

March



CONTENTS

巻頭言

日本語からはじめる 播磨 尚朝 02

研究解説

準結晶の電子状態と磁性 出口 和彦 04

Yb系準結晶・近似結晶の新しい量子臨界現象 渡辺 真仁 10

準周期構造を持つ重い電子系における価数転移 古賀 昌久 14

学会・研究会

International Conference on Strongly Correlated
Electron Systems (SCES2017) 会議参加報告 松林 和幸 18

LT28-Gothenburg 播磨 尚朝 20

Conference report on J-Physics workshop in
Hachimantai. Discussing physics in the Onsen. Ilya Sheikin 21My memories anessions from the J-Physics
workshop in HACHIMANTAI Yogesh Singh 22国際ワークショップ報告
J-Physics 2017: International Workshop on 中西 良樹 24
Multipole Physics and Related Phenomena

国際交流

トピカルミーティング 野原 実 29
「どう創る? : キラル磁性体と拡張多極子」

The Zurich - Kyoto connection Dominik Maximilian Juraschek 32

Research visit at Kyoto University Florian Thole 34

Electronic and magnetic properties of CePtIn_7 Matthias Raba 36

海外派遣制度によるアウグスブルグ滞在 山根 悠 38

特集

動き始めた世界最強の超伝導磁石ー
25テスラ無冷媒超伝導磁石を使った最近の研究 野尻 浩之 40

LNCMI Grenoble and the recent topics Ilya Sheikin 43

第四の磁場
〜超安定化パルス磁場下での物性研究 小濱 芳允 48

今号の研究成果

角度分解内殻光電子線二色性を用いた 濱本 諭 52
立方晶Pr化合物4f軌道対称性の観測非共型イリジウム酸化物における 角田 峻太郎 54
多極子超伝導分子線エピタキシャル成長により作成された
重い電子超伝導体 CeCoIn_5 膜の核四重極共鳴
..... 石田 憲二 / 山中 隆義 56キタエフスピン液体候補物質 大串 研也 58
 RuCl_3 における異方的磁気誘電応答Kane-Mele 金属におけるカイラルd-波超伝導と
表面自発スピン分極: SrPtAs の超伝導を視野に入れて
..... 御領 潤 61キラル磁性体 CsCuCl_3 における磁気キラル二色性
..... 中川 直己 / 阿部 伸行 / 有馬 孝尚 63

若手紹介

NMRと磁化測定による $\text{PrTi}_2\text{Al}_{20}$ の 谷口 貴紀 65
磁場誘起相転移の観測

ポスター賞受賞を受けて 福地 考平 67

TDO technique for quantum oscillation
measurements under pressure. Matthias Raba 69Anomalous transport properties of the
non-collinear antiferromagnet Mn_3Sn Muhammad Ikhlas 70International Workshop on Multipole
and Related Phenomena in Hachimantai Tsuyoshi Omi 73
and Best poster award

事務局からのお知らせ 75



日本語からはじめる

播磨 尚朝

領域代表 神戸大学大学院理学研究科 教授

「J-Physics：多極子伝導系の物理」も4年目に入ります。領域としてのまとまりもあり、着々と成果が出ていると感じています。9月に受けた中間評価の結果では、及第点の「A（研究領域の設定目的に照らして、期待どおりの進展が認められる）」をいただきました。領域代表としては、皆さんの成果を伝えることが出来て、ほっとしているところです。

皆さんの研究成果は、話し言葉や文章、あるいは図や表になって人に伝えていくことになります。研究室のセミナーや学会発表などの機会だけでなく、研究費の申請書などでも研究成果を上手に伝える必要があります。これまで、私はたくさんの文章を書いてきましたが、最近は、書くことよりも人の書いたものを読み、さらには添削することが増えてきました。自分の文章の善し悪しはともかく、人の書いた文章を読む機会が増えてくると、文章の善し悪しの違いがよく解ってくる様に思います。良い文章を書けるようになるためには、本をたくさん読みなさいとも言われます。それも大いに意味のあることでしょう。そういう本の中でも、科学技術の文章を書くのに直ぐに役に立ちそうな本があるので、ご紹介しましょう。『日本語からはじめる科学・技術英文の書き方』（石黒鎮男著 丸善1994）です。

