

東京大学 大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系物質系専攻

平成 19 年度

修士論文

固体 ^4He の超流動 (supersolid) と
量子渦状態の研究
: 静止下及び回転下でのねじり振り子実験

2008年1月29日提出
指導教員: 久保田 実 准教授 印

66154 : 安田 吉紀

目次

はじめに

第1章 序論	
ヘリウムと超流動	4
第2章 超流動固体(supersolid)の研究背景	
2.1 supersolid の理論的研究背景	6
2.2 supersolid についての実験の現状	7
2.3 超流動固体 (supersolid) についての最近の理論的研究	11
第3章 実験装置と実験手法	
3.1 ねじり振り子	12
3.2 回転冷凍機	20
第4章 固体試料の作成	26
第5章 実験結果・考察	
5.1 渦流体(vortex fluid)モデル	31
5.2 固体試料の温度依存性、Vac 速度依存性	34
第6章 まとめ	48
第7章	
現在進行中の実験と今後の展望	49
参考文献	52
謝辞	53

はじめに

本修士論文は、固体 ^4He が低温で、固体状態のまま超流動になるという「超流動固体」状態が実現しているかどうかを実験する中で我々が他に先駆けて見出した「量子渦流体状態」について報告する。[0]

第1章 序論

ヘリウムと超流動

気体は冷やすと液体になるが、あらゆる他の物質において液化が達成されたにもかかわらず最後までその課題が残ったのがヘリウムであった。1908年、オランダ、ライデン大学のカマリンオネスは 4.2K という極低温をつくることでこのヘリウムの液化に初めて成功し、1911年には水銀を冷却することで超伝導を発見した。これらのことにより低温物理学は大きく発展することになった。

ヘリウムの液化後、蒸気圧を下げることでさらに冷却しヘリウムを固化する試みがなされたが、実現せず、その目的とは別に 2.17K 付近で液体 ^4He の比熱が異常に増大することが発見された。この比熱曲線はその形がギリシャ文字の λ に似ていることから、ここでの転移は λ 転移と呼ばれる。さらに様々な実験により、この転移した状態のヘリウムが通常の流体では流れることのできない非常に細い管の中を流れるという現象が発見され、P.Kapitza はこれを超流動と名づけた。

超流動とボーズ=アインシュタイン凝縮 (BEC) は強い関連性があるため、度々、引き合いに出されるが、超流動体中で BEC が起こっていることを初めて指摘したのは F.London(1938)である。 ^4He を理想ボーズ気体として計算したときの BEC への転移温度 $T_{\text{BEC}}=3.13\text{K}$ は、 λ 転移が観測される温度 2.17K に非常に近い値であり、その差はヘリウムが理想ボーズ気体とは異なり、相互作用を持つことによると考えられる。

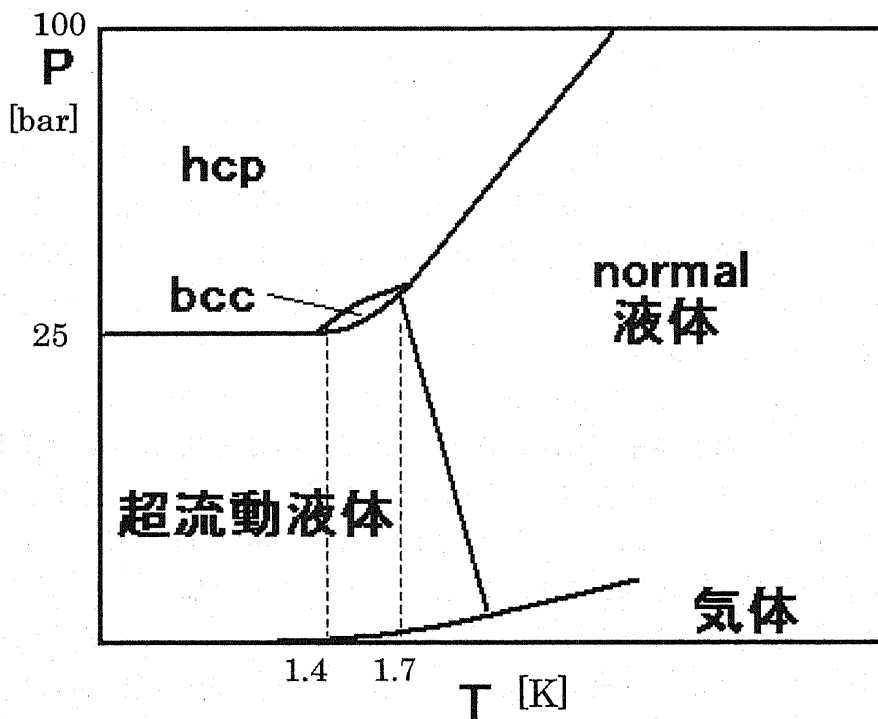
^4He はその原子の軽さと他の原子に比べて原子間引力が小さいため、量子性が高く、通常の物質に見られるような気体、液体、固体の三重点を持たない特徴的な相図を示す。常圧下では絶対零度まで下げても液体のまま存在し、また、2.17K 以下で超流動状態へ相転移を起こす。固体を作るには冷却だけでなく同時に 25 気圧以上の圧力を必要とする。

超流動では、粘性がゼロになることで超流動成分が関与して上記のように原子レベルの狭い隙間を通り抜けて噴水効果や、フィルムフロー、トーラス容器中での永久流のような日常では親しみのない不思議な現象を引き起こすが、あらゆる超流動の系に共通する特徴的な性質は量子渦の発生である。通常の流体は回転させることで渦を生じるが、超流動体を回転させて発生できるのはこの通常の渦とは大きく性質の異なる、

量子化された渦である。通常の液体中の渦は回転速度が上がるにつれてその一本だけ存在する渦の強さが強くなるが、超流動体を回転させた場合は回転速度の上昇とともに、同じ大きさの渦の数が増えていく。

また、超流動と超伝導は数式で記述した場合に同様の式で記述できるなど、共通点や類似点が多い。転移温度以下で超伝導体の電気抵抗がゼロになることは、転移温度以下での超流動体の粘性がゼロになることに対応する。

超伝導が様々な金属、合金、酸化物、有機物などで多くの物質で見つかっているのに対し、現在、超流動を起こすことが知られているのはバルクの系は ^4He とその同位体である ^3He の液体や薄膜のいくつかの系についてのみであり、ヘリウム以外の系では、アルカリ気体の BEC を除けば、超流動と認識されている現象地球上ではヘリウム以外の系では発見されていない。(宇宙空間では中性子星の超流動などが議論されている。)



[図 1.1] ^4He の相図。通常物質とは異なり、気体、液体、固体の三重点を持たず、常圧下では 2.17K で超流動液体状態に転移する。25 気圧以上の圧力をかけなければ ^4He は絶対零度まで液体で存在する。低圧の固体 ^4He では hcp 相の他、bcc 相も図のように存在する。

第2章 超流動固体(supersolid)研究の歴史的背景

2.1 supersolid の議論の歴史的、理論的研究背景

粘性なく流れるという流体现象である超流動(=superfluid)は、直感的には気体や液体(流体)中でのみ起こるものであろうと想像される。しかし 1960 年代の後半、Andreev and Lifshitz、Reatto、Chester、Leggett らの理論家により、超流動が固体の中でも起こりうるという驚くべき議論がなされた。[1-3] これは、量子力学的なゆらぎのために点欠陥(=vacancy)や格子間原子(=interstitial)などの欠陥(=defect)が、絶対零度の極限でさえも固体結晶中に有限の数存在でき、この zero-point vacancy が BEC を起こすことよって実現するというものであった。この結晶格子(つまりは実空間での秩序)と超流動(運動量空間での秩序)の共存という、一見矛盾したような想像し難い不思議な性質を持つ固体は超流動固体(=supersolid)と呼ばれ、この頃から現在まで長い期間にわたって理論的及び実験的研究が続けられてきた。

Leggett はこの supersolid で観測されるべき、超流動密度に起因する慣性モーメントの変化を非古典的回転慣性(non-classical rotational inertia; 以下 NCRI と表記する。)と呼び、観測されるべき超流動密度の見積もりが大きくても固体全体の質量の 10^{-4} 以下という非常に小さい量であるため、それまで見落とされてきたと述べている。[3]

このような固体の超流動現象が最も観測されやすいであろう対象としては、固体 ^4He が考えられる。 ^4He はボーズ粒子であり、水素(分子性)、 ^3He (フェルミ粒子)に次いで質量が軽いことと、原子間相互作用が非常に小さいことから量子性が強く、液体 ^4He は量子液体、固体 ^4He は「量子固体」と呼ばれる。また現在知られている超流動を起こす物質の中で、最も転移温度が高いものが液体 ^4He であることから、固体でも超流動が起こるとすれば、最も可能性があるのはやはり固体 ^4He であろうと考えられてきた。

量子性という観点から見れば、 ^3He の方がより高いが、超流動は BEC と深くかかわっており、フェルミ粒子である ^3He は、超伝導での電子のクーパーペアと同様に対を組んでボーズ粒子のように振舞う必要があるため、より低温が要求される。また、分子性の強い水素は H_2 分子間の相互作用が強く、飽和蒸気圧下でも固体が形成されてしまう。このため、やはりボーズ粒子である ^4He の方が supersolid の候補としては有望である。

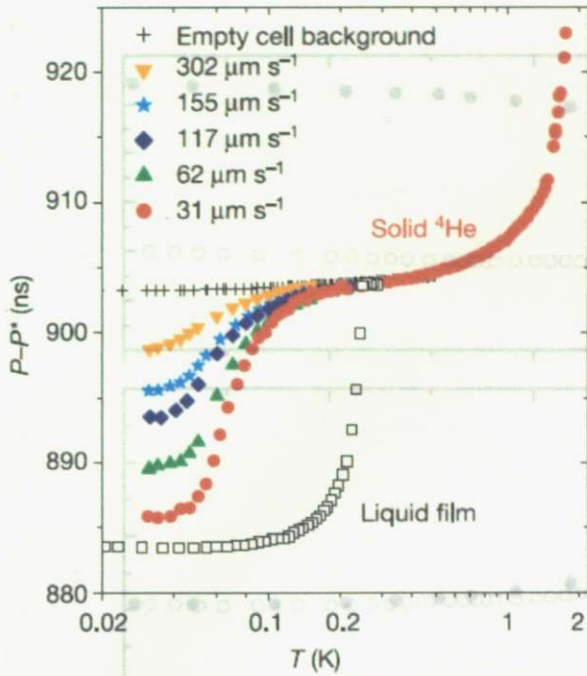
これらを基に固体の超流動(supersolid)を探すための数々の実験が行われたが、どれもその兆候をとらえることはできなかった。そして、2004 年ペンシルバニア州立大の Moses Chan のグループにより固体 ^4He におけるねじり振りをを用いた実験で supersolid の存在を想起させる非古典的回転慣性の観測が初めて報告された。[4,5]

その後いくつものグループが追試を試みたが、2005年から2006年にかけて我々のグループを含む微量超流動観測の経験を持つ4つのグループがそれに成功している。[7-10] (久保田研では従来から ^4He 薄膜系の超流動と量子渦系の研究を行ってきた。)

2.2 超流動固体(supersolid)についての実験の現状

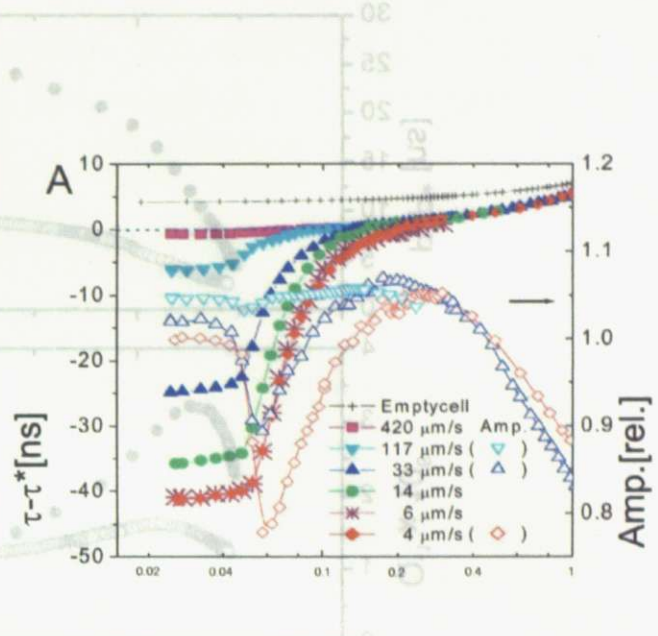
2004年にChanらは、まず、 ^4He の固体試料を原子空孔がしやすいporous goldやvycor glassと呼ばれる多孔質媒体中に作り、これでNCRIを初めて観測した。[4]その後、彼らはトーラス(ドーナツ型)の実験セルでのバルク固体 ^4He でのNCRIの観測にも成功している。[5]ねじり振り子の動作については第3章に詳しく示すが、彼らはねじり振り子の振動速度： V_{ac} (=ねじり振り子により振動する固体試料の最外郭が受ける速さの最大値)依存性を測定し、NCRIの発生、つまり慣性モーメントの減少が、セルの内壁と固体の間の単なる滑りにより起こっている可能性を否定した。もし、慣性モーメントの減少が単なる滑りのせいで起きているのであれば、ねじり振り子を速く振った方がNCRIは大きくなるはずだが、実験結果では逆に速く振るほど小さくなっている。また、ねじり振り子のサンプルセル部分にダミーの金属を入れて測った結果、NCRIが現れないことから慣性モーメントの減少が固体 ^4He 中で起こっているということ、トーラスセルの一部をふさいで測定した結果、NCRIの信号が大きく減少することから、トーラスの円形のパスを通過して超流動が起こっていると考察できることを示した。

[図 2.1]には薄膜の超流動での超流動の出現の仕方との対比が示されている。今まで知られている液体のバルクや薄膜の超流動では、超流動密度が転移温度付近で鋭く現れるため転移温度を決定しやすい。一方、固体 ^4He ではこのNCRIの出現がなだらかであるため、転移温度を正確に決めるのが難しい。これについては、4.3節で詳しく議論する。我々は初めてNCRIの出現温度をユニークに決定することに成功した。



【図 2.1】 E.Kim and M.H.W.Chan, Nature 427, 225 (2004)より引用[4].

ねじり振り子による多孔質媒体中の固体 ^4He での NCRI の観測とその温度依存性。縦軸はねじり振り子の共鳴周期。共鳴周期と慣性モーメントは Empty cell background のラインに対して色付きの固体 ^4He 測定データは共鳴周期の減少が見られる。これが超流動密度に起因した NCRI に対応している。

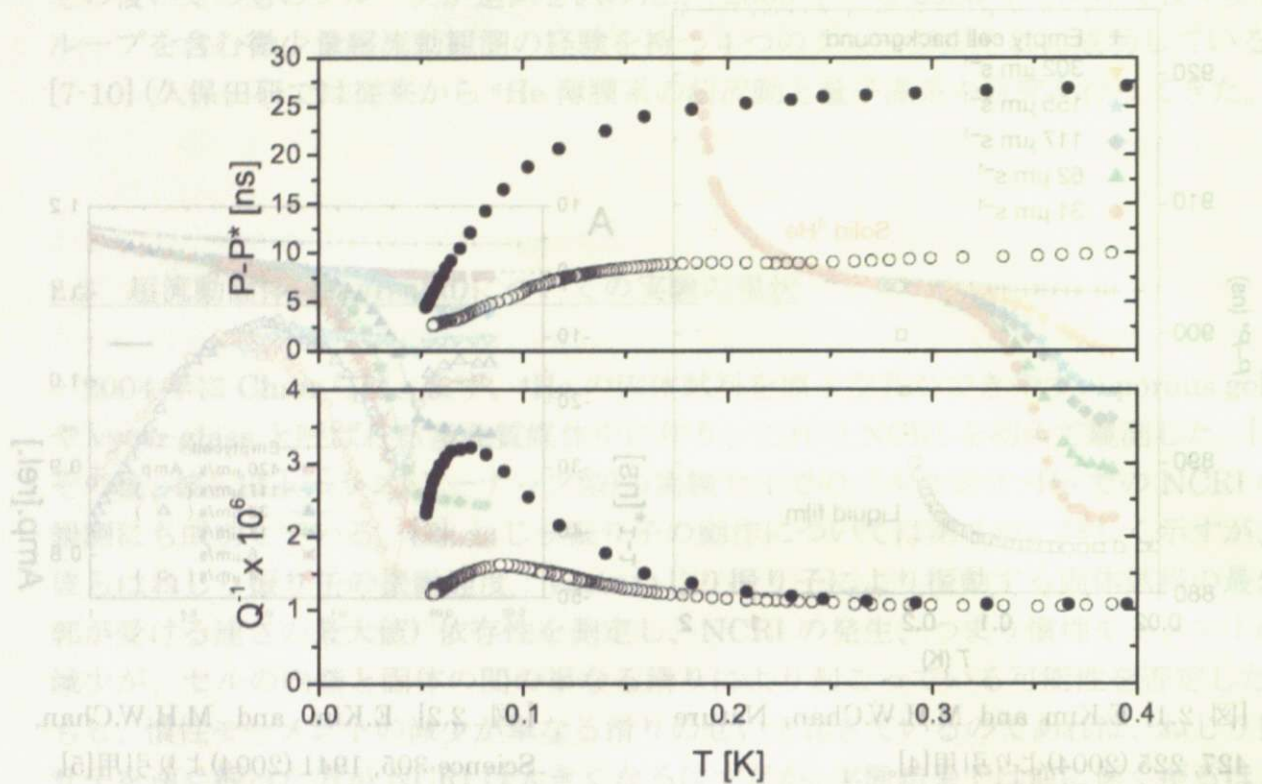


【図 2.2】 E.Kim and M.H.W.Chan, Science 305, 1941 (2004)より引用[5].

