

## VIII-5. 低温物性グループ

教授 大塚洋一  
助教授 富永 昭  
講師 神田晶申、大木泰造  
助手 森下將史

大学院生 宮崎久生 (日本学術振興会特別研究員、数理物質研究科5年)、  
迫坪行広 (同3年)、和田充洋 (同3年)、  
大槻亮太 (同1年)、若田昌一 (同1年)  
大谷徳樹 (教育研究科2年)

卒業研究生 清水夏美、鈴木一也、但野紅美子、宮川佳子、森木拓也 (自然科学類物理主専攻)

### 【1】 単一金属微粒子中の電子状態

#### (1) 金属微粒子中の一電子状態のトンネル分光 (浜本、和田、神田、大塚)

昨年度に引き続き、直径 10nm 級の金微粒子中の一電子準位の観測を目標として、新しいナノスケールの電極対作製方法の開発、10nm 級島電極をもつ単一電子トランジスタ (SET) の作製と電気伝導測定を行った。微小ギャップ構造をもつ電極対は、ナノスケール伝導体の電気伝導測定において必要不可欠である。特に、本研究において対象となる金微粒子は 10nm 以下の超微粒子が対象となるため、電極間隔を高度に制御可能にする電極対作製方法が必要となる。本研究室では、2 回目の斜め蒸着によって生じるギャップ (細線の切断) を利用した電極対作製方法を考案した。既存の方法に比べプロセスが単純であるとともに、電極対間隔が電子線リソグラフィの精度に依存せず、蒸着量と蒸着角度によって決まる。電極間への金微粒子の捕捉は、静電トラップ法を用いる。これは、金微粒子のコロイド溶液中で電極間に電場をかけることで金微粒子を電極間に捕捉する方法である。このとき、直流電場ではなく交流電場にするすることで、捕捉率に改善が見られ、より制御性良く固定電極に捕捉することに成功した。

作製した SET の電流電圧特性をゲート電圧の関数として測定した結果を図 1 に示す。測定温度は 30mK である。見やすくするために各 I-V 曲線はゲート電圧に比例した縦方向へのオフセットがかけられている。低電圧領域におけるクーロンブロック領域はきれいな菱形 (クーロンダイヤモンド) を形作っており、設計通り単一の島電極を持つ SET が作製できていることを示す。本研究では、高濃度ホウ素ドーピング Si 基板を用い、これをゲート電極として使用している。クーロンダイヤモンドの発現により、バックゲート基板の有効性を実証することができた。金微粒子の一電子準位を反映したステップ構造を見るためにクーロンブロック閾値直上の電流・電圧特性を詳しく調べたが、この試料では確認できなかった。二重トンネル接合間の抵抗値が高すぎるることが観測を困難にしている可

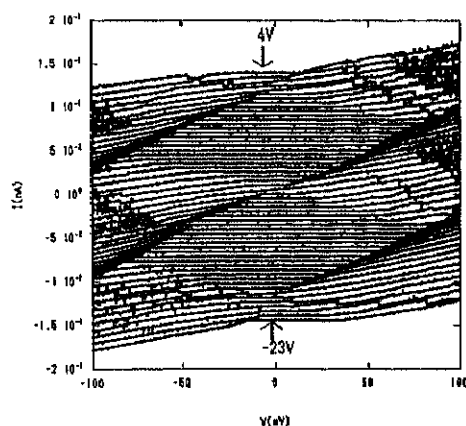


図1 : 10nm 金コロイド SET の電流電圧特性のゲート電圧依存性

能性がある。トンネル障壁として、オクタンチチオール( $\text{HS}(\text{CH}_2)_8\text{SH}$ )を用いているが、より分子長の短いチチオールにすることで、抵抗値を下げるができると考える。

## (2) 低温STMによる金ナノクラスターの電子状態の研究 (大木、迫坪)

昨年度に引き続き、直径が1nm~3nm程度の金属クラスターが外部電極と弱く結ばれた系(量子抵抗より充分大きな抵抗を持つトンネルバリアで結合している系)において、クラスターの化学ポテンシャルと電極のフェルミレベルとの相対的な位置関係がどのようになるかを知ることを目的として、クラスターのサイズを主パラメータとした系統的な研究を行った。STMを用いAu(111)基板/チチオール分子膜/STM探針からなる2重トンネル接合系をつくり、電流電圧特性に見られるクーロン階段から求まるオフセット電荷( $Q_0$ )を多くのクラスターについて調べると、 $Q_0$ はゼロを中心に分布し、その分布の幅がクラスターのサイズに依存することがこれまでにわかった。この原因として分子膜上の背景電荷やクラスターに結合する分子のばらつきなどいくつか考えられたが、クラスターの各離散準位間隔の平均準位間隔からの揺らぎが化学ポテンシャルに影響しているとするモデルが実験結果をうまく説明できることがわかった。

またこのモデルを検証すること、さらにクラスター内部の電子状態を知ることが目的としてさらに詳細な測定(離散準位自体の観察等)の準備を進めた。15年度までは基板上に密に配置したクラスターについてのトンネル分光を主に行なってきたが、クラスター間の相互作用が分光測定に影響を及ぼしている可能性があった。その影響を排除するための試料の作製方法を確立し、基板上に成長する金クラスターの密度、大きさをコントロールする事に成功した(図2)。この試料についても上と同様な結果が得られている。

15年度後半に導入された超高真空トンネル分光装置に今年度新たに強磁場システムと可変温度機構が追加導入された。これにより低温( $\sim 2\text{K}$ )での測定が可能になった。本年度の前半は試料搬送機構のトラブルの解決やクラスター作成のための試料作成室の改造、さらに離散準位観測等の高精度なトンネル分光に必要な環境を整えるため、装置の改造、改良等を行った。

なお、この研究は物質・材料研究機構の藤田大介主席研究員との共同研究として行われた。

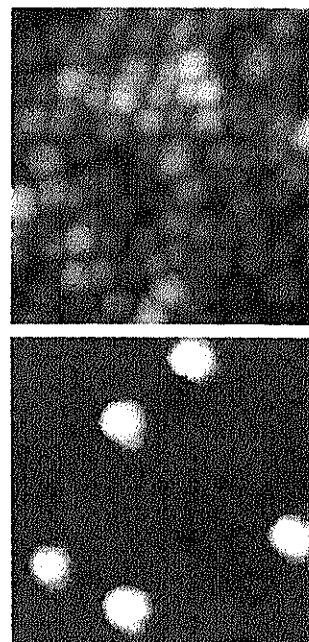


図2. 金基板上に分子膜を介して配置された金クラスターのSTM凹凸像。  
上) 高密度 下) 低密度

## 【2】多層カーボンナノチューブの量子輸送現象 (神田、富田、大槻)

多層カーボンナノチューブにおいて電子がバリスティック伝導をしようか否かは、実験的に解決していない問題のひとつである。バリスティック伝導の証拠として、ラッティンジャー液体的なコンダクタンスの温度に対するべき乗依存性と量子化コンダクタンスが挙げられる。前者に関しては、べき乗依存性が必ずしもラッティンジャー液体の証拠とは言い切れないことが実験的に示された。量子化コンダクタンスに関しては、これまでに2グループからその観測に成功したとの報告がなされているが、いずれもナノチューブを液体金属(水銀)に浸す、あるいは安定な絶縁体であるPCB(ポリ塩化ビフェニル)に混ぜるという特殊な実験方法を用いており、通常の固定電極を用いた観

測例は未だ存在しない。また、単層ナノチューブのコンダクタンス量子化が4K以下の極低温でしか観測されていないのに対して、多層ナノチューブでは室温で観測されているなど不思議な点もある。われわれは固定電極を用いた試料で、多層ナノチューブの量子化コンダクタンスの有無を検証することを目指して測定を行った。試料は(1)ナノチューブが基板に接触しない、(2)コンタクト抵抗を下げるためにナノチューブの両端が電極金属内に埋め込まれている、(3)レジストの付着を避けるために、ナノチューブに対してリソグラフィを行わない、という特徴を持っている。

(1) Gaによる金電極被膜形成

MWNTを金属電極中に埋め込んで電極との接触抵抗を低減させるための方法として、Gaによる金電極被膜形成の方法を行った。Gaは融点が29.78°Cと低く、また融解すると金と合金を形成するため、金電極上を選択的に広がっていくという性質を持つ。この方法を用いてMWNTと金電極の接合部をGaで覆うことによってMWNTの金属電極中への埋め込みを実現することを試みた。しかし実験の結果、GaはMWNTの下に潜り込みMWNTを浮かせてしまうことがわかり(図3)、接触抵抗は逆に増大した。

(2) 4端子測定による平均自由行程の見積もり

コンタクト抵抗や平均自由行程を見積もるため4端子測定を行った。4端子測定のため図4に示すようなサンプルを作製した。電極1、4が電流端子、電極2、3が電圧測定用端子である。室温と極低温で電極2-3間のMWNTの抵抗測定を行った。室温での測定の結果、平均自由行程が数nm~数十nm程度と非常に短いことがわかった。格子欠陥等が多い試料であったと考えられる。次に50mKに冷却し、ゲート電圧を-50Vから50Vまで0.1V間隔で印加してIV特性の測定を行った。微分コンダクタンスのバイアス電圧とゲート電圧依存性を図4に示す。図5の白い部分がクーロンブロッケードの起こっているところであり、それが非周期的であることがわかる。非周期的なクーロンブロッケードは、MWNTの各所でトンネル伝導が生じるために現れる。つまり今回使用したMWNTの伝導がバリスティックでない(量子化コンダクタンスが観測できない)ことを示している。量子コンダクタンス観測のためには、今後アニール等によって平均自由行程の改善を試みる。