この本は、海洋物理学者である著者が「在英の日本人科学者として、本来の研究任務以外に、各種の日本語の文献の英訳を英国人から依頼された」経験に基づいた著作です。そして、科学・技術の文章の英訳の難しさは、「日本語原文の文章としての不完全さ」にあった、と言い切っています。英語で論文を書くための本、または論文の英語をより良くするための本はたくさんあり、多くは最初から英語の表現について書かれていますが、この本は全体の7割が「（日本語による）科学・技術文の書き方」に割かれ、「英訳の仕方」は3割程度しかありません。「科学・技術文はその著者が取り上げた事象・事物を客観的に/正確に/能率よく読者に伝えるのが主眼であり」、「異民族の間で論理を主張する社会に発達した欧米語が命題的・論理的・記述的であるのに対し、同族民族の閉じた社会で対人関係を重視して育った日本語は主観的・直感的・描写的である。」そこで、「日本語固有の性質と論理的記述とを調和させることが大切」なので、日本語の部分に多くのページが割かれているという訳です。

英語で論文を書く難しさに出会うと、「初めから英語で考えて、それを文にするのが本当である」ともいわれます。しかし、「大部分の日本の科学・技術文の著者は、部分的には『英語で考え』ても、やはり『英作文（日本語と同じ意味の英文を作ること）』の手順をとられるものと思う」と著者は述べています。この本の執筆時には英国滞在が30年以上になる著者をもってしても「英作文」をしていることの証しでしょうか。しかも、「科学・技術文」の英訳は「文学的作品よりはるかに簡単」です。なぜなら、「原文のもつ雰囲気」を伝えることは要求されないからです。「（英訳に）最も重要なのは、科学・技術文の日本語の原稿が明瞭に書かれていることである」としています。それ故、全体の7割を使って「（日本語による）科学・技術文の書き方」を述べているのです。科学・技術文として書かれていれば、その文章を英語に訳すのは簡単であるということですね。

そこで、科学・技術文としてよい文章を日本語で書くことから始めよう、となります。著者は、「科学・技術文の文章の質は、記述の明瞭度で評価できる」として、「明瞭度は、『不足部分』と『過剰部分』で妨げられる」と断じています。著者がこれまで扱った多くの例文（悪文?）が取り上げられ、明瞭度を妨げている部分が“論理的に”指摘され、改められた文章が示されます。その改め方も一つではなく、いくつかの特徴を指摘して、最後に一つを明快に選びます。豊富な例の中には、20行の文章が9行に改められる例もあります。日本語を改めるとしても、それは英語に訳すことを前提としていますので、時制や単数複数などにも触れています。前半の日本語の部分は、一科学・技術文の性格一、一文章の要素一、一文章の改良一、一論文の構成部分一に分かれており、極めて実践的です。後半の英訳の仕方では、まず日本語が改められ、英訳の後にさらにその英文が分かりやすい表現に改められます。

私も学生時代には、最初から英語で論文を書くのが難しいなら、まず日本語で書いてみるように、と言われた経験があります。しかし、仮に日本語で書いても簡単に英語にはなりません。英語の知識が足りないのも原因だったのですが、もともとの日本語に科学・技術文としての明瞭度が足りなかったのだと思います。おそらく、語学に堪能な人に英訳を頼んでも翻訳できるような日本語ではなかったのでしょう。それは日本語特有の言語としての問題ではなく、日本語による論理的記述が出来ていなかったということなのです。