ドーナツ状の容器に詰めた固体 ^4He での NCRI の観測とそれに伴う振幅の変化。この振幅の減少ピークはエネルギーの散逸ピークに対応するものである。左の図は多孔質媒体の中に詰めた固体 ^4He の測定結果。

の引変のつまむ更監料するれ更れ成す、れ NCRI のつ条建前隊の ^4He マのの来對
るさか、はつ名開 ^4He 本固「ま」、ハナテ「ま」室大を更監料するマーマの常共れま丹

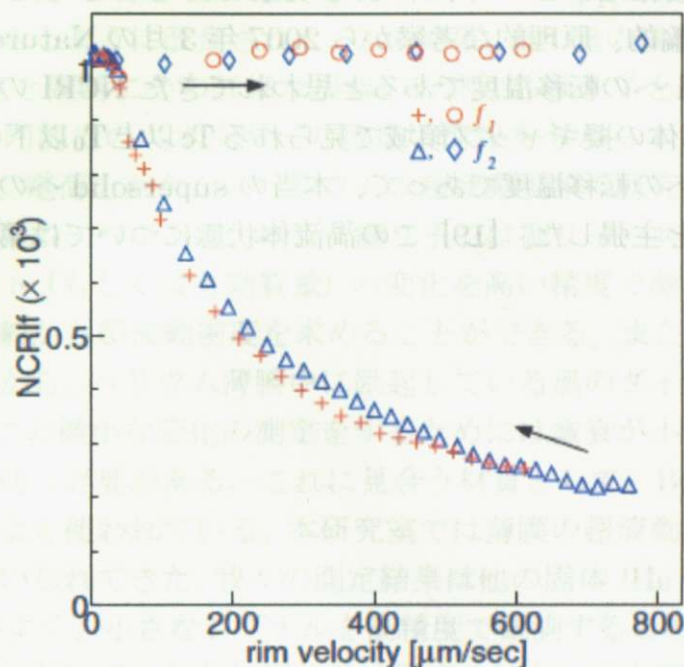
一方、コーネル大学の Reppy のグループでは、固体 ^4He 試料をアニールして結晶の欠陥を減らし、比較的きれいな結晶にすることで NCRI が減少することを報告した。[7] 慶応大学の Shirahama からもアニールによる NCRI の減少を報告している。[10] また、ねじり振り子により NCRI を観測した各グループは固体試料作成の際に比較的圧力差が少なく、均一に近い試料を作るべくゆっくりと液体を冷やして固体試料を作成していたが、そうした作成法による測定結果では、NCRI の大きさは 0.1%~1% 程度のオーダーであった。Reppy らはあえて急冷して、試料中の圧力差や欠陥が比較的多いと思われる固体試料を作成し、その試料での NCRI の割合が 20%以上というそれまで彼らを含め他のグループが観測していたものよりも桁違いに大きな値になることを報告した。[11] これらのことは、固体試料中の欠陥が NCRI に寄与していること、また、固体試料が欠陥を多く含むほど大きな NCRI が現れることを示している。



[図 2.3] A.S.C.Rittner and J.D.Reppy, Phys. Rev. Lett. 98, 175302 (2007)より引用。[11] ○は3時間かけて 1K まで冷やした試料。●は 90 秒で 1K まで急冷した試料。急冷試料では、共鳴周期の低温での減少の仕方、及びエネルギー散逸が大きい。NCRI に直すと超流動密度が 20%にも達する。

従来のバルク He の超流動系での NCRI は、それが現れる転移温度付近での変化の仕方が非常にシャープで転移温度を決定しやすい。しかし固体 ^4He 場合では、なだらかに NCRI が現れ始めるので、この NCRI の出現温度をはっきり決めるのが難しい。だが我々は、非常に高感度でしかも高安定であるという我々のねじり振り子の利点を生かし、NCRI とエネルギー散逸の振動速度依存性、温度依存性を定量的に測定することで、この転移温度を $T=0.5[\text{K}]$ と決めた。我々の場合、NCRI の Vac 依存性が見られるのは $0.5[\text{K}]$ か、もしくはそれより少し低い温度からである。しかし、「エネルギー散逸: Q^{-1} 」の Vac 依存性は NCRI の Vac 依存性と比べてよりはっきりとしており、 $0.5[\text{K}]$ 以下で大きな Vac 依存性を示していることから、単に NCRI の Vac が見え始める温度としてではなく、エネルギー散逸の Vac 依存性と対応させて、NCRI の出現温度を $0.5[\text{K}]$ と決定することが可能である。これらのことを「渦流体モデル」に照らし合わせて得られる解釈や結果を第 4 章で詳しく述べる。

ラトガス大学の Kojima らは、ねじり振り子 $35\text{mK} < T < 200\text{mK}$ の範囲では高周波数モードの方が低周波数モードよりも NCRIF が大きく出るがこの周波数による変化は小さく、周波数依存性よりも振動速度依存性の方が本質的であることとすることを報告した。また、彼らは Vac を変化させる際に、63mK では上げ下げの過程に違いは見られなかったが、19mK では上げと下げの過程でヒステリシス（上げの過程で NCRIF が大きく出る）が見られることを発見した。[8]



[図 2.4] Y.Aoki, J.C.Graves, and H.Kojima, Phys. Rev. Lett. 99, 015301 (2007)より引用[8]。19mKでの測定。+は低い共鳴周波数(495.8Hz)。△は高い共鳴周波数(1172.8Hz)。振動速度：Vac(=rim velocity)を落としていく過程と上げていく過程とでヒステリシスが見られる。

ねじり振り子以外の実験では、Balibar らが ^4He の超流動の液体相から作った固体の緩和時間から、きれいな結晶は超流動性を示さないが、濁った固体は超流動を示し、これが grain boundary による超流動によって起こっていると報告している。

また、Beamish は DC flow を起こす試みの実験で supersolid の超流動流の兆候はみられないことを報告した。さらにごく最近、固体 ^4He の「ずり弾性」を測定することで低温に ^4He が硬くなり、これがねじり振り子で観測される NCRIF の依存性と似た挙動をすると報告した。[13-15]

2.3 超流動固体(supersolid)についての最近の実験についての考察

近年報告されている理論的な考察からは、固体 ^4He で見つかった NCRI の出現温度(数百[mK])からは、1960年代に考えられていたような zero-point vacancy やその他の欠陥による BEC では説明が難しいということが指摘できる。

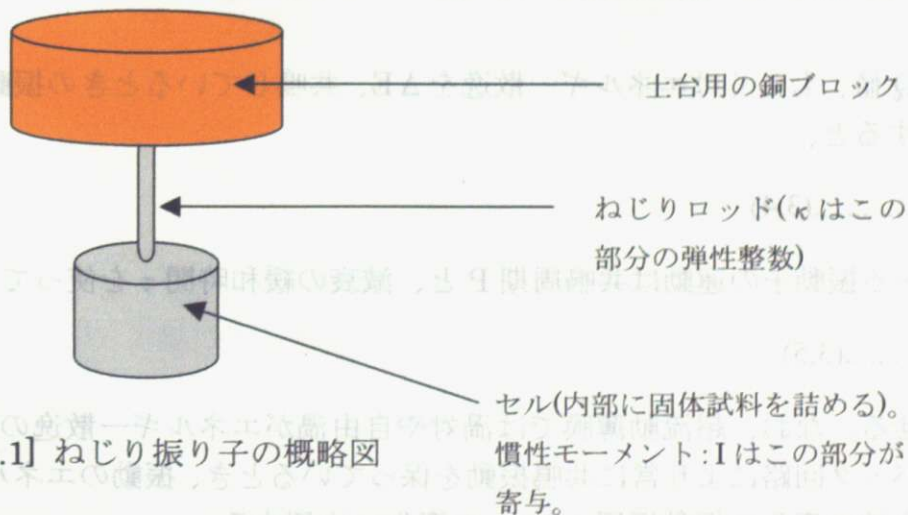
様々な理論的提案が行われているが、Prokof'ev の Review [18] やその後の研究でも未だ定量的な議論はできていない。ただ、 ^4He で観測されている現象は単なる BEC などではなく、より複雑なメカニズムによる現象であろうと考えられる。一方、P.W.Anderson は現象論的、原理的な考察から 2007 年 3 月の Nature Physics 誌で、「これまで supersolid への転移温度であると思われてきた NCRI の出現温度が、実は銅酸化物高温超伝導体の擬ギャップ領域で見られる T_c 以上 T_0 以下の渦流体(vortex fluid)と呼ばれる状態への転移温度であって、本当の supersolid への転移温度はさらに低温に存在する。」と主張した。[19] この渦流体状態については第 4 章で議論することにする。

3章 実験装置と実験手法

この章では我々が用いている高感度高安定ねじり振り子法について述べる。

3.1 ねじり振り子

ねじり振り子の測定原理は Andronikashvili により Bulk 超流動 ^4He の超流動成分を測定するために初めて用いられ、コーネル大学の Reppy により薄膜のような微小な量でも測定できるように改良された。この結果、微小量の慣性モーメントの変化(質量の変化)の測定と同時にその詳細な振幅の計測から振り子と一体化しているセル中に入れた試料の内部でのエネルギーの散逸の情報をもたらすことができるようになった。このため、電荷を持たないヘリウムの超流動現象の研究を行う手段としてはもっとも有効な手段の一つである。ねじり振り子では振り子の共鳴周期の微小な変化から慣性モーメント(もしくは有効質量)の変化を高い精度で測ることができ、空セルのデータとの比較から超流動密度を求めることができる。また、振動のエネルギー散逸の微小な変化から、ヘリウム薄膜中に励起している渦のダイナミクスを測定することができる。この微小な変化の測定をするためには減衰が小さい物質をねじりばねとした振り子を使う必要がある。これに見合う材質として、BeCu を熱処理して硬さを増したものがよく使われている。本研究室では薄膜の超流動実験等でさらに改良を重ねたものが用いられてきた。我々の測定結果は他の固体 ^4He 研究グループに比べても格段に S/N がよく、小さなシグナルを高精度で観測することができる。[3-1] 固体ヘリウムの実験においてもねじり振り子は測定手段として大変有効であり、薄膜やバルク液体の超流動と同様に共鳴周波数と振幅の変化を測定し、これらから NCRIF(超流動密度に対応)とエネルギー散逸の温度依存性や振動速度依存性を世界で初めて定量的に調べることができた。



【図 3.1】 ねじり振り子の概略図

ねじり振り子の共鳴周期：P はねじり振り子の慣性モーメント：I と、ロッド部分の弾性定数：κによって次式のように表される。

$$P = 2\pi\sqrt{\frac{I}{\kappa}} \dots\dots\dots(3.1)$$

試料がノーマルな液体の場合、粘性があるためにセルの壁からの距離が粘性侵入長の分だけセルと同期して振動についていくので、空セルの時の慣性モーメントよりも有限の量だけ液体試料入りのセルの慣性モーメントは大きくなる。セル内の試料で超流動が起こると、超流動成分が慣性モーメントに寄与しなくなるので、粘性侵入長が小さくなってセルと同期してついてくる質量が小さくなり、見かけ上軽くなる。この超流動転移による慣性モーメントの変化を：ΔIs (<<I)、共鳴周期の変化分をΔP と書くと、

$$\frac{2\Delta P}{P} = \frac{2}{P} \left[\sqrt{\frac{I-\Delta I}{K}} - \sqrt{\frac{I}{K}} \right] \approx \frac{2}{P} \cdot 2\pi\sqrt{\frac{I}{K}} \cdot \frac{\Delta I_s}{2I} = \frac{\Delta I_s}{I} \dots\dots\dots(3.2)$$

よって、ΔP ∝ ΔIs であることがわかる。固体 ⁴He の実験では、バルク液体や、薄膜のようにやはりこの慣性モーメントの減少：ΔI が観測されているが、その起源が本当に超流動によるものであるか否かは確定的でないため、空セルの時の共鳴周期と固体ができた状態での共鳴周期との差：ΔP_{load}、固体入りのデータをΔP_{load}だけ平行移動したときに、空のデータから外れる量：ΔP としてその比を

$$NCRIF = \frac{\Delta P}{\Delta P_{load}} \cdot 100[\%] \dots\dots\dots(3.3)$$

と定義し、固体ヘリウムが本当に supersolid であれば超流動密度に対応する量であるとして、NCRIF を一般的に使っている。

振動の Q 値、もしくはエネルギー散逸を ΔE、共鳴しているときの振動のエネルギーを E とすると、

$$Q^{-1} = \frac{\Delta E}{E} \dots\dots\dots(3.4)$$

減衰のある振動子の運動は共鳴周期 P と、減衰の緩和時間 τ を使って、

$$Q = \frac{\pi\tau}{P} \dots\dots\dots(3.5)$$

とあらわせる。なお、超流動薄膜では渦対や自由渦がエネルギー散逸の原因である。フィードバック回路により常に共鳴振動を保っているとき、振動のエネルギーは一定なので、Q 値の変化は振動振幅：Amp の変化に比例する。

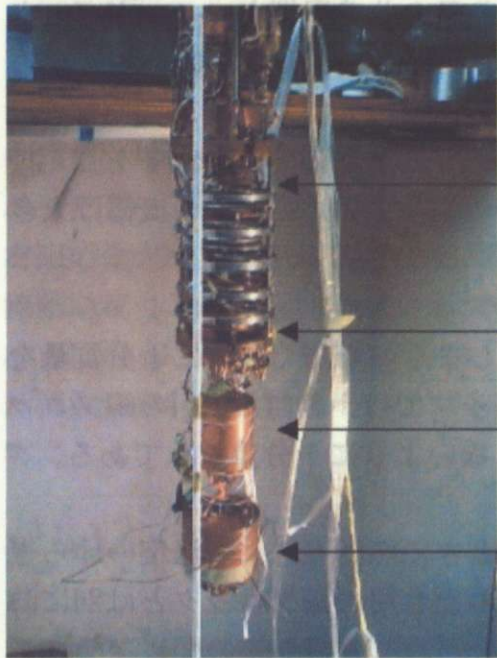
始めに何らかの刺激を与えられた振り子は共鳴周期で振動を始めるが、そのままでは徐々に振動が減衰してくる。そこで、[図 3.3]に示すように、セルの上部につけられたバイアス電極とドライブ電極の間に、ねじり振り子の共鳴周期をフィードバックさせて同期させた矩形波の excitation 電圧: V_{ex} をかけ、共鳴振動が継続されるよう工夫している。これは、ブランコに乗っている人の背中を押して、ブランコの共鳴振動を継続させることと対応させるとイメージしやすい。またこのとき、背中を強く押すほど(: 大きな V_{ex} で drive させるほど)、ブランコ(: ねじり振り子)の振幅は大きくなる。

ねじり振り子の本体は、土台まで一緒に共振してしまうのを防ぐために十分質量を持った土台に固定する必要がある。我々のセットアップでは、約 1.5[Kg]の銅ブロックの下にねじり振り子を固定して、土台まで共振しないように十分重くしてある。

銅ブロックの利点は、冷凍機を温度スweepするとき熱伝導による温度のゆらぎが起こるのを極力避けられることである。また、この土台用の銅ブロックとは別に防振フィルターとして希釈冷凍機の **mixing chamber** とねじり振り子の間にステンレス支柱を介してもう一つの銅ブロックを取り付けた。ねじり振り子の共鳴周期(我々の場合は約 1kHz。)から防振フィルターの周波数が十分低くなるように設計してある。(数十 Hz) また、希釈冷凍機の混合室(**mixing chamber**)と2つの銅ブロック間のそれぞれは熱伝導をよくするために銅メッシュで熱伝導をとった。

ドライブ電極および、ディテクト電極は円筒状の真鍮にベークライトを被せて絶縁しており、これを真ちゅう製電極ホルダーにスタイクキャスト(エポキシ)で固定している。サンプルのヘリウムは室温部からキプロニック製キャピラリー内を通り、ねじり振り子のロッド内を経て cell 部分へと導入される。ねじりロッドと銅ブロックの接続面はインジウムシールで真空を封じた。

ねじり振り子の共鳴周期 P はねじり振り子の慣性モーメント I と、ねじり部分の定数の積、なるべき値の平方根に等しい。また、ねじり部分の定数はねじり部分の長さ L とねじり係数 K の積に等しい。このため、ねじり振り子の共鳴周期 P は、ねじり係数 K とねじり部分の長さ L の積の平方根に比例する。このため、ねじり振り子の共鳴周期 P は、ねじり係数 K とねじり部分の長さ L の積の平方根に比例する。



【図 3.2】
 クライオスタットに吊るされたねじり振り子
 ①：希釈冷凍機の蒸留室
 ②：希釈冷凍機の混合室(3.2 節参照)
 ③：銅ブロック(ダンピングマス)
 ④：銅ブロック(ねじり振り子用土台)と最下部にねじり振り子。

ねじり振り子の共鳴周期 P はねじり振り子の慣性モーメント I と、ねじり部分の定数の積、なるべき値の平方根に等しい。また、ねじり部分の定数はねじり部分の長さ L とねじり係数 K の積に等しい。このため、ねじり振り子の共鳴周期 P は、ねじり係数 K とねじり部分の長さ L の積の平方根に比例する。このため、ねじり振り子の共鳴周期 P は、ねじり係数 K とねじり部分の長さ L の積の平方根に比例する。

ねじり振り子の共鳴周期 P はねじり振り子の慣性モーメント I と、ねじり部分の定数の積、なるべき値の平方根に等しい。また、ねじり部分の定数はねじり部分の長さ L とねじり係数 K の積に等しい。このため、ねじり振り子の共鳴周期 P は、ねじり係数 K とねじり部分の長さ L の積の平方根に比例する。このため、ねじり振り子の共鳴周期 P は、ねじり係数 K とねじり部分の長さ L の積の平方根に比例する。

