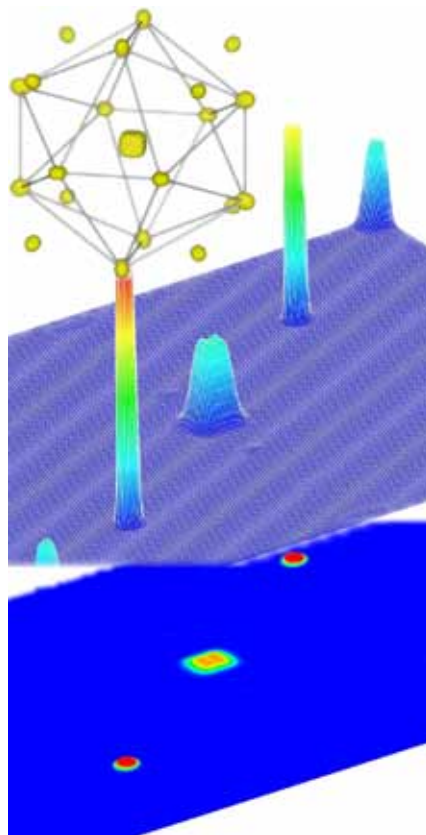


新学術領域研究（研究領域提案型）

重い電子系の形成と秩序化

平成 20 年度～平成 24 年度 領域番号 2001



Vol. 2

No. 2

平成 22 年 3 月 発行

NEWSLETTER



写真の説明 PrOs₄Sb₁₂の室温における核密度分布(上左), JRR-3に設置された国内唯一の中性子4軸回折装置FONDER(上右). 定常炉中性子源JRR-3ガイドホール(下). 詳細は本号「最近の研究から」セクションの「中性子散乱によるラットリングの可視化と新奇な動的応答の探索」を参照.



文部科学省 科学研究補助金 新学術領域研究（研究領域提案型）
重い電子系の形成と秩序化

ニュースレター 第2巻 第2号（通算第3号） 目次

トピックス

重い電子系の高圧・低温におけるフェルミ端電子構造の赤外分光研究	岡村 英一	1
極低温共鳴 X 線回折の実現と多極子秩序の観測	松村 武	5
Pr スクッテルダイトにみる非従来型電荷秩序と f 軌道揺らぎの物理	椎名 亮輔	8

最近の研究から

カゴ状構造を持つ物質群に於けるラットリング探索の超音波からの新アプローチ	柳澤 達也	12
中性子散乱によるラットリングの可視化と新奇な動的応答の探索	金子 耕士	15
Yb 系重い電子化合物における新しい量子臨界性と超伝導	松本 洋介	18
Yb 系, Sm 系化合物における f 電子自由度	水戸 毅	20
連続時間量子モンテカルロ法による重い電子系の研究	大槻 純也	22

コーヒーブレーク

電気抵抗極小と重い電子系	近藤 淳	24
量子臨界現象の物理と来歴	守谷 亨	29

海外便り

ロスアラモス, ゲッティンゲンに滞在して	常盤 欣文	34
----------------------	-------	----

関連書籍紹介

中性子散乱を理解するための参考書籍	神木 正史	36
-------------------	-------	----

若手秋の学校報告

「重い電子系若手秋の学校」の報告	石田 憲二	38
------------------	-------	----

研究会報告

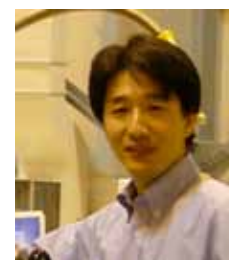
ワークショップ「先端光電子分光による重い電子系研究」の報告	横谷 尚睦	43
-------------------------------	-------	----

お知らせ

新学術国際会議の開催について	堀田 貴嗣	45
総括班会議について	堀田 貴嗣	46
領域情報		47
編集後記		48

重い電子系の高圧・低温におけるフェルミ端 電子構造の赤外分光研究

岡村 英一 神戸大学理学研究科



はじめに

本領域「重い電子系の形成と秩序化」においては「先端光電子分光による f 電子系化合物の高精度バルクフェルミオロジー」を掲げる A01-002 フェルミオロジー班が設定されている。これは前回のニューズレター (H21 年 10 月発行) で松波雅治氏も解説されているように、光電子分光 (PES) 手法のバルク敏感性 (プローブ深さ) や分解能などが近年飛躍的に向上したことを受けている。以前は重い電子系のスペクトロスコピーと言えば中性子や NMR など磁性に対するプローブが主力だったことを考えると、時代の変化を痛感する。筆者の専門は PES ではなく赤外分光なのだが、それでも同じ分光屋として大変喜ばしいことだと感じると共に、PES 研究を一つの班として設定された、代表の上田先生はじめ領域を主導される先生方の見識に敬意を払いたい。

さて本公募研究で筆者が目指すのは、PES では現在のところ技術的に不可能である外部圧力下での実験を赤外分光手法によって行い、重い電子系の電子状態に関して PES とは相補的な情報を得ることである。強相関電子系において圧力は特に重要なパラメーターであるが、重い電子系においても多くの物質が圧力下で f 電子の局在・非局在クロスオーバーや磁気転移などを示し、また近年特に研究が盛んな磁気量子臨界現象においても、圧力は電子状態をチューニングする重要なパラメーターの一つである。重い電子系における従来の高圧研究の主役は基礎的マクロ物性の測定であり、エネルギーの関数としてミクロな電子状態を探るスペクトロスコピー研究は余り行われてこなかった。最近では例えば X 線吸収 (XAS) による価数評価や NMR, そして今回の赤外分光などにより、高圧での電子状態研究が進みつつある。

以下ではまず、赤外分光手法が重い電子系分野でかなりマイナーな手法であるため、電子状態に関して赤外分光からどんな情報が得られるのか、PES と比較しつつ解説する。その後高圧で赤外分光を行う

実験技術について簡単に説明した後、本研究で何をめざすのか議論したい。

赤外分光 (光学測定) から求まる情報¹⁾

赤外分光、あるいはより一般的に可視・紫外光も含めた光学測定による電子構造研究では、物質に白色光を照射してその強度の反射率スペクトル $R(\omega)$ を測定し、その Kramers-Kronig (KK) 解析によって光学伝導度 (光学振動数における交流電気伝導度) $\sigma(\omega)$ など、物質のミクロな電子構造を反映した物理量を求める。 $\sigma(\omega)$ に現れるスペクトル構造は主に 2 通りある。即ち図 1 の概念図に示すように

- (1) 自由キャリアの集団振動 (プラズマ振動) に起因する「ドルーデ応答」と、
- (2) 占有状態から非占有状態への光学遷移に起因する「バンド間遷移」

である¹⁾。バンド間遷移の強度については、始状態と終状態の結合状態密度と遷移確率 (行列要素) を掛け合わせたものになり、かつ電子の k がほとんど変わらない「直接 (垂直) 遷移」となる。(これは光子の運動量がブリルアンゾーンよりずっと小さいためである。現実にはフォノンや格子欠陥などのため間接遷移もおきるが、最も強いのは垂直遷移である) 一方 PES においては物質に紫外、真空紫外、X 線領域の単色光を照射し、生じた光電子の強度とエネルギーを測定することで占有状態の 1 電子状態

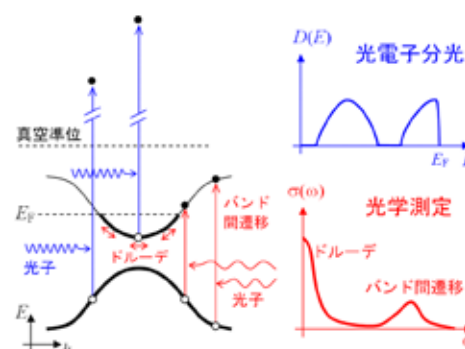


図 1 光学測定と光電子分光 (PES) の概念図。光学測定に関する部分を赤字で、PES に関する部分を青字で示している。PES は角度積分測定を想定している。

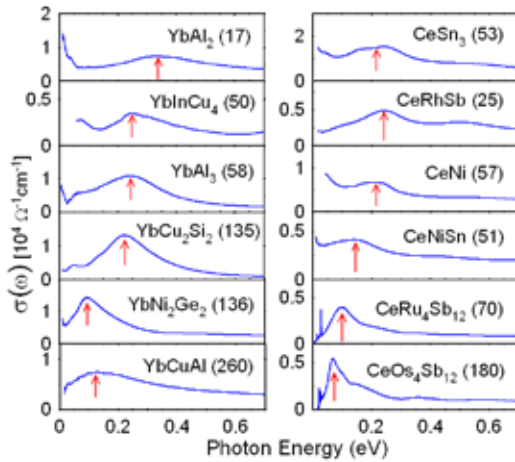


図2 様々なCe, Yb化合物の光学伝導度 $\sigma(\omega)^{1,2)}$ 。カッコ内の数字は各物質の電子比熱係数(単位は $\text{mJ}/(\text{K}^2\text{mol})$)。

密度 $D(E)$ が求まる(図1)。さらに単結晶試料で光電子の放出角度を測定(ARPES)すれば、試料面方向の電子運動量が測定でき、バンド分散が求まる。(最近ではさらに試料面に垂直方向の分散も求められている)しかし $\sigma(\omega)$ のバンド間遷移では常に占有状態と非占有状態の情報が重なる上に、さまざまな k を持つ電子の寄与の合計しか観測できない。またPESでは共鳴を利用することで特定の元素(例えばCe)からの信号を増強させられるが、光学測定ではそのような共鳴効果は利用できない。その代わりと言っては何だが $\sigma(\omega)$ にはバンド間遷移とは別に自由キャリアのダイナミクスがドルーデ成分として現れ、キャリア密度、有効質量や緩和時間に関する情報を含んでいる。さらに電子を検出するPESと異なり光を検出する光学測定では圧力、磁場、電場など外場下の測定が可能となる。

図2に様々なCe, Yb化合物の $\sigma(\omega)$ を示す²⁾。AuやAlなどの単純金属の場合と異なり、赤外領域に顕著なピーク(赤外吸収, mid-IR peak)が観測されている。また直流伝導度との比較(つながり)から、測定範囲より低エネルギー領域で δ 関数的に鋭く立ち上がるドルーデ成分があることがわかる(YbAl₃などでは $\sigma(\omega)$ にその裾が見えている)。このような赤外吸収ピークは、フェルミ準位近傍に f 電子と伝導電子の混成状態が形成される価数揺動金属、重い電子金属のsignatureとも言える振る舞いであり、他にも数多くのCe, Yb化合物で観測されている。また赤外吸収ピークのエネルギー E_{MIR} はその物質における有効 c - f 混成エネルギー V^* と関係しており、電子比熱係数 γ の異なる様々な物質に対して、

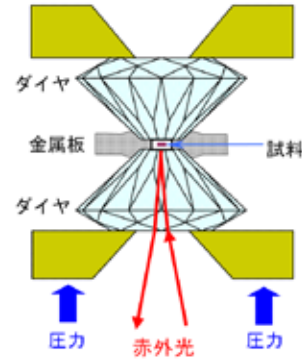


図3 ダイヤモンド・アンビル・セル(DAC)を用いた赤外反射分光の概念図。実際は圧力伝達媒体、金フィルム、ルビー小片を試料と共に封入する。

E_{MIR} と V^* の間に大まかな比例関係があることも見いだされている²⁾。

高圧での赤外分光

図3にダイヤモンド・アンビル・セル(DAC)を用いた赤外反射分光の原理を示す。ダイヤモンドは光子エネルギー 0.25 eV (波数 2000 cm^{-1})付近に強い2フォノン吸収帯を持つが、それ以外は赤外から可視にかけて透明である。 10 GPa (ほぼ 10 万気圧)の圧力を発生するには先端直径 0.8 mm のダイヤモンドが必要であり、試料空間の直径は 0.3 mm 程度となる。このように制限された空間に封入された微小単結晶試料の反射スペクトルと、反射率の標準である金フィルムのそれとを正確に測定するのは、波長が長く回折効果の強い赤外・遠赤外領域(波長 $1\text{--}100\text{ }\mu\text{m}$, 光子エネルギー $10\text{ meV}\sim 1\text{ eV}$ 程度)では容易でない。そこで我々はSPring-8の赤外ビームラインBL43IRにおいて、高輝度な(指向性が良く、かつ微小面積に光強度を集中できる)放射光を赤外光源として、さらに顕微鏡を用いてDAC中の試料や金フィルムへ集光している。この顕微鏡は試料と共に封入した圧力センサーであるルビーの蛍光スペクトルをその場測定するための光学系も内蔵している。またDACの冷却は液体Heフロー型クライオスタットで行っている。現在到達温度が 4.9 K 程度、測定可能な最低光子エネルギーは 15 meV (120 cm^{-1})程度である。

今回の公募研究での目標と従来の研究例

今回の研究で特に目指しているのは、高圧・低温で現れる電子状態や、金属-絶縁体(MI)転移に伴うエネルギーギャップの圧力依存を、赤外分光で調

べることである。2年間という研究期間も考慮して、以下の3つのテーマに絞って研究を進めている。

< CeRhIn₅ および CeCoIn₅ >

CeRhIn₅ は常圧では反強磁性体だが、およそ 2.0 GPa の圧力下で $T_c=2$ K の超伝導が現れ、その近傍で現れる特異物性が磁気量子臨界現象の観点からも大きな興味を集めている³⁾。一方関連物質の CeCoIn₅ は常圧でほぼ同じ T_c をもつ超伝導体であり、 T_c が圧力と共に変化する。我々の実験温度は T_c に届かないが、それでも低温で $\sigma(\omega)$ に現れる c - f 混成状態の情報から、その電子状態の圧力変化を探りたいと考えている。

< SrFe₂As₂ >

この物質も反強磁性体だが 4 GPa 以上の圧力で $T_c \sim 34$ K の超伝導を示す⁴⁾。常圧での $\sigma(\omega)$ が既に報告されており、反強磁性相では 0.15 eV 程度の疑ギャップ構造が観測されている。圧力印加と共にこの疑ギャップがどう変化し超伝導ギャップの形成へとつながるのか、高圧赤外分光による研究を進めている。

< PrRu₄P₁₂ >

この物質は充填スクッテルダイト化合物の中でも特によく知られた物質である⁵⁾。 $T=60$ K の MI 転移に伴い $\sigma(\omega)$ にも明確なエネルギーギャップが観測されている⁶⁾。多くの研究が行われてきたこの MI 転移の機構について、高圧での実験は重要なヒントを与えると思われるが、これまで複数報告されている高圧下の電気抵抗測定の結果は一貫していない。そこで $\sigma(\omega)$ の測定により、エネルギーギャップの圧力変化をエネルギー軸上で直接観察しようと試みている。これまでの結果では、低温で $\sigma(\omega)$ に現れるエネルギーギャップは 8 GPa までほとんど変化していないように見える。今後 20 GPa までの測定を行い、ギャップの変化を追う予定である。

以上の低温・高圧のテーマは進行中であり、まだまとまった結果とはなっていない。そこで既に論文になっている研究例として、YbS での結果を図 4 に示す⁷⁾。YbS は常圧で約 1.3 eV のエネルギーギャップを持つイオン性絶縁体であり Yb は 2 価である。しかし 10 GPa 以上で価数が 2 からずれる価数揺動状態になることが X 線吸収と構造解析からわかっていたが、高圧での電子状態は不明であった。我々の結果では YbS のギャップが 8 GPa 付近で閉じて $\sigma(\omega)$ にドルーデ成分を持つ金属となり、かつ

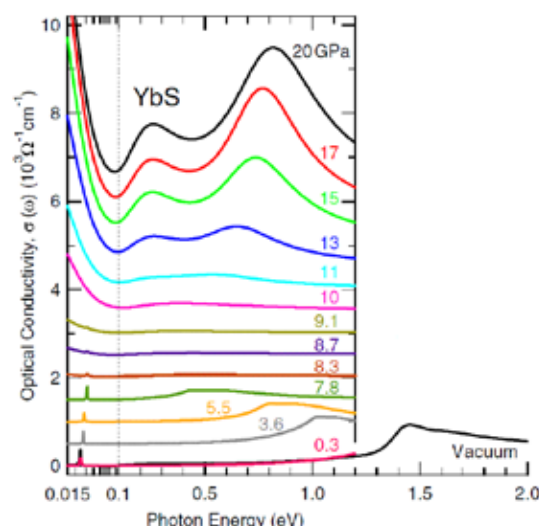


図 4 YbS の高圧下における赤外 $R(\omega)$ 測定から求めた光学伝導度 $\sigma(\omega)$ ⁷⁾。測定温度は室温であり、真空のデータ以外は $R(\omega)$ のフィッティングにより $\sigma(\omega)$ を求めている。

10 GPa 以上で強い赤外吸収を持つ、つまり図 2 に示した多くの価数揺動 Yb 金属とよく似た電子構造を持つ事を示している。ただし他の Yb 金属では 1 本しかない赤外吸収が YbS では 2 本あり、その起源を理解するためにバンド計算との比較などが必要と考えている。

終わりに

近年の PES, ARPES 実験技術のめざましい進歩については既に述べた。それに対して赤外分光技術が大きく進歩したのは 1970 年代から 1980 年代にかけてである。(パソコンの性能向上に支えられてフーリエ変換赤外分光法 FT-IR が普及し、広い振動数範囲のスペクトルが短時間かつ高い S/N 比で測定可能になった。) 現在でも分光器、検出器など個々の性能は向上しているものの、基本的な部分はすでに完成している。そして PES のように状態密度そのものやバンド分散が求められない赤外分光技術の利点はと言うと、やはり圧力や磁場と言った外場の下での測定、フェルミ準位近傍の微小なエネルギーギャップの検出、そしてドルーデ成分を通したキャリアの密度、有効質量、緩和時間などの解析ということになる。特に今回の公募研究のテーマである、重い電子系の低温・高圧でのエネルギー軸に基づく電子構造については、赤外分光でなければ求まらない情報だと言える。ここで DAC 中の微小試料に赤外線照射して反射率を測るという実験の性格上、やはり高輝度な赤外放射光源の果たす役割が大

きい。もちろん放射光を用いる故にマシンタイムに縛られ実験時間が制約される問題はあるが、本公募研究の期間中により良い実験手順を確立し、効率的なデータ取得を実現したい。そして重い電子系の高圧での電子構造に関して、新しい重要な情報を発信することができればと考えている。

謝辞 図2, 図4で紹介した結果に関して、共同研究者である松波雅治, 難波孝夫の両氏, および純良試料を提供してくださった多くの先生方に感謝します。

参考文献

- 1) 岡村英一: 固体物理 **43** (2008) 83.
- 2) H. Okamura *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **76** (2007) 023703.
- 3) H. Shishido *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **74** (2005) 1103.
- 4) H. Kotegawa *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 013709.
- 5) C. Sekine *et al.*: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 3218.
- 6) M. Matsunami *et al.*: Phys. Rev. B **72** (2005) 073105.
- 7) M. Matsunami *et al.*: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 237202.

極低温共鳴 X 線回折の実現と 多極子秩序の観測

松村 武 広島大学大学院先端物質科学研究科



はじめに

共鳴 X 線回折という実験手法が電子系の様々な秩序状態、特に軌道秩序 (f 電子系では四極子秩序)の研究に積極的に使われるようになったのは、Mn 酸化物に対して村上が行った実験に端を発している¹⁾。10年そこらの歴史しかない、発展途上の実験手法でもある。磁気秩序の観測はそれ以前に行われてはいたが、それは中性子回折よりも格段に高い波数分解能が放射光で得られる強みを生かして、例えば希土類金属における格子非整合な磁気秩序の波数を精密に測定するというような、中性子でも見えるものをより精密に測るといった印象のものであった。それに対して、共鳴 X 線回折で軌道秩序が見えることがわかったというのは、それが中性子では観測不可能なものであるだけに、大きなブレークスルーであり、そのインパクトは極めて大きかったのである。その後、 $T_0=25$ K という例外的に高い転移温度を持つ DyB_2C_2 の実験で、 f 電子系の四極子秩序の観測も可能であることが示され²⁾、 $3d$ から $5f$ 系まで広く展開されていくことになる。

共鳴 X 線回折について

原子に X 線を照射すると、様々なイベントが起こる。X 線電磁波の電場によって電子がゆすられ、ゆすられた電子が再び X 線を放射するのがトムソン散乱であり、これによる回折現象を使って結晶構造を調べることができる。他に、内殻軌道の電子が外殻の非占有軌道に励起され、空いた内殻軌道にどこか他の軌道から電子が落ち込んでくるときに X 線が放射されるというイベントもある。この X 線のことを蛍光 X 線と呼び、どんなエネルギーの X 線が出てくるかは元素ごとに決まっているので、元素分析などに使われる。共鳴 X 線回折は、この励起された電子がもとの内殻軌道に落ちるときに放射される X 線による回折現象であると言ってよい。照射する X 線のエネルギーをちょうど内殻と非占有軌道のエネルギー差に一致させると、蛍光 X 線

強度は最大となり、共鳴回折強度も最大になる。といっても、結晶格子によるトムソン散乱の回折ピークと比べると 5~6 桁も弱い。このプロセスで回折されてくる X 線は、励起された非占有軌道の状態を直接反映しているので、磁気秩序でも四極子秩序でも、非占有軌道が何らかの秩序構造を形成していれば、それによる回折ピークとして観測されるわけである。希土類元素の場合、内殻が $2p$ 軌道で非占有軌道が $5d$ または $4f$ 軌道のとき (L 吸収端)、エネルギーが 5~9 keV で、ちょうど波長 1 Å 程度の X 線に相当し、回折実験に適した領域ということで多くの実験が行われている。詳しくは解説文を参考文献に挙げておくので、そちらを参照されたい³⁾。

さて、共鳴 X 線回折の歴史がまだ浅いということの現れだと思うが、2005 年頃まで、試料環境も最低温度 10 K で無磁場が標準という状態だった。温度 2 K、磁場 2 T のような特殊環境も可能ではあったが⁴⁾、私のような外部ユーザーが放射光施設に実験の期間だけ出張して比較的気軽に使える状況ではなかった。中性子散乱のほうは、プローブがスピンをもつ粒子であるという特質上、磁性研究と直結し、磁性研究はその性格上、低温強磁場と結びつく。ゆえに、中性子散乱と低温強磁場が早くから当然のように結びついたのは必然であろう。アルミという中性子をよく透過する手軽な構造材があるのも、装置作製の上では大きい。一方、放射光では、結晶構造を調べるための X 線回折や、eV オーダーの分解能での発光分光などは、その研究テーマの性質上、あまり低温強磁場と結びつきそうにない。構造材も大問題で、X 線を比較的良好に透過する材料といえば、高価で扱いにくい Be しかない。しかし、近年になって、軌道秩序や f 電子系の多極子秩序、マルチフェロイクス系などの物理現象を放射光 X 線を使って研究するようになり、磁場を使う必然性が出てきた。電荷・スピン・軌道が複合的に絡み合って起こる現象がテーマなので、磁場に対する応答を調べることが非常に重要な意味をもつからである。さらに、

f電子系では4 K以下の低温も必要である。実験によって得られる知見の魅力のほうが、装置作製も含めた実験遂行上の困難さを上回れば、ぜひやってみようという機運が高まってくるものである。つくばにある高エネルギー加速器研究機構放射光科学研究施設(KEK-PF)では、2005年に最高磁場8 TのX線回折用超伝導マグネットとそれを搭載する回折計が導入され、磁場中で最低温度2 K程度までの実験ができるようになった。それ以来、ここでは非常に多くの磁場中X線実験が行われている。多くの、というところが重要であり、それは出張しての実験が比較的手軽であると同時に、いろんなユーザーが入れ代わり立ち代わり利用することで磁場中実験の細かいノウハウも蓄積され、より高度な利用法が考案され試みられていくことを意味している。

放射光X線回折実験

放射光X線回折実験はどのように行われるか、KEK-PFでの場合を紹介しよう。マグネットは前のユーザーが使っていて、既に立ち上がっているとす

(1) 実験初日、午前9時。前のユーザーと交代して引き継ぎをする。まず、前のユーザーが使っていたエネルギーから自分が使いたいエネルギーに変更する。Siモノクロ結晶の角度を変えるだけであり、これは簡単。確認のため、近いエネルギーに吸収端がある金属箔の吸収スペクトルを測定する。次にビームが回折計の回転中心(ω 軸と χ 軸を回しても動かない点)を通るよう、回折計の位置と角度を調整する。ビームサイズは直径1 mm弱であり、回折計の角度は0.01度以下の精度で動かして実験するので、0.1 mmのずれは巨大である。この作業で手抜きをすると後で思わぬ苦勞をすることになり、光軸調整に疑いがあると結局ここからやり直しということになるので、注意深く確実にやる。ここまででだいたい午後3時から4時になる。

