

物性研だより

第38卷
第3号

1998年9月

目 次

物性研四半世紀	竹内 伸	1
物性研を離れて	高橋博樹	7
短期研究会報告		
○ 「高分解能光電子分光が拓く物性研究」		9
世話人 辛 増、藤森 淳、菅 滋正、小谷章雄、高橋 隆、 小森文夫		
○ 「量子渦の物理の新展開」		52
世話人 坪田 誠、池田隆介、大見哲巨、奥田雄一、木田重雄、 久保田実、和田信雄		
物性研究所談話会		91
物性研ニュース		
○ 東京大学物性研究所 客員分野教授・助教授公募		93
○ 人事異動		95
○ 1999年度日米科学協力事業「中性子散乱」研究計画の公募		96
○ 第7回 I S S P国際シンポジウム 「中性子散乱を利用した物性研究の最前線」の開催について		97
○ テクニカル・レポート 新刊リスト		101
編集後記		

東京大学物性研究所

ISSN 0385-9843

物性研四半世紀

竹内伸

1996年3月に物性研究所を停年退官してから2年余が経過してしまった。退官にあたっての所感を本誌に執筆する義務を負っていることは重々承知していたし、編集委員の方から何度も催促されていたにもかかわらず、現職の忙しさにまけて延び延びになり今回に至ってしまい、誠に恥ずかしい次第である。

私は1969年の1月に物性研究所の所員として着任したので、四半世紀を越える27年も滞在したことになる。物性研究所の所員という我が国で最も恵まれた研究環境に籍をおいて、果たしてそれに報いる貢献ができたのか自分なりの反省を行いたい。

研究者にとって恵まれた環境といえるための条件にはいろいろある。(1)研究費が豊富であること、(2)基本的な設備や図書などのインフラが整っていること、(3)研究スタッフに恵まれていること、(4)外部研究者との交流の機会に恵まれていること、(5)研究以外の業務（いわゆる雑用とよばれるもの）が少ないこと、である。(1)に関しては、物性研全体に一律に満たされてきた条件とは必ずしもいえないが、(2)～(5)に関しては、少なくとも我が国の大学の研究室の中では明らかに恵まれている。(3)に関して、長年、院生数が少なすぎた時期が続いたことは一般にマイナスであったと考えられているが、学生数が多くすぎるマイナスとは比較にならないマイナスであったと思う。それにも増して、優れた任期助手の存在が物性研のactivityの大きな源になっている点は最も強調すべき点である。私は現在の職で、最近でこそ優秀な助手を採用することができたが、それまでは、助手も技官も秘書もなしに20人近い学生の面倒を見なければならなかった状況と比較すると、物性研での研究環境がいかに恵まれていたかを身にしみて実感する。

私が物性研に着任した時はまだ第1世代の物性研時代で、塑性部門の助教授として着任した。その後約10年を経て大部門制の第2世代に入り、その最後まで凝縮系物性部門に所属していた。その最後の5年間は所長の重責を担っていたので、私の物性研は、(1)塑性部門時代、(2)凝縮系物性部門時代、(3)所長時代の3つに区切ることができる。所長時代の回想については、創立40周年記念として昨秋発行された『物性研究所六本木キャンパス40年のあゆみ』の中で記述したので、ここでは、(1)(2)に所属していた間の研究について振り返ってみたい。

1. 結晶塑性

結晶の塑性という分野は物性の分野の中ではかなり特異な分野である。その特異性についてはずっと以前に物性研だよりにも書いた記憶があるが、(1)電子過程と関わる部分は非常に少なく、ほとんど格子の性質で支配されている、(2)転位過程というsemi-macroな過程で支配されているためになかなか精密科学の域に達しない、などである。塑性部門においては、結晶塑性に関して可能な限りatomisticな観点から研究を行ってきた。手法としては、単結晶を用いた塑性実験、電子顕

微鏡による微視的観察、計算機シミュレーション等である。電子顕微鏡観察については共通実験室の鈴木、市原両技官に大変お世話になった。

私の物性研における結晶塑性の研究は(a)体心立方金属の変形機構、(b)極低温の結晶塑性、(c)金属間化合物の変形機構、(d)半導体結晶中の転位挙動に及ぼす励起効果、(e)その他に分けられる。これらの研究の概略を記す。

(a) 体心立方金属の変形機構：1970年頃には、体心立方金属が低温で著しく硬くなるのが、intrinsicな性質なのか侵入型不純物によるextrinsicな性質なのか論争があった。また、分解臨界せん断応力の値が結晶方位によって異なる「異方塑性」とよばれる現象（私が物性研に来る以前に確立した）についての明確な説明もなされていなかった。そこで当時鈴木平教授によって導入されていた超高真空装置を用いてTaやNbの高純度試料を作成して実験するとともに、電子計算機を用いて体心立方格子中の転位に関する計算機シミュレーションを行った。これらの研究の結果、以下の事実が明らかになった。(1) 体心立方金属の低温強度はintrinsicな転位過程で支配されている。(2) 降伏応力の温度依存性や結晶方位依存性は、基本的には鈴木秀次氏によって1960年代に主張されていたように、らせん転位のパイエルス機構（格子の周期性に起因する転位の位置エネルギーの変動をパイエルス・ポテンシャルとよび、それを熱活性化過程で越える転位のすべり機構）で矛盾なく説明できる。近年、鈴木敬愛教授らによって、弾性異方性を考慮して、転位の線張力近似に基づくパイエルス機構の理論を適用すると、すべての体心立方金属の挙動が統一的に説明できることも示されて、ほとんど完全に解明されたと考えている。しかし、ここでは詳述しないが、欧米ではやや異なる解釈が依然として根強く残っているように思われるの甚だ残念である。

(b) 極低温の結晶塑性：物性研では液体ヘリウムが潤沢に使えるということもあって、1970年初めに、液体³Heを用いた引張試験用のクライオスタットを作成し、世界で始めて1K以下の塑性実験を行った。中心となってこの実験を進めたのは初代の助手の藏元英一氏（現九大教授）である。当時、鈴木平教授のグループは超伝導遷移によって金属が軟化する現象を発見して、主としてPbやPb合金で実験を行っていたが、上記クライオスタットを用いてAl ($T_c=1.0\text{K}$)、Al合金、Zn ($T_c=0.85\text{K}$) などでも実験を行い、軟化機構について研究を行った。また、高純度Taを用いた詳細な実験を行い、極低温の塑性挙動が古典的なアレニウスの式から明らかに大きくずれることを発見した。その後、Fe, Nb, β -CuZnなどすべてのbcc格子の結晶に共通の現象であることも明らかになった。この現象は、高応力下でポテンシャル障害が極端に小さくなった状態で、量子効果による遷移確率が増大する結果であると解釈した。1950年代にMottが転位のトンネル運動を論じているが、降伏応力の温度依存、歪速度依存の両実験から速度論的な解析を行い、古典的な速度式が破綻することを明確に示したのは我々が初めてである。1980年代初めには、転位のトンネリング運動を示唆するより明確な結果がNaCl型イオン結晶について鈴木敬愛教授のグループによって得られ、その普遍性が確立した。

(c) 金属間化合物の変形機構：体心立方金属の変形機構について一通りの見通しを得て、新しい興味ある系を模索していた。その中で、 Cu_3Au 型の構造（ Ll_2 型ともよばれる）をもつ Ni_3Al が、通常の結晶とは逆に温度上昇とともに著しく降伏応力が上昇する現象が報告されていて興味を持った。この現象は Ll_2 型の結晶構造に特有のものであると予測して、同一構造の Ni_3Ga の単結晶で系統的な実験を行い、同じ現象を確認するとともに、強度の逆温度依存性（のちに異常塑性とよばれるようになった）に関する転位モデルを提唱した。この論文は広く関心をよび、 Ni_3Al をはじめ Ll_2 型化合物に関する研究が世界的に盛んになり、我々のモデルは“Takeuchi - Kuramoto theory”としてこれまで約300編の論文に引用されることになった。異常塑性は DO_{19} 型化合物でも起きると予測し、その通りの結果を得た。その後、 Ll_0 型の金属間化合物 $TiAl$ でも、 Ll_2 型ほど顕著ではないが、やはり異常塑性を示すことが東北大のグループによって報告された。いうまでもなく、異常塑性は高温材料としての実用性の観点から極めて都合がよいので、 Ni_3Al 、 $TiAl$ を中心とした材料開発研究が1980年から今日まで世界的に盛んである。1973年に発表した我々の研究はその端緒になったものであると自負している。その後もさまざまな金属間化合物の塑性の研究を継続して行っているが、特筆すべき内容もないで省略する。

(d) 半導体結晶中の転位挙動に及ぼす励起効果：半導体結晶中の転位の易動度が結晶の電子状態の影響を受けるという事実は早くから知られていたので、半導体結晶の塑性にも大きな関心を持っていた。蔵元氏に続く2代目の助手として前田康二氏（現東大工教授）を迎えて、本格的に研究に取り組むことになった。まず、II-VI族化合物半導体についての光塑性効果（バンド端近くの光照射によって著しく硬化する現象）について、転位の微視的観察などによりその機構解明に努めた。この効果は、パイエルス機構で運動する転位の易動度に影響を与えるためではなく、何らかの欠陥と転位との電気的相互作用に起因する現象であるとの結論を得たが、欠陥の実態についてはいまだに不明である。当時、化合物半導体の発光素子が作動中に転位の異常増殖で劣化する現象が問題になっていた。この現象は、「無輻射再結合促進欠陥反応」とよばれる機構で解釈されていた。前田助手は、転位すべりに対するこの効果を定量的に測定すべく、走査電子顕微鏡の中に応力負荷装置を組み込み、カソードルミネッセンスによって転位運動を直接観察する独自の装置を開発して、n-GaAs結晶についてねばり強く研究を行った。その結果、転位速度は2つのアレニウス項、すなわち暗黒下における通常の速度項と、活性化エネルギーが大きく減少したもう一つの速度項の和からなり、後者は励起の強さに比例するというきれいな結果が得られた。すなわち、低温域では転位速度が結晶の電子励起によって何桁も促進され、ある温度以上では影響が検出できなくなる。その後、p-GaAs結晶、GaP、InP、Si、Geなど多くの半導体結晶について、同様の測定を行い、Geのようにバンドギャップの小さい半導体では効果が見られず、バンドギャップの大きい半導体では、上記の活性化エネルギーの小さい項（活性化エネルギーの減少量はバンドギャップよりも常に小さい）が現れる。この転位易動度の励起促進効果のメカニズムについては、転位芯で生じる無輻射再

結合によって放出されるmultiphononがパイエルス・ポテンシャルを越す過程を助ける、再結合促進欠陥反応の一種として矛盾なく理解することができた。この研究は、世界中で我々のグループの独壇場といえる研究であり、中心的な役割を果たした前田氏の功績は極めて大きい。

(e) 結晶塑性に関するその他の研究：物性研滞在中に、金属・合金、半導体、イオン結晶、セラミックス結晶などさまざまな単結晶を用いて結晶塑性の研究を行った。数えてみると用いた結晶の種類は46に及ぶ。1974年から1975年にかけて米国のMITに滞在中に高温クリープの機構について研究を行ったが、その間に発表したreview paperは、前述の金属間化合物の論文と同様、約300編の論文に引用されることになった。また、結晶構造とパイエルス応力の関係を明らかにした研究、拡張転位のパイエルス機構について論じた研究などもオリジナリティーの高い研究であると自負している。

2. アモルファス金属

物性研第1世代の小講座体制から第2世代の大部門体制に移り、凝縮系物性部門に所属するようになっても結晶塑性の研究は続けていたが、何か新しい研究対象を探していた。1970年代後半からアモルファス金属の研究が世界的に盛んになっていた。我々はその構造を理解する目的で、計算機シミュレーションを行った。幼稚なモデルではあったが当時としては、世界的な研究の流れの中で相応の貢献をしたものと思っている。アモルファス金属が、他のアモルファス物質と異なり、全く脆くなく結晶と同様にすべりで変形することが知られている。その微視的なプロセスは実験的に観察するすべがない。電子顕微鏡を用いても結晶転位のようにその歪み場を回析現象を用いて観察できないからである。そこで、計算機シミュレーションがほとんど唯一の研究手段であると考え、我々はアモルファス金属の構造モデルについて変形のシミュレーションを行った。せん断応力の作用によって、アモルファス構造中のミクロな構造の不均一性を反映して、局所的な原子の再配列が生じ、それが連鎖反応的に伝播することが明らかになり、この結果を基にアモルファス金属のすべりのモデルを提唱した。現在でもこのモデルは基本的に正しいと考えているが、当時用いたモデルのサイズはすべりのシミュレーションを行うには必ずしも十分ではなかったくらいがあり、もう少し大型のモデルでシミュレーションを行いたいと考えていたが果たしていない。アモルファス金属については極低温で塑性変形の実験も行った。

3. 準結晶

第3代目の助手として木村薰氏（現東大工助教授）が着任してすぐに準結晶という新物質が報告された（1984年11月）。凝縮系物性部門で、私の研究室は結晶の乱れと非結晶の研究を看板としていたので、準結晶の研究に本格的に取り込むことになった。以来、準結晶に関する研究は第4代目の助手の枝川圭一氏（現東大生産研助教授）まで竹内研のメインテーマとして引き継がれることになった。この間、準結晶についてさまざまな観点から、多数の研究を行った。その間に用いた合金系の種類は34に及ぶ。

- (a) 電気伝導：準周期構造の電子状態について、当時物性研に着任したばかりの甲元所員によって興味ある結果が得られていたので、準結晶の電気伝導の測定を始めた。この目的のために、できるだけ良質の試料の開発・作成に努めた。その結果、単相の良質の準結晶は共通して $10^3 \mu \Omega \text{cm}$ オーダー以上の、合金としては異常に高い抵抗率と負の温度係数を持つこと、低温の伝導挙動が電子の弱局在による量子補正の理論で説明できることなどを世界に先駆けて明らかにすることができた。準結晶研究の分野で、我が国では東北大の蔡らによる一連の安定相準結晶相の発見という大きな貢献があり、電子物性の実験研究も大きく進展した。その中で、我々はAl-Pd-Re準結晶について低温での電気抵抗が Ωcm を超える弱局在の枠組みでは解釈できない試料を見出し、この合金系が金属-絶縁体転移を示すことを見出した。しかし、未だに完全な絶縁体試料は得られていない。準結晶のフェルミレベル近くの電子状態が、準結晶の安定相の起源と関連して、特異な状態にあることは確定しているが、まだ、準結晶の電気伝導率 σ が広い温度範囲で共通して $\sigma \propto T^m$ ($m=1 \sim 1.5$)の依存性を示す事実など、充分解明されていない点が多い。
- (b) 機械的性質：準結晶はその構造上の特徴から硬くて塑性変形し難いことは予測された通りであったが、高温では結晶のようにすべり変形する事実を1990年に我々は世界で初めて報告した。また、その変形がphason歪みを伴う準結晶中の転移に特有の挙動を示すことを明らかにした。
- (c) 相転移：木村氏に続いて着任した4代目の助手の枝川氏も、私が所長の職にある間、引き続き主として準結晶の研究に携わってもらった。準結晶という概念が確立してから、局所構造は準結晶と同じであるが、準結晶より対称性が下がった大きな単位胞の結晶の存在が広く知られているようになった。枝川氏も正20面体相や正10角形相について多くの近似結晶の存在やその間の相転移などに関して先駆的な研究を行った。枝川氏の最大の発見は、正10角形相準結晶相で生じる可逆的な規則-不規則転移である。そして、この規則-不規則転移が、通常結晶中で生じる化学種の秩序配列から無秩序配列への変化によるのではなく、準結晶を構成するクラスターの配列の変化によって生じるトポロジカルな規則-不規則転移であることを高分解能電子顕微鏡観察により明らかにしたのである。

準結晶のX線構造解析は、超多次元空間の射影領域への原子の修飾による構造モデルの作成によって行われる。しかし、構造の自由度が大きすぎてユニークな解を得るのが困難である。そこで、高分解能電子顕微鏡法による局所構造解析が相捕的な手段として重要な役割を果たしてきたが、未だに準結晶の構造については、規則準格子構造なのかランダムタイリングなのか基本的問題を含めて不明な点が多い。

以上が、私が物性研で行った研究の概要である。私はあまり後悔しない性分であるが、全く後顧の憂いなく過ごしたかといえばそうでもない。やはり、恵まれた環境の中でもっと努力していればもう少ししな研究ができたかも知れないという気もするのである。人間は恵まれた環境に居ると

きはなかなかそれを実感できないのが常であるが、私も観念的には理解していてもその意識が十分ではなかったかも知れない。

さて、研究の自己評価であるが、物性研在籍中に短い論文を含めて200編以上の論文を発表しているので量的には十分かもしれない。問題は質である。私は1974年、米国に滞在中SCI(Science Citation Index)の存在を知って興味を持ち、以後しばしば本郷の図書館で調べていた。この作業はいろいろな教訓を与えてくれた。私はごく特殊な例外的な場合を除いて、被引用文献数の多い論文が優れた論文の必要条件であると考えている。物性研滞在中に私の論文が引用された回数は3,000を超えていて、この数は私としては満足すべきではないかと思っている。被引用文献に対する論文数のヒストグラムを作ると、ほぼ指数関数的な分布になる。何と1回も引用されない論文数が最大なのである。しかし、その分布の中で、指数関数では「1となるべき50を超えるところにもぽつぽつと10ほどの論文が分布している。このような論文を優れた論文と定義すると、その数は全体の10%にもならない。すなわち、90%以上の論文は凡作、駄作の類である。それではこの定義による優れた研究とはどのような特徴をもっているのであろうか。要約すると、①強い問題意識の下に行った研究、②従来よりも良い試料を用いた精密かつ徹底した実験、③そのための根気の良い実験的困難の克服、である。やはり努力の結果はそれなりに評価される傾向にある。片手間の研究が質の高い研究となるケースは稀である。

10年ほど前から日本でも研究評価が盛んに行われるようになり、私も何回も評価委員などを努める機会があった。研究の量の評価はできても質の評価は難しい。評価の流行に伴って、研究者は論文の数を増やす努力に走っているように思われる。しかし、私の経験からしても、10編の駄作よりも1編の傑作の方が価値が高い。量産に走ることは害あって益なしである。評価の流行が多作主義の弊害をもたらすのが気になる。物性研における発表論文数も昔に比べると随分増えている。量と質が反比例することのないように切に望みたい。

最後に、物性研において私の研究を支援していただいた多くの方々に謝意を表したい。本文中でも触れた4代の助手が研究の上で果たした貢献は勿論であるが、27年間に亘って実験研究の縁の下の力持ち的役割を果たしていただいた橋本技官の貢献は極めて大きかった。これらの良き人材に恵まれたことは私にとって誠に幸運であった。

物性研を離れて

日本大学文理学部 高 橋 博 樹

私は昭和61年に毛利研の助手となり、それからちょうど10年間物性研で過ごし平成8年4月に日本大学文理学部に就職し今新しい研究室を立ち上げています。

物性研時代を振り返りますと、赴任した当時の毛利研は立ち上げの時期で低温高圧装置の建設の最中でした。ダイヤモンドアンビルセルを用いたX線回折装置と毛利先生が設計されたキュービックアンビル装置を主に担当し立ち上げを進めていたところ、その年に高温超伝導体の発見という大きなニュースが飛び込んできました。このような幸運に恵まれたおかげで、装置を立ち上げつつ高温超伝導体を中心とした低温高圧の研究を進めていくことになりました。

高温超伝導体の研究を始めるに当たっては自分たちのグループでも試料合成を行いましたが自家製の試料だけでは済まされない状況に瞬く間に巻き込まれ、国内外の試料合成グループから提供していただいた最新試料を用いて実験をすすめる体制に移っていました。このようにユニークな高圧装置のおかげで国内外の新物質を用いて実験できる機会に恵まれました。酸化物超伝導体の圧縮率をいち早く報告し、超電導工学研究所と共同で水銀系超伝導体の圧力下での $T_c = 150\text{K}$ も報告することができました。この成果はアメリカのC.W.Chuのグループに一步遅れをとってしましましたが、準静水圧で最高圧力11GPa、最低温度3K程度まで到達するキュービックアンビル装置の大きな成果の一つでした。

この装置の応用範囲は当然高温超伝導体だけにはとどまらず圧力効果の大きい特に強相関電子系物質と呼ばれている物質系には強力な武器になりました。ヘビーフェルミオン物質、有機導体、化合物磁性体や金属-絶縁体転移、スピノーバイエルス転移など応用は広範にわたり、これらのテーマを持って毛利研に来られるたくさんの共同利用の人たちとの交流は広い分野の人と知り合う絶好的の機会となりました。研究交流によってできた輪は大きく拡がりこれは今でも貴重な財産になっています。特に移った日大ではゼロからのスタートであり物性研だけではなく色々な人にお世話になっています。

一方、日大に移って初年度ははじめての講義を担当しその準備に追われ、研究室の立ち上げに追われ（椅子、机を揃えるところからです）、物性研の共同利用に出かけ、という具合に全く余裕のない毎日でした。しかしながらその年に青山学院の秋光先生とNTT基礎研の木下さんのグループと物性研で行った共同利用研究でスピンドラーレ物質で高圧下ではじめて超伝導を示すことができました。スピンドラーレ物質は超伝導が理論的に予想され高温超伝導現象解明へのキーマテリアルとして注目されていたもので発表論文に対し日本物理学会から論文賞を頂きました。この研究は引き続き物性研で行い日大では研究テーマを模索しつつ高圧実験を中心とした装置の整備を進めています。また思いつくままに研究テーマを暖め研究室の立ち上げに組み込んでいくのは大いなる楽しみです。

日大文理学部は文系と理系が一つになった学部で物性研に比べ雰囲気が華やかな反面、研究体制に関しては同じ分野の人がほとんどいないこともあり戸惑うこともたびたびです。毎年4年生が卒業研究に8名前後来ます。今のところ立ち上げをかねたテーマが多くなってしまいますが皆熱心に取り組んでくれています。2年目の平成9年4月からは中西剛司氏を助手に迎え修士の学生も3人になり少しづつ研究室のかたちもできてきました。とはいえるオリジナリティをだすにはまだ数年かかりそうです。またクラス担任を持ったり、夏は研究室の学生を全員連れてゼミ合宿に出かけたり今までの研究中心の生活とはひと味違う毎日を送っております。大学の運営面に関しては少子化にともなう受験人口の減少や理科離れなどの問題を抱え、いかにして受験生を集めるかが大きなテーマになっています。これは個人の研究成果が直接解決に結びつくものではなく私立大学としては近い将来かなり深刻になる大問題であり頭を痛めています。

物性研では研究体制、実験技術、人間関係、など色々な面で鍛えられました。今度は物性研で共同利用という立場でまた鍛えていただくと同時にこちらからも研究への刺激を持ち込んで貢献できるようになりたいと思っていますのでよろしくお願い致します。

物性研究所短期研究会報告

「高分解能光電子分光が拓く物性研究」

日時 1998年6月30日（火）9：35 開始

7月1日（水）4：25 終了

場所 東京大学物性研究所Q棟講義室

世話人 高橋 隆
藤森 淳
菅滋 正
小谷 章雄
小森 文夫
辛垣

光電子分光法は、物質の電子構造を直接観測できる強力な実験手段であるが、エネルギー分解能の点で大きく立ち後れていた。しかし、近年の高分解能光電子分光の進歩はめざましい物があり、ここ10年で分解能は1桁以上上昇している。この進歩により、これまで観測が難しいとされてきた様々な物理現象が直接観測できるようになり、種々の物性現象の理解を飛躍的に進めている。国内においてもいくつかの高分解能光電子分光装置の建設が進んでおり、今後、高輝度光源の実現と相まって、分解能は更に上昇し、物性研究における高分解能光電子分光の重要性は更に増すことが期待されている。

この研究会では、

- (1) 「表面」
- (2) 「酸化物系の強相関物質」
- (3) 「f電子系の強相関物質」
- (4) 「高輝度光源と光電子分光」

という4つのセッションから成り立っており、日本の光電子分光及びその関係者が、より広範な物性研究者を交えて、高分解能光電子分光の現状や今後の克服すべき問題点、さらには高輝度光源を用いた超高分解能測定などの将来の期待や課題などが議論された。

参加者は総数で130名に及ぶ参加人数となった。非常に熱気にあふれた研究発表と議論が行われた。物性研究において、いかに高分解能光電子分光に対する関心が深いかを示している。また、若い世代の参加者が特に多く、質問や議論も活発に行われた。世代交代が一気に進み、若者による自由な雰囲気が研究分野の進展ぶりとともに感じられた。

プ ロ グ ラ ム

6月30日(火)

- 9:35-9:40 「はじめに」 辛 墇(物性研)
(座長:太田俊明)
- 9:40-10:00 「光学過程による表面研究の展望」 塚田捷(東大理)
- 10:00-10:20 「高分解能内殻光電子分光による表面構造研究:現況と高輝度光源への期待」
Han Woong Yeom(東大理)
- 10:20-10:40 「光電子分光・回折による表面構造の研究」 河野省三(東北大研)
- 10:40-11:00 「光電子分光による結晶成長表面のダイナミクス」
前田文彦(NTT)

—休憩(15分)—

(座長:小森文夫)

- 11:15-11:35 「電子・イオンコインシデンス分光によるシェイクアップ励起誘起イオン脱離の観測」 田中慎一郎(分子研)
- 11:35-11:55 「吸着分子の化学結合とSTM像」 吉信淳(物性研)
- 11:55-12:15 「フェムト秒時間分解光電子分光による表面研究」 小川晋(日立)
- 12:15-12:35 「スピニ偏極光電子分光による表面磁性」 柿崎明人(物構研)

—昼食(12:35-14:00)—

(座長:木下豊彦)

- 2:00-2:20 「メゾスコピック系ナノ構造物質の光電子分光」 田中章順(東北大理)
- 2:20-2:40 「角度走査光電子分光によるBi超伝導体の電子状態の研究」
相浦義弘(電総研)
- 2:40-3:00 「高温超伝導体における擬ギャップとフェルミ面」
横谷尚睦(東北大理)
- 3:00-3:20 「高温超伝導体の角度分解光電子分光スペクトル:ドーピング依存性」
遠山貴己(東北大金研)
- 3:20-3:40 「強相関系での光電子擬ギャップと広い光学ギャップとの差」
富田憲一(物構研)

—休憩(15分)—

(座長: 高 橋 隆)

- 3:55- 4:15 「光電子分光を中心とした1次元銅酸化物の諸物性」 永 崎 洋 (東 大 工)
4:15- 4:35 「1次元モットハバード系の角度分解光電子分光」 小 林 研 介 (東 大 理)
4:35- 4:55 「V酸化物: モット転移近傍におけるバンド幅の制御」 井 上 公 (電 総 研)
4:55- 5:15 「CMRを示す層状Mn酸化物の角度分解光電子分光」 斎 藤 智 彦 (物 構 研)
5:15- 5:35 「ワイドギャップ導電性酸化物の電子状態」 細 野 秀 雄 (東 工 大)

—懇親会(6:00-8:00) —

7月1日(水)

(座長: 難 波 孝 夫)

- 9:20- 9:40 「Yb₄X₃系の高分解光電子分光」 菅 滋 正 (阪大基礎工)
9:40-10:00 「f電子化合物のバンド構造とフェルミ面」 組 頭 広 志 (東北大理)
10:00-10:20 「近藤半導体の高分解能極低温光電子分光」 島 田 賢 也 (広 大)
10:20-10:40 「Ce化合物の4f電子状態への価電子帯構造の影響」 今 田 真 (阪大基礎工)
10:40-11:00 「光電スペクトルと磁気励起の同時解析」 酒 井 治 (東北大理)

—休憩(15分) —

(座長: 佐 藤 繁)

- 11:15-11:35 「高分解能逆光電子分光装置」 仲 武 昌 史 (広 大 理)
11:35-11:55 「共鳴逆光電子分光による強相関物質の研究」 金 井 要 (物 性 研)
11:55-12:15 「Ce金属間化合物における共鳴逆光電子分光の理論」 魚 住 孝 幸 (大阪府大)
12:15-12:35 「赤外放射光を用いたf電子系物質の光吸收」 木 村 真 一 (神 戸 大)

—昼食(12:35-14:00) —

高輝度光源計画と光電子分光(座長: 小 谷 章 雄)

- 2:00- 2:30 「高輝度光源計画の概要」 神 谷 幸 秀 (物 性 研)
2:30- 2:50 「高輝度光源計画の測定器系の概要」 辛 塙 (物 性 研)
2:50- 3:10 「高輝度光源計画における高分解能光電子分光」 藤 森 淳 (東 大 理)
- 休憩(15分) —
- 3:25- 3:45 「高輝度光源計画による表面研究」 大 門 寛 (奈良先端大)
3:45- 4:05 「高輝度光源計画における顕微分光」 尾 嶋 正 治 (東 大 工)
4:05- 4:25 「放射光とレーザーの組み合わせ実験: 2光子励起と光脱離」 鎌 田 雅 夫 (分子研)

光学過程による表面研究の現状

東 大 理 塚 田 捷

前半では高分能光電子分光を始め光学過程による表面研究への期待を一般的に述べ、後半では走査トンネル顕微鏡によるナノ構造の発光についての理論を紹介した。

表面の研究は表面構造、形成過程、化学過程、様々な動的現象、諸物性など多岐にわたるが、さまざまな空間的・時間的階層にわたる性質を総合的に解明することが、特に重要である。電子状態計算による理論計算はこうした複雑な表面現象を総合的に理解する枠組みを提供するが、光、X線に電子、イオンなどを組み合わせたプローブを用いる実験研究は、様々な階層にわたる現象を深めるために欠かせない。特に第3世代高輝度軌道放射光源による表面研究に期待がかかる理由は、この光源により従来にない空間的、時間的、エネルギー的高分解能が期待できるからである。始めにこうした高分解能を利用した最近の興味深い成果の例を紹介した。次に高分解能高速レーザーを用いる表面の高速励起電子過程の研究に、最近目覚ましい進歩が見られるなどを述べた。その著しい例はポンププローブ法による2光子光電子放出過程によるものである。例えば、銅表面の鏡像力状態からの電子放出である。この状態の電子占拠はポンプ光による励起で初めて実現するので、遅延時間を変えることにより励起電子の緩和の情報が詳細にえられる。

後半では、負アドバイスを加えた探針の影響によって、鏡像力状態が3角ポテンシャル中における共鳴準位に変化すること、この準位構造がトンネルコンダクタンスのバイアス依存症における振動現象に反映することを述べた。興味深いことはこのような共鳴状態が探針からの発光スペクトルに明瞭に反映することである。Berndtらの実験結果にもとづいて、その状況を紹介した。また探針位置を走査して、発光強度を顕微鏡像とするときわめて高い分解能がえられることを述べた。金表面上のフーレンの像がその例である。このような走査トンネル顕微鏡による発光強度像やそのスペクトルを解析するために有効な、探針誘導プラズモンの生成をともなう非弾性トンネル過程を考慮した摂動理論について述べた。この理論によってなぜ発光強度がトンネル電流の強い領域に集中するかが理解できる。また発光スペクトルは発光エネルギーとバイアスの2変数の関数となり極めて有効な情報が、得られることが明らかになる。例として最近、阪大（理研）の青野グループでおこなった水素終端Si(100)表面からのダンギングボンドナノ構造からの発光について紹介し、これが探針からダンギングボンド状態への非断熱遷移過程として理解できることを示した。

高分解能内殻光電子分光による表面構造研究：現況と高輝度光源への期待

Surface Structure Studies using - High - Resolution Core - Level Photoelectron Spectroscopy:the Present Status and Prospects with High - Brilliance Light Sources

Han Woong Yeom

Research Center for Spectrochemistry, Faculty of Science, the University of Tokyo

Abstract

Core - level photoelectron spectroscopy(CLPS)using softx - ray synchrotron radiation has played a crucial role in elucidating structural and electronic properties of solid surfaces for last two decades. Recently this technique had been developed and improved in both instrumental and theoretical aspects due to the advent of high - resolution soft x - ray beam lines and high - performance electron analyzers/detectors and due to the new ab initio calculation scheme of surface core level shifts, respectively.

In this presentation, such recent developments are reviewed briefly. Then the more recent state - of - the - art high - resolution CLPS studies will be discussed, which features the world best resolution especially for the structure studies of semiconductor surfaces. The recent applications of high - resolution CLPS extends from a well known model adsorbate system (the Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ - Ag surface [1]) and a clean surface reconstruction of a complex compound semiconductor surface (the 3C - SiC(001)3 × 2 surface [2]) to an inhomogeneous surface reaction (oxygen adsorption on the Si(001)c(4 × 2) surface [3]). At the last part of the presentation, the future prospects of high - resolution CLPS technique based on the undulator radiation from the highbrilliance synchrotron radiation sources are discussed.

Peferences

- [1] H. W. Yeom et al., unpublished,
- [2] H. W. Yeom et al., Phys. Rev. B **56**, R15 525 (1997)
- [3] H. W. Yeom et al., submitted to Phys. Rev. B.

Acknowledgements

Most of the researches reported here is supported by Linkoping University, Sweden through the Guest Researcher Fellowship.