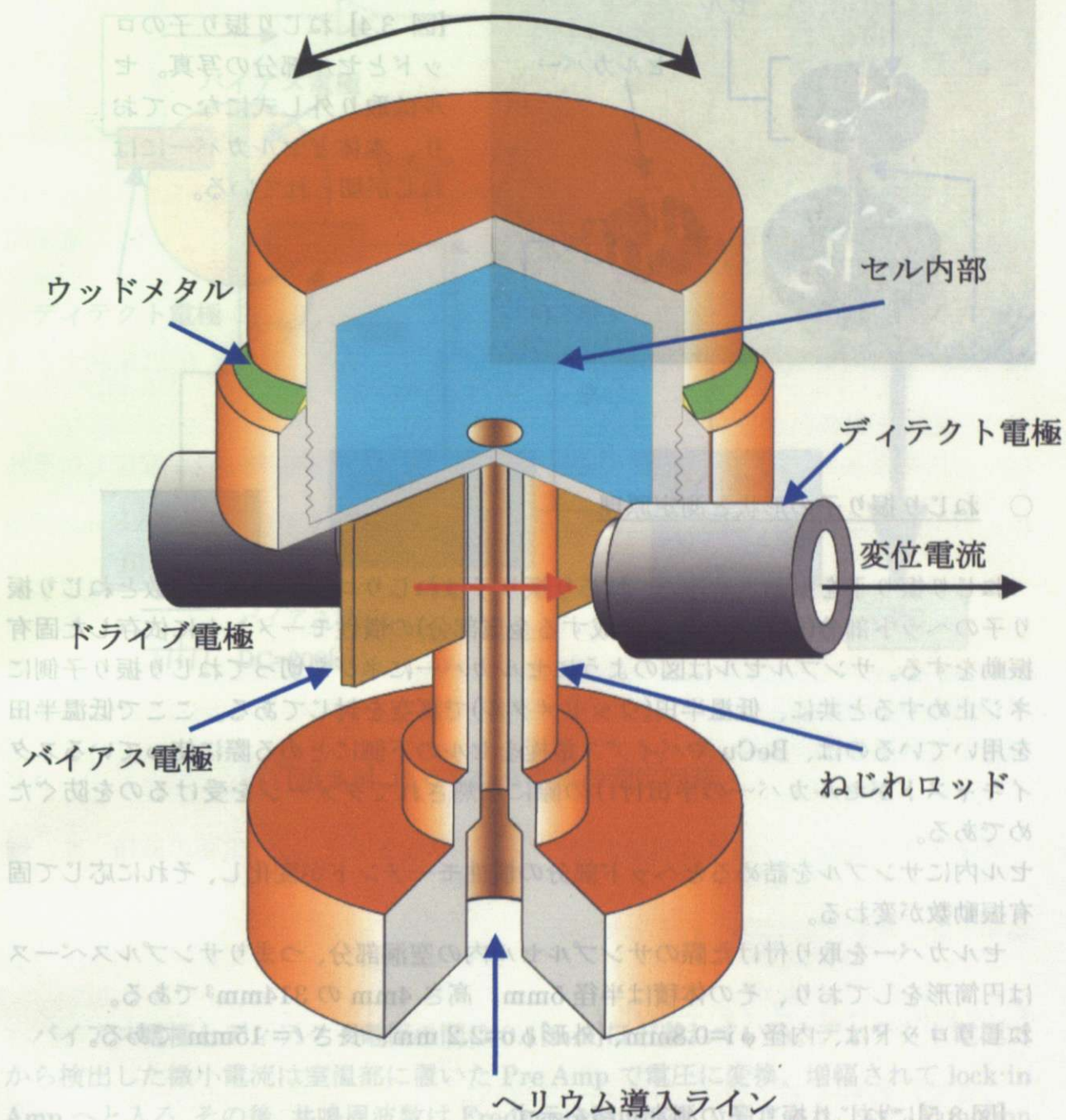
振動の Q 値、もしくはエネルギー散逸を ΔE 、共鳴しているときの振動のエネルギーを E とすると、

$$Q = \frac{\Delta E}{E} \dots (3.4)$$

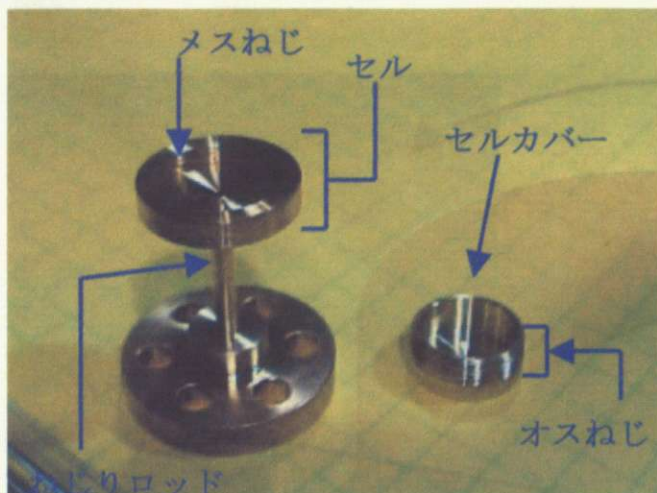
減衰のある振動子の運動は共鳴周期 P と、減衰の緩和時間 τ を使って、

$$Q = \frac{\pi \tau}{P} \dots (3.5)$$

とあらわせる。なお、超流動薄膜では渦対や自由渦がエネルギー散逸の原因である。フィードバック回路により常に共鳴振動を保っているとき、振動のエネルギーは一定なので、 Q 値の変化は振動振幅 Amp の変化に比例する。



【図 3.3】ねじり振り子のセットアップの詳細図（部分的に小幡利顕氏の博士論文から引用）実際のセル部分は内部が密閉されていて見えないが、内部を開閉した概略図を示した。



[図 3.4] ねじり振り子のロッドとセル部分の写真。セルは取り外し式になっており、本体とセルカバーにはねじが切られている。

○ ねじり振り子の形状と測定原理

ねじり振り子を振動させると、ねじり振り子はねじりロッドの弾性定数とねじり振り子のヘッド部分(試料とセルを構成する金属部分)の慣性モーメントに依存した固有振動をする。サンプルセルは図のようにセルカバーにネジを切ってねじり振り子側にネジ止めすると共に、低温半田(ウッドメタル)で真空を封じてある。ここで低温半田を用いているのは、BeCu やバイアス電極をセルの下側にとめる際に使っているスタイキャストがセルカバーの半田付けの際に加熱されてダメージを受けるのを防ぐためである。

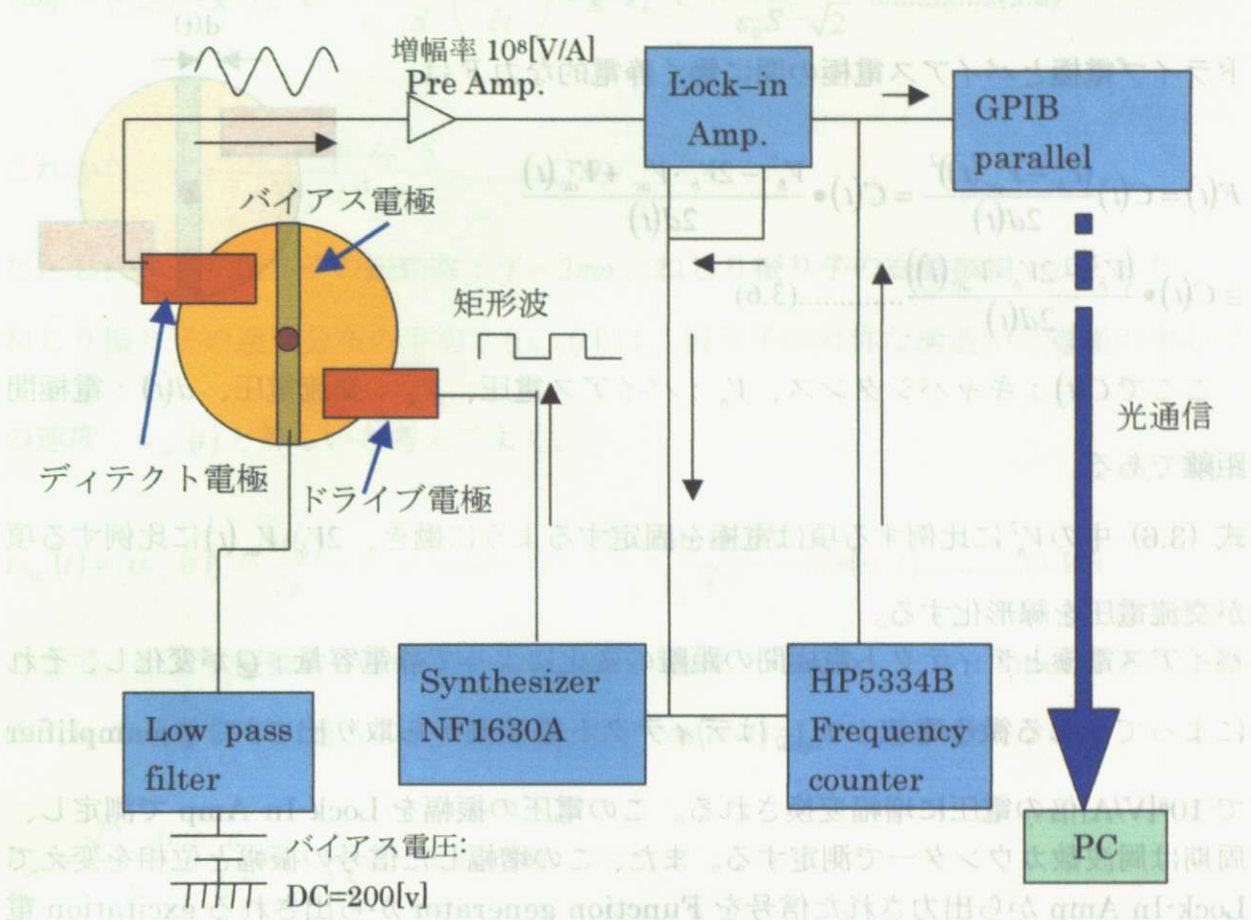
セル内にサンプルを詰めるとヘッド部分の慣性モーメントが変化し、それに応じて固有振動数が変わる。

セルカバーを取り付けた際のサンプルセル内の空洞部分、つまりサンプルスペースは円筒形をしており、その体積は半径 5mm、高さ 4mm の 314mm^3 である。

ねじりロッドは、内径 $\phi_i=0.8\text{mm}$ 、外形 $\phi_o=2.2\text{mm}$ 、長さ $l=15\text{mm}$ である。

[図 3.5]にねじり振り子の測定回路を示す。

軸の丸磨(軸小径内径) 図解のていまいさの千で選り分 [8.8 図]
内、丸磨を見アアはも閉密液内お位路小すの端実 (用はさ心文録士
。式J示さ図額辨式J関開さ路



[図 3.5] ねじり振り子用の測定回路。

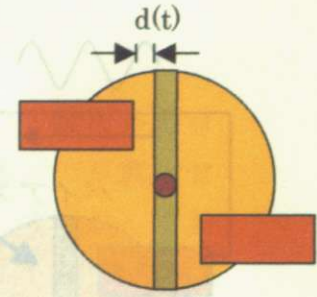
バイアス電極とディテクト電極の間は 0.1[mm]ほど離れている。ディテクト電極で検出した微小電流は室温部に置いた Pre Amp で電圧に変換、増幅されて lock-in Amp へと入る。その後、共鳴周波数は Frequency counter で測定され、また、Function generator でフィードバックして共鳴周波数に近い周波数を持つ位相が調整された矩形波でねじり振り子をドライブする仕組みになっている。Lock-in Amp では共鳴時の振幅(単位は電圧)を測定し、その他温度計等のデータとともに光通信を使って測定用 PC へと転送している。光通信を使うのは我々の冷凍機が計測機器ごと回転させる機構になっているため、ケーブルで測定機器と PC を直接つなぐことができないからである。

○ ねじり振り子の駆動

ドライブ電極とバイアス電極の間に働く静電的な力 F は

$$F(t) = C(t) \frac{(V_b - V_{ac}(t))^2}{2d(t)} = C(t) \cdot \frac{V_b^2 - 2V_b \cdot V_{ac}(t) + V_{ac}(t)^2}{2d(t)}$$

$$\cong C(t) \cdot \frac{(V_b^2 - 2V_b \cdot V_{ac}(t))}{2d(t)} \dots\dots\dots(3.6)$$



ここで $C(t)$: キャパシタンス、 V_b : バイアス電圧、 V_{ac} : 交流電圧、 $d(t)$: 電極間距離である。

式 (3.6) 中の V_b^2 に比例する項は電極を固定するように働き、 $2V_b \cdot V_{ac}(t)$ に比例する項が交流電圧を線形化する。

バイアス電極とディテクト電極間の距離の変化によって静電容量 : Q が変化し、それによって生じる微小電流 : I_{signal} はディテクト電極側から取り出され、preamplifier

で 10^8 [V/A] 倍の電圧に増幅変換される。この電圧の振幅を Lock-In Amp で測定し、周期は周波数カウンターで測定する。また、この増幅した信号の振幅と位相を変えて Lock-In Amp から出力された信号を Function generator から出される excitation 電圧 : V_{ex} の参照信号とする。 V_{ex} はこの参照信号をトリガーとして出力され、ねじり振り子の共鳴振動を維持している。

ディテクト電極とバイアス電極の間に生じる信号電圧 V_{AC} は、電極の面積 : S 、増幅率 : g 、真空の誘電率 : ϵ_0 として、

$$V_{AC} = g \cdot |I_{signal}| = g \cdot \frac{\partial Q}{\partial t} = g \cdot \frac{\partial}{\partial t} (C \cdot V_b)$$

ここで、 $V_b \gg C$ および、 $C = \epsilon_0 \frac{S}{d(t)}$ なので、

$$\approx g \cdot V_b \cdot \frac{\partial C}{\partial t} = g \cdot V_b \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\epsilon_0 S}{d(t)} \right)$$

$$= g \cdot V_b \cdot \frac{\epsilon_0 S}{d(t)^2} \cdot \frac{\partial d(t)}{\partial t} = g \cdot V_b \cdot C^2 \cdot \frac{1}{\epsilon_0 S} \cdot \frac{\partial d(t)}{\partial t} \dots\dots\dots(3.7)$$

また、Lock-In-Amp で測定される振幅 : Amp は、 V_{AC} の時間平均なので、

$$Amp = \langle V_{AC} \rangle = g \cdot V_b \cdot C^2 \cdot \frac{1}{\epsilon_0 \cdot S} \cdot \left\langle \frac{\partial d(t)}{\partial t} \right\rangle = g \cdot V_b \cdot C^2 \cdot \frac{1}{\epsilon_0 S} \cdot \frac{\delta}{\sqrt{2}} \cdot \omega \dots \dots \dots (3.8)$$

$$\text{これから、} \delta = \frac{\sqrt{2} \cdot Amp \cdot \epsilon_0 \cdot S}{g \cdot V_b \cdot C^2 \cdot \omega} \dots \dots \dots (3.9)$$

ただし、ねじり振り子の振動数： $f = 2\pi\omega$ 、ねじり振り子の振動振幅： δ とした。

ねじり振り子の速度分布の平均： $\langle v_{T,O}(t) \rangle$ は、振り子の対称な構造から電極の中心での速度： $v_{AC}(t)$ と等しいと考えてよく、

$$v_{AC}(t) = \langle v_{T,O}(t) \rangle = \frac{\partial d(t)}{\partial t} = \delta \cdot \omega \cdot \cos(\omega \cdot t) = \frac{\sqrt{2} \cdot Amp \cdot \epsilon_0 \cdot S}{g \cdot V_b \cdot C^2} \cdot \cos(\omega \cdot t) \dots \dots \dots (3.10)$$

ここで、ねじり振動の中心軸からの距離が、電極：7.5mm、セル：5mmであり、固体⁴Heの最外郭での速さの最大値： V_{ac} は、 $\cos(\omega \cdot t) = 1$ のときが最大なので、

$$V_{ac} = \frac{\sqrt{2} \cdot Amp \cdot \epsilon_0 \cdot S}{g \cdot V_b \cdot C^2} \cdot \frac{5}{7.5} \dots \dots \dots (3.11)$$

となる。また、 $V_{ex} = 1[mV]$ に対して、 $Amp = 17.5[mV]$ であり、 $Amp \propto V_{ex}$ の関係があることから、 $V_{ex} = 1[mV]$ に対して、 $V_{ac} \approx 40[\mu m/sec]$ である。

○ ねじり振り子によって得られる測定量

[図 3.6] ねじり振り子のセットアップ

ねじり振り子本体は真鍮のカバー(黄土色の部分)に覆われている。また、銅ブロックに固定されており、土台がねじり振り子を一緒に共振してしまうのを防いでいる。



ねじり振り子で直接測定できるのは、ねじれ振動による共鳴周期と振幅である。共鳴周期 P は、 $P = 2\pi\sqrt{\frac{I}{K}}$ と表され、ねじり振り子のロッドの弾性率 K とサンプルセルの慣性モーメント I に依存する。空セルによるバックグラウンド分を引くことで、セル内の試料による慣性モーメントの変化を共鳴周期の変化から求める。ねじり振り子の振幅が小さいとき、振幅は excitation 電圧: V_{ex} に比例する。振幅からの情報は、この線型領域での電極の実際の振れ幅: δ に比例する信号電圧の振幅 Amp : を V_{ex} で規格化した無次元量: Amp/V_{ex} で議論する。ねじり振り子は高い Q 値での共鳴振動を保っているため、振り子のエネルギーはほぼ一定であるが、内部にエネルギーの散逸があると、振幅は小さくなる。

本実験においてはセル内に固体ヘリウムを満たした状態での測定結果から、空セルでの測定結果を差し引いてその変化量を調べる。

電圧 V 、真空の誘電率 ϵ_0 として、

$$V_{ex} = E \cdot l_{rod} = E \cdot \frac{2l}{a} = E \cdot \frac{2}{a} \cdot l_{rod}$$

ここで、 $K \gg C$ かつ、 $C = \frac{S}{d(t)}$ なので、

$$= E \cdot V_{ex} \cdot \frac{\partial C}{\partial t} = E \cdot V_{ex} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\epsilon_0 S}{d(t)} \right)$$

$$= E \cdot V_{ex} \cdot \frac{\epsilon_0 S}{d(t)^2} \cdot \frac{dd(t)}{dt} = E \cdot V_{ex} \cdot C^2 \cdot \frac{1}{\epsilon_0 S} \cdot \frac{dd(t)}{dt} \quad (3.7)$$

また、Lock-In-Amp で測定される振幅: Amp は、 V_{ex} の時間平均なので、

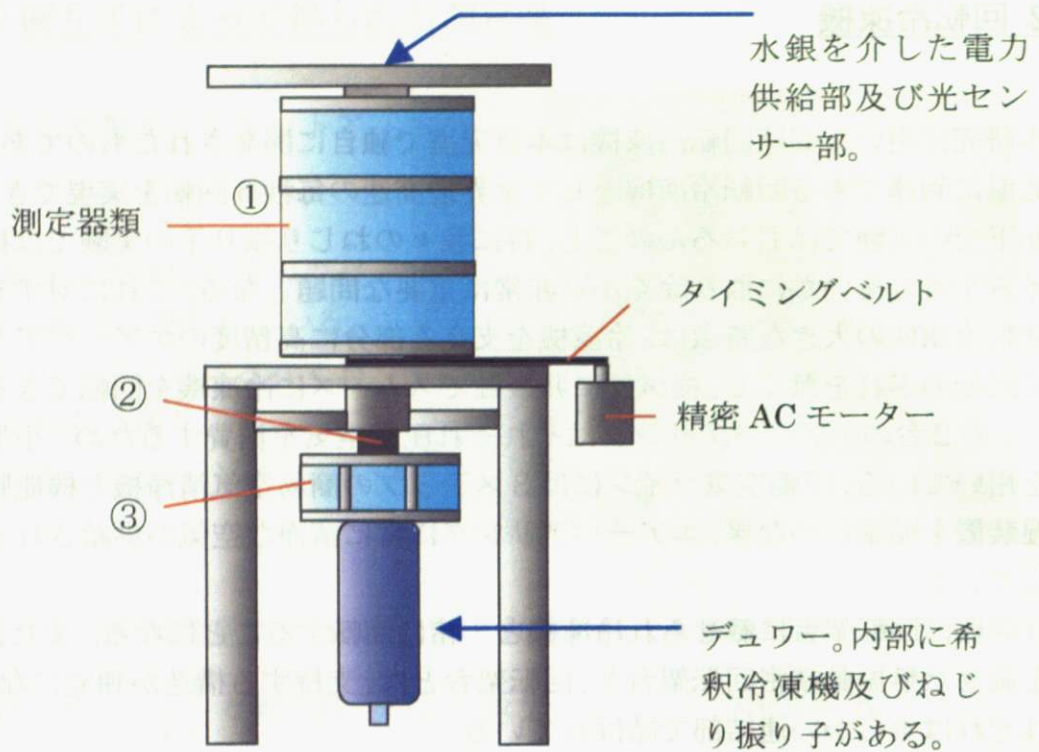
3.2 回転冷凍機

本研究に用いた高速回転冷凍機は本研究室で独自に開発されたものであり、40mKの低温に到達できる回転冷凍機として世界最高速の毎秒6回転を実現できる。[20] 回転下での実験ではもちろんのこと、特に我々のねじり振り子の実験では振動によるノイズや雑音をいかに取り除くかが非常に重要な問題となる。これに対する我々の高速回転冷凍機の大きな特徴は、冷凍機を支える部分に高精度のエアーベアリングを用いて回転のぶれを無くし、機械的に非接触でスムーズに冷凍機を回転できることである。この2台のエアーベアリングはそれぞれ圧縮空気を消費するため、小型空気圧縮機を用いている。圧縮空気ラインには3ステップの簡易空気清浄機と機能膜を用いた除湿装置を順番につなぎ、エアーベアリングに常に清浄な空気が供給されるように工夫している。

