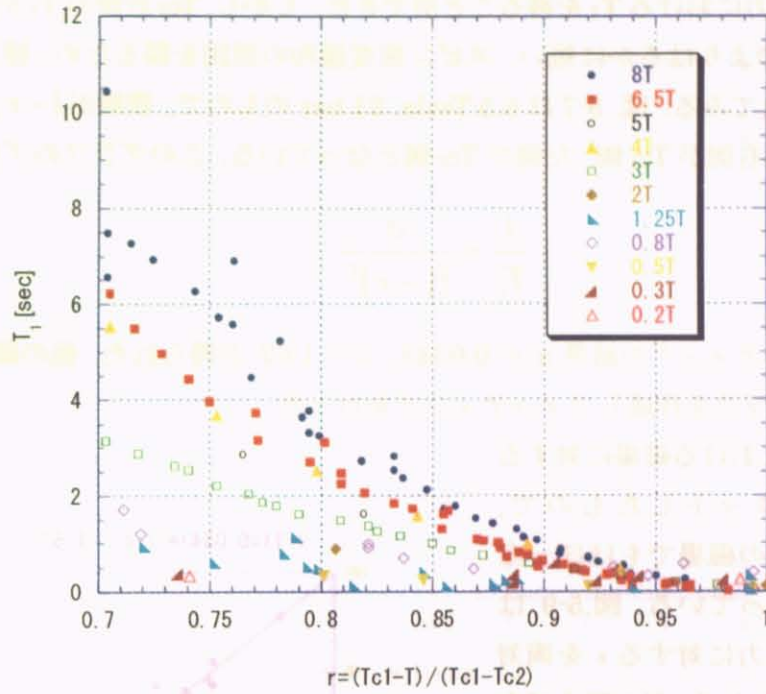


図. 5-5 各磁場における r に対する T_1 (21bar)

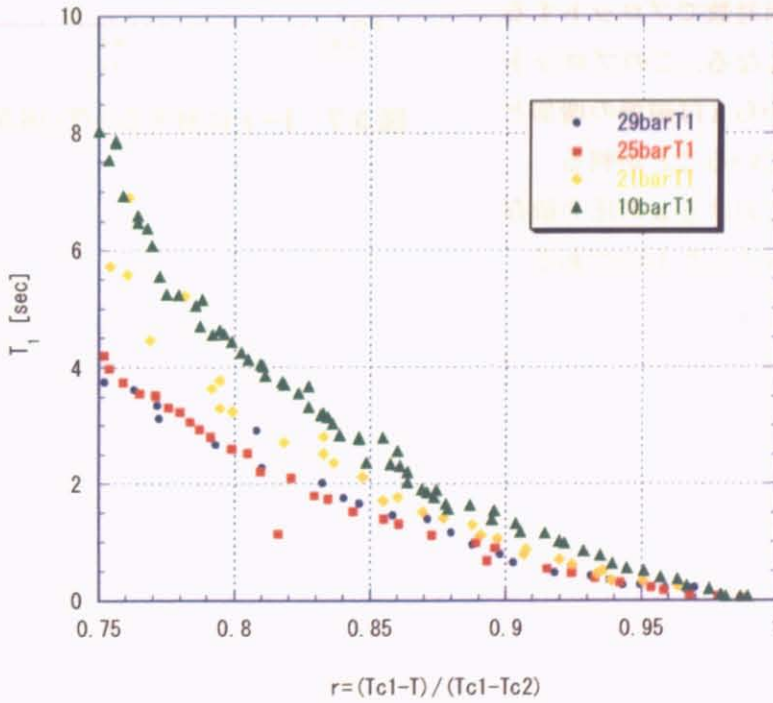


図. 5-6 各圧力における r に対する T_1 (8Tesla)

5.4 T_{c2} 近傍における緩和率の温度・磁場・圧力依存性

5.3 より各磁場・圧力における T₁ を得ることができた。しかし、T_{c2} 近傍の T₁ が 0.1 秒程度と理論的に予測されたものよりはるかに短い。スピン密度緩和の原因を探るため、緩和という観点からこれらの問題を考えてみる。図. 5-7 は 6.5 Tesla, 21 bar のもので、横軸が 1-r, 縦軸が 1/T₁ である。このグラフでは右側が T_{c1} 側, 左側が T_{c2} 側となっている。このグラフのプロットの直線部は

$$\frac{1}{T_1} = \frac{a}{(1-r)^\epsilon} \quad (5.19)$$

と表される。フィッティングの結果 a = 0.0343, ε = 1.67 が得られた。他の磁場, 圧力でも同様に 1/T₁ 対 1-r のグラフを作成しフィッティングを行った。

図. 5-8 は 21bar における磁場に対する ε を両対数でプロットしたもので、1Tesla 以上ではどの磁場でもほぼ一定で約 1.5 の値をとっている。図.5-9 は 8Tesla における圧力に対する ε を両対数でプロットしたもので、どの圧力でもほぼ一定で約 1.5 の値をとっている。この様に ε がほとんど一定の値を示すことは何らかの普遍的な機構の存在を示唆していると言える。さらに 21bar における a の磁場依存性を両対数でプロットすると図.5-10 のようになる。このプロットのフィッティングから a は磁場の増加と共に単調に減少していることが判る。