さて、私たちが書く文章は英文ばかりではありません。学会の概要や年次報告書などに始まり、研究費の申請書なども日本語で書く場合が多いと思います。読む方では、それらに加えて、学生の修士論文なども日本語の方が多いと思います。読んでみると、意味が分からない、分かり難くて読むのにストレスを感じる、というような文章に出合います。それらの多くは、自身の思考のままに書いているもので、相手に理解してもらおうとして書いているようには思えません。中には、思考の切れ端が書かれているだけで、その意味や価値は相手に解釈してもらおうとしているようなものもあります。これらの日本語は英訳されるために書かれたものではありませんが、明瞭度が不足しており科学・技術文としては不十分なのです。この本は、日本語の明瞭度をあげる具体的な方法を提示しています。明瞭度の高い日本語を書く訓練を行えば、日常的な思考力もついてくるのではないのでしょうか。そのためにも、この本を読んで「日本語からはじめる」ことを多くの人に勧めたいのですが、残念なことに、この本は現在手に入りません。絶版となっているので、大学の図書館などで手に入るしかないようです。

この本で興味深いのは、明瞭な文学文の例として志賀直哉の「城の崎にて」が登場し、科学・技術文では有害とされる「文の重複」が効果的に使われている例として、松本清張の推理小説をあげている点です。これから、著者はかなりの読書家であることをうかがわせます。科学・技術文としての「日本語の不完全さ」について多岐にわたる指摘を与えながら、日本語の良さを失おうともしない姿勢は、この辺りから来ているのでしょうか。この著者を父として、その父の言語に対する姿勢を受け継いでいるであろう息子さんは、多くの小説を世に出してノーベル文学賞を受けています。それを機に息子さんの小説は世界中で増刷されています。父親の本も復刊して、多くの人が「日本語からはじめる」ことができるようになるといいのですが。



準結晶の電子状態と磁性

出口 和彦

名古屋大学 理学研究科 講師

1. はじめに

私たちの周囲にある固体の物質の多くは結晶とよばれるもので、その中の原子やイオンは規則正しく整列している。原子配列に秩序があり、並進対称性が周期的（等差数列）な特徴を持つ。日常生活に現われるその例は数限りなく存在する。ガラスも身近な存在であるが、その中の原子はでたらめに配列し、アモルファスとよばれている。原子配列が秩序を持たず、均一に乱れている特徴を持つ。結晶とアモルファスの存在は古くから知られているが、準結晶がShechtman博士（2011年のノーベル化学賞を受賞）によって発見され、Steinhardt博士らによって命名されたのは1980年代に入ってからのことである[1,2]。準結晶は原子配置が特殊ではあるが規則性が存在する。原子配列に秩序があり、並進対称性が準周期的（無理数比の等比数列）な特徴を持つ。そのため、回折実験ではブラッグ反射が観測され、結晶と似たような性質を示すが、その回転対称性は結晶では許されないものを含んでいたため、どちらにも分類できなかった。Shechtman博士による「第3の固体」の発見以来、原子がどのように並んでいるかという準結晶の構造については研究が大きく進展した。様々なことが理解されるようになり、その原子のモザイク構造は、数学の問題である「五角形を用いて平面を埋め尽くすことはできるか」というヒルベルトの第18問題やペンローズ・タイリングと深いつながりをもつことがわかってきた。発見当初は第3の固体と呼ばれた準結晶も現在では広義の結晶（離散的でシャープなスポットを回折図形に生じるもの）と定義されている。特に2元系Cd-Yb準結晶の発見[3]により、構造の研究と新物質開発が大きく進展し、準結晶の構造を解明することにはじめて成功した[4,5]。現在では、100種類以上の合金系で準結晶が合成され、最近ではポリマー [6]、コロイド[7]、メソ多孔体シリカ[8]（これらの物質の準周期スケールは原子スケールより1～2桁大きい。）でも発見され、天然鉱石の中にも見つかった。合金系の準結晶は、2次元（正8、10、12角形相）と3次元（正20面体相）が見つかっており、正20面体相は構成要素によりMackay型クラスター、Bergman型クラスター、蔡型クラスターの3種類に分類されるクラスター構造をもつ準結晶が見つまっている[9,10]。結晶は電子状態により金属、半金属、半導体、絶縁体に分類されるが、これまでに見つかった合金系の準結晶は金属または擬ギャップ内にフェルミエネルギーが位置する半金属である。ここからは、蔡型クラスターをもつAu-Al-Yb合金の正20面体準結晶を例にして構造を説明する[11]。