計測器は回転架台に載せられ冷凍機と一緒に回転することになる。また、冷凍機本体を載せた無振動精密回転架台と、回転架台とは、支持する構造が独立になっており、それぞれは柔らかい連結部で結ばれている。

○ 回転テーブルと測定システム

回転冷凍機全体はシールドルーム内に設置しており、外部からの電磁波や雑音を落ととしている(80dB/100MHz以上)。回転テーブルはタイミングベルトによって、このシールドルームの外部に設置した冷凍機回転用のモーターから回転駆動を得ている。回転テーブル上の計測機器は冷凍機と同期して回転させているので、非回転下の外部コンセントへケーブル等を直接つなげることができない。そこで、実験室系(静止系)と回転テーブルの間のデータ通信は赤外線による空間転送をしており、また、電源については、回転テーブルの最上部で水銀を介して回転部と静止部の電氣的接触を実現している。さらに、希釈冷凍機を回転下で働かせるため、回転用真空シールには磁性流体を用いたものを使用し、スムーズな冷凍機の回転を実現している。

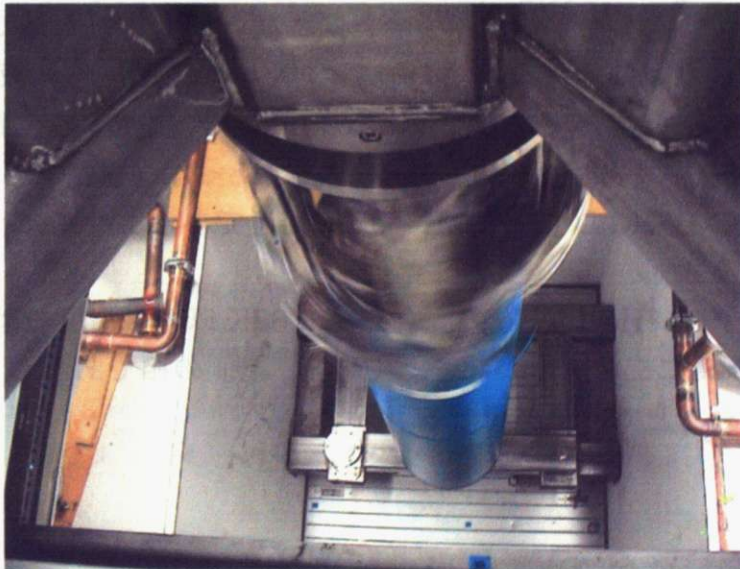


【図 3.7】 回転冷凍機の概略図
 (小幡利顕氏の博士論文から引用)

図に示すように回転希釈冷凍機は3つの部分からなる。上段部が計測機器を搭載した回転テーブル、下段部のデューワーの内部には希釈冷凍機、そして、中段部は希釈冷凍機に回転駆動を伝え、回転下でも冷凍機が安定して運転できるための磁気シールユニットとバイトンチューブからなる接合部(2の上部)である。冷凍機を回転させる際には、空気による摩擦を軽減するために、回転テーブルの計測機器用ラックに装置類をしっかりと固定した上で、①、②、③の3箇所をプラスチックのカバーで保護する。



【図 3.8】 回転中の回転テーブル (写真提供：五十嵐武氏)



【図 3.9】 回転中の回転冷凍機 (写真提供：五十嵐武氏)

○ ジュールトムソン希釈冷凍機

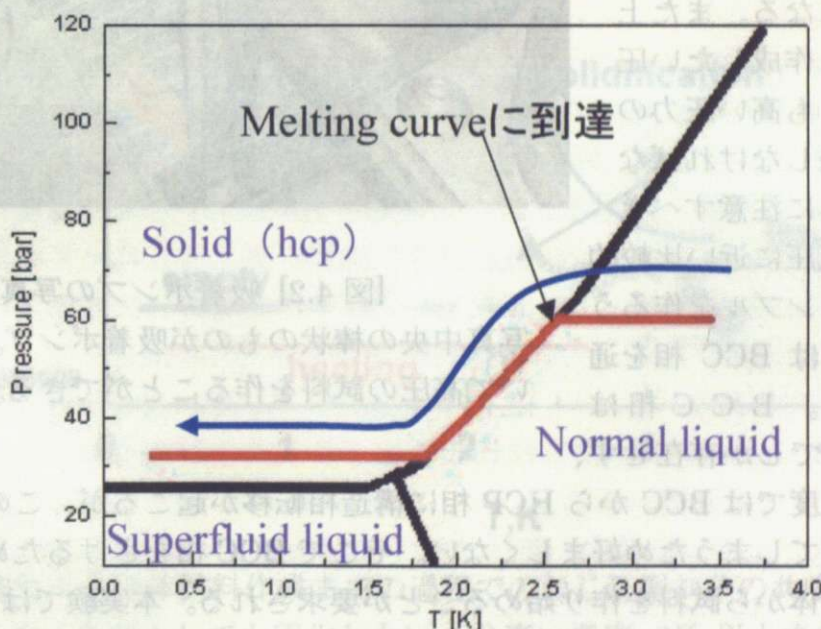
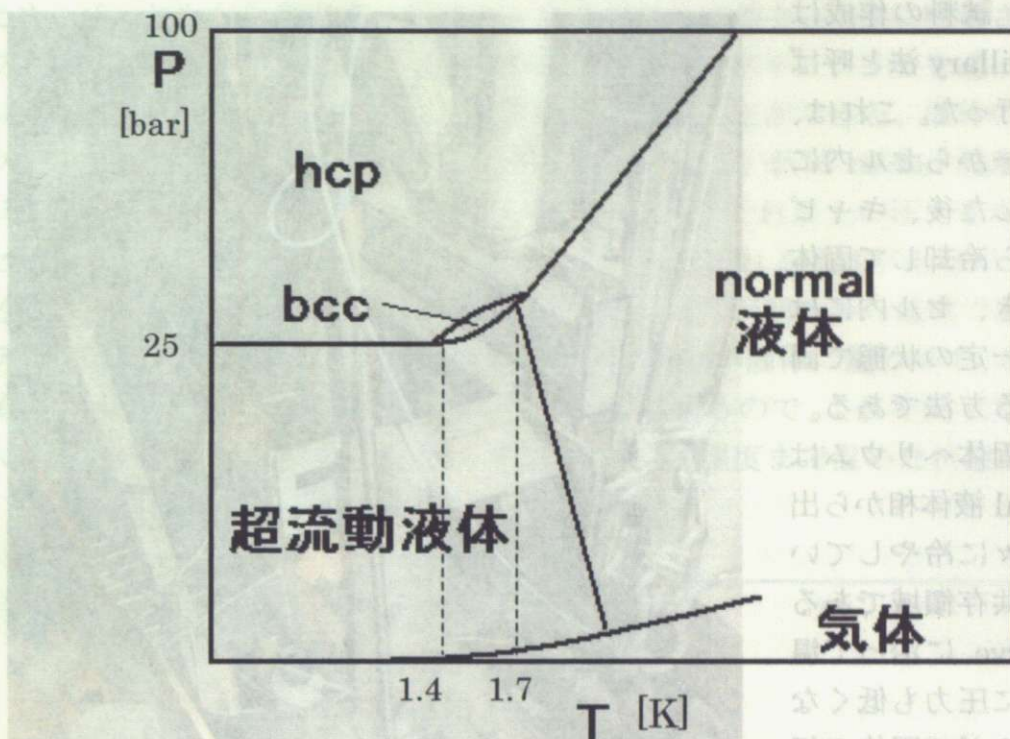
我々が行った固体ヘリウムの実験は非古典的回転慣性：NCRIF(=渦流体モデルでの非線形回転感受率：NLRs)が観測される温度が数百 mK 以下であるため、この領域での温度を安定に維持できる希釈冷凍機を用いる。通常の希釈冷凍機では循環する ^3He を液化するのに 1K ポットを用いる。しかし、1K ポットは液体ヘリウムを取り込む際に液面の上がり下がりによる温度の揺らぎが起これ、安定な運転を妨げることがある。また、導入口のつまりなど事故の原因となりやすい。そのため、我々のグループでは 1K ポットを用いない、独自開発のジュールトムソン予冷タイプの希釈冷凍機を用いている。これにより、1K ポットがらみの問題がないばかりか、操作が大変単純である。

以下でこのジュールトムソン予冷希釈冷凍機の冷却過程を説明する。循環 ^3He ガスは室温側の窒素トラップを通り、液体窒素温度以上の凝固点をもつ不純物を取り除かれる。循環ガスはその 95%以上を ^3He が占めている。この循環ガスは 1.5bar 程度に圧縮され、磁気シールユニット(磁性流体により回転冷凍機の回転軸の真空シールを行っている)を通る。この 1.5bar 程度という圧力はジュールトムソン予冷効率の高さを考慮している。この程度の圧力に調節している点が一般に知られている希釈冷凍機の仕組みと異なっている。その後、循環ガスはデュワーの液体ヘリウムと熱交換して 4.2K に冷却される。ここからさらに冷却するために、通常は 1K ポットに循環ガスラインを通して 1K 程度まで冷やすが、我々の冷凍機では still(分留器)の排気側と熱接触させることで 1K ポットを使う場合と同程度の温度まで冷却できる。

インピーダンスを通り still と熱交換され 0.7k くらいまで冷やされ液化した ^3He は最終的に希釈冷凍機の最低温部である mixing chamber に到達する。我々の測定での最低到達温度は、2006 年夏の時点では 80mK 程度であったが、その後の実験では heat link と heat leak の工夫により、47mK 程度に到達できるようになった。

Mixing chamber 内の ^3He と ^4He の混合液は 0.87K 以下の温度では、 ^3He の濃い C 相と ^3He の薄い D 相に二相分離が起こっている。上側の相である C 相のから ^3He が D 相へと”蒸発”することで冷却が起こる。

第4章 固体試料の作成

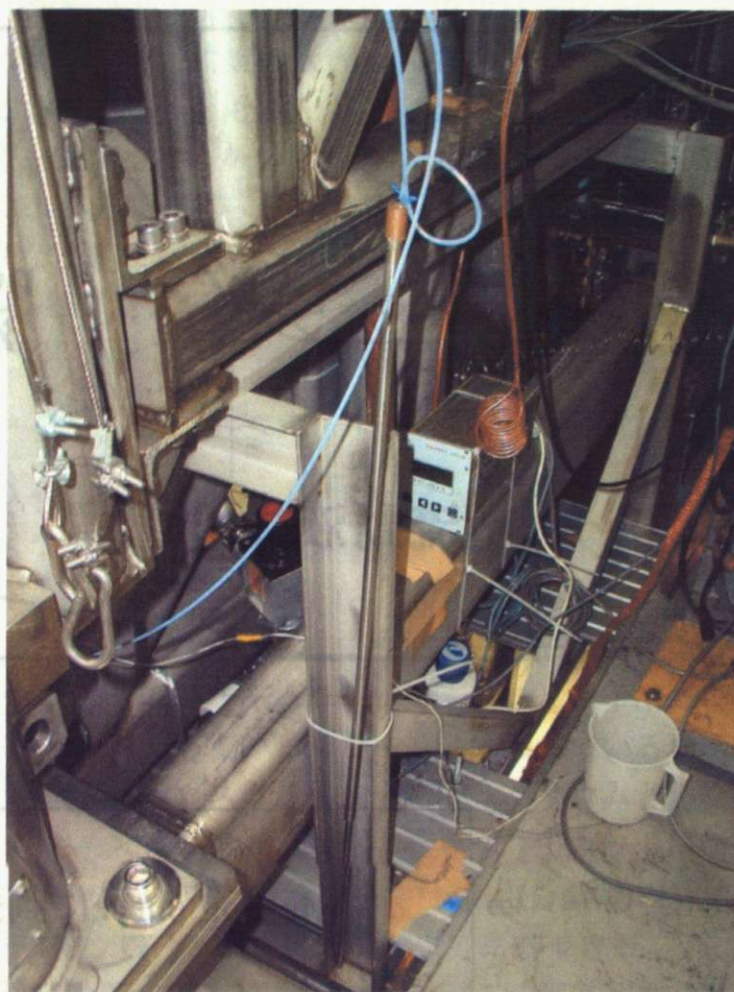


[図 4.1] ^4He の相図と固体試料の作成過程

固体試料の作成過程は、まず超流動液体から開始される。超流動液体は、通常の液体と異なり、ゼロ粘度を持つ。この状態を維持するために、試料は非常に低い温度（約 1.4 K）で保たれる。その後、圧力を徐々に増加させ、超流動液体を正常液体に変換する。この過程は、図 4.1 の相図に示されているように、1.4 K から 1.7 K の間で起こる。最終的に、圧力をさらに増加させ、正常液体を hcp 相に変換する。この hcp 相は、超流動液体から直接生成されるのではなく、正常液体を経由して生成される。この過程は、超流動液体の特性を維持しながら、固体試料を作成するための重要なステップである。

○ 固体 ^4He 試料の作成

固体 ^4He 試料の作成は **blocked capillary** 法と呼ばれる方法で行った。これは、キャピラリーからセル内に液体を満たした後、キャピラリー側から冷却して固体を作っていく、セル内には体積がほぼ一定の状態で作成する方法である。サンプルの固体ヘリウムは始め、**normal** 液体相から出発させて徐々に冷やしていくと、固液共存領域である **melting curve** に沿って温度低下と共に圧力も低くなっていき、やがて固体の相へ入ることになる。また上記のことから作成したい圧力の固体よりも高い圧力の液体から出発しなければならない。さらに注意すべきことは、25 気圧に近い比較的低压の固体サンプルを作ろうとすると試料は **BCC** 相を通ってしまう。BCC 相は 1.4[K] 程度までしか存在せず、それ以下の温度では **BCC** から **HCP** 相に構造相転移が起こるが、この際に結晶の性質が悪くなってしまいうため好ましくない。そこで **BCC** 相をさけるために、ある程度高い圧力の液体から試料を作り始めることが要求される。本実験では 65bar 前後の液体から始めて 32bar 程度の圧力の **HCP** 固体を得た。

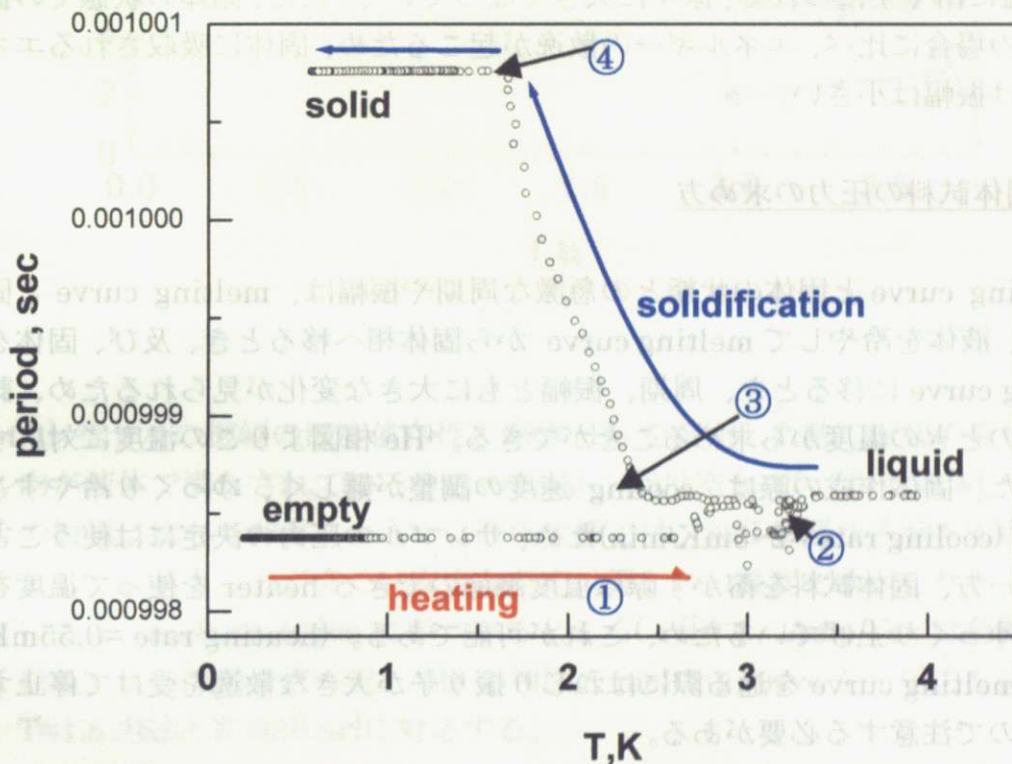


【図 4.2】 吸着ポンプの写真

写真中央の棒状のものが吸着ポンプ。これを用いて高压の試料を作ることができる。

固体試料作成のために、セルにはまず 25 気圧を超える圧力を加えた状態で液体 ^4He を導入する必要がある。高压で液体 ^4He をセルに導入するためには、[図 4.4] に示す、吸着ポンプを用いる。吸着ポンプから伸びたキャピラリーは室温部を経て、冷凍機内部へと入り、ねじり振り子を吊るしている支柱の内部を通して、ねじり振り子のロッド、セル内部へとつながっている。この吸着ポンプ内部からセルへと続く空間

は大気圧部から遮断されているので、吸着ポンプはヘリウムベッセルに差し込んで冷却した状態ではクライオポンプとして内壁にヘリウムを吸着することができる。そのため、ベッセルから室温部へ吸着ポンプを引き上げると、内部に吸着されていたヘリウムが気化、膨張して吸着ポンプ内から飛び出し、キャピラリーを通過してセルへと向かう。これにより、セル内に高圧の液体を詰めることができる。液体の圧力としてはウッドメタルによるセルの真空封じがしっかりしていれば 100bar 程度までは耐久性があるが、真空封じがしっかりしていなかったり、それ以上の圧力をかけたりするとセルが壊れて試料のヘリウムが vacuum can へと漏れる恐れがあるので、気をつける必要がある。この際に、セルへの試料導入部の温度が初めから低温であると、キャピラリーからセルへ液体 ^4He を導入する途中で ^4He が固体に変わって、セル内が ^4He で満たされる前にキャピラリーがブロックしてしまうので、これを防ぐために液体の導入の際には予めセルやキャピラリーの温度を 3K 程度まで温めた状態で行う。



【図 4.3】 空セルと固体試料作成までの過程でのねじり振り子の共鳴周期の変化
 液体ヘリウムを注入しても固化しない十分高い温度 $\sim 3\text{K}$ 以上まで空セルを加熱(：①)。液体を注入すると粘性長の分だけ一部の液体がセル振動についていく(：②)ので、慣性モーメントが大きくなり、結果として共鳴周期は少し長くなる。これを冷却すると融解圧曲線(液体と固体の共存線)に当たるところ(：③)で固体ができ始めてセルと一緒に振動に参加する量が増え、やがて完全に固化したところ(：④)で共鳴周波数(慣性モーメント)の上昇は収まる。1K 程度まで温度を上げてしまうと、測定を繰り返している間に固体試料がアニールされて、性質が変わってしまうことがあるため、この後、固体は常に 700mK 以下の状態を保って測定を行った。