図.5-11 は 8Tesla における a の圧力依存性を両対数でプロットしたものである。

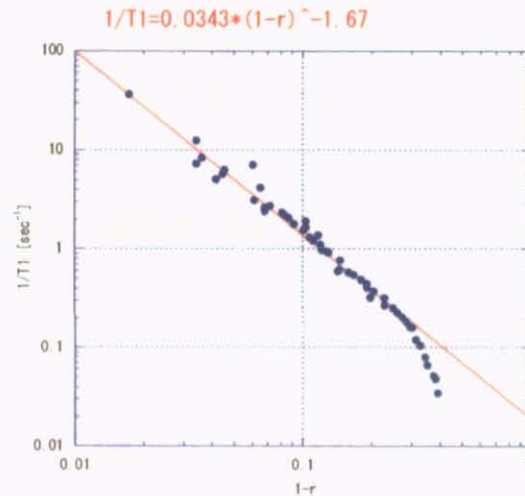


図.5-7 1-r に対する 1/T₁ (6.5Tesla, 21bar)

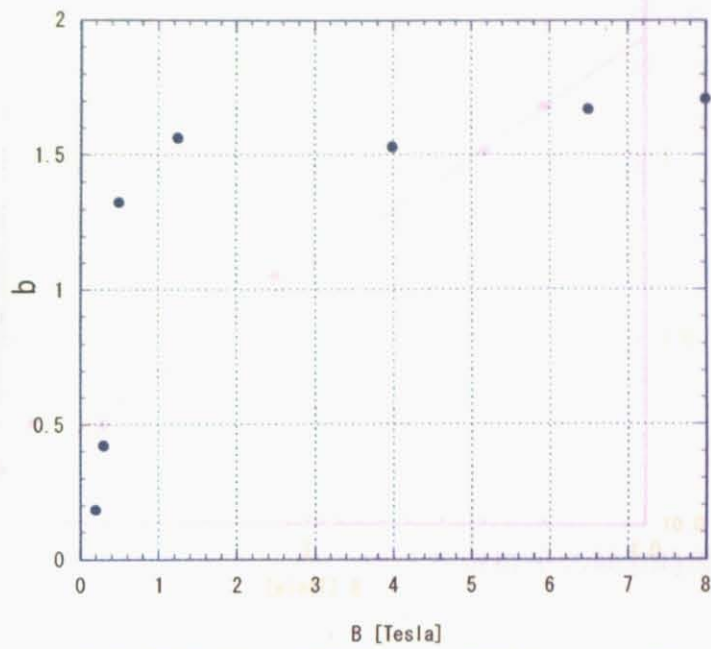


図. 5-8 式(5.7)における係数 ϵ 対 磁場 (21bar)

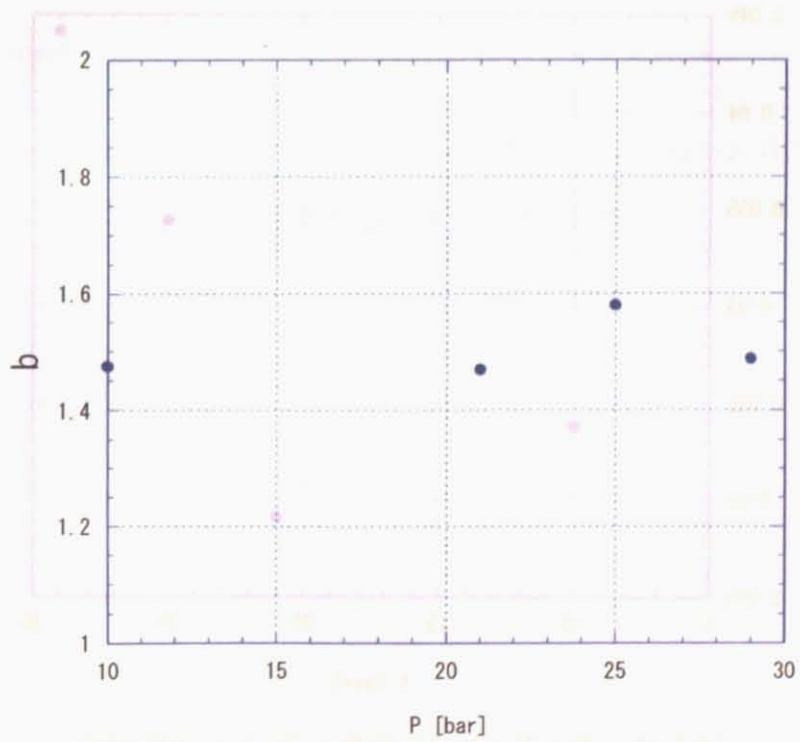


図. 5-9 式(5.7)における係数 ϵ 対 圧力 (8Tesla)

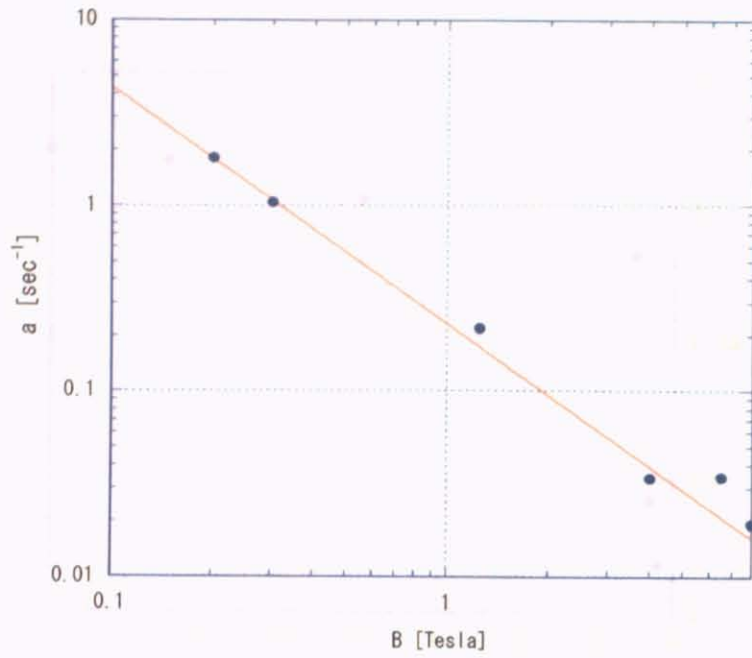


図.5-10 式(5.7)における係数 a 対 磁場 (21bar)

