

物性研だより

第36卷
第6号

1997年3月

目 次

研究室だより

- 勝本研究室 勝本信吾 ... 1

物性研短期研究会報告

- 「低次元フェルミ流体系の物理」 13

　　司話人 三宅和正, 石本英彦, 家 泰弘, 福山 寛, 河野公俊

- 物性研究所談話会 61

物性研ニュース

- テクニカル・レポート 新刊リスト 63

- 物性研だより 第36卷目録（第1号～第6号） 65

編集後記

東京大学物性研究所

ISSN 0385-9843

研究室だより

先端領域研究部門 勝本研究室

勝 本 信 吾

先輩達の「研究室だより」を「あー皆さん頑張ってるな」と思いつつ人ごとのように読んでいたのですが、こんなに早く自分の番が来ようとはちょっと驚きです。私も着任以来4年を数えようとしており、ようやく「最低これだけは」と思っていた設備も整い、成果らしきものもぼちぼち始めた所ですが、研究室はまだよちよち歩きを始めたばかり、読むに堪えるようなものが書けるかどうか心許ない所です。とにかく、義務を果たすべく努力することにします。

当研究室では同じ先端領域研究部門の家研究室と緊密な協力のもとに研究を進めています。主な研究分野は微細構造の量子物性です。この分野の研究は、装置も物性としてはやや大掛かりなものが必要とするようになり、以前の極限の諸部門と同様、一研究室で独立して行うのは困難になります。着任当時、家先生がこの方向の研究を本格的に始めようとされていたこともあり、この強力な研究室と協力して研究を始める事ができたのは、大変幸いなことでした。以下に紹介する研究内容は、その多くが家研究室との共同研究によるものです。少し前に家先生による研究室だよりが掲載されましたので、ここでは主にそれ以降の研究内容について紹介します。

1 研究室立ち上げの頃

ミクロとマクロの中間程度のサイズの微細構造における量子物性の研究は古い歴史を持っていますが、現在のように盛んな分野になった原因としては、

- (1) 結晶超薄膜成長技術によって超格子などのよく制御された人工低次元構造が作成できることになったこと、
- (2) 超LSI製造技術の発達に伴って、2次元微細構造の作成が比較的容易になったこと、が挙げられます。

(1), (2)の技術革新に伴って、「はやり」の研究テーマも変わり、超格子全盛期、2次元電子の全盛時代、スプリットゲートや空中懸架法の全盛時代などを経て、更にこれらを組み合わせた構造の系や自己形成などのバラエティを加えて現在に至っています。この分野の研究は世界的には極めて盛んで、競争は非常に激しいのですが、物性研は、卒直に言って完全に出遅れてしまっている、というより、全く手をこまねいていたという状況です。

研究室建設の方針として、(1)の技術を自分の研究室内に持つことは予算的に無理と判断し、何とか(2)を備える方向で進むことにしました。とにかく研究開始には、微細加工のための電子線描画装置と、試料を極低温に冷却するための希釈冷凍機、それに低温での電気伝導の測定系が必要でした。いずれも安い買い物ではなく困っていたのですが、理学部物理教室の小林俊一先生の特別推進研究のメンバーにしていただき、電子線描画装置については頼み込んでこちらのお金で購

入することができ大変助かりました。希釧冷凍機は自作して何とか経費を浮かそうとしました。

実験室としては、地下に 2 スパンの部屋をいただきました。その他には近所に適当な所がなく、4 階の、地下の部屋とは反対側の端にいたすことになりました。以来現在まで、4 階と地下を往来していますが、近いにこしたことはないものの、不便でどうしようもない、と思ったことはありません。部屋割り委員長や柏移転の建築委員をやって、私の倍位の速さで歩ける所員の皆さんのが「近くの実験室」を確保するのに目の色を変えるのを経験しましたが、私にはとても不思議に感じられます。

六本木は、東京タワーに近く、地下鉄や大きな通りに加えて猛烈な振動と塵埃を発生するヘリコプターの発着地とも隣接していて、微細加工にも微弱な電磁測定にも適しているとは思えませんでした。ある程度覚悟して始めたものの、微細加工を始めて驚いたのは、電源ラインにわけのわからないパルスノイズが入っていて、これが空中に放散されており、なかなか除くことができません。走査電子顕微鏡の像はノイズでひどい状態で、よくこんな所で実験しているなど呆れました。その他、不定期に発生して AM ラジオが聞こえなくなる高周波ノイズもあり、ラジオを持って所内中を歩いたりしましたが、いずれも原因がわかりません。外来ノイズ以前にこれらの所内のノイズに悩まされました。うまい解決法は見当たらず、対症療法として、描画装置は比較的ノイズの軽微な所の西側に移転することにしました（ただしこれは、時期的には分子線エピタキシー装置の導入時です）。

量子輸送の測定には西側で行うだけでは到底駄目で、地下の 2 スパンを測定室として早く整備する必要がありました。零からの出発にふさわしく、全くのがらんどうでした。まず、本郷の地下に二宮先生のお使いだった小さなシールドルームがばらばらの板になって積まれていたのを思い出し、もらい受けて組み上げました。これを手始めに 1 年余に亘って研究室建設の悪戦苦闘が続きました。ハンマードリルを使い過ぎて肘を痛めたり、体重がかなり減ってしまったのもこの頃です。深夜の 2 時 3 時頃にジグソーの音（たまに下手糞なフルートの音）を響かせて、仮眠室で寝ている人には大分迷惑だったと思いますが、不思議と文句は出ませんでした。夏など、帰る頃にはすっかり夜が明けてしまい、何だか随分不健康な生活を送っているような気がしたものです。それにしても、着任直後は何としても人手が欲しいのに、全く独りぼっちでやっていけ、というのは、すべての先人が歩んだ道とは言え、自ら体験してみると、やはりかなり理不尽に感じました。新任直後に、例えば技官の方々の力をしばらく借りられるような制度ができるものか、と思います。組織化は、こういった事にも、答える制度でしょうか？

2 分子線エピタキシー装置の導入

苦闘の1年目も終わり頃、補正予算で分子線エピタキシー(MBE)装置を購入する話が持ち上がりました。これはご存じのように、高品質の半導体薄膜を単原子層単位で成長できる装置で、これによって、最初の方で述べた(1)の技術も獲得できることになります。これに伴って、地下の家研、勝本研の実験室を大整理し、大型装置の移動を行いました。前述のように、こんなものが買えるとは予想していなかったので大変嬉しかったのですが、導入に伴う改装費や当面の維持費が全くつかなかつたので、研究室予算はたちまち大赤字となり、山田財団の援助金もすべて消耗品に注ぎ込むことになりました。

2年目は英国VG社より購入したMBEのインスタレーションで始まりました。これも本来私が責任を持ってやらなければならなかったのですが、幸い（というか申し訳なくもというか）家研助手の遠藤彰君がメインになって進めてくれたので大いに助かりました（彼がいなからたら、体を壊していたかもしれません。）。しかしこの装置、最初からトラブル続きでなかなか調子良く動いてくれません。夏には英国からトレーナーが来て、実際に薄膜成長を行って行きました。この時は朝早くから深夜まで研究室全員が振り回されました（トレーナー自身は8時間労働）。皮肉なもので、トレーナーが帰って自己流に成長を始めると、たちまち比較的良質の試料が成長できるようになりました。

話が前後しますが、2年目に助手の平澤正勝氏が着任しました。平澤君には光学測定系の立ち上げをやってもらったのですが、これはごく簡単なものながら、成長した薄膜の評価には極めて役立ちました。

一応の試料はできるようになったものの、我々としてはさらに高品質の試料を追求したいと考えていました。色々検討した結果、結局成長時に発生するアウトガスを強力なポンプでしゃにむに引いてしまうしかない、ということになり、大型のクライオポンプを取り付けることになりました。本来そのようなものを取り付ける引き口がなく、苦肉の策で、奇妙な形の配管を作り、クライオポンプを逆立ちにして取り付けました。この効き目と遠藤君を始め、スタッフの努力で、現在、世界的にも高品質といえる2次元電子系が作成できるようになっています。

3 2次元電子の伝導へのベクトルポテンシャル変調の効果

高品質の2次元電子系はMBE装置を使って作れるようになり、微細加工も $0.1\mu\text{m}$ 程度であれば、さほど苦労なくできるようになったのですが、希釈冷凍機はなかなか冷えてくれません。そういうしている内に、ひっ迫りだこになったのが、薄膜評価のために作製した液体ヘリウム容器直接挿入型の磁気抵抗・ホール抵抗測定装置です。「装置」というのもお恥ずかしいような簡単な代物ですが、面倒なトランスファーがいらないし、磁場もそこそこ（1T程度）出る、という点が好まれたようです。

このクライオスタットで精力的に実験を始めたのが、伊沢修一君（当時家研M 2）でした。彼の実験は、2次元電子の上に図1のような櫛形Niのゲートを付け、Niが磁化することによって2次元電子に周期的に変化する磁場をかけようというものです。2次元電子系に周期的な静電ポテンシャルを人工的に作って、その影響で磁気抵抗に振動が出る（Weiss 振動）という実験はすでに行われていましたが、周期的な磁場変調の効果については、なかなか実験がうまくいっていませんでした。これは、磁場変調だけつけようとしてもゲートを乗せると、歪みや表面準位の形成によって電気ポテンシャル変調がかかってしまい、磁場変調の効果が検出しにくい、ということが原因していました。

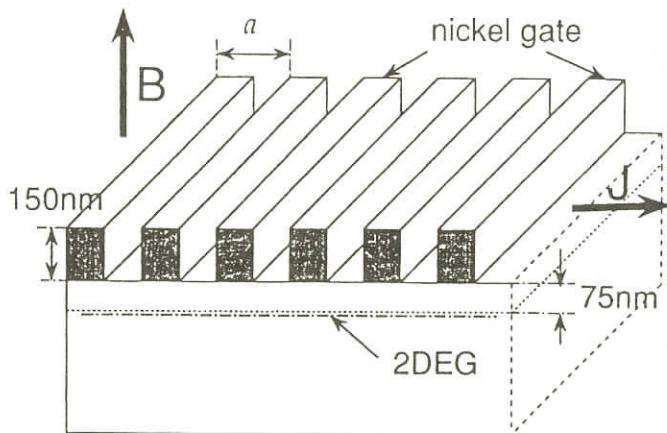


図1：GaAs/AlGaAs 2次元電子の上にNiの櫛形ゲート電極をのせたところ。

伊沢君もこれで四苦八苦していたのですが、試料作りの腕が良くなるにつれて、磁場変調の効果らしいものが見え始めました。ここで、ヒントになったのは、同時期に磁性半導体や磁性体多層膜の磁気抵抗の測定を始め、自発磁化に伴うヒステリシスを観測していたことです。そこで、この系についても磁場循環を使ってみたら、ということで、ゲート電圧によって静電ポテンシャル変調成分ができるだけ抑えながら、磁場循環での磁気抵抗のヒステリシス分をプロットしてみると、図2のようにきれいな振動成分を抽出することができました。これは、その振動の位相が、吉岡・家の予想[1]とほぼ一致しており、純粋な磁場（ベクトルポテンシャル）変調による振動成分を観測できていることがわかりました。手法に色々な違いはあるのですが、同様な実験は世界中で行われており、ほぼ同時期に我々のも含めて3つの論文が発表されました。[2,3,4]

この系は、さらに磁場変調を強める、複合フェルミオンが現れる強磁場で測定する、2次元電子系を2層にする、磁性体の修飾を櫛形以外に島状や田の字状にしてみる、など、様々な発展を考えられ、現在加藤真由美さん（家研M 2）が中心になって実験を進めています。

また、忘れてならないのは、有機物やグラファイト層間化合物で見つかった角度依存磁気抵抗振動は、基本的には上記の磁気抵抗と同じ物理を背景にしている、ということです。すなわち、面内のポテンシャル変調ばかりでなく、超格子構造を使って面に垂直方向の伝導にも同様の効果を発生させることが可能です。これは、現在、川村 稔君（家研M1）が実験を行っており、非常にきれいな磁気抵抗振動が得られるようになりました。今後の発展が楽しみです。

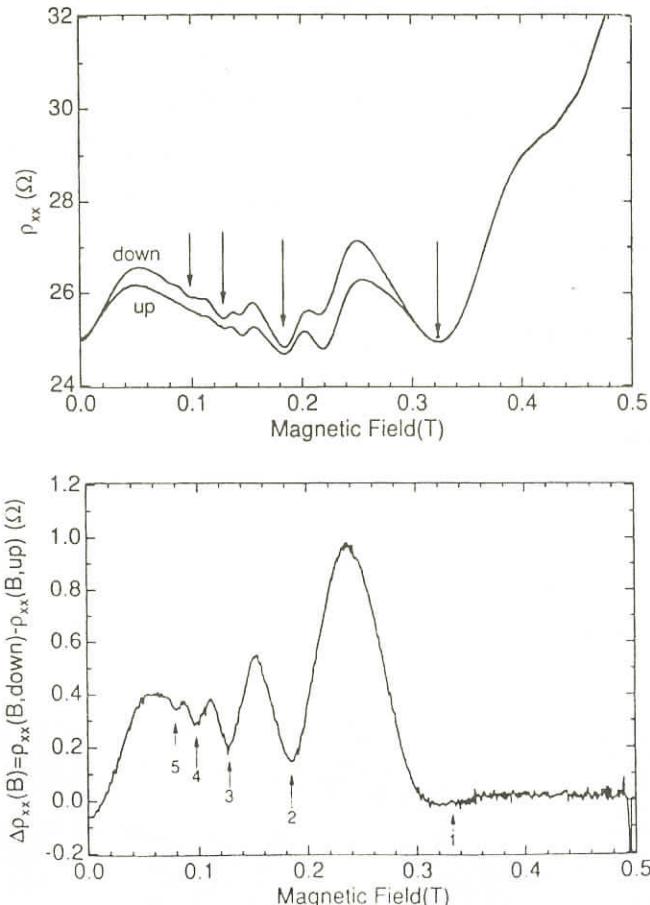


図2 上：図1の試料で磁気抵抗に現れたヒステリシス
下：上の図よりヒステリシス成分を取り出したもの。

更に、縦方向に磁気的な変調を施す、というバリエーションも考えられます。これは、磁性体-非磁性体の積層構造で、巨大磁気抵抗（GMR）を発生する系でもあります。このような系での垂直電気伝導は測定が大変難しいのですが、家研技官の福島昭子さん、東邦大4年の正井紀子さんがGMRの測定も含めてこれに取り組んでいます。

4 希釈冷凍機の導入

Heベッセル直接挿入型のクライオスタッフが便利なのに味をしめて、同タイプの希釈冷凍機が欲しくなりました。幸い2年目に仏TBT社より購入できることになりました。しかし色々とトラブルがあり、納品が大幅に遅れてしまいました。一応使えるようになった時には3年目になっていました。

実際に使い始めてみると、冷凍機自身は大変よくできているのですが、試料のマウントや結線が大変やりにくく、到底実用に耐えません。この辺り、もう少しメーカーと打合せをしっかりやっておけば良かったと後悔しましたが、仕方なく、自分で改造を始めました。その後、熱交換器に大漏れが発生したりして、大分苦労しましたが、何とか所期の便利なクライオスタッフと呼べるものにまでなったと自負しています。学生さん達も便利に使っているようです（もっとも、彼らは通常の希釈冷凍機の面倒さを知らないのですが）。

更に味をしめて、フィンランドから、家研の分も含めて2基の同様の冷凍機を購入し、これから立ち上げる所です。今度はもう少し早く、実用に耐えるものにしたいと思っています。

5 帯電効果と干渉効果

「三種の神器」も何とか揃い、いよいよ着任当時からやりたかった実験にとりかかりました。残念なことに3年もたつと、色々あったアイディアも、かなりの部分は世界中で実験が行われてしまい、ほぞを噛む思いもいたしました。この実験もその一つで、着想し、準備を始めたのはかなり早かったのですが、その後、WeizmanのHeiblumのグループから実験が出てしまい、連中が引き続き世界をリードしています。

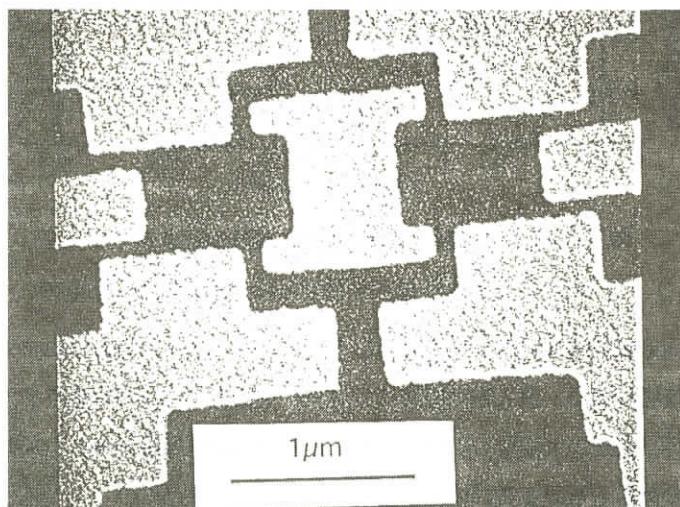


図3：2次元電子系を用いて作成した並列量子ドットの走査電子顕微鏡写真。白い部分は金のスプリットゲートで黒い部分に2次元電子が残っている。

ちょっとくやしいので、追試に近いものになりましたが、図3のような並列量子ドット構造で実験しました。問題は、単一電子トンネルにおいて、電子の量子力学的な波としての位相記憶は残っているかどうか、ということです。これを調べるには、量子ドットで単一電子トンネルによるクーロン振動が生じている条件で、アハラノフーボーム（A B）効果が現れるかどうか見ればよろしい。図4は、ゲート電圧による伝導度のクーロン振動で、矢印で示した振動の頂点で磁場を掃印すると、図5のようにA B効果が現れ、位相記憶が少なくともある程度は保たれていることが確認されました。[5]

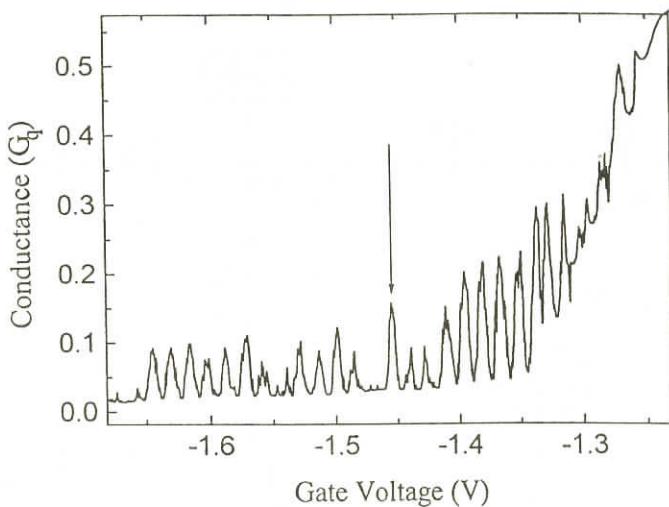


図4：図3の試料で、一つの量子ドットで現れたクーロン振動。

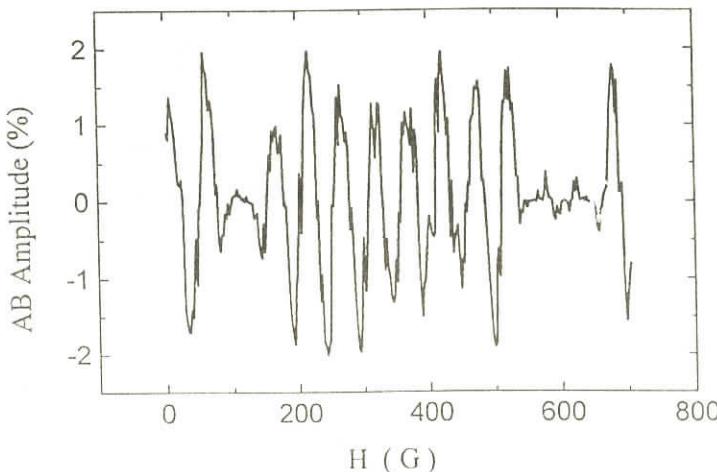


図5：図4で矢印で示したクーロン振動のピークで現れたアハラノフーボーム振動。

6 超伝導微小接合の研究

最初の大学院生として沼尻全弘君が入学して来たのですが、残念なことに早々に健康を害してしまいました。早く病気を克服しての再出発を願うのみです。次の大学院生は、木村 充君（現在M2）で、彼とは着任当時からやりたいと思っていた、超伝導微小接合の実験を始めました。