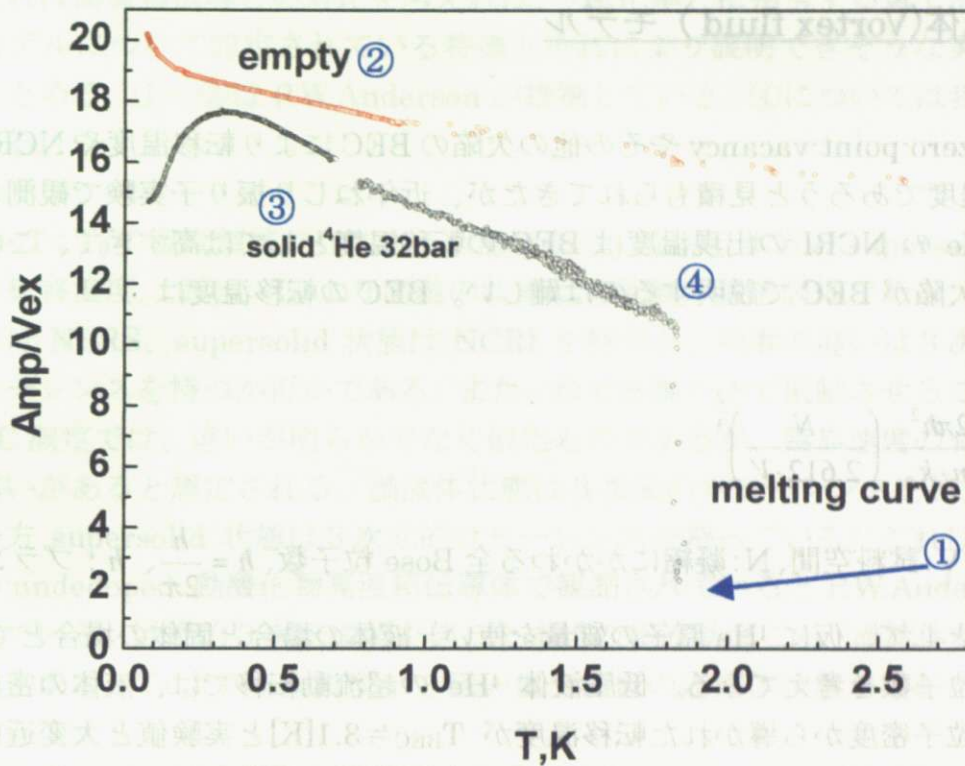
ねじり振子共鳴周期で見た液体 ^4He と固体 ^4He との相転移の様子は[図 4.3]のようになる。共鳴周期について見ると、液体は空セルのときと比べて少し共鳴周期が長くなり、固体ではさらに急激に共鳴周期が長くなる。これは、常流動の液体が粘性長の範囲内の分だけねじり振子と一緒に振動するため少し周期が長く(慣性モーメントとしては大きく)なり、melting curve を経て固体ができ上がっていくにつれて、試料全体が振動についていくようになり、周期は急激に大きくなったと考えられる。この空セルの状態と、固体の状態との周期の差: ΔP_{load} は、固体試料全体が寄与してセルと一緒に振動することにより増えた量である。

一方、振幅については、液体を満たした状態では、液体による散逸が大きいため、空セルでの振幅に比べ、振幅はずっと小さい値になる。一方、melting curve に到達して固体ができ始めると、散逸が抑えられ、振幅は上昇していき、完全に固化した後は、低温に冷やすにつれて、徐々に大きくなっていく。ただ、固体の状態での振幅は、空セルの場合に比べ、エネルギーの散逸が起こるため、固体に吸収されるエネルギーの分だけ振幅は小さい。

○ 固体試料の圧力の求め方

melting curve と固体の状態との急激な周期や振幅は、melting curve と固体との境界で、液体を冷やして melting curve から固体相へ移るとき、及び、固体を温めて melting curve に移るとき、周期、振幅ともに大きな変化が見られるため、試料の圧力をこのときの温度から求めることができる。 ^4He 相図よりこの温度に対応する圧力を決めた。固体作成の際は、cooling 速度の調整が難しく、ゆっくり冷やすことができない (cooling rate = 2~5mK/min) ため、サンプルの圧力の決定には使うことができない。一方、固体試料を溶かす際は温度調節のできる heater を使って温度を制御しながらゆっくり上げているため、これが可能である。(heating rate = 0.55mK/min) また、melting curve を通る際にはねじり振子が大きな散逸を受けて停止する場合があるので注意する必要がある。

[図 4.4]に空セル、液体状態、固体状態での共鳴周期と振幅の挙動を示す。



【図 4.4】 空セルの振幅の温度依存性と固体 ⁴He を溶かした時の振幅の変化

セル内が液体で満たされているときの振幅(：①)は空セル(：②)や固体(：③)の場合の振幅に比べて非常に小さい。液体状態では、ねじり振り子が不安定になり停止してしまうことが多く、安定な測定は難しい。温度をゆっくりと上昇させていくと、melting curve にぶつかる(：④)で、Amp/Vex は急激に小さくなる。この温度を使って、⁴He の相図の melting curve から圧力を決定した。T=1.83[K]は P~32[bar]に対応する。

第5章 実験結果・考察

5.1 渦流体(Vortex fluid) モデル

元々は zero-point-vacancy やその他の欠陥の BEC により転移温度や NCRI の絶対値 $\sim 10^{-4}$ 程度であろうと見積もられてきたが、近年ねじり振り子実験で観測されている固体 ^4He の NCRI の出現温度は BEC の転移温度としては高すぎて、この NCRI の出現を欠陥が BEC で説明するのは難しい。BEC の転移温度は

$$T_{\text{BEC}} = \frac{2\pi\hbar^2}{m \cdot k_B} \cdot \left(\frac{N}{2.612 \cdot V} \right)^{\frac{2}{3}}$$

ここで、 V : 試料空間、 N : 凝縮にかかわる全 Bose 粒子数、 $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ 、 h : プランク定数。

m の値として、仮に ^4He 原子の質量を使い、液体の場合と固体の場合とでの BEC に関わる粒子数を考えてみる。低圧液体 ^4He の超流動転移では、液体の密度から想定される粒子密度から導かれた転移温度が $T_{\text{BEC}} \doteq 3.1[\text{K}]$ と実験値と大変近い。固体の超流動も ^4He 固体の vacancy が ^4He 原子と同程度の質量を持っているとして、 $0.2 \sim 0.5[\text{K}]$ の BEC を起こすとすると、上式の関係から液体と固体の場合について、転移温度 T_{BEC} と数密度 N をそれぞれ、 T_{liquid} 、 T_{solid} 、 N_{liquid} 、 N_{solid} のようにおけば、

$T_{\text{liquid}} \propto N_{\text{liquid}}^{\frac{2}{3}}$ と $T_{\text{solid}} \propto N_{\text{solid}}^{\frac{2}{3}}$ の関係があるので、

$$N_{\text{solid}} = \left(\frac{T_{\text{solid}}}{T_{\text{liquid}}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot N_{\text{liquid}}$$

のように書ける。

T_{solid} の値としては液体 ^4He の転移温度 = $2.17[\text{K}]$ を使い、固体での BEC が起こる温度 : $T_{\text{solid}} = 0.2[\text{K}]$ とすると、

$\left(\frac{T_{\text{solid}}}{T_{\text{liquid}}} \right)$ の比は $T_{\text{solid}} = 0.2[\text{K}]$ で $\sim 3\%$ 、 $T_{\text{solid}} = 0.5[\text{K}]$ で $\sim 11\%$ 程度となり、これでは

固体中に非常に多くの欠陥を必要とすることになってしまうため不適切である。

そこで、P.W.Anderson はこれを説明するものとして、渦流体モデルを提唱してい

る。ここでは、ねじり振り子で観測されているのは超流動密度に対応する NCRI というよりは、乱雑に動いている量子渦の向きのそろいやすさを表す量：Non-linear Rotational Susceptibility (=NLRS：非線形回転感受率)と呼ぶべきであると主張している。これは高温超伝導との対比を考えれば、「磁化率」に相当する量である。この渦液体モデルについて想定されている特徴とそれにより説明できそうな実験事実を以下にまとめる。①～③は P.W.Anderson が指摘している。④については我々独自の主張である。

- ① $T_c < T < T_0$ の温度領域で存在する状態である。 T_c は、本当の supersolid 状態への転移温度。また、 T_0 より高温の状態は常流動の量子固体である。渦流体状態は NLRS、supersolid 状態は NCRI を持つが、両者の違いは 3 次元のコヒーレンスを持つか否かである。また、ねじり振り子で振動させることによる AC 測定では、違いが明らかでなく似たものであるが、臨界速度の有無などに違いがあると想定される。渦流体状態は 3 次元のコヒーレンスを持たないが、一方 supersolid 状態は 3 次元のコヒーレンスを持っている。これはいくつかの undoped 動酸化物高温超伝導体で観測されていると P.W.Anderson は述べている。巨視的 3 次元相関を伴った本当の超流動はこの「渦流体状態」の始まる温度： T_0 よりさらにずっと低い温度領域の渦流体状態が終わる低い温度に存在する。
- ② 量子化された低次元、例えば 2 次元のコヒーレンスが熱的な揺らぎによって動いている乱流状態である。ねじり振り子を速く振ることでこの熱的な揺らぎが抑えられ、NCRI とエネルギー散逸が減少すると考えられる。P.W.Anderson はねじり振り子の実験での NCRI の $\log V_{ac}$ に線形な減少の仕方について、高温超伝導体の反磁性磁化の磁場依存性との対応を述べている。
- ③ 3 次元のコヒーレンスを持たないことについて。Beamish らは、DC 流れを起こす試みでの実験を行ったが、超流動性を示す様子は観測できなかった。これは渦液体状態にある固体 ^4He が 3 次元のコヒーレンスを持たないためであると解釈できる。
- ④ 2 次元のサブシステムが NCRI に関係している。NCRI の大きさは試料の欠陥の含まれ具合によって 3 桁も変化するが、 T_0 、やエネルギー散逸ピークの温度： T_{peak} といった特徴的な温度はそれほど大きく変わらない。これは、 T_0 や T_{peak} を決めているものが 3 次元的なものではなく、固体 ^4He の中の 2 次元的なサブシステムであり、NCRI の大きさはこの 2 次元サブシステムの数量の大小によっているのではないかと考えられる。

④について、Reppy らの NCRIF は他のグループよりも数桁大きい (NCRIF>20%) のに対し、一方、Clark らは不純物として ^4He に含まれる ^3He 濃度が非常に低い高純度の ^4He を使って作った固体試料や、よく結晶の向きがそろった ^4He の”単結晶”に近い試料(Reppy らの試料とは逆で、欠陥が少ないと思われる)を作った場合、それらは商業的に手に入る ^3He 濃度 0.3ppm の通常の ^4He を用いて、ブロックドキャピラリー法で作った試料よりも T_0 が低くなるということを見つけた。彼らの NCRIF の飽和した値は全固体 ^4He 質量の 0.01%程度であった。

興味深いのは NCRIF の大きさが固体の作成の仕方によって3桁も大きさが異なるのに、 T_{peak} (: エネルギー散逸のピークが出る温度 $\sim 80\text{mK}$)や、 T_0 といった固体 ^4He の特徴的な温度は2、3倍程度しか変わらないということである。

これは固体 ^4He 中に3次元ではなく、低次元のサブシステムが存在し、特徴的溫度は主にこのサブシステムの局所的な密度で決まるが、NCRIF 全体の大きさはサブシステムの数量が決めているということを示唆する。このサブシステムの数は Reppy らが行った急冷で増加させた disorder によって増やせるのであろうと思われる。固体 ^4He を高温超伝導体での擬ギャップの領域での議論に対比させて考えると、渦流状態の始まる温度： T_0 は低次元の condensate の出現を示唆する。

5.2 固体 ^4He 試料の温度依存性、Vac 速度依存性

○ 固体 ^4He 試料の応答

・ 共鳴周期

サンプルセルが固体で満たされている状態の時は、[図 5.1]のように空セルに比べて共鳴周期が $2.4[\mu \text{ sec}]$ ほど長くなる。この周期変化： ΔP_{load} は固体試料作成時に述べた試料の質量全体の導入による共鳴周期の変化(慣性モーメントの変化)に対する寄与である。もし、固体 ^4He 試料中で何も起こっていなければ、固体 ^4He 試料を入れて測定した共鳴周期のデータからこの $\Delta P_{load} \sim 2.4[\mu \text{ sec}]$ 分を引いてやれば空セルで測定したデータと重なるはずである。

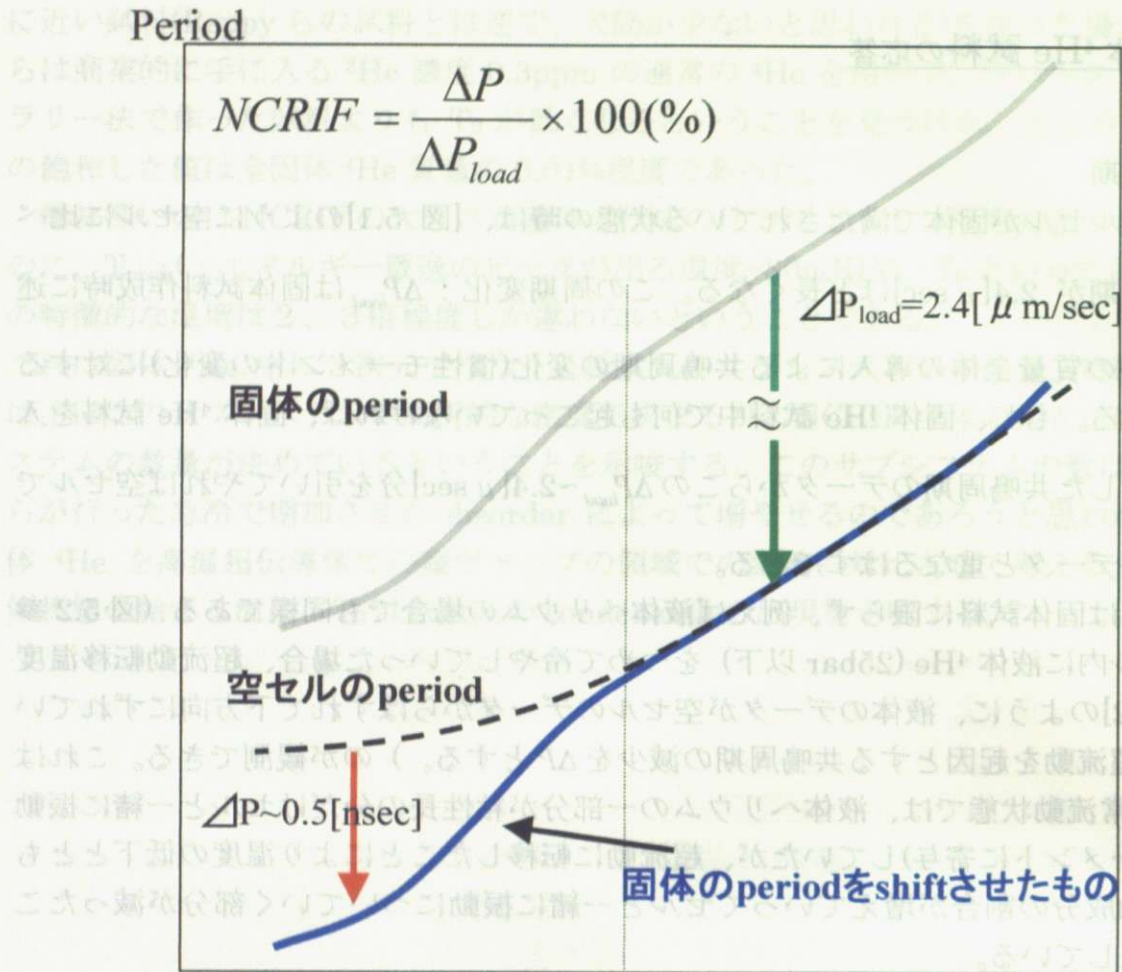
これらは固体試料に限らず、例えば液体ヘリウムの場合でも同様である(図 5.2 参照)。セル内に液体 ^4He (25bar 以下) をつめて冷やしていった場合、超流動転移温度で[図 5.2]のように、液体のデータが空セルのデータからはずれて下方向にずれていく(この超流動を起因とする共鳴周期の減少を ΔP とする。) のが観測できる。これは $T > T_c$ の常流動状態では、液体ヘリウムの一部分が粘性長の分だけセルと一緒に振動(慣性モーメントに寄与)していたが、超流動に転移したことにより温度の低下とともに超流動成分の割合が増えていってセルと一緒に振動についていく部分が減ったことを意味している。

以上のような液体での超流動転移の観測と同様な現象が固体でも観測された。超流動固体の探索についての論文で Leggett は超流動転移による非古典的な慣性モーメント 変化を NCRIF(non-classical rotational inertia fraction)と呼んでいる。固体 ^4He で見られるこの NCRIF は固体ヘリウム中で起こっている現象が超流動であると認められれば、超流動密度に対応する量であり、以下のような式で求めることができる。

$$NCRIF = \frac{\Delta P}{\Delta P_{load}} \times 100(\%)$$

ここで、 $\Delta P \sim 0.5[\text{nsec}]$ は超流動成分の慣性モーメントに対応する周期の変化量、 $\Delta P_{load} \sim 2.4[\mu \text{ sec}]$ は固体サンプルの全慣性モーメントに対応する周期の変化量。 ΔP は ΔP_{load} と比べて 10^4 倍ほど小さく、ねじり振り子ではこのような非常に微量な量

を測定している。



[図 5. 1] 固体 ^4He の ΔP と ΔP_{load} の関係

また、NCRI が現れる温度より高温側では空セルのデータと固体 ^4He 試料を入れて測定したデータが完全には平行になっていない。この部分は振動速度 Vac 依存性を持たないという点で NCRI とは明確に区別できるが、その原因はわかっていない。このように渦流体状態が始まる温度： T_0 より高温側でも ^4He は普通の固体とは異なり、固体中で何かが起こっているようである。

・振幅

振動振幅 Amp を Vex で規格化した値 Amp/Vex の温度依存性を測定すると[図 5.3] のようになる。固体によってねじり振動のエネルギーが散逸されてしまうため、空セルでの測定値に比べ、セル+固体では Amp/Vex は小さくなる。