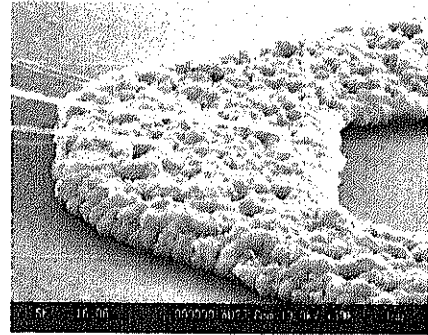


図3 Gaによる金電極被覆後のSEM画像 (ナノチューブはGaの上に浮いてしまう)

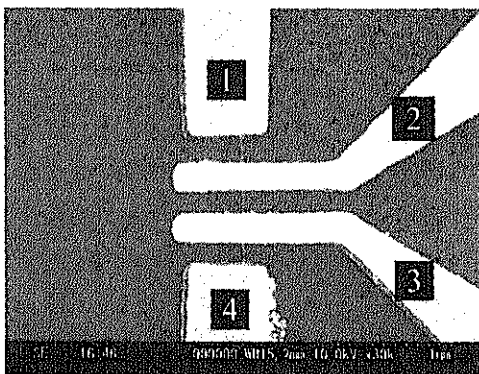


図4 : 4端子法の電極のSEM画像

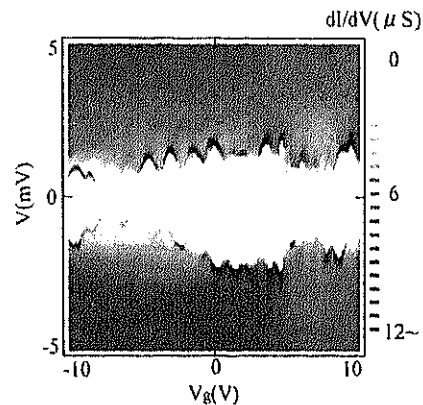


図5 : 微分コンダクタンスのゲート電圧とバイアス電圧依存性

### 【 3 】 微小ジョセフソン接合

#### (1)超伝導原子ポイントコンタクトの電流-位相関係 (宮崎)

二つの超伝導体が1~数個の原子で結合した超伝導原子ポイントコンタクトは、接触の強弱によりトンネル領域からバリステックな領域まで連続的に可変なジョセフソン接合と見ることができる。トンネル領域では、その電流-位相関係  $I(\varphi)$  はよく知られた  $\sin$  型であるが、バリステックに近い場合、 $I(\varphi)$  は  $\sin$  型とは異なる。理論的には、コンタクトにおけるクーパー対の伝導はアンドレーエフ反射によって行われるというモデルで扱われており、 $I$ - $V$  特性に関しては多重アンドレーエフ反射に基づく理論によって実験結果とのよい一致を得ているものの、 $I(\varphi)$  については定量的な検証は充分には行われていない。我々は、チャンネル毎の透過率  $\{\tau_i\} = \{\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_N\}$  ( $N$ :チャンネル数)がわかったコンタクトの  $I(\varphi)$  を調べることでこの定量的な検証を行うために、以下のような原子ポイントコンタクトとトンネル接合の干渉実験を行った。

図6のようなメカニカルブレイク接合(MBJ)とトンネル接合を並列に接続した dc-SQUID 型の試料を作製し、希釈冷凍機中でMBJのコンタクトを様々に変化させて  $I$ - $V$  特性を測定した。MBJはコンタクトの強さを適当に制御することで原子ポイントコンタクトになる。例として、2つのコンタクトの状態における  $I$ - $V$  特性を図7に示す。

この  $I$ - $V$  特性における超伝導ギャップ内の構造は、多重アンドレーエフ反射の特徴を示しており、理論式によるフィッティングからチャンネル毎の透過率  $\{\tau_i\}$  を決定することができた。これらのコンタクトの場合の最大超伝導電流  $I_{sw}$  の SQUID ループを貫く磁束  $\Phi$  に対する変化は図8のようになった。 $I_{sw}$ - $\Phi$  特性は磁場の反転に対して非対称になっており、一番強いチャンネルの透過率が大きい方がより強い非対称性を示している。これはポイントコンタクトの  $I(\varphi)$  が透過率の大きい場合に、より  $\sin$  型か

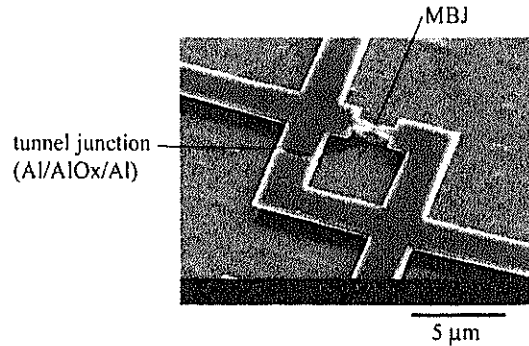


図6 : MBJとトンネル接合から成る dc-SQUID 型試料の SEM 写真

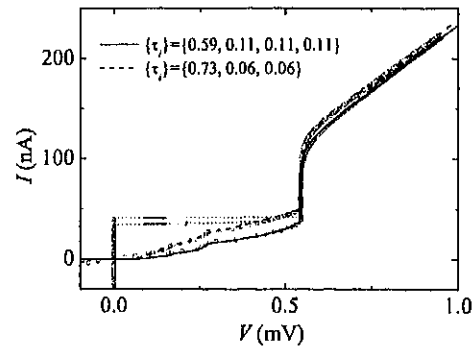


図7 : 2つの状態のコンタクトに対する  $I$ - $V$  特性 (白丸)。実線と点線はそれぞれに対するフィッティング曲線

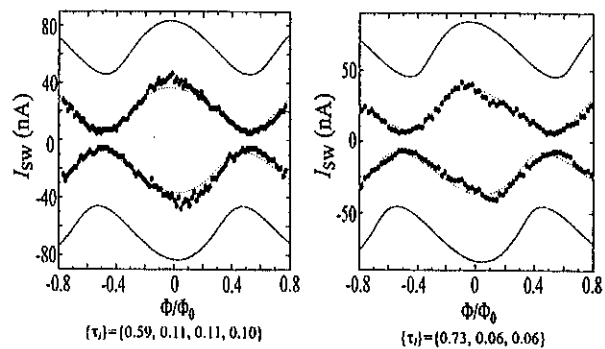


図8 : 最大超伝導電流  $I_{sw}$  の磁束  $\Phi$  依存性 (黒丸)。実線はポイントコンタクトの  $I(\varphi)$  の理論値に Prefactor 0.54 を掛けた場合の計算値。点線はさらに熱ノイズによる  $I_{sw}$  の現象を考慮したもの。  $\Phi_0 \equiv h/2e = 2.1 \times 10^{-15}$  Wb は超伝導磁束量子

ら外れることを意味する。様々な状態のコンタクトについて解析した結果、 $I-\Phi$ 特性は、理論の予想による  $I(\Phi)$  では説明がつかず、それに 0.54 の因子をかけ、さらに熱ノイズによる  $I_{sw}$  の減少を考慮することで説明されることがわかった。この因子の意味はまだわかっておらず今後検討が必要である。

### (2) 非対称な電流-位相関係をもつ SQUID におけるラチェット現象 (宮崎)

反転対称性を有しない周期ポテンシャル中におかれた粒子に適当な大きさの振動外力を加えると粒子は一定方向への運動をすることがある。これをラチェット効果と呼び、多くの理論的研究が報告されている。特に、熱雑音が無視できない微小ラチェット系は、生物の分子モーターのモデル系として注目されている。我々は上記の超伝導原子ポイントコンタクトとトンネル接合からなる SQUID がラチェット系となることに気づき、ラチェット効果の確認を行った。ジョセフソン接合の振る舞いは、周期ポテンシャル中の擬粒子の運動として記述することができる。ここでは、交流電流は擬粒子への振動外力に相当し、直流電圧の発生は擬粒子が一定方向に運動することに相当する。ポイントコンタクトの透過率が 1 に近い場合、その電流-位相関係は  $\sin$  型からずれる。ここで、適当な磁束  $\Phi$  によって SQUID に流れる超伝導電流の最大値  $I_{sw}$  は正負非対称になる(図 9 (a))。このこ

とは、擬粒子が感じる周期ポテンシャルの障壁が非対称であることを意味する。その非対称性が強くなる状況で SQUID に交流電流を流し、発生した直流電圧を測定した。図 9 (b) に、周波数  $f=1$  kHz の場合の交流電流の振幅  $I_{AC}$  と発生した直流電圧  $V_{DC}$  の関係を示す。このような振る舞いは、低周波の振動外力を加えたモデルを考えれば理解できる。一方、交流電流の周波数を高く ( $f=1$  MHz) すると、発生する直流電圧の極性が反転した。これは、擬粒子がカオス的な運動をしていることによる可能性があり、今後検討が必要である。