光電子分光・回折による表面構造の研究

——副題——

アルカリ金属飽和吸着Si(001)表面研究のその後

東北大大学科学計測研究所 河野省三

——K飽和吸着/Si(001)表面——

表面電子状態の高分解能光電子分光

——Cs飽和吸着/Si(001)表面——

表面内殻シフト分解光電子回折

要旨

アルカリ金属飽和吸着Si(001)表面研究の最近の状況について、2つの例を紹介する。1つは(a) K飽和吸着/Si(001)表面の表面電子状態の高分解能光電子分光の結果である。^[1,2] もう一つは(b) Cs飽和吸着/Si(001)表面についての表面内殻シフト分解光電子分光・回折の結果である。^[3,4]

[1] J. A. Martin - Gago et al., Surf. Sci. 307 - 309 ('94) 995.

[2] J. A. Martin - Gago et al., Phys. Rev. B57 ('98) 9201.

[3] Y.-C. Chao et al., Phys. Rev. B54 ('96) 5901.

[4] T. Abukawa et al., J. Electron Spectro. & Related Phenomena 88/91 ('98) 539.

光電子分光による結晶成長のダイナミクス

NTT基礎研究所 前田文彦

はじめに 原子レベルで結晶成長機構を解明するためには、成長条件下における表面吸着原子の状態を明らかにする必要がある。そのため、電子線回折、X線回折や光学的吸収などを用いて表面形状や構造の情報を基に成長中に実時間で解析する手法が開発されている。しかし、成長機構を議論する上で構造変化と同様に重要な表面における結合状態の変化に関する情報をリアルタイムに得る手段はなかった。そこで、表面化学結合状態の解析に最適な放射光を励起源とする内殻準位光電子分光を用いる結晶成長実時間解析システムを開発した。そして、この新しい解析方法の有効性を検証する目的で、Sb/GaAs(001)基板とGaSb(001)基板を用いた場合のSb離脱過程について解析した。

結晶成長実時間解析システム 結晶成長実時間解析システムは、NTTSOR施設の常伝導リング(NAR)に建設した放射光ビームラインABL-3Bと成長／解析装置で構成する[1]。ビームライ

ンでは、grasshopper 分光器を用いて真空紫外領域の単色光を利用する。また、小型リングにおいて大型リングの放射光ビームラインに匹敵する光強度を確保するため、約1.4m長の円筒鏡を作製して水平方向20mradのアクセプタンスを実現した。成長／解析装置では、加熱機構を備えるマニピュレータに試料を保持して、2本のエフュージョンセルより成長材料を供給することでMBE成長を行なうことができる。さらに、半球型の光電子分析器を備え、単色化した放射光を結晶表面に照射することで成長中の光電子スペクトルを実時間で測定し、サブ秒の時間分解能で成長条件下的内殻準位光電子分光を行なうことができる。

GaSb(001)とSb/GaAs(001)からのSb脱離過程の解析 上述したシステムを用いてGaSb(001)基板[2]とSb/GaAs(001)基板[3]を用いた場合のSb脱離過程について解析した。まず、実時間測定したGa3dスペクトルから光電子強度の時間変化を調べ、Sb原子の脱離時定数を導出する。これを410°Cから610°Cの間の基板温度で行い、Arrheniusプロットを行った。これから、GaSb(001)とSb/GaAs(001)の両基板では複数の脱離過程があり、その活性化エネルギーが前者で0.87eVと0.78eV、後者で2.5eVと1.1eVであることが判った。さらに、脱離種の結合状態を解析するためSb4dの差スペクトルを調べたところ、GaSb(001)とSb/GaAs(001)の場合の異なる活性化エネルギーに対応する脱離過程は、全て表面Sb二重構造の内の最表面にあるSb原子の離脱に起因するものであることが判明した。すなわち同じ結合状態でありながら活性化エネルギーが最大約3倍も異なり脱離のポテンシャル障壁は基板に大きく依存することを明らかにした。以上により、提案する解析方法の有効性を示した。

[参考文献]

- [1] F. Maeda et al., JJAP 35 (1996)4457.
- [2] F. Maeda et al., PRL 78 (1997)4233.
- [3] F. Maeda et al., J. Elect. Spectr. 88-91(1998)779.

電子・イオンコインシデンス分光によるシェイクアップ励起誘起イオン脱離の観測

分子科学研究所 田中慎一郎
間瀬一彦
永園充
鎌田雅夫

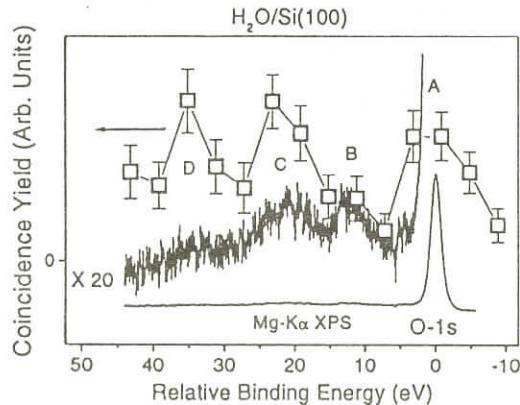
内殻励起によって、固体表面からのイオン脱離が起ることはよく知られている。これまでKnott - Feibelman機構によってそのメカニズムが説明されてきた。これは、「光励起による内殻空孔生成→オージェ遷移による価電子帯2正孔形成→クーロン反発によるイオン脱離」という段階を経て脱離が起るというものである。しかし、現実の系の内殻励起・脱励起過程は、励起状態ひ

とつとっても単純なイオン化過程だけではなく、束縛状態への励起・シェイクアップ／オフ励起過程など様々な過程が競合し、脱励起過程は初期状態を反映してさらに様々な過程となる。また、孤立系である気体分子の解離と異なり、固体表面では固体電子による遮蔽などの効果も考えなければならず、上のような単純なモデルでは説明できない興味深い物理が期待できる。

我々は、新しく開発した電子・イオンコインシデンス法を用い、内殻励起によるイオン脱離の研究を行っている。この手法については文献^[1]を参照していただきたい。また、これまでの研究成果について、WebPageで適宜紹介している^[2]。今回紹介するのは、Si(100)表面に水を吸着させた表面のO-1sレベルを励起した際の水素イオン脱離のメカニズムについての研究である。

水はSi(001)表面上で解離吸着し、Si-OHおよびSi-Hとなる。ここに約670eVの光を入射し、O-1s電子を励起するとそれに伴って水素イオンの脱離が観測される。この時、O-1sおよびそのサテライト領域の光電子と脱離イオンのコインシデンスを測定し、水素イオンのピーク強度をプロットしたものが図1の□である。別に測定したXPSスペクトルも示してある。O-1sメインピークでのコインシデンス(A)は、内殻1正孔からのオージェ緩和による2正孔のクーロン反発によって水素イオンが脱離するという旧来のモデルで説明される。興味深いのはサテライト領域（シェイクアップ）励起にも対応して水素イオンが脱離していることである(B-D)。気相の水のXPSスペクトルと比較して、それぞれ、B:3σ→4σ, C:(Oσ, 3σOπ)→(higher unoccupied levels as 2π, 5σ), D:2σ→4σといった遷移に対応したシェイクアップである。

このように、水素イオンの多く(>2/3)はシェイクアップ励起によって、すなわち、シェイクアップ励起が緩和した後の多正孔形成によって脱離していることが分かる。遷移あたりの脱離確率は単純な内殻励起に比べて30倍以上である。固体表面からの脱離で多正孔形成が重要であるのは、2正孔状態の寿命が表面では短いためであると考えられる。また、反結軌道である4σへの遷移に伴うシェイクアップ(B)における脱離確率が小さいことから、反結合性軌道電子は固体表面上では脱離時間よりも早くホッピングしているものと思われる。このように、固体表面でのイオン脱離は、単純なオージェ過程による2正孔反発では説明できず、さまざまな多電子遷移過程と密接に関係していることが示された。



吸着分子の化学結合とSTM像

東京大学物性研究所 吉 信 淳

金属表面上に吸着した分子をSTM像で観察すると、STM像は吸着サイトやティップバイアスによって変化することが知られている。観察された像の内部構造は原子の位置を直接反映しているわけではなく、吸着（分子+基板）の電子状態と密接に関係している。STM理論としては、Bardeenの摂動論[1]に基づいたTersoff & Hamann[2], lang[3]さらにTsukadaら[4]による理論がある。これらによると低バイアスのときのトンネル電流はフェルミレベル (E_F) 近傍の局所状態密度 (LDOS) を反映する。 E_F 近傍の電子状態を探る分光法としては紫外光電子分光 (UPS), 逆光電子分光 (IPES) などがあるが、STM/STSで得られる情報はUPS/IPESで得られる情報と同一ではない。

本講演では遷移金属表面に吸着したベンゼン分子を例にして、観測されたSTM像の起源について、最近の電子分光や電子状態の計算の結果とあわせて議論したい。遷移金属表面に吸着したベンゼンのUPSやIPESの結果によると、最高占有分子軌道 (HOMO: 分子面に対してnodeは1つ) 由来の状態はフェルミエネルギー (E_F) 以下約4-5eVに[5, 6, 7]最低非占有分子軌道 (LUMO: 分子面に対してnodeは2つ) は E_F 以上約2-3eVに存在する[8, 9]とされている。

Pd(110)c(4X2)-ベンゼンについて、STM, 放射光を用いたUPS, 準安定原子電子分光 (MAES=ペニング電子分光), 非経験的分子軌道法などで研究したところ[10], ベンゼン分子のSTM像では、ティップバイアスが低いときに ($-0.5V \leq V_t \leq 0.5V$) が対称性がC₂の内部構造が観察される。また、UPSでは観測されていないピークがフェルミレベル付近に存在することがMAES測定により明らかになった。MEASは表面から真空側に広がっている電子状態を敏感にプローブするので、このピークは吸着ベンゼンに由来する。5個のPd原子でPd(110)面を近似したクラスター上にベンゼンを吸着させたモデルの非経験的MO計算によると、ベンゼンのHOMOとPdの4d軌道の相互作用により結合性と反結合性の混成軌道が形成される。UPSで観測されている E_F 以下約4-5eVのピークはHOMO由来の結合性混成状態、MAESで新たに観測された E_F 付近のピークHOMO由来の反結合性混成状態であると考えられる。

第3世代の放射光を用いたX線放出分光 (XES) により、吸着分子の分子状態密度や E_F 付近の電子状態の詳細が解明されつつあり、Ni(100)に吸着したベンゼン分子でも、従来のUPSで報告されたピークの他に E_F 付近に再混成による状態が観測されている[11]。日本においても、真空紫外から軟X線領域の第3世代放射光によるXES及び高分解能光電子分光の発展が期待される。

[1] J. Bardeen, Phys. Rev. Lett., 6(1961)57.

[2] J. Tersoff and D. R. Homann, Phys. Rev. B 31(1985)805.

[3] N. D. Lang, "Scanning tunneling microscopy III" p.7-21, ed. by Wiesendanger

- and G. Güntherodt(Springer, Berlin, 1993).
- [4] M. Tukada, K. Kobayash, N. Isshiki and H. Kageshima, Surf. Sci. Rep., 13(1991)265.
- [5] J. E. Demuth and D.E. Eastman, Phys. Rev. Lett., 32(1974)1123.
- [6] P. Hofmann, K. Horn and A. M. Bradshaw, Surf. Sci., 105(1981)L260
- [7] F. P. Netzer, G. Rangelov, G. Rosina, H. B. Saalfeld, M. Neumann and D. R. Lloyd, Phys. Rev. B 37(1998)10399.
- [8] K. H. Frank, P. Yannoulis, R. Dudde and E. E. Koch, J. Chem. Phys., 89(1988)7569.
- [9] F. P. Netzer and K. H. Frank, Phys. Rev. B 40(1989)5223.
- [10] J. Yoshinobu, M. Kawai, I. Imamura, F. Maurmo, R. Suzuki, H. Ozaki, M. Aoki, S. Masuda, and M. Aida, Phys. Rev. Lett., 79, 3842 - 3945(1997).
- [11] A. Nilsson, M. Weinelt, T. Wiell, P. Bennich, O. Karis, N. Wassdahl, St^{er} hr and M. G. Sammant, Phys. Rev. Lett., 78(1997)2847

フェムト秒時間分解光電子分光による表面研究

日立基礎研究所 小川 晋
Hrvoje Petek

光により物質が非平衡な状態に励起されると、その励起状態は様々な時間スケールで変化（緩和）していく。特に金属中の電子で予想されるフェムト (10^{-15}) 秒領域の超高速緩和現象は今まで推測の域をでるものではなかったが、超短パルスレーザー技術の発展により実際にその時間変化を観測することが可能となってきた。またさらにそれを制御することができれば、表面における光化学反応制御や新しい超高速デバイスの概念に結び付くのではと期待されている。

我々のグループではこのフェムト秒領域での現象の観測の手段として、~13fsのパルス幅を持つTi:Sapphire laserの二倍波 (3.1eV) をポンプ及びプローブパルスとして用い、二光子光電子放出過程を利用した時間分解二光子光電子分光実験を行っている。この方法は、ポンプ及びプローブパルスの時間遅れを変化させることによりフェムト秒レベルで時間分解でき、また単に反射や透過率の変化を測定するのと異なって、励起電子のpopulationの時間変化をそのエネルギー（及び運動量）の関数として観測できるという特徴を持っている。特に、同軸のポンプ-プローブパルス対を用いた干渉型の時間分解二光子光電子分光により、エネルギー緩和だけでなく位相緩和も観測できることが明らかになってきている[1,2]。本研究ではCs/Cu(111)におけるCu(111)占有表面準位か

らCs非占有準位への光遷移にともなう電子ダイナミクスについて報告する。

アルカリ金属原子／金属表面という系は最も単純な吸着系の一つであり、その仕事関数の低下による熱電子放出や触媒反応の増進等の効果もあり昔からよく研究されている。アルカリ価電子準位は表面に近づくと、アルカリ原子核のimage chargeとの相互作用および金属電子とのPauli反発によりそのエネルギー準位は上昇し最終的には結合、反結合状態を形成する。Jellium上のCs原子に関するDensity Functionalによる計算でも、価電子準位の上昇および金属電子状態との混成による準位幅の増大（寿命の減少）が示されている[3]。時間分解光電子分光によりCs非占有準位のpopulation dynamicsを観測すると、そのエネルギー緩和寿命の低温での増大と、特にピークの低エネルギー側での非指数関数的な緩和が明らかになった。これは、反結合的な性格をもつCs非占有準位に電子が励起されると、Cs原子が表面から遠ざかっていくことを示唆している。実際、レーザー照射による仕事関数の変化率の低温での増大が観測され、低温でより光脱離が起きていることを示唆している。Cs非占有準位のエネルギー緩和寿命およびそのエネルギー準位の温度依存性は、低温での何らかの構造的な変化によるCsとCuとの混成の減少を示唆している。また、低温での位相緩和時間の増大に伴い、Cu(111)占有表面準位からCs非占有準位への光遷移が共鳴からわずかにそれた場合、そのずれに起因する量子ビートも観測されている。

- [1] S. Ogawa, H. Nagano, H. Petek and A. Heberle, Phys. Rev. Lett. 78, 1339(1997).
- [2] H. Petek and S. Ogawa, Prog. Surf. Sci., 56, 239(1997).
- [3] P. Nordlander and J. C. Tully, Phys. Rev. B, 42, 5564(1990).

スピンドル分解光電子分光による表面磁性の研究

物質構造科学研究所 柿崎明人

表面磁性の研究は、超高密度記憶素子の開発、あるいは磁性薄膜に見られる巨大磁気抵抗の応用の重要性のためだけでなく、バルクの磁性に本質的な長距離秩序の成立限界を探り、磁性の微視的起源を理解するために重要な研究分野であると考えられている。表面では固体の電子状態を考えるときの基本である結晶の持つ3次元並進対称性が失われるため、低次元性、配位数の減少、表面再構成構造などに伴ってバルクとは異なる新しい磁性の出現が期待されており、表面電子状態のスピンドル依存性を調べることが、光電子分光、光電子回折、低速電子線回折、電子エネルギー損失分光などの表面敏感な実験によって数多く行われている。この中で、スピンドル分解光電子分光は角度分解光電子分光と電子スピンドル検出器を組み合わせた電子分光法で、物質の電子状態の電子スピンドル依存性を電子スピンドルを直接観測して明らかにできるところに特徴がある。近年、高輝度放射光の利用に

よって光電子放出強度を大きくすることができるようになるとともに検出効率の高い小型スピニン検出器も開発され、スピニン分解光電子分光は他の電子分光法と同様、表面電子状態を探る標準的実験法の一つとなっている。

一方、通常の角度分解光電子分光によって磁性体の価電子帯の交換分裂の大きさを測定するときの分解能は、エネルギー分析器の分解能とスペクトル自身の持つ自然幅とで制限されているが、光電子のスピニン偏極度を測定することにより、光電子スペクトルを↑スピニン状態と↓スピニン状態に分離するときの実効的な分解能はエネルギー分析器の分解能にくらべて著しくなることが知られている。従って、スピニン分解光電子分光は、単に磁性体の光電子スペクトルの↑スピニン状態↓スピニン状態を分離して測定するだけでなく、寿命幅やエネルギー分析器の分解能を超える高エネルギー分解スペクトルの測定を可能にするという観点からも重要な分光法で、表面磁性の研究の主要な実験手段の一つである。

ここでは、スピニン分解光電子分光による最近の表面磁性研究の例として、Ni(110) 価電子帯の分散、Gd(0001) 表面電子状態、Fe(110) 表面電子状態のエネルギー分散などについて、我々が測定したものをまじえて述べる。

メゾスコピック系ナノ構造物質の光電子分光

東北大学大学院理学研究科 田 中 章 順

物質のナノメーターサイズの微細構造においては、その物質サイズが電子のドブロイ波長や様々な素励起のコヒーレンス長と同程度もしくはそれ以下になってくることによる量子サイズ効果に起因して、磁気、光学、熱力学的特性に対しバルク結晶と原子、分子との中間的な物性を示すことから、「メゾスコピック系」と呼ばれる新しい物質相として強い関心が寄せられている。中でも金属系ナノ構造の物理的性質に関する研究は半導体系に適用された光学的手法が適用できない等の実験的困難のために、半導体系に比べて発展途上であると言える。また一般にメゾスコピック系物質に対する分光スペクトルにおいては、物質サイズが分布を持つ場合広い不均一幅を示すことから、その物質サイズ固有の電子物性を理解するためには、均一サイズの試料を作製し分光測定を行う必要がある。そこで様々なナノ構造物質の電子構造について光電子分光法をプローブとして調べることを目的に、制御良くミクロ構造を作製できる分子線エピタキシャル結晶成長（MBE）装置と光電子分光装置を結合した大規模な複合装置を建設した。本研究会ではこれらの装置を用いて、原子層レベルで物質サイズを制御可能なMBE法により作製した金属ナノ膜厚（Agナノ薄膜）について、この研究会の主題でもある高（エネルギー角度）分解能で角度分解光電子分光測定を行うことにより見え始めた金属ナノ薄膜特有の量子化電子構造についての実験結果を紹介する。

現在作製している一連の金属ナノ薄膜試料は、Si(111)及び水素終端Si(100)単結晶基板上に積層させたCuをシード層として、エピタキシャル成長させたAgナノ薄膜やAgナノ薄膜／遷移金属薄膜である。この様にして作製した種々の膜厚を持つAgナノ薄膜の垂直放出光電子スペクトルにおいては、*sp*価電子がAgナノ薄膜中に量子閉じ込め効果を受けたことによる量子化準位に起因した微細構造が観測される。例えばAgナノ薄膜／Cu／Si(111)系においては、これらの量子化準位に起因する微細構造はCuとAgのL₂点の間の結合エネルギー範囲のみ観測されることから、薄膜垂直方向に対応する Γ -L方向の*sp*価電子帯のバンドミスマッチによる閉じ込めが起きていると考えられ、Cu及びAgのバンド分散と真空側での鏡像ポテンシャルを考え、Agナノ薄膜の両界面における電子の反射による波動関数の位相変化を考慮したphase accumulation modelによりそれらのエネルギー固有値の膜厚依存性が説明できる。また角度分解光電子スペクトルよりこれらの量子化準位のナノ薄膜面内方向に対するパラボリックな分散を決定した。光電子スペクトルの温度依存性を測定した結果、量子化準位に起因するピーク幅の温度依存性は温度に対して線形関係を示すことがわかった。これはフォトホールの緩和に支配的に寄与する電子-フォノン相互作用に起因した温度依存性により理解できる。またこのことは、これらの結果からelectron-phonon enhancement parameterについて議論できることを示唆している。以上の結果より金属ナノ薄膜の量子化電子構造における定常特性及び動的特性について包括的に考察している。

角度走査光電子分光によるBi超伝導体の電子状態の研究

電子技術総合研究所 相浦義弘

角度走査光電子分光とは、光電子の放出角を（自動）走査することにより、一定の運動エネルギーを持つ光電子の強度分布を測定する実験手法である。光源に真空紫外光を用いた場合、価電子帯の等エネルギー面（CES, Constant Energy Surface）の情報を得ることが出来る。

我々は、高温超伝導体のフェルミ面近傍の電子状態を詳細に調べるために、角度分解光電子分光装置に対して幾つかの改良を行った。本装置の改良の主な特徴を以下に示す：

- ① 分析器の（自動）走査化
- ② 検出器の高検出感度化
- ③ 試料の冷却化
- ④ 高エネルギー分解能化

b,cにおいてもスペクトルの温度変化の傾向は良くしているが、ギャップの閉じる温度がa,b,cとM点から離れることにしたがって低くなっていることが分かる。このことは、ブリルアンゾーン中の位置によって、擬ギャップの開き始める温度が異なることを意味している。図2に、この結果から考えられる擬ギャップの形成過程の模式図を示す。点線がフェルミ面、太線が擬ギャップの開いている領域を示す。擬ギャップは、温度を下げていくことにより、まず温度T*で、M点近傍のフェルミ面上で開きはじめ（右図）、温度の低下に伴いΓY方向へと拡張していく（中、左図）。Tcより上の温度で観測されたd_{x²-y²}-波的な擬ギャップは、Tcで連続的にd_{x²-y²}-波の超伝導ギャップへと変化していく。

本研究は、H. Ding, J.C Campuzano M. R Norman, 門脇和男, 茂筑高士, M. Randeria, 竹内恒博の各氏との共同研究である。

高温超伝導体の角度分解光電子分光スペクトル：ドーピング依存性

東北大學金属材料研究所 遠山貴己
柴田康雅
前川禎通

角度分解光電子分光（ARPES）スペクトルは高温超伝導体の電子状態を調べる有力な手段であり、常伝導状態での異常なスペクトル構造が注目を集めている。一つは擬ギャップ現象であり、もう一つはドーピングに伴う常伝導状態でのスペクトル形状の変化である。本研究では後者に注目し、ドーピング量の変化やキャリヤの違い（ホールまたは電子）による形状変化の原因を明らかにする[1]。

以下に実験事実をまとめておく。

反強磁性絶縁体：（ $\pi/2, \pi/2$ ）では鋭い準粒子ピークが観測されるが、（ $\pi, 0$ ）大きな結合エネルギーを持ちピークのない広がった構造となっている。

ホールドープ系：（ $\pi/2, \pi/2$ ）近傍では、ドーピング依存性は小さくローレンチアン的なピーク構造を示す。一方、（ $\pi, 0$ ）でのスペクトルはドーピング量とともに、絶縁体状態とよく似たスペクトル形状（アンダードープ領域）から、（ $\pi/2, \pi/2$ ）近傍のスペクトルと同様なローレンチアン的なピーク構造（オーバードープ領域）に変化する。

電子ドープ系：大きな結合エネルギー（~100meV）を持つピーク構造が（ $\pi, 0$ ）にある。これは、ドーピング量にさほど依存しない。

単純な $t-J$ 模型では絶縁体での（ $\pi, 0$ ）近傍の分散が再現できない。この不一致は第二、第三隣接間のホッピング t' , t'' を導入すれば解消されることが知られている。我々は、20サイトの有限

系に対して厳密対角化法を適用することにより、 $t-t'-t''-J$ 模型のARPESスペクトルを計算した。分散だけでなく上記のスペクトル形状に関する実験事実がすべて説明されることを見出した。

絶縁体のホールが運動するとき、バックグラウンドのスピン状態はホールの持つ運動量に強く依存する。 t' , t'' を導入すると $(\pi, 0)$ のスピン状態が強く乱される。そのため始状態と終状態のスピン状態の重なりが小さくなり、 $(\pi, 0)$ の準粒子強度が減少する。その結果、実験のような広がった構造となる。アンダードープ領域ではこの影響が残っており、 $(\pi, 0)$ のスペクトルは広がって見える。オーバードープ領域になるとホールの運動はスピン状態とは無関係となり相互作用のないバンドと同様なスペクトル構造となる。一方、電子ドープ系の振る舞いを理解するには、 $t-t'-t''-J$ 模型における t , t' , t'' の符号が変化することに注意しなければならない。その符号の変化（特に t' , t'' ）がアンダードープ領域のスピン状態に影響し、 $(\pi, 0)$ にピーク構造をつくる原因の一つとなっている。

通常の $t-J$ 模型に第二、第三近接間の飛び移り項を加えることにより、反強磁性絶縁体、ホールドープ系のアンダードープおよびオーバードープ領域、さらに電子ドープ系におけるARPESのスペクトル形状が系統的に理解された。これらの長距離飛び移り項は、キャリヤーの運動は反強磁性的なスピン状態との相互作用に重要な役割を果たしている。

本研究は、C. Kim, P. J. White, Z. - X. Shen (以上 Stanford), B. O. Wells, Y. J. Kim, R. J. Birgeneau, M. A. Kasther(以上 MIT) の各氏との共同研究です。

[1] C. Kim, P. J. White, Z. - X. Shen, T. Tohyama, Y. Shibata, B.O. Wells

Y. J. kim, R. J. Birgeneau and M. A. Kasther, Phy. Rev. Lett 80, 4245(1998)

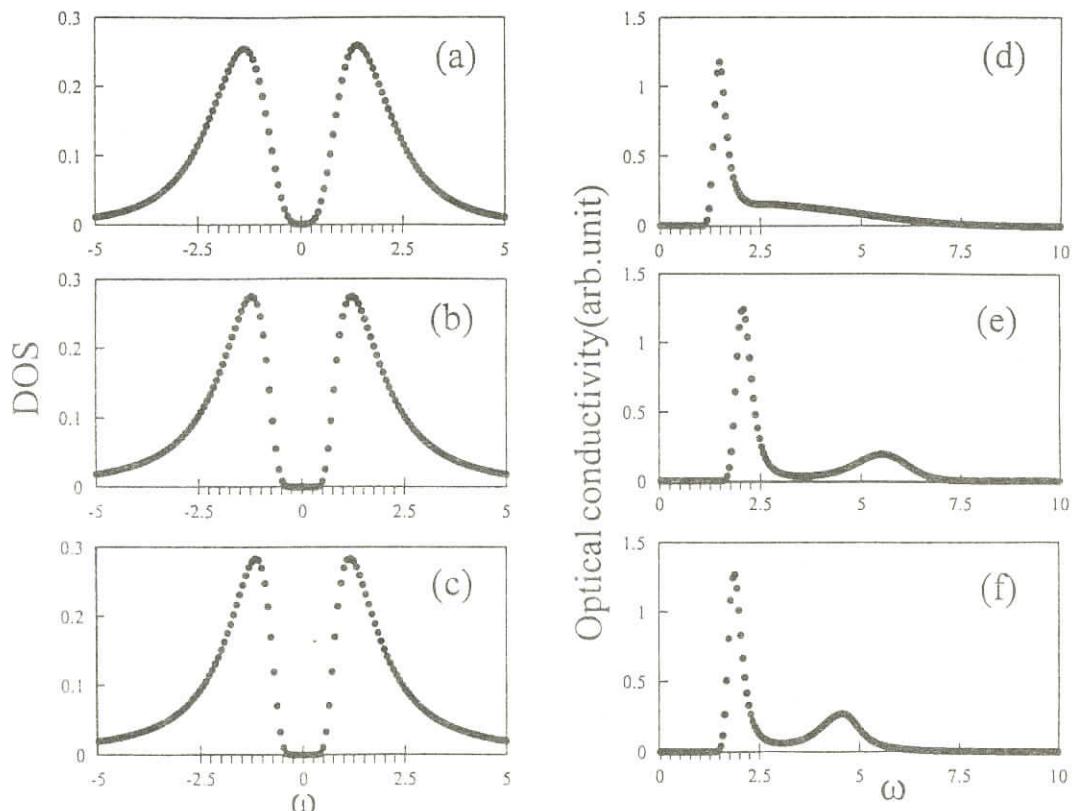
強相関系での光電子擬ギャップと広い光学ギャップの差

物構研 富田憲一

光電子、逆光電子分光及び光吸収スペクトルは絶縁体のエネルギーギャップを調べる上で有効な実験手段である。もし絶縁体が一体像の範囲で良く記述されるならば、いずれのスペクトルもほぼ同じギャップを与えるであろう。しかしながら、クーロン相互作用が原因で絶縁体となるような系では電子相関の効果が非常に重要になり、光電子、逆光電子分光によって与えられる一体のギャップが吸収スペクトルから得られる二体のギャップと異なっていても不思議ではない。本講演では強相関系においては一体と二体のギャップに明瞭な違いがあることを示す。

モデルとしては最も単純なHubbard modelを用いhalf-filledの絶縁相を考える。多電子系の光学スペクトルの計算は電子相関の効果を完全に取り込み、さらに形状論を議論できるだけの大きなサイズに適応できる経路積分形式の量子モンテカルロ法を用いた。

一電子状態密度と吸収スペクトルを下図に示す。(a)(d)は一次元, (b)(e)は二次元, (c)(f)は三次元系の結果である。いずれの次元においても状態密度のギャップが小さいのに対し吸収スペクトルはクリアで広いギャップを持っていることがわかる。次元が上がるにつれて状態密度のギャップは若干クリアになるが、吸収スペクトルから得られるギャップよりは著しく小さなギャップしか持たない。このことは光電子、逆光電子分光スペクトルから見積もられるギャップは吸収スペクトルのギャップよりも小さくなることを意味している。



光電子分光を中心とした1次元銅酸化物の諸物性

東京大学工学系研究科 永崎洋

本山直樹

内田慎一

Stanford University Changyoung Kim

Zhixun Shen

東北大学金属材料研究所 遠山貴巳

前川禎通

低次元量子スピン系は、その単純なモデルにもかかわらず様々な興味深い物性を示すことが期待されており、古くから刺激的な話題を絶え間なく提供している研究対象である。特に、2次元的構造を持つ銅酸化物において高温超伝導が発見された事を契機として、低次元系特有の量子揺らぎ、電子相関、あるいはキャリア注入の効果といった観点からの研究が現在に至るまで精力的に続けられている。本研究では、図1に示すような CuO_2 鎖をもつ1次元銅酸化物、 Sr_2CuO_3 と SrCuO_2 を研究対象とし、結晶育成、帯磁率等の物性測定、また、Stanford 大 Shen グループと共同で角度分解型光電子分光測定を行った。

帯磁率測定の結果これらの1次元銅酸化物の超交換相互作用の大きさは約2000Kと見積もられた。この値は、現在知られている1次元反強磁性体の中では最大である。これに対して、これらの系のネール温度は Sr_2CuO_3 で5.4K、 SrCuO_2 で1.5Kと、超交換相互作用定数の1/100以下に抑えられており、本系がほぼ理想的なS=1/2一次元ハイゼンベルグ系であることが明らかとなった。

理論的には、1次元量子スピン系にキャリアが注入された場合、キャリアの電荷の自由度とスピンの自由度が分離し、それぞれホロン、スピノンと呼ばれる独立な素励起として振る舞うことが予想されている。図2に示す SrCuO_2 の角度分解型光電子分光の実験結果は、この予想が実際の系で実現していることを強く示唆している。実験結果から、頂点を第一ブリュアンゾーンの中点である 0.5π に持ち、この点から Γ 点($k=0$)、あるいはX点($k=\pi$)に向けてより深い結合エネルギー側に移動するバンドが存在しているのが見て取れる。さらにスペクトルは非対称で、 Γ 点から 0.5π に至る領域では、最低2本のバンドが存在していることがわかる。

この実験結果は以下のように考えることができる。すなわち、1次元系ではフォトドープされた正孔は、スピノン、ホロンの2つの素励起に分離する。これらの素励起の作るバンド巾はそれぞれ $\pi/2 \times J, 2t$ であり、また、基底状態ではスピノンバンドはhalf-filledであり、ホロンバンドはすべて詰まっている。したがってスピノンバンドは k 空間の半分で、ホロンバンドは k 空間全域で、それぞれ $\pi/2$ に頂点をもち、 $\pi/2 \times J, 2t$ の巾を持つ2本のバンドとして観測される。(より正確にはこの2本のバンドを包路線とする状態が連続的に観測される。) 今回の実験結果はこの予想、

さらに、厳密対角比の手法を用いたより定量的な計算結果とも一致しており、1次元 $S = \frac{1}{2}$ 量子スピン系におけるスピン電荷分離を実験的にとらえたものであると考えている。