振動の減衰のしにくさを表す無次元量: Q 値はねじり振り子へ加えているドライブ電圧 Vex を切って、振動が減衰していく様子を観測したときの緩和時間 τ を使って、

$$Q = \pi\tau / P$$

で表されるので、この測定から振り子の Q 値が求まる。また、Q 値と振動振幅 Amp には比例関係があるので、

$$Q = C \cdot \frac{Amp}{Vex}$$

と書き表せる。C は比例定数。Vex の値は Amp に対して線型な値の範囲で動作させる。よって、その範囲内で空セルでの Amp/Vex は一定値である。よって、ねじり振り子のエネルギー散逸 ΔQ^{-1} を

$$\begin{aligned} \Delta Q^{-1} &= Q_{total}^{-1} - Q_{empty}^{-1} \\ &= \frac{1}{C} \left(\frac{V_{ex}}{Amp} \right)_{total} - \frac{1}{C} \left(\frac{V_{ex}}{Amp} \right)_{empty} \\ &= \frac{1}{C} \left[\left(\frac{V_{ex}}{Amp} \right)_{total} - \left(\frac{V_{ex}}{Amp} \right)_{empty} \right] \dots\dots\dots(4.1) \end{aligned}$$

として計算できる。

また、ねじり振り子のエネルギー散逸を振り子本体と試料とにわけて、固体自体からの散逸を δ とすると、

$$Q^{-1} = \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$$

$$\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon_{empty} - \Delta\varepsilon_{solid}$$

$$\frac{\Delta\varepsilon_{total}}{\varepsilon_{total}} = \frac{\Delta\varepsilon_{empty}}{\varepsilon_{empty} + \varepsilon_{solid}} + \frac{\Delta\varepsilon_{solid}}{\varepsilon_{empty} + \varepsilon_{solid}} \dots\dots\dots(4.2)$$

ここで、 $\varepsilon_{empty} \gg \varepsilon_{solid}$ なので、

$$\approx \frac{\Delta\varepsilon_{empty}}{\varepsilon_{empty}} + \frac{\Delta\varepsilon_{solid}}{\varepsilon_{empty}}$$

$$Q_{total}^{-1} = \frac{\Delta\varepsilon_{total}}{\varepsilon_{total}}, \quad Q_{empty}^{-1} = \frac{\Delta\varepsilon_{empty}}{\varepsilon_{empty}}, \quad \text{と} \text{お} \text{い} \text{て} (4.2) \text{式} \text{は、}$$

$$Q_{total}^{-1} = Q_{empty}^{-1} + \frac{\Delta\varepsilon_{solid}}{\varepsilon_{solid}} \cdot \frac{\varepsilon_{solid}}{\varepsilon_{empty}}$$

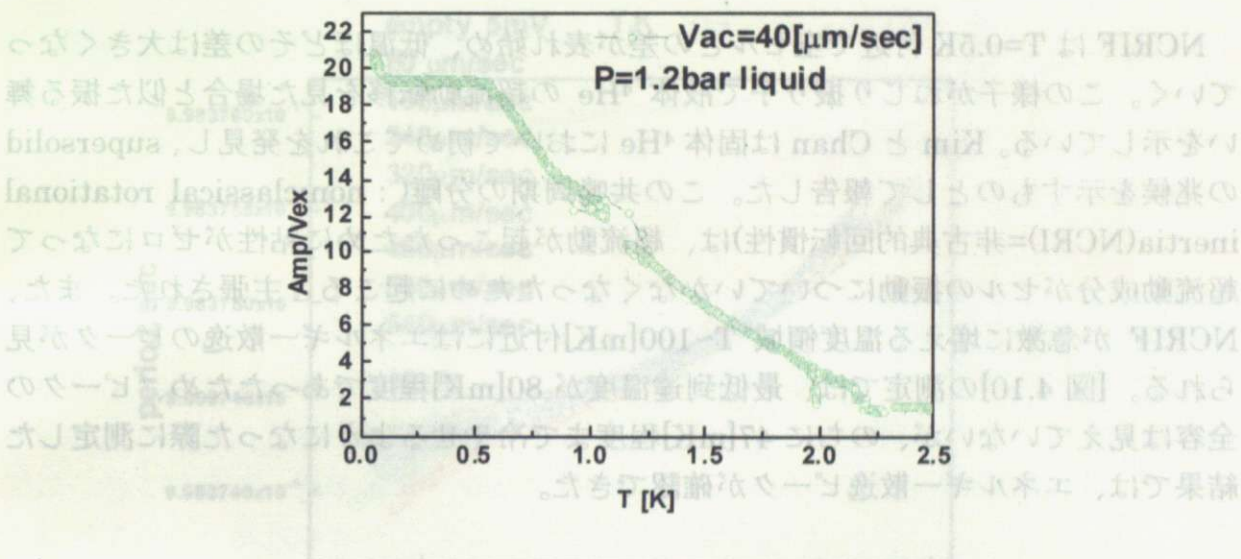
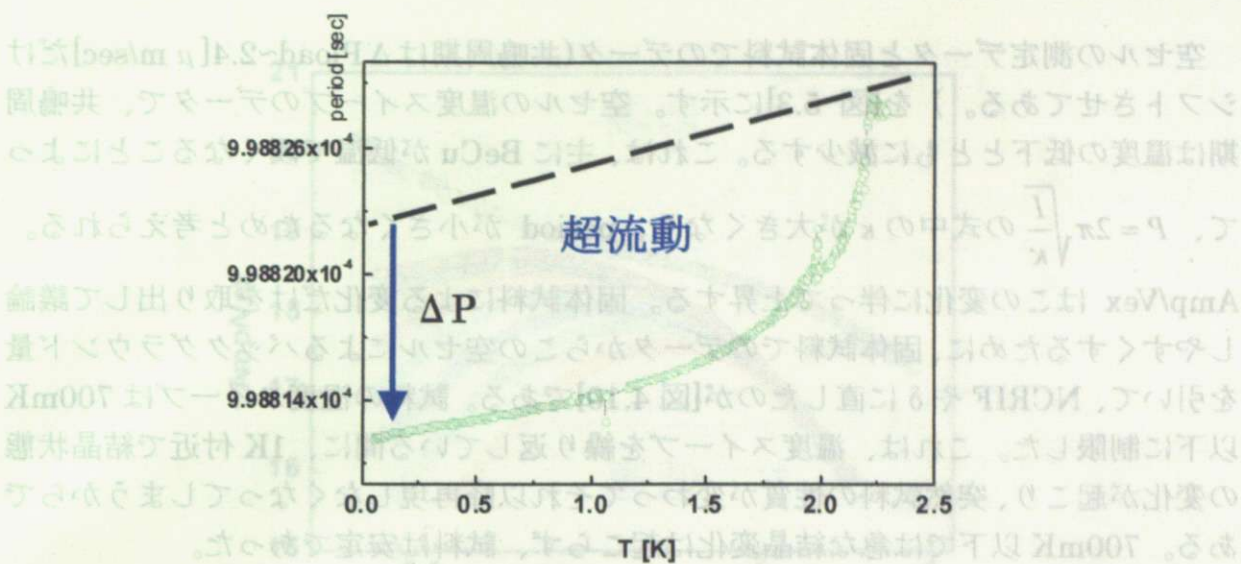
$$\text{よ} \text{っ} \text{て、} \delta = \frac{\Delta\varepsilon_{solid}}{\varepsilon_{solid}} \text{は、}$$

$$\delta = \frac{\varepsilon_{empty}}{\varepsilon_{solid}} \cdot (Q_{total}^{-1} - Q_{empty}^{-1}) \dots\dots\dots(4.3)$$

と表される。我々のセルの場合、 $\frac{\varepsilon_{empty}}{\varepsilon_{solid}} \approx \frac{I_{empty}}{I_{solid}} \approx \frac{P_{empty}}{2\Delta P_{load}} \approx 210$

(4.1)式と(4.3)は定数倍異なるだけなので、エネルギー散逸の温度依存性や振動速度依性を比べる場合は、同様にあつかえる。

我々のねじり振り子実験での T_0 以上の状態について、 δ を固体 ^4He についての他の実験(音波、弾性変形)と比較すると、我々の実験での $\delta < 2 \cdot 10^{-5}$ は他の実験と比べて非常に小さい。このため、ねじり振り子実験での T_0 以上の温度領域での δ は、他の実験で説明されている **dislocation** の共鳴振動によるメカニズムではなく、最もありえそうなのは熱弾性的な内部摩擦によるものではないかと考えられる。



【図 5.2】 液体(1.2bar) ⁴He 試料での period と Amp/Vex の温度依存性のグラフ。

T~2.17K 付近での超流動転移によりそれ以下の温度で period と Amp/Vex の相方に変化が現れていることが見て取れる。Period については、温度が冷えるのに従って超流動成分の割合が増していき、セルの壁とともに振動についていくヘリウムの量が減り、慣性モーメントが減少することによって、ねじり振り子の共鳴周期がさがっていく。Amp/Vex については通常液体では粘性のために壁+それについていく粘性長の分だけの液体と、壁についていかない液体との間での散逸のために Amp/Vex は低かったが、転移温度以下では粘性を持たない超流動成分が増加していくために散逸が減って Amp/Vex の値は大きくなっていく。液体や薄膜の He の超流動では転移点での変化が鋭い。一方、固体 ⁴He 試料の実験ではなだらかに変化が起こる。

Amp/Vex で空セルのデータとの差が大きくなっており、これはエネルギー散逸が温度とともに上昇していることを意味する。

○ 固体 ^4He の温度スイープの V_{ex} 依存性

空セルの測定データと固体試料でのデータ(共鳴周期は $\Delta P_{\text{load}} \sim 2.4 [\mu \text{ m/sec}]$ だけシフトさせてある。)を[図 5.3]に示す。空セルの温度スイープのデータで、共鳴周期は温度の低下とともに減少する。これは、主に BeCu が低温で硬くなることによっ

て、 $P = 2\pi \sqrt{\frac{I}{\kappa}}$ の式中の κ が大きくなり、period が小さくなるためと考えられる。

Amp/Vex はこの変化に伴って上昇する。固体試料による変化だけを取り出して議論しやすくするために、固体試料でのデータからこの空セルによるバックグラウンド量を引いて、NCRIF や δ に直したのが[図 4.10]である。試料の温度スイープは 700mK 以下に制限した。これは、温度スイープを繰り返している間に、1K 付近で結晶状態の変化が起こり、突然試料の性質が変わってそれ以降再現しなくなってしまうからである。700mK 以下では急な結晶変化は起こらず、試料は安定であった。

NCRIF は $T=0.5\text{K}$ 付近で空セルとの差が表れ始め、低温ほどその差は大きくなっていく。この様子がねじり振り子で液体 ^4He の超流動転移を見た場合と似た振る舞いを示している。Kim と Chan は固体 ^4He において初めてこれを発見し、supersolid の兆候を示すものとして報告した。この共鳴周期の分離(: non-classical rotational inertia(NCRI)=非古典的回転慣性)は、超流動が起こったために粘性がゼロになって超流動成分がセルの振動についていけなくなったために起こると主張された。また、NCRIF が急激に増える温度領域 $T \sim 100[\text{mK}]$ 付近にはエネルギー散逸のピークが見られる。[図 4.10]の測定では、最低到達温度が $80[\text{mK}]$ 程度であったため、ピークの全容は見えていないが、のちに $47[\text{mK}]$ 程度まで冷やせるようになった際に測定した結果では、エネルギー散逸ピークが確認できた。

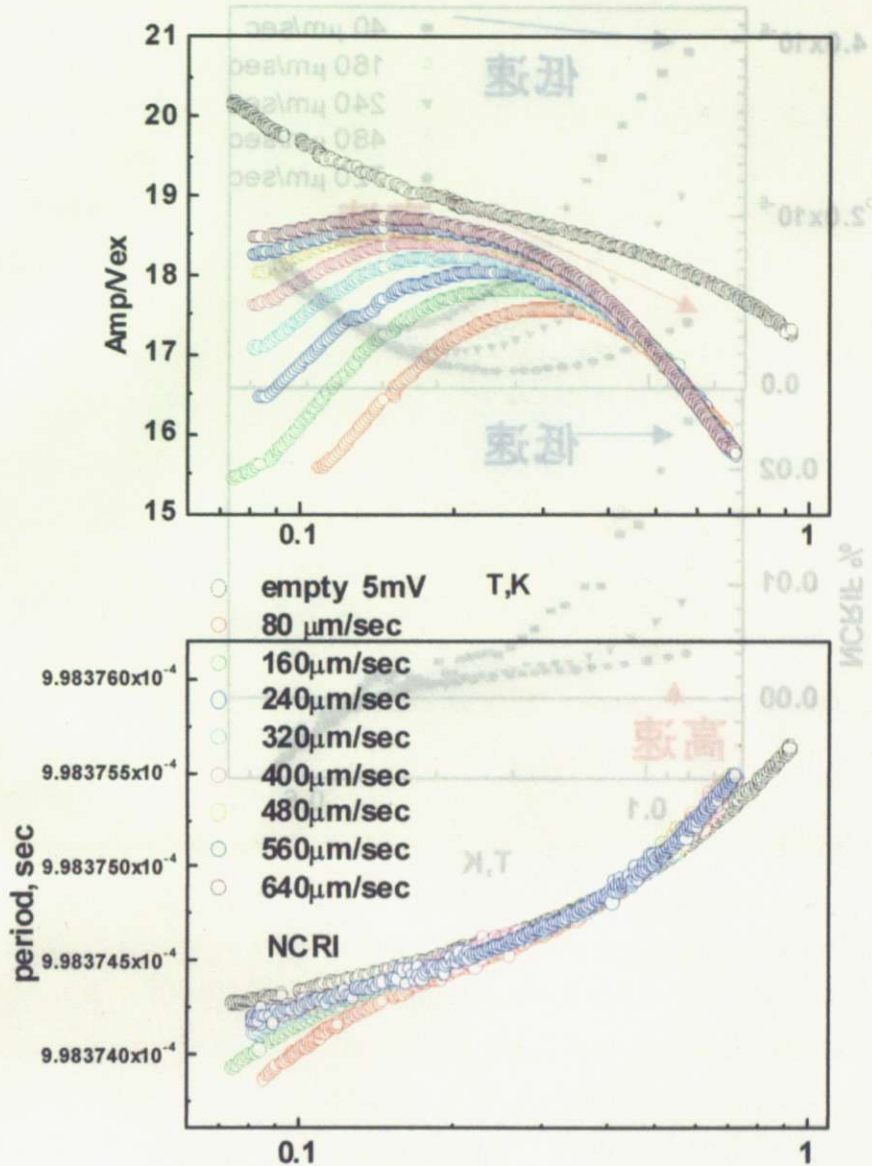
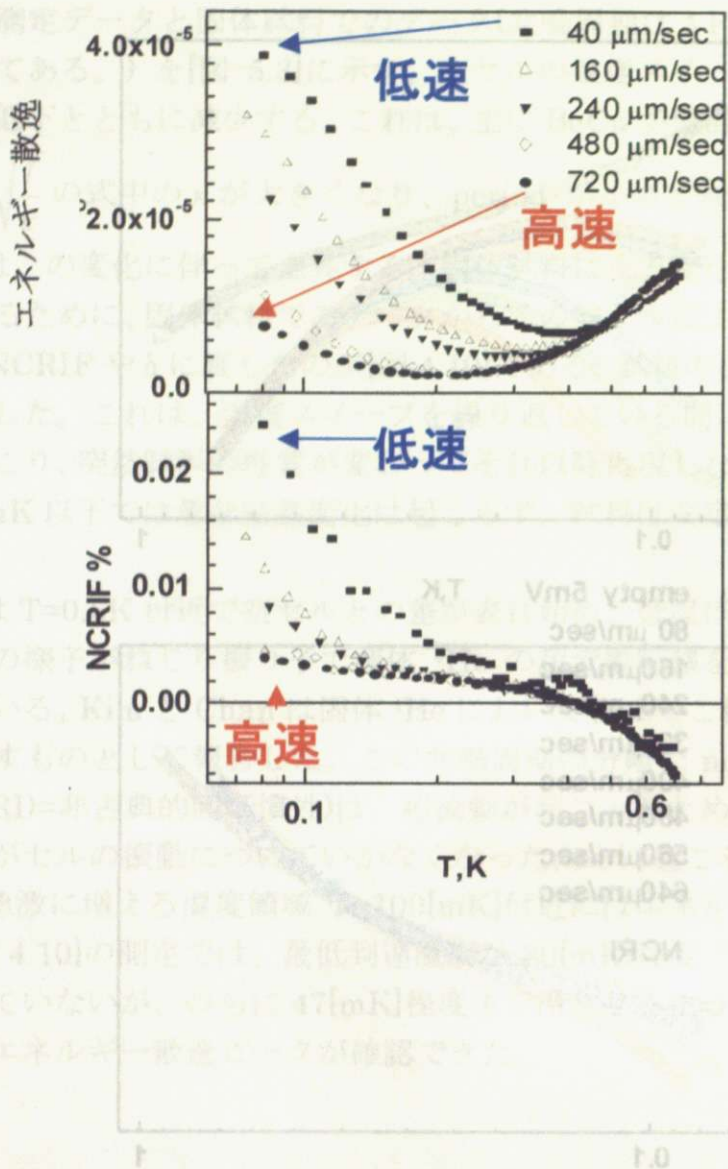


図 5.3 共鳴周期(period)と振幅(Amp/Vex)の温度依存性のグラフ

共鳴周期は $\Delta Pload \sim 2.4 [\mu m/sec]$ だけシフトさせてある。 $T_0 = 0.5 [K]$ 以上の領域で、固体の測定値は空セルでの測定と完全に平行にはなっておらず、ずれが見られる。これは T_0 より高温側の常流動の量子固体状態でも、何らかの現象が起こっていることを示唆しており、これについては今後さらに調べていくことが必要である。この状態では対応する Amp/Vex で空セルのデータとの差が大きくなっており、これはエネルギー散逸が温度とともに上昇していることを意味する。



【図 5.4】 図 5.3 の Amp/Vex と period をそれぞれエネルギー散逸と NCRIF に直したグラフ。

NCRIF は二次元薄膜での KT 転移などと異なり、なだらかな傾きをもって現れ始めるため、出現温度を決めにくい。しかし、我々は V_{ex} を細かく変えながら NCRIF とエネルギー散逸の温度依存性のデータをとることで、エネルギー散逸の V_{ex} 依存性が 0.5K 付近から低温で始まり、これが NCRIF の V_{ex} 依存性が始まる温度と対応していることを見つけた。高温部で NCRIF がマイナスの値として出ているのは、図 5.3 での空セルとのずれの部分からの影響である。

○ エネルギー散逸と対応させた渦流体状態の出現温度： T_0 の決定

固体 ^4He の NCRI の出現は液体や薄膜に見られるような転移温度の前後で急激に変化するようなものではなく、なだらかに現れる。このため、その出現温度つまり、渦流体状態が現れる温度： T_0 は決定が難しい。他のグループで報告されている T_0 の値は 200mK~300mK 程度である []がこれはねじり振り子の S/N に依存する。我々の用いている高感度なねじり振り子での測定では、NCRI の Vac 依存性が現れ始める温度は、0.5[K]より少し低温の様にも見える。しかし、この NCRI と対応するエネルギー散逸の Vac 依存性に注目すると、こちらの方が Vac に依存して変化の様子がはっきりしている。我々は、より分解能のよいねじり振り子[20]を使用することと、エネルギー散逸の Vac 依存性の変化出現温度へ対応させることによりこの渦流体状態への転移温度： T_0 を決定した。