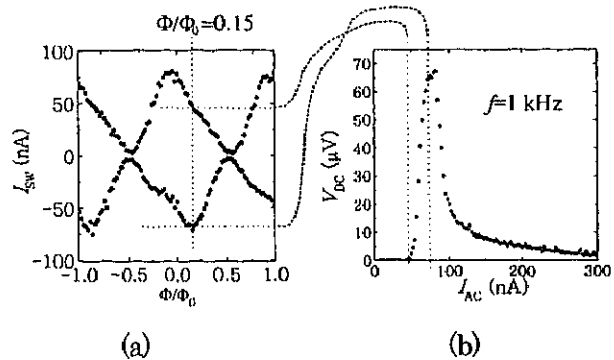


図 9 : (a) SQUID を貫く磁束とスイッチング電流の関係。(b) SQUID に流した交流電流と発生した直流電圧の関係。

### (3) マイクロ SQUID の開発 (鈴木、宮川、大塚)

SQUID はきわめて高い感度を有する磁気センサーであり、磁化測定や脳磁計測などの先端計測分野で広く使用されている。しかし、通常の SQUID 素子は高々十 gauss 程度の磁場によって臨界電流の振動を失ってしまい、高感度とは裏腹に磁場に対して弱いという側面を持っている。これはジョセフソン接合部分に磁束が入り込んでしまうことによって、特性が変化してしまうためと考えられている。われわれはこれまで

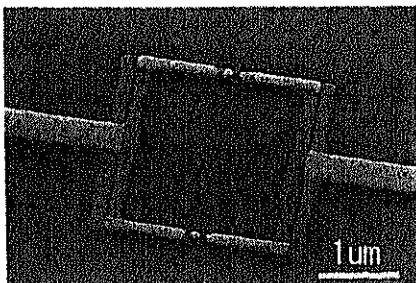


図 10 : マイクロ SQUID

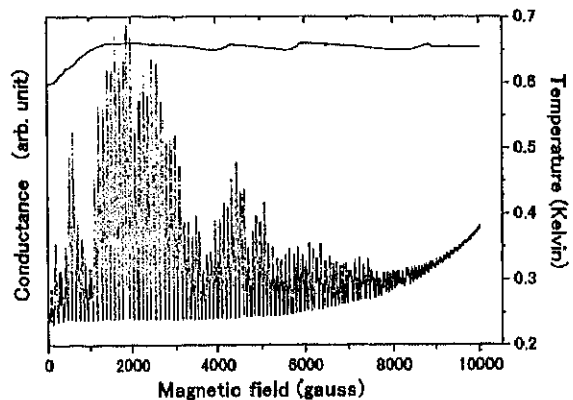


図 11 : 平行磁場中のコンダクタンス

の研究で 100nm 級の微小ジョセフソン接合はかなり高い磁場のもとでもその特性を保持することを見出していた。単一ナノ磁性体の物性実験や微小領域の磁気測定を目標に、今回微小なトンネル接合型の dc-SQUID をつくり、その高磁場特性を評価した。作製した SQUID の SEM 写真を図 10 に示す。金属は Al であり、表面酸化によってトンネル障壁を形成した。実験の結果(図 11)、ループに対して垂直磁場については約 0.6T まで、平行磁場では約 0.9T までの磁場中で電圧の周期的変動を観測し、その高磁場動作が確認された。Wernsdorfer らはブリッジ型マイクロ SQUID を開発し、微小磁性体の磁化反転の研究に応用しているが、今回開発した SQUID は消費電力がブリッジ型マイクロ SQUID に比べ 8 桁小さく、応用面で有利である。

#### 【 4 】 メゾスコピック超伝導体の渦糸状態 (清水、但野、神田)

##### (1) 巨大渦糸状態の実験的検証

渦は自然界のさまざまな場面で見られる普遍的な現象である。量子力学的な渦糸系を特徴付ける秩序パラメタの位相変化であらわされ、波動関数の一価性に対応して位相は渦の中心の周りで  $2n\pi$  変化する。エネルギーが最小になる条件から通常は  $n=1$  の渦が観測されるのであるが、特殊な環境下、例えばサイズが超伝導コヒーレンス長や磁場侵入深さと同程度のメゾスコピック超伝導体においては、渦 (超伝導体の場合は「渦糸」となる) の周りで位相が  $2\pi$  の複数倍変化する巨大な渦の存在が予言されている (巨大渦糸状態、GVS)。また、 $n=1$  の複数の渦糸が存在する場合でも、その配置は、試料形状に大きく依存する (多重渦糸状態、MVS)。

我々は、独自の方法である multiple-small-tunnel-junction(MSTJ)法を用いてはじめて巨大渦糸状態が実在することを実験的に示した。さらに、磁場の変化とともに複数の渦糸が合体してひとつの巨大な渦糸になる様子や、欠陥の存在によってその配置を変化させる様子もはじめて観測した。これらの結果は、数値シミュレーションとよく一致する。今年度、これらの結果を Physical Review Letters 誌に発表した。また、Science 誌と日本の新聞 2 紙に実験に関する記事が掲載された。

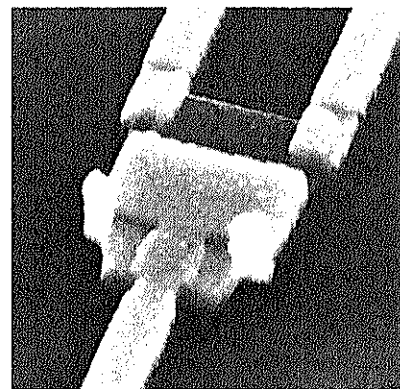


図 12 : 正方形試料 (1 辺 0.87  $\mu\text{m}$ )

##### (2) 渦糸状態間転移磁場の温度依存性

メゾスコピック超伝導ディスク (円板) において、渦度 (ボルティシティ) が変化する磁場の温度依存性を詳細に調べた。その結果、渦糸侵入磁場は温度上昇とともに一様に減少するのに対して、渦糸放出磁場には 2 種類の温度依存があることを見出した。一方は、温度にほとんど依存せず、他方は、温度上昇とともに高磁場側に移動する。MSTJ 法による結果と数値シミュレーションから、

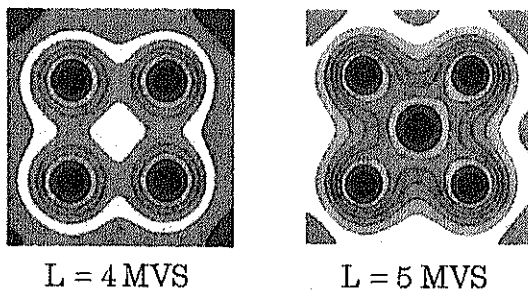


図 13 : クーパー対密度の計算結果

前者が MVS からの転移、後者が GVS からの転移であることが明らかになった。また、転移の直前の超伝導電流分布の温度依存性には、MVS と GVS で明らかな違いが見られた。この方法は、MSTJ 法という高度な方法に拠らなくても、従来の方法で実験的に MVS と GVS を区別することが出来ることを示すものである。

### (3) 渦糸状態の試料サイズ依存性

GVS は試料端との相互作用によって渦糸が試料中心部に押し込められた結果生ずる。従って、サイズが十分に小さな試料や、あるいはサイズは大きくても、高磁場中で試料外周部を流れる超伝導遮蔽電流が大きく、それによって渦糸が中心部に押し込められている場合に GVS は安定化する。

このことを実験的に確認するために、様々なサイズの正方形試料を作製した (図 12)。ただし、正方形試料の場合には、GVS だけでなく MVS も 4 回対称性をもつ傾向があるので (渦度  $L=4, 5$  の場合のクーパー対密度の計算結果を図 13 に示す。)、MSTJ 法による MVS と GVS の区別は困難である。そこで、(2) の温度依存性を用いる方法が正方形の場合にも有効であることを数値計算によって確認した。

実験で得たデータの一例を図 14 に示す。白丸で示した電圧の跳びが渦糸状態間転移点に対応する。磁場減少時には 2 種類の振舞いが見られる。その境界は、 $L=5$  であるので、 $L=2-4$  が MVS、 $L=5$  以上で GVS であると推測される。実際にサイズが大きくなるほど、境界の渦度は増加した。

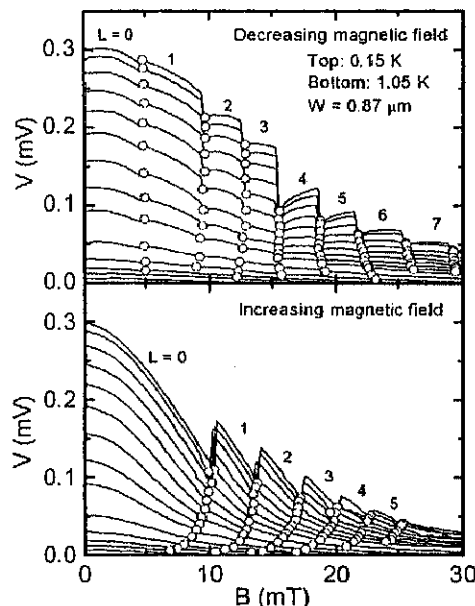


図 14 : 渦糸状態間転移点の温度依存

### (4) 渦糸状態の安定性

MVS は渦糸配置が試料形状に対応する場合に安定となることが数値計算からわかっている。渦糸状態の安定性は、その状態が存在する磁場範囲の広さで評価できる。正三角形、正方形の試料について、各渦度の安定性を評価した結果、正三角形では  $L=3$ 、正方形では  $L=4$  で安定化する傾向が見られたが、試料間で大きなばらつきが見られた。多数の試料について測定し、結果を統計的に解析する必要がある。