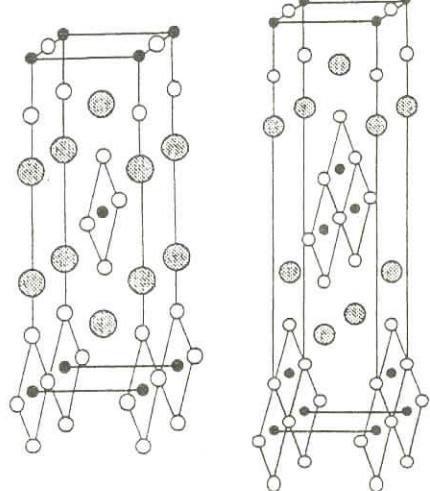


図 1 . Sr_2CuO_3 と SrCuO_2 の結晶構造

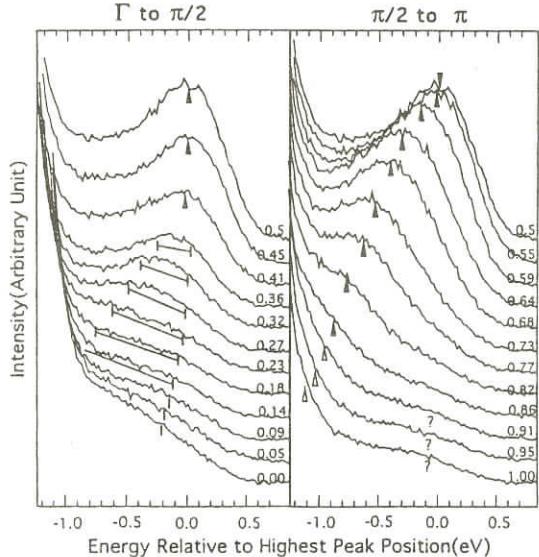


図 2 . SrCuO_2 の角度分解型光電子分光スペクトル

一次元モットハバード系の角度分解光電子分光

東 大 理 小 林 研 介

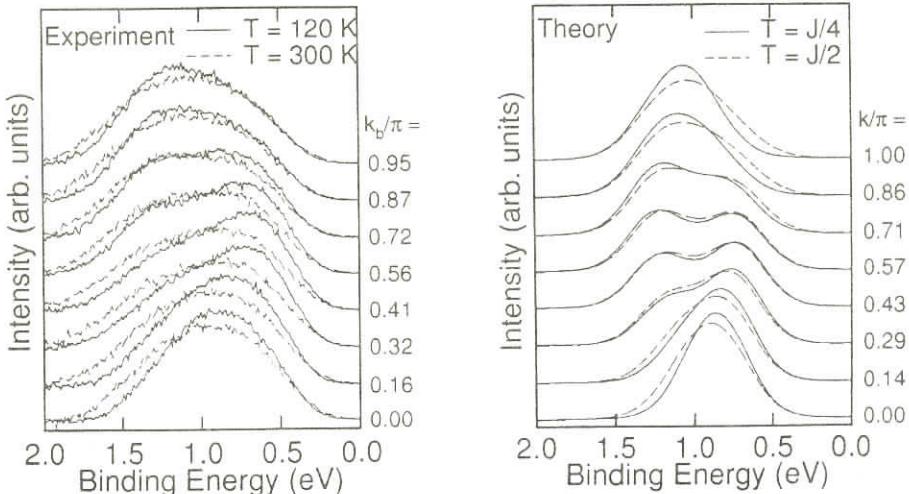
相互作用する一次元系については過去何十年にもわたって活発な理論的研究が行われてきており、魅力ある結果が数多く得られている。例えば、非フェルミ流体である朝永・ラッティンジャー流体が実現していること、そこではスピンと電荷の自由度が分離していること、などである。また、高温超伝導のメカニズムとの関連の可能性も指摘されている。それに対し、実際に良い一次元性を示す物質がそれほど多くなかったことから、実験による理論の検証が待たれていたが、最近、一次元銅酸化物 SrCuO_2 (電荷移動型絶縁体) に対し角度分解光電子分光 (ARPES) が行われ、「スピン電荷分離」が観測された、という報告がなされた[1]。我々は、一次元バナジウム酸化物 NaV_2O_5 (Mott-Hubbard絶縁体) に対してARPESを行い、有限温度の効果も取り入れて理論との比較

を行ってきたので報告する[2]。

NaV_2O_5 は、第二の無機スピン・パイエルス化合物としてここ数年注目を集めている[3]。その結晶構造は、ピラミッド型の VO_5 (V^{4+}O_5 あるいは V^{5+}O_5)が稜または角を共有した層状構造を形成した間隙にNaイオンが挿入されたものであり、 V^{4+} に注目した場合、b軸方向に延びた一次元鎖を形成している。実際、その帯磁率は、スピン・パイエルス転移点以上では $S=1/2$, $J \sim 560\text{K}$ の一次元反強磁性Heisenbergモデルに良く従っている。我々はこの系に対して、ARPESを温度 $T=120\text{K} \sim 300\text{K}$ の間で行った。結果を下図左に示す。非常に大きな温度変化をしていることが分かる。また、我々は、一次元 $t-J$ model 複密対角化法に基づいて取り扱うことによって、その一粒子励起スペクトルを有限温度まで拡張して計算した。 $J \sim 560\text{K}$ であるから $J/4$, $J/2$ は、それぞれ約 120K と 300K に相当する。結果を下図右に示す。理論の結果では、温度 T よりも大きなエネルギー・スケールでスペクトルが変化しているが、これはスピン・電荷分離が実現した結果生じた新しい素励起「スピノン」にエネルギー・カットオフがあることの表れであり、一次元に特有の現象である。左右の図を比較すると両者が良い対応を示していることがわかる。この結果は、本系において、スピン電荷分離が起きていることを意味する。また、有限温度効果についてもある程度の一貫性が得られているが、理論よりも実験のほうがさらに大きな変化をしていることは興味深い。このことは高温ではスピノン、ホロン以外の素励起（例えばフォノンなど）も重要なことを示唆している。

本研究は横川貴司、藤森淳（東大理）、磯部正彦、上田寛（東大物性研）、遠山卓己、前川禎通（東北大学金研）の各氏との共同研究です。また、本研究にあたり、斯波弘行、鈴浦秀勝、C. Kim, 川上則雄、太田幸則、武藤哲也の各氏には多くの有益な議論と助言を賜りました。この場を借りて深く御礼申し上げます。

- [1] C. Kim *et al.* Phys. Rev. Lett. 77, 4054 (1996); Phys. Rev. B56, 15589(1998).
- [2] K. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 3121(1998);unpublished.
- [3] M. Isobe and Y. Ueda, J. Phys. Soc. Jpn. 65, 1178(1996).



Band-width control in a perovskite-type 3d¹ correlated metal $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{VO}_3$:
Evolution of the electronic properties and effective mass.

I. H. Inou¹, †, O. Goto², H. Makino³, N. E. Hussey⁴, *, M. Ishikawa⁵

1 PRESTO-JST and Electrotechnical Lab. Tsukuba 305-8568, Japan.

2 Dept. of Electr. and Commun., Meiji Univ., Kawasaki 214-8571, Japan

3 Inst. of Appl. Phys., Univ. of Tsukuba, Tsukuba 305-8573, Japan

4 IRC, Univ. of Cambridge, Cambridge CB3 OHE, United Kingdom

5 ISSP, Univ. of Tokyo Tokyo 106-8666, Japan

Single crystals of $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{VO}_3$ were synthesized to investigate metallic properties near the Mott transition. The substitution of a Ca^{2+} ion for a Sr^{2+} ion reduces the band width W due to a buckling of the V-O-V bond angle from $\sim 180^\circ$ for SrVO_3 to $\sim 160^\circ$ for CaVO_3 . Thus, the value of W can be systematically controlled without changing the number of electrons. The Sommerfeld - Wilson's ratio ($\cong 2$) the Kadowaki - Woods ratio (in the same region as heavy Fermion systems), and a large T^2 term in the electric resistivity, even at 300K, substantiate a large electron correlation in this system, though the effective mass, obtained by thermodynamic and magnetic measurements, shows only a systematic but moderate increase in going from SrVO_3 to CaVO_3 in contrast to the critical enhancement expected from the Brinkmann - Rice picture. It is proposed that the metallic properties observed in this system near the Mott transition can be explained by considering the effect of a nonlocal electron correlation.

† Present Address: Electrotechnical Laboratory, Tsukuba 305-8568, Japan

* Present Address: ISSP, Univ. of Tokyo, Tokyo 106-8666, Japan.

C MR を示す層状 Mn 酸化物の角度分解光電子分光

物質構造科学研究所 齋藤智彦

ペロブスカイト型、あるいは所謂層状ペロブスカイト型 Mn 酸化物は大きな磁気抵抗効果 (Colossal Magnetoresistance: CMR) を示す。この効果はすでに磁気ヘッドに応用されている金属多層膜の GMR (Giant Magnetoresistance) 効果よりも桁違いに大きいため、応用も含めてここ数年大変な勢いで研究が進行している。その中で明らかになってきたのは、この系ではスピン、

電荷、格子の自由度が複雑に絡み合っており、CMR以外にも電荷整列、軌道整列、磁場誘起構造相転移など様々な物性を示すということである。これら異常物性の原因解明には電子状態の研究が不可欠であり、その有力な手段が光電子分光である。しかしこまでの研究は3次元結晶を用いていたため角度積分型光電子分光のみであった。我々は単結晶層状Mn酸化物 $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ を用いることで角度分解型測定を可能にし、Mn酸化物のバンド分散とその温度変化を捕えることに成功した。 $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ はホール濃度が1 Mnサイトあたり0.4で、 $T_c=126\text{K}$ より下では強磁性金属、上では常磁性絶縁体である。CMRの大きさは129K、1Tの磁場でおよそ3000%という巨大な値である。

次に、測定結果を要約すると以下のようになる。(1)低温強磁性相でははっきりと分散するバンドが観測され、その分散関係は k 空間中の測定点の大半でLDA+Uバンド計算の結果とよく一致した。(2)しかし、計算上フェルミ準位 (E_F) を横切る点 (k_F) の近くでは実験は理論から大きくずれる。即ち k_F を通過するとピーク強度は大きく減少し、バンドの折り返しの痕跡も見られた。つまり、 k_F を中心擬ギャップが存在し明確なフェルミ面が存在しない。この擬ギャップは測定した範囲でほぼ等方的であった。(3)ピークは大変ブロードである。以上の低温のスペクトルは図1に示してある。一方、温度変化の測定では(4)バンド幅の温度変化を観測した。これは定性的には二重交換モデルの振る舞いであるが、変化は小さかった。(5)その一方で k_F 付近では温度減少に従って高束縛エネルギー側から E_F に向かって大きなスペクトル強度の移動が見られた。これは二重交換モデルの予言に無い変化で、絶縁体金属転移に対応すると考えられる。これらはいずれも二重交換モデルによる効果より、モデルが予言しない効果の方が大きいことを示している。

以上の結果を強い局所的電子格子相互作用によって説明することを試みた。それ以外にも軌道整列、反強磁性、電荷整列等のゆらぎが考えられるが、EXAFS や中性子散乱のPDF解析から局所的に歪みがあることが示されており、また実際サンプルが研磨等のストレスに弱いことから局所的電子格子相互作用は重要であると考えられる。これまでの出発点だった二重交換モデルは金属絶縁体転移を予言せず、またCMRは金属絶縁体転移近傍の温度で観測されることから、我々の結果は、CMRの第一要因は二重交換相互作用ではない、という可能性を示唆している。

本研究は D. S. Dessau, P. Villella, Y. - D. Chuang, A. D. Gromko(Univ. of Colorado at Boulder) C. - H. Park, Z. - X. Shen(Stanford Univ.), 木村剛, 十倉好紀 (JRCAT), 守友浩(名古屋大), 濱田典昭 (東大理) の各氏との共同研究である。

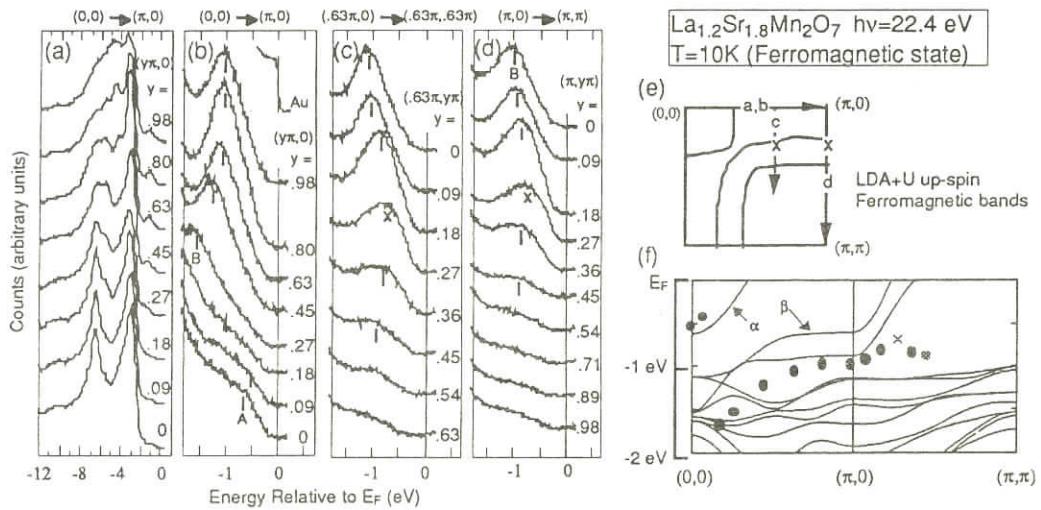


図1. (a)価電子帯スペクトル(b)-(d)E_F近傍スペクトル(c)2次元ブリルアゾーンとLDA+Uバンド計算によるフェルミ面(f)LDA+U up - spin bandと実験の比較

ワイドギャップ導電性酸化物の電子状態

東工大応用セラミックス研究所 細野秀雄

酸化物の多くは可視光を透過するので透明性という特徴を持つ。しかしながら、電気的には少数の物質を除くとそのままでは絶縁性であるという経験的事実から、透明酸化物の伝導性制御は暗黙のうちに不可能と考えられてきた。本研究者らは電子構造に関する考察から高い伝導性を有するn型およびp型の透明酸化物結晶の探索指針[1]を設定し、これに基づき物質の探索をおこない、これまでにMgIn₂O₄[2]をはじめ約10種類の透明N型導電性物質とCuAlO₂とい透明p型導電性物質[3]を発見した。N型導電性物質としてはIn₂O₃の他2, 3の例が知られていたが、p型の物質は従来全く報告されていなかった。これまで酸化物でp型が得られていない理由は、一般に透明酸化物では価電子帯の最上部は電気的に陰性が高い酸素の2p軌道から主に構成されているので、生成された正孔は酸素上に局在してしまうためである。そこで、本研究者らは、最も高い占有原子軌道の準位がエネルギー的に酸素の2p軌道と拮抗する金属イオン(Cu⁺とAg⁺が相当する)の酸化物を選択し、これに正孔をドープすれば局在化が避けられp型伝導が実現するとの考え(図1(上))から物質探索をおこなった。その結果、デラフォサイト構造をとるCuAlO₂をレーザー堆積法で薄膜化し、透明で(バンドギャップ3.5eV),かつ室温で約1S cm⁻¹と比較的高い伝導度を示すp型

酸化物を初めて創った。ここで注目すべきことはCuAlO₂という物質自体は目新しい物質ではなく、かなり古くから知られているということである[4]。この例のように電子状態から眺めると既知の物質のなかにも優れたポテンシャルを秘めた物質も少なくないと思われる。

半導体には整流、增幅、多様なアクティブな機能があるが、その多くはp-n接合の特性に起因する。透明酸化物p型とn型の伝導性をもつ物質が実現したことにより、透明な電子回路(invisible circuits)[5]への期待が高まっている。光学的半透明性と半導体機能をあわせ持つ電子回路には紫外光を利用した発電や短波長のレーザー発振などこれまでの半導体では不可能な新しい応用の世界が広がっている。

また、透明酸化物のアモルファス物質についても状況は上記の結晶の場合と類似である。窓ガラスのような酸化物のアモルファス物質は透明な絶縁体というのは「暗黙の常識」である。本研究者らは伝導帯の底部が空間的にひろがった空のs軌道からなる金属酸化物ではs軌道同士の重なりの大きさが結合角の揺らぎに対して殆ど変化しないことに着目し、これらのアモルファス物質に電子キャリアを導入すれば透明なアモルファス導電体が実現できると発想した[6]。この方針に従い創製した物質の例としてアモルファス2CdO·GeO₂があげられる。アモルファス2CdO·GeO₂はバンドギャップが約3.2eVなので透明であるが室温での伝導率は $10^{-9} \text{ S cm}^{-1}$ 程度で絶縁体である。これにH⁺(Li⁺やTi⁺でも同様)をイオン注入すると透明性を保ったまま導電率は約 10^2 S cm^{-2} まで劇的に増大しほぼ金属的伝導を示すようになる。もちろん、注入量を制御することで $10^{-9} \text{ S cm}^{-1}$ から 10^2 S cm^{-1} の範囲で導電率のチューニングができる。このような物質は他にもAg⁺-Sb⁵⁺-O²⁺, Cd²⁺-Pb⁴⁺-O²⁻, Zn²⁺-In³⁺-O²⁻系などでも見出された。これら一連の物質は移動度が約 $10 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ と大きく、かつホール効果の異常を示さないという既存のアモルファス半導体にはみられない特異的な電子輸送促進を示す[8]。

- [1] H. Kawazoe, N. Ueda, H. Un'no and H. Hosono, J. Appl. Phys. 76, 7935(1994).
- [2] H. Hosono, H. Un'no, U. Ueda and H. Kawazoe, Nucl. Instr. Meth. B106, 517(1995).
- [3] H. Kawazoe, M. Yasukawa, H. Hyodo, H. Yanagi and H. Hosono, Nature, 389, 939(1977).
- [4] H. Hahn and C. Lorent, Z. Anorg. Alleg. Chem. 279, 281(1955).
- [5] T. Gordon, Nature, 389, 907(1997).
- [6] H. Hosono, N. Kikuchi and H. Kawazoe, J. Non-Cryst. Sol. 198, 165(1996).
- [7] H. Hosono, N. Kikuchi and H. Kawazoe, Appl. Phys. Lett. 67, 2663(1995).
- [8] 細野秀雄, 川副博司, 嶋川晃一, 応用物理, 67, 560(1998).

Yb₄X₃ および Sm₄X₃ 系の高分解光電子分光

阪大基礎工 菅 滋 正
今 田 真
関 山 明

少数キャリア系ながら重い電子的振る舞いをする Yb₄As₃ の電子状態を理解するには Yb₄Sb₃ との混晶 Yb₄(As_{1-x}Sb_x)₃ の電子状態との比較が有効である。とくに Yb₄As₃ では Tt=287K に高温側の熱的価数揺動状態から低温側での電荷整列状態への相転移があり、高温側の立方晶から低温側の三方晶への構造相転移が伴うとされている。x=0.12 では 231K で同等な相転移が観測されるが、x=0.29 ではこの相転移は観測されていない。同じ少数キャリア系として知られる Sm₄Bi₃ でも約 260K で高温側での熱的価数揺動状態から低温側での電荷整列が観測されている。一方 Sm₄As₃ は Sm はほぼ 3 倍であり高濃度近藤系である。今回これらの物質について高分解能光電子分光能を行ないそれらの電子状態を詳細に調べた。

Yb₄As₃ では Yb は 4 つの等価な <111> 軸に並んでいるが、電荷整列が起こるとそのうちにある方位が縮み残り 3 方位は変化が無い。それられそれぞれ short chain, long chain と呼ぶ。フェルミ準位近傍には Sm²⁺ の 4f¹³ 終状態の J=7/2, 5/2 成分が観測される。フェルミ準位での光電子放出強度はキャリアー数を反映して極めて小さい温度が低下するにつれて小さくなる。またフェルミ準位に近い J=7/2 成分のフェルミ準位の側のテイルが低温になるにつれて著しく減少するのが観測される。これが Tt で 1 次転移的に起こっているのではなくてさらに低温になるにつれて変化している事も明らかである。x=0.29 の試料では温度変化はフォノンプロードニングによるゆるやかな変化しか観測されない事から、観測された大きな温度変化が電荷整列による事は疑いない。実は中性子回折実験から long chain 上にも 1.3K の低温までかなりの強度の磁気モーメントが存在する事が分かった。したがってこの事は低温でも long chain 上で Yb²⁺ と Yb³⁺ が揺らぐ自由度が残っているとして光電子スペクトルの温度変化を理解できる。赤外域の光学伝導度スペクトルの温度変化が報告されているが、この 4f (J=7/2) バンドの上端から、非占有の Yb 5d バンドの立ち上がりへの励起子遷移とする事で矛盾なく解釈できる。

Sm₄Bi₃ ではこのような顕著な温度変化は観測されない。Sm²⁺ のバルク ⁶H 成分の非対称性が低温で小さくなる事でフェルミ準位に近いところでのわずかなスペクトル変化を説明できる。これは価数揺動状態から電荷整列状態になると Sm の 5d 電子数が long chain 上では減少するためであろう。

Sm₄As₃ では 4 f スペクトル形状は遙に複雑である。そこで光エネルギーを大幅に変えた測定を行ない平均自由行程の違いからバルク電子状態を調べた。その結果フェルミ面準位には Sm 5d バンドがかかる事、Sm の価数は 2.92 以上となることが分かった。

このように放射光光電子分光では 1keV に近い高エネルギーでも高いエネルギー分解能 (< 100meV) での共鳴、非共鳴光電子分光を行う事が重要であるとともに 100eV 以下の低エネルギーでの超高分解能 (< 10meV) 測定を併用する事が大切である。そのためにも中型高輝度放射光リングの建設が待たれる。

f電子化合物のバンド構造とフェルミ面

東北大院理 組頭広志
高橋 隆

我々は、建設を進めてきた極低温、高分解能角度分解光電子分光装置を用いてf電子化合物のバンド構造、特にフェルミ面の研究を行っている。本研究会では、これまでに測定を行ったいくつかのCeおよびU化合物について報告する。

- (1) LaSb : LaSbは以下に述べるCeSb, USbの非磁性参照物質として測定した。その結果LaSbは Γ 点にホールポケット、X点にエレクトロンポケットを持つ半金属であることが明らかになった(図1右側参照)。
- (2) CeSb : CeSbの複雑な磁気構造に大きく関わっていると思われる磁気相転移前後のフェルミ面変化を調べるために、測定を行った。その結果、磁気相転移に伴って、 Γ 点にホールポケットとX点のエレクトロンロボケットの体積がp-f混成効果(Ce格子効果による磁気構造の安定化)によって拡大する様子を明確に観測した。
- (3) USb : 4f電子と5f電子系の違いを研究する目的でUSbについて測定を行った。図1に高分解能光電子分光スペクトルから描き出したUSbの「バンド構造」を示す。濃い部分が「バンド」に対応する。従来の予測に反し、USbは、LaSbやCeSbの様な半金属ではなく、Sb5pバンドが完全に満たされているような金属的なバンド構造を持つことが明らかになった。また、 Γ 点にU6dによる大きなエレクトロンポケットが存在することを見いだした。
- (4) ThSb : ThSbは試料の“高純度化”が難しく、まだdHvAの測定結果は報告されていない。そこで、USbの“異常な”フェルミ面を調べるために非磁性参照物質としてThSbのHR-ARPESを行った。その結果、DHvAに先駆けてThSbのフェルミ面を決定することに成功した。

本研究は、東北大学、伊藤孝寛、金亨度、鈴木孝(現物性研)、新潟大学、青木英和、落合明の各氏との共同研究です。

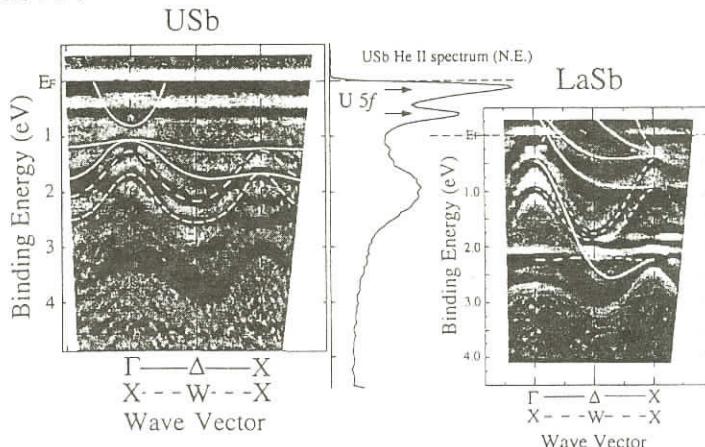


図1. 高分解能角度分解電子分光によって得られた反強磁性相USbとLaSbのバンド構造

近藤半導体の高分解能極低温光電子分光

広島大学放射光科学研究センター 島田 賢也

高分解能光電子分光法は、高分解能逆光電子分光法と合わせて、低エネルギー励起の物性と密接に関わるフェルミ準位近傍の電子構造（状態密度、バンド分散）を直接的に調べることができる有力な研究手法である。ここでは(1)広島大学高分解能極低温角度分解光電子分光装置、(2)近藤半導体 $Ce_3Bi_4Pt_3$ の高分解能極低温光電子分光について報告する。

(1) 広島大学高分解能極低温角度分解光電子分光装置

私たちは高分解能極低温角度分解光電子分光装置（GAMMADATA - SCIENTA 社 ESCA - 200）を立ち上げ、その性能を評価した。本学装置は、光源として大強度ヘリウム放電管（GAMMADATA 社 VUV5000）とモノクロX線源（GAMMADATA - SCIENTA 社）を備えている。Arガスの光電子スペクトルから見積もった電子エネルギー文分析器の分解能は4 meV以下であった。蒸着した金のフェルミ端の幅広がりで見積もると、試料温度6 Kのときに分解能は5 meVであった。またマルチスキャンによる角度分解光電子分光測定では角度分解能が0.5°となった。

(2) 近藤半導体 $Ce_3Bi_4Pt_3$ の高分解能極低温光電子分光

$Ce_3Bi_4Pt_3$ は近藤半導体として知られている。電気抵抗率、光学伝導度などの測定から80~100K程度の等方的エネルギーギャップが開くことが示されている。この微小なエネルギーギャップは、基本的には分散の少ないCe4f状態と伝導帯との混成により形成されているものと考えられている。しかし、バンド計算に比較して観測されるエネルギーギャップが小さくなっていること、温度に依存してギャップの大きさが変化すること、キャリヤーの有効質量が増大していることなどから、Siなどの通常の半導体とは異なり、幅の狭いCe4fバンドにおける電子相関の重要性が指摘されている。私たちはフェルミ準位近傍の高分解能光電子スペクトルの温度変化やCe4fスペクトルを調べることで、こうしたギャップ形成に関わる電子構造の変化を詳細にとらえようとしている。光イオン化断面積の違いを利用してHe II およびHe I スペクトルの差分によりCe4fスペクトルを求めた。このCe4fスペクトルは、Ce4f - 4f共鳴電子分光により求めたCe4fスペクトルと一貫している。ヘリウム放電管により求めたCe4fスペクトルは、結合エネルギー60meV付近からフェルミ準位に向かってスペクトル強度が減少していく。このふるまいは $CeSi_2$ などの近藤系金属にみられるフェルミ準位直下の鋭いピーク構造とは全く異なっている。低温（6K）においては、フェルミ準位近傍のスペクトル強度が減少し、擬ギャップが形成されることを示している。また高分解能光電子スペクトルの温度変化を調べると、フェルミ準位近傍のスペクトル強度の減少だけでなく、~150K以下で結合エネルギー30meV付近の光電子スペクトル強度にも変化が見られた。これは、フェルミ準位直下だけでなく、より大きなエネルギースケールにおいても電子構造が変化していることを示すものである。今後、高分解能光電子分光により実験的に明らかになりつつあるフェルミ面準位近

傍の電子構造の温度変化を種々の低エネルギー励起の物性と関連づけて説明する理論を期待したい。

近年、光電子分光の高分解能化は極めて著しく、電子エネルギー分析器自体の分解能は2 meV程度まで向上している。しかし、固体の高分解能光電子分光実験を行なうためには、エネルギー分析器の性能向上だけでは十分とは言えないだろう。輝度の高い光源、極低温などの試料まわりの技術、清浄表面作成も含めた純良な試料の準備など、様々な要素を総合的に高度化していく必要があると私たちは考えている。これから取り組みの一つとして、私たちは広島大学放射光源の直線偏光アンジュレータービームラインに上述の高分解能光電子分光装置を設置し、アンジュレーター光を利用して高分解能光電子分光実験を行なっていく予定である。新物質開発グループや様々な物性測定をしているグループとも緊密に連携をとりながら、放射光を利用した高分解能光電子分光による物性研究を発展させていきたいと考えている。これにより、来たるべき「高輝度光源」の特色を十分に生かした研究に貢献することができれば幸いである。

Ce化合物の4f電子状態への価電子帯構造の影響

大阪大学大学院基礎工学研究科 今田 真
関山 明
菅 滋正

Ce化合物では、Ce4f軌道が他の軌道からなる価電子帯と混成して、さまざまな興味深い物性を引き起こしている。我々は、4f状態を強調するために共鳴光電子分光を行っている。さらに、3d→4f, 4d→4f両吸収端で測定し、両者の脱出深度の違いを利用してバルクと混成が弱い表面の分離につなげる。実験は4d～4f共鳴についてはKEK-PFのBL3BでSES-200を用いて行った。分解能は約30meVであった。3d→4f共鳴では、SPring-8のBL25SUにおいてSES-200を用い、分解能は約0.2eVであった。

価数揺動系CeRu₂では、4d→4f共鳴でフェルミ面直下に顕著な構造が2本見られた。これらは近藤ピークの裾と結晶場サイドバンドによるピークと、スピン軌道サイドバンドによるピークである。よりバルク敏感な3d→4f共鳴では、スピン軌道サイドバンドは分離できなかったが、フェルミ面直下の強度が更に増大した。これは表面よりバルクの方が混成が強いことによる。

近藤半導体CeNiSn ($\Delta \sim 3\text{K}$) の4d→4f共鳴では、同様にフェルミ面直下の構造が顕著である。価電子帯の構造を共鳴極小のスペクトルをもとに仮定し、不純物アンダーソン模型に基づくNCA計算を行った。表面ではバルクより4f軌道が深いとともに価電子帯との混成が小さいとして、バルクと表面の寄与の和でスペクトルをほぼ再現できた。今後、3d→4f共鳴のスペクトルとの比較をおして信頼度の高い解析を行う予定である。

フェルミ面直下の形状の比較から、重い電子系CeRu₂Si₂ (T_K~30K) の4d→4f共鳴スペクトルでは、CeRu₂Ge₂ (T_K~1K) に比べて近藤ピークの裾の強度が強いことが示唆された。

CePdSb 中では、Ceはほぼ3価と考えられているが、これに対応して4d - 4f共鳴スペクトルではフェルミ面直下の構造は非常に弱い。このスペクトルは共鳴極小スペクトルの構造を反映した状態密度を用いたNCA計算では再現されず、Ce4f軌道がPd4d - Sb5p間の反結合軌道と強く混成すると仮定すると良く再現される。今後、3d→4f共鳴スペクトルも考慮した解析が必要である。

以上のように、高分解能共鳴光電子分光によって、Ce4fスペクトルのフェルミ面直下の構造(近藤ピークの裾+結晶場サイドバンド、スピント軌道サイドバンド)が観測された。4d→4fだけでなく3d→4f共鳴下でも測定したので、これらを用いて今後バルクと表面の分離を行う予定である。近藤ピークの裾の強度は、定性的にはT_Kと対応しているが、4f電子状態について定量的な議論を行うには、価電子帯の構造を考慮したNCA等の不純物アンダーソン模型に基づく解析が必要である。さらに、共鳴過程や光エネルギー依存性を取り入れた解析も必要である。

光電子スペクトルと磁気励起の同時解析

東北大学大学院理学研究科 酒井 治
高山 立

ヘビーフェルミオンCe化合物の電子状態にたいする研究の進展の様々な局面に於て、光電子分光実験の高分解能化は重要な役割を果たしてきた。最近は、スピント軌道相互作用や結晶場の励起状態に対応するサイドバンドも分離されるようになり、低エネルギー現象に関連する励起を直接観測することが可能になってきた。このような高精度化は必然的に電子状態の詳細に関連したスペクトルを観測していることを意味し、逆に光電子スペクトルは果たして何を観測し得るのか、あるいは何を観測しているのかについて、注意深い吟味をする必要性を生じる。

本稿では、最近の高分解能光電子分光により得られたスペクトルと、中性子の非弾性散乱実験より得られる磁気励起とを同時に解析し、両者のスペクトルがどのような関係にあるか、特に表面成分の分離の観点から調べた。温度領域は、一サイトアンダーソンモデルとの適用が可能と考えられる、比較的高温側について注目した。理論計算は倉本らにより発展させられたNCA法¹⁾を、複雑な状態密度を持ち、かつ結晶場分裂やスピント軌道相互作用が存在する実際的な状況下での計算も可能であるように工夫して、解析プログラムを作り、それにより行った²⁾。

4d - 4f共鳴効果を利用した高分解能測定では光電子escape - depthが短いため表面成分が強く出て、その分離が問題になる。一方、3d - 4f共鳴は分解能は劣るがescape - depthは少し長い。Kim等³⁾はescape - depthの差を利用して、CeIn₃と、CeSn₃の表面、バルク成分の分離を行ない、高

分解能4f-5d共鳴測定から、バルクな4f成分の抽出を試みた。ここでは、このようにして得られた4f成分の測定と、Murani等⁴⁾による磁気励起の比較を行った。CeSn₃につき、光電効果から評価された低エネルギーのエネルギースケールは、磁気励起により求められるものの約1/4であった。この値は観測された4f-5d共鳴の結果を全てバルク成分と解釈する場合よりは格段に一致が良くなっている。しかし、まだ満足すべきものとは言うことは出来ないように思われる。仮に磁気散乱の結果がバルクを反映するものと考えると、単純にescape-depthの差（4f-5dで表面／バルクの比を1.33とした）で4f成分を評価した点に問題があると思われる。この比を4程度にすれば、一応無矛盾なスペクトルが導かれる（今回の計算では、バルク成分の混成要素の大きさをKim等のものの、1.29倍にした）。CeIn₃では更に表面の比率を大きくし、8程度より大きくする必要がある（バルクの混成要素の大きさはKim等のものの1.27倍にした）。何らかの方法により、光電効果の測定自身で、表面とバルク成分の分離を行い得る可能性はないであろうか。

その他に、バンド効果の効いた近藤絶縁体と考えられるCe₃Bi₄Pt₃につき、格子次元無限大モデルから予想される自己エネルギー補正を考えることにより、磁気励起（20eV程度のギャップと、スペクトル形状の特徴）と光電効果のフェルミ端近傍の構造（20meV程度の束縛エネルギーをもつピーク構造）が再現出来る可能性のあることを示した。

- 1) 例えは、Y. Kuramoto : Z. Phys. B53 (1983) 37.
- 2) 高山立、酒井治：希土類化合物の示す物性の総合解析 (1997, unpublished)
- 3) H.-D. Kim, et al. : Phys. Rev. B56 (1997) 1620.
- 4) A. P. Murani, et al. : Phys. Rev. B48 (1993) 10606.