(2) 試料を取り付けたホルダーをマグネットに挿入する。冷却しながら夕食に行き、戻ったら、試料表面がビームの中心に来るよう、高さと同方向の位置を調整する。横方向は、試料表面をビームと平行にしてから試料を横に移動させ、ビームがちょうど半分隠れるようにする。これを業界用語で半割りと呼ぶ。ビームは回折計の回転中心を通るように調整し

てあるので、ビームの中心に試料表面をもってくれば、試料表面は回折計の回転中心に来ていることになる。

(3) 試料の軸立てをする。例えば試料表面が(100)面で、[001]軸を鉛直上向きにセットしたとすると、散乱面は(HK0)である。このときはまず(200)反射を見つけてその($2\theta, \omega, \chi$)の角度を決定する。これで(H00)反射なら任意の逆格子点に行けるようになる。次に、例えば(210)反射を見つけてその($2\theta, \omega, \chi$)の角度を決定する。これで任意の逆格子点(HK0)に行けるようになる。これでようやく測定準備完了である。午前0時前にここまでくれば順調だ。宿舎に帰って寝たいところだが、共鳴ピークがあるかどうか見たいのもう少しがんばる。

(4) 信号が期待される超格子反射位置でエネルギースペクトルを測り、共鳴ピークがあるかどうか探す。見つかったら、とりあえず強度の温度変化でも測定するためのプログラムを作って走らせ、宿舎に帰って寝る。だいたい午前3時か4時になる。見つからなかった場合はひたすら探し続けるが、さらなる作業に備えて休養も必要なので、どこかであきらめて寝る。その間ビームを無駄にする後ろめたさがあるが、思考と集中を要する作業が続くので、最低限の睡眠も重要である。その意味で、ちゃんとした食事をとることも大事である。

(5) 実験2日目、午前10時。温度変化の結果をプロットし、次に何をやるか考える。他の逆格子点を見る、磁場をかける、試料を回転させて磁場方向を変える、アナライザー結晶を取り付ける、偏光解析装置を取り付ける、といろいろな手の出し方があるが、ビームタイムは限られており、すべてはできない。どんなデータを出したいのかをよくイメージして方針を決めなければならない。ここが完全手作業実験と言われる共鳴X線回折実験の最大の特徴で、イメージの持ち方が三者三様なので、データも三者三様となる。もちろん信頼できないという意味ではなく、同じ風景を見ても画家によって違う絵が仕上がるといふことである。裏返せば、風景が見えない人には装置は動かしてもデータが出ないという厳しさがある。また、この「次に何を測るか」を決めるのに大変な思考と集中力を使うので、(4)にも書いたように、食事と睡眠はきちんととっておかないと、実験の質が低下してしまう(この点、KEK食堂は大い

に問題)。

(6) 実験4日目。順調ならばそろそろ全体の風景が見えてきた頃で、学会発表や論文の図を想定した仕上げの測定に取りかかる。必要な精度、データ1点あたりの時間とデータ点数、ビームタイム終了までの時間を考慮し、満足のいく図が仕上がるよう工夫して測定する。最後は疲労困憊するが、これは大変ハッピーなのであって、風景が見えてこないまま、もっとひどいときは共鳴信号さえ見えないまま終了時刻を迎えてしまって、途方に暮れた帰路につくこともある。

いよいよ極低温実験

KEK-PFでの実験経験を重ねるにつれて、ほとんどが相転移温度2 K以下の f 電子系多極子秩序物質 $Ce_xLa_{1-x}B_6$ 、 $TmTe$ 、 $PrPd_3S_4$ 、 $PrOs_4Sb_{12}$ 等々の共鳴X線回折ができるかもしれないという現実的な感覚が持てるようになってきた。ESRFでは 3He 冷凍機を使った極低温実験装置の開発が早くからなされており、 $Ce_xLa_{1-x}B_6$ のIV相八極子秩序の報告例があるが⁵⁾、日本ではまだ最低温度1 Kを下回る共鳴X線回折実験が可能な装置はない。ESRFでもその後の報告は聞かない。挑戦を妨げる要因は、共鳴信号を出すような強いX線をそんな低温で照射すると試料の温度が上がってしまうという困難と、そこで何を観測しどんな知見が得られるのかという魅力(認識)不足である。後者が前者を上回ることが必要である。四極子秩序を観測しました、というだけでは今は魅力不足と言わざるを得ない。椎名氏が述べておられるように、様々な多極子自由度が複合的に誘起され相互作用し秩序化するところが真の様相なのであり、その様子を観測できれば大変すばらしいことだと思う。

共鳴X線回折の強みは $2p-4f$ 遷移なら十六極子までの多極子秩序の観測が可能だという点にある。幸運にも最近、磁場方向を反転させることで、磁気八極子による信号を効果的に引き出せることに気がついた⁶⁾。上に挙げた物質群はいずれも高次多極子が重要な働きをしていることが期待されているものである。 $2p-4f$ 遷移に磁場とその反転を組み合わせれば、これらの魅力に十分に迫ることができると期待しており、今回の公募研究に応募する次第となった。

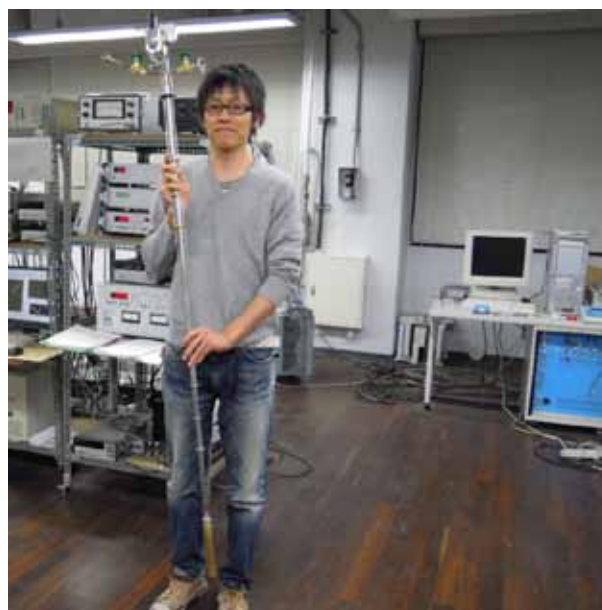


写真1 試作機完成での記念写真

現在、新学術領域の研究費で 3He クライオスタットの製作真っ最中である。旋盤、フライス、銀ろう、ハンダ付け、と楽しい作業の毎日だ。昨年11月の試作機では最低温度0.4 Kを確認した。ビーム照射による温度上昇の問題は、机上の計算ではクリアされるはずだが、実際にやってみなければ分からない。今年度中に装置をSPring-8に持ち込み、新年度になったら最初の実験をやる予定である。うまくいくよう願っている。

参考文献

- 1) Y. Murakami *et al.*: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1932. ; Y. Murakami *et al.*: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 582.
- 2) K. Hirota *et al.*: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2706. ; Y. Tanaka *et al.*: J. Phys. Condens. Matter **11** (1999) L505.
- 3) 廣田和馬, 村上洋一:「放射光-中性子-電子線による軌道秩序の観測」, 実験物理学講座5 構造解析, 藤井保彦 編, 第5章(丸善, 2001);「特集号放射光X線による構造物性研究の最前線」, 固体物理 Vol. **37**, No. 9 (2002); 松村武:「共鳴X線散乱— f 電子系化合物における多極子秩序の観測—」, スクツェルダイト若手夏の学校テキスト, (2006) p. 273.
- 4) H. Nakao *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) 1857.
- 5) D. Mannix *et al.*: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 117206.
- 6) T. Matsumura *et al.*: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 017203.

Pr スクッテルダイトにみる非従来型電荷秩序と f 軌道揺らぎの物理

椎名 亮輔 神奈川大学工学部



はじめに

スクッテルダイトは RT_4X_{12} (R =希土類イオン, T =遷移金属イオン, X =プニクトゲンイオン) という組成を持つ化合物群の総称で, $R=Pr$ に限っても, T, X の入れ替えに対応する多数の化合物 (Pr スクッテルダイト) が合成されている. それらの多くは低温で相転移を示すが, 秩序相の性質はミステリアスであり, また多様性に富んでいる¹⁾. 言うまでもなく, 2003-2007年度の5年間にわたり繰り広げられた特定領域研究のメインテーマである. 私は, 特定領域に続いて当領域にも公募班として参加させていただくことになった経緯もあり, 多かれ少なかれスクッテルダイトとの継続性を軸に研究を展開していきたいと考えている. 本稿では, その一端を, Pr スクッテルダイトに関する最近の進展と絡めて手短かに紹介する.

さて, Pr スクッテルダイトに見られる共通の特徴として, まず Pr イオンの f^2 状態の結晶場準位が挙げられる. f^2 系では, 一般にフント則により軌道・スピンの合成角運動量 $J=4$ が基底多重項となり, その9重縮退が, 物質固有の結晶場によって, 1重項 Γ_1 , 2重項 Γ_{23} , 2つの3重項 $\Gamma_4^{(1)}$ および $\Gamma_4^{(2)}$ の4準位に分裂する. このなかで, ほとんどの Pr スクッテルダイトでは1重項 Γ_1 が結晶場基底状態となっていることが実験的に分かっている. また, 2重項 Γ_{23} は高エネルギー準位となり, 低温物性が基底1重項と励起3重項の一つにより支配されることが多いようである. このため, 1重項-3重項系の秩序や近藤効果は, 理論的にも重要な研究対象となってきた.

スクッテルダイトの伝導バンドも, 播磨-竹ヶ原による系統的な研究があり²⁾, よく分かっていると言っていだろう. そこでは軌道の階層構造に基づく描像が大変有用であることが指摘されている. すなわち, まず Pr イオンを取り囲む12個のプニクトゲン籠の p 軌道から分子軌道を構成し, その後隣接した籠の分子軌道の重なりによってバンドを構成す

るという考え方である. その結果, フェルミ準位近傍の主要バンドが, 第ゼロ近似として, よく知られた bcc 格子の強結合バンドに還元でき, そのために電子正孔対称や完全ネスティングなど著しい特徴を有していることが明らかになっている.

このように, Pr スクッテルダイトは, 一見複雑なのであるが, 見方を変えれば単純かつ新しい舞台を電子系に提供しているとも言える. 以下では, 典型物質 $PrRu_4P_{12}$ の電荷秩序を中心に, 上記のスクッテルダイト特有の舞台で演じられるドラマを垣間見てみたい.

$PrRu_4P_{12}$ の非従来型電荷秩序

$PrRu_4P_{12}$ の研究は 90 年代後半の金属絶縁体 (MI) 転移の発見に始まる³⁾. 電気抵抗が 63 K で明確な折れ曲がりを示し, 低温で指数関数的な増大を示したのである. その後まもなく, X 線散乱により格子ひずみが観測され⁴⁾, 転移温度以下で2副格子が形成されていることが明らかになった (図1). その構造が, 上述した伝導バンドのネスティングから予想されるものに一致していたことから, 当初はネスティングによる比較的単純な電荷秩序 (及びそれに伴うバンドギャップの形成) と考えられていたように思う.

その認識を改めたのが岩佐らの非弾性中性子散乱による結晶場励起の観測である⁵⁾. すなわち, 2副格子における励起がほぼ完全に同定されると同時に, 転移温度以下でそれらが非常に大きな温度変化を示すことが明らかになったのである. 図1(b)に実験結果を示す. 多くの Pr スクッテルダイトと同様, 高温相では1重項 Γ_1 が最低準位であり, それをエネルギー原点にしている. 特筆すべきは, 転移とともに, Pr(2) 副格子で励起3重項の一つ ($\Gamma_4^{(2)}$) が急激に下がり, 1重項とレベルクロスを起こして, 最低温では3重項基底が実現することである. この結果は, f 電子が MI 転移に深く関与していることを示している. というのも, 単純な電荷秩序では各

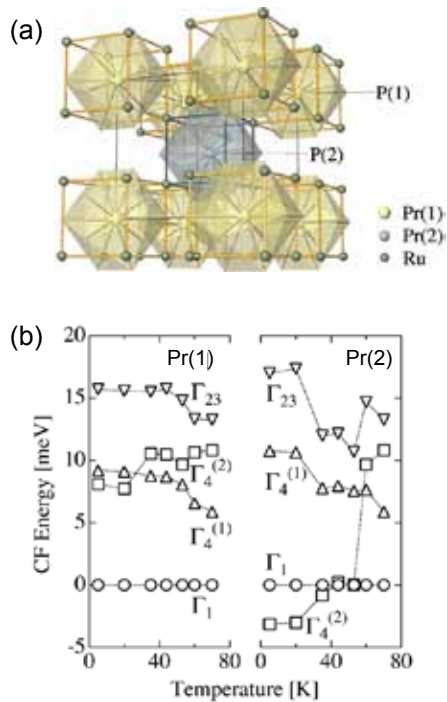


図1 (a) $\text{PrRu}_4\text{P}_{12}$ の結晶構造と2副格子状態⁴⁾. (b) 2副格子での結晶場準位の温度変化⁵⁾.

準位の弱いシフトのみが予想されるからである。

このような観点で、伝導電子・ f 電子相互作用に起因するMI転移の平均場理論が瀧本によって提案され、結晶場準位の温度変化の大筋がうまく説明された⁶⁾。そして、転移温度以下の f 電子状態は、十六極子秩序（あるいはさらに高次？）とみなせることが指摘された。こうして、 f 電子の結晶場多重項を巻き込んだ新奇な電荷秩序は、これまで広く研究が行われてきた多極子の物理と密接に関連した現象と考えられるようになった⁷⁾。

しかしながら、ここで注意が必要なのは、この系の秩序状態では、2副格子形成によって並進対称性のみが破れ、局所対称性は保たれていることである。したがって、多極子が秩序変数であるとしても、その対称性は単純電荷と同じ（恒等表現）であり、四極子や八極子の秩序のような新奇な対称性の破れが生じているわけではない。この意味で、筆者は、むしろこの系の研究で重要なのは、異常な秩序状態の形成機構や単純電荷秩序との相違点を（定量性も含めて）詳しく解明してゆくことにあると考えている。その一つの方向として、この物質の輸送特性とその理論研究の進展を以下にまとめる。

$\text{PrRu}_4\text{P}_{12}$ の輸送現象と f 軌道揺らぎ

この系の電子輸送は、MI転移温度以下で文字通

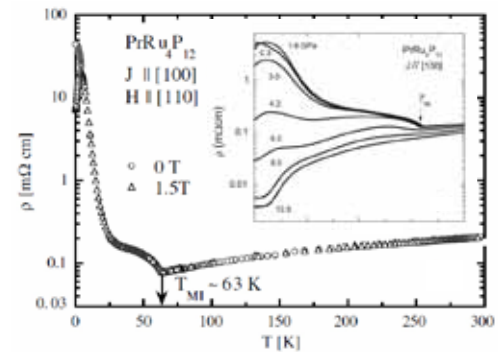


図2 $\text{PrRu}_4\text{P}_{12}$ の電気抵抗⁸⁾. 内挿図はその圧力効果⁹⁾.

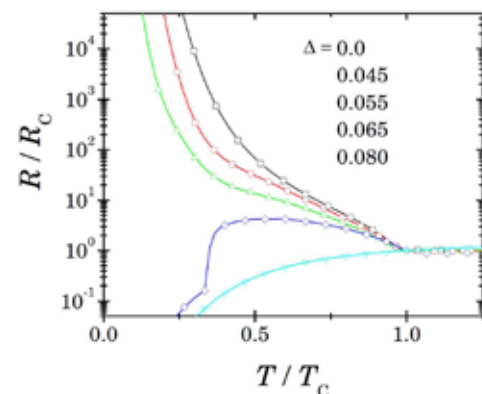


図3 1重項-3重項モデルに基づく電気抵抗の計算結果¹⁰⁾. Δ は正常相の結晶場分裂を表す。

りの絶縁体的な特性を示すのであるが、詳しく見るとそう単純な現象ではないことが分かる。図2は電気抵抗の実験結果である。低温での抵抗は明確な熱活性型となっているが、中間温度領域には特徴的な肩構造が見られる。圧力により金属化していく過程でのそれらの変化も興味深い^{8,9)}。また、ホール係数や熱起電力は、転移温度以下で急激に増大し、符号反転を含んだ複雑な温度変化を示している⁸⁾。一方、電荷秩序状態の平均場モデルでは、温度変化はギャップの大きさのみによって決まり、これらの実験を説明できないことは明らかである。

こうした認識のもと、最近筆者は f 電子の揺らぎまで取り込んだ解析を行い、上記の実験結果の大筋が、冒頭で述べたPrスクッテルタイトの一般的特徴と整合的に理解できることを指摘した¹⁰⁾。まず抵抗であるが、その主要な起源が伝導電子・ f 電子相互作用にあると考えよう。その際の重要なポイントは、図1(b)のように f 準位のレベルクロスが転移点以下の中間温度で生じるため、それを境に f 軌道の熱揺らぎの強弱が切り替わることである。そして、その影響が、相互作用を通じて、伝導バンドに明確に現れるのである。すなわち、高温では f 電子

揺らぎによる強い散乱のためバンドギャップの形成が妨げられ、低温になると揺らぎが抑えられ急激にギャップ状態に移行する。端的に言えば、この軌道揺らぎ効果が抵抗に現れた肩構造の原因であると考えられる。図3にモデル計算の結果を示す。常圧での温度依存性ととともに、結晶場分裂 Δ の変化を考慮することで、圧力実験についても定性的に再現できることが分かる。

一方、ホール伝導度では揺らぎのより詳細な性質(すなわち伝導電子と正孔それぞれへの影響)が問題になる。転移温度以下で、ホール伝導度が急激に増大する原因をかいつまんで言えば次のようになる。 f 電子の秩序化によって2副格子が形成され(図1)、一方に電子が、もう一方に正孔が引き寄せられる。こうして分離された電子と正孔は、もともと伝導バンドに電子正孔対称性があるので、平均場近似の枠内では等価のままである。しかしながら、図1(b)のように f 準位構造は2副格子で完全に非等価であるため、 f 電子の揺らぎまで含めた解析においては電子と正孔は異なる散乱を受けることになる。結果として、秩序相でのギャップ形成にもかかわらず、顕著なホール伝導度の増大が、レベルクロスによる揺らぎの大きな温度領域で実現するわけである(図4)。実際こうしたシナリオに基づいて、ホール係数($R_H \propto \sigma_{xy}/\sigma_{xx}^2$)の実験結果の大筋を説明できることが示されている¹⁰⁾。

これらの解析は半現象論的なモデルを用いているわけであるが、その微視的な基礎付けがごく最近行われたことも付記しておきたい¹¹⁾。分子軌道からなる伝導バンドと f^2 状態の現実的な混成要素が結晶場準位に依存して大きく変化し、電荷秩序を伴う1重項-3重項の反強的配列を自然に導くことが示さ

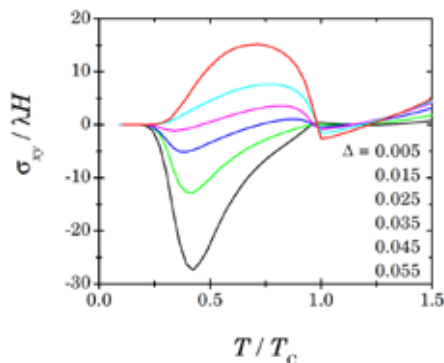


図4. 1重項-3重項モデルに基づくホール伝導度 σ_{xy} の計算結果¹⁰⁾。結晶場分裂 Δ の変化により秩序相内で σ_{xy} の符号変化がもたらされる。

れたのである。さらに、電荷秩序のもとでの磁気相互作用が極めて微弱になり、3重縮退が残るにもかかわらず低温まで磁気転移が観測されないことも明確に説明された。

こうした最近の進展は、スクッテルダイトの物理の骨格と基礎特性を明らかにすると同時に、 $\text{PrRu}_4\text{P}_{12}$ がそれを教科書的に実現している典型物質であることを示している。今後は、この理想系の磁場、圧力、不純物効果などに対する応答を、未解明の極低温領域の3重項に関わる物性などとも絡めて徹底的に調べていく必要があると思う。

$\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$ の電荷秩序

$\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$ の6.5 K以下の秩序相は長らく謎とされてきたが、最近 $\text{PrRu}_4\text{P}_{12}$ と類似の非従来型電荷秩序が実現していることが分かってきた。上述のモデルの普遍性から $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$ でも $\text{PrRu}_4\text{P}_{12}$ と共通の機構が強く示唆される。しかし一方で、 $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$ の実験結果に $\text{PrRu}_4\text{P}_{12}$ との様々な相違点があることも事実である。例えば、明確な近藤効果の存在や低温においても金属状態に留まることなどが挙げられる¹²⁾。また、 $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$ では、圧力印加や元素置換により容易に磁性相が現れることも分かっている。このように、 $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$ の物理は総じて複雑であるが、そこには電荷秩序状態における強い量子揺らぎや相互作用の競合という新しい問題が表れている。その理解には、伝導バンドと混成をより現実的な型に修正したモデルでの解析が不可欠であると思われるが、現時点でその糸口は良く分かっていない。 $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$ は、典型物質としての $\text{PrRu}_4\text{P}_{12}$ と他のPrスクッテルダイトをつなぐ架け橋としての側面もあり、今後の研究の進展が待たれる。

おわりに

これまでの f 電子系の秩序状態の研究の多くは、 f 電子の局在自由度のみからなる現象論的モデルに立脚し、多極子(とその秩序)そのものを研究対象としてきた。これに対して、今後は秩序化した f 電子が伝導電子状態に与える影響を新しい角度から研究していくことが重要と思う。特にスクッテルダイト系では、最近の集中的な研究によって、 f 電子(多極子)状態と伝導バンド特性の双方が良く分かってきており、両者の現実的な相互作用を理論的に調べ

る上で格好な舞台を提供している。

本稿では、スクッテルダイト特有の f 多重項を巻き込んだ電荷秩序の諸特性と最近の進展を駆け足で紹介した。一方、ここで触れなかった重要物質もいくつかある。その筆頭格は超伝導と磁場誘起相転移で有名な $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ であろう。今は、これらを含めたスクッテルダイトの全体像へと迫っていくべき時期ではないかと思っている。

参考文献

- 1) スクッテルダイト全般に関しては以下の文献が詳しい。"Proceedings of International Conference on New Quantum Phenomena in Skutterudite and Related Systems", J. Phys. Soc. Jpn. 77 (2008) Supplement A.
- 2) H. Harima and K. Takegahara: J. Phys.: Condens. Matter 15 (2003) S2081.
- 3) C. Sekine *et al.*: Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 3218.
- 4) C. H. Lee *et al.*: Phys. Rev. B 70 (2004) 153105.
- 5) K. Iwasa *et al.*: Phys. Rev. B 79 (2005) 024414.
- 6) T. Takimoto: J. Phys. Soc. Jpn. 75 (2006) 034714.
- 7) 多極子については、例えば以下を参照。椎名亮輔: 固体物理 43 (2008) 249.; Y. Kuramoto *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. 78 (2009) 072001.
- 8) S. R. Saha *et al.*: Phys. Rev. B. 80 (2009) 014433; J. Phys.: Condens. Matter 15 (2003) S2163.
- 9) A. Miyake *et al.*: Physica B 403 (2008) 1298
- 10) R. Shiina: J. Phys. Soc. Jpn. 77 (2008) 083705; 78 (2009) 104722.
- 11) R. Shiina and H. Shiba: J. Phys. Soc. Jpn. (投稿中)
- 12) 例えば、以下を参照。Y. Aoki *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. 74 (2005) 209.