以上は、アントワープ大学 Prof. Peeters, Dr. Baelus (2004 年 12 月まで物質工学系門脇研究室に所属)、物質工学系門脇教授との共同研究である。

### 【 5 】低次元有機導体におけるメソスコピック現象 (若田)

電荷移動型有機導体はその低次元性により、パイエルス転移やスピン密度波など多彩な物性を示す。本研究は有機導体における物性のメソスコピック系での振舞いを調べることを目的としている。今回、有機導体として  $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$  を取り上げ、試料作製法として蒸着法、再結晶法を試みた。まず蒸着法では、BEDT-TTF とヨウ素をベンゾニトリル中で完全に溶かし、これを冷却し再結晶させた後ろ過することで得られる黒色の  $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$

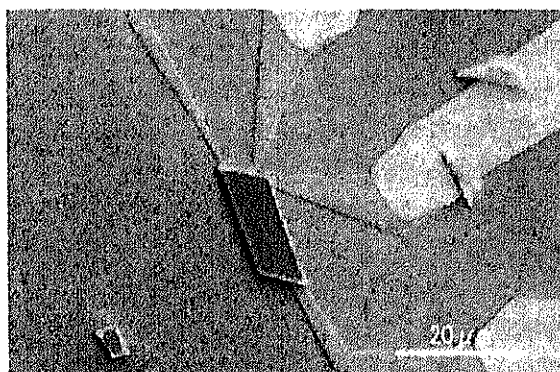


図 15 : 金電極上に成長した  $\text{ET}_2\text{I}_3$  微結晶

を用いて、作製した小型の蒸着器中で蒸着を行った。適当な条件下で導電性のある茶色の物質が蒸着されたが、詳しい解析には至っていない。再結晶法では、フォトリソグラフィと電子線リソグラフィを用いて作製した微細な四端子金電極を設けた基板に、ベンゾニトリルを溶媒とした  $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$  溶液を滴下し、結晶を成長させた。この方法により図 15 のように四端子金電極上の  $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$  微結晶を作製することに成功した。今後、この方法により得られた試料を用いて、低温での詳細な物性測定を行う予定である。

## 【 6 】 グラファイト上吸着ヘリウム単原子層薄膜の研究 (森下)

原子レベルで平坦なグラファイト表面に物理吸着したヘリウムは、大きなゼロ点振動のために非常に一様性の良い薄膜を与える。面密度の増大とともに1層ずつ規則正しく成長し、吸着第1原子層及び第2原子層は面密度の高い領域で固化し、他の面密度領域は流体相として振る舞う。これらは理想的な2次元系を与える。加えて、流体相・固相ともに、原子間距離をバルクな径に比べ広い領域で調整可能という特徴をもつ。安定なヘリウム同位体である  $^3\text{He}$  と  $^4\text{He}$  は、それぞれフェルミ粒子系、ボーズ粒子系を与え、量子統計性の違いにより異なった振る舞いを示す。

このうち、 $^3\text{He}$  原子は核スピン  $1/2$  をもち、この薄膜固相は2次元量子スピン系のほぼ理想的なモデル物質を与える。その一方、この系は、その磁性が複数の  $^3\text{He}$  原子が循環的にその位置を交換することによって由来する多体交換相互作用により支配される、非常にユニークな系でもある。この系の磁性は、面密度とともに複雑な振る舞いを示すが、これは様々な多体交換相互作用の競合の結果と考えられている。即ち、偶数個の原子 (スピン) 交換が反強磁性相互作用を生じるのに対し、奇数個の原子交換は強磁性相互作用を生じるためである。様々な多体交換の競合は非常に強いフラストレーションを与え、反強磁性的な相互作用が強い領域では基底状態がスピン液体状態である可能性を示唆する実験結果や、零点空孔という他系にはない現象を示唆する結果も得られ、興味を集めている。しかしながら、磁性に重要な役割を演ずると考えられる吸着構造や、より絶対零度に肉薄するために重要な熱伝導機構など基本的な情報が不足している事実は否めない。 $^3\text{He}$  固相薄膜の磁性の理解を中心目的に、吸着構造・熱伝導機構について研究を行った。

### (1) $^3\text{He}$ 単原子層薄膜吸着構造相図の検証

$^3\text{He}$  薄膜の磁性は多体交換相互作用の競合により決定されると考えられているが、原子の位置交換には吸着ポテンシャルの corrugation がエネルギー障壁として働くため、吸着構造が重要な役割を演ずる。しかしながら、様々な実験上の困難のために、ごく限られた面密度領域をのぞき、その吸着構造は明らかになっていない。我々は、 $^3\text{He}$  薄膜吸着第1層について、図 16 に示すような吸着構造相図を提案している。これは、様々な吸着構造について、絶対零度付近における経路積分モンテカルロシミュレーションにより得られた吸着エネルギーを比較することにより、絶対零度における最も安定な構造を決定し、これを融解温度の測定結果 (図 16 中○) と比較することにより、有限温度に拡張したものである。従来、いくつかの構造相図が提案されてきたが、いずれも様々な観測事実を矛盾無く説明することはできなかったが、この構造相図は定性的ながら観測事実を説明することができる。この構造相図の信頼性を増すためには、観測事実との定量的な比較が必要となる。本研究においては、図 16 中、○で示された融解温度の面密度変化をシミュレーションにより再現することを試みた。

融解温度の決定方法として、以前、吸着エネルギーから比熱を求める手法を用いたが、融解に伴う比熱のピークを再現することはできなかった。これは融解によるエントロピー増加を正確に見積もることができなかった事情に依るものであった。そこで、今回は Binder parameter を用いる方法を採った。Binder parameter は、order parameter  $\rho(r)$  に対し



$$g(T) = 2 - \frac{\langle \rho(\Gamma)^4 \rangle}{\langle \rho(\Gamma)^2 \rangle^2}$$

$$\rho(\Gamma) = \int \rho(r) e^{-i\Gamma r} dr$$

で定義される一種の相関係数である。ここで、 $\Gamma$ は $r$ の逆ベクトルである。このBinder parameterは、シミュレーションを行う系のサイズ依存性を持ち、系の大きさを無限大にしたとき、

$$g(T) \rightarrow 1 \quad \text{at } T < T_M$$

$$g(T) \rightarrow 0 \quad \text{at } T > T_M$$

と、融解温度の $T_M$ の上下で収束点が異なる。このため、様々なシステムサイズでBinder parameterの温度依存性を調べると、これは $T_M$ 近傍で交差することになる。この性質を用いて、融解温度を求める手法を採った。

まず吸着構造が確立されている $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造 ( $6.4 \text{ nm}^2$ ) について融解温度をこの手法により求めた結果、 $3.2 \pm 0.3 \text{ K}$ と、実際の観測に $3.0 \text{ K}$ とよく一致しており、Binder parameterを用いた手法をこの系に適用する妥当性が確認できたと言える。しかしながら、この手法は膨大な計算を必要とし、我々が提案しているような、単位構造の大きな吸着構造では収束が著しく悪く、吸着構造相図の妥当性の検討には至っていない。現在も計算を続行中である。

なお、本研究は福井大学工学部高木丈夫氏との共同研究である。

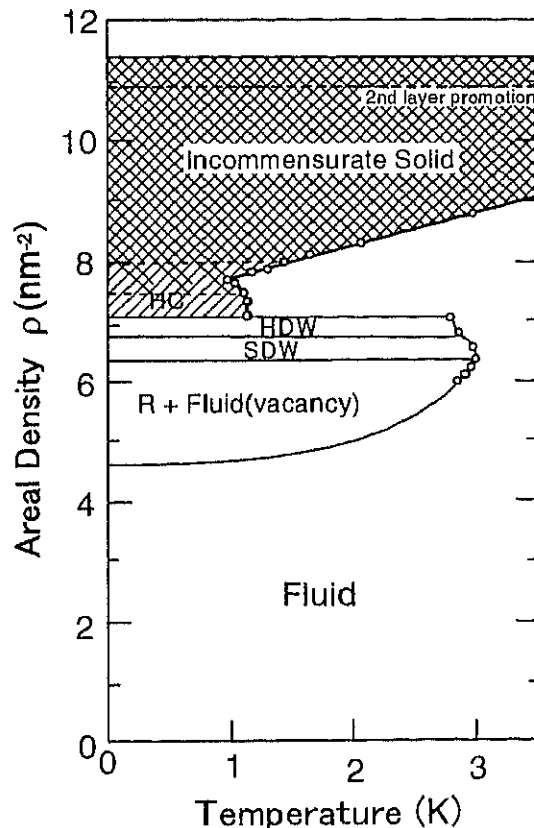


図 16: 我々の提案しているグラファイト上吸着  $^3\text{He}$  第 1 原子層の構造相図。図中略号は以下のとおり、R:  $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$  構造、SDW: superheavy striped domain wall 構造、HDW: heavy honeycomb domain wall 構造、HC: honeycomb cage 構造。7.4  $\text{nm}^2$  から 8.0  $\text{nm}^2$  は HC 構造と incommensurate 構造が共存する。○は Seattle グループによる融解温度の測定結果。融解温度の折れ曲がりや飛びと相境界がよく一致する。