高分解能逆光電子分光装置

広島大学大学院理学研究科 仲 武 昌 史

光電子分光法は近年高分解能化が進み、物質の占有電子状態については詳細な議論が可能になってきた。しかし一部の例外を除いて非占有電子状態に関する情報を得ることはできない。一方逆光電子分光法は、非占有電子状態に関する情報を直接得る事ができるが、光電子分光に比べて高分解能化が遅れており、分解能は0.5eV程度にとどまっている。

逆光電子分光装置は主に試料に単色電子線を照射する電子銃と試料から放出された光を分光する分光器から構成され、装置のエネルギー分解能は入射電子線のエネルギー幅と分光器の分解能に依存する。我々は、分光器の大幅な高分解能化を図るために新たにプリズムを用いた分光器を考察し、製作した。装置は2つの放物面鏡とMgF₂プリズム、検出器から構成される。試料から放出された光は試料位置を焦点として配置された放物面鏡Ⅰによって集光され平行光となり、プリズムに入射

される。プリズムによって分光された光はその光の進行方向に垂直に置かれた放物面鏡2によって集光され、検出器によって検出される。分解能の評価はXeI(9.569eV), KrI(10.032eV)共鳴線を分光することによって行い、それぞれのエネルギーにおける分解能をそれぞれ94meV, 46meVと見積もった。この分光器とBaOカソードを用いた電子銃を組み合わせた逆光電子分光装置の場合、9.57eVにおけるエネルギー分解能は300meVである。

逆光電子分光装置の分解能を左右するもう一つの要因である入射電子線のエネルギー幅については、電子銃のカソードを冷陰極にすることで大幅な改善が可能である。現在、電界放出型のカソードを用いた電子銃を開発中であり、この電子銃を用いることにより、逆光電子分光装置全体として100meV以下の分解能が見込まれる。

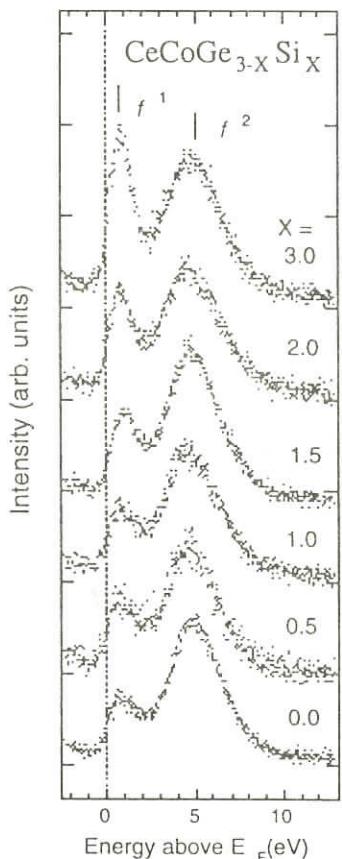
共鳴逆光電子分光による強相関物質の研究

東大物性研 金 井 要

本研究室では斜入射回折格子系軟X線発光分光器の開発により、広いエネルギー範囲(30~1,200eV)において、発光の測定が可能になり、Ce化合物やNi化合物などの強相関電子系について逆光電子分光の測定を行ってきた。

この測定系はBaO-thermal cathodeタイプの電子銃を励起源に用いる事により、 $E/\Delta E \sim 200$ のエネルギー分解能での測定が可能である。また、TPEモードで測定を行う為に共鳴逆光電子分光の測定が可能であり、従来のX-BIS等に比べて $d(f)$ 成分を強調して見る事が出来るようになった。

右図に $\text{CeCoGe}_{3-x}\text{Si}_x$ ($x=0\sim 3.0$)の共鳴逆光電子スペクトルを示した。この物質はSiをGeサイトにドープしていく事により格子定数が縮み $c-f$ 混成が増大するために、低温での反強磁性秩序は消え、価数揺動系を形成してゆく事が石川らにより報告されている。スペクトルの変化はそのときの非占有4f電子状態の変化を示している。約5eVに現れている幅の広いピークは4f電子を $\text{Ce}^{3+}(4f^1)$ に1つ付け加える f^2 ピークであり、 $\epsilon_f + U_{ff}$ に相当するエネルギー位置に現れている。フェルミ準位直上のピークは f^1 ピークと呼ばれ、近藤ピークを含むものであり、重い電子の狭いバンドを形成



するものである。Siの一電子量が増えるにつれてこのピークが劇的に増大してゆく事が分る。

f^1 ピークは近藤温度に対応するエネルギー位置にあるが、エネルギー分解能よりもずっと小さい近藤温度を持つ物質では、スピン-軌道分裂によるサイドバンド等の構造も含むために、近藤温度は実際よりも高めに見積もられる。この為、高分解能で f^1 ピークを測定する事が重要である。非常に遍歴的であるCeRh₃においては、 f^1 ピークに見られる $^2F_{5/2}$, $^2F_{7/2}$ 終状態に対応する2つの構造が観測された。また、それらの共鳴増大は異なる励起エネルギー依存性を見せた。これは中間状態における選択則を考慮した大阪府大の魚住、広島大の城らの計算により良く説明される事が報告されている。

また、本研究室では幾つかの遷移金属化合物についてもM3p - 3d共鳴逆光電子分光を行っている。発表では電荷 - スピン分離によるホロン分散がARPESにより観測されている一次元性スピンパアイエルス物質、NaV₂O₅の共鳴逆光電子分光と、その温度変化についても報告した。

Ce金属間化合物における共鳴逆光電子分光の理論

大阪府大工 魚住孝幸

最近行われるようになった共鳴逆光電子分光は、従来の共鳴光電子分光等がもたらす情報と相補的な情報をもたらし、電子状態を研究する上で非常に有力な方法であると考えられる。今回の発表では、東大物性研辛グループによって最近行われたCeRh₃, CePd₃に対する4d→4f共鳴逆光電子分光実験の理論解析について報告する。解析で用いたモデルは原子内多重項効果をあらわに考慮した不純物アンダーソンモデルであり、モデルに含まれる固体パラメータは主に3d内殻光電子分光を再現するように選んである。

計算の一例としてCeRh₃に対する結果を右図に示す。図1は4d内殻共鳴励起に伴う全発光収量スペクトルであり、図2は図1に対応した入射電子エネルギーを用いたときの共鳴逆光電子分光スペクトルである。(最下段のスペクトルは非共鳴スペクトルを表す。)この計算結果は様々な共鳴励起エネルギーにおけるf¹, f²ピーカー強度比の他、f²ピーカーに見られる励起エネルギーに依存した多重項の選択励起の様子についても実験スペクトルを非常に良く再現している。今回の発表では、角運動量演算子に対するグリーン関数を用いて多重項選択則についても詳細に議論する。これにより、f¹ピーカーを構成するスピン-軌道項の励起エネルギー依存性を示し、また最大共鳴においてf²多重項のうち³F¹, G成分が選択的に共鳴励起されること等を示す。

図1.

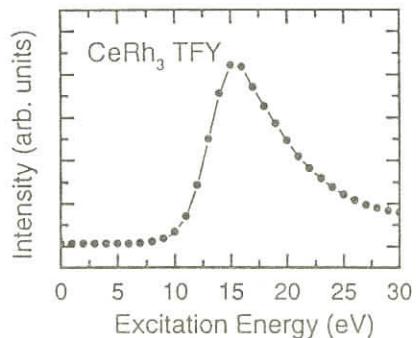
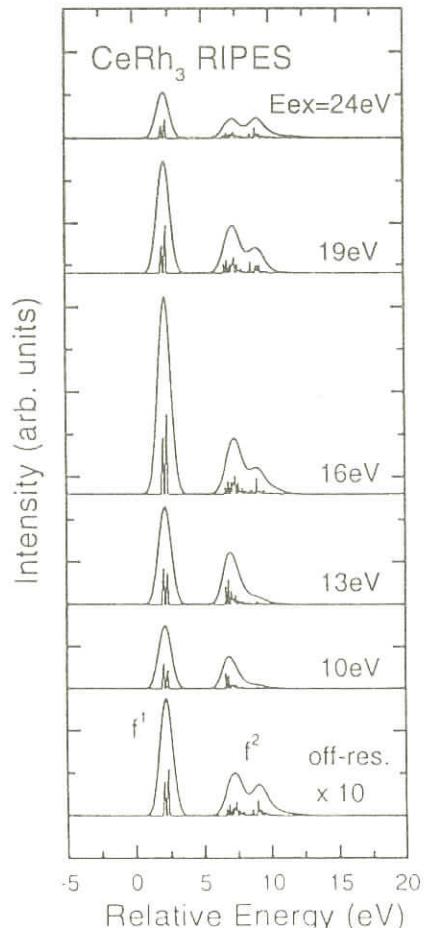


図2.



赤外放射光を用いた f 電子系物質の光吸収

神戸大学大学院自然科学研究科 木村 真一

最近、赤外放射光の有効性が認識され、世界中で多くの赤外ビームラインが建設されている。通常の実験室光源に対する赤外放射光のメリットは、主に高輝度性である。そのため、赤外ビームラインのほとんどが、顕微赤外分光やその応用である赤外イメージング分光を目的としている。しかし、赤外放射光は、偏光性でも特徴を持っており、広いエネルギー範囲で光学素子を用いずに、直線偏光、または、(惰)円偏光を利用できる点は他の光源にはない優れた性質である。そこで我々は、一昨年から赤外放射光の円偏光性分を使って、フェルミ準位近傍の電子状態の性質を調べるために、可視から遠赤外の広いエネルギー領域での磁気円偏光二色性の測定を開始した。この研究会では、これまで行ってきた実験の中で、CeAsの結果について報告する。

CeAs等のセリウムモノブリクタイトでは、ETHのグループがCeSbで巨大な磁気力一効果を0.46eVに観測しており、その起源が問題になっている。¹ このエネルギーはCeSbのプラズマ端に対応しているため、複素誘電率の実部、虚部ともに小さくなり、それに加えて電子間相互作用が強いために、巨大な磁気光学効果を生み出していると考えられている。² CeAsでも同様のことが考えられるが、プラズマ端がCeSbに比べて低エネルギー側にあり、かつ、 $p-f$ 混成等の大きさが違うため、磁気光学スペクトルがどうなるのか興味を持たれる。ここでのCeAsの実験効果は、以上のような観点から始めた一連のセリウムモノブリクタイトの磁気光学スペクトル測定の最初の結果である。

図1に、CeAsの光反射磁気円偏光二色性の結果から得られた非対角光学伝導度スペクトルを示す。この図ではPittiniらによって測定されたCeAsのデータも一緒にプロットしている。³ 我々のデータは7 K, 6Tという条件であるのに対して、彼らのデータは1.5K, 10Tなので、彼らの方が非対角光学伝導度が大きくなっている。しかし、彼らのデータの0.3eV以下を除いては、全体の傾向はほぼ合っているといってよい。この食い違いの理由は、我々のデータは、円偏光を得るのに光学素子を用いていないので0.01~1.5eVまで信頼できるのに対して、彼らのデータは、光

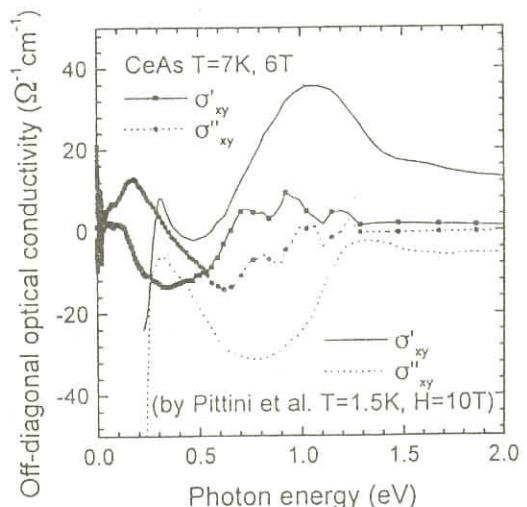


図1 CeAs の光反射磁気円偏光二色性から導いた非対角光学伝導度スペクトル。Pittini らによって測定されたデータ³もプロットしてある。

学素子を使って偏光をmodulateしているので、0.3eVが測定の限界であるためと考えられる。つまり、この結果は、広いエネルギー範囲で円偏光が使えるという放射光の特徴が出た実験であるといえる。

ここで用いたCeAs試料は、芳賀芳範（原研先端研）、鈴木孝（東北大院理）の両氏から提供していただきました。

1. R. Pittini, J.Schoenes, O.Vogt and P. Wachter, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 944.
2. A. N.Yaresko, P.M.Oppeneer, A. Ya. Perlov, V. N. Antonov, T.Kraft and H. Eschrig, Europhys. Lett. 36 (1996) 551.
3. R. Pittini, Doctor Thesis, ETH Zürich, 1995.

高輝度光源計画の概要

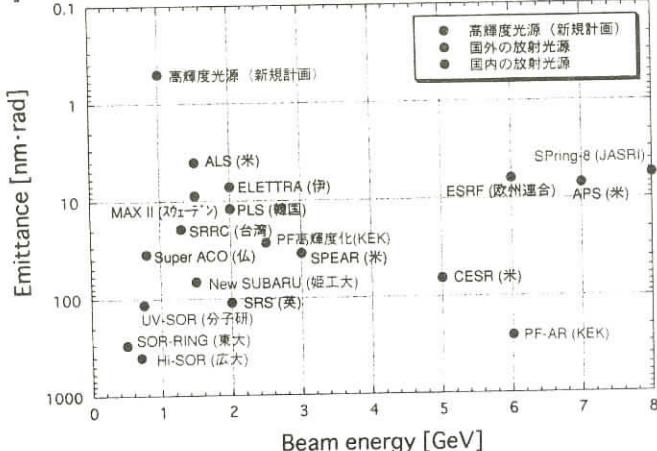
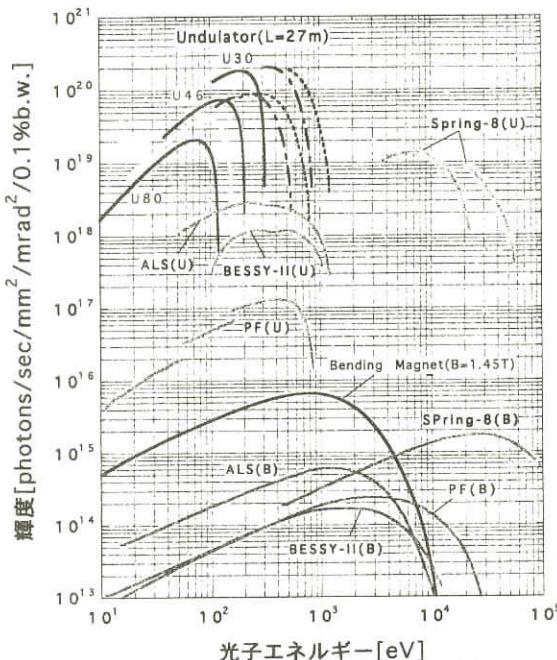
東京大学物性研究所 神谷幸秀

長年にわたり物性研究所が推進してきた高輝度光源計画を、東京大学の全学的支援の下に進めるべく、東京大学における加速器科学の研究教育の統合を目指した「加速器科学研究センター」の設置構想が平成7年に評議会において承認され、さらに、平成9年度には「次世代放射光科学のための基礎研究経費」（調査費的経費）の予算措置がなされた（平成10年度も継続）。また、「加速器科学研究センター」計画を段階的に実現するため、「高輝度光源研究センター」の設置構想が立案され、平成10年度の概算要求として提出された。しかしながら、財政構造改革、行政改革等、諸般の事情により、このままの計画では実現が困難となり、平成10年秋より、新たにVUV領域に主眼をおいた超高輝度光源計画の検討がなされてきた。この検討を受けて、平成10年3月、評議会において、「諸外国及び国内の状況を考慮して、緊急度の最も高い、真空紫外領域に重点を置いた計画が適切である」との「加速器科学研究センターに関する懇談会」報告が承認された。

この新規計画は、VUV領域での回折限界光源を目指ものであり、これに長いアンジュレータを設置することにより、世界の他施設を凌駕する高輝度放射光を全国共同利用に供することが可能となる。しかし、そのためには、未だどこでも実現していない低エミッタンス・ビームを安定に蓄積する光源リングと、それから発生する超高輝度放射光をハンドリングするビームライン・測定器を開発することが不可欠であり、この意味で、本計画は加速器科学と放射光科学に対するチャレンジングな計画と言える。なお、この計画では、光源リングの入射器（ライナック）からの電子ビームを用いた高輝度低速陽電子の利用研究を行うことも目的としている。

計画の主なパラメータ

ビーム・エネルギー エミッタンス	1 GeV 約1nm · rad (ゼロ電流では、約0.5nm · rad程度)
リング周長	233m
ビーム電流	約200mA
ビーム寿命	数時間
長直線部	2×30m
アンジュレータの1次光	200eV以下
最大輝度	$10^{20} [\text{photons}/(\text{s} \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{mrad}^2 \cdot 0.1\% \text{b.w.})]$ 以上
アンジュレータ・ビームライン	2本
アンジュレータ用実験ステーション	約8基
偏向電磁石ビームライン	約10本
偏向電磁石用実験ステーション	約20基
入射器（ライナック）	1GeV(SLED使用時)、約100m弱



高輝度光源計画の測定器系の概要

東大物性研 辛 塙

東京大学高輝度光源計画では、 $0.5\text{nm} \cdot \text{rad}$ 程度の低エミッタスを持つ世界最高輝度と世界初の計画を用いた30m級のアンジュレーターを用いた新しい物性研究が可能になる物と思われる。この画期的な特徴を生かした新しい物性実験を探ることがビームライン測定系として重要である。

東京大学高輝度光源計画では電子エネルギーが1GeVであるために、これまでの高輝度光源で問題になってきた熱負荷が問題にならなくなる。そのため、ビームライン側の熱負荷対策が大幅に軽減され、その分を測定器技術のR&Dに労力をさくことができる。このR&Dにより、高輝度を利用した超高分解能や小スポットサイズを可能にする測定器の技術開発することが我々の課題である。また、高分解能に対応するような低温技術等の周辺技術が必要である。この様な周辺技術はこれまでの光源では考えられなかった物になることは間違いない。

高輝度を利用した研究では、高分解能は 100eV で約 1meV の高分解能をめざしている。また、世界最小のスポットサイズをめざしており、 10nm 以下の微小な世界の電子構造を知ることができよう。

一方、30m級のアンジュレーターは分解能1000の分光機器に匹敵し、分光器なしの大強度利用実験が可能になる。この様な研究はまだなく、これまでできなかったような研究が可能になるだろう。

本計画では、放射光のコヒーレンスを利用した実験が可能になる。ホログラムや、非線形光学を利用した新しい研究が可能になる。しかし、これについてはほとんど研究が進んでいない。

ビームラインや分光光学系のR&Dとしては、これまで、特に、回折格子を中心とした光学素子の開発を行い、高分解能化に対応しようとしている。また、測定プログラムを標準化して、各ビームライン測定系の負担を軽くすることを行ってきた。これらについては引き続き行っていきたい。その他、上記に述べたようなP&Dではユーザーグループと一体になって行っていきたい。

高輝度光源計画における高分解能光電子分光

東 大 理 藤 森 淳

光電子分光の分解能がここ10年余り飛躍的に向上したことが固体物性研究に与えたインパクト是非常に大きい。高分解能光電子分光によるこれまでの主な成果として、

- 1 価数揺動希土類化合物における近藤ピークの観測, f バンドの観測。
- 2 高温超伝導体における超伝導ギャップとその異方性(d 波超伝導)の観測。

- 3 高温超伝導体における擬ギャップの発見。
- 4 金属-絶縁体転移（モット転移、電荷密度波等）の研究。
- 5 1次元モット絶縁体におけるスピン・電荷分離の検証。

などが挙げられる。高分解能光電子分光は、今後も実験精度の向上、研究対象の拡大によって、固体物性研究にますます必要不可欠な手段となって行く。これから的研究の方向の一つに「見えなかったものを見る」ことは明らかに重要である。

- 1 超高分解能 ($\Delta E < 1 \text{ meV}$) による超伝導ギャップ・近藤ギャップの内部構造の観察，“本当に”重い電子系の研究，“低温超伝導”，低温物理の研究。
- 2 高角度分解能 ($\Delta k = \pm 0.1^\circ$) による、分散の大きいバンドの構造、フェルミ面の精密決定。が考えられる。これと平行して、実験データから「より多くの情報を引き出す」努力も重要である。
 - 1 バンド構造、フェルミ面の決定法，“ギャップ or 擬ギャップ？”問題などに対して答えられるデータ処理方法の開発。
 - 2 スペクトル形状から重要な情報を引き出すための、既存の理論モデル（ハバード・モデル、アンダーソン・モデル）を超えた解析、クーロン・ギャップ効果、ポーラロン効果の検討。
 - 3 他の物性量（光学伝導度、電気抵抗、帯磁率など）との対応の追及。

高分解能光電子分光実験の目標は、超伝導機構、磁気抵抗等の物理現象の機構解明、新物質、新物性の開拓などの「物性科学へ貢献」である。

高分解能光電子分光実験をおこなう「フェルミオロジー・ビームライン」のサブグループには、高橋隆（東北大）、柿崎明人（物構研）、藤沢正美（物性研）、奥沢誠（群馬大）、宮原恒あき（都立大）、石井広義（都立大）、生天目博文（広大）、曾田一雄（名大）、溝川貴司（東大）の各氏に参加いただき、分光器の開発、電子エネルギー分析器の性能向上等を含めて検討を進めている。

高輝度光源計画による表面研究

奈良先端大 大門 寛

光電子分光で表面を研究しようとするとき、光電子の平均自由行程が数百eVで極小になることを考えると、数百eVから1keVの光を出す1GeV程度の放射光リングは表面研究に最適であると言える。それが高輝度になることは微小領域が高分解能で研究できるようになることであり、表面研究にとって極めて強力な武器を手にすることになる。多くの表面研究者が広く多目的に利用することを考えると、以下のような3種類のビームラインが必要と考えられる。

なお、共通の仕様は以下のものである。

- 光の強度を強くするために、アンジュレータを光源とする。

- 光エネルギー分解能：10000程度以上とし、10eVで1meV、1000eVでも0.1eVの分解能を確保する。
- 試料準備室を充実させて、種々の表面化合物を適切に作成できるようにする。
- 測定室のマニピュレータは試料温度を極低温近くまで下げられるようにし、相転移と電子状態や原子構造との関連を調べられるようにする。

I. 低エネルギービームライン (UPS領域)

- 光源：直線偏光アンジュレータ
- 光エネルギー域 10eV - 200eV
- 光エネルギー分解能：10000程度以上とし、10eVで1meVの分解能

I - 1. 角度分解光電子分光

固体表面にエピタキシャル成長させた表面化合物や超薄膜、規則量子細線などの価電子状態を調べるために、角度分解光電子分光を行う。

〔装置〕角度走査型角度分解光電子分光装置（エネルギー分解能3meV程度）

+ 2軸回転マニピュレータ

I - 2. スピン分解光電子分光

固体表面にエピタキシャル成長させた磁性超薄膜、磁性量子細線、磁性量子ドットなど、表面特有の強磁性を調べるために、スピン分解光電子分光を行う。

〔装置〕角度走査型角度分解光電子分光装置 + スピン検出器

I - 3. 二次元角度分解光電子分光

表面化合物や層状化合物の価電子電子状態を完全に調べるとともに、バンドを構成している軌道の帰属を行うために、二次元表示型球面鏡分析器を用いた二次元角度分解光電子分光を行う。

〔装置〕高分解能二次元表示型球面鏡分析器（エネルギー分解能3meV程度）

+ 2軸回転マニピュレータ

II. 中エネルギービームライン (XPD領域)

- 光源：直線偏光アンジュレータ
- 光エネルギー域 100eV - 1500eV
- 光エネルギー分解能：10000程度以上とし、1000eVで0.1eVの分解能を確保する。これにより、内殻シフトを利用して化学状態を分離した光電子回折や光電子ホログラフィーを行う。
- スポットサイズはできれば10ミクロンぐらい。

II - 1. 光電子回折・光電子ホログラフィー

固体表面にエピタキシャル成長させた表面化合物や超薄膜、規則量子細線などの原子配列構造を調べるために、光電子回折や光電子ホログラフィーを行い表面原子配列構造を決定する。

[装置] 角度走査型角度分解光電子分光装置（エネルギー分解能3meV程度）

+ 2軸回転マニピュレータ

II - 2. 二次元光電子回折

二次元検出器を用いた光電子回折や光電子ホログラフィーを行う。

[装置] 高分解能二次元表示型球面鏡分析器

+ 2軸回転マニピュレータ

III. 円偏光ビームライン

- 光源：円偏光アンジュレータ
- 光エネルギー域 100eV - 1500eV
- 光エネルギー分解能：10000程度以上とし、1000eVで0.1eVの分解能を確保
- スポットサイズはできれば10ミクロンぐらい。

III - 1. 磁気円2色性（MCD）測定装置

表面特有の強磁性を元素ごとに調べるために、円偏光MCD測定を行う。

[装置] MCD測定装置

III - 2. 光電子顕微鏡

表面特有の強磁性の磁区の空間配列を調べるために、円偏光励起光電子顕微鏡の測定を行う。

[装置] 光電子顕微鏡

III - 3. 二次元円偏光光電子回折

二次元表示型球面鏡分析器を用いた光電子回折や光電子ホログラフィーを、円偏光を励起光源として行い、スピンドル配列構造を測定する。

[装置] 高分解能二次元表示型球面鏡分析器 + 2軸回転マニピュレータ

高輝度光源計画における顕微分光

東京大学大学院工学系研究科 尾 嶋 正 治

光電子顕微鏡はX線をマクロビーム化して試料を走査する走査型光電子顕微鏡と光電子レンズ系を用いる投影型光電子顕微鏡に分けられる。光電子分光法は表面の組成、化学結合状態、電子状態、表面構造を決定出来る優れた手法であるが、X線集光レンズ系の作成が困難、指向性の良い光源がない、光電子投影レンズ系の性能が良くない、などの理由でこれまで光電子顕微鏡の実用化が遅れていた。しかし、近年Schwarzschild Objectives(SO)やFresnel Zone Plate(FZP)など集光光学系の急速な進歩によって、100nmの空間分解能で光電子イメージの撮影が可能になっており、現在ほとんどの第3世代放射光源で光電子顕微鏡プロジェクトSpectro Microscopyが中心テーマに採り上げられている。主にはX線を集光させる走査型光電子顕微方式であるが、光電子レンズ系を用いる投影型光電子顕微鏡の進歩も著しく、高い時間分解能を利用した表面反応ダイナミックスの解析や円偏光を用いた磁気構造のマッピングに威力を発揮している。

一方、21世紀のナノエレクトロニクスを支える技術としてメソスコピックなサイズの半導体、磁性体に注目が集まっており、メソスコピック・エレクトロニクス、メソスコピック・スピニックスを目指した研究が盛んに行われている。我々は、自己組織化を利用して形成した半導体ナノ結晶¹⁾や磁性ナノ結晶の電子状態、磁気的性質の解析を行っており、高輝度放射光を用いた顕微分光でこれらナノ結晶の物性解明を計画している。

本発表では、光電子顕微鏡²⁾の開発状況を簡単に概説するとともに、VSX高輝度光源で利用可能な100eV以下の円偏光アンジュレータ放射光を用いて半導体／磁性ナノ結晶の新しい物性を解析するのに必要な約20nmΦのナノビームの形成について説明する。このナノビームを用いれば、電子のドブロイ波長より小さな構造における電子状態（価電子帯における量子閉じ込め効果）、化学状態などが明らかになり、また、ナノ磁石中の磁気構造などにもメスを入れることが出来る。ここでは、空間分解能とエネルギー分解能が重要になる。高い分解能の光電子顕微鏡により、どのような研究テーマが可能かについても提案していきたい。

ところで、顕微分光としてもう一つの重要な尺度は時間分解能で、1画像(frame)を1/30秒で撮影出来れば動画が可能になり、表面における反応ダイナミックスを追跡出来る。最近、15nm空間分解能で50frames/sのイメージを撮影出来るPEEMが開発されている。表面電子状態（特に仕事関数の差）によるイメージングであるため、コアレベルによる元素選択性はないが、吸収端近傍の円偏光放射光を照射することで例えば磁性量子細線における磁壁の動き解析など、メソスコピック・スピニックスの基礎となる情報が得られるものと期待される。

1) M. Oshima et al., *J. Electron Spectr. Rel. Phenomena* 80(1996) 129.

2) T. Kiyokura, M. Oshima, et al., *J. Synchrotron Radiation* 5, 1111(1998).