カゴ状構造を持つ物質群に於けるラットリング探索の超音波からの新アプローチ

柳澤 達也 北海道大学創成研究機構



充填スクッテルダイトにおけるラットリング研究の背景

1980年にBrawnとJeitschkoは14種類の充填スクッテルダイトのX線構造解析を行い、カゴ状格子のサイズとそこに内包されたゲストイオンの温度因子の系統的变化から、ラットリングの可能性を初めて論じた¹⁾。充填希土類を変えた場合の格子定数の変化を観ると、最も格子定数が大きい ROs_4Sb_{12} 系(R=希土類)がランタノイド収縮をほとんど示さない点も興味深い。その後Keppensらによって $La_{0.9}Fe_3CoSb_{12}$ の比熱、非弾性中性子散乱、超音波測定(共鳴法)からラットリングに伴う低エネルギーのインシュタイン温度(70 K, 200 K)と、二つの非弾性ピーク(7 meV, 15 meV)、弾性定数 C_{11} , C_{44} に異常が報告された²⁾。この約4年後に、新潟大の後藤グループがパルス超音波法を用いてクラスレート化合物 $Ce_3Pd_{20}Ge_6$ と充填スクッテルダイト $PrOs_4Sb_{12}$ において「磁場に鈍感な」超音波分散を発見し、国内で超音波によるラットリング研究がスタートした^{3,4)}。図1に充填スクッテルダイト ROs_4Sb_{12} (R=La-Nd)の弾性定数 C_{11} の温度変化を比較して示す。矢印で示す弾性異常が超音波分散である。これらの現象論的な解釈を次に示そう。

緩和現象と超音波分散

超音波は固体中を弾性波として伝わり、電気四極子や局所電荷ゆらぎと結合する。実験では音速が観測され、(弾性率)=(物質の密度) \times (音速)²で単位体積当たりのエネルギーを表す物理量に変換される。一般に軌道自由度を持つ系の静的弾性率は四極子感受率として理解できる⁵⁾。一方、超音波と結合する自由度が緩和現象を示すときは動的な複素弾性率を考える⁶⁾。これらは磁気感受率としての帯磁率と類推できる。図2は充填スクッテルダイト $LaOs_4Sb_{12}$ の動的弾性率の計算結果である。超音波の測定周波数 ω と系の緩和時間 τ がマッチングする領域(共鳴条件 $\omega\tau \sim 1$)で、実部の弾性率は低周波極限 C_0 から高周波極限 C_∞ へ増大し、虚部の超

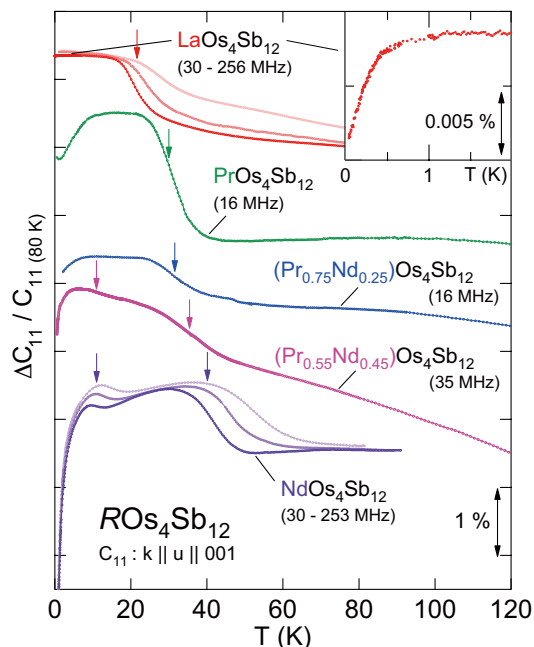


図1 充填スクッテルダイト ROs_4Sb_{12} (R=希土類)の弾性定数 C_{11} の温度変化。下向き矢印は最低周波数において $\omega\tau \sim 1$ となる温度を示す(文中参照)。弾性定数は相対変化で示し、周波数依存性は $LaOs_4Sb_{12}$ と $NdOs_4Sb_{12}$ のみを表示した。挿入図は $LaOs_4Sb_{12}$ の C_{11} の2 K以下の拡大図^{4,7,25,26)}。

音波吸収は極大を示す⁷⁾。これが超音波分散の現象論的な解釈である。アレニウス型の緩和時間を仮定すると、図1に示したような超音波分散の周波数依存性が再現できる。尚、ここで得られた活性エネルギーには、電子-フォノン相互作用などの効果が繰り込まれていると考えるべきで、他の物理量でも見つかっている低エネルギーフォノン励起の特性温度(例えばNQR⁸⁾、比熱⁹⁾、非弾性X線散乱¹⁰⁾、ラマン散乱¹¹⁾)と対応できるのかどうかははまだよく解っていない。これらの対応関係を明らかにするためにはより詳細な理論による橋渡しが必要である。

ラットリングとトンネリング

超音波分散を引き起こす緩和現象はカゴ状化合物のラットリングに限らない。例えば融解石英などのアモルファス物質や、 OH^- をドーパしたNaClなどのアルカリハライド系における複数の安定点間

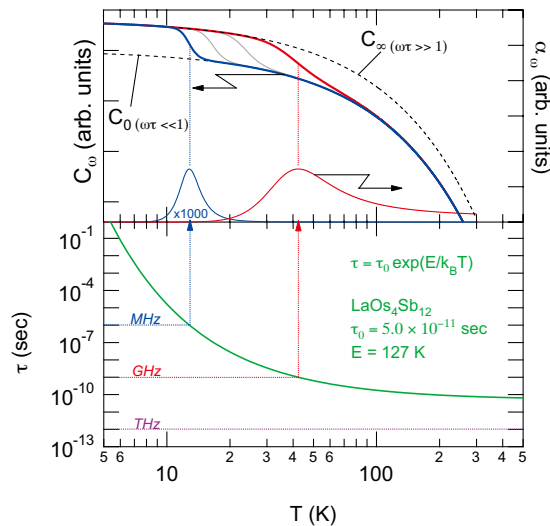


図2 実験⁷⁾で得られたLaOs₄Sb₁₂の活性エネルギーEと特性時間τ₀を用いて計算した、動的弾性率C_ωに現れる超音波分散と超音波吸収係数α_ωの温度変化(上図)と緩和時間τの温度変化(下図)。

をイオンが熱活性振動する現象や^{12,13)}、価数揺動系の電荷ガラスを示すSm₃X₄(X=S, Se, Te)や1次元電荷秩序を示すYb₄As₃のSb混晶系なども超音波分散を引き起こす¹⁴⁻¹⁶⁾。これらの超音波分散は全超音波モードで観測されるのに対し、クラスレート化合物R₃Pd₂₀Ge₆(R=La, Ce, Pr, Nd)と、充填スクッテルダイト化合物ROs₄Sb₁₂(R=La, Pr, Nd)のラットリングに伴う超音波分散は、それぞれΓ₅モードの弾性定数C₄₄と、Γ₂₃モードを含む弾性定数(C₁₁-C₁₂)/2やC₁₁に選択的に現れ、他のモードには現れない^{7,17)}。一方、PrOs₄Sb₁₂においてΓ₄とΓ₂₃モードの両方に超音波分散が観測されている結果も報告されており¹⁸⁾、詳細な実験で決着をつけるべきである。さらにRFe₄Sb₁₂(R=La, Ce, Pr)でもΓ₄とΓ₂₃モードの両方で明瞭な超音波分散と低温ソフト化が観測されており、モード選択性が無い^{19,20)}。これらの超音波分散のモード選択性を説明するための理論的なアプローチとして、服部らはΓ点近傍の音響フォノンと光学フォノン間の結合と電子-格子相互作用の異方性を考えた²¹⁾。

表1にカゴ状化合物における超音波によるラットリング探索の現状をまとめた²²⁾。ラマン散乱、非弾性X線、中性子散乱実験では多くのカゴ状物質で共通して内包イオンの振動に伴う低エネルギーのフォノン励起が見えるのに対し^{10,11)}、超音波では超音波分散を示す系と示さない系にはっきりと区別される点に注目されたい。また、超音波分散を示す系

表1 R₃Pd₂₀X₆(R=La, Ce, Pr, Nd; X=Si, Ge)と充填スクッテルダイトRT₄X₁₂(R=La, Ce, Pr, Nd, Sm; T=Os, Ru, Fe; X=Sb, As, P)の超音波実験によるラットリング探索の現状²²⁾。

R=	La(格子定数)	Ce	Pr	Nd	Sm	U
3-20-6 クラスレート						
R ₃ Pd ₂₀ Ge ₆	◎ 12.482 Å	○	○	○	—	
R ₃ Pd ₂₀ Si ₆	× 12.313	×	×	×		△?
充填スクッテルダイト						
ROs ₄ Sb ₁₂	◎ 9.3029	△	◎	○	△?	
RRu ₄ Sb ₁₂	× 9.2700	×	×	—	—	
RFe ₄ Sb ₁₂	◎ 9.1395	◎	◎	○	—	
ROs ₄ As ₁₂	— 8.5437	—	△?	—	—	
RRu ₄ As ₁₂	—? 8.5081	—?	—?	—	—	
RFe ₄ As ₁₂	— 8.3253	—	△?	—	—	
ROs ₄ P ₁₂	○ 8.0844	—	—	—	—	
RRu ₄ P ₁₂	× 8.0561	—	△	—	×	
RFe ₄ P ₁₂	× 7.8316	—	△	△	×	

脚注: ◎ 超音波分散と低温ソフト化有り, ○ 超音波分散有り, △ 超音波分散の存在が周波数依存性によって検証されていないもの, × 超音波分散無し, (—) 超音波の報告無し, (?) 本研究計画の対象物質。

では¹³⁹La-NMRの超微細結合定数が負の値を示すことも指摘されている²³⁾。他の分光実験には現れず、超音波やNMR実験に現れるこのコントラストは、ラットリングと電子系の相関に関する重要な情報を与えているのではないだろうか。

表1の「◎」で示される物質では、ラットリングが熱励起されなくなる低温領域で弾性定数の軟化(ソフト化)が観測される⁹⁾。超音波分散と同様に磁場に鈍感なこのソフト化の起源として、カゴに内包されたゲストイオンが熱励起により飛び越えていたポテンシャル障壁間を極低温で量子力学的にトンネリングする描像が考えられる。La₃Pd₂₀Ge₆は弾性定数C₄₄、LaOs₄Sb₁₂では弾性定数C₁₁(Γ₂₃の成分を含む)が温度の逆数に比例したソフト化を示し、トンネリングによる電荷揺らぎの基底状態が、「結晶の対称性を破る」縮退準位であることを示唆している。しかし実際には20 mKの極低温でもソフト化があり、結晶は立方晶のままである。弾性定数の解析から、隣り合うゲストイオン間には弱い反動的相関が存在することが解っており、トンネリングの凍結による低対称相への相転移の可能性が残る。一方では、ゲストイオンの「位置の自由度による多チャンネル近藤効果」への展開も期待でき、新たな重い

電子の形成機構として注目されている^{17,21)}。ゲストイオンが低温でオフセンター位置に存在しているかどうかを検証するために、中性子散乱で各イオンの核密度分布を観ると、ゲストイオンの平衡位置は測定精度内でカゴの中心（オンセンター）にあり超音波の結果と矛盾する²⁴⁾。両者の食い違いはラットリング研究に於けるもう一つの争点である。

本公募研究の目的とちょっと泥臭い話

NdOs₄Sb₁₂ は LaOs₄Sb₁₂ や PrOs₄Sb₁₂ とは異なり、低温側に 2 つ目の超音波分散を示す^{25,26)} (図 1)。Sb-NQR による系統的な実験でも NdOs₄Sb₁₂ にのみ複数の共鳴ピークが観測されており⁸⁾、電子-フォノン相互作用が変化し、新たなラットリングモードを生んでいる可能性がある。一方で、 Γ_4 モードの弾性定数 C_{44} にも微小な変化が検出された (図省略)²⁵⁾。指向性の高い高周波で測定を行うとその変化量が減少することから、超音波の波長に対する試料の不完全性 (形状, ひび) から横波成分が縦波超音波に混ざったことを原因と考えている。特に常圧のフラックス法で育成した充填スクッテルダイトは試料内に「す」が入り易く、これは超音波実験のようなバルク実験にとって致命的である。単結晶試料を慎重に抽出することも然りだが、試料の精密な研磨, セッティング方法の改善等の必要性を痛感した。超音波グループは精力的に研究を推進してきたにも関わらず、試料の問題や、微小試料測定の困難、結果の解釈の問題で統一的な見解がなかなか得られなかった経緯がある。

本研究では従来の超音波測定が抱える微小試料測定の困難を克服するため、新たに微小試料測定用の試料ホルダと発振子を開発した。また、並行して 3 GPa までの静水圧下における超音波測定にも挑戦している。高分解能を実現するためにハイブリッドピストンシリンダにインピーダンス整合された極細のセミリジット同軸管を導入し、超音波分散の圧力依存性を測定することが目標である。また、これまでほとんど手つかずの課題として残されていた砒素系充填スクッテルダイト RRu₄As₁₂ (R=La, Ce, Pr) やウランを内包するカゴ状化合物 U₃Pd₂₀Si₆ などを対象とする。

以上が本公募研究の課題名にある「新アプローチ」の正体である。今後も皆様のご協力を得ながら、古

くて新しい超音波の手法を用いてラットリング研究の新展開を計りたいと強く思い念じております。

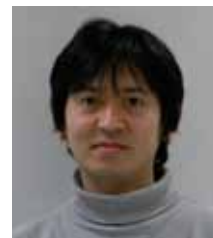
本稿を書くにあたり、新潟大の後藤輝孝先生、根本祐一先生、広島大の鈴木孝至先生、石井勲博士、JASRI の筒井智嗣博士、岩手大の中西良樹先生、北海道大の網塚浩先生、日高宏之先生、池田陽一氏にご助言をいただきました。ここに感謝申し上げます。

参考文献

- 1) D. J. Brawn and W. Jeitschko: *J. Less-Common Metals*, **72** (1980) 147.
- 2) V. Keppens *et al.*: *Nature* **395** (1998) 876.
- 3) Y. Nemoto *et al.*: *Phys. Rev. B* **68** (2003) 184109.
- 4) T. Goto *et al.*: *Phys. Rev. B* **69** (2004) 180511.
- 5) B. Lüthi: *Physical Acoustics in the Solid State* (Springer, Heidelberg, 2005) Vol. 148.
- 6) 後藤輝孝, 根本祐一: *日本物理学会誌* Vol. **61**, No. 6 (2006) 408.
- 7) Y. Nemoto *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** (2008) Suppl. A, 153.
- 8) H. Kotegawa *et al.*: *Physica B* **403** (2008) 772.
- 9) K. Matsuhira *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 124601.
- 10) S. Tsutsui *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** (2008) Suppl. A, 257.
- 11) M. Udagawa *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** (2008) Suppl. A 142.
- 12) S. Hunklinger and M. v. Schickfus: *Amorphous Splids: low temperature properties*, ed. W. A. Philips, (Springer-Verlag, New York, 1981).
- 13) E. Kanda *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **54** (1985) 175.
- 14) T. Goto *et al.*: *Phys. Rev. B* **59** (1999) 269.
- 15) A. Tamaki *et al.*: *J. Phys. C* **18** (1985) 5849.
- 16) Y. Nemoto *et al.*: *Phys. Rev. B* **61** (2000) 12050.
- 17) T. Goto *et al.*: *Phys. Rev. B* **70** (2004) 184126.
- 18) Y. Nakanishi *et al.*: *Physica B* **359-361** (2005) 910.
- 19) I. Ishii *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 084601.
- 20) I. Ishii *et al.*: *J. Phys: Conf. Ser.* **150** (2009) 042071.
- 21) K. Hattori and K. Miyake: *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** (2007) 094603.
- 22) ラットリングを示す他のカゴ状物質については誌面の都合上割愛させていただきました。超音波物性の参考文献として、充填スクッテルダイト系は、スクッテルダイト・ニュースレター Vol. 6, No. 1 (7th issue) (2009); 3-20-6 クラスレート系は、T. Goto *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 024716, 内の引用文献をご参照ください。
- 23) Y. Nakai *et al.*: *Phys. Rev. B* **77** (2008) 041101.
- 24) K. Kaneko *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 074710.
- 25) T. Yanagisawa *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** (2008) 074607.
- 26) T. Yanagisawa *et al.*: *Physica B* **404** (2009) 3235.

中性子散乱によるラットリングの可視化と 新奇的な動的応答の探索

金子 耕士 日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター



はじめに

「ラットリングとはどんなものか？」という素朴な疑問が本研究の根底にある。ラットリングを特徴付ける因子としては、巨大振幅振動の他に、非干渉性、非調和性やオフセンターなどの観点から議論がなされ、実験面も含めて、着実にその理解は深まってきた。しかし、いまだに明確な答えは得られていない。今後より進んだ理解を得る上で、中性子散乱は重要な研究手段の一つである。

中性子散乱には、大きく分けて弾性散乱と非弾性散乱がある。後者の代表はフォノンの測定であり、ラットリングについても多くの研究成果が挙げられている¹⁻⁵⁾。一方、本研究の主である前者については、いわゆる回折実験が対応し、時間-空間平均された構造の情報が得られる。ラットリングについて言えば、構造解析を通して、原子座標や熱振動に対応する(非)等方性原子変位パラメーター(温度因子、またはデバイワラー因子)として、もしくはそれらを反映した核散乱長密度分布(以下、核密度分布)が得られることになる。

回折実験に用いる線源は、中性子に限らず X 線や電子線など、いくつかの選択肢が存在する。この内、X 線と中性子では、X 線の散乱体が電子であるのに対し、中性子では原子核であるという本質的な違いが存在する。一般的な構造解析においては、この影響は各元素(原子核)に対するコントラストの

違いとして現れる。より詳細な解析においては、例えば結合電子の情報を見る場合には X 線が、原子核そのものを見たい場合には、中性子が必要となる。従って、ラットリングの研究において、熱振動や原子の安定位置を見るには、中性子が適していることになる。また非調和性など特殊な構造を解析する上では、通常の構造解析ではモデルが必要など、困難が存在する。今回はそれを打開するために、マキシマムエントロピー法(MEM)を採用している。

本稿では、スクッテルダイトにおけるラットリングについての結果を、X 線との対比や解析法による違いを交えながら示していく。最後に、今後の展望について述べる。

PrOs₄Sb₁₂ の単結晶中性子構造解析

単結晶中性子回折実験は、研究用原子炉 JRR-3 のガイドホールに設置された、現在国内で稼働している唯一の中性子 4 軸回折計 FONDER[®] において行った。MEM 解析及び可視化には、PRIMA⁷⁾ 及び VESTA⁸⁾ を使用した。解析は、各条件につき 300 程度の独立なブラッグ反射強度を用いて行っている。

まず始めに、充填スクッテルダイト PrOs₄Sb₁₂ の結果を通して、手法による違いを示していく。図 1 は、PrOs₄Sb₁₂ について、それぞれ (a) 単結晶中性子回折 + MEM 解析より求めた核密度分布、(b) 単結晶中性子回折 + 最小二乗解析結果に基づく熱振動楕

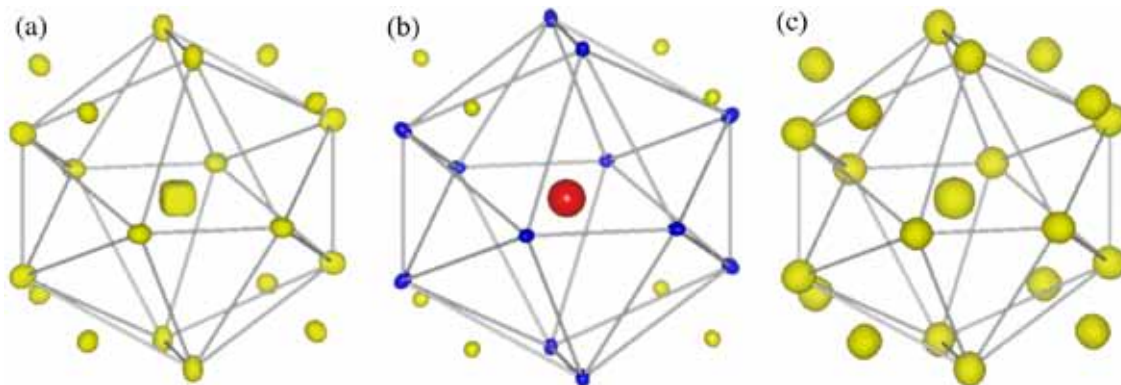


図 1: PrOs₄Sb₁₂ の室温における構造解析結果。(a) 単結晶中性子回折 + MEM 解析 (核散乱長密度), (b) 単結晶中性子回折 + 最小二乗解析 (熱振動楕円体図), (c) 単結晶 X 線回折 + MEM 解析 (電子密度分布)。Pr の最大値がおおよそ等しくなる様に規格化してある。

円体図, (c) 単結晶 X 線回折 + MEM 解析で決めた電子密度分布を示している⁹⁾. 同じ回折実験に基づく描像であるが, 結果は大分異なって見える. 解析手法による違いをみるため, (a) と (b) について Pr に着目して比較する. (a) では Sb のカゴの中心に, 立方体状に大きく拡がった, つまり異方的な核密度分布が見える. これに対し (b) では, Pr イオンの分布は拡がっているが, 形状は球形, すなわち等方的となっている. これは最小二乗解析の場合, Pr はカゴの中心である 2a サイトに位置し, 熱振動も調和近似の範囲内かつ等方的, という通常のモデルを用いているためである. これより複雑な構造を取り入れるには, 何らかのモデルが必要となる. 対して MEM 解析では, 空間群の許す範囲で, 異方性や分布形状が任意であり, 初期モデルも不必要である. 従って (b) と比べ, (a) ではより詳細な分布の形状が再現されている. これに伴って解析の尺度を示す R 因子も, ωR で 0.4% と大きく改善している.

次いで X 線と中性子線の違いを見るため, 単結晶 X 線回折及び MEM 解析から得られた図 1(c) に着目する. ここでの分布は, 核散乱長に代わり, 電子密度である. (a) と (c) を比べると, X 線の結果では, 全体的に拡がった分布となっていて, 元素間のコントラストが中性子と比べて明瞭ではない. そのため, 異方性など分布の詳細な形状についても, X 線ではぼやけてしまっている. これは初めに述べたとおり, X 線の散乱体が原子核の周りに拡がる電子であることに起因している. 以上より, 単結晶中性子回折及び MEM 解析において, ラットリングの詳細な描像が得られることが分かる.

引き続き, 単結晶中性子回折及び MEM 解析の結果に基づき, $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ 中の Pr における異方的かつ大振幅の振動について, 非調和性, オフセンターサイトの観点から細かく見ていく事にする. 図 2 に, Pr の核密度分布について, [100] 方向の断面の温度変化を示す. 最も特徴的なことは, 室温における台形型の特異な核密度分布である. この時の半値全幅は 0.57 Å に及び, 最大密度も, 差は僅かであるが, 0.2 Å 程度中心から外れた位置になっている. 一方 8 K に冷却すると, 最大密度をカゴの中心とするガウス型の分布へと劇的に変化している. 半値全幅も室温と比べ 1/5 以下に大幅に減少し, Os, Sb より僅かに広い程度である. これに対応して最大密度の値

は, 室温から 8 K の間で 2 桁近く増加している.

室温で最大密度が中心から外れており, Pr の安定位置が非中心にあると期待される. これをより詳しく見るためには, 温度を下げて熱振動を抑制し, 安定位置の存在確率を増加させることが適している. すなわち, オフセンターサイトが存在する場合, 分裂した分布が低温で顕著になる^{10,11)}. しかし, 今回得られた温度変化は逆の振る舞いである. すなわち $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ ではオフセンターサイトは存在しない事が明らかとなった.

非調和性については, 核密度分布におけるガウス型からのずれとして見る事が出来る. 実際, 8 K ではガウス型であり, 基底状態では非調和性は顕著でないことが示唆される. 一方, 室温での Pr の分布は, 上述の通り最大密度が中心からずれた, ガウス型から懸け離れた形状である. すなわち, 強い非調和性の存在を示している. 以上の結果から, $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ では, Pr について小さい励起エネルギーに構造を持つ非調和ポテンシャルとなっていることが示唆される.