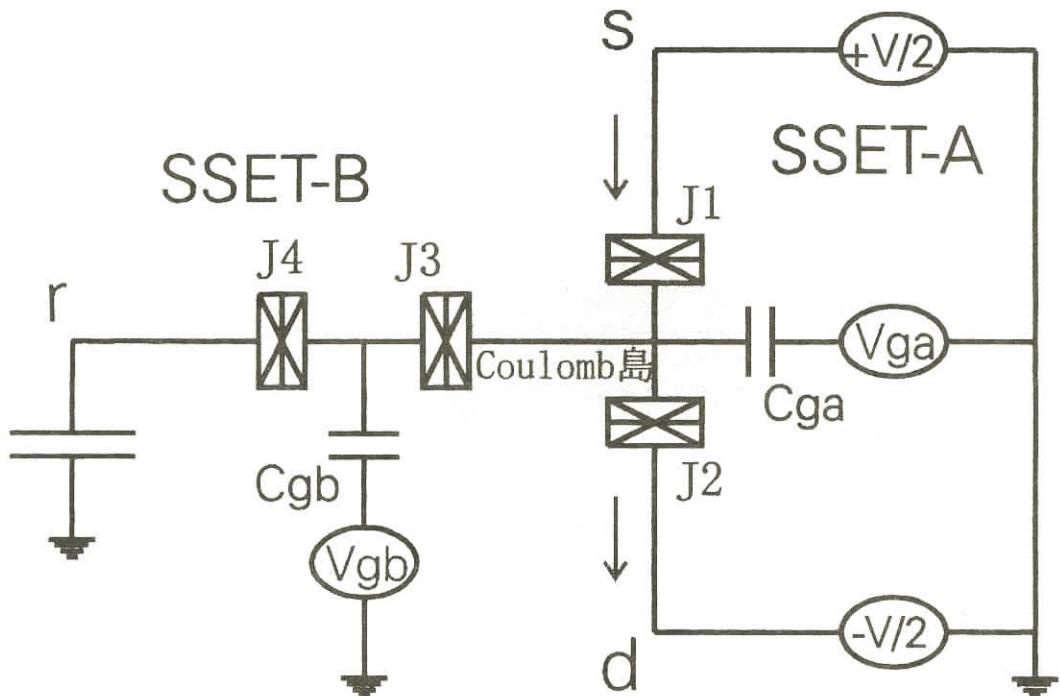


図 6 : 1つのSSET(SSET-A)のクーロン島にもう一つのSSET(SSET-B)のスイッチを結合した回路。

彼とトライしたテーマは、超伝導単一電子トランジスタ (Superconducting Single-Electron Transistor, SSET) の粒子数ゆらぎの制御、ということです。これは、SSETの中央にできる周囲から孤立した「クーロン島」にもう一つのSSETを接続し、これをON/OFFすることでクーロン島の粒子数ゆらぎを制御する試みで、粒子数ゆらぎと超伝導の位相ゆらぎとの間にはご存じのように不確定性関係

$$\Delta \theta \Delta n > 1/2$$

が成立しますので、これを通して、位相ゆらぎの制御→Josephson 電流の制御が可能になるのではないかと考えたのです。これは、物理的にも非常に基礎的な問題ですが、同時に、クライオエレクトロニクスの3端子素子による復活と、单電子デバイスの低インピーダンス化による実用

化という応用面にも直結していて大変魅力的に感じました。

私も、この実験のためにクライオスタッフの配線を何度もし直し、フィルターを作り直したりして苦労しましたが、木村君も大変粘り強く取り組んでくれました。図7が、回路図（図6）でSSET-Aの零バイアス付近の共鳴電流（Josephson電流に準ずるもの）のSSET-Bのゲート電圧に対する依存性で、電流振動から期待通りスイッチングが行われていることがわかります。

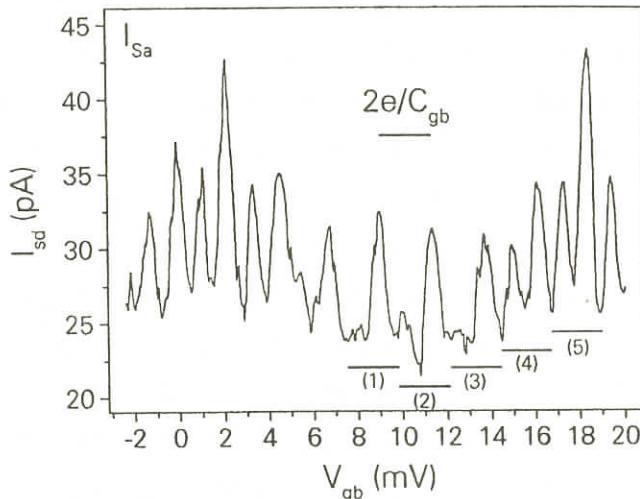


図7：図6の回路で、SSET-Bのゲート電圧を掃引しながらSSET-Aのソースドレイン電流を測定したもの。

しかし良く見るとそれだけではなく、振動のベースラインがゆっくりと振動し、更に振動周期が途中で2倍だけ変化しています。ベースラインの振動はSSET-AとBとの間の静電結合によるものだとすぐに気が付きましたが、周期の変化については、しばらく悩んで、結局、クーロン島の電子数の偶奇でエネルギーが違うことに起因するいわゆるパリティ効果をゲートで制御している、ということに気が付きました。^[6] 沢山のデータを見直して、この結論に対する自信は深まっていますが、どうしてそのようなことができたのか、ということについては、今のところ全くの謎です。時間があれば、モンテカルロ等でチャージの動きを追ってみたいと思っています。

現在、真のJosephson電流のスイッチを目指して、駆動回路の低温での動作も含めて基礎データをとって、実験的に「外堀を埋める」ことを行っています。

7 微小超伝導体の vortex

次に入学してきたのが佐藤秀樹君（M1）です。彼は最初からマクロ量子トンネル（MQT）の実験をやりたがっていた（少なくとも私はそう思った）ので、前々からのアイディアであった、SSETのクーロン島をリング状にして、リング内へのvortexのトンネルによる出入りを調べると

いう実験をやってもらうことになりました。

試料ができるようになったので、予備実験として、1.2Kで測定していたところ、図8のような妙な磁気抵抗が現れました。一見ノイズだらけのように見えますが、驚いたことに、磁場をもう一度掃引してみると、全く同じパターンが現れました。特に大きなひげのようなスパイク状のパターンが完全に再現するのには本当に驚いたものです。細かい振動はvortexがリングに侵入することによるものだということはすぐにわかりました。大きな振動の原因についてはリングの少し太い腕の部分にvortexがトラップされて発生しているものだろうと見当がついたので、佐藤君はリングでない微小超伝導体をクーロン島にしてSSETを作り、ソースドレイン電流の磁場依存性を調べました。その結果、やはり、微小超伝導体にvortexが侵入する時に大きな電流のジャンプが出ることがわかりました。彼はそれだけでなく、ヒステリシスを上手に使って、ひとつひとつvortex配置に対する超伝導体の自由エネルギーの磁場依存性を求める成功しました。これは、メゾスコピック超伝導体の研究に道を開く、非常に重要な仕事だと思っています。これは更に、クーパー対と双対な関係にあるvortexをひとつひとつ自在に動かす、単vortex回路の作製にもつながると考えており、現在色々と頭をひねっている所です。というわけで、微小超伝導体に大分寄り道していますが、いずれ最終目標のMQTの実験も再開したい所です。色々と沢山やりたいことがあって困っているのは、一応幸福な状態だと思います。

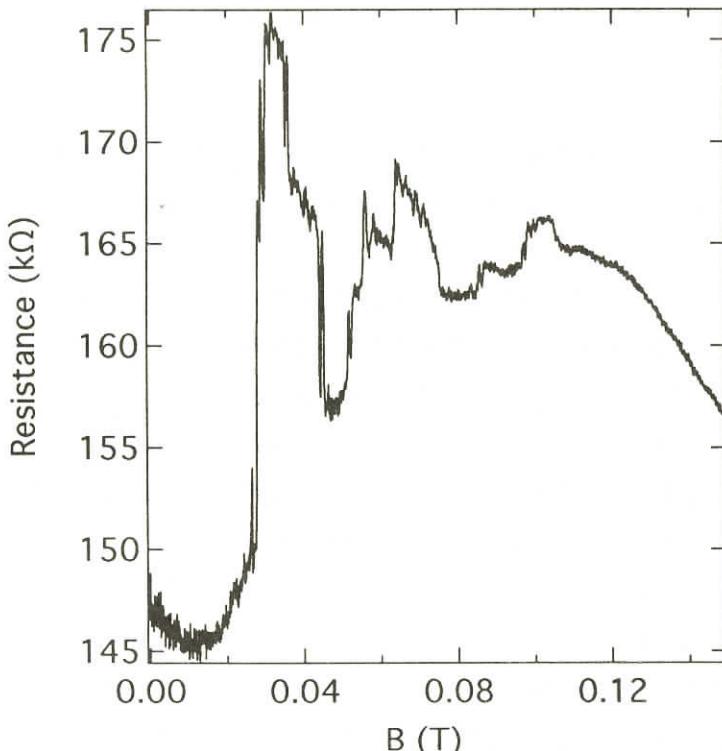


図8 : リング状にしたクーロン島を持つSSETの磁気抵抗

8 III-V族希薄磁性半導体

ひょんなことから、研究を始めて、深みにはまってしまうというのはよくあることだと思いますが、これはその典型的な例でしょう。最初はIBMのワトソン研から東工大に帰国したばかりの宗片比呂夫氏が昼休みに遊びに来て、「これから磁性半導体の研究会を生産研でやるので一緒に出ないか」と言ったことから始まったと思います。最初は全くの野次馬で出ていたのですが、少人数の研究会で隅のほうに隠れてばかりいるわけにもいかず、だんだんとこのソサエティの人間とも顔見知りになっていきました。

当時北大にいた大野英男先生の作製されたInMnAsの試料を現在家研D1の大岩 頤君が測定し始め、その非常に変わった磁気電気伝導に最初はただただ感心していたのですが、そのうち色々と口出しをしたくなってしまいました。特に、永続的な光伝導を使って光誘起強磁性を見付けようという試みは、何となく「これは自分の分野の研究」のような気がして、色々と実験のセットアップを考えていたところ、東工大の腰原伸也氏が、同じ物性研の高木研で同じことをやろうとしていることがわかり、高木さんの仲介で共同研究することになりました。腰原氏と大岩君を始めとするスタッフの協力で、どうやら光誘起の強磁性を確認することができました。

このような劇的な問題でなくても、磁性半導体の伝導は奥が深く、先日も典型的なホッピング伝導だと思っていた試料で、100mK程度の低温で大きな抵抗ピークが観測されるなど、色々と驚かされる日々です。そこで、人に試料をもらうだけではあきたらず、専用の分子線エピタキシー装置を導入して自分で試料を作ることになりました。これと電子線描画装置を組み合わせて自己形成微小磁性半導体ドットなどができるれば、更に我々を驚かす結果が出てくるものと期待しています。

9 分数量子ホール効果

分数量子ホール効果は、喻えて言えば、少々癖のあるしかし絶世の美女、という所でしょうか。とにかく、実験的にアプローチするには、相当の道具立てが必要です。かつ、いつも予想とは違う反応を見せるので、油断がなりません。

安藤正人君（家研M1）は、分数量子ホール効果の状態間のトンネルの仕事に取り組んでいます。これは、理論部門の甲元先生や白石さんの示唆によって始めた仕事ですが、MBEで作った試料に微細加工を施し、強磁場、低温の電気伝導に出てくる多体効果と言う、我々にとって、三種の神器フル稼働の堪えられないほど魅力的なテーマです。正直なところ、なかなかうまく行かないだろうと思っていたのですが、最初の実験であっさりと、一応考察に値する実験結果が出ました。最近試料作製と測定の腕も大分上がり、最初考えていたのは少し違った、しかし大変面白いデータが出始めています。

10 微小磁性体プロジェクトのこと

以上のように、微小磁性体に興味を持つようになりました。当時家研の修士だった佐藤 仁君が磁性体と超伝導体のハイブリッドの実験をして、色々変わった現象ができるものの正体がつかめず苦労していたのも思い出されます。4年目にして初めての技術官である橋本義昭君を迎えて、本格的にメゾスコピック磁性体の実験に着手しました。まだ、なかなか障害の多い実験ですが、近いうちに何らかの結果が出せるものと確信しています。

更に、家研、小森研と共同で、微小磁性体の研究プロジェクトを開始しました。従来の実験道具に加えて、長年の希望だった低温STMを使い、思い切り微小な磁性ドットの研究を展開する予定です。

最後になってしましましたが、特に強磁場下の測定その他で電磁気測定室の小黒 勇助手には着任以来、お世話になりっぱなしです。また、家研秘書の窪田和子さんにも色々とお世話になっています。最後の最後に、色々と苦労してきましたし、これからも苦労するとは思いますが、とにかくも研究の場を提供していただいた、物性研究所に感謝したいと思います。

参考文献

- [1] D. Yoshioka and Y. Iye, J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 448.
- [2] S. Izawa, S. Katsumoto, A. Endo and Y. Iye, J. Phys. Soc. Jpn. 64 (1995) 706.
- [3] H. A. Carmona, A. K. Gein, A. Nogaret, P. C. Main, T. J. Foster, M. Henini, S. P. Beaumont and M. G. Blamire, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 3009.
- [4] P. D. Ye, D. Weiss, P. R. Gerhards, M. Seeger, K. von Klitzing, K. Eberl adn H. Nickel, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 3013.
- [5] S. Katsumoto and A. Endo, J. Phys. Soc. Jpn. 65, 4086 (1996).
- [6] S. Katsumoto and M. Kimura, J. Phys. Soc. Jpn. 65, 3704 (1996).

物性研究所短期研究会報告

「低次元フェルミ流体系の物理」

世話人	阪大・基礎工	三宅和正
	東大・物性研	石本英彦
	東大・物性研	家泰弘
	筑波大・物理	福山寛
	東大・物性研	河野公俊

この研究会は、吸着ヘリウム3膜の磁性、多重連結媒質中に充填したヘリウム3の物性、液体ヘリウム3表面、結晶成長などの固液界面現象、2次元超流動ヘリウム3の物性など、ヘリウムにおける低次元フェルミ系の物性と、それらと特に深い関連を持つメゾスコピック系、量子ホール系などの低次元電子系の物性を「低次元フェルミ流体系の物理」として統一的に捕らえ、これらの各分野の研究者間に相互理解の基礎を築くことを目的として企画された。最初多少の戸惑いはあったものの、分野の壁を越えて活発な討論がなされ、共通の問題と興味を多く見い出すことができた。科学研究の細分化が進むなかで今後ともこのような研究会を持つことの意義を再認識するよい機会であった。

この研究会の準備をしていただいた物性研事務の方々に参加者一同心より感謝いたします。

プ　ロ　グ　ラ　ム

日 時：12月4日(水)13:30～12月6日(金)12:00

場 所：東京大学物性研究所Q棟一階会議室

12月4日(水)

(座長：奥田雄一)

13:00 はじめに

阪大基礎工 三宅和正

13:10 グラファイト上に吸着した³He単原子層の2次元物性(30分)

筑波大物理 福山寛

13 : 40	固体 ³ He薄膜の磁気比熱(20分)	筑波大物理	石田一貴 八幡和志 森下将史 福山寛
15 : 00	固体 ³ He薄膜におけるカイラル相転移の可能性(20分)	筑波大物理	桃井努 坂本晴美 久保健
14 : 20	休憩(10分)		
	(座長:石本英彦)		
14 : 30	ゼオライト空隙中のs電子系の物性(30分)	東北大理	野末泰夫 池本夕佳 中野岳仁 光野明 寺崎治
15 : 00	メゾポーラスにおける ³ Heの相関とゼロ&1次元凝縮(30分)	東大院総合	和田信雄
15 : 30	ストーナーモデルによる2次元 ³ Heの比熱の解析(10分)	東大院総合	小倉正舟 生井澤寛
15 : 40	メゾポーラス物質FS-16中の吸着 ⁴ He超流動(20分)	東大院総合	矢野英雄
16 : 00	2次元メゾポーラス物質中の吸着 ⁴ Heの超音波測定(10分)	電通大	桧枝光憲
16 : 10	休憩(10分)		
	(座長:福山寛)		
16 : 20	2次元-3次元超流動:多孔質ガラス中のHe薄膜の超流動(20分)	東大物性研	久保田実
16 : 40	AC Amplitude dependent dissipation in the thin He Films formed in the porous glass with 1 micron meter diameter (20分)	東大物性研	Vladimir Kovatik
17 : 00	回転によって誘起される多孔質中He薄膜中のエネルギー散逸と 2次元-3次元超流動転移(10分)	東大物性研	福田宗行 Maxim K. Zalalutdinov

17 : 10	二次元回転超流動における量子渦格子の形成と崩壊(20分)	東北大流体研	坪 田 誠
17 : 30	量子渦と超音波の相互作用(20分)	東工大理	奥 田 雄 一

12月 5 日 (木)

(座長：河 野 公 俊)

9 : 00	超流動 ³ HeにおけるAndreev反射と近接効果(30分)	東大物性研	石 本 英 彦
9 : 30	超流動 ³ He表面でのAndreev反射(20分)	東大物性研	奥 田 哲 治
9 : 50	異方的 B C S 状態での界面ゼロエネルギー束縛状態と 常磁性マイスナー効果(20分)	広大総合科学部	東 谷 誠 二 永 井 克 彦
10 : 10	液体ヘリウムの表面・界面張力(20分)	電 通 大	鈴 木 勝
10 : 30	³ He- ⁴ He混合液相分離界面のダイナミックス(20分)	東北大理	佐 藤 武 郎 澤 田 安 樹
		東工大理	奥 田 雄 一
10 : 50	2次元偏極原子状水素のK-T転移の探索(20分)	京 大 理	水 崎 隆 雄
11 : 10	休 憩 (10 分)		

(座長：和 田 信 雄)

11 : 20	2次元パラマグノンとフェルミ超流動(30 分)	阪大基礎工	大 西 祥 史 三 宅 和 正
11 : 50	2次元ヘリウム 3 の超流動相転移とカイラリティ(30分)	京都工織大	川 村 光
12 : 20	昼 食		

(座長：長 岡 洋 介)

13 : 40	宇宙における相転移(40分)	東 大 理	佐 藤 勝 彦
14 : 20	分数量子ホール効果—バルクからメゾスコピックまで(40分)	東 大 理	青 木 秀 夫
15 : 00	超流動 ³ HeのF I L M(30分)	京 大 理	大 見 哲 巨
15 : 30	超流動ヘリウム 3 A 相の渦格子織り目構造について(20分)	和歌山大教育	藤 田 利 光

15 : 50	1 μ m 平行平板間における超流動 ^3He の相転移(20分)	大阪市大 松原 明 宮脇 昇一
16 : 10	休憩 (10分)	(座長: 家泰 弘)
16 : 20	2 次元電子による ^3He の表面の研究(30分)	東大物性研 河野 公俊
16 : 50	超流動 ^3He 液面上 2 次元電子の伝導度測定(20分)	東大物性研 白濱 圭也 O. Kirichek
17 : 10	Mobility of the Wigner Solid on Liquid ^3He (20分)	東大物性研 Yuri Monarkha
17 : 30	超流動ヘリウム膜上の擬 0 次元電子系(20分)	九大 理 矢山 英樹
17 : 50	休憩 (10分)	(座長: 大見 哲巨)
18 : 00	量子ホール状態における量子位相現象(30分)	東北大理 江澤 潤一
18 : 30	モット転移近傍の 1 次元電子系(30分)	東大院総合 小形 正男
12月 6 日 (金)		
	(座長: 永井 克彦)	
9 : 30	量子ホール効果一実験(30分)	東大物性研 家泰 弘
10 : 00	微細加工半導体 2 次元電子系および超格子の磁気伝導実験(20分)	東大物性研 遠藤 彰 安藤 正人 川村 稔 勝本 信吾 家泰 弘
10 : 20	2 層系における量子ホール効果の実験(20分)	東北大理 澤田 安樹
10 : 40	半導体界面 2 次元電子系における磁性: 3 体交換相互作用と Aharonov - Bohm 効果(20分)	学習院大理 岡本 徹
11 : 00	休憩 (10分)	(座長: 三宅 和正)
11 : 10	強いホール電場下での、ラフリン状態の「つぶれ」(20分)	東大院総合 簗口 友紀
11 : 30	量子ホール系における(擬)スピン秩序(30分)	東大院総合 吉岡 大二郎
12 : 00	閉会	

グラファイト上に吸着した³He単原子層の2次元物性

筑波大物理 福山 寛

グラファイト表面に物理吸着した³Heの数原子層までの薄膜は、低温でほぼ理想的な2次元フェルミ系を形成することが知られている。我々はこのうち特に吸着第2層目の³He単原子固層が示す2次元核磁性に注目して、その比熱を90μKに至る超低温度域で測定している。その結果、この系の磁性が粒子密度の増加とともにフラストレーションの強い反強磁性(AFM)から単純な強磁性(FM)へと複雑な変化を見せることが分かってきた[1]。ところが、その2次元の結晶構造については中性子回折実験が困難なこともあり未解明な点が多い。例えば、FM相は1層目の³He固層に対して不整合な三角格子構造をもつことが確認されているが、AFM相は整合な $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ 構造をもつと理論的に予測されているものの、実験的な検証はない。また、整合相と不整合相の中間密度領域の構造は、H₂, D₂/グラファイト系からの類推でドメイン壁構造をもつとの説もあるが詳細は不明である。

こうした背景のもとに我々のグループでは、超低温走査トンネル顕微鏡[2]を用いた2次元固体Heの実空間での構造解析実験に取り組んでいる。図は清浄グラファイト表面に⁴Heのサブモノレーヤー整合固相(グラファイト基盤に対して整合な $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 相)を吸着させたときのT=120mKにおけるSTM像である。B-サイト炭素原子の一様な三角格子像に重複して、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 相と同じ周期をもつ超格子構造が明瞭に観測されている。また、トンネル分光特性に清浄グラファイト表面には見られなかった±10meV程度のギャップが生じることが分かった。さらに、数原子層程度の⁴He薄膜についてトンネル電流の探針-試料間距離依存性を測定したところ、原子キャビラリー効果と考えられるような大きなヒステリシスも見られた。

これらの観測事実から、表面吸着した個々の⁴He原子によって引き起こされた何らかの変化(トンネルコンダクタンスの減少)がここで観測されていることは確実と思われる。しかし、閉殻構造をもつHe原子の¹S電子エネルギー順位は基盤のフェルミ順位に比べてはるかに低いので、何故STMでHe原子の影響が“見える”のか一見不思議である。これについて我々は次の二つの可能性を考えている。

- 1) Lang[3]が主張するように、吸着He原子が誘電分極効果で金属基盤のフェルミ順位近傍の電子状態密度をわずかに減少させる。
- 2) 探針-He-グラファイト間の原子間相互作用のためにHe原子直下のグラファイト基盤が局所的に弾性変形して探針-グラファイト間距離が増加し、そのためにトンネル電流が減少する。

これらの仮説を検証するためには今後さらに実験を続ける必要があるが、今のところ後者の効果がより支配的ではないかと予測している。その場合には、通常のSTM実験と違って、むしろ原子間力顕微鏡の原理で2次元固体Heが観測されていると考えると理解し易い。つまり、グラファイ

ト基盤がカンチレバーの役目をし、その変位がトンネル電流の変化として測定されているという具合である。

- [1] 石田一貴, 八幡和志, 森下将史, 福山 寛, 本研究会 : M.Morishita, K.Ishida, K.Yawata and Hiroshi Fukuyama, Czech. J. of Phys. **46** Suppl. J. of Phys. 46 Suppl. SI, 409 (1996).
- [2] Hiroshi Fukuyama, H.Tan, T.Handa, T.Kumakura and M.Morishita, Czech. J. of Phys. **46** Suppl. S5, 2847 (1996).
- [3] N.D.Lang, Phys. Rev. Lett. **56**, 1164 (1986).