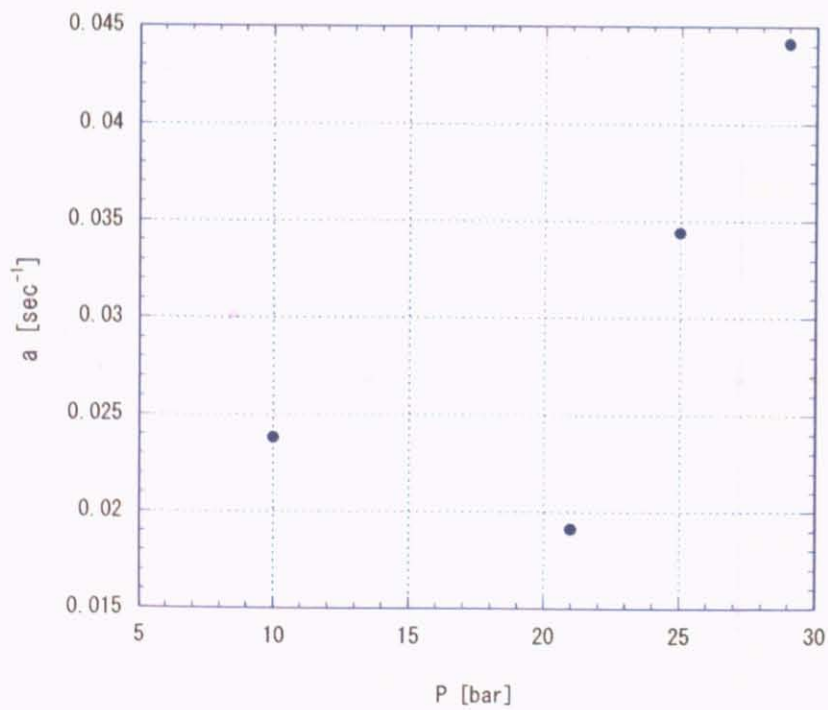


図.5-11 式(5.7)における係数 a 対 圧力 (8Tesla)

5.5 スピンの縦緩和機構

前節の結果から T_1 が T_{c2} に近づくにつれて急速に小さくなり、何か A_1 相特有の機構の存在を示唆しているように考えられる。 A_1 相の超流動成分はこれまで反平行スピンのみから成っていると信じられてきた。しかし、これまでの A_1 相におけるスピンエントロピー波の減衰[11]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[12]から、平行スピン対 (minority spin) の存在を主張する議論も行われている。ここでは T_1 の緩和の原因の1つとして minority spin 効果を考えてみる。 A_1 相における minority spin の存在は Monien と Tewordt[13]によって理論的に示されているが、実験的には未だ示されていない。まず磁場に対し平行、反平行のスピンの超流動として存在する A 相の縦緩和時間 T_1 を説明する。 A 相では、Leggett と Takagi[14]によると A 相でのスピン密度の縦緩和時間の逆数 $\Gamma \text{ sec}^{-1}$ は

$$\Gamma = \frac{(1-\lambda)\tau_n}{\lambda} \frac{\chi}{\chi_0} \Omega^2 \quad (5.21)$$

と書き表せる。ただし

$$\lambda(T) = 1 - Y_2, \quad \frac{\chi}{\chi_0} = \left(1 + \frac{Z_0}{4}\right)^{-1}, \quad \tau_n: T_c \text{ における準粒子の緩和時間}$$

Ω : A 相における縦緩和共鳴周波数 Z : Landau パラメーターである。 Y_2 は Yoshida 関数で次のように定義される。

$$Y_2 = \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int \frac{\beta}{2} \left(\frac{\epsilon_k}{E_k}\right)^2 \sec^2 h^2 \frac{\beta E_k}{2} d\epsilon_k \quad (5.22)$$

(5.22)をもとに Einzel らは 2 Tesla における Y_2 対 T/T_c のグラフを作成した[15]。

そのグラフを元にして 2 Tesla における A_1 相中の Y_2 の値をプロットすると図. 5-12 となる。また、Monien と Tewordt により 2 Tesla におけるマイノリティスピンの Ω が計算されており、それを