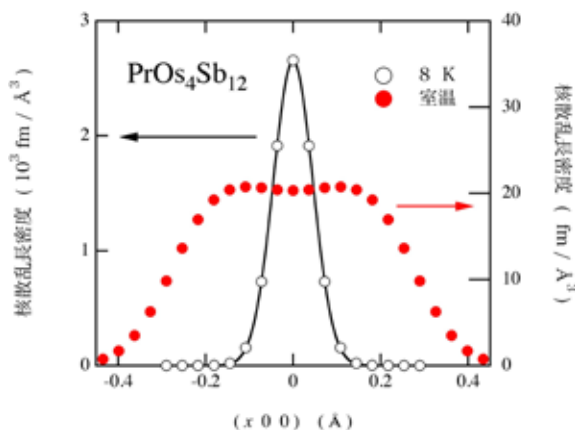


図 2: $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ 中の Pr について, 8 K 及び室温における [100] 方向の核散乱長密度分布.

$\text{RT}_4\text{Sb}_{12}$ の構造解析と今後の展望

非調和性や異方性の鍵を明らかにする目的で, 他のスクッテルダイトについても研究を進めている. まず Pr を隣の Nd で置き換えた $\text{NdOs}_4\text{Sb}_{12}$ について実験を行った. $\text{NdOs}_4\text{Sb}_{12}$ も電子比熱係数 γ が $520 \text{ mJ/mol}\cdot\text{K}^2$ と非常に大きい, 重い電子系化合物である¹²⁾. 構造的な面で両者を比較すると, 内包イオンとカゴの間の結合が弱いことを反映し, 格子定数は殆ど同じである. これに対し, Nd のイオン半径はランタノイド収縮に従い減少している. 結果として, Nd の自由空間は実質的に増えていると考え

られる。

MEM解析の結果得られた、Ndイオンの室温での核密度分布を、Prの結果と合わせて図3に示す¹³⁾。ここでは、両者の散乱長の違いを考慮し、規格化した核密度を使用している。一見して、 $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ と $\text{NdOs}_4\text{Sb}_{12}$ の分布形状が、最大密度の中心からのずれを含め、酷似していることが分かる。Ndの方がより幅が広く、半値全幅は[100]方向で0.75 Åにも達している。拡がりや振幅を反映して、核密度の最大値もNdの方が低い。そして形状からは、両者における強い非調和性の存在が示唆される。さらに低温8 Kでの振る舞いも、 $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ と $\text{NdOs}_4\text{Sb}_{12}$ で類似していることを明らかにした。

以上の結果から、物性を担う希土類イオンが熱振動に及ぼす影響は顕著に見られていない。一方でごく最近、同程度のカゴの大きさを持つ $\text{PrRu}_4\text{Sb}_{12}$ において、Prイオンは同程度の振幅を持つ熱振動を示すが、非調和性が顕著ではないことが明らかとなった¹⁴⁾。実際にT=RuとOsでは、超音波分散の有無や、超微細相互作用の符合など、ラットリングに特徴的なさまざまな物性が異なっている。この結果は、スクッテルダイトにおけるラットリングと各種物理量を特徴づける上で、注目すべき結果である。

今後については、上の発展として、*f*電子を持たない $\text{LaOs}_4\text{Sb}_{12}$ など、他の化合物へと展開することで、非調和性等の特徴を支配する因子を特定することである。もう一つの方向としては、非調和性を定量的に評価することである。これは核密度分布とその温度変化の解析から可能である。定量的な知見は、他の物性との関連を解明していく上で、重要な意味を持つ。また「ラットリングが何なのか？」という問いにより一般的に答えを得るためには、スク

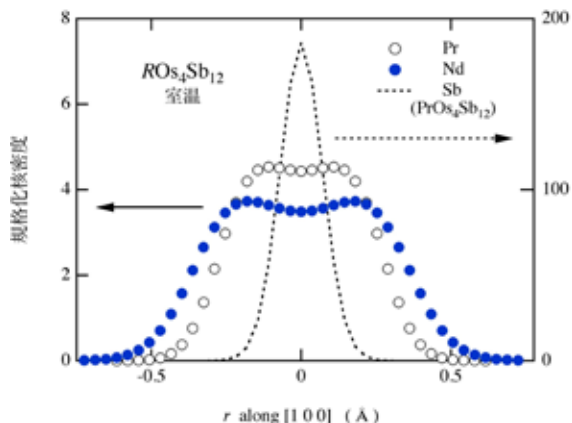


図3: $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ 及び $\text{NdOs}_4\text{Sb}_{12}$ 中の希土類イオンについて、室温における[100]方向の核散乱長密度分布。

ッテルダイト以外の他の結晶系、物性を示す物質へ展開していくことが必要であり、熱電クラスレートや β -パイロクロア化合物 AOs_2O_6 について同様の実験を進めていくことも計画している。

公募研究の2年という限られた期間の中(しかも、既に1年が過ぎようとしている現在)、国内で1台しかない装置の利用が必要となる本研究では、マシンタイムが絶対的に限られており、上に挙げた全ての測定を行うことは原理的に(肉体的にも)困難である。このマシンタイムの問題を克服する一つの候補は、最近運転が開始されたJ-PARCである。現在、J-PARCにおいて構造解析向けの回折計の建設が計画されている。パルス中性子を用いる場合、より広い逆空間の走査や、吸収の大きい元素を含む試料の測定も可能となる。その実現とともに、当分野のますますの発展が強く期待される。

謝辞

本研究は、木村宏之、野田幸男(東北大多元研)、松田達磨、目時直人(原子力機構先端研)(敬称略)を始めとする多くの方々との共同研究であり、ここに深く感謝する。

参考文献

- 1) C.H. Lee *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 123602.
- 2) K. Iwasa *et al.*: J. Phys. Conf. Ser. **92** (2007) 012122.
- 3) H. Mutka *et al.*: Phys. Rev. B **78** (2008) 104307.
- 4) M. M. Koza *et al.*: Nature Materials **7** (2008) 805.
- 5) M. Christensen *et al.*: Nature Materials **7** (2008) 811.
- 6) Y. Noda *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) Suppl. A pp. 456.
- 7) F. Izumi and R. A. Dilanian: in "Recent Research Developments in Physics", Vol. 3, Part II, Transworld Research Network, Trivandrum (2002), pp. 699-726.
- 8) K. Momma and F. Izumi: J. Appl. Crystallogr. **41** (2008) 653.
- 9) K. Kaneko *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 074710.
- 10) B. C. Sales *et al.*: Phys. Rev. B **63** (2001) 245113.
- 11) R. Kiyonagi *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **74** (2005) 613.
- 12) P.-C. Ho *et al.*: Phys. Rev. B **72** (2005) 094410.
- 13) K. Kaneko *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **77** (2008) Suppl. A. pp. 245.
- 14) K. Kaneko *et al.*: to be published.

Yb系重い電子化合物における新しい量子臨界性と超伝導

松本 洋介 東大物性研究所



この度は公募研究に採択していただき、誠に有難うございます。研究に励み、領域に貢献したいと考えております。どうぞよろしくお願いいたします。

さて、近年、“量子臨界点近傍に形成される新しい量子相”としての異方的超伝導と非フェルミ液体に大きな関心が集まっていますが、強相関電子系においては、典型例としてこれまでCe系の重い電子系が主に研究されてきました。一方、Yb(4f¹³)系はCe(4f¹)系に対し、電子・ホール対称の関係にあります。試料合成の難しさから純良な系はそれほど多く得られておらず、重い電子超伝導体も知られていませんでした。そうした中、最近我々のグループにより発見されたのが、Yb系としては初の重い電子超伝導体である新物質β-YbAlB₄ (T_c=80 mK, 図1)です^{1,2)}。

興味深いことに、この物質は常伝導状態において顕著な非フェルミ液体性を示します。すなわち、磁化、比熱はそれぞれ $M \propto T^{-0.5}$ (図2), $CT \propto \ln T$ と低温で発散的な温度依存性を示し、電気伝導度も $\rho \propto \rho_0 + AT^{1.5}$ とフェルミ液体の T^2 の冪乗則に従いません¹⁾。この非フェルミ液体の振る舞いは、磁場の印加によって速やかに抑制され、フェルミ液体が回復します。このことから、この物質は常圧下でゼロ磁場が量子臨界点の稀有な系であると考えられます。このことは、最近の極低温における精密磁化測定からさらに明確になっています。すなわち、磁化

においてゼロ磁場を臨界磁場としたスケーリング則 $-dM/dT = f(T/B)/B^{0.5}$ ($f(x)$ は任意の関数) が成り立ち、実験精度 (数 gauss) の範囲内でゼロ磁場量子臨界点が実現していることが分かりました (図3)。このゼロ磁場量子臨界点は何故実現しているのかは、非常に興味深い問題です。また T/B スケーリングが成り立つことから、この系の有効次元が上部臨界次元より低く、量子臨界性が、スピン揺らぎの理論では説明のできない非従来型であることも分かりました。

またこの物質において面白いのは、α-YbAlB₄ という反転対称性を持たない多形体の存在です (図1)。α型は、β型に比べ、低温での磁化、比熱ともに発散的ではなく、基底状態はフェルミ温度 T_F が約7 Kのフェルミ液体であると考えられています。ところが実は室温から10 K程度までの磁化、比熱は、β型に極めて似ています (図2)。すなわち、β型においては、低温低磁場で“α型と同様のフェルミ液体の寄与”と“さらに低温で量子臨界性を示す寄与”が共存し、これが温度、磁場の増大とともに“α型と同様のフェルミ液体の寄与”にクロスオーバーしているように見えています。α型とβ型の違いが何に起因するのか、反転対称性の有無であるのか、もしくは格子定数の違い、すなわち圧力効果であるのかは興味深い問題です。特にα型に圧力を加

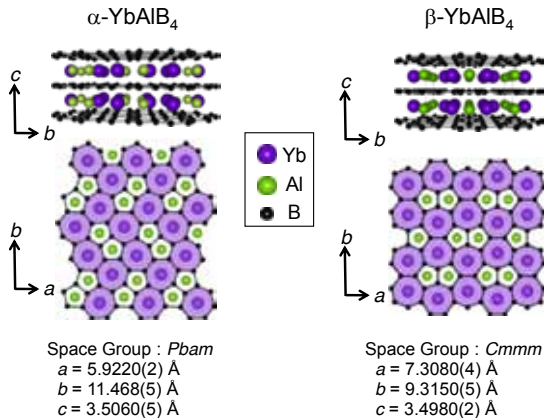


図1 α-YbAlB₄ および β-YbAlB₄ の結晶構造^{4,5)}

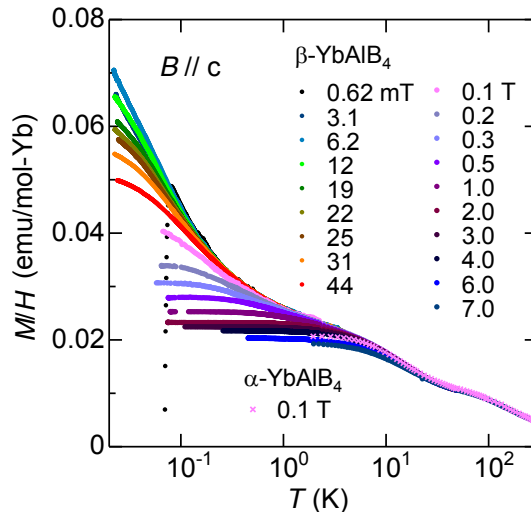


図2 β-YbAlB₄ および α-YbAlB₄ の磁化³⁾

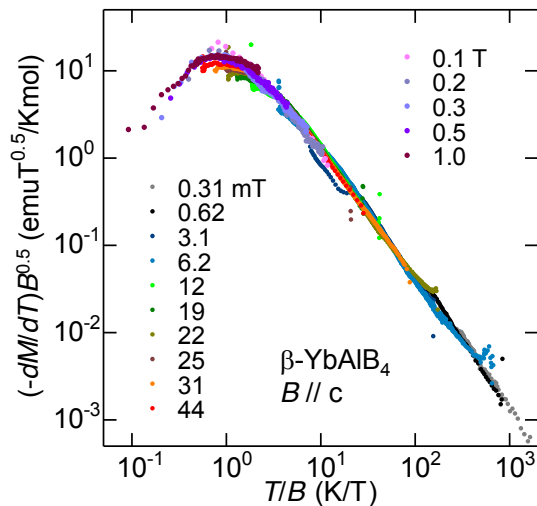


図3 β -YbAlB₄の磁化(の温度微分)が低温低磁場で示すスケールリング³⁾

えることで、 β 型と同様の量子臨界性を示すようになるのか、圧力誘起超伝導が存在するか否かを明らかにしたいと考えています。さらに最近、 α 型においてAlサイトのFeによる置換効果により、磁気秩序が誘起されることが判明しました。この化学圧力誘起の量子臨界点とそこでの反転対称性の破れの効果の検証も、上記の圧力下実験同様に興味深いテーマです。

最近の我々の研究から、 β 型は2 GPa程度の圧力下で量子相転移を示し、さらに圧力誘起磁気秩序相の転移温度が30 Kに到達することが明らかになりました⁶⁾。常圧下での非フェルミ液体の振る舞いが、圧力誘起磁気秩序の生じる2 GPa程度までの圧力下でどのように変化するか、非フェルミ液体相の可能性の実験的検証等は非常に興味深いと考えられます。2~3 GPa程度までの圧力下における極低温電気伝導測定は現在進行中ですが、我々はさらに圧力下での精密磁化測定を行い、磁化のスケールリング則の圧力依存性を詳細に調べることで、 β -YbAlB₄における量子臨界性の起源を探りたいと考えています。

さらにこの系の重要な特徴として、 α 型、 β 型ともに価数が整数値から大きく離れた価数揺動系(α 型: Yb^{+2.73}, β 型: Yb^{+2.75})であるという、最近の物性研・辛グループによる硬X線光電子分光実験により明らかになった事実が挙げられます⁷⁾。通常、価数揺動系では近藤温度以下で温度依存しないパウリ常磁性を示し、比熱もさほど大きくありません。それに対し、 α 型、 β 型がコヒーレンスピーク温度250 K以下においても磁化はキュリーワイス則を示し、比熱も $T \sim 0.4$ K で $C/T \sim 130$ mJ/molK² に達する等、

近藤格子としての振る舞いを顕著に示す点は、そもそも非常に不思議な振る舞いだと考えられます。この起源を明らかにすべく、我々は現在、Luによる希釈効果からYbサイト間相関の効果調べる研究を開始しています。また、中性子実験も重要であると考えられます。価数揺動を持つ系での量子臨界性の研究はd電子系の銅酸化物高温超伝導や鉄砒素系超伝導との対応で非常に重要な意味を持つと思われます。

我々は公募研究において、上記の様々な疑問、問題点に答えるべく、様々な角度から研究を進めたいと考えています。特に、量子臨界性を議論するためには、精密な実験と緻密な検証が必要になります。我々は、特に20 mKに至る極低温での磁化、交流帯磁率、比熱、電気伝導度の精密測定、また、これらの測定の圧力下への拡張に取り組みたいと考えています。我々のグループでは、 β 型の試料については平均自由行程が1 μ m程度(残留抵抗比RRR \sim 300)に及ぶ純良単結晶の育成に成功しており、共同研究により高磁場10 T以上での量子振動の測定からフェルミ面の同定にも成功しています⁸⁾。こうした高純度試料を用いた研究が可能な点は、極低温における量子臨界性の研究において大きな利点になります。さらなる結晶の純良化と大型化に取り組み、より質の高い研究を実現したいと考えております。 β -YbAlB₄は超伝導転移温度が小さく、それゆえ他の系に比べ量子臨界点により近づくことが可能なユニークな系です。我々は、この系の量子臨界性の起源を明らかにすることで、ドニャックの相図を超えた新たな概念を見出すことができると考えています。

参考文献

- 1) S. Nakatsuji *et al.*: Nature Phys. **4** (2008) 603-607.
- 2) K. Kuga *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 137004.
- 3) Y. Matsumoto *et al.*: preprint.
- 4) Z. Fisk *et al.*: Valence Fluctuations in Solids, 345 (1981).
- 5) R.T. Macaluso *et al.*: Chem. Mater. **19** (2007) 1918.
- 6) T. Tomita *et al.*: preprint.
- 7) M. Okawa *et al.*: arXiv:0906.4899.
- 8) E. C. T. O'Farrell *et al.*: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 216402.

Yb 系, Sm 系化合物における f 電子自由度

水戸 毅 兵庫県立大学物質理学研究科



はじめに

私が初めてイッテルビウム (Yb) 系というものに出会ったのは、1998 年の秋。当時、独 Max-Planck 研究所 (Dresden) に在籍していた Octavio Trovarelli 氏が来日し、大阪大学を中心に三カ月ほど滞在したときであった。その頃、 d 電子系の研究を行っていた私は、一つ年上の彼がセリウム (Ce) 系と Yb 系の電子配置を比較し、Yb 系を研究するモチベーションを熱く語っていたのを良く覚えている。それからまもなくして、Trovarelli 氏は YbRh_2Si_2 の純良単結晶試料育成に成功し、この物質が非常に低い反強磁性転移 ($T_N \approx 65$ mK) を示すことを発見して文献 1) を報告した。Yb 系には、Ce 系やサマリウム (Sm) 系と同様、40 年を遡る研究の歴史があるが、文献 1) は Yb 系研究の流れに一つの大きな転機を与えたものであることは間違いないだろう。一方、そうした研究の進展を横目で見ている私であるが、2001 年に神戸大学に助手として採用され、当時の研究室教授の和田信二先生が Yb 系の研究を既に進められていたのをきっかけに、私自身も Yb 系のフィールドに足を踏み入れることになった。

Ce と Yb の +3 価の電子配置 (それぞれ $4f^1$ と $4f^{13}$) の間には「 $4f^1$ 電子」と「 $4f^1$ ホール」の対称性がある。従って、これまで精力的に研究されてきた Ce 系と同様に、Yb 系でも重い電子状態 (或いは重い電子状態での超伝導や磁気秩序) が期待される。このとき、Ce 系と Yb 系の間には鏡に映したような圧力効果、つまり Yb 系では高圧下で $4f^1$ ホールがより局在化する効果があると考えられている。確かに幾つかの Yb 系化合物では圧力誘起磁気秩序が観測されているが²⁾、しかし全般的な比較をしたとき、単なる鏡像とは言えない現象があるのも事実である。例えば、Yb 系では超伝導を示す物質が圧倒的に少ない。また、Yb 系で見られる磁気秩序温度 (特に反強磁性秩序温度) は Ce 系に比べて一般的にかなり低い。特に後者については、Yb- $4f$ 軌道の強い局在性が直接的に効いているように思われる。つま

り、Yb では、Ce よりも大きな有効核電荷のために $4f$ 軌道が核に引き寄せられるのである。このような $4f$ 電子の強い局在性は、結晶場の基底が比較的大きな縮重度を持つ Yb 系化合物が多いことにも表れているのだろう^{3,4)}。本研究では、このように Ce 系との比較を行いながら、Yb 系の特徴をより詳細に捉えていくことを目的としている。また、Yb 系と同様 $4f^1$ ホール状態とみなすことができる Sm 系にまで研究の幅を広げたい。

最近の Yb 系, Sm 系研究

先述の文献 1) が報告されて十年が経つが、この間 Yb 系 (或いは Sm 系) の分野ではどのような進展があったのだろうか。言うまでもなく、 YbRh_2Si_2 は量子臨界点近傍の物性を研究する代表格に躍り出たが、それ以外にも文献 2) で挙げた報告に比べてずっと低い圧力で磁気秩序を示す物質が発見され⁵⁾、Yb 系における非磁性 - 磁性転移をこれまでよりも詳細に調べることが可能になってきた。また、 $\beta\text{-YbAlB}_4$ は、Yb 系の重い電子系としては初めての超伝導を示す物質として注目を集めている⁶⁾。これまで Yb 系では試料作製が難しいと言われてきたが、最近の新しく興味深い研究対象の開拓は目覚ましい。

そうした中、私達が研究に取り組んでいるのが、低温で C/T (C は比熱) が非常に大きな値を示す物質群である。量子臨界点近傍では電子比熱係数 γ が大きく増大することが期待されるが、 $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$ の低温下での C/T の値は 7.9 J/molK^2 にもなり⁷⁾、 YbPtSb でも $C/T \sim 1.5 \text{ J/molK}^2$ を超える^{8,9)}。これらの物質がこのような巨大な C/T の値を示すメカニズムは未だ明らかになっていないが、 $4f$ 電子に関する多くの自由度が低温まで残ることが関係しているように思われる。例えば、 $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$ については、近藤温度が 1 K 程度かそれ以下と考えられている。磁気秩序は 50 mK の低温まで観測されないが、過去の圧力誘起磁気秩序と比べると非常に低圧の約 1 GPa 下で磁気秩序が生じることが報告されている¹⁰⁾。ま

た、これらの物質は共に立方晶構造を成し (図 1), $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$ では数 K 程度の小さな結晶場励起が示唆されている¹¹⁾. 先に記した通り, 小さな温度スケールで幾つもの自由度が拮抗する状況は, Yb 系では特に生じやすいと考えられ, Yb 系を研究する重要なモチベーションの一つであると考えている.

私達は, 主に核磁気共鳴 (NMR) と核四重極共鳴 (NQR) 測定を温度・磁場・圧力をパラメタとして行い, これらの物質内に生じる微弱な内部磁場やスピン相関に関する情報から物性を明らかにしていくことを目指す. 特に最近, 量子臨界点近傍に位置する物質において注目されているのは磁場依存性であり, YbRh_2Si_2 では磁場印加による量子臨界点が見出されている¹²⁾. $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$ においても, 基礎物性に加えて, 私達が⁵⁹Co-NMR/NQR によって測定したスピン-格子緩和時間 T_1 やナイトシフトにも顕著な磁場依存性が確認されている. これらの磁場依存性のメカニズムを明らかにする際に, 最初に押さえておきたいことは Yb 価数の磁場変化である. Yb は Ce と同様, 価数揺動状態をとり得るためにさらに自由度が増え, 系の理解を複雑にしている. しかし近年, X 線吸収実験で Yb-L_{2,3} 吸収端 ($2p \rightarrow 5d$) のスペクトルを測定することにより Yb 価数を見積もる技術が確立しており, 実際私達は昨年末に $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$ について実験を行った. その結果については現在解析中であるが, 価数に顕著な磁場変化は出ていなかったようである. 今後, NMR/NQR 測定を中心により詳細を調べていくことになるが, 実験を難しくしているのは, これまでに記した通り, Yb 系における非磁性-磁性転移の温度スケールは非常に低温であるために, 極低温を駆使した測定が不可

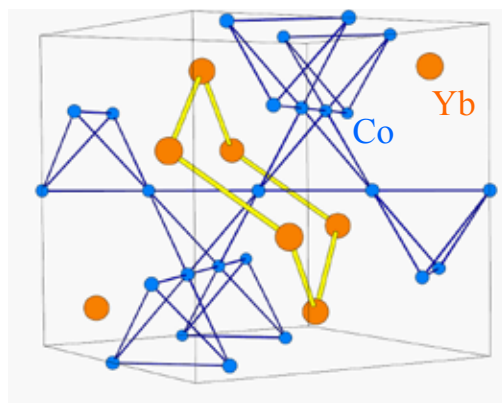


図 1: $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$ の結晶構造. Yb はダイヤモンド構造, Co はパイロクロア構造を成す. ここでは, 簡単のため Zn は示されていない.

欠な点である. 現在, そうした測定に耐え得る装置整備を急いでいるところである.

もう一つ, Sm 系化合物においても昨今新しい物質の開拓が進み, 新たな圧力誘起磁気秩序も発見されている^{13,14)}. 私達は現在 SmB_6 (約 6GPa 下で磁気秩序の発生) の高圧下 NMR 測定を進めている. 非常に高い圧力を要するという点でチャレンジングな研究であるが, Sm 系における絶縁体-金属転移, 非磁性-磁性転移について情報を得ることを期待している.

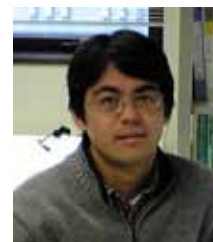
本稿で述べた内容は, 中川原圭太郎, 石田卓磨, 阿部麻衣子, G. Pristas, 小山岳秀, 上田光一, 小原孝夫, 松林和幸, 才賀裕太, 宗像孝司, 上床美也, 鈴木博之, 水牧仁一朗, 川村直己, S. Gabani, M. Reiffers, N. Shitsevalova 各氏との共同研究である.