○ 固体 ^4He に独特な Vac 依存性

我々のねじり振り子のセットアップでは $V_{ex}=1[\text{mV}]$ は、 $V_{ac}=40[\mu \text{ m/sec}]$ に対応するので、 V_{ex} が大きいということは、固体およびねじり振り子が 1 周期の振動の間に感じる最高速度 V_{ac} が速いということを意味する。

通常の振動子に外力を加えて大きく振動するようにした場合、散逸されるエネルギーはより大きくなる。今まで知られているような他の超流動の系：[図 5.5]でのねじり振り子実験でもこれは同様で、ねじり振り子の振動速度を速くするにつれ、エネルギー散逸が大きくなっていく様子が観測される[17]。一方、驚くべきことに固体 ^4He ではこれとは逆で、振動速度： V_{ac} が遅いほどエネルギー散逸は大きく、速くなるにつれエネルギー散逸は小さくなるという特徴がある。

これは、固体 ^4He の「渦流体状態」が熱的に励起された量子渦が初めから散逸を起こす状態で存在しており、この散逸がねじり振り子の振動によって抑えられているのではないかと考えられる。

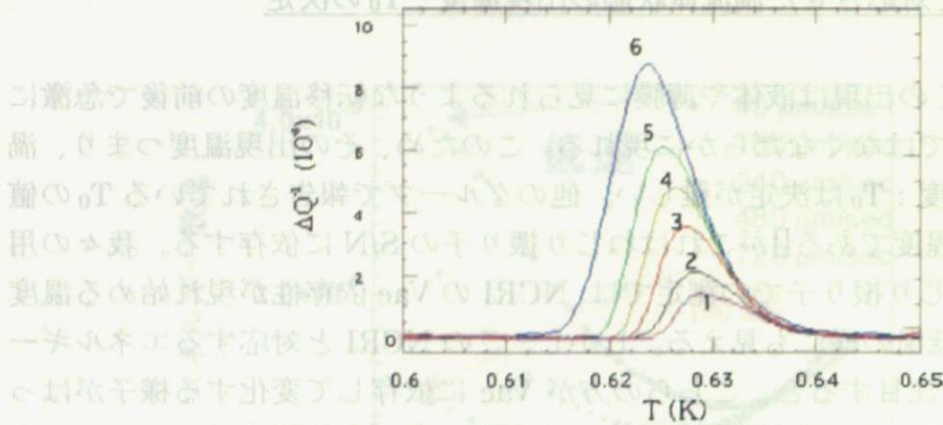
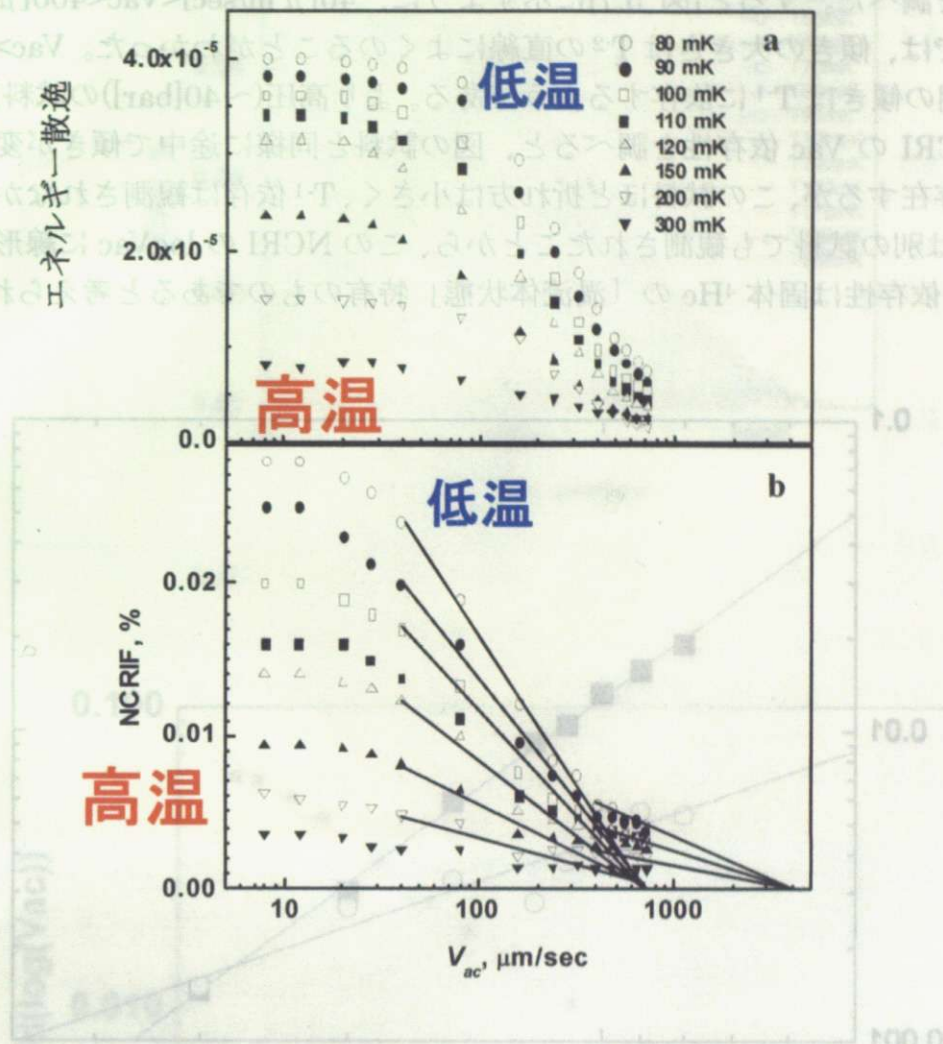


FIG. 3. (Color online) Energy dissipation curves in the static condition for the nonlinear regime. The ac drive velocity amplitude for each curve corresponds to $V_{ac}=0.095(1), 0.19, 0.36, 0.52, 0.66, 0.94(6)$ cm/sec, respectively.

[図 5.5] M.Fukuda, M.K.Zalalutdinov, V.Kovacic, T.Minoguchi, T.Obata, M.Kubota, and E.B.Sonin, Phys. Rev. B 71, 212502 (2005)より引用。多孔質媒体中の3次元ネットワークを持つヘリウム薄膜でのエネルギー散逸の振動速度: V_{ac} 依存性実験。 V_a が大きくなるにつれ、エネルギーの散逸ピークが大きくなっている。[17]

この図は、ヘリウム薄膜中のエネルギー散逸の振動速度依存性を示している。振動速度 V_{ac} が大きくなるにつれて、エネルギー散逸のピークは高温側にシフトし、その高さが増加している。これは、非線形レジームでのエネルギー散逸の振動速度依存性を示している。この結果は、多孔質媒体中の3次元ネットワークを持つヘリウム薄膜でのエネルギー散逸の振動速度依存性を示している。

NCRIP は二次元薄膜での KT 転移などと異なり、なだらかな傾きをもって現れ始めるため、出現温度を決めるのが難しい。しかし、我々は V_{ac} を様々に変えながら NCRIP とエネルギー散逸の温度依存性のデータをとることで、エネルギー散逸の V_{ac} 依存性が 0.5K 付近から低温で始まり、これが NCRIP の V_{ac} 依存性が出始める温度と対応していることを見つけた。高温側で NCRIP がマイナスの値として出ているのは、図 5.3 での空セルと何れかの部分からの影響である。



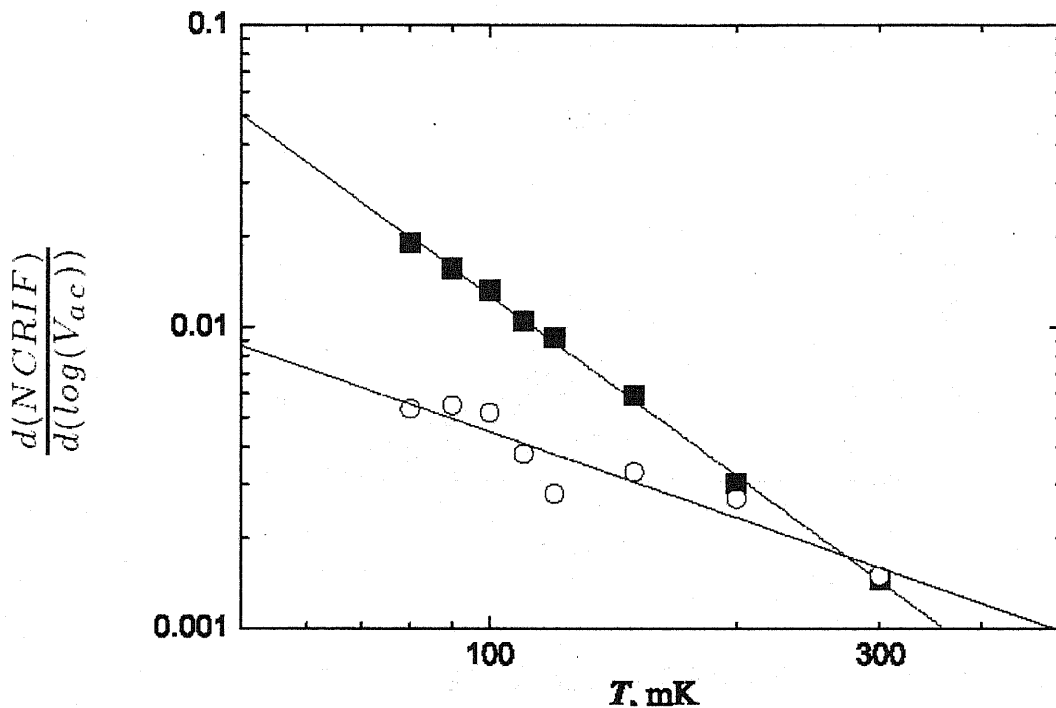
[図 5.6] エネルギー散逸と NCRIF の V_{ac} 依存性のグラフ。
 $40 < V_{ac} < 400 [\mu \text{ m/sec}]$ と $V_{ac} > 400 [\mu \text{ m/sec}]$ の範囲で $\log V_{ac}$ に線形に減少する様子が見られる。

○ $\log V_{ac}$ に線形な傾きの温度依存性

また、[図 5.6]での測定で得られたデータから、各温度での NCRIF を V_{ac} 依存性のグラフとしてプロットしたのが[図 5.6]である。このグラフから、NCRIF の $40 [\mu \text{ m/sec}] < V_{ac} < 500 [\mu \text{ m/sec}]$ の速度範囲では NCRIF が $\log V_{ac}$ に線形に減少する。さらに $V_{ac} > 400 [\mu \text{ m/sec}]$ でも傾きが折れるように変わってやはり $\log V_{ac}$ に線形に減少する。P.W.Anderson は $\log V_{ac}$ に線形な NCRIF の変化を、高温超伝導体の vortex fluid 状態での磁束密度: B の対数: $\log B$ に線形に変化する磁化率 $\chi = M/B$ と対応関係があったので、これより NCRIF の傾きの温度依存性を持つ直線によく対応する。

ると指摘した。

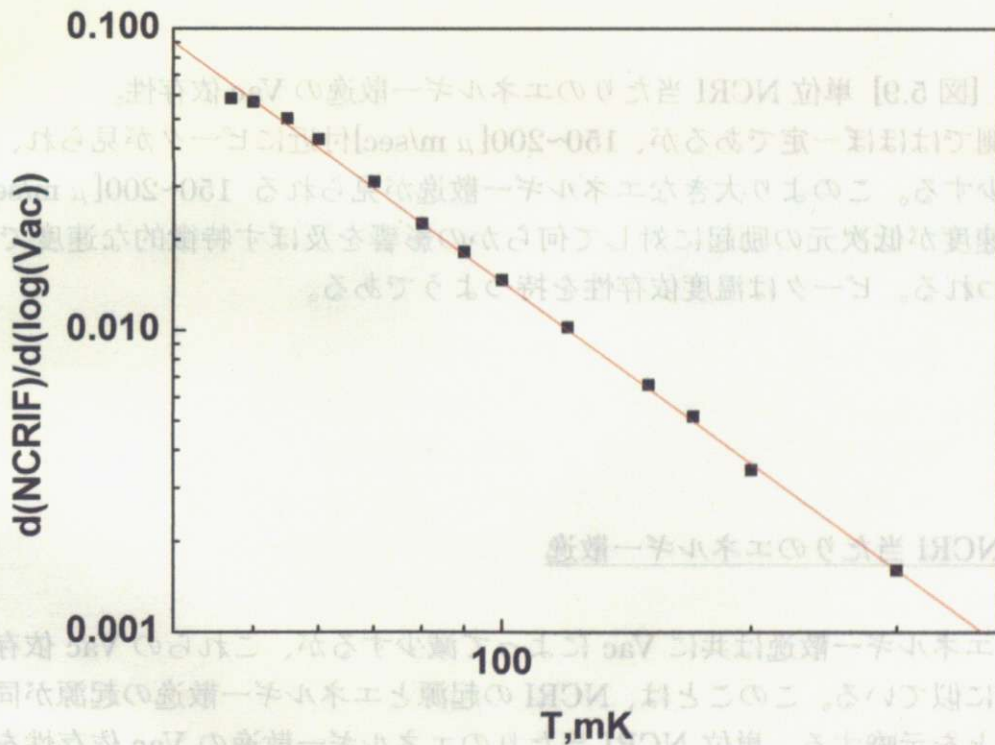
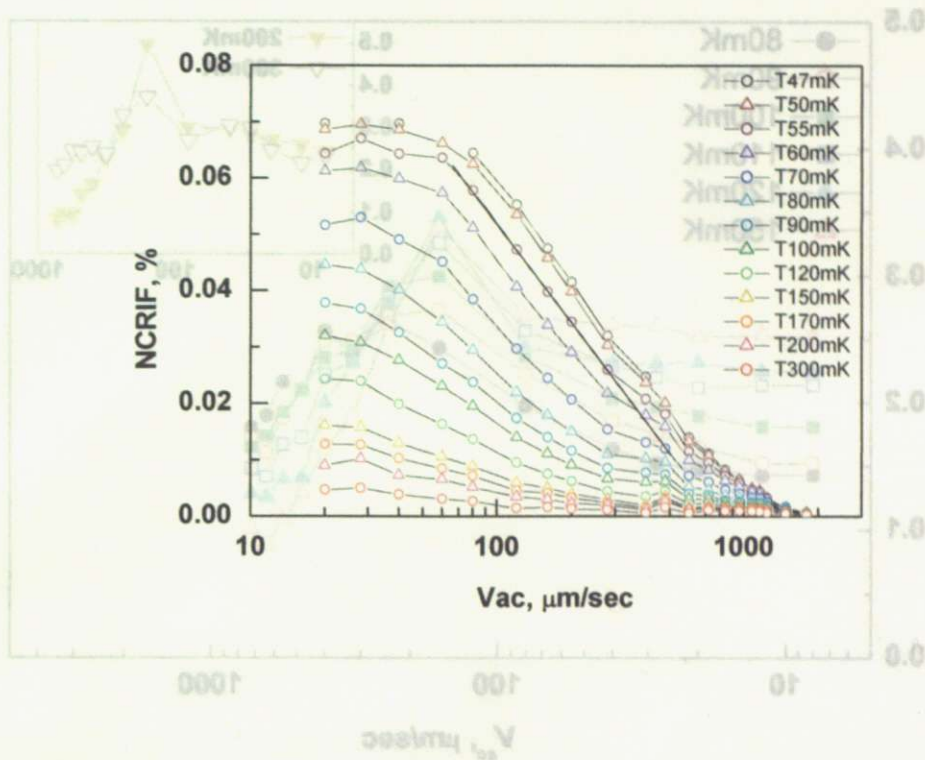
この $\log V_{ac}$ に線形な NCRI の減少は既に報告されている[5]が、我々はこの傾きの温度依存性を調べた。すると[図 5.7]に示すように、 $40[\mu \text{ m/sec}] < V_{ac} < 400[\mu \text{ m/sec}]$ の速度範囲では、傾きの大きさは T^2 の直線によくのることがわかった。 $V_{ac} > 500[\mu \text{ m/sec}]$ の範囲の傾きは T^{-1} に依存するようである。より高圧($\sim 40[\text{bar}]$)の試料[図 5.8]で同様に NCRI の V_{ac} 依存性を調べると、図の試料と同様に途中で傾きが変わる速さはやはり存在するが、この試料ほど折れ方は小さく、 T^{-1} 依存は観測されなかった。しかし、 T^2 は別の試料でも観測されたことから、この NCRI の $\log V_{ac}$ に線形な変化の傾きの T^2 依存性は固体 ^4He の「渦流体状態」特有のものであると考えられる。



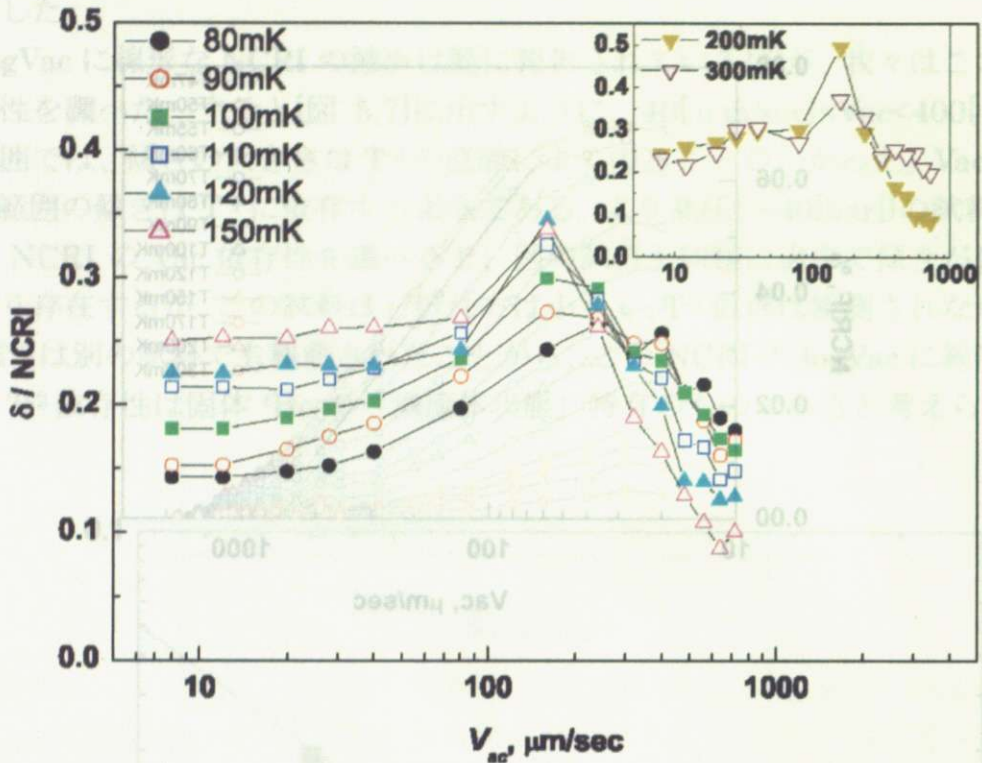
[図 5.7] NCRI- V_{ac} の傾きの温度依存性(32bar 試料)。