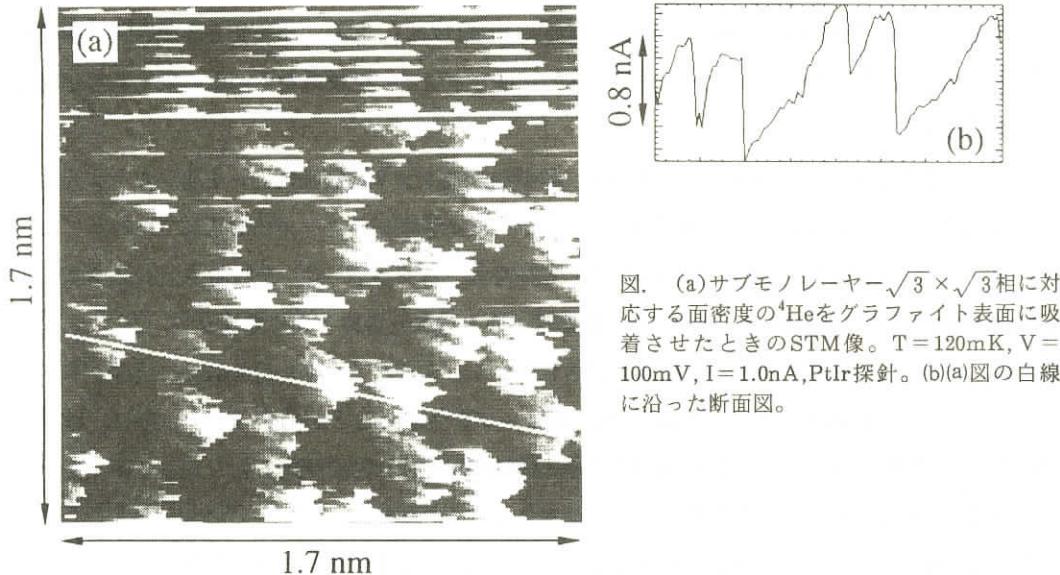


図. (a)サブモノレーヤー $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 相に応する面密度の ^4He をグラファイト表面に吸着させたときのSTM像。T = 120mK, V = 100mV, I = 1.0nA, PtIr探針。(b)(a)図の白線に沿った断面図。

固体 ^3He 薄膜の磁気比熱

筑波大物理 石田一貴
八幡和志
森下将史
福山 寛

グラファイト上に物理吸着した ^3He 薄膜の1層目と2層目の単原子層は、三角格子構造を持つ2次元量子固体を形成する。この系の磁性は、 ^3He 原子が量子効果で位置交換するために核スピン($S=1/2$)間に交換相互作用が働くことによって生じる。第1層目の固相は吸着ポテンシャルが大きいため高密度になり、交換相互作用は小さく($|J| \leq \text{数}\mu\text{K}$)事実上常磁性的である。これに対し、

第2層目の固相は相互作用の大きさが数mKと比較的大きく、反強磁性(AFM)から強磁性(FM)まで吸着面密度によって磁性を制御できるというユニークな特徴を持つ。また、AFM相からFM相へ移る過程で両相が共存する面密度領域が存在することも磁化測定(Stanford大との共同研究)から示唆されている[1]。

我々は最近、この第2層目の核磁気比熱を従来の測定に比べて1桁以上低い温度($90\mu\text{K}$)まで測定した。実験は、AFM相(0.182\AA^{-2})、AFM相とFM相の中間相(0.230\AA^{-2})、FM相(0.260\AA^{-2})の三つの面密度について行った。図に示すように各相とも核スピンの短距離秩序の成長に伴う緩やかなピークを数mK付近にもつ他は、3桁に渡る広い温度範囲で相転移をしめす特別な比熱異常はない。これは、この系がほぼ理想的なスピン $1/2$ の2次元量子スピン系と見なしてよいことを示している。

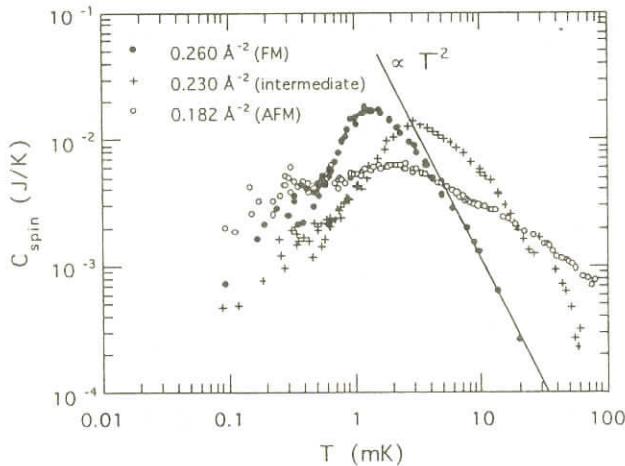


Fig. 吸着第2層の核磁気比熱

AFM相の場合、比熱の温度依存性はピークの高温側も低温側も非常に緩やかで特異である。高温側の振舞いは、2体だけでなく4体、6体のような多体交換がかなり大きいことを示しているのかもしれない。一方低温側の振舞いは、低エネルギーのスピン励起が無数に存在することを示しているが、これは三角格子という幾何学的なfrustrationや、恐らくは種々の多体交換相互作用間の競合のために長距離秩序をもたない無秩序な基底状態が実現していることを示唆しているものと考えている。

Greywallはこの相について、高温域のみの比熱測定から50%近い大きなエントロピー欠損の可能性を指摘している[2]。これに対し、Elserは磁性に関与するスピンが実効的にカゴメ格子を組んでおり、その基底状態がスピン液体状態であるとするとエントロピー欠損の問題が説明できることを主張している[3]。しかし、実際に相互作用に比べて一桁以上低温まで比熱測定を行った我々

の結果は、そのような大きなエントロピー欠損が存在しないことを明確に示している。現在のところ、ここで得られた低温の比熱データを定量的に説明できる理論計算はない。

一方、中間相やFM相では高温側も低温側も比熱の温度依存性はAFM相に比べてずっと強い。面密度が 0.230A^{-2} から 0.260A^{-2} に増加すると、ピーク温度は低温側にシフトし（交換相互作用の大きさが小さくなる）、ピーク高も高くなって、高温側は T^{-2} 則により早く漸近するようになる。また、低温側は2次元強磁性スピン波近似から期待される振舞（比熱が温度Tに比例）に近く傾向が見られる。Stanford大との磁化測定の結果も踏まえると、これらの面密度では基底状態で強磁性的な長距離秩序が実現している可能性が高い。

このように面密度によって相互作用の符号までもが変化することについては、1)種々の多体交換相互作用の面密度依存性の相違のため、2)第3層目の液相を媒介とするFM的な間接相互作用とAFM的な直接交換相互作用の競合の結果、という二つの説がある。

今後は中間領域での精密な比熱測定を行い、相互作用のミクロな機構を明らかにしてゆく計画である。

- [1] P. Schiffer, M.T.O'Keefe, D.D.Osheroff, and H.Fukuyama, Phys. Rev. Lett., **71**, 1403 (1993); J. Low Temp. Phys., **94**, 489 (1994).
- [2] D. S. Greywall, Phys. Rev. **B41**, 1842 (1990).
- [3] V. Elser, Phys. Rev. Lett., **62**, 2405 (1990).

固体 ^3He 薄膜におけるカイラル相転移の可能性

筑波大物理 桃井 勉
久保 健
坂本 晴美

固体 ^3He 薄膜は理想的な2次元系であり、またそのスピン自由度は完全なスピンの回転対称性を持っている。ところがこのような系においても特別な条件下ではスピンの多体相互作用により有限温度で相転移が起こる可能性があることがわかった。

我々は、固体 ^3He 薄膜における多体交換相互作用の効果を調べるために、以下の三角格子上の4体相互作用まで含むスピン模型を調べた。

$$H = J \sum_{\langle i,j \rangle}^{n,n} \sigma_i \cdot \sigma_j + K \sum_p h_p$$

ここで2項目の和は、三角格子上の4サイトによるひし形について和をとる。また h_p は4体相互作用。例えば、(a,c), (b,d)を対角線とする菱形の場合

$$h_p = \sum_{\langle \alpha, \beta \rangle} \sigma_\alpha \cdot \sigma_\beta + (\sigma_a \cdot \sigma_b)(\sigma_c \cdot \sigma_d) + (\sigma_a \cdot \sigma_d)(\sigma_b \cdot \sigma_c) - (\sigma_a \cdot \sigma_c)(\sigma_b \cdot \sigma_d)$$

固体においては、密度を変えることによりスピン模型の相互作用のパラメターが大きく変わることが最近の研究によりわかってきてている。その結果、ある密度領域で4体相互作用の項が大きく効いてくる可能性がある。そこで古典論の範囲でこのスピン模型のパラメタを変えてどの様な状態が実現しうるか調べた。その結果、4体相互作用が強いときには、基底状態が4副格子構造になり、それら4種類のスピンは4面体の中心からそれぞれ4つの頂点の方を向いている構造(4面体構造)になっていることがわかった。この基底状態はスカラーカイラリティーという自由度について2重に縮退している。そのため有限温度でこの2つの自由度のいずれかが選ばれるという相転移が起こることが予想される。有限温度をモンテカルロシミュレーションで調べると確かに有限温度で比熱に強い発散が現れる。またこの温度以下でスカラーカイラリティの長距離秩序が出来ていることがわかった。このカイラル相転移の比熱の発散の振舞いはイジング模型の時のlog発散とは異なりもっと強く巾乗で発散している。

このような状態は今のところ実験では観測されていないが、ヘリウム3の密度をうまく変えて、4体相互作用が一番効くようにコントロールできれば、ここで見つかったカイラル相転移が実験的に見つかるかも知れない。

ゼオライト空隙中のs電子系の物性

東北大理 野末泰夫
池本夕佳
中野岳仁
光野明
寺崎治

ゼオライト結晶のナノメータサイズの配列した細孔を利用して新しい低次元電子系を作成することができる。特に、アルカリ金属を吸蔵させたゼオライトでは、ゼオライト自身のもつアルカリイオンと外部から吸蔵させたアルカリ原子の供給するs電子とがいっしょになり、様々な磁気的・光学的性質が現れる。この系の近似的な描像は、各細孔にs電子数よりも陽イオン数の多いカチオニッククラスターが形成され、その量子順位に閉じ込められた複数の電子間の相互作用とクラスター間の電子移動、更にs電子系と陽イオンの変位との相互作用（電子格子相互作用）が互いに絡み合って種々の状態が実現する。

内径約11Åの細孔が単純立方構造で配列したカリウムタイプのゼオライトK-LTAにカリウム

を吸収させた系では細孔当たり平均 5 個程度の s 電子を供給すると最も顕著な強磁性が観測されることを既に報告した。この s 電子の強磁性の発現機構をより詳細に検討するため、より高磁場の磁化、より高い温度域の磁化率、より低いエネルギーの光学スペクトルを測定した。まだ全ての測定は完了していないが、現段階での暫定的な解釈はこの系は絶縁体またはそれに近い系であり、従来の遍歴電子による弱強磁性のモデルでは説明できない結果が得られた。高温域の磁化率測定からはフェリ磁性と考えられる温度依存性が得られた。即ち、互いに大きさの異なる磁気モーメントをもつクラスターが分布し、その間の相互作用は反強磁性的であるが、その磁気モーメントは相殺せず、相転移温度以下では自発磁化が発生する。

一方、内径約13Åの細孔がダイヤモンド構造で配列したカリウムタイプのゼオライトK-FAUにカリウムを吸収させた系では、その磁化率の温度依存性は吸収量によらずに常にCurie則に従い、一見すると局在磁気モーメントによるかの様に見える。また、そのCurie定数は導入した電子数から予想される値より小さく、また、カリウムの吸収量に大きく依存する。しかし、分光スペクトルからはほぼ金属的であることが予想され、また、高磁場での実験結果からもこの磁化は局在磁気モーメントによるものでないことが判明した。この結果は、通常のバンド構造の遍歴電子系では強磁性は現れにくいという金森理論の予想と一致しているように見える。

以上の様子は、実験的にはまだ十分に解明されておらず、今後の系統的な実験結果に待つところが大きい。

メゾポーラスにおける ^3He の相関とゼロ & 1 次元凝縮

東大院総合 和田信雄

強い相関が存在するボース及びフェルミ粒子系として、バルクの 3 次元液体 ^4He および ^3He は理想的な実験研究の対象であった。我々は 3 次元より低い次元のヘリウム量子液体を作りだし、その低次元凝縮を研究している。 ^3He フェルミ粒子系の場合、ハードコアによる斥力相互作用は、3 次元での強磁性的効果から 1 次元での反強磁性的効果へと、次元性により大きく変化することが期待されている。

これらの低次元ヘリウムはメゾポーラス媒質を用いて作り出す。ゼロ次元のそれは直径13Åのケージが10Åの窓でつながっているY型ゼオライトで実現した。飽和吸着量の60%程度のヘリウムを吸着させると、数K程度の温度では40%のヘリウムが固体状態の層としてケージの壁面を被う。そしてヘリウム固層の上にある残りの20%のヘリウムがガスや液体状態にある。更に数百mK以下では、各ケージの中に、3 個程度のヘリウムからなるボースおよびフェルミ・クラスターが生じる。²⁾

2次元 ^3He 液体は、巨大な吸着面積をもつヘクトライトを用いて作りだす。我々はcoverageを変えて ^3He 原子間の相関を制御した。10mKに至る温度領域での比熱測定を行ったところ、有効質量はcoverageとともに大きくなつた。2次元 ^3He 液体の平均粒子間距離が3.7Åあたりでは約8倍程度に増大する。このcoverageは、金属-絶縁体転移の境界領域にあるといえる。各coverageでの比熱の温度依存は、小舟と生井澤によりRPA近似を用いた理論計算により現在定量的な解析が行われている。2次元 ^4He 超流動の場合は比熱の解析から、我々は有効ハードコア直径が4-6Åと見積っている。³⁾

1次元 ^3He 液体は、直径18Åのまっすぐにのびた1次元トンネルのメゾポーラスに於いて研究している。我々はおよそ1層を越えるcoverageから ^3He と ^4He において明瞭なisotope効果を比熱において観測した。この1次元トンネル中の液体部分の直径は、フェルミ波長よりも小さく、1次元フェルミ粒子系が実現していると考えられる。

3次元の液体 ^3He および ^4He に続き、我々は2次元や1およびゼロ次元のヘリウム量子液体をメゾポーラス媒質により実現できるようになった。今後はこれらの新しい次元でのフェルミ縮退や超流動の実験および理論的発展が期待される。

- 1) N.Wada, H.Kato and T.Watanabe: J. Low Temp. Phys. **95**(1994)460
- 2) S.Tasaki: Prog. Theor. Phys. **93**(1995)857.
- 3) N.Wada, A.Inoue, H.Yano and K.Torii: Phys. Rev. **B52**(1995)1167

Stoner Modelによる2次元 ^3He 比熱の解析

東大院理 小倉正舟
東大院総合 生井澤寛

我々は、ナイープなRPAを用いて計算される熱力学ボテンシャルからエントロピーを求めた。その際、密度揺らぎを表すダイヤグラムを無視することは避け、ノーマル状態に対するRPAで取り込むべき2つのダイヤグラム(ラダー型およびリング型)を、低次の重複を避けて取り込んだ。

実際の計算の際に特に重要な点は、スピン揺らぎのスペクトル $\text{Im } \chi(q, \omega)$ の q - ω 空間での構造を反映させた計算をすることである。3次元系では強磁性寸前において、 q - ω 空間の原点近傍に強い準モード(パラマグノン)がRPAの範囲内で立つことから、長波長近似が可能である。このことは自由粒子の静的帶磁率 $\chi_0(q, 0)$ の実部が $q=0$ で最大値を取ることに起因すると解釈できる。ところが2次元系では、 $\chi_0(q, 0)$ が $q=2k_F$ まで一定であることを反映して、強磁性寸前でも揺らぎの強度がつよいスピン波のようなモード(パラマグノン)が長波長領域に立たないことがRPAの範囲で分かった。従ってRPA計算で長波長近似を用いることは出来ない。我々はこのことに注意

して、長波長近似を用いず数値計算をした。その際近似として、RPAの既約ダイヤグラムである自由粒子の帶磁率 χ_0 に対しその温度依存は無視した。ただし長波長近似が使えないため χ_0 の絶対零度における構造をフルに取り込みエントロピーの数値計算をし、後に比熱と結びつけた。

その結果、低温比熱の T -linearに対するスピン揺らぎの補正として、強磁性に近いときはフェルミ温度 T_F の 1 %程度から低温側に T^2 項が現れ、 T^2 の係数の大きさが強磁性に近づくにつれて発散をすることが分かった。またより高温側でフェルミ温度 T_F の 10 %程度になると、比熱の温度依存が $T \log T$ になる領域があることが分かり、 $T \log T$ の係数の大きさは強磁性に近づくにつれて発散し、発散は T^2 の係数の発散より弱いことが分かった。

またスピン揺らぎが比熱の γ 項、すなわち有効質量 m^*/m に及ぼす影響を調べたところ、強磁性に近づくにつれて 3 次元で見られる対数発散より強い発散が認められた。

これらの発散量は強磁性への近さを表現するパラメータの関数として定量的にフィッティングが行え、実験データの解析に用いた。

実験データの解析は、低温比熱に T^2 項が現れると仮定し、熱力学第 3 法則を原理として行い、パラマグノンパラメータ α (ストナーファクターは $(1 - \alpha)^{-1}$)、及びランダウパラメータ F_0^α を評価した。ただし後者の評価には有効質量 m^*/m を実験データにフィットさせた。その結果、実現している温度領域で T -linear が見えていると判断すると、熱力学第 3 法則が破れているように見える実験データについても、自己矛盾しないデータ解析が可能となった。評価したパラメータの値はバルクの値とほぼ一致している。

メゾポーラス物質 FSM - 16 中の吸着 ^4He 超流動

東大院総合 矢野英雄

吉崎臣輔

和田信雄

超流動 ^4He 薄膜は Kosterlitz - Thouless 転移の典型例として知られ、その相転移は渦対が解離し自由渦が生じることによって起こると理解されている。トンネル内壁に吸着した ^4He 薄膜は対の渦間に閉じ込め力が働くため、孔径が小さくなるほど相転移温度が上昇する。白浜らは、ポーラスグラスを用いて 50 Å 上の孔径に対する相転移温度変化を求め、渦芯直径を 25 ± 12 Å と見積もった [Shirahama, et. al., *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990), 1541]。さらに孔径が小さくなり、渦芯直径と同程度あるいはそれよりも小さい孔径での ^4He 薄膜が、超流動になるのか、またなるとすればどのような性質を示すのか、2 次元から 1 次元へのクロスオーバーの超流動を理解する上で興味ある対象である。

我々は、細孔直径18Å、長さ1000Åの1次元トンネルを形成するFSM-16を基盤として、渦芯直径と同程度の径のトンネル内壁の⁴He薄膜の超流動密度をねじれ振り子により測定した。FSM-16はパウダー状で、トンネルの方向は振動方向に対しランダムである。

0.012mmol/m²以下の吸着量では超流動は観測されなかったが、それ以上の吸着量で超流動を観測した。図1にいくつかの吸着量nについて超流動密度の温度変化を、図2に超流動を示し始める吸着量n₀からの相転移温度の吸着量変化を示す。図2には50Åポーラスガラス基盤の結果も示す。図2より、 $n - n_0 < 0.002 \text{ mmol/m}^2$ で50Å孔径よりも18Å孔径の方が5倍も高い転移温度を示す。この結果は、孔径が渦芯直径と同程度というgeometryの反映と考えられる。図1の相転移近傍の超流動密度の温度変化は、ポーラスガラス上の⁴He薄膜に比べて鋭い変化を示している。この結果が孔径のgeometryを反映しているのか、FSM-16がパウダー状である効果なのか、わからない。この点を明らかにするために、孔径を50Åまで変化させた転移温度の孔径依存性を測定する必要がある。

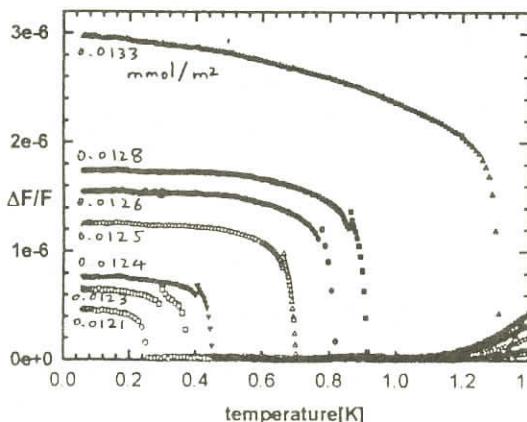


図1：超流動密度の温度変化

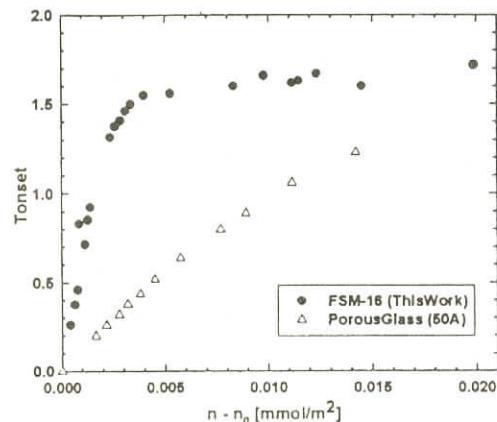


図2：転移温度の吸着量変化
(n₀ : 超流動を示し始める吸着量)