元に X 軸を $(1-r) = \frac{T - T_{c2}}{T_{c1} - T_{c2}}$ とすると図.5-13 のように表される。

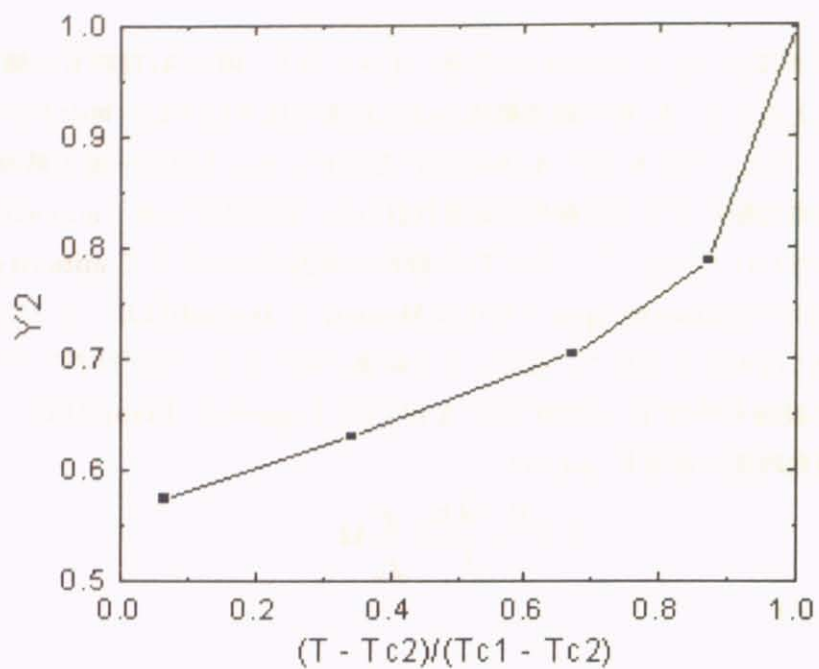


図.5-12 A_1 相中の Y_2 (2 Tesla)

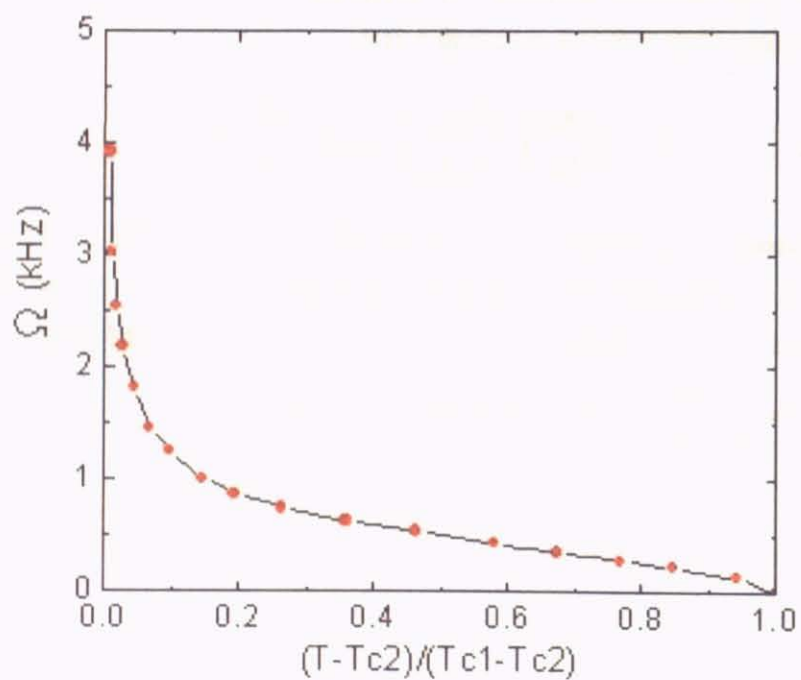


図.5-13 A_1 相中の Ω (2 Tesla, 21bar)

得られた Y_2 と Ω の値に加え, $Z = -2.94$ (21bar) と $\tau_n = 3.5 \times 10^{-8}$ sec [16] を用い, 8Tesla, 21bar における $(1-r)$ に対する Γ の値をプロットすると図.5-14 のように示される. これを (5.19) でフィッティングしたところ $\varepsilon = -0.84$ となる.

一方, 実験から得られる ε は約 1.5 であり大きな差がある. しかし ε が磁場・圧力に依らないという点では一致しており, minority spin が重要な役割を果たしている可能性がある.

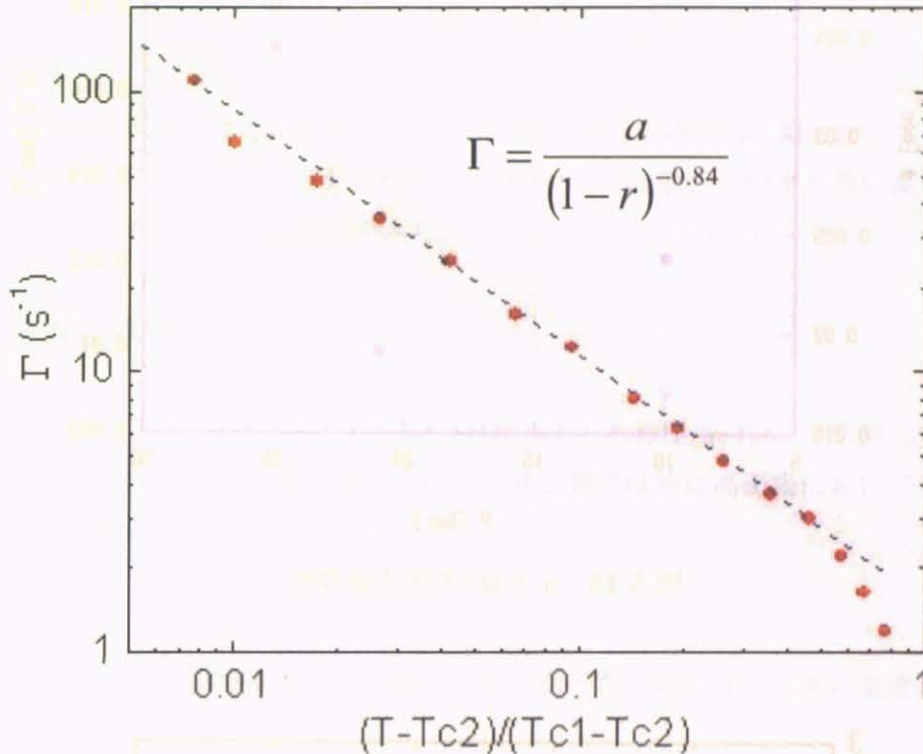


図. 5-14 A1相におけるマイノリティスピンによる Γ 対 $(1-r)$ (2Tesla, 21bar)

次に, 圧力依存性は主として Ω^2 から来るもので, 過去の Ω^2 の実験データ [13] を用いると図. 5-15 のようになる. 係数 a は圧力のデータが少ないので確かではないが, 圧力と共に a が上昇する傾向は一致している.