■は[図 5.6]のグラフでの $40 < V_{ac} < 400[\mu \text{ m/sec}]$ での傾きを温度の関数としてプロットしたもの。 T^2 の依存性を持つ直線によくのる。

□は $V_{ac} > 400[\mu \text{ m/sec}]$ での傾き。こちらは T^{-1} の直線との比較。



[図 5.8] NCRIF-Vac の傾きの温度依存性(～40[bar]程度と考えられる試料)。
 この試料でも明瞭な T^{-2} 依存性が確認できた。この試料では T^{-1} 依存の部分は確認できない。固体試料の圧力は実験終了時に固体を溶かす際に知ることができるが、この試料は現在も測定を継続中であるため、正確な圧力は現時点で不明。液体時の圧力は 85[bar]であった。(32[bar]の固体試料は液体時の圧力：65[bar]であったので、これよりは高圧の固体である。) T^{-2} の依存性を持つ直線によくのる。



【図 5.9】 単位 NCRI 当たりのエネルギー散逸の V_{ac} 依存性。

低速側ではほぼ一定であるが、150~200[μ m/sec]付近にピークが見られ、その後減少する。このより大きなエネルギー散逸が見られる 150~200[μ m/sec]付近の速度が低次元の励起に対して何らかの影響を及ぼす特徴的な速度であると思われる。ピークは温度依存性を持つようである。

○ 単位 NCRI 当たりのエネルギー散逸

NCRI とエネルギー散逸は共に V_{ac} によって減少するが、これらの V_{ac} 依存性の様子は非常に似ている。このことは、NCRI の起源とエネルギー散逸の起源が同じものであることを示唆する。単位 NCRI 当たりのエネルギー散逸の V_{ac} 依存性をグラフ化したのが【図 5.9】である。このグラフから、小さい V_{ac} に対しては単位 NCRI 当たりのエネルギー散逸は変化がないが、170[μ m/sec]付近ではピークを持つ。NCRI が $V_{ac} \sim 10$ [μ m/sec]付近で減少し始めることは Chan らを初め他のグループと一致する結果であり、この NCRI が減少し始める振動速度： $V_{ac} \sim 10$ [μ m/sec]は、超流動の臨界速度ではないかとされた。しかし、その量子化された流れの長さを考えると、固体 ^4He の試料空間程度のサイズになってしまう。一方、 $V_{ac} \sim 170$ [μ m/sec]程度の振

動速度であれば、試料空間の 1/50 程度の長さの流れができていているという解釈ができる。このように、NCRI の減少し始める速度： $V_{ac} \sim 10 [\mu \text{ m/sec}]$ よりも、むしろ単位 NCRI 当たりのエネルギー散逸がピークを持つ速度 $V_{ac} \sim 170 [\mu \text{ m/sec}]$ の方が本質的な意味を持つように思われる。

第 6 章

まとめ

圧力 32 bar の固体 ^4He 試料の $0.08[\text{K}] < T < 0.5[\text{K}]$ で起こっている現象について、量子渦流体モデルでその特徴を説明できることを実験的に示した。高感度かつ高安定なねじり振り子を使って、固体 ^4He での試料の非線形回転感受率(：NLRS)とエネルギー散逸を広い温度範囲及び、 V_{ac} 速度範囲について詳細に測定し、渦液体状態の出現温度： $T_0 \sim 0.5\text{K}$ を決定した。 T_0 以下からエネルギー散逸ピークまでの温度領域での固体 ^4He が渦液体状態であることを、ねじり振り子の振動速度依存性(V_{ac} 依存性)を詳細に調べることによって確立した。また、渦流体状態よりもさらに低温に本当の超流動への転移温度があると想定され、その測定が現在我々のグループで進んでいる。また、この渦流体状態での独特な V_{ac} 依存性、すなわち、 $\log V_{ac}$ に線形な変化部分の傾きが、 T^2 というきれいな温度依存性を示すことを見出した。この原因や機構は未だ解明されていない。この温度領域で測定した物性が量子渦流体で説明されるとその温度以下に 3 次元相関を持った真の超流動固体状態が出現することが期待される。一方、固体ヘリウムはあくまでも固体としての特性を持っており、特に最近発表された Beamish らの実験[15]との関係など、解明の急がれる重要な問題が山積している。

第7章

現在進行中の実験と今後の展望

渦流体モデルでは「渦流体状態」より低温側に考えられる3次元のコヒーレンスを持つ「supersolid 状態」があると考えられている。現在、この supersolid 状態の出現温度： T_c ではないかと思われる温度以下での測定が進行中である。

この3次元コヒーレンスを持つか否かの検証には、回転冷凍機でねじり振り子ごと回すことで、固体 ^4He 中に3次元的な渦糸が生成されるか否かを調べる方法が考えられる。

○ 3次元ネットワークを持った超流動薄膜の実験 (固体 ^4He の特性解明のために参照できる実験)

本研究室 OB である Fukuda らは、多孔質媒体中に作成することで3次元的なネットワーク構造を持たせた薄膜が、回転下でのねじり振り子実験で2次元的な渦励起が可能という性質と3次元的な渦糸が試料の回転によって生成されるという性質を合わせ持つということを解明した。[16,17] この実験では、回転により3次元的な渦糸が誘起され、回転角速度： Ω [rotation/sec] に依存して、静止下で見られる散逸とは独立のエネルギー散逸が回転角速度 Ω に依存して付加されていく様子が観測された。3次元的な渦糸を生成するには非常に大きなエネルギーを必要とするため、熱的な励起や、ねじり振り子の振動によるエネルギーでは、この3次元的な渦糸の生成は期待できない。一方、回転冷凍機により DC 回転を与えれば、この3次元的な渦糸を発生させるのに十分なエネルギーを与えることができる。このため、回転させることで発生するエネルギーの散逸は3次元的な渦糸の生成により、各渦糸の周りに超流動流が誘起され、これと2次元渦対が相互作用してエネルギー散逸が起こると考えられる。この散逸は Ω が上昇するに連れて生成される渦糸の数が増えることにより増加する。

この系で超流動が起こっていることを明らかにしたように、固体 ^4He に対しても回転によるエネルギー散逸から3次元のコヒーレンスを調べることができる。

○ 回転冷凍機を用いて、ねじり振り子ごと回転させる。

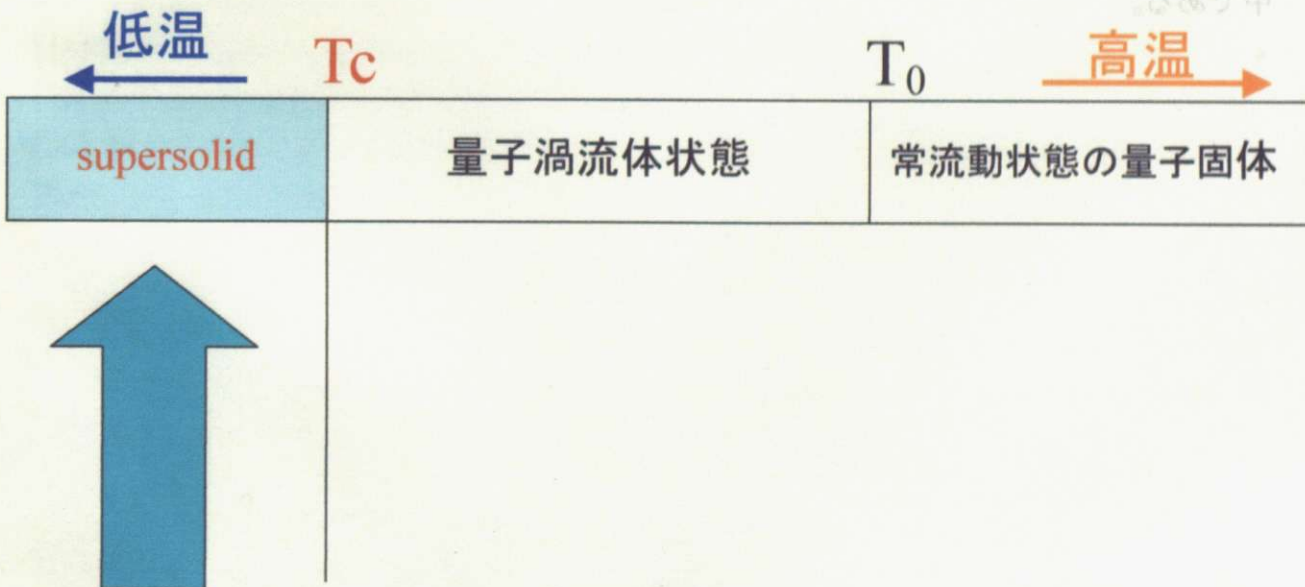
[図 6.3] に回転角速度とエネルギー散逸の実験結果を示す。回転により静止下とは独立に現れたエネルギー散逸は、回転角速度に対して線形に増加していることが見て取れる。この線形な変化は、速く回転させるほど渦糸の数が増加しそれにとまなうエネルギー散逸が増加していると考えられる。



【図 7.1】ねじり振り子による AC 振動：赤と、回転冷凍機による DC 回転：黒
ねじり振り子は振動させたまま、回転冷凍機で回転させ、渦糸の発生を調べる。

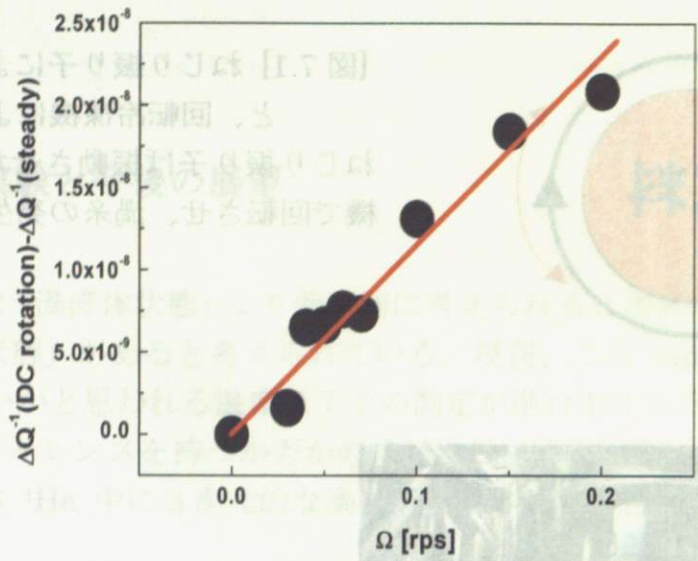


【図 7.2】回転冷凍機



低温領域で回転速度に線形なエネルギーの散逸が観測された。これは、3次元的な渦糸が生成されることによる3次元のコヒーレンスを持つ状態が実現していることを示している。この状態こそが T_c より低温側に存在するとされる supersolid 状態ではないかと考えられる。

回転によるエネルギー散逸

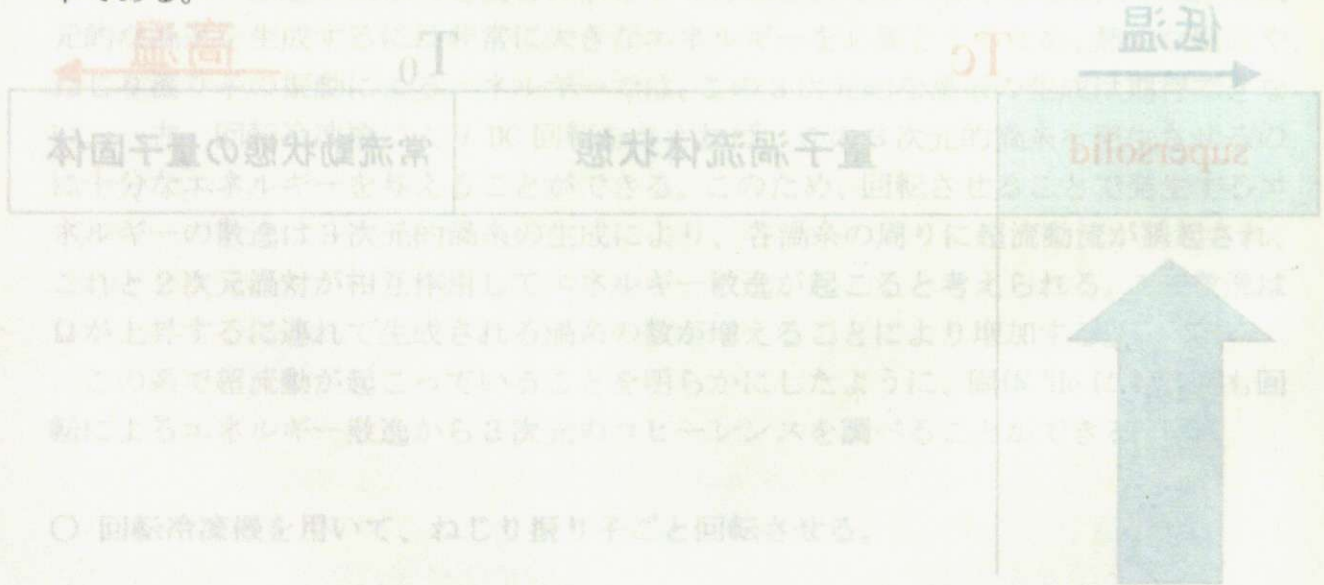


回転角速度[回転/秒]

【図 7.3】 回転角速度とエネルギー散逸の関係

このエネルギー散逸は、「回転によって誘起された渦糸のつくる超流動と固体ヘリウム中の熱的に励起された渦輪との相互作用」とによってつくられると間がえられる。[17]

この温度領域での固体 ⁴He の振る舞いを調べるため、さらなる詳細な実験が現在進行中である。



【図 6.3】 (a) 低温側超流動相のエネルギー散逸は、渦糸の生成により、各渦糸の周りに超流動流が誘起され、これと 2次元渦対が相互作用してエネルギー散逸が起こると考えられる。温度が上昇するにつれて生成される渦糸の数が増加することにより増加する。この系で超流動が起こっていることを明らかにしたように、固体 ⁴He は、回転によるエネルギー散逸から 3次元のフーリエ散逸を調べることもできる。

参考文献

- [0] arXiv:0212v3 [cond-mat.other] 1 Feb 2008, A.Penzev, Y.Yasuta, and M.Kubota
- [1] A.F.Andreev and I.M.Lifshitz, Sov. Phys. JETP 29, 1107 (1969);
- [2] G.V.Chester, Phys. Rev. A 2, 256 (1970)
- [3] A.J.Leggett, Phys. Rev. Lett. 25, 1543 (1970)
- [4] E.Kim and M.H.W.Chan, Nature 427, 225 (2004)
- [5] E.Kim and M.H.W.Chan, Science 305, 1941 (2004)
- [6] E.Kim and M.H.W.Chan, Phys. Rev. Lett. 97, 115302 (2006)
- [7] A.S.C.Rittner and J.D.Reppy, Phys. Rev. Lett. 97, 165301 (2006)
- [8] Y.Aoki, J.C.Graves, and H.Kojima, Phys. Rev. Lett. 99, 015301 (2007)
- [9] A.Penzev, Y.Yasuta, and M.Kubota, J. Low Temp. Phys. 148, 677 (2007)
- [10] M.Kondo, S.Takada, Y.Shibayama, and K.Shirahama, J. Low Temp. phys. 148, 695 (2007)
- [11] A.S.C.Rittner and J.D.Reppy, Phys. Rev. Lett. 98, 175302 (2007)
- [12] S.Sasaki, R.Ishiguro, F.Caupin, H.J.Maris, and S.Balibar, Science 313, 1098 (2006)
- [13] J.Day, T.Herman, and J.Beamish, Phys. Rev. Lett. 95, 035301 (2005)
- [14] J.Day, and J.Beamish, Phys. Rev. Lett. 96, 105304 (2006)
- [15] J.Day, and J.Beamish, Nature 450, 853 (2007)
- [16] M.Fukuda PhD. 学位論文
- [17] M.Fukuda, M.K.Zalalutdinov, V.Kovacik, T.Minoguchi, T.Obata, M.Kubota, and E.B.Sonin, Phys. Rev. B 71, 212502 (2005)
- [18] N.Prokof'ev, Advances in Physics 56, 381 (2007)
- [19] P.W.Anderson, Nature Phys. 3, 160 (2007)
- [20] M.Fukuda, K.Ooyama, T.Obata, V.Kovacik, and M.Kubota, J. Low Temp. Phys. 113, 423 (1998)

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々からのご支援ご協力をいただきましたことに対して心から感謝致します。指導教官である久保田先生からは、世界に例のない恵まれた実験環境、設備の中での実験の場を提供していただきましてまことにありがとうございました。先生からは他では経験することのできない数多くのことを学ぶことができました。共同研究者の **Andrey Penzev** 博士からは実験の進め方、装置の操作方法、作成法等々実験を進めていく上での議論をしたり、あらゆる知識を教えていただいたりしました。また、私は博士と実験を始める前まで英会話の経験がほとんどなく、始めは戸惑いましたが、私の話す文法の間違った変な英語に対しても温かく親切に対応してくださいまして、崩れた英語ではありますがコミュニケーションができるようになりました。毎日あなたと話すことで、私の英会話力はそれまでよりもかなり上達しました。大変感謝しております。共同研究者で修士1年の清水君には、実験の議論以外にも多くの面で助けてもらいました。あなたの単純明快な鋭い切り替えしには頭が下がります。2008年1月から久保田研に滞在されている **Patryk Gumann** 博士とは実験の議論以外にも、日本についての紹介をしたり、ヨーロッパの文化について教えていただいたりなど大変新鮮な経験をさせていただきました。ありがとうございました。

久保田研D2の泉名さんからは低温実験で扱う基本的な装置類や研究室の様々な仕事を教えていただいただけでなく、住環境の提供もしていただきました。私のこの二年間の生活はかなりあなたの影響を受けていると思われれます。助教の柄木さんと久保田研で修士を過ごされた佐藤さんには研究生活のアドバイスをしていただきました。久保田研M2で同期の角田さん、中辻君には2年間研究生活を送る上で苦楽を共にし、落ち込んでいるときに励ましてもらったり、応援してもらったりしました。大変楽しく研究生活を過ごすことができました。ありがとうございます。

久保田研技官の五十嵐さんからは技術的面で指導して頂いたことに加え、多くの経験談、今までの日本とこれからの日本についての話をしていただきました。五十嵐さんから聞く話が私の毎日の楽しみでした。大阪市大ポスドクの石黒さんには研究の話だけでなく、いろいろな料理もご馳走していただきました。私がワイン好きになったのは石黒さんのおかげです。森研ポスドクから本郷へご栄転された武田さんには、本を紹介していただいたり、平日のみならず休日も車を出して頂いたり大変お世話になりました。

石本研の皆様には日常の生活や各種行事などで大変お世話になりました。石本・久保田研の秘書の平さん、兼子さんには事務的な手続きなどで大変お世話になりました。物性研液化室の方々には実験で欠かせない液体ヘリウムの供給について非常にお世話になりました。重ねて厚く御礼申し上げます。

最後に研究生活を経済面から支えてくれた家族に感謝致します。