2次元メゾポーラス物質ヘクトライト中の吸着ヘリウム4の超音波測定

電通大 檜枝光憲
鈴木勝
東大院総合 矢野英雄
和田信雄

2次元メゾポーラス物質ヘクトライトは層間隔17~20Åの2次元的空間を持っている。我々は9.3MHzの超音波を用いて⁴Heを吸着させたヘクトライトに対して音速の測定を行った。その結果、ヘクトライト上の固相及び液相⁴Heが基板の振動からスリップしていると考えられる音速シフトが観測された。

1. はじめに

2次元メゾポーラス物質ヘクトライトはsmectite構造を持つ層状多孔質物質であり、約37Å間隔のピラーによって層と層の間に17~20Åの空間が形成されている。2次元メゾポーラス中の吸着Heの物性は、N.Wada et al.[1]によって比熱及びねじれ振り子を用いて測定が行われてきた。そこで我々は、ねじれ振り子(1KHz)に比べて4桁大きい振動数の9.3MHzの超音波を用い音速及び吸収の測定を行った。

2. 実験

実験で用いたヘクトライトは表面積529±1m²/g, porosityは約65%である。まずはじめにこのヘクトライトの粉からプレスしてφ12.4mmのシリンダー状の測定用試料を製作し、試料の上下にはLiNbO₃トランステューサーを接着した。超音波測定にはパルス法を用い相対音速の変化を10⁻⁵の精度で測定した。

ポーラス物質を伝わる音速は、ポーラス物質とボア中に吸着されているHeの密度およびポーラス物質の弾性率に依存する。もし、密度ρ_p, porosity ϕのポーラス物質中に密度ρ_{He}の常流動Heを満たした時の縦波の音速は

$$v = \sqrt{\frac{K + (4/3)G}{\rho_p + \phi\rho_{He}}} \quad (1)$$

と与えられる。ここでK, Gはbulk modulus, shear modulusである。式(1)に従うと、Heが常流動状態では吸着量を増やすのに伴い音速の絶対値は小さくなるが、その温度依存性は等しくなるはずである。もしHeが超流動となると、ボア中のHeのうち基盤からdecoupleする成分が現れ、よって式(1)の分母はρ = ρ_p + ϕ(ρ_{He} - ρ_s/c)となり音速の増大が期待される。

3. 結 果

はじめにref.1よりヘクトライト中に吸着されたHeの状態は、低温において約0.5層量まではヘクトライト上に $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造をとり、1.33層量までは固相であることが分かっている。

これまで吸着した固相については、N. Mulders *et al.* の超音波を用いたVycor glassのTLS(two-level systems)と吸着Heとの相互作用の研究[2]と、P. Mohandas *et al.* のねじれ振り子の実験で、グラファイト上の固相⁴Heが基板の振動からスリップするという研究[3]がある。

図1に我々の9.3MHzの縦波に対する相対音速の変化を示す。データは上から0.5, 0.8, 1.0, 1.15, 1.3, 1.35, 1.43, 1.74, 2.0層量の吸着量に対応している。図1より測定が行われた温度及び吸着範囲では吸着量の増加に伴い相対音速の変化がsystematicに大きくなっている。特に1.0-1.43層量で急激に変化している。これはref.2で見られた基板のTLSとHeの相互作用に関係した変化とは異なる。さらに液相が出現している1.43, 1.74, 2.0層量の吸着量では、ねじれ振り子の実験からそれぞれ約0.2, 0.7, 1.1K以上では常流動であると考えられるにもかかわらず音速のシフトが見られる。以上の事から、ヘクトライト上の固相及び液相の吸着⁴Heが基板の振動からスリップしていると結論できる。我々はこの現象が吸着⁴He中の素励起の性質を調べる手がかりになると考えている。

今後、³Heでも同様の実験を行いさらに検証したい。

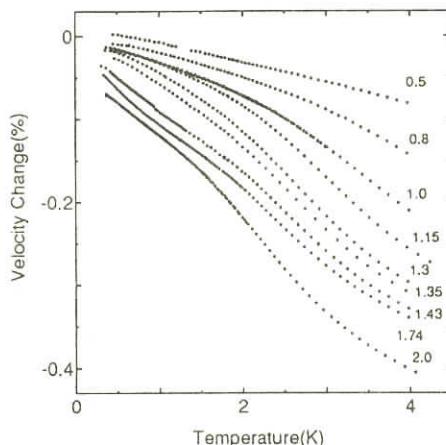


図1 ヘクトライト中の9.3MHz縦波での相対音速の温度変化

References

- [1] N. Wada, A. Inoue, H. Yano, and K. Torii. Phys. Rev. B52, 1167 (1995).
- [2] N. Mulders, E. Molz, and R. Beamish, Phys. Rev. B48, 6293 (1993).
- [3] P. Mohandas, C. P. Lusher, V. A. Mikheev, B. Cowan and J. Saunders, J. Low. Temp. Phys. 101, 481 (1995).

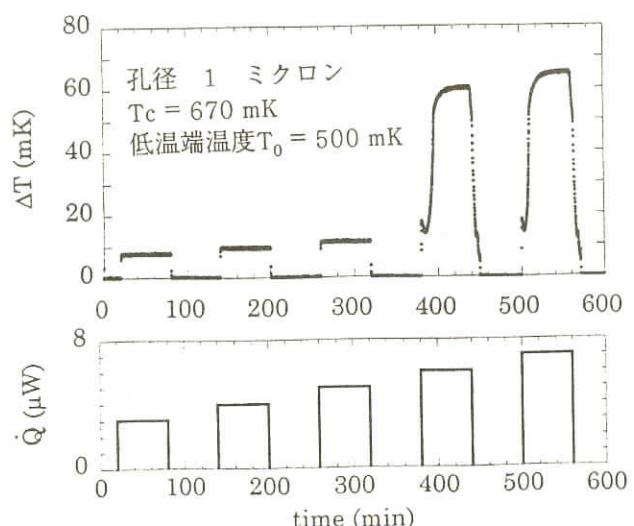
2 次元—3 次元超流動：多孔質ガラス中の He 薄膜の超流動

東大物性研 矢野達也
福田宗行
V・コバチク
M.ザラルトテノフ
飯田毅
上野剛
五十嵐武
久保田実

量子化した渦(量子渦)が織りなす様々な現象、量子渦状態が、超流動・超伝導の次元性、クーパー対の対称性、乱雑さ、渦のピニング効果、渦のダイナミックス等について盛んに議論されている[1]。

バルクの ^4He (3D)の超流動が ^4He 原子のボーズ・AINシュタイン凝縮と関連づけられて語られるのに対し、単原子膜或いはそれより希薄な膜で起こる超流動は、2次元特有のコスタリツ・サウレス(KT)転移として理解される。後者は、転移温度以下で、2次元の量子渦・反渦が対を作つて、長距離の超流動位相(秩序)を保つている。この様な薄膜超流動を3次元的繋がりを持った基盤上に作ったらどうなるであろうか? コーネル大のReppyのグループのKTメカニズムとは無関係の3次元超流動転移の主張、蓑口・長岡の全ての経路の超流動流が量子化されることから、ジャングルジム模型で系が記述できることからの理論的解明、白浜らの孔径50-10,000 Åの、孔径が揃つた多孔質ガラスに吸着させた单原子層以下の超流動He薄膜の捻り振り子実験の結果を踏まえ、我々のグループでの最近の解明の進捗を紹介するのが、本講演である。我々は、この系が、膜厚や、孔径などを制御する事によって様々な量子渦状態を研究する理想系になると考え、系統的研究を行っている。

本講演では、巨視的超流動定常流に対する超流動の振る舞いの研究を紹介した。即ち、これまで研



究されたことのなかった超流動転移温度が1Kより充分低い単原子層より薄い超流動膜についてある臨界速度が存在して、それ以上の流速に対して超流動状態が変わることを示した。右図は、 $T_c=670\text{mK}$ の多孔質中のHe薄膜の定常流流速に対する応答の変化を示す。実験は低温端を500mKに保ちヒーター電流を1時間づつ継続、停止、を繰り返しながら1マイクロワットから順次大きな値にえていったものである。ヒーター電流に比例した超流動流が誘起されている。5マイクロワットを越えると超流動状態がresistiveに変わることを示している。この状態でも引き続き T_c 以下であり、超流動が完全に壊れている状態と区別される。我々は、3次元の新超流動量子渦状態を如実に表していると考えている[2]。

次の講演の捻り振り子の振幅依存性の実験が、殊に量子渦のダイナミックスの2次元性が強調して見えるのに対し、3番目の講演は、回転場下で3次元的量子渦の誘起と2次元的渦対の解離が対比して見える結果を与えていた。

- [1] "The Vortex State", edited by N.Bontemps et al., NATO ASI Series C, Vol.438(1994).
- [2] M.K.Zalalutdinov, et al. 日本物理学会1997年春、名城大 "Non-linear effects in multiply-connected superfluid ^4He films", M.Kubota et al. "Mass transport.." Czechoslovak J.Phys. 46 - Suppl. S1, 437 ('97)

AC Amplitude Dependent Dissipation in Thin ^4He Films Formed in Porous Glass with 1 μm Pore Diameter

V.Kovacik*, M.Fukuda, M.K.Zalalutdinov[†], T.Igarashi, M.Kubota

Institute for Solid State Physics, University of Tokyo

We present the first systematic torsional oscillator measurements of AC amplitude effect on dissipation and superfluid density ρ_s near the superfluid transition temperature T_c in thin ^4He films formed on the porous glass with well defined geometry [1], aimed to examine the nature and dimensionality of vortex excitations produced by large AC superflow. The substrate with pore diameter $d=1\mu\text{m}$ has been chosen, since the films formed on it are expected in the AC experiment to simulate 2D behavior [1], which may be compared with the 2D dynamic theory [2]. On the other hand, in multiply connected superfluid films activation of 3D-like vortex structures is expected theoretically, if superflow velocity exceeds some characteristic value [3]. For the large pore size $d=1\mu\text{m}$ it might be in the reach of present experimental conditions.

We studied the films with coverages corresponding to $T_c \sim (0.2-1.2)\text{K}$ in a wide range of AC velocities $v^*(10^{-3} - 4 \cdot 10^0)\text{cm/s}$. A crossover between the linear regime, where the

superfluid response does not depend on the AC amplitude, and nonlinear one, where the response changes as the amplitude increases, has been observed. The crossover velocity value $v_c^* \sim 0.1\text{cm/s}$ and general appearance of the evolution of ρ_s and the dissipation peak with increase of v^* are consistent with the 2D dynamic theory [2] and experiment [4]. This suggests the similarity of the dissipation mechanism in purely 2D case and multiply connected geometry due to the movement of 2D vortices [2]. Consistency with 2D behavior may be understood in terms of the vortex diffusion length γ_D [2]. There are experimental indications, that $\gamma_D < d = 1\mu\text{m}$ [1], and therefore in AC measurements mostly γ_D determines observed superfluid response, as in purely 2D case. However, the peak height, asymmetric shape and position with respect to T_c observed in the linear regime cannot be explained within 2D interpretation. We attribute these features to the effect of confinement and 3D connectivity [3].

1. M.Kubota, *Surface Science*, **283**, 404 (1993);
2. V.Ambegaokar et al., *Phys. Rev.* **B21**, 1806 (1980);
3. T.Minoguchi, Y.Nagaoka, *Prog. Theor. Phys.* **80**, 397 (1988);
4. G.Agrolet et al., *Phys.Rev.* **B39**, 8934 (1983).

回転によって誘起される多孔質中 ^4He 薄膜のエネルギー散逸と2次元-3次元超流動転移

東大物性研 福田宗行

Maxim K.Zalalutdinov

V.Kovacik

五十嵐 武

久保田 実

我々は、ISP回転クライオスタッフによる回転場下で、高感度捻り振り子を用いて孔径の揃った多孔質ガラス中に形成した ^4He 薄膜の、「2次元および3次元超流動特性」[1]と量子渦のダイナミックスに注目して研究している[3]。

回転場下での超流動研究は、磁場中の超伝導研究と対応づけられ、回転角速度 Ω に対する量子渦状態が出現すると考えらる。多孔質ガラス上で量子渦は、孔径サイズに制限され、さらに多孔質ガラスのネットワークによるさまざまな閉じた経路の量子化された循環により制限される[2]。孔径サイズに制限された2次元領域に閉じ込められた量子渦では、マクロな回転による流れを担うことができない。これはこの系が純2次元上の量子渦とは全く異なることを意味する[2]。回転場下の

bulkの ^4He での量子渦とのアナロジーから3次元的ネットワークで生じる可能性のある量子渦を図1に示す[3]。この量子渦が3次元的ネットワークの中で動き回ることで、AC超流動流を散逸することができると考えられる。

図2は $T_c=476\text{mK}$ の孔径 $1\mu\text{m}$ 多孔質中 ^4He 薄膜の超流動転移点近傍での捻り振り子の周期の変化とエネルギー散逸のピークを温度の関数としてプロットしたものである。周期の変化は超流動密度の温度変化を示し、振り子のQ値変化は超流動転移とともに量子渦のダイナミックスに起因するエネルギー散逸のピークである。静止下での超流動転移と、 Ω が 1.57rad/sec から 6.28rad/sec まで4つの回転速度での超流動転移を示している。回転速度の増加とともに超流動転移点 T_c の低温側に生じたエネルギー散逸のピークが大きくなるのが見られ、新たに生じたピークの高さは、回転速度と比例している。前の話者が説明したように、静止下では捻れ振り子の振幅を増加させていくと、ある点を境に超流動転移点近傍のエネルギー散逸のピークが増加する[4]。しかし回転場下で新たに生じたエネルギー散逸のピークには捻れ振り子の振幅の増加に伴う、エネルギー散逸の増加が見られない。このことと、新しいピークの高さが回転速度に比例することから、静止状態とは異なる量子渦状が生じていることを示している。

回転速度に依存したエネルギー散逸は、図1で示した量子渦が生成され、AC振動に対し運動することから生じると考えられる。この新しいピークより低い温度では、3次元的ネットワーク中に生じた量子渦が自由に動けなくなり、エネルギー散逸が見られなくなるのであろうか。さらなる研究を、膜厚、孔径を変えて行おうとしているところである。

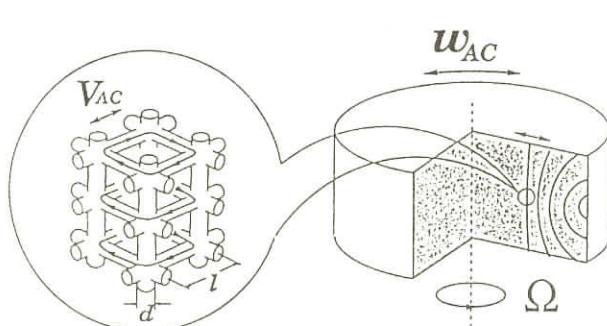


図1

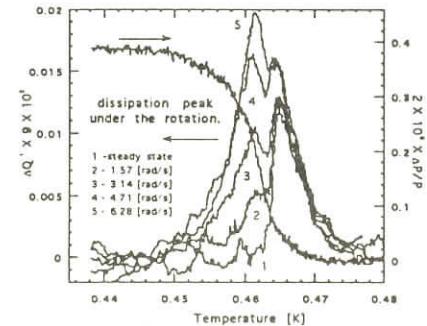


図2

- [1] M.Kubota, Surface Science. 283, 404 (1993)
- [2] T.Minoguchi, Y.Nagaoka, Prog. Theor. Phys. B21, 397 (1988)
- [3] M.Zalalutdinov et al, Czech. J.Phys. 46, 437 (1996) and to be published
- [4] V.Kovacik et al, to be published

二次元回転超流動における量子渦格子の形成と崩壊

東北大流体研 坪 田 誠

超流動ヘリウムを円筒容器に入れて対称軸回りに回転させると、回転軸に平行な量子渦格子が形成されることが知られている。その平衡状態におけるパターンは解明されているが、それに関連するダイナミクスの知見は皆無である。ここでは二次元解析により、容器壁面から侵入した渦が格子を形成する過程、および回転角速度を減じたときの渦格子崩壊過程を調べた。二次元解析は、回転する薄膜、およびピン止めのない回転円筒容器の場合に妥当となる。なお、この定式化は、超流動⁴Heの量子渦、超流動³He-Bの軸対称量子渦に適用される。

個々の渦はその内部構造を無視して点で表す。各渦に対し、容器壁面での境界条件（超流動速度場の法線成分がゼロ）を満たすべく鏡像渦を配置する。一定の角速度で回転する座標系における自由エネルギーを書き下し、ヘルムホルツの定理を用い、常流体との相互摩擦方を考慮して、個々の渦の運動方程式を得る。初期状態として、円形容器壁近傍の同心円上に配置された渦群は、回転の効果により規則的に回転しつつ、相互摩擦力の効果により内部へと侵入する。渦間距離が縮まり、渦間相互作用が回転の効果に匹敵するようになると、ランダムな運動が開始し、その後に渦格子が形成される。ある渦数と、それに対応した格子を形成するために必要な角速度の関係を求めた。形成される格子のパターンは、系の準安定状態の存在を強く反映し、初期配置に対する強い依存性を示す。また、二次元ピンニングを導入し、ピンニングが渦格子の対称性を乱すことを示した。

回転角速度の変化に伴う渦格子の再配置は、スピップアップまたはスピンドウンと呼ばれる一連の実験で調べられている。30個の渦格子の安定状態から回転角速度を減じ（スピンドウン）、格子の崩壊過程を調べた。格子パターンの対称性を反映し、渦格子は、おおむね複数ずつの渦を消滅させながら、安定状態を辿って崩壊してゆく。ピンニングサイトを導入すると、対称性が破れ、渦はほぼ一本ずつ消滅するようになる。

量子渦と超音波の相互作用

東工大理 奥 田 雄 一

18気圧以上に加圧された超流動⁴He中に高周波の音波を伝播させたとき、ある閾値以上の音波振幅に対して、パワーとともに異常に大きい音速変化を観測している。この非線形効果は、低圧域や固体⁴Heの領域では観測されていないこと、18気圧以上で強い圧力依存性があること、液体の状態方程式の非線形効果では説明できない大きな変化であることなどを考慮すると、強力な超音波によってHe自身の状態が変化したものと考えるのが自然である。

研究会では、この音速の増大を、強力超音波によって量子渦が生成され、超音波と量子渦の相互作用が音速度に反映されている可能性について議論した。同時に、高圧域でのRemanent Vortexの問題、負イオンの加速による臨界速度、量子渦の生成に関する問題点をいくつか指摘した。

また、負のイオンのインジェクションにより積極的に量子渦の乱流を作り出し、同時に超音波との相互作用の可否を問うという最近の実験の結果について議論した。

電場により注入した負イオンで電場によって加速されドリフト電流を作るが、電場を取り去った後、このドリフト電流はある緩和時間で減衰していく。この緩和時間は高圧ほど短く、圧力依存性も高圧ほど大きい。このドリフト電流と垂直の方向に強力な超音波を伝播させると、この緩和時間がさらに短くなることがわかった。電場を切ったのち、量子渦は拡散していくと考えられるが、超音波によってその拡散係数が加速される事を物語っている。この拡散率の圧力依存性は、冒頭で述べた音速の異常の圧力依存性に酷似しているが、物理的意味は今のところ明らかでない。次ぎに超音波の音速と振幅をモニターしながらドリフト電流をパルス的に加えることで、音速、振幅の変化を調べた。結果はカオティックでまだ未知の部分が多いが、ドリフト電流により音速が増大することがあること、すなわち量子渦が乱流状態で存在するときは、液体の圧縮率が減少すること（音速の増大）は確認された。しかし、その変化量は小さく定量的に簡単なモデルでは説明できていない。

温度上昇の問題、安定させて負イオンを注入すること、等々、実験的に詰めないといけないこともまだ多く残っているが、低温、高圧域の超流動⁴He中の量子渦が超音波によって、探れることが明らかになった。

超流動³HeにおけるAndreev反射と近接効果

東京大学・物性研究所 石本英彦

³He - ⁴He希薄相中の³He成分の超流動転移の探索は、超低温領域での最も大きな宿題であるが、これまでのところ幾多の努力にもかかわらずその発見に至っていない。これは混合液冷却の困難が大きな原因である。そこで相分離した³He - ⁴He混合液の上側の超流動³He相から希薄相への近接効果により転移温度などについてより確かな情報を得る可能性について述べた。この近接効果に関してはこれまで幾つかの試みが行われているが、未だ成功に至っていない。それらはいずれも相分離界面全体を測定しようとしていた。そこで新たに相分離界面近傍の希薄相中にトラップされた正のイオンをプローブとして用いる可能性および界面の反対側の超流動³He相から準粒子によるAndreev反射との関連が述べられた。

次に超流動³He相におけるAndreev反射によると思われるこれまでの実験結果について簡単な紹介ののち、³He - ⁴He混合液の相分離界面におけるAndreev反射を観測する計画およびその手始め

としての我々のグループで行われている超流動³He自由表面でのAndreev反射の実験に触れた。

超流動³He自由表面におけるAndreev反射

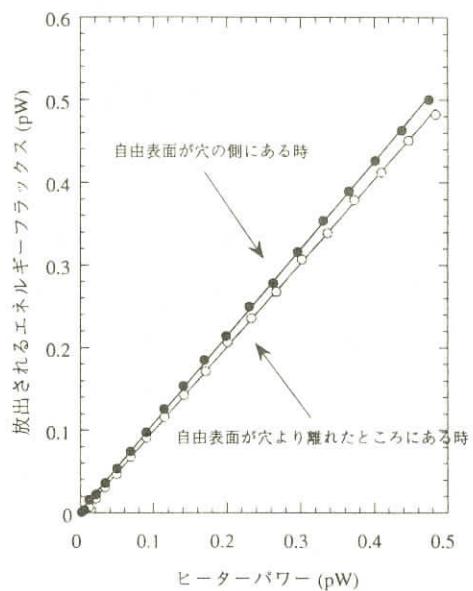
東京大学・物性研究所 奥田哲治

BCS超伝導体において、エネルギーギャップが空間的に変化する領域に準粒子(準正孔)が入射されると、準正孔(準粒子)として入射経路を逆向きに戻っていく超伝導に特有なアンドレーエフ反射が存在することが知られている。超流動³He中においては、その直接的な確認は殆ど行われてこなかったが、最近Blackbody Radiatorという準粒子ビームを生成・検出できる仕掛けが開発され、幾つかの試みが始まっている。我々はこの手法を用いて最もきれいでなめらかな超流動³HeB相の自由表面において、エネルギーギャップより高いエネルギーを持つ準粒子による量子Andreev反射を検出した。