磁場依存性は (5.21) における $(1-\lambda)/\lambda = (1-Y_2)/Y_2$ から来ると考えられるが, 21bar における 2 Tesla と 8 Tesla の Y_2 を計算し, 縦軸を $(1-Y_2)/Y_2$, 横軸を磁場としてプロットしたものが図.5-16 である. 図において黒は $(1-r)=0.1$, 赤は $(1-r)=0.2$, 青は $(1-r)=0.3$ の値である. このグラフから T_1 は磁場が高いほど長くなり, 同じ磁場では温度が高いほど長くなっている. この傾向は実験で得られた a の磁場依存性とよく一致していると言える.

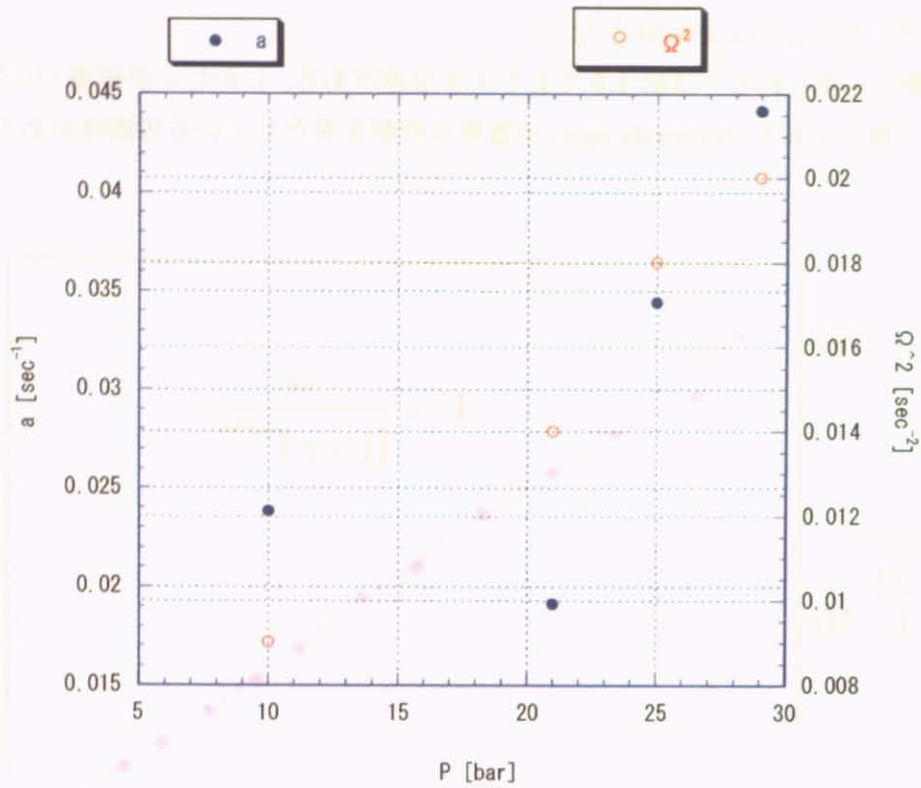


図.5-15 a と Ω^2 の圧力依存性

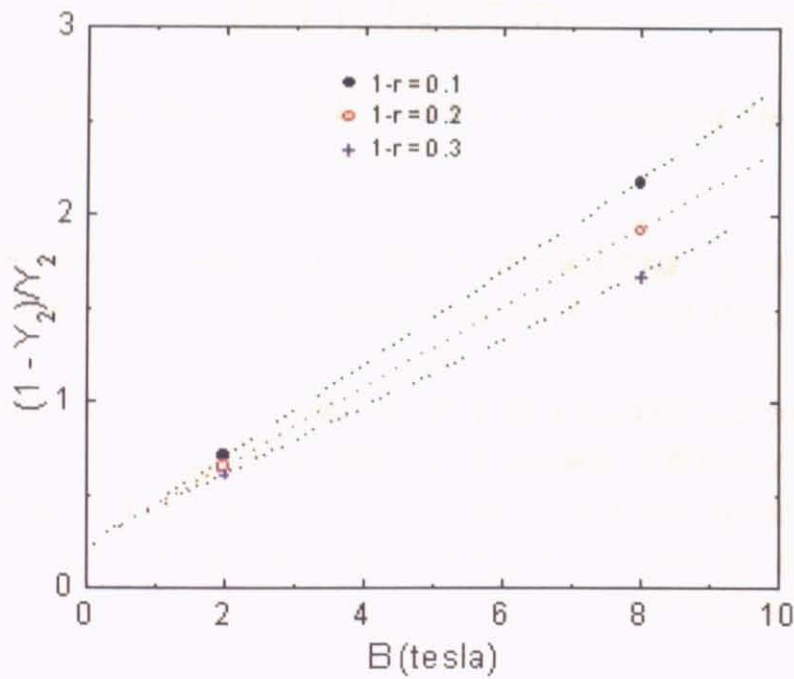


図.5-16 磁場に対する $(1 - Y_2)/Y_2$ (21bar)