放射光とレーザーの組み合わせ実験：2光子励起と光脱離+光電子分光

分子科学研究所UVSOR施設 鎌田 雅夫

放射光とレーザーを組み合わせた実験は、V. Saile (1980) が窒素レーザーを用いて、希ガス凝縮層の緩和励起子状態からの全電子収量測定を行った事例にさかのぼる。しかし、その後は、放射光分野の研究や実験施設などの急激な発展に比べれば、比較的ゆるやかであった。気相については、仏国、独国で継続的に研究が行われ、過渡的あるいは励起状態のイオンの電子状態などが研究されてきたのに対し、特に固相については、伊国、米国で幾つかの報告例があるだけで、余り行われて来なかった。分子科学研究所UVSOR施設でも、三谷 (1989) よって、YAGレーザーと放射光を用いた先駆的な同期実験が色素試料で行われたが、その後中断されていた。このような世界的な停滞が存在した理由の詳細は明らかではないが、放射光とレーザーの組み合わせ実験を遂行する上での、放射光とレーザー双方に実験技術的な困難が存在していたこと、双方の実験環境に大きな隔たりがあったことなどが考えられる。しかしながら、最近は、放射光とレーザーの組み合わせ実験の重要性が認識されるようになり、世界の放射光施設で試みや提案がされるようになってきた。

放射光とレーザーの組み合わせ実験は、(1)放射光による作用をレーザーで検出する方法、(2)レーザーが作用した状態を放射光で検出する方法、(3)そしてレーザーと放射光を同時に作用させる方法など、いろいろの組み合わせがあり、ようやく取り組みが始まったところである。我々は、(1)1993年頃から、放射光励起によるイオン結晶表面からの中性種の検出を目的として、放射光とダイオードレーザーの組み合わせ実験を行って、脱離の時間応答性にナノ秒の早い成分が存在することを見出した。また、(3)数年前から、レーザーと放射光の2光子励起実験を試行錯誤してきたが、2年ほど前に、Q-スイッチ YAGレーザーと瀬谷波岡分光器からの放射光を組み合わせた、2光子励起発光信号を得ることに成功し、BaF₂結晶の2p励起子帯の同定を行うとともに、共鳴励起による強度増大やカスケード課程などの存在を見出した。さらに最近、(2)光電子分光装置とモードロックYAGレーザーを組み合わせて、GaAsの電荷分布の過渡的なレーザー光誘起変化を、内殻光電子スペクトルで測定することを試み、信号を得ることに成功した。

このように、放射光とレーザーの組み合わせ実験は、まだ発展途上にあるが、放射光を利用する物性研究分野だけでなく、多くの研究分野にとっても新しい情報をもたらすことが確実な、将来性ある実験手法があるので、高輝度光源計画の実現の曉には、是非ともレーザーと放射光を組み合わせた実験ステーションが建設されることを切に願う次第である。

物性研究所短期研究会報告

「量子渦の物理の新展開」

日時：8月3日（月） - 8月4日（火）

場所：東京大学物性研究所Q棟講義室

世話人 坪田 誠（大阪市大理）

池田 隆介（京大院理）

大見 哲巨（京大院理）

奥田 雄一（東工大理）

木田 重雄（核融合研）

久保田 実（東大物性研）

和田 信雄（東大院総合）

超流動ヘリウムにおける量子渦はボース凝縮系に特有な巨視的量子状態の産物であり、その物理は量子流体の根幹にかかわる問題として膨大な研究が行われてきた。そしてそれらは、近年、国内外ともに、優れた新しい実験（物性研の世界最高速回転冷凍機など）と、計算物理も含めた理論的解析により、新たな展開を見せている。

元来、渦は様々な物理に登場し、重要な役割を担ってきた。そしてそれらには共通の現象、問題意識が少なくない。例えば、流体力学は言うに及ばず、磁場中の第二種超伝導体の渦糸、宇宙論のコスミックストリング、電荷密度波中の量子渦、プラズマ中の磁力線など、線欠陥（二次元系では点欠陥）としての広義の渦の重要性は強調しすぎることはない。しかし、従来、このような『渦』という観点から各分野を横断して共通の物理を紡ごうとする試みは行われたことがなかった。

本研究会は、低温物理、物性理論、流体力学、宇宙論・素粒子論などの分野を横断し、典型的な線欠陥である量子渦の新しい物理、さらにはその根底にある巨視的量子現象としての量子流体研究の新展開に関する議論を行う初めての試みとして開催された。参加者が70名を越える盛会となり、活発な議論・情報交換が行われた。本研究会が端緒となり、今後この分野がますます発展し世界をリードすることを願うものである。

プログラム

8月3日(月)

(以下の時間は質問5分を含む)

10:55 - 11:00	挨拶	坪田 誠
11:00 - 13:00	超流動ヘリウム(1) 渦糸乱流での"eddy viscosity"のeffect	座長 和田信雄 30分
山田一雄		
量子渦の3次元ダイナミクス		30分
坪田 誠(大阪市大理)		
³ He - ⁴ He混合液における量子渦		30分
佐藤武郎, S.N. Burmistrov(東北大院理)		
多孔質ガラス中He薄膜の層流乱流転移		30分
久保田 実(東大物性研)		

昼食(13:00 - 14:00)

14:00 - 15:00	流体力学(1) 乱流中の渦管の秩序構造	座長 山田一雄 30分
木田重雄(核融合研)		
壁近傍乱流の渦構造とその生成・維持機構		30分
三宅 裕(阪大院工)		

休憩(15:00 - 15:15)

15:15 - 16:55	超伝導 超伝導体の渦糸状態	座長 松川 宏 40分
池田隆介(京大院理)		
高温超伝導体の渦糸状態におけるホール効果		20分
永岡達司(北大理, 東大物性研), 松田祐司(東大物性研)		
超伝導渦糸のコアにおけるスペクトルフローと渦糸のダイナミクス		20分
林正彦(東北大院情報)		

超伝導Vortex Lattice 状態の群論的分類 20分
尾 崎 正 明 (高知大理)

休 憩 (16:55 - 17:10)

17:10 - 19:00	宇宙論 & 超流動 ³ He	座長 坪 田 誠
宇宙ひもと大規模構造の形成		40分
森 川 雅 博 (お茶の水大理)		
超流動 ³ Heと宇宙論		20分
中 原 幹 夫 (近畿大理工)		
回転する超流動 ³ Heのtexture		30分
水 崎 隆 雄 (京 大 院 理)		
超流動 ³ He A1相の渦		20分
高 木 丈 夫 (福 井 大 工)		

懇親会(19:00 -)

8月4日 (火)

9:00 - 10:30	他の系の超流動と渦	座長 水 崎 隆 雄
アルカリ原子気体ボース凝縮と超流動		30分
大 見 哲 巨 (京大院理)		
電子正孔系の秩序形成と超流動		30分
飯 田 武, 坪 田 誠 (大阪市大理)		
電荷密度波の渦		30分
松 川 宏, 三 宅 博 之 (阪大院理)		

休 憩 (10:30 - 10:50)

10:50 - 12:30	流体力学 (2)	座長 木 田 重 雄
乱流の微細渦構造の普遍性		20分
店 橋 護 (東工大工)		
一様等方性乱流中の渦生成のシミュレーション		20分
山 本 稔 義 (航技研)		

チャンネル流乱流における乱れ生成輸送過程と秩序渦形成の役割	20分
藤 定 義 (京大院理)	
高次局所誘導近似について	20分
福 本 康 秀 (九大院数理)	
流体乱流の渦度の特徴付けについて	20分
大木谷 耕 司 (京大数研)	

昼 食(12:30 - 13:30)

13:30 - 15:20 超流動ヘリウム (2)	座長 大 見 哲 巨
ヘリウム 3 薄膜のカイラル超流動転移	30分
川 村 光 (京工織大工)	
多孔体中の ⁴ He超流動渦の閉じこめと 1 次元ヘリウム量子流体	30分
和 田 信 雄 (東大院総合)	
多孔質ガラス中 He薄膜の回転実験 渦格子の凍結 - 融解転移	30分
福 田 宗 行, 久保田 実 (東大物性研)	
量子化された渦のコア構造とダイナミクス	20分
蓑 口 友 紀 (東大院総合)	

休憩(15:20 - 15:40)

15:40 - 16:40 超流動ヘリウム (3)	座長 池 田 隆 介
超流体He中のVortex Nucleation と Vortex Phonon Interaction	30分
石 川 幸 志, 山 本 洋 (横浜市大理)	
局所誘導近似での渦糸の量子統計	20分
安 井 幸 則, 坪 田 誠 (大阪市大理), 小 倉 和 一 (阪大院理)	
超流動乱流国際ワークショップ報告	10分
山 田 一 雄, 久保田 実	

渦糸乱流での“Eddy Viscosity”的effect

山田一雄

[1] パイプの中を超流動状態にある液体ヘリウムが流れると、二流体理論では超流動成分は密度 ρ_s で粘性を伴わない流れ v_s 、常流動成分は密度 ρ_n を伴って粘性 η_n による Poiseuille 流 v_n であるとし、これを流体力学に習って層流とよぶ。流速がある臨界値を超えると、超流動速度場 $v_s(r,t)$ に量子化された循環 $k = h/m = 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ をもつ渦糸（芯の半径は \AA のミクロ長）が発生し渦糸乱流（超流動乱流）となる。その結果パイプの両端で観測される、温度差および圧力差は、層流状態での値に比して余分な增加 $\Delta T'$, $\Delta P'$ を示す。これらについてのデータは過去多くのものが蓄積されている。理論的な理解は過去の現象論によるものから、現在では相互摩擦力項 F_{ns} を含む二流体理論の導出がなされている。

[2] 渦糸はその曲線の時刻 t の位置ベクトルをアーチ長 ξ をパラメータにして $s(\xi, t)$ と表すと、渦糸の瞬間速度 $\dot{s}(\xi, t)$ は、

$$\dot{s} = v_s + \alpha s' \times (v_n - v_s) - \alpha' s' \times (s' \times (v_n - v_s)) \quad (1)$$

と近似的に決まる。ここで v_s は外部から駆動するポテンシャル流 v_{sa} と、渦糸自身がつくる自己誘導速度の和、 $v_s = v_{sa} + v_i$ である。 v_i は局所誘導近似では $v_i(\xi, t) = \beta s'(\xi, t) \times s''(\xi, t)$ と表される ($s' = \partial s / \partial \xi$, $s'' = \partial^2 s / \partial \xi^2$ ，そして $\beta = (k/4\pi)\log(R/a_0)$ (a_0 は渦糸の芯の半径, R は曲率半径)), そして α , α'' は渦糸が常流動を担うフォノンやロトンによる散乱から受けける力の無次元の係数である。上記の表現は渦糸の慣性質量が無視出来る近似のもとでは、渦糸に働く力, Maguns 力 f_M と常流動が及ぼす力 f_n が全体としてゼロになる条件, $f_M + f_n$ から導かれる。

一方渦糸のつくる $v_s(r, t)$ の運動方程式は渦糸の変数により次式で与えられる。

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} + \nabla(\mu + v_s^2/2) = k \int d\xi (\dot{s}(\xi, t) \times s'(\xi, t)) \delta(r - s(\xi, t)) \quad (2)$$

(1), (2)式はともに渦糸のある時刻での 1 つの分布についての表式である。(1)を(2)に代入して渦糸の分布についてのアンサンブル平均をとることにより、相互摩擦力 F_{ns} を含む v_s の流体力学方程式をうる。

[3] 結果として二流体の流体力学方程式は次式で与えられる (F_s については後述)。

$$\rho_s \left(\frac{\partial v_s}{\partial t} + v_s \cdot \nabla v_s + \frac{1}{\rho} \nabla P - S \nabla T \right) = F_{ns} + F_s \quad (3)$$

$$\rho_n \left(\frac{\partial v_n}{\partial t} + v_n \cdot \nabla v_n + \frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{\rho_s}{\rho_n} S \nabla T \right) = -F_{ns} + \eta_n \nabla^2 v_n \quad (4)$$

$$F_{ns}(r, t) = \rho_s k a [I_{\parallel} L(r, t) w(r, t) - \beta I_{\perp} L(r, t)^{3/2} \dot{w}(r, t)] \quad (5)$$

ここで相対速度 $w = v_n - v_{sa}$ とその単位ベクトル \hat{w} を用いた。また L は単位体積の中の渦糸の長さ, I_{\parallel}, I_{\perp} はそれぞれ w に対する平均の渦糸の偏りの異方性, v_i の平均の異方性を表す無次元の係数である。以上は主に Schwarz¹⁾ が homogeneous turbulence の場合に展開した議論を多少拡張したものである。

- [4] 定常流で観測される[1]で述べた $\Delta T'$ は F_{ns} の存在により説明されるが, $\Delta P'$ には F_{ns} は寄与しない (定常流で(3)と(4)の和をとれば, $F_S = 0$ なら v_n は Poiseuille 流である)。従って圧力差に寄与する力 F_S として, 一つの現象論的候補として(3)に渦粘性項 $\eta_s \nabla^2 v_s$ を導入し, $\eta_s = \rho_s \beta \xi a L^{1/2}$ の表式を仮定した。 $\rho_s \beta$ は粘性係数の次元を持ち, $a L^{1/2}$ は渦糸乱流の無次元の発展パラメータであり (L は均一な定数とする), ξ は数パラメータである。断面の半径 a のパイプの軸方向のみの流れ(軸対称)を考察し, 境界条件は $v_n|_{r=a}=0$ そして $v_s|_{r=a}=v_0$ を課した。圧力差は $\Delta P' = (8\eta_s/a^2)(V_s - v_0)$ と表される (V_s は $v_s(r)$ の断面での平均速度)²⁾。熱対抗流での $\Delta P'$ の最近のデータ³⁾を, ξ と v_0 をパラメータとして解析した。さらに, これらのパラメータの値を用いて $v_n(r)$, $v_s(r)$, $w(r)$ の半径 r 方向の流れのパターンを, $a L^{1/2}$ の増加に対して計算すると, $v_n(r)$, $v_s(r)$ は 2 つの粘性係数に応じたパターンを示すが, 相対速度 $w(r)$ は $a L^{1/2}$ の増大とともにフラットになるという結果を得た。ここでは v_n は層流に近いとしたが, 熱対抗流においては 2 つの乱流状態 TI, TII がありその原因是未解決であったが, 最近の論文⁴⁾によると, TI 状態は $a L^{1/2} \approx 5$ になると(4)式の v_n が線形不安定を起こすことを示している。従って TII では v_n の乱流状態が実現することになり興味ある問題である。

- 1) K. W. Schwarz, Phys. Rev. B 38 (1988) 2398
- 2) S. Kashiwamura et al, to be submitted Physica B
- 3) M. Yamaguchi, to be submitted Physica B
- 4) D. L. Melotte and C. F. Barenghi, Phys. Rev. Lett. 80(1998)4182

量子渦の 3 次元ダイナミクス

大阪市大理 坪 田 誠

超流動 ^4He の量子渦は、完全流体の超流体の渦であること、循環 κ が $\kappa = h/m$ と量子化されていること(h はプランク定数、 m は ^4He 原子の質量)、その渦芯半径が原子サイズであることなどの、際立った特徴を持っている[1]。Onsager, Feynmanの理論的予言以来、量子渦は、超流動 ^4He の物性・流体力学に深く関与する対象として、膨大な研究が行われてきた。その 3 次元ダイナミクスの理解は、80年代にSchwarzにより始められた計算物理研究により著しく進展した[2]。ここでは関連するいくつかの話題を取り上げる。

量子渦の運動を記述するには、二つの立場がある。平均の渦間距離及び曲率半径が渦芯半径に比べて十分大きい場合は、芯の構造を無視した渦糸近似が成り立つ。渦芯の外の超流動速度場は、Biot - Savart Lawに従うポテンシャル流であり、Kelvin - Helmholtz の定理より、渦はその場所の速度場に乗って動く。これに、渦と常流体の間に作用する相互摩擦力を付加する。一方、渦の生成や再結合など、渦芯が関与する現象を調べるときは、Bose 凝縮系の秩序変数に対する Gross - Pitaevskii 方程式(非線型 Schrödinger 方程式)を扱わねばならない。ここでは、前者の渦糸近似に基づく数値計算について述べる。

超流動 ^4He の管内流がある臨界流速を超えると、量子渦が高密度に絡み合った Vortex Tangle が生じ、超流動は壊れる(超流動乱流)。Schwarz は、reconnecting vortex tangle model(局所誘導近似 + 後述の再結合)により、渦密度の流速依存性を求め、実験結果と定量的にあう結果を得た[2]。しかしその数値計算では、(1) 2 本の渦がある臨界距離以内に接近すると人工的に確率 1 で再結合を起こさせる(2) 全方向に周期境界条件を課すとき一定時間毎に random mixing を加える、という非自明な仮定を導入しており、tangle の形成が十分に理解されたとは言い難い。

超流動乱流の他に、渦の固体壁面におけるピンニング[3]、回転超流動における渦の伸長と渦格子の形成[4]などの現象も調べられている。

[1] R.J. Donnelly, *Quantized Vortices in Helium II*, Cambridge University Press, Cambridge(1991).

[2] K.W. Schwarz, Phys. Rev. B31, 5782(1985); *ibid.* 38, 2398(1988).

[3] M. Tsubota and S. Maekawa, Phys. Rev. B47, 12040(1993); M. Tsubota, *ibid.* 50, 579(1994)

[4] 例えば、M. Tsubota and H. Yoneda, J. Low Temp. Phys., 101, 815(1995).

^3He - ^4He 混合液における量子渦

東北大院理 佐藤 武郎

I. ^3He - ^4He 混合液が充填された流路を用意して、流路の一方から ^4He の超流動成分のみを流す。

この時、

(1) 超流動成分の速度 V_s が如何なる値に達した時 ^3He も「流れ」という運動状態に入るのか。

^3He の速度 V_3 と V_s との関係はどうなのか。

(2) ^3He の流れ状態は如何なるものであるのか。

ということを問題とする。

II. 流路の両端にはスーパーリークが接続され系内の ^3He は逃げぬようになっている。入り口及び出口のスーパーリークと流路との間には、キャピラリーの体積に比べて充分大きい容積をもつ液溜が設けられており出口の液溜は熱浴にサーマルアンカーされている。入口の液溜にNMR用ピックアップコイルを取り付け、 V_s を一定に保った状態で、 ^3He のNMR強度の時間変化を追うことにより流路内の ^3He の平均流速 V_3 を V_s の関数として求めることができる。結果は表に示した通りである。

流路の直径 (mm)	超流動臨界速度 $V_{sc}(\text{cm/s})$	^3He が動き出すための臨界速度 $V_c(\text{cm/s})$
0. 1	3. 2	2. 5
0. 2	0. 8	1. 2
1. 0		2. 5

この表において V_{sc} は流路両端の圧力差測定より求めたものである。尚、流路は Cu-Ni チューブであり、流路長さは 50cm 程度である。

この結果が示していることは、

「超流動成分の流れによって ^3He の流れが誘起されるための臨界速度 V_c は、いわゆる超流動臨界速度より 1 衝程度大きく、流路管径に逆比例している。」

ということである。

III. 直径 1 mm の流路中間に NMR ピックアップコイルを取付、磁場勾配下でのパルス NMR より、 ^3He の流れ状態を調べた結果、流れはほぼボアズイユ流であることが見出された。

IV. 以上の結果から得られる物理的描象は凡そ以下の通りである。

「 $V_s \geq V_{sc}$ で量子渦糸が生成されるが、管壁にピン留めされていて渦糸の流れは生じていない。 $V_s \geq V_c$ でこのピン留めが外れて渦糸(vortex tangle)の流れが生じ、これが ^3He の流れを誘起する。流れる渦糸と管壁のピン留め中心との相互作用によって vortex tangle はボアズイユ的に流れ、従って ^3He の流れ状態はボアズイユ的となる。」

V. 分からないこと。

「 V_{SC} より 1 衡程度大きい V_C を説明できるピン留め機構はどのようなものか。」

文献 : T. Satoh et al Physica 146B(1987)379,
Physica B 154(1988)116, 172(1991)409, 420.

多孔質ガラス中He薄膜の 2 次元 3 次元超流動転移と層流乱流転移

東大物性研 久保田 実
小幡利顕
大山一成
矢野達也
木本賢治
福田宗行

超流動層流乱流転移はVortex Tangleの生成・消滅現象と考えられる 3 次元超流体特有の現象である。我々は、孔径が揃い孔が 3 次元的に繋がった多孔質ガラス中に単原子膜厚前後の超流動 He薄膜を生成し、この系の超流動特性と、量子渦系の振る舞いを研究している。薄膜の 2 次元性と孔の 3 次元性から、この系の超流動も 2 つの次元の特徴を持つはずである[2]。我々は、捻り振り子法及び、超流動流れ[1]の実験により研究している。ここでは、孔径 1 ミクロンの多孔質ガラス中に吸着した各種の膜厚の He薄膜について報告する[3]。

図 1 は、熱流即ち超流動流速を無限小にしたときに対応する熱伝導率 κ を温度の関数として 3 種類 ($T_c=670, 1015, 1130\text{mK}$) の異なる膜厚試料についてプロットしたものである。高温側の常流動状態の値は、He薄膜と平衡である He 気体の熱伝導で決まり、定量的に説明される。各膜で超流動転移点で、熱伝導率 κ の急上昇が見られる。この点の近傍 T_c の 1 % の幅を詳しく見ると実は、超流動の性質が高温側の 2 次元的から低温側の 3 次元的に転移することが見出された。我々は超流動流を熱的に起こしているが、図 2 は温度差 ΔT と dQ/dt の log-log プロットで、この事を見る事が出来る。即ち、 T_c 以下の極く狭い温度範囲で、 ΔT が小さい領域でこのプロットの傾きが 1 から 3 へ急変している。即ち、この領域で、2 次元系(Kosterlitz - Thouless 転移)での超流動密度の跳びに対応するものが見えている。これは、我々これまでの回転下の捻り振り子実験の結果（本研究会 2 日目福田発表）で、 T_c の 1 % の幅で、2 次元的量子渦の動特性によるエネルギー散逸が見えているとの辯證が合う。超流動流れの実験からは、3 次元の超流動を壊す臨界速度の情報も得られる。こうして、この狭い領域以外の広範な温度領域が、3 次元的な超流動の振る舞いを理解できる。

我々は、図1の膜の内、 $T_c=670\text{mK}$ の試料について図の斜線で示される領域に超流動流れの性質が、著しく異なる領域を見出した。(昨年秋の物理学会低温シンポジウム概要参照)。先ず、気付く大きな変化は、熱のパルスに対する応答時間の急変であった。その他にも、幾つかの特徴的振る舞いがあり、これまでのバルクHe中の熱対向流実験の結果と我々の多孔質ガラス中のHe薄膜の超流動流れ実験の結果を比較し、その特徴をこの系での層流乱流転移の可能性として議論した。勿論、我々の系では乱流を引き起こす渦粘性の起源など大きな課題が残されている。この系の特徴は、いわゆる常流成分は、基盤に固定されているので、この斜線領域の現象が、超流動乱流であるとすれば、粘性の起源から考えねばならない全く新しい問題である。

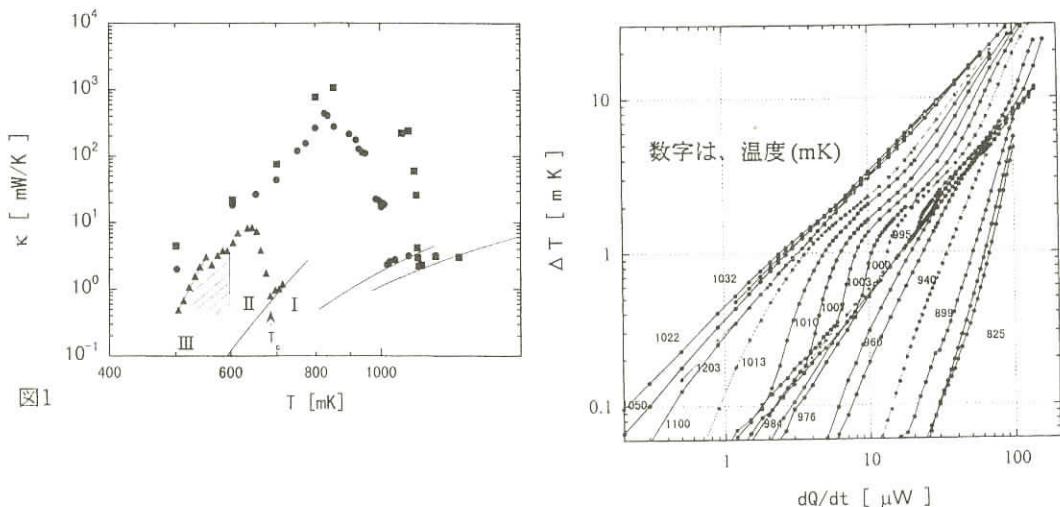


図1

- [1] V. Ambegaokar, B. I. Halperin, D. R. Nelson, and E. Siggia, Phys. Rev. B21, 1806 (1980).
- [2] T. Minoguchi and Y. Nagaoka, Progr. Theor. Phys. Vol. 80, 397 (1988).
- [3] M. Kubota, T. Iida, G. Ueno, V. Kovacik, M. Fukuda, T. Yano, and M. Zalalutdinov, "Thermal Conductivity Study of Thin He Films Adsorbed in Porous Glasses with Well Controlled Pore Size", J. Low Temp. Phys., Vol. 101, Nos. 1/2, 265-270, (1995); M. Kubota, T. Yano, T. Iida, G. Ueno, V. Kovacik, and M. K. Zalalutdinov, "Mass transport in thin superfluid ^4He films in porous media", Czechoslovak J. Phys. Vol. 46, Suppl. S1 437, (1996); and to be published in JLTP(1998).

乱流中の渦管の秩序構造

核融合科学研究所 木田 重雄

乱流場のように真に3次元的で複雑な流れのダイナミックスを理解するには、まず、渦構造の定義、同定、可視化の工夫が必須条件である。渦運動に関する科学的な議論は、客観的で曖昧さのない共通の渦構造の認識に基づかなければならぬ。

渦の客観的な定義、正確な同定、わかりやすい可視化法、の構築を目標として、我々は最近、真に3次元的な流れにおける管状渦の旋回中心軸と旋回領域を、「圧力の断面極小線」と「旋回条件」を用いて数値的に追跡する方法を開発した[1-3]。

圧力の極小線は、1階微分とヘシアン（2階微分係数を成分とする対称行列）の固有値および固有関数によって表される。第1第2固有ベクトルの張る面への速度成分が梢円的であるという旋回条件をこれに課すことにより、渦の旋回中心軸と旋回領域を抽出する。

この方法を一様等方乱流に適用し、渦領域が時間の経過とともに細長く管状に引き伸ばされること、管の平均直径が、コルモゴロフ長の8倍程度のまわりに普遍的に分布することなどを観測した。

今後は、一様乱流ばかりではなく、非一様乱流にもこの方法を適用し、乱流における渦運動の特性を調べていく予定である。

なお、この研究は、核融合科学研究所の三浦英昭氏と共同で進めているものである。

引用文献

- [1] H. Miura and S. Kida, Identification of tubular vortices in complex flows. *J. Phys. Soc. Japan* **66** (1997) 1331 - 1334.
- [2] S. Kida and H. Miura: Swirl Condition in Low - Pressure Vortices. *J. Phys. Soc. Japan* **67** (1998) 2166 - 2169.
- [3] S. Kida and H. Miura: Identification and analysis of vortical structures. *European Journal of Mechanics B/Fluids* (in print)

壁乱流の渦構造とその生成・維持機構

大阪大学大学院工学研究科 三宅 裕

壁乱流では壁近傍が必然的に低レイノルズ数流れになるため、乱れは等方性を失い、構造をもつようになる。壁乱流の構造は境界層、内部流れとも、壁近傍に関しては大きな違いが無いため多くは二枚の平行平板間の流れ、いわゆる溝乱流を用いて調べる。壁に沿う流れは壁面抗力があるので流れの力学的エネルギーが失われるが、溝乱流では流れは圧力勾配によって駆動される。レイノルズ

数が十分低いときは圧力勾配を通じて流れに与えられるエネルギーは壁の滑りなし条件から生じる流体粒子の歪み速度による粘性消散と釣り合うが、レイノルズ数が大きくなると乱れが発生し、エネルギー消散は乱れによっても受け持たれる。乱れが平均流から受けとるエネルギー P は壁近傍の薄い層内に限られ、その機械的エネルギーをほぼ全量その層内で消散する。 P は消散量 ϵ よりわずかに大きく、その差は壁遠方に運ばれて壁遠方の乱れが維持される。層の厚さ δ は $\delta^+ = u_r \delta / \nu$ (u_r :摩擦速度、 ν :動粘性係数) にして100程度になり、レイノルズ数に無関係である。 u_r はレイノルズ数の増加とともに大きくなるので厚さ δ は薄くなる。

この層内で壁乱流の主要な現象が集中し、この層内の乱れの生成機構を破壊すれば乱流を層流化することができると期待されている。壁近傍での乱れは乱れ、渦度の強さなどの統計量が流れの向きに強い成分をもつような強い非等方性を示すが、その最も顕著な要素が縦渦である。縦渦はほぼ流れ方向に軸をもつ渦度の集中する領域であるが、渦管ではない。その同定には幾つかの提案があるが[1]、ここに考える壁近傍の乱れに関してはその流れ方向性 ω_x の強い領域で同定できる[2]。縦渦は十分な自立性があり、平均流から乱れに落ちるエネルギーの大部分が含まれる層内のみで閉じた生成維持機構をもっている。一つの縦渦は無次元時間 $t^+ = tu_r^2 / \nu \approx 10^3$ 程度の寿命をもち[1]、粘性拡散による消滅に抗して渦度 ω_x を自給しつづける[3]。その機構は壁近傍の強い流れに直交する方向の渦度成分 ω_z を自身の回転運動によって巻き取り ω_x に変換し、縦渦内部に吸収することにある。このことは渦度 ω_x の生成率の場所的分布を調べることによって知ることができる。このとき、渦度の生成は渦管の伸びによってのみ可能であるが特定方向の成分を考えるときは伸びの寄与 $f_e = (A \cdot \omega) \cdot e_\omega$ と回転の寄与 $f_t = |A \cdot \omega - f_e e_\omega|$ （ただし A は変動速度勾配テンソル $\partial u'_i / \partial x_j$ 、 e_ω は渦線方向の単位ベクトル）を考えなければならない。[3]

縦渦は生成から消滅までの間に他の縦渦を再成する。この再生には幾つかの機構が知られているがいずれも新しく生成される縦渦は回転の向きが反対で、親渦の近傍に再生される。このうち、親渦の上流端上部での再生[4]が最も有力と考えられる。この自己再生機構のために縦渦は多くの場合、群を構成し[5]、再生によって縦渦群は規模の消長はあるが長時間にわたって持続する。縦渦の初生は層流から乱流への遷移の過程でのそれはシミュレートされているが、強く変動する乱流場でのそれは十分な理解が得られているとはいえない。

縦渦の制御によって壁乱流の制御が可能で[6]、工学的に最も関心のある壁面摩擦抵抗力の低減は縦渦の抑制によって実現できる。ただし、現状は数値実験や制御手法の理論の構築にとどまっており、実験による実用化の検証はまだ無い。また、一つの縦渦の寸法は普通のレイノルズ数では1mm以下になるので制御のためのデバイスは極めて小さくなければならない。このため群を制御する機構が望まれている。

以上のように、ここでは壁乱流の制御を視野に、壁近傍乱流の構造とその維持機構について、筆者らの研究を中心に最近の進展を述べた。

参考文献

1. 大宮司久明, 三宅 裕, 吉沢徵編, 「乱流の数値流体力学」第5章, 東大出版会, 1998, pp.230 - 234.
2. 辻本 公一, 三宅 裕, 「壁近傍乱流の縦渦の同定と維持機構の解析」, 日本機械学会論文集B編 64 - 623, 1998, pp.1989 - 1996
3. Y.Miyake, K.Tsujimoto, "Behaviour of Quasi - Streamwise Vortices in Near-Wall Turbulence.", ASME Publication FED - 238 - 3, 1996, pp.41 - 48.
4. Y.Miyake, R.Ushiro, T.Morikawa, "The Regeneration of Quasi - Streamwise Vortices in the Near - Wall Region", JSME Intern.J., ser.B, 40 - 2, 1997, pp.257 - 264
5. Y.Miyake, K.Tsujimoto, T.Morikawa, "On Clustering of Quasi - Streamwise Vortices in Near - Wall Turbulence", Proc.11th Symp. TSF, Sept.8 - 10, 1997, Grenoble, pp.11 - 1 ~ 11 - 6
6. Y.Miyake, K.Tsujimoto, M.Takahashi, "On the Mechanism of Drag Reduction of Near - Wall Turbulence by Wall Oscillation", JSME Intern.J., ser.B 40 - 4, 1997, pp.558 - 566

超伝導渦糸状態の相図

京都大学大学院理学研究科 池田 隆介

磁場下の第二種超伝導体が、磁束密度 B で決まる数の渦糸の多体系になることは良く知られている。1987年頃までの文献を調べてみるとわかるが、この渦糸系の基底状態である渦糸格子（固体）は本質的にマイスナー相（ゼロ磁場超伝導相）と同じ意味での「超伝導相」とみなされ、正常金属相と渦糸格子の間の $H_{c2}(T)$ 線での相転移は二次転移とされ、そこで渦糸の位置の秩序と超伝導位相の秩序が同時に起きるとされていた。

しかし、この平均場近似での結果は熱揺らぎを一旦採り入れると定性的なレベルで劇的な変更を受ける。まず、 $H_{c2}(T)$ 線では何の相転移も起き得ないことが明らかになり、渦糸格子への転移（つまり、渦糸の位置の秩序化）は位相秩序化を要求せずに起きる。そして通常の固体・液体転移と同様、渦糸格子の融解転移は一次転移と予想される。本研究会では、この（全く乱れの効果のない）三次元第二種超伝導体の真の相図に関するシナリオが理論的にどのようにして結論づけられたかを概説し、YBCOのような酸化物高温超伝導体のデータからの帰結とコンシステントになっていることを紹介した。

高温超伝導体の渦糸状態におけるホール効果

北大理・東大物性研 永岡 達司

東大物性研 松田 祐司

超伝導体の渦糸状態におけるホール効果の測定は渦糸の運動を調べる上で非常に強力な手段である。特にほとんどの高温超伝導体においては、転移温度直下でホール効果の符号逆転が起きることが知られており、そのメカニズムについてはいまだに解明されていない。

そこで、今回我々は時間に依存したGinzburg-Landau(TDGL)方程式とs-wave weak couplingに基づく議論に注目した。まずTDGLの議論によると、ホール伝導度 σ_{xy} (= $\rho_{xy}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$)は準粒子からの寄与 $\sigma_{xy}^n(\propto H)$ と渦糸の運動からの寄与 $\sigma_{xy}^v(\propto 1/H)$ の単純な和として表されることを指摘している。つまり σ_{xy}^n と σ_{xy}^v が異なる符号を持ったときにホール効果の符号逆転が起きることになる。そして、s-wave weak couplingを仮定した微視的な議論では、 σ_{xy}^v の符号がノーマル状態におけるフェルミ面近傍での電子状態によって決定されることを指摘している。このようにして符号が決まるのは、電子状態に関連して渦糸が荷電するためで、そうした渦糸の運動によってホール効果の符号逆転が生じていることを反映した結果であると考えられる。このことから、doping量によって電子状態を連続的に変えた試料を用いてホール効果を調べることが重要な意味を持つことが分かる。