製作したBlackbody Radiatorは銀製の容器で、内径4mm厚み1mmの半球型の頭部を持ち、その表面上のオリフィスは内径0.2mmで方向は準粒子が界面に対して20度と浅い角度で入射されるようあけられている。これはAndreev反射率を高くすると共に鏡面反射の成分が再びBlackbody Radiatorに戻って来ない様にするためである。このRadiotorの内部には、準粒子(準正孔)を生成するためのヒーター用のVibrating Wireとこれを検出するための温度計用のVibrating Wireが設置されている。このBlackbody Radiatorは核冷凍機に設置された試料セル中に置かれ、0.2mK以下の十分ballisticな温度領域まで冷やされる。

測定は同じだけ準粒子を放出したとき、³HeB相の自由表面の有無によりBlackbody Radiator内に戻ってくる準粒子(準正孔)密度に差があるかどうかを温度計用のVibrating Wireで調べることになる。その結果が右図であるが明らかにその差が検出され量子Andreev反射の存在が確認された。その大きさは約5±2%と予想よりも小さいが、これはオリフィスの形状効果で説明されることも判った。

放出されるエネルギーfluxのヒーターパワー依存



異方的BCS状態での界面ゼロエネルギー束縛状態と常磁性マイスナー効果

広大総合科 東 谷 誠 二

永 井 克 彦

最近、銅酸化物超伝導体や重い電子系で様々な異方的超伝導の可能性が議論されている。これに伴い、異方的BCS状態に対する界面の効果の研究に大きな関心が集まっている。異方的BCS状態は準粒子散乱の影響を非常に受けやすく、界面が系の物性を決める重要な要素となるからである。例えば、界面での準粒子散乱の為に秩序パラメタが界面の近くで小さく抑えられ、それと同時に低エネルギー領域の準粒子状態が大きく変化することがある。そのような準粒子状態の変化の顕著な例として、界面の近くに局在したエネルギーゼロの束縛状態(midgapstate)[1, 2]が現れる。このようなギャップ内状態が超伝導体界面に形成されると、磁場に対する応答に大きな影響を与えると考えられる。そこで我々は、midgap stateが異方的BCS状態のマイスナー効果にどのような影響を及ぼすかを検討した。

界面に平行に外場を印加すると、表面電流(マイスナー電流) J が誘起される。この電流は、超伝導電流であり、超流動速度 $v_s = \frac{1}{2m}(\nabla\varphi - \frac{2e}{c}\mathbf{A})$ に対する応答を計算することによって得られる。結果は、 $\mathbf{J} = e\mathbf{v}_s + \mathbf{J}_{qp}$ と書けるだろう。ここで、 e は電荷、 n は粒子数密度、 \mathbf{J}_{qp} は準粒子励起が運ぶ電流密度を表している。局所的応答を仮定すると、準粒子電流 $\mathbf{J}_{qp}(r)$ は $v_s(r)$ の局所関数として次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{qp} &= \frac{2e}{m} \langle \mathbf{p}_F \int d\varepsilon N(\varepsilon, \hat{\mathbf{p}}, \mathbf{r}) f(\varepsilon + u) \rangle \\ &\xrightarrow{T \rightarrow 0} -\frac{2e}{m} \langle \mathbf{p}_F \int_{-u}^u d\varepsilon N(\varepsilon, \hat{\mathbf{p}}, \mathbf{r}) \rangle_{u>0} \end{aligned} \quad (1)$$

ただし、 $u = \mathbf{p}_F \cdot \mathbf{v}_s$ 、 f はFermi関数、 $N(\varepsilon, \hat{\mathbf{p}}, \mathbf{r})$ は局所状態密度、 $\hat{\mathbf{p}}$ はFermi運動量 \mathbf{p}_F の方向を指定する単位ベクトル、 $\langle \dots \rangle$ は $\hat{\mathbf{p}}$ の方向についての角度平均を表している。磁場中超伝導体において、 $e\mathbf{v}_s$ は反磁性電流となる。一方、準粒子電流 \mathbf{J}_{qp} は、 $e\mathbf{v}_s$ とは逆方向に流れ、従って、常磁性電流である。通常の超伝導体では、エネルギーギャップによって準粒子励起が制限される為に、準粒子電流は小さく抑えられる。その結果、全超伝導電流 J は反磁性電流となる。これは、通常のマイスナー効果を導く。ところが、(1)式から分かるように、midgap stateのような大きなギャップ内状態密度が存続すると、それに対応した大きな準粒子電流が流れる。我々は、midgap stateが運ぶ電流は、臨界電流と同程度の大きさをもつことを示した。その結果、界面近傍には大きな常磁性的マイスナー電流が流れる。

弱磁場中の銅酸化物高温超伝導体で正の(常磁性的な)帯磁率が観測されることがある[3]。この現象は、通常のマイスナー効果とは全く対照的であり、常磁性マイスナー効果と呼ばれている。Hu[2]によって指摘されたように、銅酸化物高温超伝導体がd波超伝導体であるとすれば、

midgap stateが界面近傍に存在することになる。我々は、(1)式とMaxwellの方程式からmidgap stateの存在するときの帶磁率を計算し、これによって銅酸化物高温超伝導体で観測された帶磁率の振る舞いが矛盾なく説明できることを見いだした[4]。

参考文献

- [1] J. Hara and K. Nagai, Prog. Theor. Phys. **76**, 1237(1986).
- [2] C. Hu, Phys. Rev. Lett. **72**, 1526(1994).
- [3] W. Braunisch et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 1908(1992).
- [4] S. Higashitani, to be published.

ヘリウムの表面・界面張力

電 通 大 鈴 木 勝

純粋な液体⁴He, ³Heおよび液体⁴He中に少量の³Heが溶けた系については、これまでに表面張力に関して、多くの実験的および理論的に研究がなされてきた。最近、我々は液体³He中に少量の⁴Heが溶けた系の表面張力、および液体³He - ⁴Heの相分離界面の界面張力について測定を行ない、その性質を調べている。

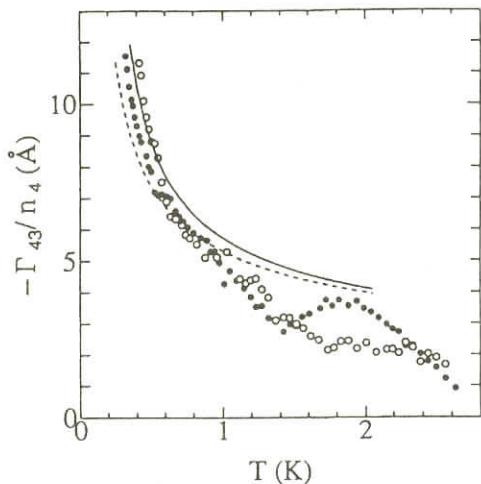
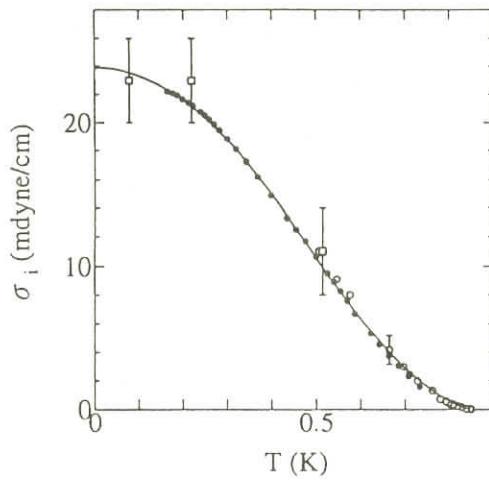
1. 液体³He中に少量の⁴Heが溶けた系の表面張力

一般に、系に不純物(溶質)を加えたときの表面張力の変化から、溶媒に対する溶質の表面吸着量を知ることができる。測定の結果、1Kの液体³Heの表面張力と比較して、2.5%および5.2%。⁴He希釈混合液の表面張力は、それぞれ3.5±0.1, 7.2±0.2 mdyne/cmの増加を示した。表面張力の増加は、表面吸着量 Γ_{43} が負であることを意味し、溶質である⁴He原子が液体³Heの自由表面より排除されることを示している。図1に表面吸着量をバルク中の⁴He数密度 n_4 で割った量の温度依存性のグラフを示した。この Γ_{43}/n_4 は長さの次元を持ち、³Heと⁴Heのギブス面の間隔を表すものと考えられる。この量は低温において急激に増加し³Heの表面の厚さ以上にも達する。

希釈混合液中の⁴He原子は、低温において、 m_4^* を持つ準粒子のように振る舞うと考えられる。このとき表面吸着量の温度依存性は、⁴He準粒子の表面付近の有効ポテンシャルと関係づけられる。我々の測定の結果は、有効ポテンシャルがvan der Waal力に基づく長距離ポテンシャルであることを示唆している。

2. 液体³He - ⁴He相分離界面の界面張力

³He - ⁴He相分離界面の界面張力は、低温においてC相・D相ともFermi液体として振る舞うことより、液体、³Heの表面張力と比較することは興味深い。液体³Heでは、0.15K < T < 1Kの範囲で T^2 の温度依存性に従うことが知られている。図2に我々のSVPのもとでの界面張力の測

図1 Γ_{43}/n_4 の温度依存性図2 SVPにおける ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ 相分離界面の界面張力

定結果を示す。液体 ${}^3\text{He}$ の表面張力と同じく界面張力も0.4K以下の低温域では T^2 の温度依存性($\Delta \sigma = 56.8T^2$ mdyne/cm)を示すことが明らかになった。しかし、界面張力の T^2 の係数は液体 ${}^3\text{He}$ の表面張力より大きく、この界面張力の温度変化は、 ${}^3\text{He}$ のD相への溶解度が変化することによる密度変化から説明されると考えている。

${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ 混合液相分離界面のダイナミックス

東北大・理 佐藤 武郎

澤田 安樹

東工大・理 奥田 雄一

${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ 混合液過飽和状態からの核形成及び核成長を考える時、 ${}^3\text{He}$ 希薄相(d相)と ${}^3\text{He}$ 濃厚相(c相)界面の運動が本質的に重要となる。特にエネルギー散逸を伴う量子核形成においては、この界面の成長係数が重要な役割を果す。

核形成実験はone-shotであるため、界面成長係数についての直接的情報を得ることはむづかしい。むしろ、平衡状態にあるc相-d相界面を用意し、これに外部から擾乱を与え、その応答を観測する手段が有用と考えられる。幸にして、d相の ${}^3\text{He}$ 濃度は圧力の関数として変化する。従って、平衡状態の界面に音波(圧力波)を入射させ、界面におけるc相 \leftrightarrow d相のphase conversionが生じる時、界面における音波の反射・透過の振舞いを見ることが有力な手段と考えられる。

この観点から、反射係数及び透過係数を与える理論式はBurmistrov and Satohによって求めら

れている。(P. R. B52(1995)12867)。これに基く、実験を準備している。かなり小さな変化を捉える実験であり、位相の情報も含めてデータを取る必要がある。これは³He原子の拡散等エネルギー散逸に関する情報を与える。Burmistrov and Satohが考察したのはhydrodynamic regionのみであり、ballistic regionでの考察も望まれる。

2次元偏極原子状水素のK-T転移の探索

京都大学大学院理学研究科 水崎 隆雄

量子効果の極めて大きい偏極水素原子(H[↓])は絶対零度まで気体のままであり、十分低温まで冷却すればボーズ・AINシュタイン凝縮(BEC)を起こすことが期待されるなど、超低温における高密度の偏極水素気体の基礎物性の研究は極めて興味あるものである。比較的低密度($10^{17}/\text{cm}^3$ 程度)のH[↓]は安定であるが、それ以上の高密度のH[↓]は種々の再結合機構によって容易に水素分子になり、その際に巨大な結合エネルギーが放出されるので、極めて不安定な気体である。現在までのところ、3体の再結合機構がネックになり今一步の所でBECには至っていない。

偏極水素原子の実験では、低温の資料壁はH[↓]のスピンの反転を防ぐために超流動⁴He膜でコートされている。従って、1K以下の温度では超流動⁴He膜上に吸着されたH[↓]が存在し、理想的な2次元ボーズ気体として振舞い、十分低温度に冷却出来ればKosteritz - Thouless転移を起こして、巨視的凝縮状態になることが期待される。しかしながら、バルクのH[↓]気体と平衡状態にある吸着H[↓]の密度は1K以下では指数関数的に増大するので100mK以下には冷却出来ない。面密度の制御方法と2次元H[↓]の冷却機構について調べ、2次元超流動の実現の現状を議論した。

1) 2次元H[↓]の面密度を試料室の表面温度によらず制御する方法は、一定量の偏極水素原子ビームを試料室に導入し、試料室の一部を冷却したコールド・スポット上に吸着させる。2)この方法の大きな利点は2次元H[↓]の再結合で放出される結合エネルギーは励起状態にある水素分子によって3次元空間に運びされ、2次元H[↓]を加熱しないことである。3)H[↓]はヘリウムの表面励起であるリプロンと強く結合しているが、リプロンとバルク・ヘリウムのフォノンの結合が弱く、冷却の限界は非平衡状態にある試料室からの熱の流入とバランスして決まる。現在 $2 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ のH[↓]が70mKまで冷却されている。4)⁴He中の³He微量不純物がリプロン-フォノン結合に影響することがわかった。現在³He表面に吸着したH[↓]の冷却を調べているが、30mK以下に冷却されている可能性があり、良好な結果である。今後、150GHz-ESRを導入し、表面H[↓]のシグナルを直接観察する実験を準備中である。

2 次元パラマグノンとフェルミ超流動

阪大・基礎工 大 西 祥 史
三 宅 和 正

液体³Heの超流動相出現にパラマグノンが決定的な役割を果たすことは確立されている。一方、グラファイト上の³He系など2次元フェルミ流体が超流動相に転移することが可能であるとしても、パラマグノンは重要な役割を担わないのではないかと信じられてきたように思われる。というのは、フェルミ面上の準粒子の間には（RPAと弱結合の取り扱いに限るならば）パラマグノンを交換してもs-波成分の斥力しか生じないからである。

実際、RPAの範囲で準粒子間のペア相互作用はスピン3重項に対して

$$V_t = -\frac{I^2}{4}\chi_{\text{charge}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \epsilon - \epsilon') - \frac{I^2}{4}\chi_{\text{spin}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \epsilon - \epsilon'), \quad (1)$$

となり、スピン1重項に対しては

$$V_s = I - \frac{I^2}{4}\chi_{\text{charge}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \epsilon - \epsilon') + \frac{3I^2}{4}\chi_{\text{spin}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \epsilon - \epsilon'), \quad (2)$$

となる。ここで、Iは準粒子間の（パラマグノンの効果を含まない）有効斥力を表し、

$$\chi_{\text{spin}}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{2\chi_0(\mathbf{q}, \omega)}{1 - I\chi_0(\mathbf{q}, \omega)}, \quad \chi_{\text{charge}}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{2\chi_0(\mathbf{q}, \omega)}{1 + I\chi_0(\mathbf{q}, \omega)}, \quad (3)$$

である。 $\chi_0(\mathbf{q}, \omega)$ は

$$\chi_0(\mathbf{q}, \omega) = \sum_{\mathbf{p}} \frac{f(\xi_{\mathbf{p}+\mathbf{q}}) - f(\xi_{\mathbf{p}})}{\omega - \xi_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} + \xi_{\mathbf{p}}}, \quad (4)$$

と定義される量である。もしここで、相互作用の遅延効果を無視し \mathbf{k}, \mathbf{k}' をフェルミ面の上に置くと、(1), (2)式の V_t, V_s は \mathbf{k} と \mathbf{k}' の間の角度に依存しなくなり、部分波に展開したときs-波成分以外はすべてゼロとなる。何故なら、2次元の特殊性により $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'| < 2k_F$ 対して、 $\chi_0(\mathbf{k} - \mathbf{k}', 0) = \chi_0(0, 0) = \text{const.}$ となるからである。

ところで、最近2次元性の極めて高いSr₂RuO₄において、Maeno *et al.*により超伝導が確認され、その性質がunconventionalであるためバルク³Heとの類推からp-波あるいはodd parity超伝導の可能性が議論されている。しかし、今まで提案されている理論では実験の異常な性質をコンシスティントに説明することには成功していないように見える。スピンゆらぎのスペクトルはかなりの増強を受けているものの、顕著な波数依存性をもたないことがNMRの実験より示唆されている。そこで、等方的な2次元パラマグノンに媒介されるクーパーペア凝縮が生じるとしたらどんな可能性があるのか検討してみた。

現在までに得られた結果をまとめると、

- 1) 式(1), (2)において遅延効果を無視するが ($\epsilon - \epsilon' = 0$ と置く), $|\xi| < \epsilon_F$ の範囲で波数依存性はすべて取り込んだとき, $I\chi_0(0, 0) \gtrsim 0.6$ において転移温度 T_c が有限に得られ, d-波 ($\ell = 2$) ペアが一番高い T_c を与える。そして, $\Delta(\xi = 0)$ は Δ_{\max} に比べて数分の 1 小さい。
- 2) \mathbf{k}, \mathbf{k}' はフェルミ面の上に置くが, ϵ 依存性は $|\epsilon| < \epsilon_F$ の範囲ですべて取り込んだとき, 1) と同様の相互作用の領域で T_c が存在し, ϵ 依存性に対しては even で d-波のペアが最も高い T_c を与える。やはり $\Delta(\epsilon = 0)$ は Δ_{\max} に比べて数分の 1 小さい。

これらの結果は実験と矛盾しない。また一方では, グラファイト上のサブモノレーヤー³He 系における可能な超流動相の形を示唆している。今後, T_c での比熱のとびや $T \ll T_c$ での物理量のふるまいを求めていきたい。

2 次元ヘリウム 3 の超流動相転移とカイラリティ

京都工芸繊維大・工芸 川 村 光

ヘリウム 3 の超流動状態は, A 相, B 相など豊富な内部自由度とテンソル的なオーダーバラメータの対称性のため, 相転移研究の観点からも大変興味深い。ただし大きな問題として, そのコヒーレンス長が極めて長いために超流動転移に伴う臨界領域が極めて狭く, 実験的に制御できる温度領域では分子場的な振舞いのみしか観測されないことがある。通常のバルク (3 次元) の系の臨界領域の広さを大ざっぱに見積もてみると, 転移温度 T_c で規格化した T_c からのずれを $t \equiv |(T - T_c)/T_c|$ として, B 相への転移の場合臨界領域の巾は $t \sim 10^{-6}$, また圧力下での A 相への転移の場合 $t \sim 10^{-6}$ という小さな値になり, 非分子場的な臨界現象の測定は事実上不可能である。

ただし低次元系では一般に揺らぎの効果が増大する事が知られており, ヘリウム 3 薄膜の超流動相転移は興味が持たれるところである。厚さがコヒーレンス長程度 ($\sim 100\text{Å}$) のヘリウム 3 の薄膜は常流動状態から転移した直下の超流動状態では A 相にあると考えられている。A 相の超流動状態の軌道部分は, 一般に互いに直行する $\vec{m}, \vec{n}, \vec{l} = \vec{m} \times \vec{n}$ の単位ベクトルの 3 つ組み (triad) で記述されるが, 薄膜ではこのうち \vec{l} ベクトルが膜面 (表面) に垂直になり, \vec{m}, \vec{n} が面の中に寝た構造になる。この様な軌道部分の秩序状態の持つ対称性としては, 法線方向の \vec{l} が上向きか下向きかの 2 重縮退 [Z_2] と, 面内の \vec{m}, \vec{n} の回転 (位相自由度) に伴う連続縮退 [$U(1) = SO(2)$] があり, 結局全体として $Z_2 \times U(1)$ という対称性になる。 $U(1)$ の位相自由度はヘリウム 4 の場合と同じであり, 2 次元系では所謂コスタレツツ・サウレス型の相転移を引き起こすことが知られている。これに対し, Z_2 の離散的自由度はイジングモデルの場合と同様であり, ヘリウム 4 には無かった新しい対称性である。

実はこれと同じ $Z_2 \times U(1)$ の対称性は, 磁場中のジョセフソン結合系² や 3 角格子 xy 反強磁性体³

でも現れることが知られており、イジング的な離散自由度はカイラリティと呼ばれている。近年これらの系を対象として主として数値的な研究が活発に行われている。転移の詳細については未だ議論があるものの、「比熱の発散的挙動など通常のコスタレツ・サウレス型の相転移とは異なった特徴が明らかにされている。研究会では、1) 2次元ヘリウム3の臨界領域は $t \sim 0.04$ 程度と十分観測にかかる可能性があることを指摘し、さらに2) 比熱や超流体密度などの観測量に期待される臨界異常性について議論した。また今後の課題としては、ヘリウム3薄膜がジョセフソン結合系や3角格子磁性体とは異なる点、たとえばオーダーパラメータのスピン部分やグラディエント項の異方性等の寄与を調べる必要があろう。

1. D.L. Stein and M.C. Cross, Phys. Rhys. Lett. **42**, 504 (1979).
2. S. Teitel and C. Jayaprakash, Phys. Rev. B**27**, 598 (1983).
3. S. Miyashita and H. Shiba, J Phys. Soc. Jpn. **53**, 1145 (1984);
D.H. Lee, J.D. Jonnopoulos, J.W. Negele and D.P. Landau, Phys. Rev. Lett. **52**, (1984);
Phys. Rev. B**33**, 450 (1986).
4. 例えば、P. Ollson, Phys. Rev. Lett. **75**, 2758 (1995); G. Ramirez-Santiago and J.V. José,
Phys. Rev. Lett. **68**, 1224 (1992); Phys. Rev. B**49**, 9567 (1994).