第6章 まとめ

今回の測定は十分注意して cell を作成し、その後リークが無いことを確認してから冷却実験を行った。その結果、緩和時間 τ は温度に対しダイナミックに変化し、高温・高磁場において数十秒にも達する長い緩和時間が観測された。ゆえに過去の実験では cell のリークホールが緩和時間を決めていた可能性が大きい。以下、今回の測定結果をまとめてみる。

(1)常流動の緩和

superleak は常流動成分を通さないものとして作られたが、実際は A_1 相において数十秒の緩和時間で superleak を通っていることが判った。このため、常流動のものより長い高温側の緩和時間は inner cell の緩和時間だけでは説明できない。

(2) A_1 相のスピン緩和

温度依存性

スピンの縦緩和時間 T_1 は温度が高くなるにつれ増加し、ある温度 T_{kink} で急激に変化する。 T_1 は kink より低温側では単調に増加するが、それより高温側では特に高磁場においてデータがばらつくこともあり、温度によって変化の様子が大きく異なる。

磁場依存性

T_1 は同じ圧力下において磁場が高くなるほど大きくなった。特に T_{c2} に近い温度領域では磁場に比例しているように見える。

圧力依存性

T_1 は同じ磁場下において圧力が増すごとに小さくなった。このような圧力に対する変化の様子は過去に得られた結果と同じである。

(3)圧力によるスピンプンプ

電圧を印加することで Diaphragm を動かし、Detector Chamber に圧力をかける事で A_1 相において緩和を観測した。これは磁気噴水効果と同じ現象であり、緩和時間も各温度で同じ程度のものが得られた。

常流動成分の影響の少ない T_{c2} 近辺のスピンの縦緩和時間 T_1 を求め、 $1/T_1$ と $1-r$ のグラフから緩和時間の変化率を求めた。得られた結果を minority spin が存在するとする理論と比較した。その結果、定量的には異なるものの、圧力に対する変化の傾向や、磁場に対する変化の傾向が測定結果と似ているなど定性的には一致する点があり、これらは1つの可能性を示唆するものと考えられる。その他、温度領域によっては cell の壁に吸着した固体 ^3He と超流動との間のスピン交換の可能性が十分考えられる。

今後の課題

今後の課題として、常流動がより通りにくいインピーダンスの大きい superleak を使用したり、cell 壁に吸着した固体 ^3He の影響を除去するため、非磁性の ^4He を壁に吸着させるなどの工夫を施した上で実験を行う必要がある。

APPENDIX 1

Mylar のリークホールの計算

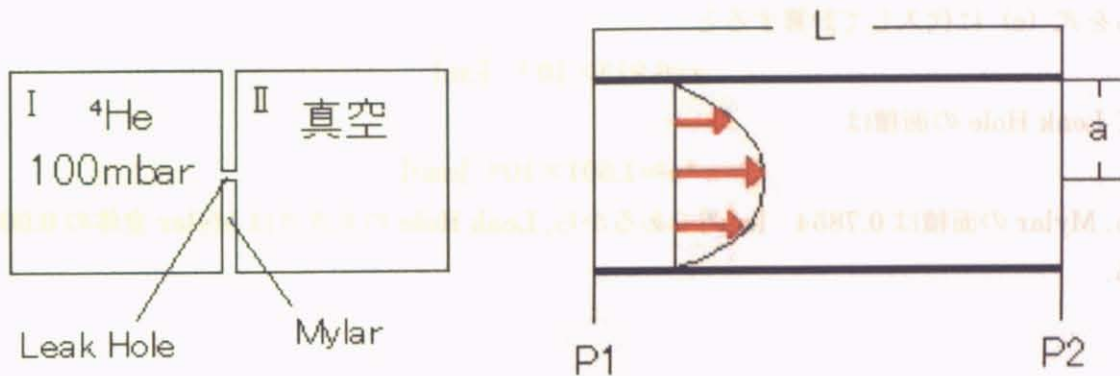


図.A Mylar 表面の穴モデル (左) とポワゾイユ流モデル (右)

ここでは簡単に Mylar の表面に図.a (左) のようにただ 1 つの穴だけが空いているとみなして計算する. これは図.a (右) のようなポワゾイユ流のモデルを使って考えることができる.

ポワゾイユ流の進行方向の速度 $u(r)$ は

$$u(r) = \frac{P}{4\mu} (a^2 - r^2) \quad (a)$$

P : 圧力勾配 r : 中心からの半径 μ : 粘性係数

と表される. この式を r について 0 から a まで積分することにより流量 Q が得られる.

$$Q = \int_0^a u(r) 2\pi r dr = \frac{\pi a^4 P}{8\mu} = \frac{\pi a^4}{8\mu} \frac{P_1 - P_2}{L} \quad (b)$$

ここで, L は Leak Hole の長さ, P_1, P_2 はそれぞれの領域での圧力である. (b) を変形して

$$a^4 = Q \cdot \frac{8\mu}{\pi \cdot \Delta P} \quad (c)$$

ここで, I 側の ^4He が 100 [mbar] の時, II 側の Leak Rate は 8×10^{-8} (mbar*l/s)N であったので, 圧力差は $\Delta P = 10000$ ($\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$) である. ただし $1 \text{ mbar} = 100 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$

Leak Hole から計算した ^4He のモル数は

$P \cdot V = 8 \times 10^{-8} / (9.868 \times 10^{-4})$ [atom*l], $R = 0.0821$, $T = 293$ [K] より

$$n = \frac{PV}{RT} = 3.37 \cdot 10^{-6} \quad [\text{mol} / \text{sec}]$$

である.