参考文献

- 1) O. Trovarelli *et al.*: Phys. Rev. Lett. **85**, 626 (2000).
- 2) 2000 年よりも以前の報告としては, 例えば YbCuAl について, J. M. Mignot and J. Wittig: in Valence Instabilities, edited by P. Wachter and H. Boppert (North-Holland, Amsterdam, 1982), p.203; $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$ について, H. Winkelmann *et al.*: Phys. Rev. Lett. **81**, 4947 (1998); YbCu_2Si_2 について, H. Winkelmann *et al.*: Phys. Rev. B **60**, 3324 (1999); など.
- 3) N. Tsujii *et al.*: J. Phys. Condens. **15**, (2003) 1993.
- 4) N. Tsujii *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94**, (2005) 057201.
- 5) 例えば, YbInCu_4 の臨界圧力は約 2.4GPa (Mito *et al.*: Phys. Rev. B **67**, (2003) 224409). その他, $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$ について, 文献 10); YbAlB_4 について, T. Tomita *et al.*: 64th JPS Annual meeting, March 2009; を参照.
- 6) S. Nakatsuji *et al.*: Nature. Phys. **4**, (2008) 603.
- 7) M.S. Torikachvili *et al.*: PNAS **104**, (2008) 9960.
- 8) M. Kasaya *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **77**, (1992) 4187.
- 9) YbPtSb と同じ構造を持つ YbPtBi でも $C/T \sim 8 \text{ J/molK}^2$ が次の文献で報告されている. Z. Fisk *et al.*: Phys. Rev. Lett. **67**, 3310 (1991).
- 10) Y. Saiga *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **77**, (2008) 053710.
- 11) K. Matsubayashi: private communication.
- 12) 例えば, P. Gegenwart *et al.*: Phys. Rev. Lett. **89**, 056402 (2002).
- 13) A. Barla *et al.*: Phys. Rev. Lett. **92**, 066401 (2004).
- 14) A. Barla *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94**, 166401 (2005).

連続時間量子モンテカルロ法による 重い電子系の研究

大槻 純也 東北大学大学院理学研究科



このたび公募研究として研究課題「連続時間量子モンテカルロ法による重い電子系の研究」が採択された。連続時間量子モンテカルロ法 (continuous-time quantum Monte Carlo method; CT-QMC) とは、不純物アンダーソン模型等の多体模型の動的物理量を数値的に求める計算手法の一つで、非常に精度の良い方法として近年注目されている。この手法の考え方を一言で言うと、摂動展開を確率過程により数値的に評価するということである。通常なら物理的考察に基づいて適当な摂動項だけを選んで集める所を、計算機を使って力技で評価してしまうのである。この手法を動的平均場近似の不純物ソルバーとして用いることにより、重い電子状態の形成に重要な局所相関を正しく取り込んだ結果を得ることができる。私はこれまで、CT-QMC を近藤格子模型に対して適用し、非磁性の重い電子状態と RKKY 相互作用による磁気秩序の競合や重い電子状態のフェルミ面の形成過程等を調べてきた。ここでは、今後どのような方針で研究を行っていくのか、抱負をまとめてみたい。

本課題とは関係のない話であるが、私は昨年 11 月に開催された「重い電子系若手秋の学校」の講師を務めるはずであった。ところが、秋の学校の前日に A 型インフルエンザを発症してしまい、残念ながらキャンセルせざるを得なかった。初日の最初の

講義に穴を開けてしまい、世話人や参加者の方々に多大なご迷惑をおかけしたことをこの場をお借りしてお詫びしたい。校長の石田さんに電話でインフルエンザのことを伝えたときの「こういうことってあるんですね」という言葉が耳に残っている。

講義は残念ながらキャンセルしてしまったが、テキストは時間をかけて書いたので、読んでいただければ幸いである。「重い電子系における近藤効果と磁気秩序」というタイトルで、不純物系の近藤効果から始め、重い電子状態と RKKY 相互作用による秩序について解説している。テキストでは、CT-QMC を用いて模型を実際に解いて得られた数値結果を使い、なるべくイメージが分かるように努力した。近藤効果や重い電子に関する詳しい教科書は既に多く出版されているので、それらの理解を助けるためのものとして役立てていただければとても嬉しいことである。

重い電子をどのように直感的にイメージするかは人それぞれであると思うが、私がイメージするのは一粒子励起スペクトルである。テキストに載せた図をここに転載しておく。ちなみに、この図を作成するのに 3 日程を要した (計算時間というよりは、パラメーターや見栄え等の調整のため)。クーロン相互作用があっても、フェルミエネルギー近傍のスペクトルは鋭い、つまり低エネルギー励起状態の寿命

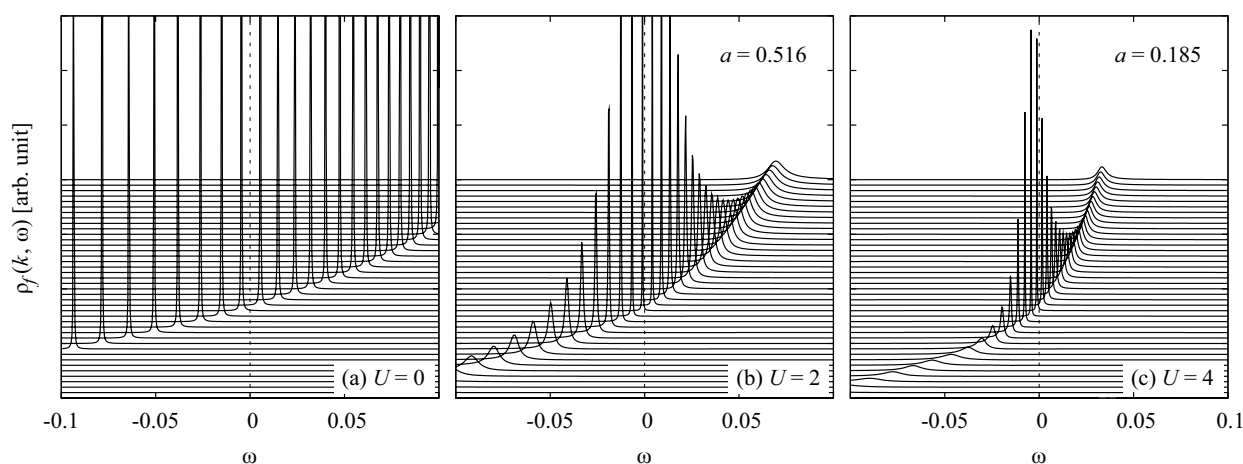


図1 周期アンダーソン模型におけるフェルミエネルギー近傍の f 電子の励起スペクトル。

が長いことが見て取れる。また、そのスペクトルの重みが小さくなっていることも確認できる。この他、重い電子状態のイメージは運動量分布からも掴みやすい。詳しくはテキストをご覧ください。

重い電子とは、言うまでもなく、有効質量の大きな準粒子のことであり、ランダウのフェルミ液体論で記述される。しかし、学生のとて初めて教科書でフェルミ液体論を勉強しても、その重要さが分からなかった記憶がある。計算は追えるのであるが、全く直感的なイメージが湧いてこなかった。同じような経験は、近藤効果のスケーリング理論、いわゆる *poor man's scaling* を読んだときにもあったように思う。簡単な計算で確かに近藤温度の表式が出てくるが、なぜその計算で良いのかがよく分からなかった。

一般的に言えることであると思うが、計算が簡単な理論ほど理解することが難しい。現象論は大抵そうである。そのような理論では、物理的直感あるいは経験に基づいて、本質的な部分だけを取り出している。したがって、直感的イメージを持っていなければ理解することは難しい。

では、どのようにしたら直感的イメージを養うことができるのか。とにかくサボらずに（解析的に、あるいは数値的に）計算することであると思う。例えば、摂動論は計算が難しい場合もあるが、直感的で理解しやすい。また数値計算は、初めの結果が出るまでは物理をやっている気がしないこともあるが、それを乗り越えれば物理量の図が書けることが大きい。数値計算によりグラフを書き、パラメータを変えて傾向を見る。そこから規則性が見えてきて、実は簡単な模型で理解できそうなことに気づく。その後で現象論を見直してみると、本質を捉えていることに感心し納得するという具合である。

以上は既にある理論をどのように自分のものにしていくかという話であるが、実際の研究は現象を説明したり未知の現象を発見することが目的である。その目的に対しても、数値計算の立場としては手順は同じで、いったん模型を設定したらとにかくパラメータを変えて徹底的に調べることである。数値計算による結果から規則性を見出し、現象論を構築することができれば理想的である。また、予想しない結果が得られたときには大発見をしたものと胸が高鳴るものである。たいていは計算が間違っているというオチであるが・・・

精度の良い数値計算を行う（行える）立場としては、基本的な模型を抜かりなく調べることが重要であると思う。基本的な模型は定量的に徹底的に調べ、付加的要素は近似等により定性的な傾向を調べる、ということが基本である。最後に、本新学術領域のバイブルとも言える本「重い電子系の物理」（上田和夫・大貫惇睦著、裳華房、1998）から引用して締めたい。

『近年、量子モンテカルロシミュレーションをはじめとするさまざまな計算物理的手法が量子多体系の研究に用いられているが、そうした予断のない研究が時として新しい事実気づかせてくれる』

手抜きをせず、ひとつひとつ調べていくことが重要である。

電気抵抗極小と重い電子系

近藤 淳



はじめに

磁性不純物を少量含む金属の電気抵抗は、温度を下げるといった減少するが、ヘリウム温度に近づくと増大に転じ、電気抵抗-温度曲線に極小を生じる。これを電気抵抗極小という。始めのころ、磁性を持たない不純物（例えば Sn）でも電気抵抗極小が生じるという実験の報告があったが、酸化された形で含まれていた Fe がその不純物で還元され磁性を持つようになったことが原因である事がわかった。4d 遷移金属に Fe を 1% 入れたものは、遷移金属によって Fe が磁性を持ったり持たなかったりすることが、帯磁率の測定からわかっていて、そこで Sarachik は Fe を 1% 含む 4d 遷移金属の電気抵抗を測り、Fe が磁性を持つときに限って電気抵抗極小が起こることを見いだした。これで電気抵抗極小と磁性不純物の相関がはっきりした。

電気抵抗極小を理論的に考えるときに 3 つの問題点があった。1 つはもちろん電気抵抗が温度の減少とともに増大することで、電子の散乱を起こすようなどんな系を考えても、温度が下がるとともに静かになっていくから、散乱の確率も減少するはずである。2 番目のもっと重大な問題は、電気抵抗がヘリウム温度以下でも一定にならず変化するという点である。一般にどんな系でもその系の特徴的な温度というのものがあ、その温度より低くなれば系は変化しなくなり（基底状態に近づき）電気抵抗も変化しなくなるはずで、例えばフォノンの場合にはデバイ温度以下では電気抵抗は T^5 に比例してゼロに近づく。だからヘリウム温度で抵抗が変化するという事は、それくらいかそれよりもっと低い特徴的な温度があるということである。たとえば Au-Fe の場合には 0.01 K 以下でも抵抗は上昇を続けている。Au のなかの Fe 原子がこんなに低い温度スケールを持っているのだろうか。例えば 3d 軌道の結晶場分裂にしる、L-S 結合にしる、0.1 eV よりは大きいだろう。また Fe のスピンと伝導電子の相互作用も同程度だろう。それなのに 0.01 K でも飽和する様子

もなく増大し続けるのは大きな驚きで、何か未知のことが隠れていると思わざるを得なかった。3 つ目の問題点は、電気抵抗極小が普遍的な現象であるということで、金属が磁性原子を不純物として含む場合には例外なく電気抵抗極小が起こった。だから例えば何か珍奇なモデルを考えて上の 2 つの問題をクリアしたとしても、それが他のすべての磁性合金に当てはまるとは思えない。だからモデルとしては簡単な普遍的なものをとらなくてはならないことになる。しかしそのようなモデルは工夫の余地が無く、何も新しいことが出てこないのが普通であった。実際、金属中の局在スピンについての一般的なモデルとしてはいわゆる *s-d* モデルがあり、糟谷、芳田両先生によって電気抵抗の計算がなされていて、磁場がなければ温度によらないことがわかっていて、

電気抵抗極小

いま磁性不純物の濃度が十分小さくて、伝導電子の散乱確率を考えるときに、1 個の不純物による散乱を考えて、その結果に不純物の数をかけることにしよう。不純物スピンと伝導電子の相互作用は *s-d* モデルをとり、交換相互作用を J とする。波数 k の伝導電子が磁性原子との *s-d* 相互作用によって波数 k' の状態に散乱される場合は、黄金則により

$$\frac{2\pi}{\hbar} J^2 \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'}) \quad (1)$$

と与えられる。 ε_k は波数 k の電子のエネルギーである。これを k' について加えて、波数 k の電子の単位時間あたりの散乱確率 W_k が得られる：

$$W_k = \frac{2\pi}{\hbar} J^2 \rho(\varepsilon_k) \quad (2)$$

ここで k' についての和を、状態密度 $\rho(\varepsilon)$ を用いて積分に直した。この量を、エネルギー ε_k がフェルミエネルギーの近傍 $k_B T$ の範囲にある電子について平均すると電気抵抗の温度依存性が得られる。しかし状態密度 $\rho(\varepsilon)$ はエネルギーが 10 K や 20 K かわっても殆ど変化しないから温度依存性もわずかなもの

である。

そこで黄金則の補正項（高次項）を考えよう。(1)式では電子が k から k' へ散乱される割合を考えた。高次項では電子が k からいったん中間状態 k'' へ散乱され、それから k' へ散乱される過程を考える。さらにフェルミ球の中の電子 k'' が終状態 k' へ散乱され、つぎにはじめの電子 k が空になった k'' を埋めるという過程も考える。これも実質的に電子 k が k' へ散乱されたことになる。このとき磁性原子のスピンの伝導電子のスピンの向きが散乱に際して向きを反転させることも起こりうるから、それも考慮しなければならない。このようにして (2) 式に対する補正項は

$$\frac{2\pi}{\hbar} J^3 \rho^2 \log |(\varepsilon_k - \varepsilon_F)/D|$$

と得られる。ここに ε_F はフェルミエネルギーで、 D は伝導電子のバンド幅程度の量である。この対数項を導くには、中間状態で磁性原子のスピンの伝導電子のスピンの向きが散乱に際して反転することを考慮することがエッセンシャルであった。この式を、電子エネルギー ε_k がフェルミエネルギーの近傍 $k_B T$ の範囲にある電子について平均すると電気抵抗の補正が得られる。電気抵抗の最初の項と一緒にして電気抵抗は

$$R = R_0 [1 + 2J\rho \log(k_B T/D)] \quad (3)$$

と得られる。 R_0 は (2) 式を用いて求めた電気抵抗であって温度によらない。ここに交換相互作用 J は一般に負と考えられており、 $J\rho$ は -0.1 程度の大きさを持つ。それだから (3) 式の第 2 項はそれほど小さくはない。 J が負であるから、(3) 式は温度の減少とともに増大し、実験に合致する。図 1 に Au 中に少量の Fe を入れた場合の電気抵抗の実験値と (3) 式によるフィットを示した。

さて (3) 式は実験を良く説明するが、1つの問題を含んでいる。それは温度 T がゼロに近づくと電気抵抗が対数発散することである。ゼロに近づく前に温度が

$$k_B T_K = D e^{1/J\rho} \quad (4)$$

で与えられる T_K になると、(3) 式の第 2 項は第 1 項と同程度となりもはや補正項とは言えない。(3) 式は $J\rho$ についての展開の最初の 2 項であるが、もっ

と高次の項は $\log T$ の高次を含み、 T_K においてすべての項が同程度となる。このように T_K 以下では (3) 式はもはや成り立たず、電気抵抗は増大をやめ一定値に近づく。

電気抵抗極小をきっかけとして、金属中の磁性不純物の物性については理論的にも実験的にも大きな関心を持たれてきた。問題は金属の伝導電子と、スピンを持つ磁性不純物との相互作用である。それは今までの議論では J というパラメータで表されていた。これがゼロであれば両者は独立で、不純物は孤立したスピンを持ち、キュリーの帯磁率を示す。また $S=1/2$ の時はスピンは上向きか下向きの二重縮退があり、1モルのスピンは $R \ln 2$ のエントロピーを持つ。しかし J が有限であると、先ず伝導電子が散乱を受ける。さらに不純物スピンの向きが変えられる。これらのことが帯磁率やエントロピーに影響を与える。これらの物理量を J について展開するとやはり $\log T$ を含む項が現れる。その結果、帯磁率は温度が T_K より低くなるとキュリー則からはずれ、 $T=0$ では一定値に近づく。またエントロピーは T_K 以下で減少し、そのため比熱にピークが生じる。図 2 に比熱の温度変化を示した。 T_K 付近に極大をもち、 $T=0$ に近づくとき 1 スピンあたりほぼ $k_B T/T_K$ の値を持ち、ゼロに近づく。比熱の曲線の下面積

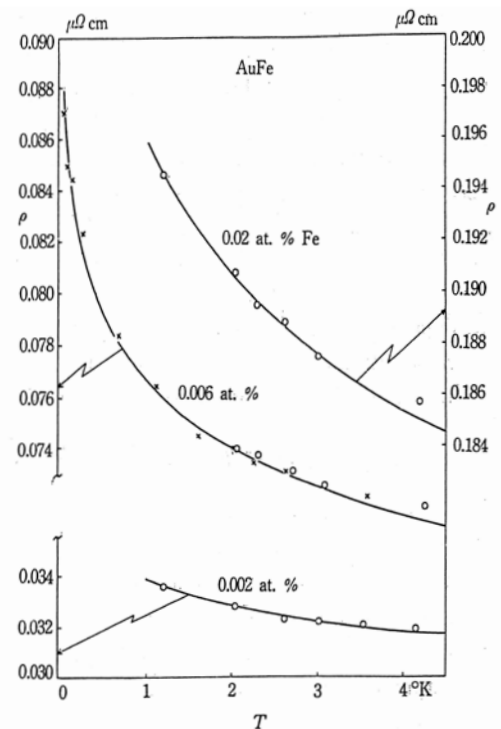


図 1 Fe を少量含む Au の電気抵抗の温度依存性。曲線は (3) 式を用いた。

Specific heat C

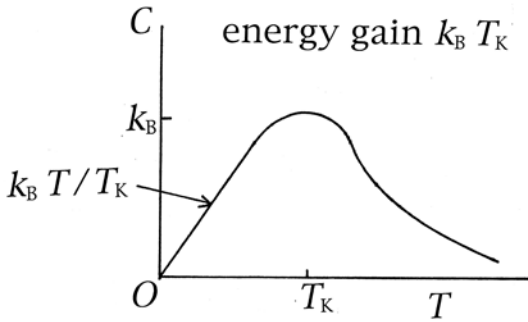


図2 金属中の磁性不純物の比熱の温度依存性. 温度が T_K のあたりで極大を示す. 曲線の下面積は $k_B T_K$ の程度

はほぼ $k_B T_K$ であり, 絶対零度でこのくらいのエネルギーの利得がある.

Spin-flip rate

このように金属中の磁性不純物の物性は T_K を境にして大きく変わる. T_K で何が起きているのだろうか. ここで注意することは, T_K を境にして物性が不連続に変化するのではなく, あくまでも連続的に緩やかに変化し, その前後で物性の性格が変わっているということである. さて大切な点は磁性不純物のスピンの伝導電子との交換相互作用によってその向きを変えることである. 金属中の原子核のスピンの伝導電子と相互作用して反転するのと同じことであって, こちらはコリンハの緩和と呼ばれる. その場合と同じ計算によって, スピン反転の起こる頻度は

$$\Gamma = (2\pi/\hbar)J^2\rho^2k_B T \quad (5)$$

で与えられ, この逆数は反転の起こるまでの時間(緩和時間) τ である:

$$\tau = (\hbar/2\pi J^2\rho^2k_B T). \quad (6)$$

ここの J や ρ は今までのものと同じと思ってよい. もしこの Γ が非常に大きければスピンは頻繁に上下を繰り返し, 上向きと下向き半分ずつと思ってよいだろう. 逆に Γ が非常に小さければスピンは上向きか下向きのどちらかと思うべきだろう. この2つの場合でスピンの表す物性は非常に違ってくるだろうが, それが正に T_K の前後で起きているのである. それについてこれからお話しようと思う.

今, 磁性不純物の系が温度 T に置かれていたと

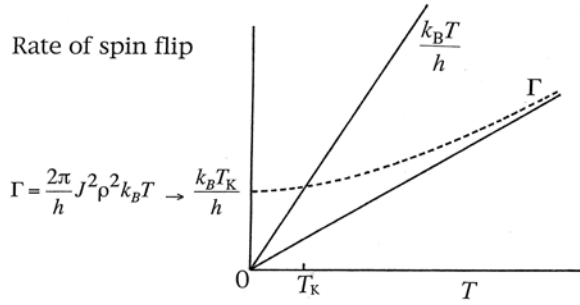


図3 金属中のスピンの flip rate Γ . 直線は第1近似. 点線は正しい振る舞い.

しよう. するとこの系は $k_B T$ ぐらいの熱エネルギーをもつ. しかし正確には $k_B T$ ではなく, エネルギーの不確定も $k_B T$ ぐらいである. するとエネルギーと時間の不確定性関係から, 我々はこの系を $\hbar/k_B T$ 程度の時間で見ていることになる. この時間と(6)式の緩和時間とを比べてみよう. いま $J^2\rho^2 \ll 1$ であるから, 緩和時間の方が我々の観測時間よりずっと長い. つまり観測中にスピンは殆ど向きを変えない. スピンは上か下かのどちらかを向いており, 二重縮退が残っている. これは T_K より高温の状況である.

温度が T_K より低くなると, 上の議論は成り立たなくなる. それは Γ あるいは τ の表式が正しくなくなるのである. (5)式は J についての最低次の項である. その高次の項には $\log T$ を含むものが現れ, T が T_K に近づくと Γ は T に比例して減少するのをやめ, T_K において $\Gamma \approx k_B T_K / \hbar$ となり, それ以後はあまり減少せず, 温度がゼロに近づくと一定値に近づく. この様子は図3の点線で示した. この図からわかるように, Γ は $T \approx T_K$ で $k_B T / \hbar$ とクロスし, それ以下の温度で $k_B T / \hbar$ よりも大きくなる. 逆数で言えば $\tau < \hbar / k_B T$ となり, 観測時間よりも緩和時間の方が短くなる. つまり観測中にスピンは頻繁に向きを変え, 上向きと下向きが半分ずつになる. このように T_K 以下でスピンの二重縮退がなくなり, 帯磁率はキュリー則からはなれパウリの帯磁率となり, エントロピーはゼロに近づく. このように T_K を境として今考えている不純物の系の性格が大きく変わるのである.