## (2) 流体 $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ 単原子層薄膜の比熱

従来の  $^3\text{He}$  流体相薄膜の低温での比熱測定において、Fermi 流体相の比熱として期待される温度に比例する寄与の他に、温度にほぼ依存しない余剰比熱が観測されている。これは、グラファイト

基盤として実際に用いている Grafoil の 10% 前後に及ぶ heterogeneity 部に吸着した amorphous 状の  $^3\text{He}$  からの比熱の寄与と考えられている。この余剰比熱は amorphous を除く一様な  $^3\text{He}$  薄膜の比熱を議論する上で正確に差し引く必要がある。精密な議論のためには、この余剰比熱に関する情報が不可欠である。amorphous  $^3\text{He}$  の交換相互作用の広い分布のため、この余剰比熱は広い温度領域で温度によらずほぼ一定であると予想され、この温度領域の上限温度として流体相の Fermi 温度程度の 100 mK、下限の温度として粉末上吸着固体  $^3\text{He}$  で観測されている交換相互作用の最小値、1.5  $\mu\text{K}$  程度の値が予測されている。我々は広い面密度領域にわたる比熱測定から、この余剰比熱の温度・面密度依存性を得ることに成功しており、上限の温度は吸着第 1 層で 1 mK 程度、吸着第 2 層でも 5 mK 程度と予測に比べだいぶ小さいことを既に明らかにしている。しかし、100  $\mu\text{K}$  以下の温度域では比熱測定が行われておらず、余剰比熱の下限の温度を明らかにするには至っていない。本研究においては、 $^4\text{He}$  が  $^3\text{He}$  より吸着エネルギーが大きく、heterogeneity 部に選択的に  $^4\text{He}$  が吸着することを利用し、heterogeneity 部に吸着した  $^3\text{He}$  を  $^4\text{He}$  に置換し、余剰比熱の減少を観測する測定を行った。約 390  $\text{m}^2$  の表面積を有する我々の Grafoil 基盤において、0.8  $\text{nm}^2$  の面密度に相当する 11.5 cc.stp の  $^4\text{He}$  を導入することにより、余剰比熱は、測定できないほど小さくなった。さらに  $^4\text{He}$  を導入すると  $^3\text{He}$  流体相の比熱がわずかに増大し、これらの結果から、heterogeneity 部に吸着できる  $^3\text{He}$  は 11.5 cc.stp 程度と見積られる。この量の  $^3\text{He}$  のスピン系のエントロピーと、余剰比熱が低温で一定であると仮定して得られるエントロピー変化の比較から、余剰比熱の下限の温度は 60  $\mu\text{K}$  と見積ることができる。この値は、予測されている 1.5  $\mu\text{K}$  に比べ、だいぶ大きいものである。これは、amorphous  $^3\text{He}$  の密度の上限が期待していたほど大きくないことを意味している。

一方、 $^3\text{He}$  薄膜と異なり、 $^4\text{He}$  薄膜は流体相において、低温で凝集現象、即ち、2次元気相-2次元液相の共存が理論的に予測されている。比熱の緩やかなピーク等、これを支持する観測も為されているが、直接的な観測は未だない。本研究では  $^4\text{He}$  に微量の  $^3\text{He}$  と tracer として dope して、2次元凝集現象についての研究を行った。流体  $^3\text{He}$  薄膜の比熱は 2次元 Fermi 流体の比熱で記述され、低温で温度に比例する。この比例係数が面密度には依存せず、表面積に比例する点が 2次元系の特徴である。もし、dope した  $^3\text{He}$  が  $^4\text{He}$  の密度の薄い 2次元気相にのみ溶解したとすると、比熱の係数は 2次元気相の占める面積にほぼ比例することになり、全体の面密度を増して、2次元気相が減少して行くにつれて、比熱係数も小さくなっていくことになる。実際、Ziouzia 等は  $^4\text{He}$  単原子層固

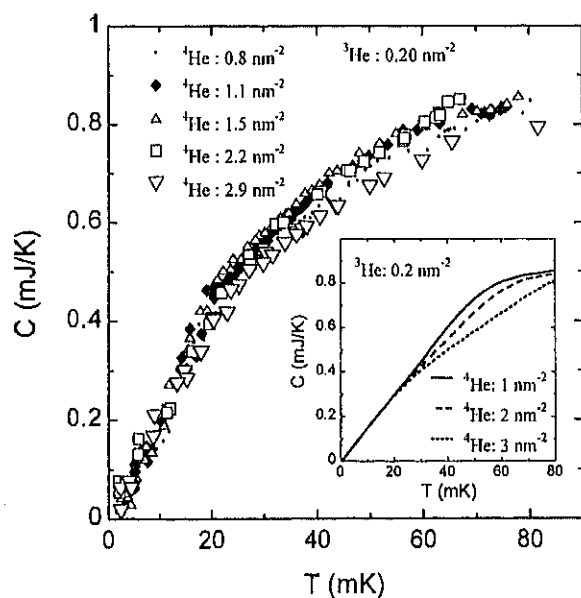


図 17:  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  単原子層薄膜の比熱。 $^3\text{He}$  面密度は 0.2  $\text{nm}^{-2}$  に固定し、 $^4\text{He}$  面密度を 0.8  $\text{nm}^{-2}$  から 2.9  $\text{nm}^{-2}$  まで変化。 $^4\text{He}$  面密度を変えても、比熱の振る舞いはほとんど変わらないが、高温域には有意な変化が見られる。挿入図は、 $^4\text{He}$  が 2次元気相-2次元液相分離を生じ、液相にも  $^3\text{He}$  が 0.1  $\text{nm}^{-2}$  溶解すると仮定して予想される比熱の振る舞い。実験で得られた結果を半定量的に説明できる。

相薄膜上の  ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$  薄膜、即ち、吸着第2層の  ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$  薄膜において、30 mK 以下の比熱の等温曲線が面密度に対し、ほぼ直線的に減少することを示し、2次元気相-液相転移の証拠であると主張している。この検証を含め、吸着第1層について、希薄な  ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$  薄膜の比熱測定を行った。 ${}^3\text{He}$  の面密度は  $0.2 \text{ nm}^2$  と Ziouzia 等の測定のほぼ倍の値にし、 ${}^4\text{He}$  の面密度を幾つか変化させた。結果を図 17 に示す。 ${}^4\text{He}$  の面密度を大きく変化させても、比熱はほとんど変化しておらず、Ziouzia 等の測定とは大きく異なる結果となった。ただし、この結果から直ちに2次元気相-液相共存を否定することはできない。2次元気相と2次元液相、双方に  ${}^3\text{He}$  が溶解していると、比熱の大きな面密度変化は期待できないためである。図 17 に示した結果において、高温域の比熱は面密度の増加とともに、わずかではあるが測定の精度を越えて変化している。 ${}^4\text{He}$  の面密度  $0.8 \text{ nm}^2$  から  $1.1 \text{ nm}^2$  に増大させたときの变化は、heterogeneity 部に吸着していた  ${}^3\text{He}$  が  ${}^4\text{He}$  に置換され流体相に出てきたものと考えられる。しかし、 $2.2 \text{ nm}^2$  から  $2.9 \text{ nm}^2$  に増大させたときの比熱の減少は説明することはできない。 ${}^4\text{He}$  の2次元液相中にも  ${}^3\text{He}$  が  $0.1 \text{ nm}^2$  程度溶解すると仮定すると、このような変化は半定量的に説明することができる (図 17 inset)。即ち、吸着第1層においても2次元気相-液相共存が生じていると考える方が自然である。ただし、Ziouzia 等の吸着第2層における測定と結果が大きく異なっているが、この原因が1層目と2層目の違いを反映しているのか、 ${}^3\text{He}$  の面密度の違いを反映しているのか、今後さらに研究する必要がある。

### (3) ${}^3\text{He}$ 薄膜の熱緩和機構

バルクなヘリウムと他の物質界面での熱伝導機構は既に理解され、 ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$  希釈冷凍機等の設計上重要な情報となっている。界面での非常に大きな熱抵抗は Kapitza 抵抗として知られ、Acoustic Mismatch 理論で非常によく説明されている。この理論に依れば、界面にほぼ垂直に入射したフォノンのみが界面を通して熱を伝えることができる。バルクな  ${}^3\text{He}$  の場合には、 ${}^3\text{He}$  核スピンと接している物質との磁氣的相互作用による磁気 Kapitza 機構も熱伝導に寄与できることも明らかになっている。一方、グラファイト上吸着  ${}^3\text{He}$  薄膜は 100  $\mu\text{K}$  以下の低温まで、グラファイト基盤に追従して冷えていくことが知られている。しかしながら、その熱伝導機構は明らかになっていない。薄膜中では、界面に垂直なフォノンは存在しないので、このような熱伝導機構は働かない。界面に平行な長波長フォノンも熱伝導に寄与できる可能性があるが、整合固相では非常に大きなフォノンギャップが存在するため、低温での寄与は期待できない。本研究においてはグラファイト基盤と  ${}^3\text{He}$  薄膜の間の熱伝導を緩和法により測定し、熱伝導機構について知見を得ている。