宇宙における相転移

東 大 理 佐 藤 勝 彦

宇宙の進化は一様な火の玉から構造の発生する過程であり、構造の種は宇宙論的相転移によって生じると考えてよい。この報告では宇宙の相転移一般について以下のようなレビューを行った。

1. プランタ時相転移
宇宙の創生、内部空間のコンパクト化、インフレーション
2. GUT相転移(大統一理論相転移)
真空の位相の欠陥、インフレーション、バリオン生成
3. W-S相転移(電弱相転移)
バリオン生成
4. クォークハドロン相転移(QCD相転移)
小スケールでのバリオン密度揺らぎ、クォークナゲット生成
始源元素合成

最近進めている核物質からクォーク物質への相転移課題について飯田が報告した。

中性子星における核物質からクォーク物質への相転移とそのダイナミクス

東 大 理 飯 田 圭
佐 藤 勝 彦

中性子星の内部において、ほぼ β 平衡にある極低温核物質 (n, p, e^-) が、高い圧力のもと、クォーク物質へと転移する可能性がある。その相転移に関する平衡状態図において、核物質とクォーク物質の共存相が有限の圧力範囲に出現し、しかも、その相が、核物質中において電荷をもったクォーク物質の液滴が格子状に並ぶというような空間構造を示す可能性が指摘されている[1, 2]。ここでは、天体物理学的要因により、核物質のコアをもつ星の中心圧力が非閉じ込めを誘起するのに充分な大きさにまで上昇する場合、共存相への転移が動的に可能か否かを問う。そのため、過圧核物質中でクォーク物質の液滴が量子トンネリングにより生成されるレートを評価し、生成された液滴の成長の過程を考察する。

両相を構成する物質のバルクの性質を現象論的モデルの一例に基づいて記述し、静的な非閉じ込め転移の性質を調べると、標準核密度の 5 倍程度の密度で転移が生じ得ること、さらに、転移の際大きく密度が飛ぶことがわかった。求めた転移点の近傍において、非閉じ込めを通してクォーク物質の液滴が一つ生成されるのにかかる時間を量子核生成理論[3]の枠組で計算した。その際重要な液滴生成のポテンシャルに対して、クォーク・核物質間圧力平衡の結果生じる液滴電荷が静電エネルギーの寄与を加える。静電エネルギーを評価するにあたり、相対論的縮退電子による液滴電荷の遮蔽効果を Thomas - Fermi 近似により取り入れた。液滴生成のポテンシャルに対する表面エネルギーの寄与は良く決まらないものの、加圧に伴い、生成時間が指摘関数的に減少するという一般的な傾向を明らかにした。・

生成されたクォーク物質の液滴は、自身の電荷の形成するクーロン障壁により有限にとどまる可能性がある。実際は、電子の遮蔽長が典型的な液滴のサイズと同程度であるため、クーロン障壁は下げられ、液滴のバルクへの成長が促されることがわかった。この結果は、核物質とクォーク物質の共存相が出現しそうにないことを示唆している。

参考文献

- [1] N.K.Glendenning, Phys. Rev. D**46**, 1274(1992).
- [2] H.Heiselberg, C.J.Pethick, and E.F.Staubo, Phys. Rev. Lett. **70**, 1355(1993).
- [3] I.M.Lifshitz and Yu. Kagan, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **62**, 385(1972) [Sov. Phys. JETP **35**, 206 (1972)].

分数量子ホール効果—バルクからメゾスコピックスまで

東大・理 青木秀夫

分数量子ホール効果は、クーロン斥力相互作用する2次元電子系に強磁場をかけた系であり、ランダウ準位を奇数分母満たした電子密度では、量子液体となる。これは液体ヘリウム(特徴的な長さスケールはハードコア半径)に似ており、ここでの長さスケールは磁気長である。以下のようなoverviewを与えた。

- 複合粒子描像 磁束付着変換(場の理論としてはChern - Simons理論)により、分数量子化が階層構造をもつこと、量子液体がボーズ凝縮(超流動ヘリウムと同様な非対角長距離秩序状態)と見なされること、半分詰まったランダウ準位が平均場的にはフェルミ液体となる、などが示される。これらは様々な面からの実験とコンシスティントである。
- 内部自由度 分数量子ホール量子液体は、電子相関のために完全スピinn強磁性状態となっている。自発的対称性の破れを回復するゴールドストーン・モード(スピn波)も複合フェルミオン描像で定量的に与えられる[1, 2]。量子ホール系を二枚重ねた二層系でも擬スピnが偏極しており、擬スピn波も複合フェルミオン描像で記述される[3, 4]。液体ヘリウムのA-A1相に類似の相も考えられている。最近では、skyrmion励起(多重マグノン励起、液体ヘリウムにおけるspin texture excitationに類似)も精力的に調べられている。
- メゾスコピックな量子ホール系 強磁場中の量子ドットでは、全角運動量が特定の「魔法数」でエネルギーが安定化する。強磁場下での波動関数の対称性に対するパウリ排他律の効果であるが、これを光学吸収などで観測しようとすると、Kohnの定理に妨げられ観測できない。二層系のように、量子ドットも二重にするとこれを回避できることが示されている[5]。

このように、電子相関と磁場の共存は、バルクからメゾスコピック系に亘り様々な相乗効果を生む[6]。バルクな分数量子ホール効果に関しては中島龍也氏(東北大・理)、量子ドットに関しては今村裕志氏(東大・理, Leicester大)Peter Maksym氏(Leicester大)との共同研究である。

- [1] T.Nakajima and H.Aoki, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 3567.
- [2] H.Aoki and T.Nakajima, High Magnetic Fields in Semiconductor Physics ed. by D.Heiman (World Scientific, 1995), p.58.
- [3] T.Nakajima and H.Aoki, Phys. Rev. B**51**(1995) 7874.
- [4] T.Nakajima and H.Aoki, Phys. Rev. B**52** (1995) 13780.
- [5] H.Imamura, P.A.Maksym and H.Aoki, Phys. Rev. B**53**(1996)12613 ; P.A.Maksym, H.Imamura and H.Aoki in Proc. 23rd Int. Conf. on Physics of Semiconductors (World Scientific, 1996), p.1613.
- [6] 中島龍也、青木秀夫、固体物理**31**(1996)447 ; 529 ; 755 ; 957 ; **32** (1997) 3月号掲載予定。

超流動³HeのFILM

京大理 大 見 哲 巨

膜厚がコヒーレンス長程度の超流動³Heのfilmでは1-ベクトルが境界に垂直なA-相の状態が安定になる。すこし昔の仕事になるが我々はそのようなfilmにおいて第三音波, domain wall, 湾などについて理論的な考察をおこなった¹⁾。それから15年近く経つが超流動³Heのfilmについて, 実験もそのためか理論もほとんど研究の進展がないというのが現状である。例えば臨界速度についてはいくつかの実験があるが第三音波は今だに観測されていない。理論家としてはfilmの実験が困難である理由をはっきり認識しているわけではないが, そろそろ第三音波の観測ぐらいされてもいいのではないかと思っている。

膜に垂直方向の運動が量子化されるということを考慮しても膜厚が1000Å程度のfilmではその影響は無視できると考えられ, バルクの流体力学の方程式が適用できる。そのようなfilmを取り扱ったのが我々の論文で, film表面の変形が1-ベクトルの運動を引き起こしその結果第三音波が減衰することが心配されるが, その減衰はきわめて小さいことが示されている。粉のサイズ1000Å程度でも第四音波が観測されていることを考慮すると, この膜厚のfilmで第三音波は存在し十分観測にかかると期待される。

一方, 膜厚100Åくらいのfilmでは膜に垂直方向の量子化エネルギーが10mK程度になりその影響が無視できなくなる。第三音波がどうなるかあまりよく分かっていない。それはそれで興味ある物理が期待されるが²⁾第三音波の観測としてはまずは膜厚1000Å程度のfilmから始めるのが順序ではないかと思う。

参考文献

- 1) T.Ohmi, M. Nakahara, T. Fujita and T. Tsuneto: Prog. Theo. Phys. 68(1982)1433.
- 2) G. E. Volovik: Exotic Properties of Superfluid ³He(World Scientific)chap.9.

超流動ヘリウム3A相の渦格子織り目構造について

和歌山大教育学部 藤 田 利 光
京都大学理学部 大 見 哲 巨

超流体を回転させると多数の量子化された渦が発生し, 平均的な流れの場は通常の流体と同じような剛体回転流となることが知られている。また, 発生する渦は, 平衡状態では格子状に配置し,⁴Heの場合は三角格子となることも知られている。超流動³He-A相の場合も基本的には同じ事情であるが, 超流体が凝縮対の内部自由度を持つため, 様々な型の渦があり, どの様な状態が平衡状

態で安定かということは興味ある問題である。ヘルシンキ大学では、精力的に³He - Aを回転させる実験が行われており、回転角速度や磁場によって異なる相が現れることが報告され[1]、Karimäki - Thuneberg 等によってそれぞれの相の同定が試みられている[2]。

³He - A相の秩序パラメータは $A_{ij} = \Delta_0 \hat{d}_i (\hat{m}_j + i \hat{n}_j)$ で表され、ここに \hat{m} , \hat{n} は軌道空間の直交する単位ベクトルで、 $\hat{l} = \hat{m} \times \hat{n}$ は凝縮対の軌道角運動量の方向、 \hat{d} はスピン空間の単位ベクトルである。直線状の渦糸の場合、その中心を円筒座標の軸として方位角を ϕ とすると、渦の中心から十分遠方では、秩序パラメータは \hat{m} , \hat{n} を一定として全体に位相因子 $e^{ip\phi}$ をかけた形をしている。ここで整数 p は渦量子数である。渦の中心付近まで同じ位相因子が残っているとすると、中心軸上では超流動速度が発散するので、それを避けるため超流動密度はゼロとなり、つまり渦は常流体の芯を持つことになる(Singular Vortex - SV)。これに対して、遠方から中心軸に近づくとき秩序パラメータを適当な回転軸の周りに回転させ、中心軸上では回転角が π になるようにし、さらにこの回転軸が遠方での \hat{l} に垂直で、渦の周りを一周するにつれて回転角が \hat{l} 周りに $-(p/2)$ 回まわるようにする。すると中心軸上では秩序パラメータに余分な位相因子 $e^{-ip\phi}$ がかかるて渦の位相因子を打ち消すので、渦の中心の超流動密度はゼロにしなくてもよくなる(Continuous Vortex - CV)。但しこの場合 p は偶数でなくてはならない。また、中心軸上での回転角が $\pi/2$ 、渦の周りを一周するにつれて回転軸が \hat{l} の周りを $-p$ 回まわるとすると、渦の中心には SV と CV の中間的な状態、Polar 状態の芯ができる(Polar Vortex - PV)。

我々は以前 CV の渦格子について研究し、その結果、単位格子の渦量子数が 4 で、各単位格子には中心での \hat{l} が上向と下向の CV を 2 本ずつ含み、それぞれが 1/4 格子の中心に交互に配置している正方格子の織り目構造を提案した[3]。その後 Seppälä - Volovik[4] は、単位格子に渦量子数が 2 の渦格子が配置している三角格子の織り目構造を提案し、その他、様々な試行関数を使ってどのような織り目構造がエネルギー的に安定であるかということが研究されている。

我々は、適当な初期状態から出発して、数値緩和法でよりエネルギーの低い状態を得る計算を行った[5]。その結果、回転が遅く磁場が小さい場合には、以前我々が提案した織り目構造と異なって、単位格子当たりの渦量子数は 4、単位格子が含む渦は \hat{l} が上向と下向の CV が 2 本ずつの正方格子であるが、4 本の渦の配置は、セルの中央によった状態の方がエネルギーが低いことがわかった。この数値計算は、到達する状態が出発する初期状態にかなり左右されるので、得られた状態が必ずしも真の最低エネルギー状態ではないので、色々な初期状態で試す必要はあるが、様々な角速度や磁場で得られる平衡状態を調べれば、実験と比較出来るような相図が得られるものと考えている。

- [1] Ü. Parts, J. M. Karimäki, J. H. Koivuniemi, M. Krusius, V. M. H. Ruutu, E. V. Thuneberg, and G. E. Volovik, Phys. Rev. Lett. 75(1995), 3320.
- [2] J.M. Karimäki and E. V. Thuneberg, Phys. Rev. B(preprint).

- [3] T. fujita, M. Nakahara, T. Ohmi, and T. Tsuneto, Prog. Theor. Phys. 62(1979), 874.
- [4] H. K. Seppälä and G. E. Volovik, J. Low Temp. Phys. 51(1983), 279,
- [5] T. Fujita and T. Ohmi, Czech. J phys. 46 - S1.(1996), 1.

1 μm 平行平板間における超流動³He の相転移

大阪市大理 宮脇 昇一
松原 明
石川 修六
畠 徹
児玉 隆夫

ある有限な空間内における超流動³Heの相転移は、壁による超流動³Heオーダーパラメータへの制約、³He準粒子の壁での散乱条件、そしてコヒーレンス長 $\xi(T)$ によって支配される。したがって超流動³Heを $\xi(T)$ 程度の狭い空間（例えば、非常に狭い間隔の平行平板間）に閉じ込めると、バルク時と異なり先に述べた効果が強く現れてくると考えられる。超流動³Heバルク液体においては約20bar以上の圧力でA-B相転移曲線が存在するのに対し、このような制限された空間ではより低圧側でもA-B相転移が起こると理論的に期待されている。我々のグループではこれまでに、薄いフィルムを1 μmのスペーサーを挟んで積み重ねることにより狭い平行平板間隔を作成して実験を行った。そしてA-B相転移を観測するに至ったが、超流動³Heの膜厚に分布があったため隙間間隔が相転移にどのように影響を与えるのかを論ずることが出来なかった。

そこで隙間間隔の均一度に焦点をとき、新しい方法でサンプルセルを作製した。出来上がったサンプルセルは隙間の均一度が非常によく、このサンプルセルから得られる結果は「よく制御された空間内の超流動³He」という意味で重要な意味を持つと言える。

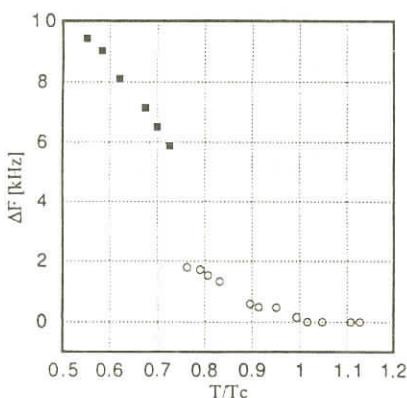


Fig. 1 cwNMR Freq. shift at 27bar

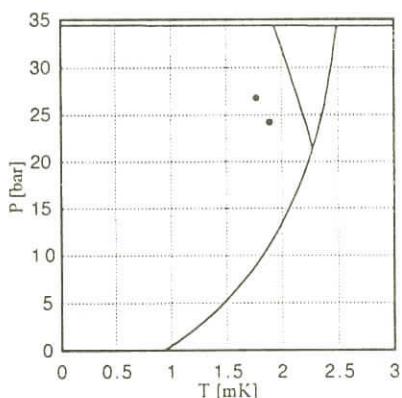


Fig. 2 Phase diagram

我々はこれまでNMR法を用い、1, 10, 24, 27barで実験を行った。そして24, 27barにおいてサンプルセル内での相転移を観測するに至った。Fig.1は27barにおけるcwNMR signalの温度変化である。 $T/T_c \sim 0.75$ で周波数シフトに「とび」があり、ここで相転移が起こっているのがわかる。24, 27barで観測された相転移点をFig.2に図示する。まだ2点しかないが、超流動³Heを1 μmの平行平板間に閉じこめることによりA-Phaseの領域が広がっているのがわかる。今後はこれより低圧側、あるいは境界面の条件を変えて実験を行っていきたいと思っている。

2次元電子による³He表面の研究

東大・物性研 河野公俊

ヘリウム液面上に乗せた2次元電子系は、液体ヘリウムの静電分極による鏡像ポテンシャルによって、弱く束縛された表面状態をとる。この系は理想的な2次元電子系として振舞い、電子が固化するいわゆるウィグナー結晶状態への転移というユニークな特徴を持つ。ウィグナー結晶は、格子点の真下の液面に加わる局所的な圧力によって生じる、ウィグナー結晶とcommensurateな液面の変形（へこみ）を伴う。この表面変形はウィグナー結晶にとって横方向の束縛ポテンシャルとなり、電子にかかる外力があまり大きくなれば、電子とへこみは一体となって運動する。その結果、へこみを伴ったウィグナー結晶の横方向の運動は、液体の内部に向かって指数関数的に減衰する流れ場を誘起する。

このような状況を想定すると、ウィグナー結晶の移動度を支配するメカニズムは、誘起された流れ場および運動する表面の変形による素励起の散乱であると考えられる。ヘリウム3の場合、準粒子同士の散乱に関する平均自由行程がウィグナー結晶の格子間隔よりも短い場合は流体力学的な描像が成り立ち、ウィグナー結晶の移動度は粘性率に反比例する。逆に平均自由行程が格子間隔よりも長くなると準粒子が液面によって弾道的に散乱される、非流体力学的描像の成り立つ領域に遷移して行くものと考えられる。実際にウィグナー結晶の移動度を測定すると30mK程度までは、移動度が温度の2乗に比例することが分かった。これはヘリウム3の粘性率がフェルミ液体の特徴として、温度の2乗に反比例することに符合する。さらに低温になると移動度は温度にほとんど依存しなくなり一定となることが発見された。この領域の移動度は、弾道的に散乱される準粒子によって支配されているとして理解することができる。この描像に立った、定量的な計算の結果がこの講演に続き、Y. Monarkhaによって述べられる。

自由表面を持つ飽和蒸気圧下のヘリウム3は、1 mK以下の温度ではじめて超流動状態に転移する。液面の変形をともなったウィグナー結晶の誘起する液体の運動がP波超流動体の自由表面でどのような現象を展開するか、興味のあるところである。最近、我々のグループでは銅核断熱消磁ク

ライオスタットを用いて、はじめて超流動ヘリウム3の自由表面でウィグナー結晶の伝導度の測定に成功した。ただし、零磁場下の測定であるので、ヘリウム3は超流動B相にあると考えられる。

先に述べたように、常流動状態の伝導度（移動度）は、温度の低下とともに減少し、約30mK以下で一定となるが、ヘリウム3が超流動状態になると伝導度が急激に減少した後、極小を経て増大する。超流動転移温度 T_c の半分程度まで温度が下がると、この測定法の限界まで伝導度が増大した。 T_c 直下の伝導度の減少および極小の存在はウィグナー結晶の並進速度に依存しており、いわゆる非線形伝導現象である。十分小さな励起電流で伝導度を測定すれば極小は存在せず、伝導度は T_c 以下で単純に増大する。この伝導度増大の温度依存性は熱活性化型であり、ボゴリューボフ準粒子の表面変形による弾道的散乱からの寄与であることが示唆される。一方、伝導度の減少と極小の存在のメカニズムはいまだ不明である。クーパー対破壊を含むオーダーパラメータの集団励起モードとの相互作用を詳しく検討する必要があると思われる。

この他にも自由表面によるボゴリューボフ準粒子のアンドレーエフ散乱の寄与など、明らかにしなければならない問題がある。また超流動A相での織り目構造の自由表面近傍での振舞いなどについても、磁場をうまく用いることで、調べることができるかもしれない。今後に残された実験的、理論的な課題がいろいろと考えられる。なお、超流動ヘリウム3の実験に関しては、次の白瀬の講演で詳細が述べられる。

2次元電子を用いた超流動 ^3He 表面の研究

東大物性研 白 浜 圭 也

オレグ キリチェック

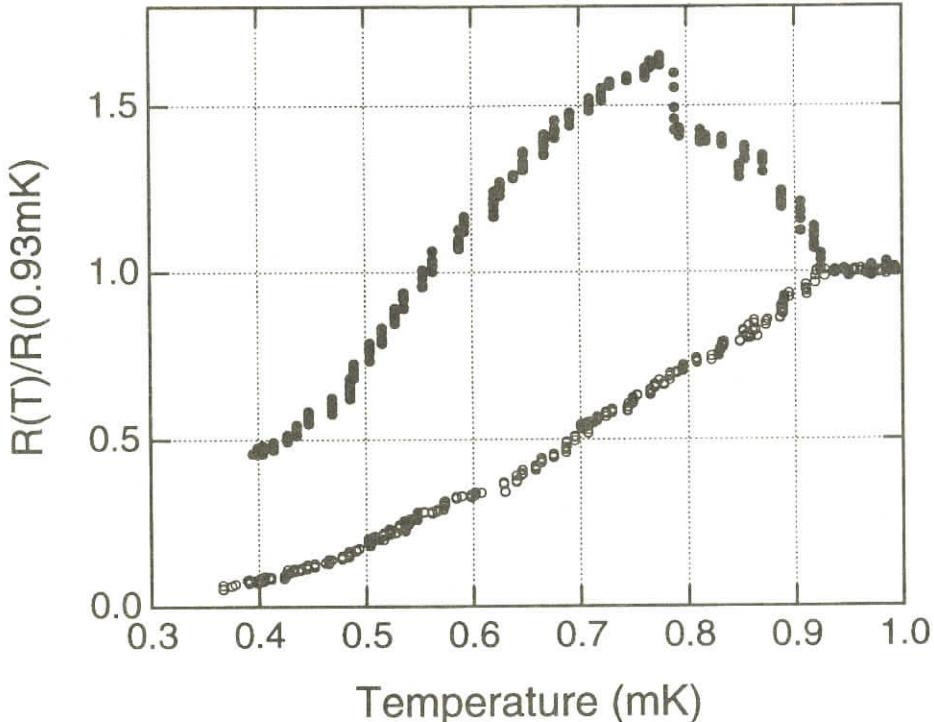
河 野 公 俊

超流動 ^3He の自由表面（B相）では、オーダーパラメタの鉛直成分が水平成分より小さく異方的であり（Planar-likeな状態）、また準粒子が鏡面的(specular)に散乱されると考えられる。従って異方的超流体に対する理想的な界面として、オーダーパラメタの異方性や量子アンドレエフ反射、準粒子束縛状態などの興味深い現象の恰好の舞台となりうる。我々は表面上に束縛された2次元電子（ウィグナー結晶）をプローブに用いた ^3He 表面の実験を準備してきた。今回伝導度の測定を行い興味深い結果を得た。

コルビノ型電極を用いた交流伝導度測定を銅核断熱消磁法により $300\ \mu\text{K}$ までの温度域で行った。その結果を抵抗値として図に示す。 $930\ \mu\text{K}$ で抵抗が急激に変化するが、この温度は飽和蒸気圧下の超流動移転温度 T_c と一致しており、抵抗変化が ^3He の超流動に伴って起こっていることを示している。驚くべきことに超流動相での温度依存性は測定周波数と入力電圧に大きく依存する。低周波

数、低入力では抵抗は温度の低下とともに単調減少し、その温度依存性は活性化型 $R(T) = A \exp(-\Delta/k_B T)$ である。この事実は結晶電子の伝導が熱的に励起された ^3He 準粒子の表面での散乱に支配されていることを示唆するが、実験から見積もられる超流動のエネルギーギャップ Δ は $1.9k_B T_c$ となり、弱結合BCS理論より予想される $1.76k_B T_c$ より1割ほど大きい。

測定周波数、または入力電圧を上げると、抵抗は T_c 直下で増加し、鋭いカスプ状の異常を示した後減少するようになる。カスプの位置は周波数（電圧）を上げるにつれ低温側にずれ、抵抗の上昇も大きくなる。この異常な振る舞いの原因として、ウィグナー結晶が液面に作るへこみの振動によってクーパーペアの破壊が起こっていることが考えられる。ペア破壊の機構として(1)結晶の運動が誘起する流れがランダウ臨界速度を越える、(2)へこみの振動が2△のゼロ音波を発生させる、の2つが考えられる。現在詳細な測定を継続中である。



Mobility of the Wigner Solid on Liquid ^3He

東大物性研 Yuri Monarkha

The mobility of a two-dimensional Wigner solid over the surface of liquid ^3He is theoretically studied in the low temperature range down to 1mK . It is shown that contrary to the case of liquid ^4He the electron mobility is determined by the transport properties of the dimple lattice which are limited by the interaction with bulk excitations of liquid helium. At $T > 15\text{mK}$, the hydrodynamics approach is applicable and the mobility is approximately proportional to T^2 . At lower temperatures, the dimple lattice is under the ballistic transport regime and the Wigner solid mobility becomes approximately independent of temperature.