図1は、La系、Y系、Bi系についてdoping依存性を調べたものである。低磁場における σ_{xy} の発散方向から符号逆転はunderdope側でのみ起き、overdope側では起きないことが明らかくなっている。このような傾向は他の実験グループによる報告とも一致しており、それらと併せて符号逆転とdoping量の関係を図2のような相図にまとめてみた。この図から明らかなことは、符号逆転の起きる領域と起きない領域がdoping量のみに依存して決定されていることである。つまり符号逆転現象はノーマル状態における電子状態と密接に関連した現象であることが示唆されている。この点については先に紹介した議論を指示する結果となっている。しかしながらその一方で、s-wave weak couplingに基づく議論では、符号逆転が起きるのはoverdope領域であることを予想しており、実験とは全く逆の傾向を与えていている。これは高温超伝導体の渦糸の内部構造が従来の超伝導体とは大きく異なっていることを意味しており、今後高温超伝導体の渦糸状態を調べて行く上で非常に重要な問題になると思われる。

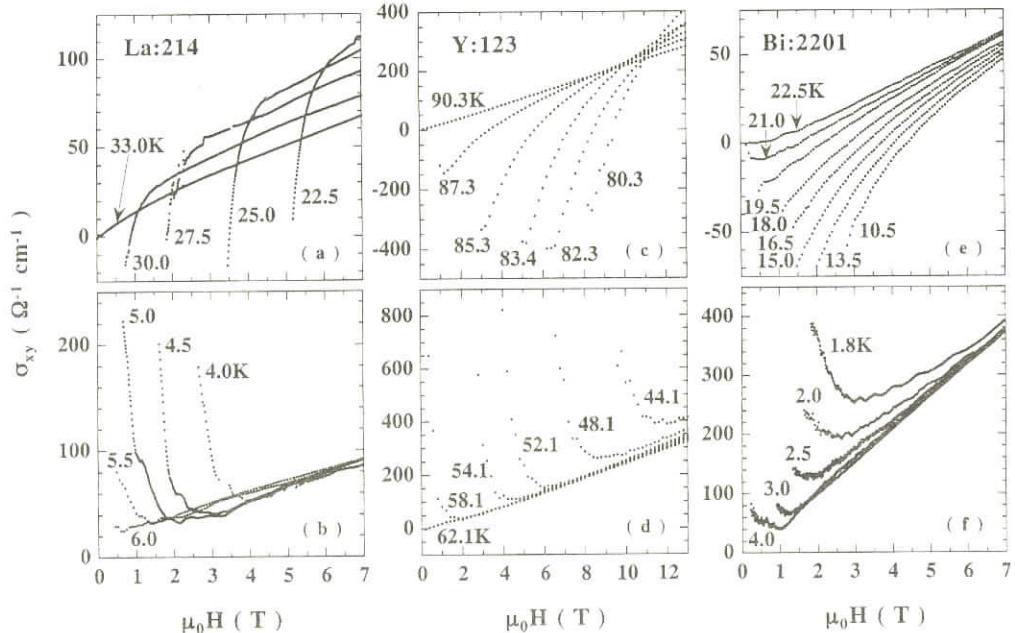


図1 (a) (c) (e)はunderdope, (b) (d) (f)はoverdope

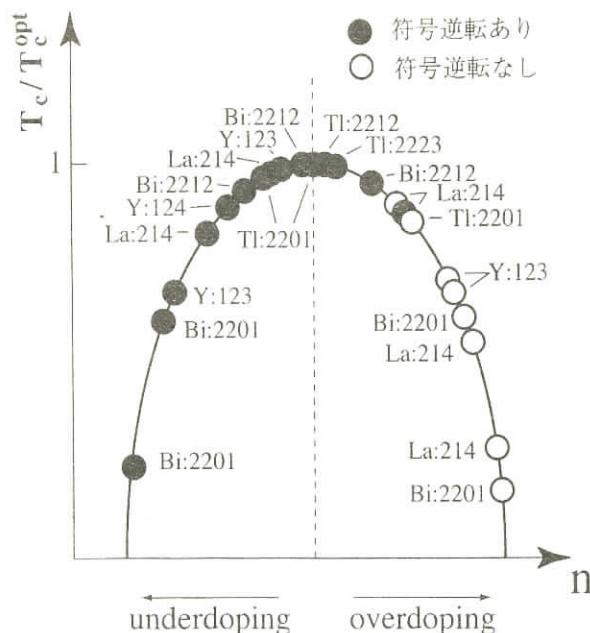


図2 転移温度 T_c とキャリヤ数 n の間にはuniversalな関係があるものと仮定した。

T_c は最適doping試料での転移温度 T_c^{opt} で規格化している。

超伝導渦糸のコアにおけるスペクトラル・フローと渦糸のダイナミクス

東北大学大学院情報科学研究科 林 正彦

高温超伝導体の様に、渦糸のコアの束縛状態の離散準位が核内での準粒子の特徴的な散乱時間より十分小さな系 [1]では、従来のBardeen - Stephen理論や準古典近似のように、コアの内部の準粒子レベルのある種の連続性を仮定するような理論は使えなくなると考えられる。この点を克服するためには、コアでの準粒子レベルの離散性を考慮した形で、渦糸のダイナミクスを記述するような理論を作ることが必要になってくる。最近、この問題を扱う上で、スペクトラル・フローという現象が重要であるとの指摘がなされてきている。[2,3]

我々は、数値的な手法を用いて、実際に渦糸が運動するときには、束縛状態のエネルギーレベルの流れが生じている事を明らかにした。(図1) [4] 図から分かるように渦糸が動くとき、エネルギーギャップの下から上に(上から下に)遷移する準粒子のレベルが存在し、このレベルがまさに超伝導電流(または凝縮体)の持つ運動量を準粒子系に引き渡すことにより超伝導電流が減衰する。

準粒子系に渡った運動量は不純物散乱等によりさらにイオン(格子系)へと散逸していくが、この際の運動量散逸の過程は次のように理解できる。図1のようにエネルギーレベルは多くの交差点を持つが、不純物散乱を考慮すると交差点での縮重は解けるはずである。これは、不純物により準粒子が後方散乱される過程に対応しており、運動量が結晶格子へと渡される事が分かる。この散乱の過程はLandau - Zenerトンネル過程として記述でき、それによると、系が非常にきれいな場合は準粒子の散乱が起こらなくなるために、

渦糸の運動そのものが抑制される。[4]一方、不純物の多い系では次第にBardeen - Stephen的な振る舞いに近づく。

参考文献 [1] Y. Matsuda *et al.*, Phys. Rev. B49 (1994) 4380.

[2] G. E. Volovik, JETP Lett. 57 (1993) 244,

[3] Yu. G. Makhlin and T. Sh. Misirpashaev, JETP Lett. 62(1995)83.

[4] M. Hayashi, preprint (cond - mat/9806248).

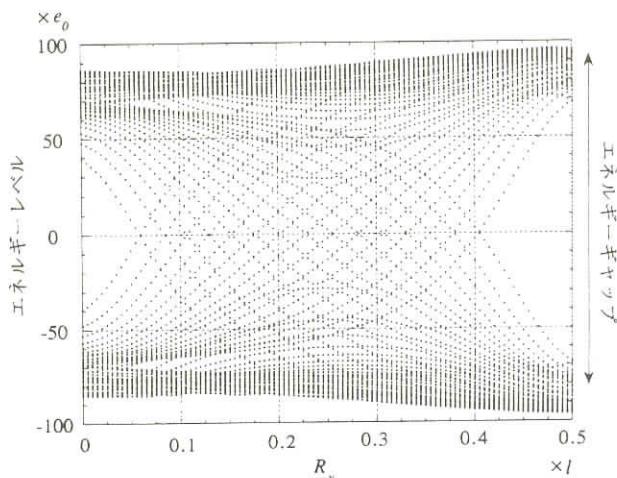


図1：2次元s波超伝導体におけるスペクトラルフローの図：周の長さ l 、幅 $0.5l$ のシリンダーを考えた。 R_y は渦糸の座標、 $e_0 = (\hbar^2/2m)(2\pi/l)^2$ である。 $(m$ は電子の質量)

超伝導 Vortex Lattice 状態の群論的分類

高知大理学部 物理 尾崎正明

この報告では引力ハバードモデルで群論的にどのようなVortex Lattice状態があり得るかを述べる。z方向に一様磁場がある場合、正方格子でのハミルトニアンは次式で与えられる。

$$H_0 = \sum_{\langle ij \rangle s} (-t_{ij} - \mu \delta_{ij}) a_{is}^\dagger a_{js} + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} + V \sum_{i,j} \sum_{s,s} n_{i,s} n_{j,s}$$

$$t_{ij} = \text{texp} \left\{ i \frac{e}{\hbar c} \int_i^j \mathbf{A}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right\}$$

この系の対称性の群は $G_0 = (e + tC_{2x})C_4TS\Phi$ で与えられる。ここで単位格子あたりの磁束を $\phi = Ba^2$ 磁束量子を $\phi_0 = \frac{ch}{2e}$ とすると Tは

$$T(Mae_x + Nae_y) a_{(m,n)s}^\dagger = \exp \left\{ i\pi \frac{\phi}{2\phi_0} (Mn - Nm) \right\} a_{(m+M,n+N)s}^\dagger$$

なる要素からなる磁気並進群である。また t, S, Φ は時間反転、スピン回転、グローバルゲージ変換の群である。対称性の破れた状態はその平均場ハミルトニア H_m を不变にする G_0 の部分群 $G_m = \{g \in G_0 \mid g \cdot H_m = H_m\}$ (不变部分群) によって分類される。 $\phi/\phi_0 = 1/p^2$ (p :整数) では正方磁気単位格子 ($pa \times pa$) を持つ磁気並進部分群 $L = (-T(paex), -T(pae_y))$ が Vortex Lattice 状態の不变部分群になり得る。さらに回転対称性も考慮にいれると、次の3種類の不变部分群を持つVortex Lattice 状態が得られる。

$$G_1 = (e + tC_{2x})(e + C_{4z}^+)(e + C_{2z})LS$$

$$G_3 = (e + tC_{2x})(e + \tilde{\pi}C_{4z}^+)(e + C_{2z})LS$$

$$G_5 = (e + tC_{2x}) \left(e + \widetilde{\pi/2}C_{2z}^+ \right) (e + \tilde{\pi}C_{2z})LS$$

サイト (m, n) における Local Symmetric Order Parameter を

$$S(m, n) = \frac{1}{4} \left\{ \langle a_{(m,n)\downarrow} a_{(m+1,n)\uparrow} \rangle + \langle a_{(m,-n)\downarrow} a_{(m-1,n)\uparrow} \rangle + \langle a_{(m,n)\downarrow} a_{(m,n+1)\uparrow} \rangle + \langle a_{(m,n)\downarrow} a_{(m,n-1)\uparrow} \rangle \right\},$$

$$D(m, n) = \frac{1}{4} \left\{ \langle a_{(m,n)\downarrow} a_{(m+1,n)\uparrow} \rangle + \langle a_{(m,-n)\downarrow} a_{(m-1,n)\uparrow} \rangle - \langle a_{(m,n)\downarrow} a_{(m,n+1)\uparrow} \rangle - \langle a_{(m,n)\downarrow} a_{(m,n-1)\uparrow} \rangle \right\}$$

で定義すると Vortex Lattice の L 対称性により、 $S(m, n)$ と $D(m, n)$ は必ず共存することが示された。また準粒子は G_1, G_3, G_5 らの既約表現であり、L の既約表現は全て2次元表現であるので、全ての準粒子は少なくとも2重縮退していることが示された。

以上の詳細は Prog. Theor. Phys. 100, No. 2 (1998) に報告されている。

宇宙ひもと構造形成

お茶大理学部 森川 雅博 hiro@phys.ocha.ac.jp

宇宙ひもが構造形成に果たす役割をレビューします。宇宙ひもは、初期宇宙の相転移に伴って生成するひも状の欠陥です。興味のある相転移は、温度スケール $10^{29} \text{K} = 10^{16} \text{GeV}$ 、宇宙創生からの時間およそ 10^{-36}sec あたりでおきるGUT相転移です。宇宙ひもは非自己重力的な物質凝集の源として着目されます。つまり、ごく小さな初期密度揺らぎは赤方変位 $z=1000(10^{12} \text{sec})$ 以降徐々に成長します ($z(t)=1+a/a(t)$, $a(t)$: 宇宙の大きさ)。このときの密度揺らぎは宇宙背景輻射の異方性の観測から $\delta \rho / \rho = 10^{-5}$ と押さえられていて、直後に期待される線形成長 $\delta \rho / \rho \propto a(t) \approx t^{2/3}$ では、現在までに $\delta \rho / \rho = 10^{-2}$ しかなりません。しかし一方 $z=5$ がすでに天体が形成していて $\delta \rho / \rho > 1$ であるわけです。この矛盾の解決策の一つとして、自己重力に依らない凝集の機構としての宇宙ひもが着目されました。ひもの典型的な線密度 $\mu : 10^{22}(\text{gr/cm}) = 10^{13}(M_{\odot}/\text{Mpc}) = 100(\text{Galaxies}/\text{Mpc})$ は物質をかき集めるのに莫大なものです。ただし残念ながら、今までに宇宙ひもは未だ発見されていません。

初期宇宙の相転移として簡単なモデルを考えます: ラグランジアンは

$L = D_\mu \phi^* \cdot D^\mu \phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \alpha T^2 \phi^* \phi - \frac{\lambda}{2} (\phi^* \phi - \eta^2)^2$ です。宇宙膨張に伴い温度が降下して、臨界温度 $T_c = (\lambda/\alpha)^{1/2} \eta$ で相転移がおこります。高温度相で $\langle \phi \rangle = 0$ 、低温度相で $\langle \phi \rangle = \eta e^{i\pi\theta}$ です。ひもの構造は、その芯では高温度相、その周りでは低温度相です。芯のサイズは $\delta \approx 1/(\eta \sqrt{\lambda})$ 、エネルギー錠密度は $\mu \approx \lambda \eta^4 \cdot \delta^2 = \eta^2$ ($\eta = 10^{16} \text{GeV}$) です。相関サイズは、因果関係から宇宙のホライズンサイズ $l_H = a(t) \int_0^t \frac{dt'}{a(t')} \approx t$ より必ず小さくなります: $\xi \approx 1/T_c < l_H$ 。ひもの掃く世界面の面積を有効作用として、集団運動としてのひもの運動方程式が出ます。それによると、ホライズンを超えた大きなひもは、宇宙膨張だけによって振幅も波長も引き伸ばされます。でも、ひもは宇宙膨張 $a(t) \approx t^{1/2}$ と共に大きくなりますが、ホライズンサイズ $l_H \approx t$ のほうが速く大きくなるので、いずれひもはホライズンの外から中に入ってきます。すると膨張効果は止んで、振動を始めます。ひもはループの衝突組み替えで短くなっています、さらに振動による重力波放出でループは消えています。その寿命は $\tau \approx \frac{M}{M} = \frac{R}{G_\mu} = 10^{-6} \left(\frac{\eta}{10^{16} \text{GeV}} \right)^2$ の程度です。ミリ秒パルサーの周期の揺らぎから、重力波密度が推定されていて、 $G\mu < 10^{-5}$ の制限があります。真っ直ぐなひものエネルギー密度は $\rho \propto a^{-2}$ 、ループのひものは $\rho \propto a^{-3}$ 輻射・重力波は $\rho \propto a^{-4}$ ですから、上のようにひもが崩壊すれば宇宙はひも優勢にはなりません。

真っ直ぐなひも (張力 $p = -\mu$) の厳密解が線素 $ds^2 = dt^2 - dz^2 - dr^2 - (1 - 4G\mu)^2 r^2 d\varphi^2$ で与えられます。ここで、 $(1 - 4G\mu)\varphi \rightarrow \varphi'$ とすると局所的にはミンコフスキ時空(周りの物体に重力は感じさせない)になりますが、しかしひもを1周 ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$) しても、方位角は $\Delta\varphi' = 2\pi - 8\pi G\mu < 2\pi$ となって小さな欠損を生じます。これは遠くのクエーサー像が2重に見えたり、ひもが走った後上下の物質が

衝突して 2 次元状の高密度領域を作るなどの影響を及ぼします。高密度領域のおよその間隔は、 t_{eq} のときのホライズンが引き伸ばされたと考えると、30Mpc程度です。これが分裂して銀河ができたとすれば、銀河が壁のようにならんでいることになります。

あるいは以下のようにも考えられます。ひものできかたは、できた時のホライズンサイズだけによるので、すべてのループが大きさに依らず同じように生成し、生成後は宇宙膨張によって一様に引き伸ばされるだけです。1 本の長いひもがループに分裂し、それぞれのループが銀河を作ると考えると、距離 r 以内の質量は $M(r) \approx \int_0^r (1 + \xi(r)) \rho 4\pi r^2 dr \propto r$ となり、これから、銀河の相関関数が $\xi(r) \propto r^{-2}$ のようになります。しかし観測からは $\xi(r) \propto r^{-1.8}$ であり、2 と 1.8 は有意に違うようです。

さて、宇宙論においては、因果率から、相関距離は宇宙のホライズンより小さくなりますし、相転移の時間尺度も宇宙膨張によってコントロールされています。対称性の自滅 $G \rightarrow H$ に伴って、 $\pi_1(G/H)$ が非自明なとき、割合簡単にひもが生成するようです。一方物性論においては、動的な相関距離は相関の確立する時間と相転移時間のバランスから決まりますし、相転移の時間尺度は外界の温度変化速度から決ります (Zurek の議論)。温度変化を、 $\varepsilon = \frac{T_c - T}{T_c} \rightarrow \frac{t}{\tau_Q}$ と設定しましょう。静的相関距離は $\xi = \xi_0 |\varepsilon|^{-\nu}$ ($\nu = 1/2, 2/3$) です。速度分散は $u = u_0 \varepsilon^{1-\nu}$ のように振る舞います。相関の確立するまでの時間は $\tau = \xi/u = (\xi_0/u_0)\varepsilon^{-1}$ と見積もられ、相関時間は $\hat{\tau} = \tau(\hat{t})$ と要求して、 $\hat{\tau} = \sqrt{(\xi_0/u_0)\tau_Q}$ となります。動的相関距離はこれを用いて $d(\hat{t}) = \xi_0 (\tau_Q/(\xi_0/u_0))^{\nu/2}$ (有効因果ホライズン) などと見積もられます。これを用いて、独立な領域の数、ひもの数が見積もられていきます。

最後に、物性におけるひもと、宇宙ひものスケールの比較をしておきます：

	<u>core size</u>	<u>time scale</u>	<u>T</u>	<u>pressure</u>
<i>superfluid 3He</i>	1mm	1μsec	100μK	10bar
<i>cosmic string</i>	$10^{-26}cm$	$10^{-36}sec$	$10^{29}K$	$10^{47}bar$

参考文献

- ◇ W.H.Zurek, Nature vol.317 (1985) 505.
- ◇ C. Bauerle, et al., Nature vol.382 (1996) 332.
- ◇ V.M.H.Ruutu, et al., Nature vol.382 (1996) 334.
- ◇ A. Vilenkin, Phys. Rep. 121 No5. (1985) 264.
- ◇ E.P.S.Shellard, R.H. Brandenberger, Phys. Rev. D38 (1988)3610.
- ◇ N. Turok, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1801.
- ◎ Robert H. Brandenberger, hep-ph/9701276 Particle Physics Aspects of Modern Cosmology
- ◎ L. Perivolaropoulos, astro-ph/9410097 COSMIC STRING THEORY: THE CURRENT STATUS

超流動³He と宇宙論

近畿大学理学部 中 原 幹 夫

超流動³Heは、宇宙論や素粒子論における様々な理論を「実験」するのに最適な系である。ここでは、この分野における最近の理論および実験について紹介する。

1. 回転超流動³He - Bと宇宙ひも

現代の素粒子像はゲージ理論に基づいている。例えば、標準模型は $SU(3) \times SU(2) \times SU(1)$ を、大統一理論では $SU(5)$ や $SO(10)$ をゲージ群にとる。これらのゲージ場に質量を与えるものがHiggs場であるが、ゲージ群の基本群が自明でないときは、Big Bang 後に宇宙が冷えるにつれて Higgs場は相転移を起こし、宇宙論的なスケールで渦糸（宇宙ひも）ができる。

相転移の直後における渦糸の分布は現在の宇宙の大域的密度分布を決定する上で重要であるが、これに関しては様々な理論がある[1]。超流動体を用いるとこれらの理論、特に相転移直後の渦糸分布の空間的スケールを実験的に検証できる[2]。超流動⁴Heの減圧を用いた実験はLancaster groupが行い、Zurekの予想と矛盾しないことが示されたが、問題は機器の都合上、相転移後40msまでは測定できないことと、減圧時に余分な渦糸を生じる点であった[3]。一方 Helsinki group と Grenoble/Lancaster groupは超流動³He - Bを用いてZurekの理論を確かめた[4]。回転³He - Bに中性子を照射すると、核反応によるheating $n + ^3\text{He} \rightarrow P + ^3\text{H} + 760\text{keV}$ で局所的にnormal stateが生じるが、この部分が急激に冷却されもとの超流体に戻るときに多くの渦糸を生じる。³Heを用いる利点は(1)中性子を吸収するのでheatingが簡単。(2)³He原子は核スピンをもつので、NMRでvortexが観測される。(3) 相関長さが⁴Heにくらべ長いので GL理論が正当化される。(Higgs場の作用はGL自由エネルギーと同様の形をしている。)(4) 温度変化で相転移がおきるので宇宙論と比較しやすい、などがあげられる。

2. 超流動³He - A のスペクトルとblack holeおよびspectral flow

³He - A 中の素励起はBogoliubov - de Gennes Hamiltonianを解いて得られるが、 $|p| = p_F$ におけるスペクトルは $E_p = \pm \sqrt{v_F^2(p - p_F)^2 + \Delta^2(p \times l)^2}$ で与えられる。これは $g^{\mu\nu}(p_\mu - eA_\mu)(p_\nu - eA_\nu) = 0$ とかかれ、重力場 $g^{\mu\nu}$ でゲージ場 A_μ を受けて運動する粒子を表す。このスペクトルから³He - A 中を運動するソリトンは1+1次元Kerr black holeと同様の振る舞いをすることが示される[5]。また、Anderson - Toulouse vortexが運動するときに、このスペクトルのgapless modeを通して、spectral flowが生じ、それがmagnus forceをほぼ打ち消すことが示される[6]。この現象は、初期宇宙におけるバリオン数の生成を実現している。

References

- [1] W. H. Zurek. Nature 317 (1985) 505; Phys. Rep. 276 (1996) 177.
- [2] T.W.B. Kibble. in *Topological Defects in Cosmology* World Scientific (1998).
- [3] P.C. Hendry it et. al. Nature 368(1994) 315.
- [4] V.M.H. Ruutu it et. al. Nature 368(1996) 334; C.Bäuerle et. al. Nature 368 (1996) 332.
- [5] T.A. Jacobson and G. E. Volovik, cond - mat/9801308.
- [6] G.E. Volovik, cond - mat/9802091.

回転する超流動³HeのTexture

京都大学大学院理学研究科 水崎 隆雄

本研究は、平成8年度～10年度の期間、日米科学協力事業（国際共同研究）「NMRによる回転する超流動ヘリウム-3の研究」の一部として研究を行っている問題である。研究組織は私を含めて、日本側は京大 大学院理学研究科 大見 哲巨、佐々木 豊、石黒 亮輔、明治鍼灸大学 福田 耕治、大阪市立大 大学院理学研究科 石川 修六、福井大 工学部 高木 丈夫、アメリカ側はカリフォルニア大-Berkeley校 物理教室 R. E. PackardとJ. C. Davisである。

超流動³Heはp波3重項超流動でありオーダーパラメーターは多くの自由度を持つが、オーダーパラメーターには磁場、試料の境界や流れ等によって決まる空間的に非一様な構造が現われ、これを織目構造(Texture)と言う。円筒状の超流動A相のTextureを調べた実験はあるが、そのTextureについてはよく理解されていない⁽¹⁾。双極子コヒーレンス長 ξ_D （A相では約 $10\mu\text{m}$ である）よりも充分に大きな円筒状の試料容器の中のA相のTextureはMermin-Ho (M-H) Textureであると考えられている。まずTextureの構造を調べる。M-H Textureの特徴は、Textureに伴って自発的に巨視的な角運動量 L が hN (N は全粒子数) のオーダーで出現し、それが回転と $-\omega L$ の項によって相互作用しTextureの構造が変化する。この構造変化はNMRの共鳴周波数の変化として実験的に観測可能であることが高木によって予言されており⁽³⁾、超流動³Heが巨視的量子凝縮状態であることを示す興味深い実験である。この実験のもう一つの目的は、長年の間未解決の重要な問題になっているp波超流動³Heの対生成に伴う固有角運動量が存在するかどうかということを検証することである。A相において超流動の³He対の持つ固有角運動量が hN のオーダーで存在すればNMRの結果に大きく影響すると言う興味深い理論的結果を得た⁽³⁾。固有角運動量の検出する実験はこれまで計画されてきたが、結果がオーダーパラメーターの境界条件に左右されるという問題がある。本研究で行っているTextureのNMRを観測する方法では結果が境界条件によらないところが、重要なポイントである。Manchesterの回転する³Heの振動膜の運動の実験で固有角運動量は非常に小さいことが報告された⁽⁴⁾。

我々は円筒の直径が $100\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ の2種類のものを用意し、静止状態でのNMR測定をおこなったが、高木の理論の予測には一致しなかった。理論で用いられたM-H textureのスピン波近似が悪いのか、TextureがMermin-Hoでないのか、検討を要する。

- (1) P. J. Hakonen et al. P. R. L. 53 425 (1983), C. M. Gould et al. P. R. L. 41, 967 (1978),
J. Saunders et al. P. R. L. 40, 1278 (1978)
- (2) T. Takagi, J. Phys. Soc. Jpn. 65, 1722 (1996)
- (3) T. Takagi, Crech. J. Physc. 46 (S1), 51 (1996)
- (4) A. J. Manninen et al. P. R. L. 77, 5086 (1996)

超流動 ^3He - A1 相の渦

福井大工 高木丈夫

超流動 ^3He の A 相は、スピン三重項 p 波のクーパー対の軌道角運動量 \mathbf{l} が陽に出現している ABM(Anderson - Brinkmann - Morel) 状態である。クーパー対の軌道関数の状態は、 \mathbf{l} と共に triad $\mathbf{m} \times \mathbf{n} = \mathbf{l}$ をなす \mathbf{m} , \mathbf{n} を用いて $(m+in)_j$ と記述される。この量は複素ベクトルであるために、クーパー対の位相因子と結合するため、 \mathbf{l} の空間変化とともに位相の変化が発生する。これに伴い超流動 A 相における渦は、渦芯においても ABM 状態を保ったまま凝縮振幅をゼロとしない Mermin - Ho あるいは Anderson - Toulouse の渦が実現する。バルクの有磁場下で出現する渦は、上記の渦にスピン、軌道の回転を与えたものである。

さて、有磁場下の T_c 近傍で出現する A1 相は、磁場の影響で片方のスピン対 $| \uparrow \uparrow \rangle$ のみが凝縮し、対の陽な磁化 \mathbf{S} が発生した状態である。これによりスピン空間に関しても軌道部分と同様に $\mathbf{d}_r \times \mathbf{d}_i = \mathbf{S}$ なる \mathbf{d} ベクトルの実部と虚部を表す triad が必要となり、秩序変数は $(\mathbf{d}_r + i\mathbf{d}_i)_\mu$ と記述される。このことから、軌道部分と同様にスピン部分においても位相との結合が発生する。ただし、軌道のように壁面等の境界条件による \mathbf{S} の制御は困難であり、 \mathbf{S} は磁場の方向に拘束される。そのためバルクな系での一様な磁場下においては \mathbf{S} は空間変化せず、 \mathbf{l} の Mermin - Ho のような状況は生じない。

超流動 ^3He においては多分に仮想的な状態であるが、コヒーレンス長の数倍程度の極めて狭い空間に A 相の渦が閉じ込められた状況を考えよう。渦に伴う運動エネルギー密度が凝縮エネルギー密度に近付いたときには、B 相の渦で見られたような渦に局在した凝縮状態が生じ得る。A 相の特異点を有する texture 問題を扱う際に、特異点の大きさ程度の cut off を設定するが、渦に対してその特異点の内部構造を考察することに対応している。

z 軸に円筒対称な渦を仮定し、秩序変数 $C_{\mu j}(r)$ をスピンおよび軌道空間で対称軸方向の角運動量 ($\mu, j = +1, 0, -1$) を基底として表記する。渦度 n の状態は $\exp [(-\mu - j + n)\phi] C_{\mu j}(r)$ の方位角依存性を持ちこれにより渦芯で非特異的になる成分が決まる。 $n=1$ とすると、渦芯で凝縮が可能な成分は C_{10} (スピン偏極 polar) $C_{01}(\mathbf{l} = \mathbf{e}_z)$ の A 相となる。渦芯にスpin偏極した成分が存在し得ることにより、渦の角運動量の方向と印加磁場の方向が平行の場合と反平行の場合で、凝縮状態が異なることが示唆される。

アルカリ原子気体のボーズ・AINシュタイン凝縮と超流動

京大院理 大見哲巨

磁気トラップしたアルカリ原子Rb, Na, LiなどでBose-Einstein凝縮が観測されてから三年以上経つ。磁気トラップされた原子はゆっくり、その磁気モーメントの方向を常に磁場の方向または反対方向に向けて断熱的に運動している。このようなスピンが死んだ状況に対して、我々はスピンの自由度が生きている凝縮体の可能性を考えた。最初我々は磁気トラップをはずした後の自由に運動している凝縮体を考えたが、ちょうどタイミングよくM. I. T. のStamper-Kurn達¹⁾によりレーザー光を用いて光学的にトラップしたNa原子でB. E. 凝縮が起ることが観測された。

アルカリ原子のスピンは電子のスピンSと原子核のスピンIから合成される。B-E凝縮が起きる超低温ではSとIを結合する超微細結合が温度に比べて十分強いため $F = S + I$ で原子のスピン状態が表わせる。 F の大きさはボソンの場合には整数値をとるが一番簡単な $|F| = 1$ の場合を考えると超流体は3Sとも言える状態になり、3Pの超流動³Heスピン状態と同じように3成分(Ψ_x, Ψ_y, Ψ_z)で表わすことができる。 α 成分 Ψ_α に対する運動方程式は零磁場ではスピン空間の回転に対して不变ということから

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi_\alpha = -\frac{1}{2m}\nabla^2\Psi_\alpha + i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\omega_{L\beta}\Psi_\gamma + g_1(\Psi_\beta^*\Psi_\beta)\Psi_\alpha + g_2(\Psi_\beta\Psi_\beta)\Psi_\alpha^* \quad (1)$$

を得る²⁾。ここで Ψ_1 は大きさがラーマー振動数、向きは磁場方向のベクトルである。また、相互作用を表わす非線形項が g_1 の項と g_2 の項の二種類あるがこれが秩序変数が多成分あるときの特徴である。(1)式はスピン自由度を持った凝縮体の運動を考えるときの基礎方程式になる。

$|F|=1$ の凝縮体のスピン状態と超流動³Heの類似については既に述べた。特に $g_2 > 0$ でのスピン状態は超流動³He-Aでの軌道状態と同じ秩序変数で記述される。秩序変数(Ψ_α)= $m+in$, m , n は実ベクトルと書くことができ、 $m \times n = l$ で定義される実のベクトル l は磁気モーメントの方向を表わす。³He-Aでは(l, m, n)の組をtriadと呼んでいる。この系でも³He-Aと同じように l ベクトルの空間変化(織目構造)が考えられる。z方向には変化しない二次元的な構造にはradial, circular, cross disgyrationなどという織目構造があり、またMermin-Ho構造も考えられるが³He-Aと違って l ベクトルが壁に垂直という境界条件がないことに注意しなければならない。

スピンの内部自由度を持ったアルカリ原子気体のB.E.凝縮体の研究は実験的にも理論的にも今始まったところである。今後、必ず興味深い発展があると期待される。

参考文献

- 1) D. M. Stamper-Kurn et al : Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2027.
- 2) T. Ohmi and K. Machida : J. Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) 1822.