これを標準状態の体積に直すと

$$V=3.37 \times 10^{-6} \times 22.4=7.549 \times 10^{-5} \text{ [l/sec]}$$

である. よって流量 Q は

$$Q=7.549 \times 10^{-8} \text{ [m}^3\text{*sec}^{-1}\text{]}$$

ここで, ^4He の粘性係数 μ は $\mu=1.980 \times 10^{-5} \text{ [kg*m}^{-1}\text{*s}^{-1}\text{]}$ で, l は Mylar の厚さであるから
 $l=6 \times 10^{-6} \text{ [m]}$

これらを式 (c) に代入して計算すると

$$a=6.913 \times 10^{-4} \text{ [cm]}$$

よって Leak Hole の面積は

$$S=\pi *a^2=1.501 \times 10^{-6} \text{ [cm}^2\text{]}$$

となる. Mylar の面積は $0.7854 \text{ [cm}^2\text{]}$ であるから, Leak Hole の大きさは Mylar 全体の 0.0019% である.

APPENDIX 2

MCT と Detector Chamber 間の温度差

今回の実験では MCT と Detector Chamber の間に温度差が生じていた。原因は判っていないが、なんらかの熱量が Detector Chamber に流入していたと思われる。ここでは温度差が磁場と圧力によってどのように変わるのかを示す。尚, MCT 側は A₂ 相から磁場勾配をかけ続けている時に磁気噴水効果が生じた時の温度を T_{c2}, 生じなくなった時の温度を T_{c1} とした。Detector Chamber 側の T_{c2}, T_{c1} は超低温研究で一般的に利用されている Greywall によるものを適用した。

図.B は磁場に対する MCT と Detector Chamber の T_{c1}, T_{c2} の変化を表している。磁場が大きくなるにつれ、両者の温度差も大きくなっている。

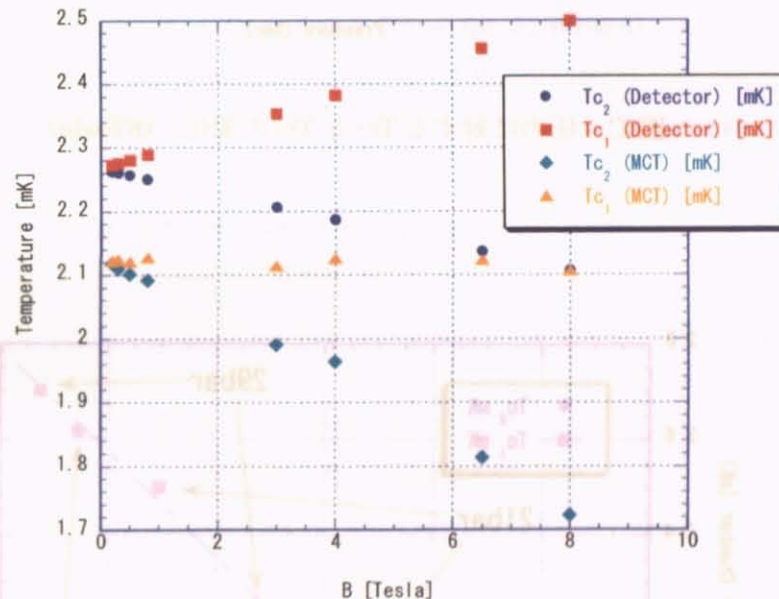


図.B 磁場に対する T_{c1} と T_{c2} 変化 (21bar)

図.C は圧力に対する MCT と Detector Chamber の T_{c1}, T_{c2} の変化を表している。こちらはどの圧力でも MCT と Detector Chamber 間の温度差は一定である。各圧力における T_{c1}, T_{c2} を MCT の温度対 Detector Chamber の温度でプロットしたものが図.D である。この図からどの圧力の T_{c1}, T_{c2} も線形に変化していることから、温度差は圧力には依らないことがはっきり判る。すなわち、温度差の原因は磁場依存性があるものである。

図.D 各圧力に対する MCT と Detector Chamber の T_{c1} と T_{c2} の変化

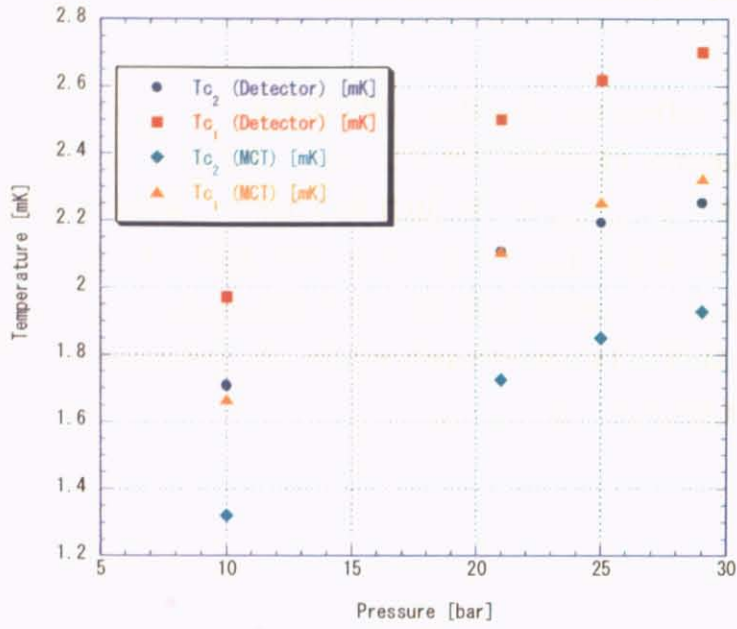


図.C 圧力に対する T_{c1} と T_{c2} の変化 (8Tesla)