上に関連して電気抵抗についてコメントしておこう. まずフリーデルの定理を援用する. フリーデルによると, 電子散乱を起こす不純物の外殻軌道にいる電子の数が0または1の時は, その不純物の引き起こす電気抵抗は小さいが, 電子数が1/2の時は電

気抵抗は大きい。すると T_K より高温ではスピンはいずれかの方向を向いているのだから、上向きスピンの電子数が1で下向きスピンの電子数が0か、その逆となりいずれにしろ電気抵抗は小さい。温度が T_K より低くなると上向きと下向き半分ずつとなり、どちらのスピンの電子数も 1/2 となり電気抵抗は大きくなる。そのため温度が高温から T_K を通って低温になると電気抵抗は小さい値から増大して一定値に近づく。高温で電気抵抗に $\log T$ が現れたのは、そのはしりであった。

重い電子系

これまでは不純物の濃度は十分小さいと考え、不純物スピン間の相互作用は無視してきた。しかし濃度が増えれば事情は変わってくる。不純物スピン間には RKKY 相互作用が働き、お互い相手のスピンの影響を受けて、決まった向きに固定してしまう。不純物は不規則に分布しているから、強磁性とか反強磁性のような規則的なスピン配置にはならず、スピングラスといわれるものになる。温度が高くなるとスピンの向きが熱的にばらばらとなり、常磁性状態になる。その転移温度を T_m とすると、 $k_B T_m$ はスピン間の相互作用の大きさ程度の量であり、不純物濃度が大きければ大きい。 T_m はスピン間の相互作用によってスピンの向きの固定が起こる温度である。もしスピンの向きの固定が起こると、電気抵抗極小は見られない。すでに述べたように $\log T$ の項は散乱の中間状態でスピンの向きを反転することから起こるのであった。スピンの向きが固定されればその反転が起こりえないのである。

典型的な磁性合金、例えば Cu に Fe や Mn がはいった場合、スピングラスは数% 入れると起こる。ところがいくら磁性不純物を増やしてもスピングラスにならない物質が見つかった。 $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{Cu}_6$ は $1 \geq x \geq 0$ の範囲で同じ結晶構造を持つ。Ce は 4f 電子を1個持ち、磁性原子である。これの電気抵抗の温度依存性が図4に示してある。 $x=0.094$ の時、典型的な電気抵抗極小を示す。ところが x がいくら増えても抵抗極小が見られ、 $x=1$ でも見られる。 $x=1$ では Ce はもはや不純物ではなく、規則的な格子を組んでいて、各原子はスピンを持っている。隣り合うスピンとの相互作用によって、スピンの向きが固定されるのではないかと考えられるが、帯磁率の測

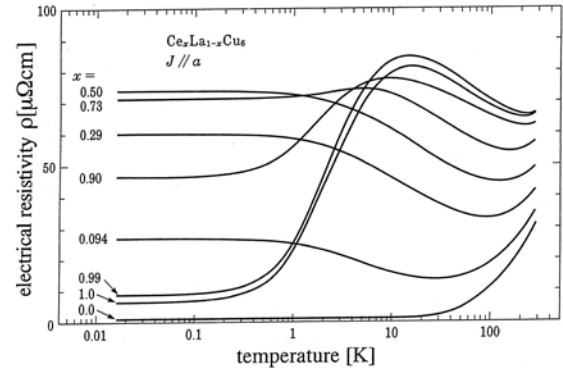


図4 $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{Cu}_6$ の電気抵抗の温度依存性。

定にはスピンの向きが固定されていない。またすでに述べたように電気抵抗極小が見られることは、スピンの向きが固定されていない証拠である。つまりスピンは周りのスピンとは独立に、伝導電子との相互作用でその向きを絶えず変えていると考えられる。別の言い方をすれば、 $x=1$ でも各 Ce 原子は孤立した不純物原子のように振る舞う。そうであればこの物質では x が大きくても T_K を考えることが出来るだろう。 T_K の値は 5 K ぐらいと考えられる。

$x=1$ の場合の電気抵抗の温度依存性は興味深い。 $x=1$ では Ce は規則格子を組んでいるから、その意味では電気抵抗に寄与しない。しかし 100 K ぐらいでは $T > T_K$ であるから、すでに述べたように Ce のスピンは上を向いているか下をむいているかのどちらかであり、その不規則性が電気抵抗を生じる。また電気抵抗極小も示す。 $T < T_K$ ではスピンは上向きと下向きが半分ずつであり、すべてのスピンでそうなのであるから、不規則性がなく電子は散乱を受けない。そのため電気抵抗は非常に小さくなる。この様子が図4に見られる。

この物質のもう1つの大きな特徴はその電子比熱にある。すでに述べたように磁性不純物が T_K 以下でしめす電子比熱は $k_B T/T_K$ の形でゼロに近づく。もし磁性不純物の濃度が大きくても各不純物が孤立した不純物と同じように振舞うならば、比熱も $k_B T/T_K$ に不純物原子の数をかけたものになるはずである。磁性原子1モルでは RT/T_K になるが、じつはこれはとても大きな値である (R は比気体定数)。普通の金属のモル電子比熱は $R(k_B T/\epsilon_F)$ の程度で、ここに ϵ_F はその金属のフェルミエネルギーであり、貴金属の場合 5 eV 程度、温度にして数万度となる。一方 T_K は高くても数十度だから、 RT/T_K の方が金属

の電子比熱に比べ 1000 倍程度大きい。このような大きな比熱を示す物質はほかにも多く見つまっている。金属の電子比熱はその金属の伝導電子の有効質量に比例するから、電子比熱が通常の 1000 倍にもなればその有効質量も電子質量の 1000 倍にもなっていると解釈出来る。その意味でこれらの物質は重い電子系と呼ばれている。

このように CeCu₆ において、Ce スピンが周りの Ce スピンの影響を受けず孤立したスピンのように振舞うのはなぜであろうか。それは Ce スピン間の RKKY 相互作用が小さいからである。すでに述べたように Ce は 4f 電子を 1 個持ち、そのスピンは

1/2 である。RKKY 相互作用はスピンの 2 乗に比例するから、Ce の場合 RKKY 相互作用は小さい。つまり T_m が低いということである。しかし低くても温度が T_m まで下がれば、スピングラスのようなスピンオーダーが起こるのではないかと思うかも知れない。確かにオーダーが起これば $k_B T_m$ ぐらいのエネルギーの利得が生じるが、すでに述べたようにスピンの頻りに反転を繰り返して上向き下向き半分の状態であれば $k_B T_K$ 程度のエネルギー利得がある。オーダーが起こればその利得が無くなるが、 $T_m \ll T_K$ であるからそのようなことは起きないのである。

量子臨界現象の物理と来歴

守谷 亨



最近の強相関電子系の研究で量子臨界現象が盛んに取り上げられている。これは二次相転移の転移点が絶対零度にある場合の臨界現象で、話題の中心は遍歴電子系の磁氣的量子相転移である。一方、転移点が有限温度にある二次相転移の臨界現象は古くから研究され、1970年代の繰り込み群による研究で解答が与えられている。両者の様相には明瞭な相違があるが、ここでは研究の来歴をたどりつつ、それらの相違に焦点をあてて、量子臨界点周辺の物理について解説し、最近の研究についてごく簡単に触れる。

臨界現象

二次相転移の理論は20世紀初頭 P. Weiss の分子場理論(平均場近似理論)からはじまる。強磁性体のキュリー温度周辺における振る舞いは永らくこの理論に依って理解され、L. D. Landau の二次相転移の現象論は Weiss の結果を支持していた。1944年 L. Onsager は2次元イジング・モデルの厳密解を与え、その相転移点における特異性が平均場近似の結果と顕著に異なったことが一つの動機と成り、二次相転移点の特異点としての性質を調べる研究が始まった。平均場近似を改良する試みとしては既にベータ近似等のクラスター近似が展開されていたが、これらは臨界指数を変えるものではなかった。多くの研究の中、例えば、ハイゼンベルク・モデルやイジング・モデルの高温展開を Padé approximants 等を用いて外挿し、転移点とその特異性を調べる方法が一定の成果を上げて居り、また、臨界指数の間の関係を示すスケーリング則が提案されていたが、1970年代に繰り込み群を用いる理論(K. G. Wilson)により全面的な解答が与えられ、この問題は一応収束した。この理論は微視的なモデルに依存しないものであり、遍歴電子系の磁気相転移にも適用される。

二次相転移点の特異点としての性質が明らかになったとしても、磁性の問題として相転移温度を正しく求める理論が与えられたわけではない。局在

モーメント・モデルでは平均場近似の段階である程度よい結果が得られ、更に高温展開の外挿から正しい結果が求められるが、遍歴電子モデルでは平均場近似の転移温度は強磁性金属に対する実験値より桁違いに高く、高温展開も成立せず、この目的のためには転移温度近傍と絶対0度とを正しくつなぐ理論が必要である。この問題はこの分野の一つの懸案として残されていた。

これに対して、転移点が絶対0度にある量子臨界現象の来歴は少々異なったものであり、その説明には遍歴電子磁性理論の発展の経緯から始める必要がある¹⁾。

遍歴電子系の磁性理論の発展と量子臨界現象²⁾

遍歴電子の磁性理論では平均場近似と実験との比較が余りにも劣悪であったため、金属磁性体に対して遍歴モデルと局在モデルのどちらを適用すべきかが永らく論争の的になっていた。1960年代に鉄やニッケルのフェルミ面が観測された頃には、遍歴電子モデルを用いるべきことが広く認められていたが、同時に電子相関の重要性が認識され、この頃から強相関電子系の研究が本格的にスタートする。

上述の論争で局在モデルを支持する側の最大の根拠は強磁性体一般に観測される帯磁率のキュリー・ワイス(CW)則であった。20世紀初頭の Langevin-Weiss の理論以来半世紀余り CW 則は局在モーメントとはなれ難く結びつけて理解されていた。そこで電子相関を考慮する初期の試みは金属中の局在モーメントの研究であり、アンダーソン・モデルを皮切りに局在モーメント描像に基づく金属磁性理論の研究が1960年代に始まり、一定の成果を見た。但しこの成果は主に定性的なものであり、この方向の研究はその後も続けられているが、そこで臨界現象は意識されていない。

1960年頃 B. T. Matthias らは超伝導材料を探索中に $ZrZn_2$ 及び Sc_3In という T_c の低い弱い強磁性金属を発見した。飽和磁気モーメントが極めて小さいに

も拘らず、CW 帯磁率が観測され、それを局在モーメントに依るものとして解析すると飽和磁気モーメントより遥かに大きい値が得られる。それどころか基底状態が強磁性に近い常磁性金属である HfZn_2 などの帯磁率がある温度以上で CW 則に従うことが見出された。これらの結果は「CW 帯磁率即局在モーメント」という従来の常識を覆すものであると同時に、CW 帯磁率に対するもう一つの機構の存在を示唆するものであると考えられた。

弱い強磁性金属は T_c が低く磁化 M が小さい。これに圧力をかけるなどパラメータを変えれば、 $T_c=M=0$ の状態が実現される。これは磁気不安定点と呼ばれ、この周辺の理論が 1960 年代後半から展開された。磁気不安定点は後に量子臨界点 quantum critical point (QCP) と呼ばれるようになる。以下、遡ってこの名称を使うことにする。

QCP 近傍の最初の理論はパラジウム合金等の強磁性寸前の金属に関するものであり、遍歴電子の自己エネルギーに対するスピンゆらぎの効果を動的帯磁率に random phase approximation (RPA) を用いて取り入れ、低温比熱の温度係数の対数的異常性を予言するものであった。1966 年に公表され (N. Berk and J. R. Schrieffer; S. Doniach and S. Engelsberg), パラマグノン理論と呼ばれるこの理論は、平均場近似の自由エネルギーにスピンゆらぎの効果を繰り込んだものと見ることが出来るが、その適用範囲は極低温の常磁性状態に限られ、しかも、適用温度範囲は平均場近似の QCP に向かって 0 に近づくというものであった。従って磁氣的秩序状態はおろか、量子臨界現象も記述出来ない。その理由は繰り込まれた自由エネルギーから計算される帯磁率と繰り込んだ RPA 帯磁率が異なるという理論自体の内部矛盾のため、帯磁率の発散するキュリー温度も renormalize される量子臨界点も決まらなくなってしまうからである。

この矛盾を解消して QCP 周辺の記述を与えるためには、自由エネルギーに繰り入れる動的帯磁率と、それから求められる帯磁率を自己無撞着に求める必要がある。この要請を満たす一つの理論が 1973 年に公表された self-consistent renormalization (SCR) theory (T. Moriya and A. Kawabata) である。これは RPA 理論で省略されたスピン密度の異なる q 成分の間の相互作用 (モード・モード結合) を自己無撞

着に取り入れたものであり、CW 帯磁率が記述されると同時に T_c についても平均場近似より桁違いに低い実験値について説明が与えられた。この理論は同時に量子臨界点における異常物性と後に量子臨界指数と呼ばれることになる数値とを予言した。そして、これらの理論結果は 1970 年代における我が国を中心とする実験研究を皮切りに検証されて来た。初期の研究では CW 帯磁率の現れる領域に重点が置かれていたが、量子臨界指数を検証する実験も数例行われている。また、この問題を取り扱う様々な理論的手法 (グリーン関数、運動方程式、汎関数積分) が国内外数カ所で試みられ、すべて基本的に同一の結論に帰着している (T. V. Ramakrishnan 1974, A. Kawabata 1974, I. E. Dzyaloshniskii and P. S. Kondratenko 1976, T. Moriya 1976,1977, Y. Kuroda and A. D. S. Nagi 1977, J. A. Hertz and M. A. Klenin 1977)。

ここで強磁性と反強磁性の相違点について簡単に説明しておこう。磁気秩序ベクトルを \mathbf{Q} (強磁性では $\mathbf{Q}=0$) とするとき、小さい q に対して RPA 動的帯磁率は次のように展開される。

$$1/\chi_{\text{RPA}}(\mathbf{Q} + \mathbf{q}, \omega + i\epsilon) = 1/\chi_0(\mathbf{Q}) - I + A_0 q^2 + iC_0 \omega / q^\theta \quad (1)$$

ここに I はオンサイト相互作用、 $\theta=1$ ($\mathbf{Q}=0$), $\theta=0$ ($\mathbf{Q}\neq 0$) である。この展開型の $\mathbf{Q}=0$ の場合は電子ガス・モデルから与えられるものと同形で、パラマグノン理論で用いられた。反強磁性 ($\mathbf{Q}\neq 0$) を含む上記の一般型は 1970 年に求められた。バンド構造から A_0, C_0 を具体的に計算する式も与えられ、 θ の相違のために反強磁性寸前の金属では強磁性寸前の金属と異なり、低温比熱の温度係数の対数発散がないことが指摘されている (T. Moriya 1970)。

スピンゆらぎと熱平衡状態を自己無撞着に取り扱う SCR 理論による動的帯磁率は次のように表される：

$$1/\chi(\mathbf{Q} + \mathbf{q}, \omega + i\epsilon) = 1/\chi(\mathbf{Q}) + Aq^2 + iC\omega / q^\theta \quad (2)$$

ここに A, C は一般に有限の値を持つ。自己無撞着に求められた $\chi(\mathbf{Q})$ は、3次元強磁性、反強磁性の QCP でそれぞれ次の臨界的振る舞い：

$$1/\chi(0) \propto T^{4/3}, \quad 1/\chi(\mathbf{Q}) \propto T^{3/2} \quad (3)$$

を示し、高温の CW 則³⁾に移行する (T. Moriya and A. Kawabata 1973, H. Hasegawa and T. Moriya 1974)。引き続き比熱その他の物理量の振る舞いも調べら

れた。2次元反強磁性の場合は高温超伝導に関連して1990年(後述)に2次元強磁性は1995年に取り扱われた。SCR理論は $Q=0$ の系に対する一様帯磁率のCW則という実験事実を一つの動機として展開されたが、(3)式の臨界現象と $Q \neq 0$ の系に対する $\chi(Q)$ のCW則は理論的予言であり、後に実験的に検証された。

1976年、繰り込み群の手法がこの問題に導入され、上述の動的ゆらぎを取り入れることにより量子臨界現象を取り扱う理論が公表された(J. A. Hertz)。 θ で特徴づけられる強磁性と反強磁性の相違はここではdynamical exponent: $z (=2+\theta)$ という指数を導入して取り入れている。(1), (2)式から判るように、スケール変換に対して ω と $q^{2+\theta}$ が同等である。この理論はフォーマリズムを主とするもので、古典的な臨界現象との関係を論じているが、量子臨界指数の具体的な値については近似的な議論から(3)式が得られることを示唆するのみである。ずっと下って1993年、この理論に基づく具体的な計算が2次元、3次元系について実行され(A. J. Millis)、結果は、結局のところ、すべてSCR理論の結果と完全に一致することが判った。SCR理論に依る量子臨界指数の正当性は実験に依って検証されていたとは言うものの、SCR理論自身に依っては保証されないから、これは重要な結果である。

結論として、スピンゆらぎの効果を自己無撞着に取り入れた遍歴電子磁性理論は量子臨界現象を正しく記述するものであったと言うことが、20年後に繰り込み群の理論で裏書きされたことになる。また、SCR理論から評価される弱い強磁性、反強磁性金属の相転移温度が実験値と定量的に一致することが確かめられて居り(G. G. Lonzarich and L. Taillefer 1985, Y. Ishikawa *et al.* 1985, W. Bao *et al.* 1996)、この理論は強相関電子系としての遍歴電子磁性体に対して、適用範囲はQCP周辺に限定されるものの、量子臨界領域を含む広い範囲で妥当な記述を与えるものであると言うことが出来る。

第1節で述べた従来の臨界現象の場合と異なるこの結果の由来は、QCP周辺の問題が結局のところ動的スピンゆらぎ(動的帯磁率)とその温度変化を求める問題に帰着し、上に述べた自己無撞着なスピンゆらぎの理論が甚だ有効であったと言うことである。次節で更にもう少し説明を加えよう。

量子相転移の特徴

ここで磁気不安定点とそこにおける相転移が量子臨界点、量子相転移と呼ばれるようになった理由について筆者の観点から少々解説しておこう。従来有限温度の二次相転移における臨界現象の理論では、分配関数を汎関数積分で表し、汎関数として空間変化を取り入れた秩序パラメタ(ここではスピン密度)による4次迄の展開型をとって議論を進める。ここでは磁気秩序ベクトル Q 周辺の波数を持つ $k_B T_c / h$ より低い周波数のスピンゆらぎが重要で、古典的な取り扱いが許される。Critical slowing downなどの動的臨界現象は一応切り離して議論される。

一方、既に見たように絶対零度にあるQCP周辺における相転移には古典近似は許されず、 Q 周辺の波数を持つスピンゆらぎの動的性質が本質的な重要性を持つ。磁気不安定点を決めるのは平均場に加えて零点スピンゆらぎ(量子ゆらぎ)の効果である。そして、この動的スピンゆらぎの熱励起に依って量子臨界現象が記述される。

実際1972年、従来の二次相転移の現象論に沿った磁気不安定点周辺の理論がK. K. MurataとS. Doniachによって展開されたが、スピン密度に対して古典近似を用いたため量子臨界現象の記述には至らなかった。しかしながら、ここで揺動散逸定理を用いてスピンゆらぎの二乗振幅を動的帯磁率で表現し、自己無撞着な取り扱いを適用すればSCR理論に到達することが示される。これはSCR理論の一つの記述法であると同時に、古典的現象論に基づくMurata-Doniachの理論がSCR理論に対する高温近似に当ることを示している。

以上、QCP周辺にある磁性体の諸性質と量子臨界現象を正しく記述する理論について述べて来たが、ここで、飽和磁化が大きい通常の場合について少し考えてみよう。低温ではスピン波を主とするスピンゆらぎの励起があり、これらを自由エネルギーに繰り込んで熱平衡状態と磁化の大きさが決まり、同時にスピンゆらぎもrenormalizeされる。このような自己無撞着な計算を更に高温迄進めて行き、磁化が消える温度が T_c であるが、このような計算は未だ実行されていない。但し、 T_c の特異点としての性質は繰り込み群の理論によって明らかにされている。

高温超伝導

1986年に高温超伝導を示す銅酸化物が発見され、一大研究ブームが起こった。これはモット絶縁体をドーピングしたものであったことから、従来の多体問題の理論では取り扱えない新しい型の強相関電子系であるという主張が強く、所謂 t - J モデルに基づく理論研究が初期の主流となっていた。この系が超伝導転移温度 T_c 以上で示す異常な物性、例えば温度に比例する電気抵抗、是非フェルミ液体性と呼ばれて、フェルミ液体論とは異なる理論の必要性が叫ばれたが、1990年、T. Moriya, Y. Takahashi, K. Ueda はこの非フェルミ液体性が1970年代に研究された磁氣的QCP近傍の諸性質に酷似していること、そして高温超伝導相が反強磁性相に隣接していることに注目し、SCR理論を2次元反強磁性に拡張してこの非フェルミ液体性が説明出来ることを見出した。更にSCRパラメタ理論に依る実験の解析から動的帯磁率を定量的に求め、スピンゆらぎを媒介とする d 波超伝導の転移温度を計算して合理的な値を得た。ここで、「温度に比例する電気抵抗が量子臨界ゆらぎに依るとすると、その適用温度範囲は実験ほど広くない筈だ」という反論があったが、SCR理論は量子臨界領域を越えて成り立つ理論であり、十分広い温度範囲で電気抵抗が温度に比例することが示されている。同じ頃 A. J. Millis, H. Monien, D. Pines (1990) は (2) 式の動的帯磁率を用い、 $\chi(\mathbf{Q})$ のCW則を仮定してNMR実験を解析し、P. Monthoux, A. V. Balatsky, D. Pines (1991) はその結果を用いて反強磁性スピンゆらぎに依る d 波超伝導を取り扱った。その後のこの方向の研究の進展により、高温超伝導を示す銅酸化物の諸性質が次々と解明された。残されていた擬ギャップの問題と転移温度対ドーピング濃度曲線の示すドーム型の由来は、擬2次元反強磁性QCPの秩序状態側の性質を、量子臨界領域を越えて、SCR理論に依って取り扱うことによって説明されることが示された。かくて紆余曲折を経た20年後の現在、高温超伝導が反強磁性量子臨界点周辺のスピンゆらぎに依ることが次第に確からしくなっている⁴⁾。

重い電子系

重い電子系における量子臨界現象の研究が盛んになったのは1990年代のことと思われる。多くの測

定結果は上述の理論と一致するが、特に極低温で不一致が現れる物質があり、これらの研究が盛んである。これは重い電子系に特有の近藤効果に関連した量子臨界現象であるという主張があり、様々な角度から研究が行われている。超伝導に関して言えば、反強磁性QCP周辺のスピンゆらぎを媒介とすると考えられるものが多く、軌道ゆらぎ、原子価ゆらぎが関与する場合も指摘されている。

なお、量子臨界現象についてのレビュー論文が近年欧米からいくつか出版されているが、1970年代の日本の研究、特に初期の実験研究が見落とされていることが多いのは、QCPの名称以前の時代のこととは言え、残念なことである^{2(d)}。

結語

約50年前の弱い強磁性金属の発見に端を発する「磁気不安定点」周辺の金属磁性の研究は、その後、「量子臨界点」周辺の問題という新たな名称が与えられ、強相関電子系の物理のなかで重要な位置を占めるに至った。既に述べたように、スピンゆらぎの理論は量子臨界領域のみならず、周辺の更に広い領域をカバーするものであり、このことは実験結果を考察する際の参考になるであろう。この分野の本格的な研究は1970年代に我が国を中心に始まったものであるが、当初は、研究の拠点が海外に乏しかったためか、内外の注目度はある程度限定されたものであった。研究が盛んになった現状において当初を振り返ると隔世の感を禁じ得ない。情報洪水の中にあつて量子臨界現象研究の来歴と、スピンゆらぎの理論が量子臨界領域を包括する広い領域で成り立つものであることが正しく認識されることを期待する⁵⁾。同時に複雑な要素を含む重い電子系の量子臨界領域における物性研究の進展を期待したい⁶⁾。

参考文献

- 1) 局在モーメント系を希薄化する場合や、フラストレーションに依って現れる量子臨界点の話題はここでは取り上げない。
- 2) 本文中の諸事項及び関連する参考文献の所在については例えば以下を参照されたい:(a) 守谷亨:「磁性物理学」(朝倉書店2006);(b) T. Moriya: Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism (Springer, 1985);(c) T. Moriya and K. Ueda: Adv. Phys. **49** (2000)

- 606; (d) T. Moriya and K. Ueda: Rep. Prog. Phys. **66** (2003) 1299.
- 3) CW 則の成り立つ温度範囲で (2) 式の展開が許されることは自明ではない. 電子ガス・モデルの動的帯磁率の全表式を用いた計算と展開型を用いたものとの比較から, 少なくともこの場合, 十分広い温度範囲で展開型が許されることが示されている (1973).
- 4) 守谷亨: 固体物理 **44** (2009) 163 (3月号); 949 (12月号).
- 5) 量子臨界領域の外側はストーナー理論で良いという, 目を疑わせる, 間違っただ記述を Physical Review Letters 誌上で見たことがある. 21 世紀に入ってからの実験の報告であった.
- 6) 最近のパネル討論 :P. Coleman: arXiv.1001.0185v1 (Physica Status Solidi, 5 January 2010).