半導体電子正孔系の秩序形成と超流動

大阪市大理 飯田 武
坪田 誠

光励起によって半導体中に形成された電子正孔系での電子正孔対の実体は、その対密度に応じて変わる。低密度では実空間での束縛状態である励起子で、近似的にボゾンとみなせる。一方、高密度では、構成粒子はフェルミオンとしての自己主張をする様になり、波数空間でクーパー対の状態をとる[1]。本研究では、励起子系について議論する。励起子系の研究は、励起子のボーズ凝縮を中心につづけて開始され、最近は、励起子集団の動的振る舞いを直接観測することにより、ボーズ統計に基づく“引き込み効果”や超流動現象を実験的に検証しようとする試みが精力的になされつつある[2]。しかし、現在のところ超流動性に関して明確な結論を得るに至っていない。その最も重要な原因是、励起子が電気的に中性であるために、励起子集団の流れを例えれば電流として直接観測できないことがある。この困難を克服するために、我々はタイプII量子井戸中の励起子系を考える。この系の特徴は、(1)電子正孔再結合が間接遷移型であるため励起子の寿命が長く ($\sim 10^{-6}$ 秒)，粒子密度を確保するのに有利である、(2)励起子を構成する電子、正孔は空間的に異なった井戸層に閉じ込められ、井戸層に沿った励起子の重心運動は、電子層、正孔層の各層で、互いに逆向きの電流を伴う。この電流を観測することによって励起子系の超流動を直接実験的に検証できる可能性がある。

典型的な例として、GaAs/AlAs量子井戸系（各層の厚さが37Å以下）に定常的に励起された励起子系の絶対零度の場合について議論する。変分法により求めた励起子状態を用いて、励起子-励起子相互作用を計算した。 $T=0$ Kで希薄な励起子系では、波数の小さい領域での散乱が重要であるので、波数ゼロの相互作用で近似する。その結果、井戸幅が $\sim 15\text{Å}$ より小さいときには相互作用が斥力で、巨視的波動関数 $\Psi = \langle \psi \rangle \neq 0$ の凝縮状態が存在しうることが見出された。次に、電子、正孔層を導線で接続し、外部電流 J_{ex} を流したときに、正孔層では励起子の運動方向に、電子層では逆向きに電流が流れるようにして、弱いレーザー光照射により励起子遷移を制御できる体系を設定し、励起子密度が空間的に一定であるときの Ψ の位相の空間構造を調べた。位相の空間変化は、Sine-Gordon型方程式で記述され、位相の空間依存性による層内電流とレーザー光照射による有効層間電流の間に連続方程式が成立する。 J_{ex} に対してある臨界値 J_c が存在し、 $J_{ex} > J_c$ では、層内、層間電流は渦格子を形成し、その格子定数 a は J_{ex} の関数で与えられ、両層に正味のスーパークレントが流れる。一方、 $J_{ex} < J_c$ では、渦-反渦格子が形成され正味の電流は流れず、体系は絶縁体とみなせる状態となる。渦格子を形成する渦電流は磁束量子 $\Phi_0 = 2\pi\hbar/e$ を伴う。ここで e は電子、正孔層の有効電荷である。平均磁束密度 B は、Maxwell方程式と連続方程式から計算出来、 $J_{ex} > J_c$ に対して $B = \Phi_0/da$ 、 $J_{ex} < J_c$ に対して $B = 0$ となる。ここで、 d は長さの次元を持つ励起子系固有の量である。 J_{ex} を変化させ、 $J_{ex} = J_c$ での磁束密度の急激な立ち上がりを観測するこ

とによって、臨界電流の存在、即ち、励起子系の超流動を直接実験的に検証することが可能であると考えられる。

- [1] T.Iida et al, Phys.Rev.B47,1993, M.Aihara and T. Iida, Phys. Rev. Lett.77, 1996.
- [2] Bose-Einstein Condensation (ed. by A.Griffin et al)Cambridge Univ. Press, 1995.

電荷密度波の渦

大阪大学大学院理学研究科 松川 宏
三宅 博之

低次元導体ではその特異なフェルミ面の形状のため、低温において電荷密度やスピン密度がフェルミ波数の2倍の波数で波打つ電荷密度波(CDW)やスピン密度波(SDW)が形成される[1]。これらは、一般に結晶格子や不純物などによりピン止めされ動けないが、そのピン止め力を上回るだけの電場を加えるとピン止めがはずれ動き出し、それにより電気伝導度は急激に増大する。このピン止めがはずれる電場を敷居電場という。通常の温度範囲では、この敷居電場以下でも熱雑音の助けを借りたクリープ運動が可能で、事実、熱活性化型の直流電気伝導度が実験的にも観測されている。しかし、10K以下の低温領域でその敷居電場以下の伝導度に温度依存性がなくなることがCDW系において観測された[2]。これは量子力学的トンネル効果によるCDWの運動が見えているのだと考えられている。このときの直流伝導度 σ_{dc} の電場E依存性は $\sigma_{dc}(E) \propto \sigma_0 \exp[-(E_0/E)^2]$ となる。このような電場依存性は通常のキンクー反キンク対生成のトンネル過程を考えたのでは得られない。そこでどのようなトンネル過程でCDWが動いているのかが問題となる。また、このような現象は細い試料でのみ観測される。その理由も問題である。

実は、この実験とは無関係にボルテックスリングの形成によるトンネルがデュアンにより議論されており、そこでの伝導度の電場依存性は上記のものとなる[3]。彼は、バルクでのトンネルを考え、ボルテックスを作ることによるエネルギーゲインとして電場のエネルギーを考えたため、特徴的な電場である E_0 が実験より数桁大きい。その後、真木が、電極近傍でのボルテックスリングの形成を議論した[4]。この場合、エネルギーゲインは元々電極近傍で電極により強くピン止めされていたCDWの大きな変形のエネルギーを解放する事から来る。このボルテックスはその周りを一周するとCDWの位相が 2π かわるもので量子渦であり、ボルテックスリングが形成されそれが試料の断面全体に広がると、一波長分のCDWが生成または消滅し、伝導電子に変換される。

さて、このような固体中の量子トンネルの場合、他の自由度との相互作用が大きな影響を与えることがある。実際、その相互作用がある程度大きいと、トンネル現象が完全に押さえられてしまう。我々は、伝導電子と電荷密度波との相互作用がボルテックスリングの形成によるトンネル過程によ

りどのような影響を与えるのかを調べた[5]。このとき、問題となるのはボルテックス近傍でのCDWの位相と伝導電子との相互作用と、CDWとボルテックスの芯の中の伝導電子との相互作用である。両者ともオーミックな相互作用を仮定した。その結果、原理的には伝導電子との相互作用はボルテックスリングの形成によるトンネル電流の電場依存性を変更する場合があることがわかった。ただ、現実の物質に対してその効果を評価したところ極めて小さく、実験的に観測するのは困難であろう。また、定常的な電流が流れるためには電極近傍でのボルテックスリングの形成とともに、バルクのCDWもトンネルしなければならない。そのようなことが実際上、可能なのは細い試料だけであることもわかった。

- [1] 高山 一: 現代の物理学18「局在、量子ホール効果、密度波」第3部、岩波書店。
- [2] S. V. Zaitsev - Zotov: Phys. Rev. Lett. 71, 605.
- [3] Ji-Min Duan: Phys. Rev. B48, 4860.
- [4] K. Maki: Phys. Lett. A202, 313.
- [5] H. Miyake and H. Matsukawa: to appear in J. Phys. Soc. Jpn. 67, No.11.

乱流の微細渦構造の普遍性

東京工業大学工学部 店 橋 護

乱流中には非常に強い旋回運動を有した管状の微細渦が存在しており、これらは乱流現象の間欠性と密接に関連しているものと考えられている。筆者ら[1]はこれらの管状渦の同定方法を開発し、一様等方性乱流の直接数値計算結果から管状微細渦を抽出した。一様等方性乱流において、これらの渦構造は平均的にコルモゴロフ・スケールの約10倍の直径と二乗平均変動速度程度の最大周方向速度を持ち、それらの統計的性質はレイノルズ数に大きく依存しない[2][3]。このことから、管状微細渦構造を乱流のcoherent微細構造と呼ぶことができる。同様な解析を乱流混合層の直接数値計算結果に適用することにより、混合層の乱流遷移とともに出現する管状微細渦の特性が、一様等方性乱流中のcoherent微細構造の特性と非常に良く一致することが明らかにされている[4][5]。これは、異なる乱流場を構成する微細構造は同一であり、乱流中に普遍的な微細渦構造が存在することを示唆している。一様等方性乱流と乱流混合層の統計的性質は大きく異なっている。すなわち、前者が文字どおり一様かつ等方的であるのに対して、後者は非等方的である。この差異はcoherent微細構造の空間的な分布に起因しており、乱流混合層ではcoherent微細構造の空間分布に規則性が存在し、このことが乱流混合層の非等方性を生み出している。

乱流混合層のような自由せん断乱流の他に、壁面近傍の強いせん断によって維持される壁乱流がある。壁面せん断乱流は非常に非等方性が強く、流れ方向に軸を持つ縦渦構造が壁近傍に存在する

ことが古くから知られている。筆者らは壁乱流の一種である平行平板間乱流の直接数値計算結果に同様な同定方法を適用し、壁面近傍の微細渦構造を抽出した[6]。一様等方性乱流や乱流混合層と同様に、平行平板間乱流中の管状微細渦はコルモゴロフ・スケールと二乗平均変動速度を用いてスケーリングでき、壁面近傍の非等方性もcoherent微細渦の空間分布の規則性から説明することができる。

このように、種々の乱流場の統計的性質とcoherent微細構造が密接に関連していることから、回転一様乱流やMHD一様乱流などコリオリ力やローレンツ力が体積力として作用する乱流場の非等方化の機構とcoherent微細構造の関係が研究されている[7]。

参考文献

- [1] M. Tanahashi, T. Miyauchi & J. Ikeda, Proc. IUTAM Symp. Simulation and Identification of Coherent Structure in Flows, in press.
- [2] M. Tanahashi, T. Miyauchi & J. Ikeda, Proc. 11th Symp. Turbulent Shear Flows, 1 (1997), 4-17.
- [3] M. Tanahashi, T. Miyauchi, S. Iwase and J. Ikeda, in preparation.
- [4] M. Tanahashi, T. Miyauchi & K. Matsuoka, Turbulence, Heat and Mass Transfer, 2 (1997) 461.
- [5] M. Tanahashi, T. Miyauchi & K. Matsuoka, to appear in Proc. IUTAM/IUGG Symp. Developments in Geophysical Turbulence.
- [6] 店橋・宮内・小路・ダス, 第30回乱流シンポジウム講演論文集, (1998), p123.
- [7] M. Tanahashi, T. Miyauchi and T. Tsujimoto, in preparation.

一様等方性乱流中の渦生成のシミュレーション

航空宇宙技術研究所 山本 稔義

流れの中の渦構造としては乱流混合層中の渦列や物体後流のKarman渦列が著名である。これらの2次元的渦を乱流と見ることは議論のあるところであるが、流体中の渦度集中領域の2つの典型的な空間的構造、渦層及び渦管、の存在が共通している。また、近年の実験的観測から、壁乱流においては大規模な3次元的馬蹄渦の存在が見いだされていて、これが乱流エネルギーの供給源として注目されているバースト発生の源と知られている。しかし、これらの渦は乱流中では大スケールの変動であって、流れの巨視的な境界条件に依存した構造を持っている。一方、最近の計算機の発達によって、乱流の微細構造のシミュレーションが可能になってきたが、その結果、乱流変動の最小スケールであるコルモゴロフ・スケール近傍においても、渦構造が普遍的に存在することがわ

かってきた (Yamamoto and Hosokawa (1988))。ところで、渦は非粘性流中であれば渦定理に従って流体中では消滅することなく境界まで連続するが、この様なコルモゴロフ・スケール規模の渦では粘性の効果が強く作用するので、渦度は流体中で拡散して、長く渦管構造を保つことは困難である。その結果、発達した乱流中では多数の短くて微細な渦管がうごめいていることによって、乱流特有の乱雑な速度場が実現していることがわかつてきた。しかし、この様な微細な渦管がどの様にして形成されるかはまだ必ずしも明かではない。

本研究はこの様な乱流中の微細な渦管の生成過程を調べるため、減衰一様等方性乱流の大規模直接シミュレーション（生出・細川・山本（1997, 1998））を実施した。ナビエ・ストークス方程式の計算にはフーリエ・スペクトル法を用い、空間格子点 512^3 の乱流場が計算された。初期に与えられた大規模変動の乱流が、時間と共にカスケード過程によって微細変動が励起され、発達した乱流が得られるが、それと共に全エネルギーは粘性によって減衰して行く過程がシミュレーションされた。この過程において、渦度場は、まず、高渦度領域が引き延ばされて多数の薄い渦層が形成され、やがて、これらの渦層が Kelvin-Helmholtz 不安定性によって巻き上げられて渦管が生成される結果が得られた。この様な渦の生成過程は前記の乱流混合層等で見られた大規模渦の生成過程と同じで、乱流微細変動においても力学機構としてはほぼ同じことが成立していることがわかつた。発達した乱流中で見いだされた微細渦管は局所的には Burgers 渦の構造を持つことが数値解析によって (Hosokawa et al (1997)) 検証された。

参考文献

- Yamamoto, K. and Hosokawa, I (1988) : A Decaying Isotropic Turbulence Pursued by the Spectral Method, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 57, No. 5, 1532 - 1535.
- 生出伸一, 細川巖, 山本稀義 (1997) : パッシブスカラーを伴う減衰等方性乱流の DNS, ながれ, 16巻, 259 - 270.
- 生出伸一, 細川巖, 山本稀義 (1998) : パッシブスカラーを伴う減衰等方性乱流の形状分析, ながれ, 17巻, 28 - 44.
- Hosokawa, I., Oide, S. and Yamamoto, K. (1997) : Existence and Significance of 'Soft Worms' in Isotropic Turbulence, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 66, No. 10, 2961 - 2964.

チャンネル流乱流における乱れ生成・輸送過程と秩序渦形成の役割

京大院理 藤 定 義
板 野 智 昭

乱流は時間的空間的に乱れた状態であるが、その乱れは必ずしも一様ではない。この非一様性は局所的構造に由来すると考えられている。壁乱流では、粘性が卓越する壁近傍においてバーストと呼ばれる空間的時間的に局在する乱流生成現象が発見されて以来、その実体としての渦構造が提案してきた。これらの構造は、条件付き抽出法に基づく静的な描象や運動学による考察がその根拠になっており、研究は構造の博物学の段階から大きく外れることはなかった。

チャンネル流乱流の秩序構造として、境界層下部のストリークと縦渦が知られている。この2種の秩序構造相互の関係はいまだ明らかではないが、バーストと呼ばれる壁付近の乱流乱れ生成において中心的な役割を果たすと考えられている。

秩序構造の成因についてのダイナミックスに基づく研究はそれほど多くはない。その理由は乱流自身のもつ複雑さのためであるが、JiménezとMoin(1991)はPoiseuille流に対し乱流の性質を維持する最小の空間領域をもつ流れ—ミニマル流—を見出し、壁乱流の素過程研究に先鞭をつけた。Hamilton等(1995)は、Couette流ミニマル流を調べ、ストリークと渦構造相互の関連を生成消滅の1つのサイクルとして記述出来ることを示しこれをSSP(self-sustaining process - 自己維持過程)と呼んだ。Jeong等(1997)は、Poiseuille流乱流において、壁近傍に正負の縦渦構造がストリークを挟んで交互に存在することを示した。

本報告では、Jeong等の見出した渦構造は、SSP的なサイクルのうち発達した準2次元ストリークが3次元不安定化する過程を通して形成されることを示した。また、発達した千鳥構造の縦渦のうち、正負の渦がストリーク上で交差するヘッドテール部分で壁からの強い吹き出しが引き起こされることがわかった。この強い吹き出しが、乱流揺らぎを生成し中央部へ輸送する主体であると考えられる。更に、SSP的サイクルを閉じるための準2次元化もこの吹き出しが原因であると示唆される。

参考文献

- Jiménez, J. and Moin, P.(1991) "The minimal flow unit in near-wall turbulence", *J. Fluid Mech.*, Vol.225, pp.213-240.
- Hamilton, J.M. et. al(1995) "Regeneration mechanisms of near-wall turbulence structures", *J. Fluid Mech.*, Vol.287, pp.317-348.
- Jeong, J. et. al(1997), "Coherent structure near the wall in a turbulent channel flow", *J. Fluid Mech.*, Vol.332, pp.185-214.

高次局所誘導近似について

九州大学・大学院数理学研究科 福本 康秀

粘性のない非圧縮性の単純流体中において、渦糸の運動はBiot-Savartの法則に従う。3次元自己誘導運動を記述する漸近理論として「局所誘導近似」が知られているが、ad hocな仮定に基づいた単純化が行われており、改善の余地がたくさん残されている。現実の流れで形成される集中渦においては、渦核断面の半径と曲率半径の比 ϵ が 1 に比べて極端に小さい ($\epsilon \ll 1$) ということは稀である。本研究の目的は、渦管の有限の太さが運動におよぼす影響を明らかにすることである。

軸対称渦輪は、曲率をもつ渦管の中で最も単純な形状で、精密な数学的扱いが可能である。細い渦輪に対しては、非粘性・一様渦度分布の場合について、 $O(\epsilon)$ の精度をもつ自走速度の漸近公式がKelvinによって初めて与えられ、以来、一般化・精密化の努力が連綿と続けられている。最近、筆者等は、特異摂動法の一種である接合漸近展開法を用いて、粘性流体中を運動する渦輪の速度公式を、 ϵ について 3 次まで導出することに成功した(Fukumoto & Moffatt: *preprint*)。これにより、「粘性」および「核断面のひずみ」の効果を系統的に計算することができる。

高次漸近展開を追求する過程で、「渦輪は、自身が誘導する流れの中におかれた“双極子の列”である。」という描像に到達した。その実体は、屈曲変形に伴う渦線の伸び縮みの非一様性に由来する「反平行渦対」で、双極子は進行方向を向いている。渦糸は受動的に流されるのみならず、内部にもつ双極子 (=渦対) を駆動力として能動的に動く。双極子の強さには渦度分布が反映するので、渦管の内部で Navier-Stokes 方程式を解いて、Biot-Savart 法則で与えられる外部流と接合する内部解を求める必要がある。

局所誘導方程式は $O(\epsilon)$ まで有効な表式である。これに対する $O(\epsilon^3)$ の補正是、「双極子糸」が誘導する速度をカットオフ積分で近似する(局所誘導近似)ことによって、見積もることができるであろう。対数発散項だけを取り抜いたものを「高次局所誘導近似」とよぶことにする。しかしながら、 $O(\epsilon)$ のときと事情が異なり、非線形効果によって内部に生成される $O(\epsilon^3)$ の双極子の強さも対数項を含んでおり、この強さを計算するために、Euler(Navier-Stokes)方程式の漸近解を 3 次まで求めなければならない。これは、今後の課題である。

流体乱流の渦度の特徴付けについて

京大数理研 大木谷 耕司

乱流における渦伸長は非線形の過程である。渦伸長を線形過程である物質線の伸長と比較して、その違いをはっきりさせることで、重要な渦度のストレインとの相関を特徴づける。

非圧縮性 3 次元 Navier - Stokes 方程式を、標準的な記号を用いて

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \Delta \omega$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \nabla \cdot \omega = 0, \quad \omega = \nabla \times \mathbf{u}$$

の渦度方程式の形で書き、同時にパッシブベクター δl の方程式

$$\frac{\partial \delta l}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \delta l = (\delta l \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \Delta \delta l,$$

$$\nabla \cdot \delta l = 0$$

を考える。

もし、初期条件 $\omega(\mathbf{x}, 0)$ と $\delta l(\mathbf{x}, 0)$ が等しいなら、渦度方程式の解の一意性からこれらの後の時刻での振舞いも全く同じである。ここで、もし初期条件は等しくはないが、それらのエネルギースペクトルが等しいとき、その後の発展はどのように異なるだろうか？という問題を取り上げる。

フーリエ擬スペクトル法による、周期境界条件の下での数値計算（格子点 128^3 ）を行なった。この程度の計算ではレイノルズ数は制限されるが、それにも関わらず両者の時間発展には大きな違いが見ることができる。 ω と δl の初期条件は、低波数のいくつかのモードのみがゼロでない値をもつもので、フーリエスペクトルが同じであるがフーリエ係数（複素数）の位相は全く異なるとする。

Fig.1 に $\nu = 0.005$ の場合のエンストロフィー $<|\omega|^2/2>$ およびパッシブベクターの分散 $<|\delta l|^2/2>$ の時間発展を示す（ $<>$ = 空間平均）。ノルムの増加は非線形の渦伸長過程より線形の過程の方が、ピーク値の比較で 2.7 倍も大きいことがわかる。より重要な点は、レイノルズ数を大きくすれば、この差はますます広がることである。つまり、 $\nu <|\omega|^2>$ は ν に依らない様な時間発展を示すが（エネルギー散逸率の有限性に対応する）、パッシブベクターにおける対応する量 $\nu <|\delta l|^2>$ は ν が小さくなると、むしろ大きくなることが示される（図省略）。乱流のもっとも重要な性質は、エネルギー散逸率が高レイノルズ数極限で有限の値をとることである。上記の対照実験から、この性質はビオサバール則を通じて伸長項に課せられている非線形の拘束によって、伸長効果が弱められることに起因することがわかる。

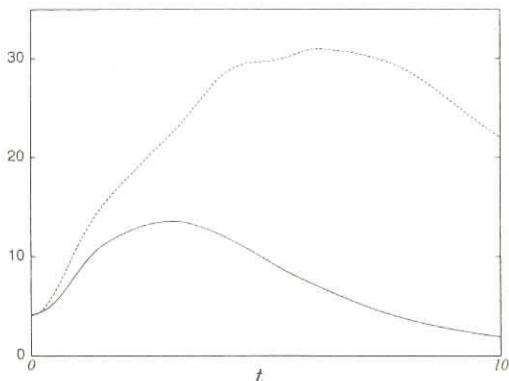


Fig.1 : エンストロフィー（実線）と
パッシブベクターの分散（破線）
の時間発展。

ヘリウム 3 薄膜のカイラル超流動転移

京都工芸繊維大・工芸 川 村 光

ヘリウム 4 薄膜の 2 次元超流動転移は、所謂コステリッツーサウレス型の転移としてよく理解されている。これに対し、膜厚がコヒーレンス長 ($0.01\mu m \leq \xi_0 \leq 0.05\mu m$) 程度のヘリウム 3 薄膜の 2 次元超流動転移がどのような性格のものかはあまりよく理解されるに至っていない。超流動ヘリウム 3 のオーダーパラメータはヘリウム 4 とは異なったかなり複雑な構造を持つ為その相転移の性格は興味が持たれるところであるが、少なくともバルクの 3 次元系ではその長いコヒーレンス長を反映して臨界領域が $t < 10^{-6}$ 程度と極めて狭くなり、揺らぎの効果を反映した臨界現象などは実験的には観測されていない。これに対し薄膜ではその低次元性により揺らぎの効果が増大し、臨界領域も $t < 10^{-1} \sim 10^{-2}$ 程度と十分観測にかかるくらいの大きさになると評価される。これまで円筒状の pore 中や薄膜上など所謂 restricted reometry でのヘリウム 3 の超流動秩序化について数多くの実験が行われてきており、新奇な振舞いの報告もいくつかある。しかしながら specular な表面上にコヒーレンス長程度の一様な膜厚の系を用意して極低温での測定を行うという実験的な難しさもあり、その超流動秩序化の十分な理解には至っていない。

理論的な解析によれば、このような 2 次元状態ではヘリウム 3 は局所的にはバルクの A 相的なオーダーを持っているものと予想されており、実験的にも確認されている。近年筆者は、弱い双極子相互作用を無視した際のこのような系の完全な対称性、 $Z_2 \times U(1) \times SO(3)$ を有する 2 次元の格子スピニ模型を提案し、このモデルに基づいたモンテカルロシミュレーションによりヘリウム 3 薄膜の超流動秩序化を具体的に調べた。その結果、ヘリウム 3 薄膜の超流動秩序化は 2 段階の相転移を経て起きること、中間相は超流動位相に伴う $U(1)$ 自由度は無秩序のままで l ベクトルの向きのみがそろった特異な状態になっているを見いだした。このような状態は、フラストレートスピニ系で見いだされているカイラル状態に対応しており、その意味で 1 種のカイラル相とみなすことが出来る。また解析の結果、高温側 T_{c1} でのカイラリティ (l ベクトル) に伴う転移は通常の 2 次元イジングユニヴァーサリティに属すること、低温側 T_{c2} での位相の秩序化に伴う転移は通常の KT 転移とは異なる指數を持ち、その意味で非 KT 型のユニヴァーサリティに属する事が判った。対応して、 T_{c2} での超流動密度の飛びも Nelson - Kosterlitz の universal value からはずれる。

これら 2 段階転移と中間温度領域で期待されるカイラル相を実験的に観測することは極めて興味深い課題である。高温側 T_{c1} での l ベクトルの秩序化に伴う転移は比熱の発散的異常に最も特徴的に現れるが、サンプル量と測定感度の問題でこの異常の直接測定は困難かもしれない。むしろ、flow の dissipation や第 3 音波などの測定に何かその徵候が現れる事が期待される。低温側 T_{c2} での位相の秩序化に伴う転移はむしろ普通の意味での超流動転移であり torsional oscillator による標準的な測定により観測できるはずである。ただし転移温度自体が低いため、ヘリウム 4 の場合

と比して超流動密度の飛び自体の測定は感度の点でより難しいであろう。

いずれにせよ、膜厚が $0.1 \mu\text{m}$ 以下程度のヘリウム 3 薄膜の超流動秩序化はヘリウム 4 薄膜やバルクのヘリウム 3 の超流動秩序化とは異なった興味深い物理を含んでいると期待される。今後の実験による理論の検証を期待したい。

多孔体中の ^4He 超流動渦の閉じこめと 1 次元ヘリウム量子流体

東大院総合 和田信雄

液体 ^4He 薄膜の超流動転移では超流動渦が本質的な働きをすることが知られている。2次元固体表面上の超流動転移温度 T_{KT} は、Kosterlitz - Thouless理論により $k_B T_{\text{KT}} = \sigma_s^{\text{obs}} (8\pi)^{-1} (m/h)^{-2}$ で表される。ここで σ_s^{obs} は T_{KT} 直下での超流動成分の大きさで、液体 ^4He の膜厚に比例する。孔径が $50 - 10^4 \text{ \AA}$ の多孔体の壁面にできた ^4He 薄膜の超流動オンセット温度 T_0 は、同じ膜厚で比較すると T_{KT} よりも高くなる。 50 \AA の孔径では $T_0/T_{\text{KT}}=1.41$ となる。これは多孔体では超流動渦対に対して閉じこめ力が増大したためと理解されている。平らな2次元の場合、渦対ポテンシャル $U(r)$ は + と - の渦間距離 r に対して $\log r$ に比例する。このとき閉じこめ力 $-\partial U(r)/\partial r$ は $1/r$ に比例して減少する。ところが孔径 d の多孔体中では、 r が πd より大きい渦対には1次元的なポテンシャルが働くようになる。このポテンシャルは r/d に比例するので、閉じこめ力はいくら r が大きくても一定で、 $1/d$ に比例した強い力である。この強い閉じ込め力のため、超流動オンセット温度は $T_0/T_{\text{KT}} = 1 + \left(\frac{b}{2\pi} \ln \frac{\pi d}{2a_0} \right)^{-1}$ で表される。ここで b は定数で、 a_0 は超流動渦芯の大きさであり、孔径 50 \AA までの超流動転移の解析から $a_0=25 \pm 12 \text{ \AA}$ と見積もられている。孔径 d を更に小さくすると T_0 は上昇するが、 d が a_0 より小さい孔径ではこの理論モデルは破綻する。孔径が 18 \AA の1次元メゾ多孔体FSM-16に吸着した ^4He 薄膜の超流動を観測したところ T_0/T_{KT} は $13 - 17$ であり、はるかに高温のオンセット温度であった。この傾向は超流動渦の閉じ込めの理論モデルと定性的には一致しているように見える。一方超流動成分 ρ_s の温度依存は、 T_0 以下で鋭く立ち上がっていき、孔径を小さくほど緩やかに温度変化する閉じ込め理論予測や 50 \AA 以上の実験結果と異なる。

孔径 20 \AA の1次元メゾ多孔体中 ^4He の比熱は、超流動が観測される吸着量領域での温度依存が低温で $C = \alpha T + \beta T^2$ と表すことができた。 T -比例の係数 α は1層完了直前の吸着量領域で急劇に変化し、1層完了でほぼゼロになった。この αT -項を1次元フォノン比熱として、1次元ボース粒子系の厳密解と比較し、相互作用変数の大きさや有効的なハードコアの大きさを見積もった。ここで、相互作用のある1次元ボース系は必ずフォノン的な分散関係を持つ。

1次元メゾトンネルでは、超流動渦の閉じ込めでゆらぎは抑制されるため、超流動転移温度は上

昇する。一方、1次元フォノンはボース凝縮をしないことが知られている。これらのこととは、超流動とボース凝縮との関連について新たな問題提起をしていると考えられる。

多孔質ガラス中He薄膜の回転実験 涡格子の凍結一融解転移

東大物性研 福田宗行
久保田 実

超流動⁴Heや³Heにおける量子渦の研究は幅広い関心をもたれている。超流動⁴He(バルク)では、渦糸の運動や格子や乱流や渦環等が理論及び実験で研究されている。⁴He薄膜の超流動転移は2次元特有の量子渦対に結びつけられるKT転移とされている。多孔質中のヘリウム薄膜はKT転移との関連と3次元的ネットワークの性質を示唆する研究が理論や実験にある。ところで多孔質中の⁴He薄膜では回転下での渦糸は3次元的ネットワークのためにどのようになるであろうか。回転で生じる循環は多孔質ガラスのネットワーク全体に広がり、2次元薄膜中の量子渦とは明らかにことなるものになり、孔の壁を循環する孔渦(図.1)から成ると考えられる。この時3次元的ネットワークの中で孔渦どうしの相互作用は長距離秩序状態では距離の逆数に比例し孔渦はエネルギー的に安定するために、巨視的にはバルクの液体⁴He中の渦糸格子と同様に孔渦の運動は凍結してエネルギー散逸の生じにくい超流動状態を実現している。

我々は、回転クライオスタットによる回転場のもとで、孔径1μmの多孔質ガラスに吸着した⁴He薄膜の高感度捻り振り子をもちいて超流動転移と量子渦状態を研究している。捻り振り子法は⁴He薄膜の超流動密度と量子渦のダイナミックスに起因するエネルギー散逸を精密に測定できる強力な手法である。

多孔質ガラス中の⁴He薄膜の静止下での超流動転移と回転速度Ωでの超流動転移を比較してみる(図.2)。回転場のもとでの超流動転移は、超流動

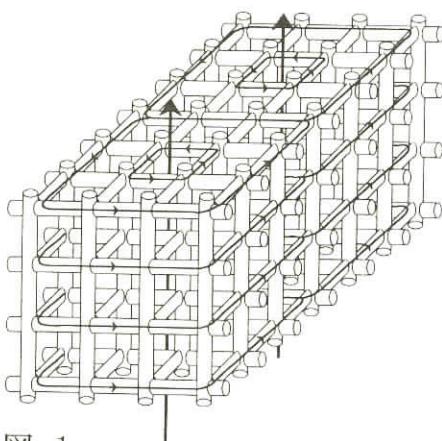


図. 1

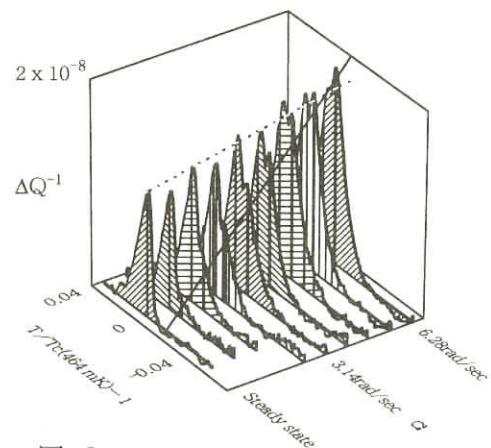


図. 2

密度と超流動転移温度 T_c は変化しないが T_c の低温側に新たに生じたエネルギー散逸のピークが測定された。回転によって生じた低温側のエネルギー散逸ピークは回転速度 Ω に比例するが、高温側のエネルギー散逸ピークは変化しない。孔渦の数とエネルギー散逸が回転数に比例することと、さらに2つのエネルギー散逸ピークのAC速度依存性を詳細に調べたところ、各々対応する量子渦対と孔渦のダイナミックスの相違を強く示していることもわかった。

回転により生じるマクロに安定した量子渦<格子>状態は転移点近傍で、熱的揺らぎによって融解する。これにともない、量子渦の移動度も変化する。回転速度に比例した低温側のエネルギー散逸ピークは、この融解にともなうものと考えられる。さらに、この移動度の増大は、回転渦格子の融解と熱揺らぎによる長距離秩序の消滅を示唆している。このようにしてヘリウム薄膜の超流動転移と3次元的なネットワークから予想される相転移を量子渦のふるまいから探索している。

量子渦のコア構造とダイナミクス

東京大学総合文化 篠 口 友 紀

BCS超伝導薄膜、及び高温超伝導体で見られるホール係数の符号の異常は、もしそれが磁束（超伝導流の渦）の運動に帰着されるならば、印加電流に対して磁束の「さかのぼる」方向の運動が起こっていることを示す。このような、流体力学からの類推に反する運動が実際起こっているのかどうか、起こるとすればどのようなメカニズムで起こるのかは、現在研究の一つの焦点となっている。超流体の帶びている電荷と外磁場による電磁的な力を、流体力学に加算して考えようというのが現在の主流と思われる。

さて、ヘリウム4などの電気的に中性の超流体では、「通常の」流体力学的な渦の運動が「信じられて」きた。ここで「信じられて」と書いたのは、中性超流体では、ホール効果に相当するものの測定や、渦のダイナミクスを見る実験が未だなされていないことを意味している。理論的にも、超流体の基礎模型である二流体理論では、渦のダイナミクスはきちんと求められていない。希薄かつ低温極限では、正常流体部分は存在せず、系の運動は凝縮体の運動だけであり、それは流体力学方程式（オイラー 方程式と連続の式）に従うことが知られる（Gross - Pitaevskii 方程式）。しかし、一般の密度 - 温度領域では、中性超流体といえども、渦のダイナミクスは明らかになっていないと言ってよい。

液体ヘリウム4の、一般的密度 - 温度領域を（定性的に）表す模型の一つに、量子格子ガス模型（T. Matsubara and H. Matsuda, (1956)）がある。本講演では、量子格子ガス模型を用いて

超流体のダイナミクスを考え、高密度側での渦の運動の異常を以下のように指摘した。

量子格子ガス模型によれば、固い「芯」を持ったボソン（ヘリウム4原子など）の生成、消滅演算子はSU(2)の代数に従い、スピン1/2のスピン演算子のように振る舞う。その擬スピンの運動方程式は、Landau-Lifshitz方程式で書けるはずで、渦のあるような非一様の超流体（擬スピンのz-成分Szが非一様の磁性体）では、「どのように非一様かにより、運動方程式が異なる。」すなわち、渦の芯の形や、渦の芯近傍での流体の密度（渦の芯が真空であるか、正常流体等で満たされているか、など）に強く依存して、超流体の運動方程式が変わる。

低密度極限では渦の芯は真空($S_z = -1/2$)であり、通常のオイラー方程式から得られるものと、同じ運動方程式となる。しかしながら高密度では、渦の芯は正常流体で占められ($S_z = 1/2$)、磁性体で言うgyromagnetic vectorが低密度の場合と異なるので、渦の運動方程式は、高密度側では、通常の流体力学で期待されるものとは異なる。この事情により、超伝導薄膜で期待されているような、印加流に対しての渦の「さかのぼり」の運動が、高密度の場合には起こりうる。

HalperinとHohenberg(1969)は、量子格子ガス模型と、「特殊な状況下の」二流体理論（正常流部分が外的な格子等により散乱される場合の二流体理論）との同等性を示しているので、今後は一般的な二流体模型から出発し、上記の結果の正当性を別の角度から検討していく予定である。

超流体He中の Vortex Nucleation と Vortex Phonon Interaction

横浜市立大学理学部

石川 幸志

横浜市立大学総合理学研究科

山本 洋

超流体 ^4He 中で、電気誘導装置を使って負イオンによる渦の生成率を測定する実験がLancaster大学のMcClintock[1]のグループによって行われた。一連の彼らの実験によると、臨界速度（約60m/s）以上の速度をもつ負イオンはVortex loopを生成し、減速すると考えられる。渦の生成率は12MPa以上の圧力で、温度の関数として測定された。200mKより上の温度では、生成率は熱活性型であるが、200mK以下では温度に依らない一定値をとる。これは200mK以上では、渦がフォノンとの衝突によりポテンシャル障壁を乗り越えるためであり、それ以下ではポテンシャル障壁を量子力学的トンネル現象により核生成されるとして理解される。

この実験のトンネル核生成を説明する理論として、Muirhead等[2]と我々[3]の理論がある。

前者はイオン表面に生成されるVortex loopのイオンによる鏡像を正しく入れて、イオンと渦の

複合体の流体力学的エネルギーを計算し、ポテンシャル障壁を数値計算で求めた。しかしながら渦の生成率は、壁から短い直線上の渦が生成する場合の生成率から外挿して求め、定性的な議論を行った。我々は、イオン表面に生成されるVortex loopを半円と近似して、ポテンシャル障壁を解析的に計算した。解析的に求められたポテンシャル障壁を使えば、渦生成率をWKB近似で計算できる。実験で求められている圧力をえたときの渦生成率の電場依存性を計算すると、 10^6 V/m より低い電場では半定量的に実験と一致する結果を得ることが出来た。これより高い電場ではイオンによる渦生成とロトン励起が独立であるという仮定が良くないためであると考えられる。

渦生成率が温度による部分の衝突断面積による解析は、フォノンはイオンと衝突するのではなくて、渦と衝突することを示唆している。我々は最近Vortex Phonon Interactionを求め、零点振動している渦とフォノンの衝突から衝突断面積の値を得られることを示した。またVortex Phonon Interactionは、トンネル確率へのフォノンによる摩擦効果を計算するのにも重要である。

- [1] P.V.E. McClintock and R. M. Bowley. in Excitations in Two-Dimensional and Three-Dimensional Quantum Fluids, A. G. F. Wyatt and H. J. Lauter, ed. (Plenum Press, 1991) p.567
- [2] C. R. Muirhead, W. F. Vinen and R. J. Donnelly. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A311 (1984) 433.
- [3] K. Ishikawa and T. Inoue. Czechoslovak Journal of Physics. 46 (1996) Suppl. S1. 371.