これまでの測定で、グラファイト基盤と  ${}^3\text{He}$  薄膜は局所的に、しかも比較的強く熱結合しており、 ${}^3\text{He}$  薄膜内は多体交換相互作用による磁氣的な相互作用で熱が流れていること、そして、測定された熱伝導は  ${}^3\text{He}$  薄膜面内の熱伝導であることがわかっている。即ち、グラファイト基盤と  ${}^3\text{He}$  薄膜はいたるところで熱的に結合しているわけではなく、熱はまず  ${}^3\text{He}$  薄膜面内をゆっくり流れ、ある局所的なスポットでグラファイト基盤へと流れ込んでいる。この結果は磁氣的 Kapitza 機構の描像と一致している。 ${}^3\text{He}$  核スピンと磁気相互作用する相手としては、Grafoil 基盤中に 10~100 ppm 含まれる磁性不純物が考えられる。もし、磁気 Kapitza 機構が効いているのであれば、グラファイト基盤を  ${}^4\text{He}$  で coat したり、外部磁場をかけることにより熱伝導に変化が現れるはずである。

図 18 に2原子層からなる  ${}^3\text{He}$  固相薄膜と、1層目の  ${}^3\text{He}$  を  ${}^4\text{He}$  に置換した固相薄膜 ( ${}^4\text{He}$  単原子層固相薄膜上の  ${}^3\text{He}$  単原子層固相薄膜) とで測定されたグラファイト基盤- ${}^3\text{He}$  薄膜間の熱伝導の温度変化を示す。ここで、吸着1層目の  ${}^3\text{He}$  及び  ${}^4\text{He}$  の比熱はほとんどゼロであり、測定された値は2層目の  ${}^3\text{He}$  との間の熱伝導である。1層目が  ${}^3\text{He}$  の場合に比べ、1層目を  ${}^4\text{He}$  に置換した方が熱伝導が減少している。バルクな系では、界面を6層の  ${}^4\text{He}$  で覆うことにより熱伝導が1桁程度減少している。従って、基盤と  ${}^3\text{He}$  スピンの間の磁氣的相互作用は比較的長距離であり、2層目の  ${}^3\text{He}$

も基盤と直接に相互作用することが期待される。この場合、1層目を $^4\text{He}$ に置換しても、熱伝導に変化は現れないはずである。今回、わずかに減少した結果は、2層目の一部も $^4\text{He}$ で置換されたことに依るものと考えられる。2層目に入った $^4\text{He}$ はGrafoil基盤のheterogeneity部に吸着していることが期待される。磁性不純物はこのような領域に含有されていると考えられる。従って、磁性不純物と磁気相互作用していた $^3\text{He}$ の一部が $^4\text{He}$ で置換された可能性が高い。このとき、 $^3\text{He}$ 薄膜面内を熱が流れる経路は長くなるため、実質的に熱伝導は減少することになり、測定結果を説明することができる。ただし、 $^3\text{He}$ の面密度も $^4\text{He}$ の面密度も固定された値でしか測定しておらず、幾つかの面密度で測定を行い、さらに検証を行う必要がある。

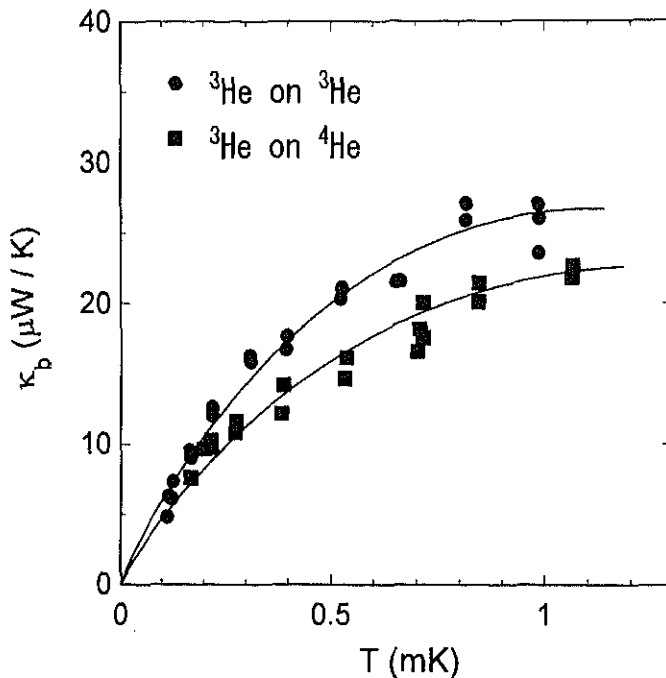


図 18: 吸着第2原子層  $^3\text{He}$  - graphite 基盤間の熱伝導。吸着第1層が  $^3\text{He}$  の場合(●)に比べ、 $^4\text{He}$ に置換すると(■)熱伝導が若干減少する。面密度は双方とも1層、2層の合計で  $18 \text{ nm}^{-2}$ 。実線はガイドライン。

外部磁場をかけての測定結果を図 19 に示す。変化をわかりやすくするために幾つかの温度における等温曲線も図 20 に示す。高温域の熱伝導は 100 Gauss 程度の磁場まで減少している。この結果も磁性不純物の一部が、外部磁場により磁氣的に不活性になり、熱伝導の経路が長くなって、実質、熱伝導が減少しているとして説明でき、磁気 Kapitza 機構を支持している。一方、低温域は 200 Gauss 以上で増大している。磁性不純物としては鉄などの強磁性物質が考えられるが、これらの物質のバルクな磁化は数 100 Gauss で飽和しており、磁氣的な自由度もこの程度の磁場でなくなっていることが期待されるが、400 Gauss の磁場でも熱伝導は有限な値になっている。バルクな系でも高い磁場まで、熱伝導が有限である点では、同様の結果となっている。他の熱伝導機構が働いている可能性もあるが、さらなる検証が必要である。一方、外部磁場をかけることにより  $^3\text{He}$  核スピン系は磁気整列する。400 Gauss の磁場中では、0.2 mK から 1 mK の間で全スピンエントロピーの 40% もが変化している。スピン流による熱伝導はスピン系が整列しているほど効率がよく、高磁場低温での熱伝導の増大は、核スピン系の磁気整列によるものと考えられる。

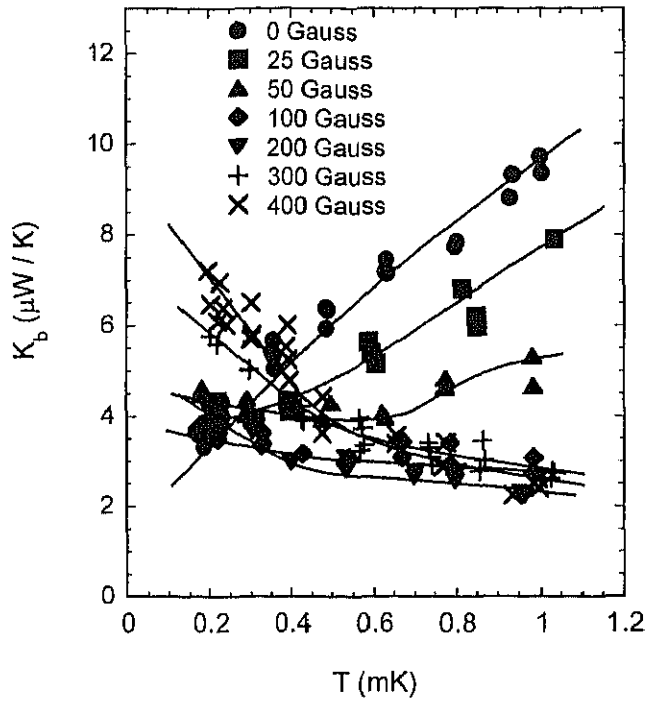


図 19: 吸着第1層固相  $^3\text{He}$  薄膜 ( $7.3\text{nm}^{-2}$ )の磁場中での熱伝導の変化。実線はガイドライン。高温域では、磁場の増大とともに、熱伝導は減少するのに対し、低温域では、熱伝導が増大している。