超流動ヘリウム膜上の擬1次元及び擬0次元電子系

九州大学理学部 矢山英樹

現在、固体素子以外のヘリウム面上にも擬1次元電子系が実現されている。この系は、移動度が大きく、また電子密度を大きく変化させることができるなどの特長を有している。しかし、その電気伝導の実験は始まったばかりで不明の点が多い。ここでは、ヘリウム面上の擬1次元電子系における電気伝導度の温度依存性の実験結果を示し、更に次元を下げた擬0次元電子系の可能性について述べる。

Fig.1 は1次元回折格子の断面図を示す。実験は 1.7K 以下で行なっているため、ヘリウムは超流動状態になっているため回折格子の側面をはい上がり、図のように表面に膜を形成し溝の中に流れ込む。溝の中のヘリウム表面は中央がわずかに窪んでおり、ここにタングステンフィラメントから電子を供給すると、溝に沿って動ける擬1次元電子系が形成される。フラットな面上の膜厚は薄いため、その上の電子はガラス表面の不均一なポテンシャルにトラップされて動けない。

Fig.2 は2次元回折格子の鳥瞰図を示す。超流動ヘリウムは窪みの中に流れ込み、上向きにかけられた電場によってその窪みに電子が落ち込み、擬0次元の電子系が形成される。これらの擬1次元及び擬0次元電子に横方向の電場を印加しその応答から電気伝導度を測定した。

ヘリウム上の2次元電子は、 1K 以上の高温部では主にヘリウムガス原子による散乱、 1K 以下の低温部では主にリプロンによる散乱を受け、伝導度が温度の低下と共に単調に増加することが知られている。それに対し、Fig.3に示す1次元電子系の伝導度は、2次元の場合とは全く異なる温度依存性を示すことが分かった。 1.4K 以上での振る舞いは、電子がヘリウムガス原子によって散乱

されるためである。 $0.7 < T < 1.4$ Kで伝導度が温度の低下と共に減少するのは、溝の端付近の電子が低温で局在すると考えることによって説明される。0.7K以下で伝導度が温度の低下と共に増加するのは、溝の中央部分に存在する純粋な1次元電子系によるものと考えられる。

Fig.4は0次元電子系に流れる複素電流を、格子面からヘリウム液面までの高さHの関数として表したものである。Hが負のまわりヘリウムが膜の状態でも電流が流れしており、電子は一つの窪みから隣の窪みへ動くことができる事を示している。電子密度が低いときにはすべての電子が山の頂上付近に局在し、電気伝導はなくなる。その臨界電子密度から、一つの山あたり70個の電子が局在していることが分かった。電子密度は面に垂直にかける電場によって容易にコントロールでき、このような2次元回折格子を用いることによって擬0次元電子系を形成可能であることが分かった。

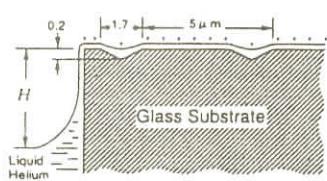


Fig.1 1次元回折格子

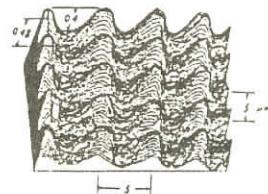


Fig.2 2次元回折格子

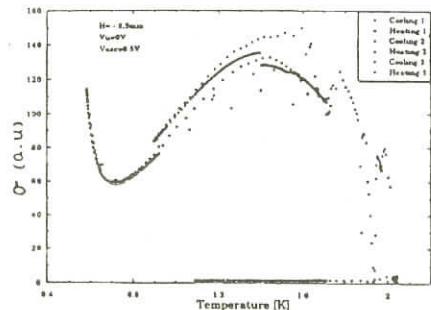


Fig.3 擬1次元電子の伝導度

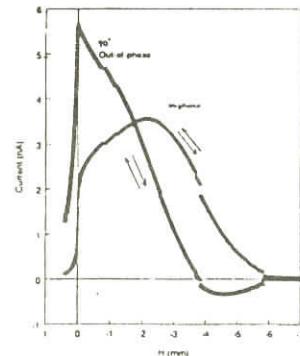


Fig.4 擬0次元電子の複素電流対H

量子ホール状態における量子位相現象

東北大学大学院理学研究科 江澤潤一

2次元では3次元では起こり得ない不可思議な現象が可能である。これは2次元空間の位相構造と3次元空間の位相構造とが本質的に異なるためである。最も顕著な例は、平面上ではフェルミオンはボソンに転化でき、更に分数統計を持つ粒子が存在する事である。これは平面上に束縛された粒子に固有の統計的性質が存在しないからである。この事は、平面上の電子はクーパー対を作らなくても、単独で凝縮できる可能性を意味する。具体的な例として、強磁場中で実現する量子ホール効

果がある。電子は外部磁場と電荷・磁束複合体を作つてボソンとなるが、ランダウ準位占有率が奇数分の1の時、このボソンは外部磁場を感じなくなり凝縮する。これが量子ホール状態である、と考えられる。さて、電子のスピンを考慮する時、この凝縮に伴つて量子位相が発生する。また、スピン自由度を無視した2層系では2層の自由度が擬スピン自由度として働き、量子位相が発生する。この量子位相の励起モードとしてスカーミオン励起がある。2層系では、トンネル相互作用により、ジョセフソン効果を含む諸現象が起こり得る。ベル研で行われた2層系の活性化エネルギーのアノマリーはジョセフソン現象として理解できる。この事を示すには最低ランダウ準位射影を行い有効ハミルトニアンを導くのがよい。以上の事は次のように要約される。

- 量子ホール系

- 平面上での統計転移 (statistics transmutation)
- 平面電子 \Rightarrow 複合電子 (電荷磁束複合), 単独電子の磁場中での凝縮
- 最低ランダウ準位写像
- スピン自由度 \Rightarrow スピン秩序と量子位相, スカーミオン励起

- 二層量子ホール系

- 二層自由度 \Rightarrow 擬スピン秩序 (層間量子位相, スカーミオン励起, 超伝導モード)

- トンネル相互作用

- ジョセフソン効果—電流・電圧特性, C-IC 相転移—Sine-Gordon 湧糸励起,
- トンネル共鳴 (プラズモン励起)

- 実験状況

- 活性化エネルギーのアノマリー (Bell Lab)

参考文献 : Z.F. Ezawa and A. Iwazaki, IJMP [B6(1992)3205], PRB [47(1993)7295], PRL [70(1993)3119], PRB [48(1993)15189], IJMP [B8(1994)2111];
Z.F. Ezawa, PRB [51(1995)11152], JJAP [34(1995)4292], preprints TU-512

モット転移近傍の一次元電子系

東大院総合 小形正男

It has been well known that one-dimensional electron systems behave as Tomonaga-Luttinger liquid. Since this system has interesting properties such as spin-charge separation and power-law dependences of various physical quantities, it is very desirable to observe such anomalous phenomena experimentally. In order to compare with experimental data, we studied theoretically the behaviors of conductivity and/or conductance

to show that the Tomonaga - Luttinger liquid can be confirmed from the temperature dependence.¹⁾ We extend the previous work in the vicinity of Mott transition.²⁾

When the system approaches the half - filling, the Umklapp scattering which causes Mott transition becomes important. From the analysis of the Hubbard model, it can be shown that the system behaves as if it is in the strong - coupling regime($U \rightarrow \infty$). In such strong - coupling case, the charge degrees of freedom are understood in terms of spinless fermion system, because there is a kind of Pauli exclusion principle between up - spin electrons and down - spin electrons due to correlation. As a result, all the electrons behave as one kind of fermions.

From this simple - minded argument, we expect that the conductance becomes

$$G = e^2/h$$

which is half of the usual Landauer formula ($G = 2e^2/h$), because the factor 2 in the Landauer formula comes from the spin summation. If this kind of conductance is observed experimentally, this gives a direct proof of the spin - charge separation one - dimensional systems.

However the situation is not so simple. In the case without the Umklapp scattering, an experiment of split - gate structure grown on GaAs³⁾ shows that the conductance seems to have $2e^2/h$ irrespective of the interaction strength. This suggests that more subtle problem is present in calculating the conductance. In order to reproduce the experimental results, there have been a few theoretical proposals.⁴⁻⁶⁾

We calculate the conductance in the case where the Umklapp scattering plays crucial roles, in order to see whether the conductance is renormalized or not by such scatterings.²⁾ We extend the arguments by Maslov - Stone.⁴⁾ To calculate the conductance for the two - terminal measurement, we attach non - interacting leads on both ends of the sample. The leads are assumed to be adiabatically connected to the sample and thus the interaction parameters (including the Umklapp scattering) change continuously along the chain. In the region of sample, a special set of interaction parameters is assumed where the model can be mapped into a spinless fermion model with a Mott insulating gap. By solving the equation of motion for the current - current response function along the chain including two leads and sample, we obtain the conductance. Results show that at zero temperature the conductance is not renormalized in contrast to the above simple - minded expectation. The effect of the Umklapp scattering or Mott gap shows up in the temperature dependence or finite frequency region.

- 1) M. Ogata, and H. Fukuyama: Phys. Rev. Lett. 73, 468 (1994).
- 2) M. Mori, H. Fukuyama and M. Ogata: in preparation.
- 3) S. Tarurcha, T. Honda, and T. Saku: Solid State Commun. 94, 413 (1995).
- 4) D. L. Maslov and M. Stone: Phys. Rev. B52, 5539 (1995).
- 5) A. Kawabata: J. Phys. Soc. Japan 65, 30 (1996).
- 6) A. Shimizu: J. Phys. Soc. Japan 65, 1162 (1996). Y Oreg and A. M. Finkel'stein: Phys. Rev. B54, 14265 (1996).

量子ホール効果 —— 実験

東京大学物性研究所 家 泰 弘

本講演では量子ホール効果の実験のレビューとして、最近の進展で注目される2つのトピックスを紹介した。

(1) 量子ホール状態からのスピン励起

量子ホール効果の実験の舞台であるGaAsは g -因子が小さく、ゼーマン分離はランダウ分離の約1/70に過ぎない。従って $\nu=1$ 状態が完全にスピン偏極した状態（強磁性状態）になっているのは、ゼーマン効果ではなく主として電子間相互作用によっている。ゼーマン分離のみによってスピン偏極している場合のスピン素励起は単に1個のスピンを反転するだけであるのに対して、相互作用のみによってスピン偏極している場合($g=0$ の極限)のスpin素励起はSkyrmion(ソリトン的な励起)となることが理論的に予想されている。このことを裏付ける実験的証拠が、光ポンピングを用いた高感度NMRによる ^{71}Ga のナイトシフトの充填率依存性(Barrett et al., 1995)および伝導度の活性化エネルギーの充填率依存性(Schmeller et al., 1995)の測定から得られている。いずれの場合も、磁場の角度を変えることによってゼーマン効果と相互作用の効果を分離する手法を採っている。

(2) 分数量子ホール状態-絶縁体移転におけるuniversal conductivity と charge-flux duality

Jain(1989)やKivelson et al.(1992)による複合粒子描像は分数量子ホール状態の多くの性質を明快にすることにおいて成功を収めている。分数量子ホール状態のプロトタイプである $\nu=1/3$ 状態は、電子に偶数本(2本)の磁束を附加する複合フェルミオン描像では複合フェルミオン系の $\nu=1$ 状態と見なされる。一方、電子に奇数本(3本)の磁束を附加する複合ボソン描像では、 $\nu=1/3$ 状態は、複合ボソンはボーズ凝縮した超伝導状態に相当する。適当な disorder をもつ系では $\nu=1/3$ 状態から絶縁体(Hall insulator)への相転移が見られる。これを複合ボソンの超伝導-絶縁体(SI)転移と見ると、電荷と磁束の双対性(charge-flux duality)によってそ

の転移点における臨界面抵抗が $R_Q = h/e^2$ となることが予想される。このことは Shahar et al.(1995) の実験によって示されている。Shahar et al.(1996) はさらに、SI転移の両側に双対関係で互いに対応づけられる状態があることを電流電圧特性の測定によって示している。これらの対応づけられる状態はフェルミオンの充填率 $\nu' = (\nu^{-1} - 2)^{-1}$ で表すと particle-hole symmetry の関係にある。

微細加工半導体 2 次元電子系および超格子の磁気伝導実験

東大・物性研	遠 藤 彰
	安 藤 正 人
	川 村 稔
	勝 本 信 吾
	家 泰 弘

禁制帯中の異なる 2 種の半導体、例えば GaAs と AlGaAs を層状に積層させることにより、電子を積層面内に閉じ込めることができる。これに半導体微細加工技術を用いて作製した微小金属ゲート等を加えれば、電子はさらに低い次元に閉じ込められる。我々の研究室で分子線エピタクシー装置、電子線描画装置等を用いて作成した、このような半導体低次元電子系の、最近の磁気伝導実験の結果を報告する。

図 1 は GaAs/AlGaAs 単一ヘテロ接合 2 次元電子系に金属の分裂ゲートをのせて作成した量子ポイントコンタクトの、充填率 $\nu = 2/3$ になるような磁場 ($B = 13.95 \text{ T}$) 下での、2 端子伝導度のゲートバイアス依存性である。ゲートを絞っていく過程で共鳴ピークが観測されているが、そのピーク巾および高さは、温度が下がるにつれて小さくなっている。 $\nu = 2/3$ における端状態が Chiral Luttinger 流体であるとするとピーク巾、共鳴外位置での伝導度、はそれぞれ $T^{1/3}$ 、 T^2 なる温度依存性を示すという理論計算の結果[1] があるが、今回の実験はこれと定性的には矛盾しない。

図 2 は、100 周期積層させた GaAs/AlGaAs 超格子の、抵抗の面垂直方向成分を、磁場と面法線方向

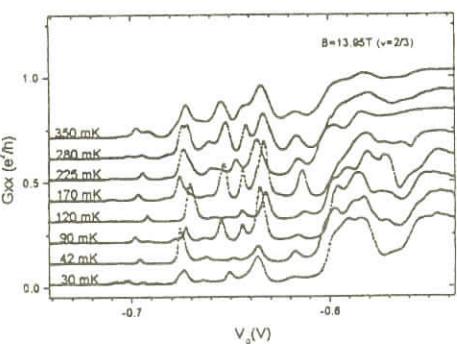


図 1 量子ポイントコンタクト 2 端子伝導度のゲートバイアス依存性

のなす角 θ に対してプロットしたものである。八木ら[2] の実験と同様に特定の θ でピークが現れ、フェルミ面が弱い周期的変調を受けた円筒であることに起因する角度磁気抵抗振動（梶田振動）が観測されているものと考えられる。今回の実験ではより高磁場 (15 T) までの測定を行い、最も低角度側のピークが磁場とともに低角度にシフトしているのが観測されたが、これはSdH振動の成分を拾いはじめていることによる、と考えている。

図3は、厚さ17.7nmと20nmのGaAs量子井戸を互いに4 nm離してAlGaAsのバリアの中に埋め込んだ非対称2重量子井戸の磁気抵抗である。金属の前面ゲートにバイアスを印加することにより2つの井戸の電子濃度のバランスを変えている。2層いずれかの電子濃度（主として高磁場側）および、2層の電子濃度の合計（主として低磁場側）に対応する量子ホール効果位置に極小が見られている。

文 献

- [1] C.L. Kane, M. P. A Fisher, Phys. Rev. B51 (1995) 13449.
[2] R. Yagi, Y. Iye, J. Phys. Soc. Jpn. 60 (1991) 3784.

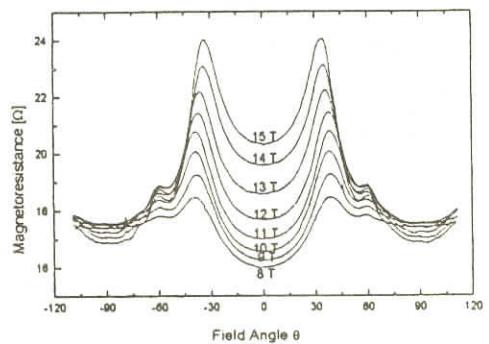


図2 超格子の抵抗の面垂直方向成分の、
磁場角度依存性

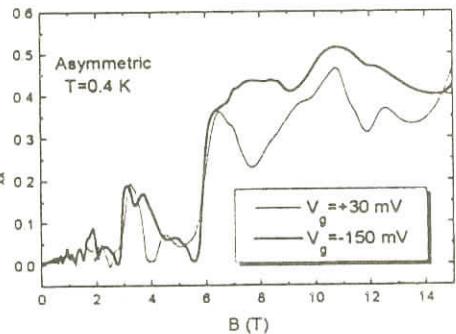


図3 非対称2重量子井戸の磁気抵抗

2層2次元電子系における量子ホール効果の実験

東北大学 大学院理学研究科 澤田安樹

二つの半導体量子井戸を相互作用可能な距離に配置した2層2次元電子系は、層間のトンネル現象や新しい分数ホール状態の出現など、量子ホール効果の研究に新しい知見をもたらしつつある。

我々の研究は、2層2次元電子系のトンネル現象をとりあげ、高移動度の試料作成と、2層の電子系それぞれに独立にコンタクトを有する素子の製作を行い、それを用いて極低温・強磁場中で2層2次元電子系の輸送現象を調べることを目的としている。特に、江澤が指摘している複合ボソンモデルに基づいた2層の電子系間に生じるジョセフソン効果について実験的知見を得ることを最終的な研究目的としている。

今研究会では、フロントゲートを有する2層2次元電子系試料で、極低温・強磁場下で量子ホール効果の測定結果を報告した。

準備した試料は、GaAs-AlGaAsヘテロ構造で、二つの200Å巾のGaAsの量子井戸が31ÅのAlGaAs障壁を隔ててあり、電子密度は $2.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 、移動度は $4.2 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ である。テバイスはホールバーの形状にメサエッティングを行い、金の拡散によりオーム接続を得ている。また、ゲートはアルミニウムを用いた。

フロントゲートの電圧を変えることによる上面の電子密度の変化を、0.8テスラ以下のシュブニコフニド・ハース実験から測定した。上下の層の電子密度を一致させて、最低温度34mK、最高磁場13.5テスラの範囲で共鳴状態の量子ホール効果の測定を行い、本来1層では存在しない量子ホール状態を観測した。しかし、我々がボーズ凝縮を期待する $v=1$ は安定化しなかった。原因是、電子密度が高く磁気長が電子層間距離に比べ短くなりすぎているためと考えられる。今後、バックゲートを設け、下層の電子密度を制御できるようになれば、 $v=1$ は安定化できる。また、2層の電子密度が一致していないときの整数の量子ホール効果は、独立な2層の電子層の量子ホール効果の重ね合わせで説明できることがわかった。

本研究は、東北大学電気通信研究所の大野英男、松倉文礼、大野裕三、岸本修也、NTT基礎研究所現在早稲田大学理工学部の堀越佳治、東北大学大学院理学研究科江澤潤一、杉江修、安元理就の諸氏との共同研究である。