局所誘導近似に基づく渦糸の量子統計

大阪市立大学大学院理学研究科 安井幸則

坪田誠

大阪大学大学院理学研究科 小倉和一

超流動 ${}^4\text{He}$ 中の渦糸 $\mathbf{X}(t, s)$ の運動方程式は、次式のハミルトニアンから正準方程式として誘導される。

$$H = \kappa\rho \int_0^l \left[\Gamma \sqrt{\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial s} \cdot \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial s}} + \frac{1}{2} \mathbf{X} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial s} \times \mathbf{V} \right) \right] ds \quad (1)$$

ここで $\kappa = h/m$, ρ は密度を表す。第1項は渦糸のエネルギーを、また第2項は外部から駆動する超流動速度場(外場) \mathbf{V} との相互作用エネルギーを示す。自由エネルギーを定常解(長さ l の渦糸)のまわりで展開すると

$$F(\beta) \simeq \frac{1}{2} \kappa \rho l \Gamma + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \hbar \omega_n + \frac{1}{\beta} \sum_{n=1}^{\infty} \ln [1 - e^{-\hbar \beta \omega_n}] \quad (2)$$

$$\omega_n = \sqrt{\Gamma} \left(\frac{n\pi}{l} \right) \sqrt{\Gamma \left(\frac{n\pi}{l} \right)^2 - \frac{V^2}{\Gamma}} \quad (3)$$

を得る。(2)式の3項はそれぞれ渦糸の古典エネルギー、零点振動エネルギー、量子温度補正である。(零点振動エネルギーは ξ -関数正規化により有限の値を取る。) 外場を $Vc = \pi \Gamma / l$ とするとき、振動数 ω_n が零となり自由エネルギーは負の無限大に発散する。

Hendryたちによる渦生成の実験結果と比較する。超流動 ^4He の中に入射された電子は、電子の零点振動と ^4He 圧力のつりあいからイオンとして運動する。イオンの速度が60m/sに達すると、イオンと渦の結合体がトンネル過程により生成され、コレクターに流れる電流が指数関数で減少する。定常解の渦糸の長さを $l \approx 10\text{\AA}$ (イオンのサイズ)にとると、 $Vc \approx 80\text{m/s}$ となり上記の実験結果とおよそ一致する。

以上の考察は常流体との摩擦を無視したものである。摩擦の影響を考慮するとき、古典的な渦糸の運動方程式は

$$\dot{\mathbf{X}} = \mathbf{V} + \Gamma \mathbf{X}' \times \mathbf{X}'' - \alpha \mathbf{X}' \times (\mathbf{V} + \Gamma \mathbf{X}' \times \mathbf{X}'') + \alpha' \mathbf{X}' \times [\mathbf{X}' \times (\mathbf{V} + \Gamma \mathbf{X}' \times \mathbf{X}'')] \quad (4)$$

によって与えられる。 $(\alpha, \alpha'$ は摩擦係数を表す。) (4)式を線形化することにより、定常解のまわりの揺らぎはdamped harmonic oscillatorで記述されることがわかる。このとき(2)式に存在する発散は摩擦効果をとりいれても解消されない。このことはdamped harmonic oscillatorの量子化により示すことができる。

参考文献

M. Tsubota, Y. Yasui and W. Ogura, to be published in J. Low Temp. Phys.

超流動乱流国際ワークショップ報告

山田一雄, 久保田実

本年6月米国オレゴン州ユージーンで開かれたProf. R.J.Donnelly主催の表題の研究会について報告を行った。以下にそのプログラムを添える。

Workshop on Superfluid Turbulence and Cryogenic Probes

The Ninth Oregon Conference on Low Temperature Physics

Cryogenic Helium Turbulence Laboratory, Department of Physics, University of Oregon

Willamette Hall, Room 110

June 16 - 18, 1998

Tuesday, June 16, 1998

TIME	SPEAKER	TITLE OF TALK
09:00 - 09:30	Russell J. Donnelly	The problem of superfluid turbulence
09:30 - 10:00	Patrick Tabeling	Local investigation of superfluid turbulence
10:00 - 10:30	Michael Smith	Observed pressure distribution and drag crisis on a sphere in flowing helium I and helium II
BREAK		
10:45 - 11:15	Ladislav Skrbek	Periodic boundary layer experiments
11:15 - 11:45	Simon Davis	Observation of vortex generation and decay in He-II below 200mK
11:45 - 12:15	Chris Swanson	High Reynolds number pipe flow of He II
Are low temperature co-flow superfluid turbulence and high-Reynolds number viscous turbulence identical?		
1:30 - 2:00	Marc Brachet	
2:00 - 2:30	Caroline Nore	Decaying Kolmogorov turbulence in low-temperature superflows
2:30 - 3:00	Natalia Berloff	Nonlocal Schrodinger equation as a model of superfluidity in the low temperature regime
BREAK		
3:15 - 3:45	Carlo Barenghi	The transition from the T-1 to the T-2 state of superfluid turbulence
3:45 - 4:15	Carlo Barenghi	Self-consistent superfluid turbulence
4:15 - 4:45	Karen Henderson	The anomalous motion of superfluid helium in a rotating cavity
4:45 - 5:15	David Samuels	Coupled normal-fluid and superfluid vortex structures

Wednesday, June 17, 1998

TIME	SPEAKER	TITLE OF TALK
09:00 - 09:30	Steve Stalp	Measurements of vorticity using second sound attenuation in grid turbulence in helium II
09:30 - 10:00	W.F. Vinen	The decay of vorticity in helium II towed grid turbulence
10:00 - 10:30	German Kolmakov	Formation of Kolmogorov spectra of turbulence in superfluid 4He
BREAK		
10:45 - 11:15	Boris Svistunov	Fragmentational scenario of decay of superfluid turbulence in the low-temperature limit
11:15 - 11:45	Sergey Nemirovskii	Gaussian model of the vortex tangle and its applications
11:45 - 12:15	Martin Wybourne	Design of anemometers for cryogenic helium turbulence experiments
Heliodynamics in Grenoble: probes development and turbulence measurements		
1:30 - 2:00	Benoit Chabaud	
2:00 - 2:30	Gwo-bin Lee	Flow measurements by using micromachined sensors
2:30 - 3:00	Greg Eyink	Variational method for turbulent energy decay
BREAK		
3:15 - 3:45	Peter Brusov	Current situation in study of collective excitations in superfluid ^3He
3:45 - 4:15	Leonid Dubovskii	The vortex lability in a supersaturated superfluid ^3He - ^4He mixture and the quantum phase-separation kinetics
4:15 - 4:45	Minoru Kubota	Non-linear flow properties of the artificial 3D superfluids, submonolayer superfluid He films formed in 3D connected porous glass
4:45 - 5:15	Kazuo Yamada	Effects of "eddy viscosity" on dissipations and velocity profiles superfluid turbulence

物性研究所談話会

日 時 1998年 7月14日(火) 午後1時30分～午後2時30分

場 所 物性研究所 Q棟1階講義室

講 師 明 楽 浩 史 氏

(所属) (北海道大学大学院工学研究科, 物性研究所客員)

題 目 量子ドットの輸送現象における多体効果

要 旨

量子ドットを通してのトンネル伝導では、量子ドットにおける電子間の強いクーロン反発が重要な役割を果たし、共鳴トンネルピークの間隔がクーロン相互作用の大きさだけ拡がるクーロン振動が観測され、最近では近藤効果も観測された。本講演では、量子ドットのクーロン振動における多体効果について次の話題を議論する。

- 1) 量子ドットの多電子基底状態のエネルギーと共鳴トンネルピーク間隔。
- 2) クーロン・ブロッケイドとスピン・ブロッケイドによる共鳴トンネルピークの高さの減少。
- 3) コヒーレントな透過波の減衰と透過波の位相の跳び。

日 時 1998年 8月28日(金) 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 Professor Moses Chan

(所属) (Pennsylvania State University)

題 目 Fluctuation Induced Forces in Helium Films.

要 旨

Theories predict that there exist fluctuation-induced forces which act on surfaces confining a fluid near a critical point and also on surfaces confining a superfluid film. These forces are caused by the fluctuations in the film having to satisfy boundary conditions at the film-vapor and film substrate interfaces. This phenomenon is very similar to the Casimir effect in electromagnetism, except that the fluctuations we study are in the order parameter of the fluid and not electromagnetic. We probe these forces by monitoring, as a function of temperature, the thickness of helium films adsorbed on Cu capacitor electrodes suspended at various heights (from 2 to 1.5 mm) above the bulk liquid. A dip in the film thickness of 2 to 3 percent is seen. The width of the dip is about

5mK and it is centered at two to five mK blow the bulk lambda point; the dip occurs closer to the lambda point for a thicker film. The position of the dip appears to coincide with where the maximum of the specific heat of the film is found. This is consistent with expectation that, near a critical point, these forces reflect finite-size corrections to the free energy.

日 時 1998年9月4日(金) 午後1時15分～午後2時15分
場 所 物性研究所附属中性子散乱研究施設山田ホール(東海)
講 師 Dr. Peter Lemmens
(所属) (2. Physikalisches Institut, RWTH Aachen, Germany, and Venture Business Laboratory, Hiroshima University)
題 目 Unconventional ground state in the quarter-filled spin ladder system α' -NaV₂O₅

要 旨

The magnetic excitation scheme of the “spin-Peierls” compound α' -NaV₂O₅ investigated by Raman spectroscopy contains in the dimerized phase ($T < T_{\text{sp}} = 34\text{K}$) a sequence of magnetic singlet bound states that differ from the observations in other spin chain compounds. These results together with other peculiar properties of α' -NaV₂O₅ may be understood assuming a ground state that is constructed of energetically nearly degenerate dimer configurations. These should include both dimers parallel and perpendicular to the dominant exchange path but also diagonal dimers. Furthermore, our investigations give hints for pretransitional fluctuations for temperatures below $T_{\text{fl}} = 60\text{K}$ as distinct phonon anomalies and quasielastic scattering. I will discuss these effects in the frame of a possible charge ordering for temperatures above T_{sp} in contrast to recent measurements of thermal expansion from Köppen *et al* that observed a second transition slightly below T_{sp} .

東京大学物性研究所の客員分野教授・助教授公募の通知

本研究所客員分野において下記のとおり教授（併任）・助教授（併任）の公募をいたします。

1. 公募人員

研究分野 A : 助教授	1名	F : 助教授	1名
B : 助教授	1名	G : 助教授	1名
C : 助教授	1名	H : 教授	1名
D : 助教授	1名	I : 教授又は助教授	1名
E : 教授又は助教授 1名			

2. 期間

A B C : 平成11年4月1日～平成11年9月30日（前期）

D E F : 平成11年10月1日～平成12年3月31日（後期）

G H I : 平成11年4月1日～平成12年3月31日（通年）

3. 研究分野

A : 1次元チャンネルに閉じ込めたヘリウム液面上の2次元電子系を用いて強相関少数電子系の特性についての研究

B : 微細加工した金属磁性多層膜等の低温における量子物性の研究

C : 多重極限プロジェクトの推進

D : 超高圧高温下における新物質、惑星深部物質の構造や物性の研究

E : 低次元強相関電子系の理論

F : 超高真空中における結晶成長や触媒反応などの表面原子過程にかかる表面電子準位の研究

G : 超短パルス光の発生、波長変換及びその特性評価。半導体、誘電体及び有機物質における超高速現象の研究

H : 高輝度光源計画に関わるライナックの設計変更及び開発研究

I : 4軸型中性子回折装置の整備及び同装備を用いた結晶物理・化学の研究

4. 研究条件

- (1) 研究室の共用、その他可能な範囲で研究上の便宜を計る。
- (2) 研究費及び本研究所との間の往復旅費、滞在費を支給する。
- (3) なるべく多くの時間を本研究所における研究活動にあてること。

5. 公募締切

平成10年11月27日（金）（必着）

6. 提出書類

(イ) 推薦の場合

○推薦書（本人の本研究所における研究計画に関する記述を含む）

○履歴書

○業績リスト（必ずタイプすること）ほか出来れば主要論文の別刷

(ロ) 応募の場合

○履歴書

○業績リスト（必ずタイプすること）ほか出来れば主要論文の別刷

○所属の長などによる本人についての意見書（宛先へ直送）

○研究計画書（本研究所滞在可能期間の推定を含む）

7. 宛先及び問い合わせ先

〒106-8666 東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所 総務課人事掛

電話 03(3478)6811 内線 5022, 5004

8. 注意事項

(1) 応募に際しては本研究所所員とあらかじめ連絡をとること。

(2) 客員の応募分野を明記し、教授又は助教授応募書類在中、或いは意見書在中の旨を朱書きし、
書留で郵送のこと。

9. 選考方法

東京大学物性研究所人事選考協議会での審議に基づき、物性研究所教授会で決定する。

平成10年8月27日

東京大学物性研究所長

安 岡 弘 志

人 事 異 動

研 究 部

(辞 職)

所 属	職 ・ 氏 名	発令日	備 考
物性理論研究部門 (今田研)	助 手 古 川 信 夫	10.8.31	青山学院大学助教授へ

(配置換)

所 属	職 ・ 氏 名	発令日	備 考
新物質科学研究部門 (八木研)	助 手 内 田 雄 辛	10.8.16	同部門技官から
附属軌道放射物性 研究施設	技 官 瀧 谷 孝	10.9.1	附属中性子散乱研究施設技官から

1999年度日米科学協力事業「中性子散乱」研究計画の公募

1999年度の日米科学技術協力事業「中性子散乱」に関する日本側提案の研究計画を下記のとおり公募します。

本国際協力研究事業は、文部省特別事業として1981年から実施しています。申請に先立って、下記関係委員会委員とお打ち合わせの上、申請くださるようお願ひいたします。

記

1. 応募資格：全国国公私立大学、研究所所属の研究者（含大学院博士課程学生）

2. 提案様式：所定の提案書（用紙は提出先に請求してください）とコピー2部

3. 提案書類送付先：〒319-1106 茨城県那珂郡東海村白方106-1

東京大学物性研究所附属中性子散乱研究施設

藤井保彦

電話 029(287)8901, FAX 029(283)3922

4. 応募締切：1998年11月30日(月)までに必着

5. 課題の審査及び審査結果の通知：

日米協力「中性子散乱」研究計画委員会及び日米合同研究委員会で審査され、結果は1999年3月頃通知します。

6. 参考説明：

i 採択された研究計画で派遣される人数は、オークリッジ国立研究所(ORNL)4名、ブルックヘイブン国立研究所(BNL)8名程度となる見込みです。派遣期間は4～6週間程度です。

ii 現在BNLの高中性子束原子炉HFBRは運転停止中ですが、ORNLやNIST(National Institute of Standard and Technology, 米国商務省管轄の20MW原子炉)を利用したBNL研究者との共同研究を実施しているので、例年通りBNL向けの研究課題を受け付けます。ただし、状況の変化が予想されるので、申請前に委員長（藤井保彦；3. 書類送付先と同一）に問い合わせてください。

iii この協力研究の実施方法について不明な点は、研究計画委員会委員長、各担当幹事、最寄りの委員にお問い合わせください。また、各設備に関しても上記の委員にお問い合わせください。

iv 研究計画委員会の本年度の委員は次の8名です。

藤井保彦(東大物性研・委員長) 遠藤康夫(東北大理)

加倉井和久(東大物性研・BNL担当幹事) 片野進(原研)

吉沢英樹(東大物性研・ORNL担当幹事) 山岡仁史(京大工)

池田宏信(高エネルギー加速器研究機構) 山田和芳(京大化学研)

第7回ISSP国際シンポジウム

「中性子散乱を利用した物性研究の最前線」の開催について

第7回ISSP国際シンポジウム組織委員会 組織委員長 藤井保彦
実行委員長 松下裕秀

物性研究所では、物性基礎研究における国際協力の重要性を考え、定期的に物性科学の重要なテーマをとりあげ「物性研国際シンポジウム」(ISSP International Symposium)を主催している。

第1回を「有機超伝導体の物理と化学」(1989年)を主題として開催して以来、

第2回「酸化物超伝導体の物理と化学」(1991年),

第3回「固体表面における動的過程」(1992年),

第4回「強磁場の最前線」(1993年),

第5回「レーザー物理と分光学の最前線」(1995年),

第6回「高輝度光源を利用した物性研究の最前線」(1997年)

に関するシンポジウムが開催され、それぞれの分野の第一線で活躍している主要な研究者が多数出席し、物性科学の最先端の研究成果について大変活発な議論が行なわれ大きな成果をあげている。

今回は、「中性子散乱を利用した物性研究の最前線」をメインテーマとし、1998年11月24日(火)から27日(金)の期間、東京大学六本木キャンパスにおいて開催する予定で準備を進めている。幸い文部省からはCOE国際シンポジウムとして採択され、中性子研究連絡会の協賛も得ることができた。

物性研は1960年代初頭から、原研研究用原子炉（茨城県東海村）を中性子源とする中性子散乱の大学側全国共同利用の責任機関の役割を果たしている。特に1990年から稼働している改造3号炉(JRR-3M, 20MW)には、東北大学と共に大規模な中性子散乱装置群（現在13台）を、さらに1993年度には東海村に物性研附属中性子散乱研究施設を設置して、本格的な共同利用を行い、年間の申請課題数は260余件、利用者数6,000人・日に達している。このような活発な研究活動は各研究分野において国際的に高い評価を得ているが、このたび「現時点における研究の最前線を俯瞰し、今後特に21世紀における中性子散乱研究の動向を探る」目的で本国際シンポジウムを企画した。物性物理や原子炉中性子源だけに限らず、パルス中性子源も含めた中性子散乱の全研究分野を対象とし、次のカテゴリーでプログラムを編成している：

1. Highly Correlated Electron Systems
2. Magnetism
3. Materials (structure and excitation)
4. Polymers and Complex Fluids

5. Biology
6. Surfaces and Interfaces
7. Glasses and Liquids
8. Instrumentation
9. Industrial and Novel Application
10. Facilities
11. Neutron Optics

シンポジウムのプログラムはすでに次のように決定している：

Nov. 24 (Tue) 16:00 - 19:00 Registration and Welcome Party

Nov. 25 (Wed) 9:10 - 12:00 PLENARY SESSION

PL1	Strongly - Correlated Electrons and Neutron Scattering	H. Fukuyama
PL2	Magnetism (tentative)	B. Keimer
PL3	Neutron Structural Biology	N. Niimura

Nov. 25 (Wed) 13:30 - 16:50 TOPICAL SESSION A

A1	Pseudo Gap Formation and Related Phenomena in Cu - Oxides and Other Systems	M. Sato et al.
A2	Charge Segregation and Antiferromagnetism in High - Tc Superconductors	J. M. Tranquada
A3	Neutron Scattering Study on Electron - Hole Symmetry of High Temperature Superconductivity	K. Yamada
A4	Magnetism of Doped CuGeO ₃	G. Shirane
A5	Spin Gap, Antiferromagnetism and Superconductivity in the Doped Ladder Material	J. Akimitsu et al.
A6	Using Polarized Neutrons to Determine the Phase of Reflection from Thin Film Structures	C. F. Majkrzak et al.

Nov. 25 (Wed) 13:30 - 16:50 TOPICAL SESSION B

B1	Neutron Reflectivity of Polymer Interfaces	D. G. Bucknall et al.
B2	Interfacial Structures of Triblock Copolymers and Their Chain Conformations	

- in Bulk Y. Matsushita
- B3 Isotope Effects and Fermi Resonance in Hydrogen Bonds S. Ikeda
- B4 Protein Dynamics Studied by Inelastic and Quasielastic Neutron Scattering M. Kataoka
- B5 Neutron Scattering in Biology in 1998 and beyond J. Zaccai
- B6 Internal Structural Change of Ganglioside Micelle Depending on Temperature Observed by Neutron Solvent Contrast Variation M. Hirai et al.

Nov. 26 (Thu) 9:10 - 12:00 PLENARY SESSION

- PL4 Understanding New Materials: The Role of Neutron Diffraction W. I. F. David
- PL5 Neutron Scattering Research in Polymer Science D. Richter
- PL6 Neutron Scattering Studies of Industry - Relevant Materials: Connecting Microscopic Behavior to Applied Properties C. - K. Loong

Nov. 26 (Thu) 13:30 - 15:10 POSTER SESSION I

Nov. 26 (Thu) 15:30 - 17:10 POSTER SESSION II

Nov. 26 (Thu) 18:30 - 20:30 (Symposium Dinner at Tokyo Kaikan)

- Nov. 27 (Fri) 9:10 - 12:00 TOPICAL SESSION A
- A7 Ferromagnetic Ordering in the Superconducting State of ErNi₂₁₁B₂C H. Kawano et al.
- A8 Nonlocal Effects in the Superconductor YNi₂₁₁B₂C M. Yethiraj et al.
- A9 Ultra - Low Temperature Neutron Scattering M. Steiner and K. Siemensmeyer
- A10 Cold Neutron Spin Interferometry and Its Applications to Modified Spin Echo Methods T. Ebisawa et al.
- A11 Spin - Echo Three - Axes Spectrometer for Improved Momentum and Energy Resolution C. M. E. Zeyen

Nov. 27 (Fri) 9:10 - 12:00	TOPICAL SESSION B	
B7	Salt-Induced Phase Separation in Aqueous Solution	M. Misawa et al.
B8	Phase Transitions of Block Copolymers	H. Hasegawa et al.
B9	Shear Effects on the Morphology Transition in a Nonionic Surfactant System	M. Imai et al.
B10	Slow Dynamics of Polymers (tentative)	B. Farago
B11	Fast Relaxation in Glass-Forming Polymers and Its Relation to Mechanical Properties	T. Kanaya et al.

去る8月1日で締め切った事前登録者数は118名 = 95名(国内、内学生26名)+23名(外国)であるが、当日受け付けや企業からの参加者を含め140名位になるものと予想している。また、発表論文数は158件 = 26件(招待)+132件(一般)であり、J. Phys. Chem. Solids-Special Issue(Elsevier)として来年刊行予定である。

関心をお持ちの方はホームページ(<http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/issp7/>)をご覧ください。

Technical Report of ISSP 新刊リスト

Ser. A

- No. 3388** Demonstration of Large Amplification in Multipulse-Pumped Lithiumlike Aluminum Soft-X-Ray Lasers, by Tsuneyuki Ozaki and Hitoro Kuroda.
- No. 3389** Femtosecond Dynamics of Exciton Self-Trapping Process in a Quasi-One-Dimensional Halogen-Bridged Platinum Complex, by S. Tomimoto, H. Nansei, S. Saito, T. Suemoto, J. Takeda and S. Kurita.
- No. 3390** Low-Temperature Specific Heat and Magnetic Susceptibility near the Pressure-Induced Quantum Phase Transition in Ce_7Ni_3 , by Kazunori Umeo, Toshiro Takabatake, Hirohisa Ohmoto, T. Pietrus, H. v. Löhneysen, Keiichi Koyama, Shingo Hane and Tsuneaki Goto.
- No. 3391** Anomalous Magnetic Properties of $CeRu_4Sb_{12}$, by N. Takeda and M. Ishikawa.
- No. 3392** Anisotropic Magnetic Phase Diagram of $Ce_3Pd_{20}Ge_6$ with Quadrupolar Ordering, by J. Kitagawa, N. Takeda, M. Ishikawa, T. Yoshida, A. Ishiguro, N. Kimura and T. Komatsubara.
- No. 3393** Contrasting Kondo Behavior and Resonant Inverse Photoemission Spectra of $CeTSi_3$ and $CeTGe_3$ ($T = Rh$ and Ir), by Y. Muro, D.H. Eom, N. Takeda, M. Ishikawa, K. Kanai, M. Watanabe and S. Shin.
- No. 3394** μ^+ SR Observation of Magnetic Ordering and ono-Fermi Liquid Scaling in $CeCo(Ge_{1.8}Si_{1.2})$, by V.V. Krishnamurthy, I. Watanabe, S. Ohira, K. Nishiyama, K. Nagamine, M. Ishikawa, D.H. Eom and N. Takeda.
- No. 3395** Anomalous Thermal Conductivity of NaV_2O_5 as Compared to Conventional Spin-Peierls System $CuGeO_3$, by A.N. Vasil'ev, V.V. Pryadun, D.I. Komskii, G. Dhalenne, A. Revcolevschi, M. Isobe and Y. Ueda.
- No. 3396** Soft X-Ray Spectroscopic Study of Boron Phosphide, by Akane Agui, Shik Shin and Yukinobu Kumashiro.
- No. 3397** Bulk and Interface $Al2p$ Core Excitons in $GaAs/AlAs/GaAs$ Heterostructures, by Akane Agui, Shik Shin, Chen Wu, Kazuhiro Shibata and Koichi Inoue.

- No. 3398** HOM Coupler for the Damped Cavity of High Brilliance SR Source, by Yukihide Kamiya, Tadashi Koseki, Masaaki Izawa and Takeshi Takahashi.
- No. 3399** Magnetic Measurement of the VSX Prototype Magnets, by Yukihide Kamiya, Tadashi Koseki, Hirofumi Kudo, Norio Nakamura, Kenji Shinoe, Hiroyuki Takaki, Yoichi Takiyama, Yukinori Kobayashi and Kazuo Kuno.
- No. 3400** Neutron Scattering Study of the Charge Ordering and the Spin Ordering of the Magnetically Frustrated Spinel Antiferromagnet, by Yasuaki Oohara, Jun Sugiyama and Masaaki Kontani.
- No. 3401** Temperature-Induced Gap Formation in Dynamic Correlation Functions of the One-Dimensional Kondo Insulator — Finite-Temperature Density-Matrix Renormalization-Group Study — , by Tetsuya Mutou, Naokazu Shiba and Kazuo Ueda.
- No. 3402** Numerical Study for the Ground State of Multi-Orbital Hubbard Models, by Yukitoshi Motome and Masatoshi Imada.
- No. 3403** Aging Effects of an Elastic String Diffusing in a Disordered Media, by Hajime Yoshino.
- No. 3404** Spatial Change of Tunneling Spectra around Small Iron Islands on Surfaces of Superconducting $2H-NbSe_2$, by Fumio Komori, Ken Hattori and Takao Iwaki.
- No. 3405** Exact Dimer Ground State of the Two Dimensional Heisenberg Model for $SrCu_2(BO_3)_2$, by Shin Miyahara and Kazuo Ueda.
- No. 3406** Quantum Monte Carlo Simulation of the Trellis Lattice Heisenberg Model for $SrCu_2O_3$ and CaV_2O_5 , by Shin Miyahara, Matthias Troyer, David C. Johnston and Kazuo Ueda.
- No. 3407** A Model Study on Cluster Size Effects of Resonant X-ray Emission Spectra, by Tsuyoshi Idé and Akio Kotani.
- No. 3408** A New COD Correction Method for Orbit Feedback, by Masanori Satoh, Norio Nakamura and Yukihide Kamiya.
- No. 3409** Reduction in Resistive-Wall Impedance of Insertion-Device Vacuum Chamber by Copper Coating, by Norio Nakamura, Yukihide Kamiya, Tadashi Koseki, Youichi Takiyama, Kenji Shinoe, Masami Fujisawa, Yoichiro Hori, Shinichi Mandai and Masaya Oishi.
- No. 3410** Thermodynamics of the One-Dimensional $Su(4)$ Symmetric Spin-Orbital Model, by Beat Frischmuth, Frédéric Mila and Matthias Troyer.

No. 3411 Precise Magnetization Measurements of Single-Crystalline $FeSi$ under High Pressure, by Kaichi Koyama, Tsuneaki Goto, Takeshi Kanomata and Ryuunosuke Note.

No. 3412 Structure and Phase Transition of Fullerene C_{76} Crystal Studied by X-Ray Scattering, by Hironori Nakano, Yasuhiko Fujii, Tetsu Watanuki, Kenji Ishii, Hiroyoshi Suematsu, Hajime Kawada, Youichi Murakami, Koichi Kikuchi, Yohji Achiba and Yutaka Maniwa.

No. 3413 Effective-Mass Theory of Carbon Nanotube Junctions, by Hajime Matsumura and Tsuneya Ando.

No. 3414 Parallel Object Oriented Monte Carlo Simulations, by Matthias Troyer, Beat Ammon and Elmar Heeb.

No. 3415 Universal Critical Temperature for Kosterlitz-Thouless Transitions in Bilayer Quantum Magnets, by Matthias Troyer and Subir Sachdev.

No. 3416 Anderson Transitions in a Random Magnetic Field, by Tohru Kawarabayashi, Bernhard Kramer and Tomi Ohtsuki.

Activity Report 1997, Supercomputer Center, Materials Design and Characterization Laboratory.

編 集 後 記

物性研だよりの 9 月号をお届けいたします。

関東地方ではようやく夏の猛暑も終わり、すごしやすくなってきました。暑い最中ではありましたが、研究会も行われ、活発な議論がなされました。その報告書と、6 月下旬に行われた別の研究会の報告書が今月号に掲載されています。

前所長である竹内先生と、物性研で助手として活躍されていた高橋さんからお忙しい中、原稿をいただきました。

なお、次号の原稿締切りは10月 9 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ご連絡願います。

藤 原 直 樹
高 山 一