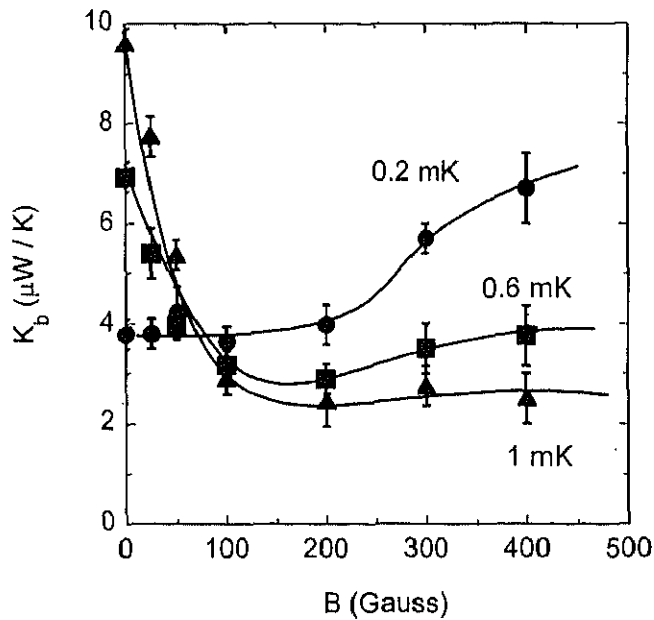


図 20: 吸着第1層固相  $^3\text{He}$  薄膜 ( $7.3\text{nm}^{-2}$ )の磁場中での熱伝導度の等温曲線。実線はガイドライン。高温域の熱伝導は磁場の増大とともに減少するのに対し、低温域の熱伝導は増大している。

グラファイト基盤 -  $^3\text{He}$  薄膜間の熱伝導機構は、 $^3\text{He}$  薄膜をできるだけ低温に冷却する上で、技術的に非常に重要な問題であるが、物理的にはそれほど重要ではないかもしれない。しかし、今回の測定では、 $^3\text{He}$  薄膜面内での熱伝導が観測にかかっており、 $^3\text{He}$  核スピン系の多体交換相互作用や核整列について重要な情報を含んでいることが期待される。磁氣的相互作用による面内の熱伝導は、スピン拡散やスピン波的な機構によるスピン流によるものと考えられるが、温度に依らずほぼ一定という観測された温度依存性を説明することはできない。この点も、今後のさらなる検討が必要である。

## 【 7 】 熱音響現象 (富永)

温度分布は、実験的には自然に決まるが、流体力学的議論では境界条件の一つでありかなりの任意性がある。しかし、熱力学の第一法則と第二法則とを考慮すると、可能な温度分布はある範囲に制限される。このことが昨年度の結論だった。

熱力学の基本法則には、熱力学の第一法則と第二法則だけでなく、エントロピー生成最小の法則もあるので、エントロピー生成最小の法則も使えば、可能な温度分布が一意的に決まる可能性がある。

実際に「エントロピー生成最小の法則も使うと可能な温度分布が一意的に決まる」ことを示すことができた。このことが平成 16 年度の成果である。解析的に扱うために非常に短い蓄熱器を想定して、この蓄熱器の安定な温度勾配を議論した。強制振動の場合には流体の振動モードと振幅を与えると、蓄熱器でのエントロピー生成が最小になるように蓄熱器の安定な温度勾配が決まる。熱音響自励振動の場合には、流体の振動モードとエントロピー流とを与えると、蓄熱器でのエントロピー生成が最小になるように蓄熱器の安定な温度勾配が決まる。さらに、エントロピー流が小さい場合には零振幅零単熱伝導分岐が生じ、エントロピー流が大きいと有限振幅の熱音響自励振動分岐が生じる。

### <学位論文>

- ・ 宮崎久生：Cooper-pair transport in mesoscopic and atomic-scale Josephson junctions (メゾスコピック及び原子スケールのジョセフソン接合におけるクーパ対伝導) (数理物質科学研究科、物理学専攻、博士論文、2005.2)
- ・ 大谷徳樹：永久ゴマに関わる物理実験 (筑波大学教育研究科、修士論文、2005 年 3 月)

### <論文>

1. Yukihiro Sakotsubo, Taizo Ohgi, Daisuke Fujita, and Youiti Ootuka, "Growth and Characterization of Isolated Nanoclusters on Mixed Self-Assembled Monolayers", *Applied Surface Science*, 241 (2005) 33-37.
2. Taizo Ohgi, Yukihiro Sakotsubo, Youiti Ootuka, and Daisuke Fujita, "X-ray photoelectron spectroscopy of structurally well-defined Au clusters/molecular layer/Au(111) system", *Journal of Surface Analysis*, 16 (2005) 12.
3. D. Fujita, K. Sagisaka, T. Ohgi, "Nano-Fabrication and Nano-Characterization by Scanning Tunneling Microscopy", *まてりあ* 43 (2004) 724.
4. ZW Xiao, MX Xu, T. Ohgi, N. Ishikawa, D. Fujita, "Controlled deposition of single DNA molecules on bare gold electrodes", *PHYSICA E* 21 (2004) 1098-1101.
5. D. Fujita, T. Kumakura, K. Onishi, K. Sagisaka, T. Ohgi and M. Harada, "Sprout-like growth of carbon nanowires on a carbon-doped Ni(1 1 1) surface", *Surface Science*, 566-568 (2004) 361.
6. T. Ohgi, Y. Sakotsubo, D. Fujita and Y. Ootuka, "Capacitance dependence of chemical potential distribution in supported nanoclusters", *Surface Science*, 566-568 (2004) 402.
7. Hisao Miyazaki, Yamaguchi Takahide, Akinobu Kanda, Youiti Ootuka, "Analysis of zero-bias resistance in overdamped mesoscopic Josephson junction chains", *Physica C* 404, (2004) 259.
8. A. Kanda, B. J. Baelus, F. M. Peeters, K. Kadowaki and Y. Ootuka, "Experimental Evidence for Giant Vortex States in a Mesoscopic Superconducting Disk", *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 257002.

9. B. J. Baelus, A. Kanda, F. M. Peeters, Y. Ootuka and K. Kadowaki, "Vortex state dependent phase boundary in mesoscopic superconducting disks", *Phys. Rev. B* **71** (2005) 140502 (R).
10. A. Kanda, M. Wada, Y. Hamamoto, Y. Ootuka, "Simple and controlled fabrication of nanoscale gaps using double-angle evaporation", *Physica E*, in press.
11. B. J. Baelus, A. Kanda, F. M. Peeters, Y. Ootuka, K. Kadowaki, "Giant and multivortex states in mesoscopic superconducting disks", *Physica C*, in press.
12. A. Kanda, B. J. Baelus, F. M. Peeters, K. Kadowaki and Y. Ootuka, "Observation of paramagnetic supercurrent in mesoscopic superconducting rings and disks using multiple-small-tunnel-junction method", in press
13. B. J. Baelus, A. Kanda, Y. Ootuka, F. M. Peeters, K. Kadowaki, "Giant and Multivortex states in thin mesoscopic superconductors", *Proceedings of CTC/PLASMA-2004* (2004) 24-26.
14. H. Miyazaki, A. Kanda, Y. Ootuka, "Current-Phase relation of a superconducting quantum point contact", *Proceedings of CTC/PLASMA-2004* (2004) 107-108.
15. A. Kanda, N. Shimizu, K. Tadano, Y. Ootuka, B. J. Baelus, F. M. Peeters, K. Kadowaki, "Experimental evidence for novel vortex states in mesoscopic superconductors", *Proceedings of CTC/PLASMA-2004* (2004) 114-116.
16. A. Kanda and Y. Ootuka, "Vortex states and paramagnetic supercurrent in mesoscopic superconductors", *Physica C* **404** (2004) 205-208.
17. M. Morishita, Thermal Relaxation of  $^3\text{He}$  Solid Films Adsorbed on Graphite, *J. Low Temp. Phys.* **138** (2005) 373-378.
18. M. Morishita, Heat Capacities of Submonolayer Solid  $^3\text{He}$  Films on Graphite at Highly Frustrated Density Regime, *J. Low Temp. Phys.* **138** (2005) 367-372.
19. M. Morishita, Anomalous heat capacities in submonolayer solid  $^3\text{He}$  films commensurate to graphite substrate, *Journal of Physics and Chemistry in Solid* (in press).
20. M. Morishita, Heat transfer between  $^3\text{He}$  film and graphite substrate, *Journal of Physics and Chemistry in Solid* (in press).
21. 富永昭 : Thermodynamical Classification of Thermoacoustic Phenomena and Necessary Conditions for Thermoacoustic Heat-engines, *J. Cryo. Soc. Jpn.* **39** (2004) 148-154
22. 本弓康之、林正博、大谷徳樹、富永 昭 : 電子天秤を利用したアンペールの力の測定、*物理教育* **52** 巻2号、128-132 (2004年7月)
23. 大谷徳樹、富永 昭 : 永久ゴマ回路におけるトランジスタのツェナー電圧、*物理教育* **52** 巻3号、228-232 (2004年9月)
24. 富永 昭 : Stable Temperature Gradients of a Short Regenerator Induced by forced Fluid Oscillations, *J. Cryo. Soc. Jpn.* **39** (2004) 632-637
25. 富永 昭 : Simple Heat-conduction and Thermoacoustic Self-sustained Oscillation Branches, *J. Cryo. Soc. Jpn.* **40** (2005) 13-21

<講演>

国際会議

1. Taizo Ohgi, Yukihiro Sakotsubo, Daisuke Fujita, and Youiti Ootuka. "Single electron charging effect in supported nanoclusters: Comparison between photoelectron spectroscopy and tunneling spectroscopy", 3rd International Symposium on Practical Surface Analysis (PSA-04), October 4th - 6th, 2004 in Jeju island, Korea
2. Youiti Ootuka, Hisao Miyazaki, Takahide Yamaguchi, and Akinobu Kanda, "Simple and stable control of