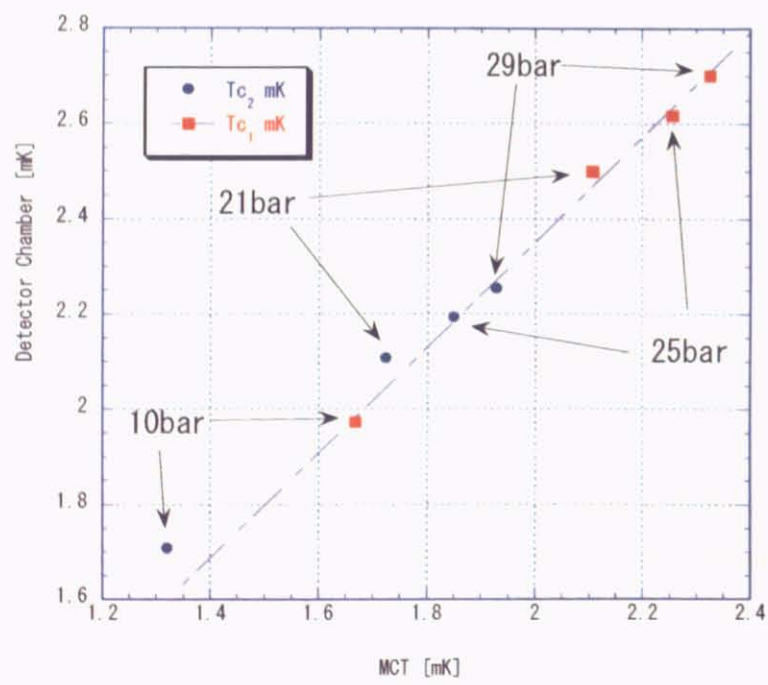


図.D 各圧力における MCT と Detector Chamber の T_{c1} と T_{c2} (8Tesla)

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] S.T.Lu, Ph.D.Thesis, Rutgers University, (1985)
- [5] R.Balian and N.R.Werthaner, Phys.Rev.131, 1553 (1963)
- [6] P.W.Anderson and P.Morel, Physica26, 671 (1960)
- [7] D.M.Lee, and R.C.Richardson, The Physics of Liquid and Solid Helium Part II (1978)
- [8] H.Akimoto, T.Okuda and H.Ishimoto, Phys.Rev.B55, 12635 (1997)
- [9] M.Liu, Phys.Rev.Lett43, 1740 (1979)
- [10] R. Ruel and H. Kojima, Phys. Rev. B28, 6582(1983)
- [11] M. Bastea, Y. Okuda, V. LaBella, and H. Kojima, Phys. Rev. Lett.73,1126(1994)
- [12] R. Ruel and H. Kojima, Phys. Rev. B34, 6511(1986)
- [13] H. Monien and L. Tewordt, J. Low Temp. Phys. 60, 323(1985)
- [14] A. J. Leggett and S. Takagi, Annals of Physics 106, 79 (1977)
- [15] D. Einzel, P. Wolfle, and P. J. Hirschfeld, Journal of Low Temperature Physics 80, 31 (1990)
- [16] E. R. Dobbs, *Helium Three* (Oxford University Press, 2000)

謝辞

本研究では2年間の間に多くの方々にお世話になりました。ここで感謝の意を述べさせていただきます。

石本 英彦教授には本研究のテーマを与えていただき、日頃から熱心に研究の指導をしていただきました。ミーティングや本論文作成においても多大なご指導を受けました。

Rutgers 大学の Haruo Kojima 教授には熱心に研究を指導していただいたばかりか、データの解析においても多くのご指導を受けました。また、20年以上もの長い間、本研究のテーマにたずさわれたことに敬意を表します。

山口 明助手には研究指導のほか実験やデータ解析においても手伝っていただきました。また、不在時には装置のメンテナンスを代行していただくなど大変お世話になりました。久保田研究室の柄木 良友助手には実験手法などで多くの助言をいただきました。昨年修士課程を修了された木村 幸太氏には、先輩として実験手法から解析方法にいたるまで基礎的なことから数多くのことを教えていただきました。また、PD の山下 穰氏には研究や勉強に関して多くの助言をいただきました。同じく PD の松本 洋介氏にも実験においてアドバイスをたくさん頂きました。理化学研究所河野研究室 PD の斎藤 政通氏にも研究や生活において大変お世話になりました。秘書の平真雪氏には大変お世話になりました。

修士課程2年の高明淑氏には、同期として研究や勉強など様々なことに相談に乗ってもらいました。同じく修士課程2年の根間 裕史氏と修士課程1年の夏目 恭平氏にも実験や普段の生活においてとてもお世話になりました。

久保田研究室の久保田 実助教授、技官の五十嵐 武氏、PD の Andrey Penzev 氏、修士課程2年の泉名 健氏、修士課程2年の伊藤 勇司氏、修士課程1年の佐藤 年裕氏には日々の研究や生活において大変お世話になりました。そして水崎研究室の博士課程3年の国松 貴之氏、原田研究室修士課程2年の今井 彰夫氏にも研究や生活の上でお世話になりました。

また、2年間の間実験に不可欠な液体ヘリウムを安定して供給していただいた低温液化室の方々に感謝いたします。

最後に、家族と私を支えてくださった全ての方々に心から感謝いたします。