ロスアラモス, ゲッティンゲンに滞在して

常盤 欣文 ゲッティンゲン大学第1物理研究所



私は、大阪大学で学位取得後、Max-Planck-Institute, CPFS (ドイツ, ドレスデン) にて約3年間、その後 Los Alamos National Laboratory (アメリカ, ロスアラモス) にて3年間、そして現在は Georg-August-Universitaet Goettingen (ドイツ, ゲッティンゲン) にて Wissenschaftliche Assistent (研究助手) として働いております。2年前まで住んでいたロスアラモスのことや、今滞在しているゲッティンゲンのことなどを書いてみようと思います。

ロスアラモスはニューメキシコ州の北部に位置しており、ある有名女優の写真集の名前となったサンタフェ (Santa Fe) から約60キロ程度離れたところに位置しています。マイナーな州なのであまり知られていませんが、ニューメキシコの北部はロッキー山脈の南端があり、州の最高峰である Wheeler Peak は4013 m と、富士山よりも高い標高を持っています。こんなこともあり、ロスアラモス、サンタフェ周辺には、自然が多く、景色は雄大で非常にすばらしいです。ロスアラモス自体も2200 m という比較的高所に位置しており、私が移ってきた一日目は、空気が薄いため、めまいがしました。このように高所にあるので、冬にはある程度積雪があり、研究所から車で10分のところにスキー場があります。非常に近いので、当時のポストであった Roman Movshovich と一緒に、昼休みにスキーに行ったりもしました。彼はそこでインストラクターをしていたので、私も誘われて週一回、週末に教えることになりました。ライセンスを取るのには苦労しましたが、スキースクールの同僚や町の人と知り合いになれたので、やってよかったと思っています。一度、こけると一人で立ち上がれないという、巨大な人物をレッスンすることもあったりして、大変な思いもしました。私のそのときの苦労している姿を目撃した友人達が、あとで何度もその話をしながら笑っていました。スキーの他には、山が周囲にたくさんあるので、夏はハイキングやロッククライミングなども楽しめます。ロスアラモスは非常に小さい町(人

口1万2千人)なので、他にすることがなく、アウトドア関連の趣味がない方にはつらい所かもしれません。

ロスアラモス国立研究所は、元々は原子爆弾を作るために建設されたということは有名だと思います。それが理由で、このような僻地に立てられました。現在も兵器関連の研究は盛んに行われており、そのような研究施設の周りには高い柵があって、私みたいな Clearance と呼ばれる機密情報を扱う許可を持っていない者は立ち入りは出来ません。そういう施設には携帯電話を持ち込んではいけません。さまざまな規制があるそうです。兵器研究をしていた友人が、一度間違って携帯電話を持ち込んでしまって、問題になったようです。詳しくは聞いていませんが、その後の処理が大変で、彼女は相当うんざりしていました。この研究所では兵器のみでなく基礎研究もされており、私の所属していた部署の MPA-10, Condensed Matter and Thermal Physics では強相関電子系の実験研究などが行われています。私はポスドクとして研究を行っていました。週一回の強相関電子系研究グループのミーティングでは、自分たちが行っている研究について議論します。それ以外は全く自由で、研究のみしておればよいという、非常に恵まれた環境でした。私は Roman Movshovich が Proposal を出して得た Grant で雇われていたので、その Proposal から離れたことばかりは出来ないという制約はありましたが、それでも、彼に相談して同意を得られれば、自分の研究も出来ました。私のいた当時は Grant がかなり当たっていて、強相関電子系のポスドクは常時5,6人程度いましたが、今は状況が厳しく、ポスドクの数は少なくなっていると聞いています。

現在、私の所属しているゲッティンゲン大学は比較的大きな大学で、町は20歳前後の若者であふれています。学生数が2万4千人で、町には12万人の人が住んでいます。その前に住んでいた、ロスアラモスは研究者の町で大学も無く、高校を卒業した

研究者の子供たちは町を出て行くため、20歳前後の人口は極端に少ないというところでした。ロスアラモスは人口も少ないということもあり、静かな町だったので、移ってきたときには大きなギャップを感じました。

このゲッティンゲンで、私は Associate Professor の Philipp Gegenwart の元で仕事をしています。我々のグループには、私の他にもう1人研究助手がおり、ポスドクが1人、2人の博士課程、4人の修士課程、3人の学部の学生が所属しています。われわれのグループにはドイツ語を話さない外国人がいるので、週一回のミーティングは英語で行われます。私の属している I. Physikalisches Institut (第一物理学研究所; ゲッティンゲン大学所属) には3人の Professor がおのおのグループを持っています。その研究所全体のミーティングも週に一回あり、研究所内の問題(例えば、He 液化装置のリークなど)、行事の日程調整などが話し合われます。第一物理学研究所の学生と Professor はすべてドイツ人で、研究助手とポスドクは一人を除き、あと5人は非ドイツ人という構成になっています。研究所全体で、年に一回、夏にセミナー旅行があり、一週間、工作室のメンバーを含めたほぼ全員が参加します。そこでは、おのおの20分間自分の研究成果を発表します。昨年は、オーストリアとスイスとの国境に近い Bodensee という湖のほとりの観光地 Lindau で行われました。3人の Professor の分野はそれぞれ違い、しかも20分の発表なので、専門外の人のためにイントロに多く時間を割くことも出来ず、他のグループの人の話はあまり理解できないという感じで、残念でした。それでも、自分のグループ外の人達と交流が出来たので、まあ良かったかなと思いました。そして年の最後には、クリスマス休暇前に研究所全体でパーティーがあります。このパーティーの日には、ほぼ全員で、魔法瓶に詰めたホットワインを持って、昼から夕方まで、町の周りの森林にハイキングに出かけます。私は今回は仕事が忙しくて参加できなかったのですが、夕方にはワインで顔を赤くした連中が帰ってきて、酔った学生に「何で来なかったんだ！俺たちのことはどうでもいいのか！」などと、しつこく絡まれました。次回は引っ張って行かれそうです。

私のここでの仕事は、強相間電子系の実験研究のほ

か、演習や学生実験も含まれます。演習は大勢の学生の前で、ドイツ語を話さないといけないので、いつも緊張しています。また、現在私が見ている学生実験はなかなか面白いことをしています。そこでは、学生が自ら液体 He をデュワーにいれて、ポンプで蒸気を引き、温度を下げることによって超流動状態への転移を目で観測します。そして、液体 He の比熱も測り(絶対値は出ません)、温度に対してプロットして転移温度でのピークを観測し、そしてデータを文献と比較する、ということをしています。しかも、同じ実験で温度計の校正もしてしまいます。もしかしたら他の大学もそうなのかもしれませんが、少なくともここでは教育に力を入れていると思います。もし、何らかの理由で液体 He が不足した場合は、われわれの実験をストップして学生実験を優先するそうです。幸いそのようなことはまだ起こっていません。

これまでいた Max-Planck 研究所や Los Alamos 国立研究所は他の研究機関に比べてお金持ちなので、装置はあるけど人手が足りないという状況でしたが、今は逆に学生が多く装置が少ないので、残念ながらマシンタイムは取り合いになっています。今では、前にいた研究所の環境は非常に恵まれていたんだな、とよく思います。研究の他の仕事も沢山あるので、かなり忙しく大変ですが、これからはがんばっていきたいと思います。



ロッククライミング前の筆者(ドイツ, Frankenjura にて)

中性子散乱を理解するための参考書籍

神木 正史 首都大学東京客員教授



中性子散乱は、結晶場励起のような一体の励起はもちろんのこと、物質内の二体相関（粒子-粒子あるいはスピン-スピン相関）の時間・空間フーリエ成分を直接的に与えるので、重い電子系の研究はもちろんのこと、物理学・化学・生物学・工学等の物質科学のほとんどすべての分野の研究において、現在では欠かすことのできない重要な手段となっています。日本においては、日本原子力研究所（現原子力研究開発機構）の研究用原子炉 JRR2-JRR3 における長い研究の歴史があり、これに加えさらには昨年 J-PARC における中性子散乱施設 (MLF: 物質・生命科学研究施設) が稼働を始め、遠からず世界最高レベルのパルス中性子散乱実験が可能になることが見込まれています。したがって、日本の研究者の皆さんにとって、中性子散乱はますます身近なものとなり、実験を自らしなくても（もちろん実験に飛び込んでも）、中性子散乱の実験結果を正しく理解することが、研究を進める上で大変重要になってきていると思います。本小稿では、そのような中性子散乱の基本を勉強する際の手引きとなるような文献を、私の経験に基づいていくつかあげてみたいと思います。

中性子散乱の上述のような特徴の理論的定式化は、その基本的部分は 1950 年代末までにはなされ、これを最初に教科書的にまとめたものとして、(1) W. Marshall and S. W. Lovesey: Theory of Thermal Neutron Scattering: the use of neutrons for the investigation of condensed matter, Oxford Univ. Press (1971) をあげることができます。この本は、結晶構造、磁気構造、フォノンやスピン波などの素励起、構造的・磁氣的揺らぎ（ダイナミクス）、その他液体や気体状態等に対応する物理量を中性子散乱断面積に結びつける公式を、中性子の核散乱と磁気散乱の原理から丁寧に導いており、1970-80 年代における標準的な教科書でした。さらに 1984 年に、この本の第二著者が、(1) の根幹部分の多くを引き継ぎ、その後の中性子散乱

による研究の発展を考慮した上で書き直した、(2) S. W. Lovesey: Theory of Neutron Scattering from Condensed Matter, Oxford University Press (1984); Paperback (with corrections) (1986) を刊行しました。この本は 2 巻に分かれており、Vol. 1 で中性子散乱の基本と核散乱に関することから、vol. 2 で磁気散乱および偏極中性子散乱に関するところが詳しく述べられています。この本は、1984 年発刊といささか古いですが、中性子散乱の実験データの解釈を深い観点から行う上で今でも十分役に立つ教科書と私は考えています。実際、私の知る限り、その後中性子散乱に関する理論をこの本以上に全般的に且つ詳しく扱った本は出版されていないと思います。ただし、この本は大部であり、多くの課題について逐条的で丁寧な記述をしているため、中性子散乱の理論の基本を手取り早く学ぼうと思う人にとっては、少し手強い相手かもしれません。そのような人にとっては、(1) と (2) の間に出版された、(3) G. L. Squires: Introduction to the Theory of Thermal Neutron Scattering, Cambridge University Press (1978); Paperback edition (with corrections), Dover Publications (1996) が、そのタイトルに Introduction とあるとおり、取っつきやすいと思います。もちろんこの本でも、中性子散乱の理論の基本的な部分はきちんと書かれています。

以上の理論中心の本ではなく、実験家が中性子散乱の物性研究への応用に中心をおいてまとめた代表的な教科書としては、まず、(4) G. E. Bacon: Neutron Diffraction (third ed.), Oxford University Press (1975) (初版: 1955) をあげることができます。日本語の本としては、(5) 星埜禎男: 中性子回折, 槇書店 (1961), (6) 中性子回折 (星埜禎男責任編集, 星埜禎男, 国富信彦, 浜口由和, 渋谷 巖 分担執筆), 共立出版, 実験物理学講座 22 (1976) を、(4) と同じ位置づけのできる労作として挙げることができます。(4) は弾性散乱を中心に、中性子回折(散乱)の実験法やデータの解析等に関わる諸問題を幅広く

取り扱っており、初版は 1955 年ですがその後の各版ごとに刊行当時の段階までに実用化された実験手法に関する記述を付け加えています。(5) は、日本の中性子回折の草分け的な研究者の一人による、時代的には (4) の初版に対応する内容をもった入門的な教科書です。(6) は、実験物理学講座の一分冊として、(5) の著者と共に日本における第一世代の中性子散乱研究者の分担執筆によるもので、中性子散乱の実験とその結果の解析を実際に行う上で大変役に立つ実用書と言えます。以上の書籍は、中に引用されている実験結果や、実験装置の写真などはさすがに時代物と言えますが、中性子散乱の実験方法・実験装置の基本は、ごく一部の新しい方法（例えば、スピンエコー法）あるいは技術的進歩（例えば、多数の検出器の同時利用や大強度加速器パルス中性子源の出現）を除いて現在とはさして変わっていないので、現在でも十分に役に立つ内容を持っています。

上記の (4)-(6) より新しい、中性子散乱の応用に中心をおいた書籍として、(7) K. Sköld and D. L. Price (Eds): Neutron Scattering (Method of Experimental Physics, Vol. 23), Academic Press (1986) も役に立つかと思います。この本は 3 分冊 (Part A, B, C) 全 25 章に分かれており、最初の 3 章が中性子散乱全体に関わる解説に充てられている以外は、物理から、化学、生物にわたって中性子散乱が応用される典型的な研究分野ごとに、その分野の専門家（日本人は含まれていない）による、かなり詳しい説明が具体的な実験例を元にしてなされています。例えば、Part C において、18. Phase Transition (by R.A. Cowley), 19. Magnetic Structures (by J. Rossat-Mignod), 20. Magnetic Excitations (by W.G. Starling and K. A. McEwen), 21. Nuclear Magnetism (by H. Glättli and M. Goldman), 22. Polymers ... といった具合です。さらに、(8) 結晶解析ハンドブック (日本結晶学会「結晶解析ハンドブック」編集委員会 / 編), 共立出版 (1999) も中性子散乱の実験を行ったり実験結果を解釈したりする上で実用的と言えます。このハンドブックは、X 線、中性子線、電子線などの回折現象を応用した物質研究に必要な多くの知識を網羅したもので、その第 I-III 編において、中性子散乱に関わることからを含め、X 線・粒子線の回折・散乱の理論および実験に関する基本的事項、および結晶学・構造解析

に関する解説がなされており、第 VI 編「中性子散乱法と関連手法」において、何種類かに分類される中性子実験装置（分光器）のタイプごとにその特徴や分解能等の説明がかなり詳しくなされているので、あまり予備知識のない研究者が実験を企画したり、論文に記載されたデータを深く理解するうえで大いに助けになるものと思います。

以上、中性子散乱全般に関する教科書あるいは参考図書として、私が重要と思うものを紹介しました。これらの書籍のうち、(8) のみが比較的新しく書店で購入することができますが、他の書籍は、図書館あるいは特定の研究室の蔵書、あるいは古書としてしか存在していないと思われます。当然ながら、最近の重い電子とか強相関電子系の諸現象に直接関わる実験に関しては、これらの書籍には記述がありません。中性子散乱による重い電子系に関わる現象の研究を直接タイトルに掲げた書籍は現在のところ見あたりませんが、私の知っている範囲内で、以下の各書籍において、中性子散乱に関するある程度の言及がありますので、最後にこれらを紹介しておきます：(9) A.C. Hewson: The Kondo Problem to Heavy Fermions, Cambridge University Press (1993, pbk.1997), (10) 上田和夫・大貫惇睦：重い電子系の物理, 裳華房 (1998), (11) Y. Kuramoto and Y. Kitaoka: Dynamics of Heavy Electrons, Clarendon Press (2000).

「重い電子系若手秋の学校」の報告

若手秋の学校 校長 石田 憲二 京都大学大学院理学研究科



新学術領域研究「重い電子系の形成と秩序化」主催の「重い電子系若手秋の学校」が平成21年11月24日(火)から27日(金)の日程で、京都の洛北の景勝地に位置する関西セミナーハウスで開催されました。若手学校の開催は、若手研究者や大学院生の研究能力向上と促進、日ごろの情報交換、さらに親睦を深めることを目的に、新学術領域研究発足時から計画されていました。秋の学校計画当初、参加者の確保を心配していましたが、予想を大きく上回る97名(!)の大学院生以上の研究者に参加頂き、盛大な学校が開催できました。まず、今回の秋の学校のスケジュールを紹介しますと、

	11月24日(火)	11月25日(水)	11月26日(木)	11月27日(金)
8:45-10:15		講義Ⅲ(末國・長谷川)	講義Ⅴ(穴戸)	講義Ⅶ(水戸)
10:30-12:00		講義Ⅳ(服部)	講義Ⅵ(多田)	講義Ⅷ(出口)
12:00	集合	昼食	昼食	解散
13:30-15:00	講義Ⅰ(大槻)	M2発表会Ⅰ	特別講義(石田・播磨・上田)	
15:30-17:00	講義Ⅱ(今井)	M2発表会Ⅱ	参加者全員による討論会	
17:30	夕食	夕食	懇親会	
18:00	曼殊院散策	自由行動		

講義内容および講師(90分/講義)

講義Ⅰ「重い電子系の近藤効果と磁気秩序」	大槻 純也 (東北大理)
講義Ⅱ「現実的なバンド構造を考慮した重い電子系の理論」	今井 剛樹 (埼玉大理工)
講義Ⅲ「金属間クラスレートのラットリングと熱電物性」	末國晃一郎 (広島大先端)
「カゴ状物質の格子振動」	長谷川 巧 (広島大総合)
講義Ⅳ「強相関系としての電子-非調和格子振動の物理」	服部 一匡 (東大物性研)
講義Ⅴ「CeTIn ₅ 化合物研究の現状」	穴戸 寛明 (京大理)
講義Ⅵ「量子臨界点近傍の超伝導」	多田 靖啓 (京大理)
講義Ⅶ「Yb系重い電子化合物」	水戸 毅 (兵庫県立大)
講義Ⅷ「ウラン化合物における強磁性と超伝導」	出口 和彦 (名大理)

M2による発表会(10分+5分)

志村 恭通 (東大物性研)「Pr(Cu,Ga) ₁₃ の低温磁性」
阿野 元貴 (新潟大自然)「超音波による希土類化合物 R ₃ Pd ₂₀ X ₆ (R=希土類, X=Si, Ge)の研究」
西山 真哉 (阪大基礎工)「f ² 配置立方晶の重い電子系における近藤効果と結晶場効果の競合」
立津 慶幸 (琉球大理工)「強相関電子系における電子構造とフェルミ面に関する理論的研究」
松井 一樹 (室蘭工大工)「スクッテルダイト化合物 TSb ₃ (T=Co, Rh, Ir)の圧力誘起構造変化」
馬場正太郎 (新潟大自然)「超音波によるシリコン結晶中の原子空孔の研究」
江口 学 (京大理)「反転対称性を持たない物質 CaIrSi ₃ とCaPtSi ₃ による超伝導」
桑原 達也 (新潟大自然)「希土類カルコゲナイトの合成条件の探求と磁気的性質」
北川 俊作 (京大理)「鉄系超伝導体 LaFeAs(O _{1-x} F _x)の ⁷⁵ As-NMRの研究」
中條 敏宏 (新潟大自然)「非充填スクッテルダイト化合物 NiP ₃ の低温物性」
宮田 和明 (神戸大自然)「重い電子系の赤外分光による研究」
堀江 直樹 (東大物性研)「重い電子系 Yb 化合物 α-YbAlB ₄ の低温物性」
広瀬 雄介 (阪大理)「CeRhGe ₂ の磁性と圧力誘起超伝導」

特別講義 (30分)

石田 憲二 (京大理)	「代表的な重い電子系物質の紹介」
播磨 尚朝 (神戸大理)	「重い電子系におけるスピン軌道相互作用」
上田 和夫 (東大物性研)	「重い電子系の目指すもの」

参加者全員による討論会 「そこが知りたい、重い電子系の物理」

という内容で行いました。

スケジュールを見てお分かりのようにかなりハードな学校になりました。(90分の講義8コマですから、大学の1単位に相当する内容です。) 講師陣には新進気鋭の若手研究者の方にお願ひし、「学生目線」からの講義になること、講義にあたって講義内容の総合解説になるテキストの執筆もお願ひしました。(関係皆様には既に送付いたしました、重い電子系の物理の総説と言うべきテキストが完成しました!!) また、当初は参加者全員の方に研究内容の紹介をして頂こうと思っておりましたが、時間の都合上修士2年生の参加者に発表お願ひしました。修士2年生は、北は北海道、南は沖縄からの参加を頂き、さながら「修論甲子園」といった発表会になりました。(京都なのになんで「甲子園」なんやとか、高校生になつてるやないかとか、つっこみを受けそうですが…)

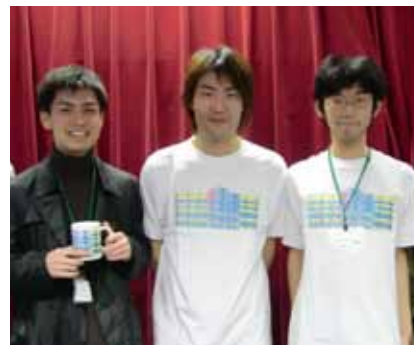
討論会では、参加申し込みの時にアンケートしておいた、(1)「研究会で耳にするが、実はよくわからないという言葉」、(2)「重い電子系の物理に関して興味あること」について参加者全員で話し合いました。ここでは理論計算手法の用語(LDA, LDA+U, PIRG(Path Integral Renormalization Group)や「FFLO 超伝導」等の用語について話し合いました。(理論の用語については、播磨先生から解説していただきました。) 議論が盛り上がったのは「群論を勉強したい」というアンケートに対して、参加者から自分の勉強したテキストの紹介があり、その時「どのテキストがよく書けているか」という話し合いに及んだところです。宇田川先生や上田先生からも、自分たちの経験に基づいてテキストの紹介をして頂きました。

私の「秋の学校」の感想は、若手研究者の能力の高さに驚いたことです。どの講義もよく準備がなされており、大変わかりやすい教育的な講義になっていたことです。特に印象深かったのは、多田さんの講義で、彼の独特な感性で「強相関の物理」を解説したことです。(「新感覚物理学講座」といった印象を受けました。) 現在広く用いられている「非フェルミ液体状態」は、「異常フェルミ液体状態」と呼ばれるべきであるという指摘は大変勉強になりました。また「修論甲子園」ではどの発表もレベルが高く、将来の活躍が楽しみな大学院生による発表会でした。これら若手の研究能力が新学術領域の研究活動に活かせることが、本当の意味の「若手秋の学校の成果」と思っています。

皆さんも経験があったと思いますが、学校時代では学校行事の後は決まって感想文の宿題が出ていたと思います。今回の「秋の学校」でも3名の参加学生の方に感想文をお願ひしました。



午後の講義風景。参加者全員真剣に講義を聞いています。ちなみにこの時の講師は上田先生でした。



優秀発表に選出された立津君、松井君、志村君(左から)。ちなみに賞品はエレメンタタッチグッズでした。

新学術領域研究「重い電子系の形成と秩序化」若手秋の学校の感想文

東京大学物性研究所 修士1年 安 幸治



「重い電子」物質を研究する若手研究者・学生の研究促進・情報交換の一環として、京都のきれいな紅葉を楽しめる紅葉シーズンに関西セミナーハウスにて「重い電子若手秋の学校」が行われました。今回秋の学校の感想を書く機会を頂いたので、学生 (M1) の立場として「修学旅行の感想文」的に簡単に感想を述べたいと思います。

まず講義ですが、今を代表する若手の研究者の方々から最先端の研究内容を理論・実験の両方から学生にも理解できるよう基礎的な内容から丁寧に講義していただき非常に勉強になりました。特に私個人としては CeCoIn_5 の超伝導対称性について研究していたので、宍戸先生の「 CeTiIn_5 化合物研究の現状」と多田先生の「量子臨界点近傍の超伝導」は特に印象的でした。また M2 の先輩方の発表会も行われ、身近な距離で面白いトピックスが聞けてとても有意義な時間を過ごせたと思います。さらに特別講義では、現在私が研究している UPt_3 のマルチフェイズについて非常に興味深い話を活発な議論の中から聞くこともできました。本学校では「重い電子」に関する様々なトピックスを網羅していたので、おそらくほとんどの方が自分の研究内容と何らかの形で関連する話を聞いたのではないかと思います。

さて、真面目な感想ばかりでは少々面白みに欠けた感想になってしまうので、講義以外の感想も述べます。今回の秋の学校の大部分は学生、特に M1 だったこともあり、たくさんの友人ができました。特に同じ部屋の M1 とは「チーン」「チーン」「チーン」という具合にすぐに仲良くなりました。その友人たちとは物理以外の様々な話を夜に飲みながら話したり、京都の町を一緒にぶらぶら歩いたりし楽しく過ごせました。また M2 の先輩方とも京都の美味しいラーメンと一緒に食べに行くなどすごく楽しかったです。ここで出会った人々とは学会などにまた会いたいですね。

このように研究・勉学に偏ることなく参加者全員が様々な面で楽しめる秋の学校だったと思います。またこのような機会があれば是非参加したいです。最後に今回の秋の学校を参加者が不自由なく楽しめるように準備して下さった秋の学校の校長である石田憲二教授と京都大学の学生の方々に感謝します。