半導体界面2次元電子系における磁性：3体交換相互作用とAharonov-Bohm効果

学習院大理 岡本 徹
山路 紳治

Si-MOSFET 2次元電子系の絶縁相領域での基底状態の探索を目的として、熱的に励起された電子による活性化伝導の測定を行った。まず、対角抵抗($R_{XX}=10^6 \sim 10^8 \Omega$)の温度依存性($T=0.2\text{K} \sim 1.4\text{K}$)は、式 $R_{XX}=R_0 \exp(E_A/2T)$ を用いて非常に良く近似することができ、活性化エネルギー E_A を精度良く決定することができる。絶縁相において、電子のクーロン反発により三角格子(ウィグナー結晶)が形成されているならば、活性化エネルギーは三角格子中の電子が格子点から抜け出して自由に動き回れるようになるために必要なエネルギーと考えることができる。我々は、活性化エネルギーの、(a)外部磁場($B=0 \sim 15.6\text{T}$)、(b)外部磁場と2次元平面との間の角度($\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$)、(c)電子濃度($N_s=0.85 \sim 1.61 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$)、に対する依存性を詳細に調べた。

外部磁場を2次元平面に平行にかけた場合($\theta = 0^\circ$)低磁場領域($B \leq 4\text{T}$)活性化エネルギーの外部磁場に対する線形な増加($dE_A/dB=2\mu_B$)が観測された。高磁場領域($B \geq 4\text{T}$)において

増加は飽和し一定値をとる。電子の運動は2次元平面に制限されているために、外部磁場はゼーマンエネルギーを変化させるだけである。従って、熱力学的考察 ($\delta M = -dE_A/dB$)より活性化過程でのスピン磁化の変化を得ることができる。その結果(1)局在電子のスピンは強磁的に揃っており、(2)そこからの活性化過程は、低磁場領域ではスピン反転を伴い ($\delta M = -2\mu_B$)、高磁場領域ではスピン反転しない ($\delta M = 0$)ことがわかった。この実験事実を説明するために、我々は以下の仮説をたてた。絶縁相において電子は三角格子を組むが、大きな零点振動により粒子同士の位置交換が行われる。ここで、支配的な交換過程は、2次元ヘリウムの系で見られるようなポテンシャル障壁が小さい3個の電子による環状の交換過程である。強磁性を引き起こす3体の交換相互作用により三角格子中の電子のスピンは揃っている。また、活性化電子と格子中の電子との間には反強磁性的な2体の交換相互作用が存在する。このため、活性化電子は三角格子から反強磁性的な平均場を与えられ、その結果、この平均場が外部磁場に打ち勝てる低磁場領域ではスピン反転する励起が支配的になる。

このウェグナー結晶中の3体の交換相互作用の存在に基づいた仮説は、2次元面に対する外部磁場の垂直成分による活性化エネルギーの変化により劇的に立証された。3体交換の経路を磁束 ϕ が貫くとき、Aharonov-Bohm効果により交換相互作用の性質が大きく変化する。例えば、交換経路を貫く磁束と磁束量子との比 ϕ/ϕ_0 が $1/2$ の時には、スピン間の相互作用は反強磁性的になる。従って、交換経路を貫く磁束の大きさにより強磁性相と反強磁性相との間の磁気相転移を引き起こすことができる。この磁気相転移に対応する活性化エネルギーの二つの極小が $\phi/\phi_0 < 0.5$ および $\phi/\phi_0 > 0.5$ で観測された。強磁性相中の活性化エネルギーの ϕ/ϕ_0 依存性も我々の仮説から予想されるものと良い一致を示す。

Si-MOSFET試料を提供していただいた八木厚夫氏、貴重な議論をしていただいた田崎晴明氏に感謝したい。

強いホール電場下での、ラフリン状態の「つぶれ」

東大院総合 篠 口 友 紀

量子ホール効果は、強磁場のもとで相互作用する二次元の電子系が示す興味深い現象である。ある決められた磁場のもとで、ホール抵抗は量子化され、同時に縦方向の抵抗はゼロとなる。ところで、二次元系の特殊性から、電子の統計性を（数学上）変えることもできる。すなわち、電子の系に磁場がかかっていると考える代わりに、磁束をもった電子がゼロ磁場のもとで運動するという描像を考える。電子が hc/e の奇数倍の磁束を持つとき、電子は、ボース統計に従うと考えて良い。それ

は、電子の位置を交換する際に、そもそも反交換関係から来る位相の変化 π の他、互いの磁束のベクトルポテンシャルによるアハラノフ-ボーム位相を拾って、トータルで 2π の整数倍の位相変化となるからである。奇数本の磁束をくっつけた電子を「複合ボソン」と呼ぶ。「複合ボソン」のボース凝縮状態はラフリン状態に対応し、それに伴う超流動電流は、散逸のないホール電流に対応する。

さて、磁場のかかっている電子系と、磁束を自分の中にくっつけて運動する電子とは、あきらかに同等でない。にもかかわらず、こうした複合粒子描像は、系を単純化して見通しをよくする上で魅力的である上、量子ホール効果の様々な物性を説明する上で成功しており、無視できない。複合粒子描像が、どのくらい収まりがよい理論であるかは、いろいろな実験に照らし合わせて判断するのがよい。本研究会では、従来考えられていなかった非線形領域での応答、すなわち強いホール電流を流した場合に実験で指摘されつつある、さまざまな異常について、複合ボソンモデルでの説明を試みた。

まず、任意のホール電流について、常に一様の凝縮が起こっていると考えると、凝縮の密度はホール電流の速度 v の自乗に比例して減少することを示した。このことから、

- 1 ラフリン状態にある電子数が、ホール電流の存在により減少する。
- 2 ホール電流 (=凝縮体密度 $\times v$) は上限値(臨界値)を持つ。この臨界値はサンプル幅に比例し、実験結果とコンシスティントであるが、一方、磁場依存の指数は、実験で報告されているものと比べて $1/4$ だけ異なり、また値そのものも数十倍高い。

ことが導かれた。1 は、電子の、ラフリン状態からの励起を示唆する。特に $\nu = 1$ の場合には、Skirmion の励起がおこるのではないかと考えており、ホール電場下で見られる量子ホール状態の物性にどのように寄与するのか、今後の課題としたい。2 については、平均場近似を越えた取り扱い、特に渦の励起を取り入れた近似を考えて、定量的な補正を行い、同時に既に提出されている他のモデルとの比較も行って、何が本当に臨界ホール電流を与えているのか考えていきたい。

量子ホール系における(擬)スピン秩序

東大院 総合文化 相関基礎科学 吉 岡 大二郎

擬スピンであらわせる自由度を持つ量子ホール効果系における最近の研究成果について、ランダウ準位の全占有率が 1 である場合に限定して紹介を行った。以下にその概要を記す。

1. 本当のスピン

GaAs ヘテロ結合での2次元系においては、電子の g -factor が小さい(約 0.44 である)ため、ゼーマン分離の大きさはランダウ単位間隔の約 66 分の一程度の大きさであり、ランダウ準位間隔

のオーダーであるクーロン相互作用の大きさと比べても十分に小さい。このため、第ゼロ近似としてはゼーマン分離の無い $g=0$ の系を考えても良い。このような系において、基底状態がすべてのスピンがそろった、強磁性状態である事は、以前から知られてはいたが、最近になって、その事実が強調されるようになった。これはこの系と等価である、二層系が実現できるようになった事とともに、この強磁性状態からの最低エネルギー電荷励起であるskyrmionが実験にかかった事による。skyrmionの大きさはZeeman energyとCoulomb energyの競合で決まり、実験ではskyrmion量子数が3の小さなskyrmionが観測された事を紹介した。¹⁾

2. 二層系

二層系においては、どちらの層に電子がいるかを擬スピンで表示する事ができ、スピン縮退をしている系と基本的に同じハミルトニアンであらわす事ができる。但し二層系の場合には、二層間の間隔はスピンをXY面に向ける異方性を与える、層間のトンネリングは一軸性の異方性を与える。従って、二層系は擬スピンに対しての“磁場”がかかるXY「モデル」であらわされる事になる。この系に対して、本当の磁場を傾けて層に平行な成分を与えると、擬スピン系では擬スピンに対する“磁場”が位置の関数として回転する事を示した。この事はcommensurate-incommensurate 転移を引き起こし、これが実験的に観測されている事を紹介した。²⁾

3. 電子・正孔系

spinless fermion系において、強磁場極限では占有率 v と $1-v$ の状態が等価である事はよく知られている。これは電子・正孔対称性のためである。さて、縮退した(擬)スピンを持つ系で、全占有率が1のとき、一方の(擬)スピンのみに電子・正孔変換を行うと、電子数と正孔数が等しい電子正孔系にmappingできる。この場合元の系のskyrmionはいくつかのexcitonが結合し更に電子または正孔を結合した状態にmapされる。このばあい、元の系でskyrmionが安定に存在する事は、excitonと電荷の結合状態が安定である事を意味する。この事はクーロン相互作用に対して、計算によって確かめられた。量子数1のskyrmionに対応する荷電exciton(e^2h または eh^2)に対して、層間距離がゼロのときは、発光再結合の寿命は無限大であるが、層間が開くにつれて、結合エネルギーの減少とともに寿命が短くなる事を示した。³⁾

1) Moon, Mori, Yang, Girvin, MacDonald, Zheng, Yoshioka, Zhang: Phys. Rev.B51 (1995) 5138.

2) Yang, Moon, Belkhir, Mori, Girvin, MacDonald, Zheng, and Yoshiok: Phys. Rev. B54 (1996) 11644 .

3) Palacios, Yoshioka and MacDonald: Phys.Rev. B54 (1996) R2296.

物性研究所談話会

日 時 1997年1月20日（月）午後1時30分～2時30分

場 所 物性研究所Q棟1階講義室

講 師 秋 山 英 文

(所属) (東京大学物性研究所)

題 目 量子細線の光物性とミクロ光学技術

要 旨

量子細線の一次元系に特有の物性を調べること、量子細線の形状を変えて二次元・三次元系へ連続的に変化させ、物性の変化を調べることなどを目的として、へき開再成長法により作製されたT型量子細線を研究した。顕微分光や光ファイバー利用などミクロ光学計測技術を開発して用いた。本研究により、以下のような結果が得られた。

A) 磁場中発光エネルギーシフトの測定により、二次元極限をこえて押し縮められた一次元励起子の波動関数を実証した。

B) エネルギー準位の評価を行い、三次元系の6～7倍、二次元系の2倍に相当する増大した一次元励起子束縛エネルギー(27meV)を実証した。

C) さらに光学異方性や吸収強度の評価を行い、二次元構造から一次元構造へ連続的に変化(次元クロスオーバー)した場合の、横方向閉じ込めエネルギー増大、価電子帯の波動関数の異方性の変化、振動子強度の集中を観測した。

今後は、画像計測・走査型計測・マイクロマシン技術などを取り入れてミクロ光学技術の開発を行い、より詳細な光学計測を行う。また、より一次元性の強い量子細線試料の開発のための結晶評価を行う。

日 時 1997年2月24日（月）午後1時30分～2時30分

場 所 物性研究所Q棟1階講義室

講 師 Prof. R. William W. WARREN, Jr.

(所属) (オレゴン州立大学)

題 目 Impurity NMR in Heavily-Doped Crystalline Semiconductors

要 旨

Nuclear magnetic resonance of impurity nuclei reveals the local structural and electronic environments of specific impurities in semiconductors. Studies of conventional donors (P) and acceptors (B) in silicon in the range 100-500 K reveal unexpectedly strong

temperature-dependent local magnetism at impurity sites at doping levels above the metal-nonmetal transition. This can be related to the development of a narrow impurity band and to incipient localization. In ZnO, a wide band-gap II-VI material, group III donors also form an impurity band, but the compounds retain optical transparency in the visible despite metals exhibiting no indication of electronic localization in the metallic range.

日 時 1997年3月10日（月）午後3時～4時
場 所 物性研究所Q棟1階講義室
講 師 堂 免 一 成
(所属) (東京工業大学資源化学研究所触媒化学部門)
題 目 ピコ秒赤外パルスを用いる表面振動ダイナミクス
要 旨

波長可変のピコ秒赤外パルスを用いたポンプ・プローブ法により固体表面の振動励起状態のダイナミクスについて、最近の研究結果を紹介する。特に表面が小さな分子と相互作用したときのエネルギー緩和速度の変化や、振動励起により生じる短寿命中間体の観測結果について述べる。

Technical Report of ISSP 新刊リスト

Ser. A

- No. 3214 Thermal Activation of Exclusionic Quasiparticles in the Fractional Quantum Hall Effect, by Jun'iche Shiraishi, Mahito Kohmoto and Yong Shi Wu.
- No. 3215 Multifractal Properties of the Wavefunctions of the Square Lattice Tight-Binding Model with Next Nearest Neighbor Hopping in a Magnetic Field, by Iksoo Chang, K. Ikezawa and Mahito Kohmoto.
- No. 3216 Monte Carlo Simulation on Aging Processes within One 'Pure State' of the SK Spin-Glass Model, by Hajime Takayama, Hajime Yoshino and Koji Fukushima.
- No. 3217 Quantum Transport in Antidot Lattices, by Tsuneya Ando, Seiji Uryu, Satoshi Ishizawa and Takeshi Nakanishi.
- No. 3218 Critical Dynamics and Cluster Dynamics of the 3D $\pm J$ Ising Spin-Glass Model in its 'Griffiths Phase', by Tatsuo Komori and Hajime Takayama.
- No. 3219 Relaxation Process of the Excited State and Selection Rule in the Soft X-ray Emission of Si and cBN, by Shik Shin, Akane Agui and Yoshihisa Harada.
- No. 3220 Core-Level Photoemission Spectra of Low-Dimensional Copper-Oxide Systems, by Kozo Okada and Akio Kotani.
- No. 3221 Interplay between Intra-Atomic Multiplet Coupling and Interatomic Hybridization in Core-Level Spectroscopy, by Akio Kotani and Haruhiko Ogasawara.
- No. 3222 Intersite Coulomb Interactions in Quasi-One-Dimensional Copper Oxides, by Kozo

Okada and Akio Kotani.

- No. 3223 Experimental and Theoretical Comparison between Absorption, Total Electron Yield and Fluorescence Spectra of Rare Earths M5 Edges, by M. Pompa, A. M. Flank, P. Lagarde, J. Rife, I. Stekhin, M. Nakazawa, H. Ogasawara and A. Kotani.
- No. 3224 Crossover in the AC Response of Thin ${}^4\text{He}$ Films in Porous Glass with $1\mu\text{m}$ Pore Diameter near the Superfluid Transition, by V. Kovacik, M. Fukuda, M. K. Zalalutdinov, T. Igarashi and M. Kubota.
- No. 3225 New Superstructure on the Surface of $2\text{H}-\text{NbSe}_2$ and Tunneling Spectra at 4.2 K, by Fumio Komori, Takao Iwaki, Ken Hattori, Osamu Shiino and Tetsuya Hasegawa.
- No. 3226 Excitons in Carbon Nanotubes, by Tsuneya Ando.
- No. 3227 Low-Temperature Specific Heat, Magnetic Susceptibility and Electrical Resistivity of PrFeGe_3 , by Hiroshi Yamamoto and Masayasu Ishikewa.
- No. 3228 New Aspect of Dynamical Diffraction Phenomena of Neutrons, by Toshio Takahashi.
- No. 3229 Rotation-Induced Vortices in Submonolayer Superfluid ${}^4\text{He}$ Films on Porous Glass, by M. K. Zalaludinov, V. Kovacik, M. Fukuda, T. Igarashi and M. Kubota.

物性研だより第36巻目録（第1号～第6号）

第36巻第1号 1996年5月

所長に就任して	安岡弘志	1
物性研究所談話会		5
物性研ニュース		
○ 東京大学物性研究所 教授公募		6
○ 東京大学物性研究所 助教授又は教授公募		8
○ 東京大学物性研究所 助教授公募		10
○ 東京大学物性研究所 助手公募		12
○ 人事異動		16
○ 平成8年度 物性研究所協議会委員名簿		19
○ 平成8年度 共同利用施設専門委員会委員名簿		20
○ 平成8年度 外来研究員等委員会委員名簿		21
○ 平成8年度 人事選考協議会委員名簿		21
○ 平成8年度 軌道放射物性研究施設運営委員会委員名簿		22
○ 平成8年度 中性子散乱研究施設運営委員会委員名簿		23
○ 平成8年度 中性子散乱実験審査委員会委員名簿		24
○ 平成8年度 スーパーコンピュータ共同利用委員会委員名簿		25
○ 平成8年度 スーパーコンピュータ共同利用課題審査委員会委員名簿		26
○ 平成8年度 高輝度光源計画推進委員会委員名簿		28
○ 平成8年度 前期短期研究会一覧		29
○ 平成8年度 前期外来研究員一覧		30
○ 平成8年度 前期スーパーコンピュータ共同利用採択課題一覧		52
○ 平成8年度 中性子散乱共同利用採択課題一覧		58
○ 平成8年度 後期共同利用の公募について		67
○ 物性研究所物性科学入門講座		91
○ 東京大学物性研究所における大学院修士及び博士課程進学ガイダンスのお知らせ		92
○ テクニカル・レポート 新刊リスト		93
第41回物性若手夏の学校		95
編集後記		

第36巻第2号 1996年7月

改組後の研究部門・附属研究施設の紹介		
○ 新物質科学研究部門		1
○ 物性理論研究部門		3
○ 先端領域研究部門		5

○ 極限環境物性研究部門	7	
○ 先端分光研究部門	9	
○ 附属中性子散乱研究施設	11	
○ 附属軌道放射物性研究施設	16	
○ 附属物質設計評価施設	18	
中性子散乱研究施設建設の頃	山田安定	20
物性研での4年半 —— 有機物性のひとつの転換期	田村雅史	22
物性研に着任して	中村典雄	28
物性研に着任して	田島裕之	30
物性研究所短期研究会報告		
○ 「ソフトマターにおける自己組織化とダイナミックスの 中性子散乱による研究」 世話人 太田隆夫, 新村信雄, 金谷利治, 武田隆義, 松下裕秀, 藤井保彦	32	
物性研究所談話会		69
物性研ニュース		
○ 東京大学物性研究所 助手公募	71	
○ 人事異動	75	
○ 物質設計評価施設運営委員会委員名簿	77	
○ 物質合成・評価設備共同利用委員会委員名簿	78	
○ テクニカル・レポート 新刊リスト	79	
編集後記		

第36巻第3号 1996年9月

研究室だより

○ 河野研究室	河野公俊	1
---------	------	---

短期研究会報告

○ 「ナノ構造の光物性の新局面」	6
------------------	---

世話人 伊藤 正, 末元 徹, 萱沼洋輔, 中村新男, 中山正昭, 舛本泰章

物性研究所談話会	73
----------	----

物性研ニュース

○ 東京大学物性研究所 助手公募	74
------------------	----

○ 人事異動	76
--------	----

○ 1997年度日米科学協力事業「中性子散乱」研究計画の公募	77
--------------------------------	----

○ 第7回 I S S P国際シンポジウム公募案内	78
---------------------------	----

○ 日米協力「中性子散乱」合同運営委員会開かれる	80
--------------------------	----

○ テクニカル・レポート 新刊リスト	81
--------------------	----

編集後記

第36巻第4号 1996年11月

物性研を後にして	香取浩子	1
物性研に着任して	秋山英文	3
短期研究会報告		
○ 「物性研究における計算物理学の現状と今後の展望」		5
世話人 塚田 捷, 岡部 豊, 宮下精二, 楠渡保秋		
常行真司, 今田正俊, 上田和夫, 高山 一		
物性研究所談話会		60
物性研ニュース		
○ 人事異動		64
○ 平成8年度 後期短期研究会一覧		65
○ 平成8年度 後期外来研究員一覧		66
○ 平成8年度 後期スーパーコンピュータ共同利用採択課題一覧		91
○ 平成9年度 前期共同利用の公募について		94
○ テクニカル・レポート 新刊リスト		122
編集後記		

第36巻第5号 1997年1月

「第三世代物性研究所」柏新キャンパスで実現へ	安岡弘志	1
物性研を去って	村田好正	5
退所後のたより—金研におけるサブミリ波E S R装置の現状を中心に—		
.....	野尻浩之	8
研究室だより		
○ 神谷研究室	神谷幸秀	9
第5回物性専門委員会（第16期）議事録		18
物性研短期研究会報告		
○ 「量子スピン系のギャップ形成とキャリアードーピング」		21
世話人 上田和夫, 内野倉國光, 十倉好紀, 福山秀敏, 今田正俊		
上田 寛, 佐藤正俊, 高野幹夫		
○ 「表面局所物性」		70
世話人 大門寛, 川村隆明, 小森文夫, 笠井秀明, 須藤彰三		
○ 「陽電子スペクトロスコピーの最近の進展」		103
世話人 兵頭俊夫, 小森文夫, 伊藤泰男, 末岡 修, 谷川庄一郎		
長谷川雅幸, 中川正治		
物性研究所談話会		145
物性研ニュース		
○ 人事異動		150
○ テクニカル・レポート 新刊リスト		151
編集後記		

第36卷第6号 1997年3月

研究室だより

- 勝本研究室 勝本信吾 1

物性研短期研究会報告

- 「低次元フェルミ流体系の物理」 13

世話人 三宅和正, 石本英彦, 家 康弘, 福山 寛, 河野公俊

物性研究所談話会 61

物性研ニュース

- テクニカル・レポート 新刊リスト 63

- 物性研だより 第36巻目録(第1号~第6号) 65

編集後記

編 集 後 記

物性研だよりの3月号をお届けいたします。

早いもので今年度の最終号になりました。年末から柏新キャンパスに建つ本館の細部にわたる検討が始まりました。先日、次期総長の選挙も終わり、新年度から新しい体制で学内の執行部がスタートします。また、来年度は物性研究所創立40周年にあたります。学内の理解を得て、半世紀後も誇れる新しい物性研の建設を期待しています。

なお、次号の原稿締切は4月10日です。

所属又は住所変更の場合等は事務部共同利用掛まで連絡願います。

毛 利 信 男
上 田 和 夫