- mechanical break junction in dilution refrigerator”, Joint Meeting of The 3rd International Symposium on "Future-Oriented Interdisciplinary Materials Science" supported by the 21st Century Program under MEXT, The 2nd International Tsukuba-Symposium on "Nano-Science" supported by the Special Project of University of Tsukuba, and Core-to-Core Program under (JSPS FIMS/ITS-NS/CTC/PLASMA-2004), つくば国際会議場, 2004/11/24.
3. 神田晶申、大横亮太、森木拓也、大塚洋一, "Can multiwall carbon nanotubes be ballistic?", Joint Meeting of FIMS/ITN/Cpro-2004 (2004年11月24日、つくば国際会議場)
  4. 神田晶申、清水夏美、但野紅美子、Ben J. Baelus, Francois M. Peeters, 門脇和男、大塚洋一, "Experimental evidence for novel vortex states in mesoscopic superconductors", Joint Meeting of FIMS/ITN/Cpro-2004 (2004年11月24日、つくば国際会議場)
  5. Yukihiro Sakotsubo, Taizo Ohgi, Daisuke Fujita, and Youiti Ootuka, "Offset charge dispersion in nanocluster-based single-electron tunneling devices", Joint Meeting of FIMS/ITN/Cpro-2004, つくば国際会議場, 2004年11月24日~11月26日
  6. Hisao Miyazaki, Yamaguchi Takahide, Akinobu Kanda, Youiti Ootuka, "Current-phase relation of a superconducting quantum point contact", Joint meeting of The International Symposium on JSPS Core-to-Core Integrated Action Initiative "Nanoscience and Engineering in Superconductivity" (CTC-NES) and The 4th International Symposium on Intrinsic Josephson Effect and Plasma Oscillations in High-Tc Superconductors (PLASMA 2004), つくば国際会議場, 2004年11月26~28日
  7. A. Kanda, N. Shimizu, K. Tadano, Y. Ootuka, B. J. Baelus, F. M. Peeters, K. Kadowaki, "Experimental evidence for novel vortex states in mesoscopic superconductors", CTC-NES, PLASMA 2004 (2004年11月26-28日、つくば国際会議場)
  8. B. J. Baelus, A. Kanda, Y. Ootuka, F. M. Peeters, K. Kadowaki, "Giant and multivortex states in thin mesoscopic superconductors", CTC-NES, PLASMA 2004 (2004年11月26-28日、つくば国際会議場)
  9. A. Kanda, B. J. Baelus, N. Shimizu, K. Tadano, F. M. Peeters, K. Kadowaki, Y. Ootuka, "Experimental study on novel vortex states in mesoscopic superconductors", Joint Workshop on Superconductivity (NFS2004) (2004年12月1-2日、大阪大学中之島センター)
  10. B. J. Baelus, A. Kanda, L. R. E. Cabral, F. M. Peeters, Y. Ootuka, K. Kadowaki, "Vortex states in thin mesoscopic superconductors", Joint Workshop on Superconductivity (NFS2004) (2004年12月1-2日、大阪大学中之島センター)
  11. Y. Ootuka, H. Miyazaki, A. Kanda, "SQUID ratchets composed of tunnel junction and atomic point contact", First International Symposium on Nanometer-scale Quantum Physics nanoPHYS'05 (2005年1月26-28日、東京)
  12. Yukihiro Sakotsubo, Taizo Ohgi, Daisuke Fujita, and Youiti Ootuka, "Origin of offset charge in nanocluster-based single-electron transistors", First international Symposium on Nanometer-scale Quantum Physics (nanoPHYS'05), 東京工業大学, 2005年1月26日~1月28日
  13. Y. Ootuka, T. Kurosawa, Y. Hamamoto, A. Kanda, "Tunnel spectroscopy of an ultra-small Al particle", First International Symposium on Nanometer-scale Quantum Physics nanoPHYS'05 (2005年1月26-28日、東京)
  14. A. Kanda, M. Wada, Y. Hamamoto, Y. Ootuka, "Simple and controlled fabrication of nanoscale gaps using double-angle evaporation", First International Symposium on Nanometer-scale Quantum Physics nanoPHYS'05 (2005年1月26-28日、東京)
  15. A. Kanda, B. Baelus, F. M. Peeters, K. Kadowaki, Y. Ootuka, "Experimental Evidence for Giant Vortex States in a Mesoscopic Superconducting Disk", 2005 APS March Meeting, N12.00004 (March 23, Los



- Angeles).
16. Y. Ootuka, H. Miyazaki, A. Kanda, Y. Takahide, "Observation of the current-phase relation of a characterized superconducting atomic point contact", 2005 APS March Meeting, U12.00012 (March 23, Los Angeles).
  17. M. Morishita, Thermal Relaxation of  $^3\text{He}$  Solid Films Adsorbed on Graphite, International Symposium on Quantum Fluids and Solids (Trento, July 5, 2004).
  18. M. Morishita, Heat Capacities of Submonolayer Solid  $^3\text{He}$  Films on Graphite at Highly Frustrated Density Regime, International Symposium on Quantum Fluids and Solids (Trento, July 5, 2004).
  19. M. Morishita, Anomalous heat capacities in submonolayer solid  $^3\text{He}$  films commensurate to graphite substrate, the ninth ISSP International Symposium (ISSP-9) on Quantum Condensed System (Kashiwa, Nov. 17, 2004).
  20. M. Morishita, Heat transfer between  $^3\text{He}$  film and graphite substrate", the ninth ISSP International Symposium (ISSP-9) on Quantum Condensed System (Kashiwa, Nov. 17, 2004)

#### 国内会議

1. 宮崎久生、山口尚秀、神田晶申、大塚洋一、「希釈冷凍温度におけるブレークジャンクション法の開発」、日本物理学会 2004 年秋季大会 青森大学 2004 年 9 月 12 日
2. 宮崎久生、山口尚秀、神田晶申、大塚洋一、「超伝導ナノコンタクトの電流-位相関係」、日本物理学会 2004 年秋季大会 青森大学 2004 年 9 月 13 日
3. 宮崎久生、山口尚秀、神田晶申、大塚洋一、「非対称な  $I(\phi)$  をもつ SQUID におけるラチェット効果」、日本物理学会 2004 年秋季大会 青森大学 2004 年 9 月 13 日
4. 大槻亮太、森木拓也、大塚洋一、神田晶申、「多層カーボンナノチューブにおけるコンダクタンス量子化の検証」、日本物理学会 2004 年秋季大会 (2004 年 9 月 14 日、青森大学)
5. 神田晶申、"Experimental evidence for novel vortex states mesoscopic superconductors"、日本物理学会 2004 年秋季大会 (特別講演) (2004 年 9 月 13 日、青森大学)
6. 大塚洋一、「ナノ系の物理～電気伝導現象を中心として」、COMPO 研究会, 東工大百年記念館, 2004.10.30
7. 神田晶申、「メゾスコピック超伝導」、第17回佐々木学術講演会 (佐々木シンポジウム) 「電子物性の新展開: ナノ構造、スピン、超伝導」(2004年12月22日～23日、東京大学弥生講堂) (invited)
8. 神田晶申、「メゾスコピック超伝導体における新しい渦糸状態の観測」(招待講演)、第13回「非平衡系の統計物理シンポジウム」(つくば冬の学校 2004) (2005 年 1 月 19-21 日、筑波大学) (invited)
9. 舛本泰章、大塚洋一、野村晋太郎、ナノ構造の新機能性, 筑波テクノロジーショーケース, 筑波エポカル, 2005.1.31
10. 大塚洋一, 超伝導原子ポイントコンタクトの電流位相関係, ナノ特プロ研究成果発表会, 筑波大, 005.3.11
11. 宮崎久生、山口尚秀、神田晶申、大塚洋一、「超伝導ナノコンタクトの電流-位相関係 II」、日本物理学会 第 60 回年次大会 東京理科大学野田キャンパス 2004 年 3 月 26 日
12. 高木丈夫、森下 将史, 経路積分によるグラファイトに吸着された  $^3\text{He}$  整合相の融点測定, 日本物理学会 2004 年秋季大会 (青森大学, 2004 年 9 月 14 日).
13. 森下 将史, グラファイト上吸着  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  薄膜の比熱, 日本物理学会 2004 年秋季大会 (青森大学, 2004 年 9 月 14 日).
14. 森下 将史, グラファイト上  $^3\text{He}$  固相薄膜の熱緩和 III, 日本物理学会第 60 回年次大会 (東京理科大学, 2005 年 3 月 24 日) .

15. 富永 昭: 強制振動による短い蓄熱器の安定な温度勾配、2004 年度秋期低温工学・超伝導学会  
(八戸、2004 年 11 月)

<特許>

- ・ 特許第3519303号「単一磁束量子デジタル素子」、神田晶申、石橋幸治、青柳克信、菅野卓雄

<新聞雑誌報道>

- ・ “Quantum Perfect Storm”, Science 306 2021 (2004)
- ・ 「超伝導物質の渦糸合体」熊本日日新聞 2005年3月25日朝刊
- ・ 「超電導物質の渦糸 合体し太い1本に」東奥日報 2005年3月28日朝刊