「若手秋の学校を終えて」

東北大学極低温科学センター 博士課程2年 松本 祐司



11月24日から、京都で重い電子系若手秋の学校が開催されました。主に博士・修士課程の強相関 f 電子系に情熱を持って研究されている多くの人が集まりました。その3日間は、自分にとってはかけがえのない時間になりました。朝から夕方までは、講義、M2の発表がありました。1つのセッションの時間が長いので、それぞれの講演者がそれぞれのテーマについて丁寧にまとめてレビューをされ、その中では学生が多いこともあり、自分も学会などでは聞きづらい質問をして、1つでも多くのことを吸収しようと聞き入っていました。夕方は、紅葉で美しく色づいた京都を散策し、その後は日付が変わるまで、秋の学校で知り合った人達とさまざまなことを話し合い、毎日充実した日々を過ごしました。一番ためになったことは、普段は話さない人達と長い間語り合い、そしてこの研究をしている知り合いが増えたことだと思います。私は、さまざまな Ce 化合物の混晶系の単結晶育成を行いその試料の dHvA 効果・磁化・電子輸送特性を系統的に測定を行うことで、 f 電子がどのようにしてフェルミ面の形成に寄与するのかを研究していますが、自分が行っていない実験手法を専門にしている人と話すことで新たな知見を得、自分の研究を説明するときに自身の理解の未熟さを感じ、似た研究を行っている人とは新たなアイデアを閃くなど、これからさらに研究しようという意欲がわきました。そのようなことを感

じあえる人と知り合えたことが、この若手秋の学校の何よりの成果だと思います。最後に、このような有意義な機会を企画・運営された皆様に感謝の意を表します。

「秋の学校に参加して」

室蘭工業大学 大学院工学研究科 修士2年 松井 一樹



私は、非充填スクッテルナイト化合物の圧力誘起構造変化について、そのメカニズムを研究しています。今回の学校の主題である重い電子系は私の研究に直接関係しているわけではありませんが、物性物理学の知識を得ることや最新トピックスを知ることは今後の私の研究にとっては非常に重要になってくると考えられ、さらに、これから研究を進めていくにあたって理論計算が不可欠になってくると考えていました。特に理論については、自分で勉強しようと思っただけでどこから手を付ければ良いのか、どう計算していけばよいのか等が分からず、今回の秋の学校がそれを学ぶ上で良いきっかけになればと、今回参加させて頂きました。

講義そして講義テキストは大きく実験分野と理論分野に分かれており、非常に整理して理解しやすい構成となっていました。実験分野では主に金属間クラスレートのラットリングと熱電物性、かご状物質の格子振動、Yb系重い電子化合物等の講義をして頂きました。どの講義も学生(修士課程)の目線に合わせて、非常に丁寧で分かりやすい講義をして下さり、非常に勉強になりました。その中でも、長谷川巧先生のかご状物質の格子振動に関する講義は、私の研究に関係するスクッテルナイト化合物もかご状物質の一つであるため、個人的に非常に理解しやすく、特にこれまで理解の薄かったゲスト原子の振舞に関して非常に詳しく解説して下さいたため勉強になりました。スクッテルナイト化合物以外にもパイロクロア酸化物やクラスレート化合物でも同様なかご状物質の傾向が見られるということなので、今後の自分の研究の発展につながるヒントにもなり、さらに、ちょうど個人的に勉強しようと考えていたラマン散乱測定についても詳しく解説して頂いたので、今後の勉強に役立てようと思いました。また、水戸毅先生のYb系重い電子化合物における講義では、重い電子化合物の中でも特に興味深い物性がいくつも報告されているYb元素単体における基本的な物性に始まり、同じく重い電子系化合物の中で興味深い物性が報告されているCeとの比較、そしてYb化合物の物性の実例等について非常に丁寧に解説して下さいました。元々Yb原子やCe原子は他のランタノイドと振舞(価数など)が違うことは知ってはいましたが、それについて深く勉強したことはありませんでした。実際に、Yb原子が圧力により価数に変化し、磁性が変化するという現象についてはこの講義を聞いて初めて知り、高压を扱う私にとっては非常に興味深い発表でした。

一方、理論分野では、現実的なバンド構造を考慮した重い電子系の理論、強相関系としての電子-非調和格子振動の物理、量子臨界条件近傍の超伝導等の講義をして頂きました。普段参加している学会等では、基本的に実験的な分野の発表ばかりを聞いていたので、理論計算の発表は今回が初めてでしたが、非常に丁寧な講義をして頂き、これからの理論計算を勉強する上での意欲向上につながったと思います。内容に関しては、見慣れない計算式等が多く出てきて、「理解した。」と言っては嘘になりますが、今後理論計算を勉強していく上で、今回解説して下さいた講義や使用したテキスト等を参考にしながら少しずつ学んでいこうと思いました。

今回使用したテキストや講義について、どれも非常に基礎的な部分に重点が置かれていて、M2の私でも非常に分かりやすいものになっていたため、大変有意義に勉強させて頂くことができました。また、講義終了後の質疑応答についても我々のような非常に知識の浅い学生でも質問しやすい環境になっており、普段の学会等ではほとんどすることができない質問も積極的にすることができ、講義を聞くということ以外でも様々な部分で勉強になったことが多かったように思います。

さらに、今回は私も参加させて頂いたM2による研究発表会がありました。M2の発表であるにも関わ

らず、学生から先生方まで非常に熱心に聞いて頂け、さらに他大学の学生の発表を聞けるという、修士論文の発表を控えている M2 にとって非常に貴重な体験となったと思います。私はと言うと、普段学会等でポスター発表をすることが多いので人前でプレゼンするという経験がほとんど無く、緊張で自分自身の発表についてはほとんど覚えていません。しかし、他大学の学生の発表、質問に対する質疑応答等を見て、発表の仕方や質問に対する返答の仕方、知識の広さ等が自分はまだまだであるということを痛感しました。アンケートの結果では私の発表が 1 位ということで、非常に嬉しく光栄に思います。しかし、恐らくこの結果は同情票の集まりだと思しますので、これを機にもっと勉強し、発表の場数を踏んで、今回素晴らしい発表をして下さった他大学の M2 の学生に負けない発表ができるようこれから頑張っていこうと深く感じました。

今回の勉強会は、講義はもちろんのこと、それ以外でも本当に勉強になることばかりでした。この経験を生かして、これまであまり積極的に参加していなかった学会や勉強会での発表に積極的に参加し、自分の知識を向上させていこうと思います。最後に、石田先生を初め、非常に丁寧な講義をして頂いた講師の方々、そして私と関わりを持った全ての方々に深く感謝致します。



関西セミナーハウス中庭での集合写真。紅葉がとてもきれいでした。

最後に、今回の講師とテキスト執筆依頼を快く引き受けてくださった講師の方々、この学校を事務的な面から支えて頂いた、東大物性研深井映子さん、菱沼有美さん、首都大学東京の林順子さん、費用面で御尽力下さった上田和夫領域代表、堀田貴嗣氏に深く感謝いたします。

参加者の皆さんとは、是非「秋の学校の同窓会」(?) でお会いしたいと思っています。
(講義テキストの PDF ファイルは領域ホームページ <http://www.heavy-electrons.jp/news/detail/58?t=1264473456> から見るができます。)

「重い電子系の形成と秩序化」ワークショップ —先端光電子分光による重い電子系研究— の報告

世話人代表 横谷尚睦 岡山大学大学院自然科学研究科



2009年12月25-26日、岡山大学津島キャンパスの理学部大会議室で表記研究会が開催された。今年は岡山でも例年になく寒い日が続いていたが、暖かく過ごしやすい2日間であった。クリスマスの開催となったが、講演者以外にも学内から多くの参加があり、参加者数は2日間でのべ100名を超え、この分野への関心の高さを実感させられた。

光電子分光は、レーザーや軟X線さらには硬X線といった新しい励起光源の出現により、より高精度・高信頼性のデータを提供するようになってきた。今回のワークショップでは、そのタイトルが示すように、新しい励起光源を使った先端光電子分光を主として用いた重い電子系電子状態研究の成果の紹介と議論を通して、光電子分光によるフェルミオロジー研究の現状と課題を理解し今後の研究につなげることが主な目的であった。講演数は、25分講演3件、20分講演19件の総数22件であり、国内の重い電子系の光電子分光研究者のほとんどが参加するとともに、重い電子系の理論家も参加し、活発な議論が行われた。以下に内容について簡単に記す。詳細については、プログラムおよび講演要旨を参照していただきたい。実験技術の進展については、レーザーを用いた時間分解測定、SPRING-8 原研軟X線ビームラインの高度化、キセノン低エネルギー共鳴線を用いた光電子分光等の報告がなされた。フェルミオロジー研究については、軟X線および真空紫外角度分解光電子分光によるフェルミ面の化学圧力依存性、赤外分光による電子状態圧力依存性の結果等が報告された。物質としては、Ce系U系に加えて、Yb系試料についての光電子分光研究報告が3件なされた。Ybではf電子の大部分が占有状態になるので光電子分光での研究がしやすく、Ceとの対比から今後多くの新しい知見が得られると期待される。また、URu₂Si₂に関しては、物性、理論、光電子研究からなる1セッションがもうけられ、隠れた秩序相に対する新しいモデルの提唱がなされるとともに、光電子分光からも最新の成果が報告された。重い電子系の電子状態研究には、それぞれに特徴を有する光電子分光手法を相補的に用いることにより全体像を理解することが必要となる。このワークショップが国内の重い電子系の光電子分光グループ間の連携、さらには新学術領域内の連携の一つの契機になれば幸いである。

最後に、このワークショップの立案に多くのご協力とご助言をいただいた堀田先生と播磨先生、事務・運営にお世話になった深井さん、研究室スタッフおよび学生達に感謝を申し上げます。



プログラム

日時：平成 21 年 12 月 25 日（金）13 時～ 26 日（土）15 時

場所：岡山大学津島キャンパス・理学部大会議室

12 月 25 日（金）

- 13：00 はじめに：上田和夫（東大物性研）
- 13：10 レーザー光電子分光の進展：辛 埴（東大物性研，理研 /SPring-8）[25a1]
- 13：35 SPring-8 原研ビームライン高度化の現状：斎藤祐児（原子力機構放射光）[25a2]
- 13：55 重い電子系の低エネルギー励起光電子分光：山口淳一（阪大基礎工）[25a3]
- 14：15 光学伝導度と共鳴光電子分光による重い電子系の量子臨界点での電子状態：木村真一（分子研 UVSOR）[25a4]
- 14：35 休憩
- 14：55 ARPES で見た強相関物質の化学的・物理的圧力による電子構造変化：藤森 淳（東大院理）[25b1]
- 15：20 酸化ユーロピウム単結晶薄膜の角度分解光電子分光：宮崎秀俊（分子研 UVSOR）[25b2]
- 15：40 共鳴角度分解光電子分光による CeRu_2Si_2 希釈系化合物のフェルミ面：岡根哲夫（原子力機構放射光）[25b3]
- 16：00 重い電子系ウラン化合物の軟 X 線光電子分光：藤森伸一（原子力機構放射光）[25b4]
- 16：20 休憩
- 16：40 重い電子系物質のバルク敏感軟 X 線 3 次元角度分解光電子分光：関山 明（阪大基礎工）[25c1]
- 17：00 バルク敏感光電子分光による YbAlB_4 の研究：大川万里生（東大物性研）[25c2]
- 17：20 高压低温での赤外分光による強相関電子構造研究：岡村英一（神戸大院理）[25c3]
- 17：40 全体討論
- 19：00 懇親会

12 月 26 日（土）

- 9：00 URu_2Si_2 の純良単結晶育成と基礎物性：芳賀芳範（原子力機構先端研）[26a1]
- 9：20 URu_2Si_2 の HO 相での非フェルミ液体的電気伝導と非弾性中性子散乱の理論：三宅和正（阪大基礎工）[26a2]
- 9：40 URu_2Si_2 の隠れた秩序状態の電子構造とエキゾチック超伝導：松田祐司（京大院理）[26a3]
- 10：00 URu_2Si_2 の軟 X 線光電子分光：川崎郁斗（原子力機構放射光）[26a4]
- 10：20 URu_2Si_2 のレーザー光電子分光：横谷尚睦（岡山大院自然）[26a5]
- 10：40 休憩
- 11：00 バルク敏感スピン分解超分解能光電子分光装置の開発と強相関化合物の電子構造研究：
相馬清吾, 高橋 隆（東北大院理, WPI）[26b1]
- 11：25 Yb 化合物の軟 X 線・硬 X 線光電子分光：松波雅治（東大物性研，理研 /SPring-8）[26b2]
- 11：45 軟 X 線光電子分光でみた UX_c ($X_c=\text{S, Se, Te}$) のバルク電子状態：竹田幸治（原子力機構放射光）[26b3]
- 12：05 昼食
- 13：00 CeRh_3B_2 の光電子分光と電子状態の異方性：今田 真（立命館大理工）[26c1]
- 13：20 光電子分光による重い電子系の量子臨界点近傍における電子状態の系統的研究：伊藤孝寛（名大院工）[26c2]
- 13：40 Yb 化合物の軟 X 線光電子分光：保井 晃（原子力機構放射光）[26c3]
- 14：00 全体討論およびまとめ
- 14：30 おわりに：播磨尚朝（神戸大院理）

（アブストラクトは領域 http://www.comp.tmu.ac.jp/heavy-fermion/OkayamaWS/OkayamaWS_Program_and_Abstracts.pdf ホームページから見るができます。）

新学術国際会議 “International Conference on Heavy Electrons (ICHE2010)” の開催について

領域事務担当 堀田 貴嗣 首都大学東京大学院理工学研究科



平成 22 年は、本新学術領域研究にとって 3 年目、プロジェクトのちょうど中間の年にあたります。この機会に、国内外および領域内外の関係研究者が一同に会し、重い電子系および関連する強相関電子系についての最近の研究の進展を報告し、プロジェクト後半の研究の展望を議論することは、きわめて有意義であると考えられます。そこで、以下の日程および場所で、重い電子に関する国際会議を開催いたします。

日 時：平成 22 年 9 月 17 日（金）～ 20 日（月）

場 所：首都大学東京南大沢キャンパス

会議の詳細につきましては、国際会議のホームページ

<http://www.heavy-electrons.jp/iche2010/>

をごらんください。

会議への参加および発表の申し込み受付は、平成 22 年 3 月 1 日から上記のホームページで行う予定です。多くの方々のお申し込みをお待ちしております。

国際会議の組織および招待講演者は以下のとおりです。

Chairman: K. Ueda (ISSP, Univ. of Tokyo)

Secretary: T. Hotta (Tokyo Metropolitan Univ.)

Organizing Committee:

H. Harima (Kobe Univ.)
K. Ishida (Kyoto Univ.)
K. Miyake (Osaka Univ.)
T. Sakakibara (ISSP, Univ. of Tokyo)
T. Takabatake (Hiroshima Univ.)
H. Tou (Kobe Univ.)
T. Yokoya (Okayama Univ.)

International Advisory Committee:

J. Akimitsu (Japan)
E. Bauer (Austria)
Z. Fisk (U. S. A.)
J. Flouquet (France)
P. Fulde (Germany)
Y. Kitaoka (Japan)
G. Kotliar (U. S. A.)
Y. Kuramoto (Japan)
H. v. Löhneysen (Germany)
Y. Lu (P. R. China)
B. Maple (U. S. A.)
Y. Ōnuki (Japan)
H. Sato (Japan)
H. Shiba (Japan)
F. Steglich (Germany)
J. D. Thompson (U. S. A.)
D. Vollhardt (Germany)

Invited Speakers:

H. Amitsuka (Hokkaido University)
D. Aoki (CEA, Grenoble)
E. Bauer (Vienna University of Technology)
S. Bud'ko (Ames Laboratory and Iowa State University)
M. Dressel (University of Stuttgart)
H. Harima (Kobe University)
A. Huxley (University of Edinburgh)
K. Ishida (Kyoto University)
D. Kaczorowski (Polish Academy of Sciences)
N. Kimura (Tohoku University)
G. Knebel (CEA, Grenoble)
G. Kotliar (Rutgers University)
Y. Kuramoto (Tohoku University)
H. v. Löhneysen (University of Karlsruhe)
B. Maple (University of California San Diego)
Y. Matsuda (Kyoto University)
K. Miyake (Osaka University)
S. Nakatsuji (ISSP, University of Tokyo)
S.-J. Oh (Seoul National University)
Y. Ōnuki (Osaka University)
S. Ramakrishnan (Tata Institute of Fundamental Research)
A. Rösch (University of Cologne)
S. Shin (ISSP, University of Tokyo)
F. Steglich (MPI, Dresden)
J. D. Thompson (Los Alamos National Laboratory)
A. de Visser (University of Amsterdam)
D. Vollhardt (University of Augsburg)
Y. Yanase (Niigata University)
H. Yuan (Zhejiang University)
V. Zlatić (Institute of Physics, Zagreb)
G. Zwicknagl (TU Braunschweig)

新学術領域研究「重い電子系の形成と秩序化」 総括班会議について

領域事務担当 堀田 貴嗣 首都大学東京大学院理工学研究科



平成 21 年度下半期には 2 回の総括班会議を開催し、本領域の運営について議論を重ねた。開催日時、場所、出席者、議題を以下に報告する。

第 5 回

日 時：平成 21 年 9 月 27 日（日）18 時～19 時 30 分

場 所：日本物理学会 熊本大学黒髪キャンパス RG 会場

出席者：上田，榊原，播磨，横谷，高島，藤，石田，
井澤，堀田

1. ニュースレターの発行について
2. 新学術ワークショップについて
3. 若手秋の学校について
4. 研究会・会議における発表の報告（平成 21 年度上半期分）について
5. 出版論文について
6. 米国との国際協力について
7. SCES2013 の日本開催について
8. SCES2010 について
9. 新学術国際会議について
10. 特定領域・新学術領域研究の合同研究会について
11. データベースの整備について

第 6 回

日 時：平成 21 年 12 月 26 日（土）15 時～17 時

場 所：岡山大学津島キャンパス 理学部会議室

出席者：上田，三宅，榊原，播磨，横谷，高島，藤，
石田，堀田

1. 新学術ワークショップ（光電子分光）の総括
2. 「若手秋の学校」開催報告
3. 日独セミナーについて
4. 科学研究費補助金の予算確保に関する要望書について
5. 連携研究者の追加について
6. 新学術ポスドクについて
7. 新学術国際会議について
8. 新学術ワークショップについて
9. 研究成果の発信について
10. SCES2010 について
11. SCES2013 について

なお、第 7 回総括班会議は、以下の日程で開催することを予定している。

日 時：平成 22 年 3 月 21 日（日）17 時 30 分～19 時

場 所：岡山大学理学部 2 号館 C305

出席者（予定）：上田，三宅，榊原，播磨，横谷，高島，藤，石田，竹中，井澤，堀田

領域情報

領域名称について：

日本語：重い電子系の形成と秩序化
 日本語略称：重い電子の秩序化
 英語：Emergence of Heavy Electrons and Their Ordering
 英語略称：Heavy Electrons

領域ホームページ：

<http://www.heavy-electrons.jp/>

今後の予定：

新学術ワークショップ“大きなフェルミ面と
 小さなフェルミ面”（仮題）
 平成 22 年 5 月中旬（予定）
 場所未定

新学術ワークショップ“New Trends in Theory
 of Correlated Materials”（仮題）
 平成 22 年 9 月 8 日（水）～ 10 日（金）
 千葉県生命の森リゾート

新学術国際会議“International Conference on
 Heavy Electrons (ICHE2010)”
 平成 22 年 9 月 17 日（金）～ 20 日（月）
 首都大学東京南大沢キャンパス

関連する国際会議：

SCES2010：2010 年 6 月 27 日～ 7 月 2 日
 Santa Fe, U.S.A.

SCES2011：2011 年夏
 Cambridge, U. K.

LT26：2011 年夏
 Beijing, P. R. China

ICM2012：2012 年 7 月 8 日～ 7 月 13 日
 Busan, Korea
<http://www.icm2012.org/>

SCES2013：2013 年夏

Tokyo, Japan

本新学術領域研究の補助を受けて得られた成果に対する謝辞の例：

本新学術領域研究の成果を論文などで出版する際には、次のような謝辞を入れてください。

【欧文例】

This work was supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research on Innovative Areas "Heavy Electrons" (No. #####) of The Ministry of Education, Culture, Sports, Science, and Technology, Japan.

【和文例】

本研究は、文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究「重い電子の秩序化」(No. #####)を受けて行われた。

には各課題の課題番号が入ります。

JPSJ オープンセレクト費の補助について：

本新学術領域研究の補助を受けて得られた成果で日本物理学会欧文誌 Journal of The Physical Society of Japan (JPSJ) に投稿したものについて、重要な論文については、オープンセレクトにするための費用を総括班で支出いたします。オープンセレクトにしたいという論文がございましたら、領域事務担当にご連絡ください。総括班において協議の上、オープンセレクトの手続きを行います。なお、JPSJ オープンセレクトについては、JPSJ ホームページをご覧ください。

ニュースレター編集委員会：

委員長：井澤公一

委員：芳賀芳範，関山明，関根ちひろ，
 岩佐和晃，青木勇二，楠瀬博明

アドバイザー：播磨尚朝

事務担当：堀田貴嗣

編集後記

情報多き世の中の流れには逆らえず、某誌のように最早ニュースレターとは呼べない厚さになってしまいました。けれども、各記事は簡潔ながら充実した内容になっており、執筆して戴いた諸先生方の力量に感心しつつ、編集委員を代表して感謝したいと思います。

さて、本号からは採択された公募研究を順次紹介していく予定です。「最近の研究から」では、将来の展望(野望?)に力点を置いて研究の方向性を綴って戴きました。また、現時点である程度理解の進んでいるテーマを、解説的な「トピックス」として取り上げています。これらを読んでいると「重い電子系」も単純なように見え、続々と新しい発見が出てくるような気がしてワクワクします。日々、学生さんに物性物理、特にこの分野の面白さを伝えるのに苦悩している筆者としては、記事を読んだ直後に学生さんと談笑するのが近道かもしれない、と思ったりしました。コーヒーを飲みながら読むには恐ろしい執筆陣が続く「コーヒブレイク」、ついつい数式に頼った説明をしがちな難解な内容を直感的に分かりやすく記述されていて、分野を切り開いてこられた先生方の着眼点とあわせて非常に参考になりました。「海外便り」では、典型的なアメリカとヨーロッパの異なる風景が如実に伝わってきます。最近、巷では海外旅行離れが進んでいると聞きますが、やはり聞くのと見るのは大違い、日本のお国柄も外から客観的に見て初めて本当の姿が分かるのではないかと思います。「重い電子系」では特に、微視的な情報が今後ますます重要になってくると思われ、代表格の中性子実験に関する「関連図書紹介」は一念発起して勉強する際のガイド役を果たしてくれそうです。

個人的には、「秋の学校報告」感慨深いものがありました。かつて私も感想文なるものを書かされた一人で、幸いPDFなど無い時代のこと、稚拙な文が既に消滅しているかと思うとホッとします。「打倒重い電子系」などと書いた覚えがありますが、若気の至りで何を打倒するつもりだったのかよく分かりません。たぶん量子力学の神秘、粒子と波(局在・遍歴)の2重性を目の当たりにした感動だったということにしておきます。そういえば、スイスのR大先生は重い電子系が発見された当時、すぐに片がつくと思ったそうですが、これも若気の至りだったのでしょうか・・・(冗談です!)。ところで、「重い電子系」と言えばDoniach相図ですが、局在側の磁性と遍歴側の金属・超伝導が融合し発展してきた歴史を物語っていると思います。けれども、どちらかのホームにいてアウェーに関心が薄い研究者も多いような気がします。外から客観的に見て初めて本当の姿が分かるのでは、本領域のタイトルはそれを暗示しているのではないかと。幸い、この領域には情熱を内に秘めた方が多く、少し混成してQCPを跨げば、豊かな実りが待っていそうです。ニュースレターと適度なC₂H₅OHが混成項となることを願いつつ。

(楠瀬 博明)

新学術領域研究（研究領域提案型）
重い電子系の形成と秩序化



<http://www.heavy-electrons.jp/>

NEWSLETTER Vol. 2 No. 2

平成 22 年 3 月 発行

発行責任者：上田 和夫
編集責任者：井澤 公一