2. 準結晶の構造と(近似)結晶との関係

蔡型クラスターは多重殻構造をもち、クラスター中心は回転の自由度を持つAu/Al混合サイトからなる正4面体構造である（図1(a)）。クラスター中心を囲む第2殻は、Au/Al混合サイトからなる正12面体であり（図1(b)）、その外側の第3殻は希土類Yb原子からなる正20面体である（図1(c)）。Au/Al混合サイトにはケミカルディスオーダーが存在するが、希土類原子の正20面体のサイトの歪や乱れは小さい。希土類原子には図1(h)のように他の原子が配位しており、正20面体の5回対称軸に沿って中心から外へ（図の下から上へ）放射状に

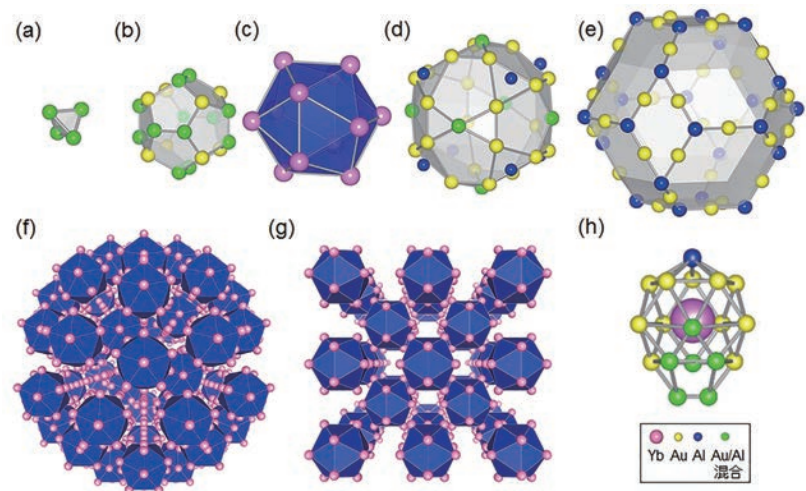


図1 蔡型の多重殻クラスターと準結晶・1/1近似結晶の構造。(a) 回転の自由度を持つAu/Alの正4面体。(b) 第2殻の正12面体。(c) 第3殻の希土類Yb原子の正20面体。(d) 第4殻の20・12面体。(e) 第5殻の菱形30面体。(f) 希土類Yb原子のみを表示した準結晶の構造。(g) 体心立方の1/1近似結晶の構造。(h) 希土類Yb原子に関する局所構造。

主軸が伸びているように見える。最近、正20面体準結晶の結晶場を決定する実験も進められている[12]。さらに外殻の第4殻は、図1(d)に示すように、主にAuから構成される20・12面体であり、第5殻は図1(e)のようにケミカルオーダーをもつAuとAlの菱形30面体である。これら入れ籠状のものが、蔡型クラスターを構成している。Au-Al-Yb準結晶の構造は、構造がすでに決定されたCd-Yb正20面体準結晶と同じ構造であると考えられており、正20面体対称点群 $m\bar{3}$ に属し、図1(f)に示すような蔡型クラスターが準格子点上に充填した正20面体準結晶である(6次元格子定数 $a_{6D} = 0.7448$ (2) nm) [4,11]。一方、Au-Al-Yb 1/1近似結晶の構造は図1(g)に示すような空間群 $Im\bar{3}$ に属し、蔡型クラスターがbcc充填している体心立方晶である。格子定数 $a = 1.4500$ (2) nmであり、 a_{6D} は準結晶と近似結晶を生成する共通の6次元結晶の格子定数であり、蔡型クラスターをもつ正20面体準結晶とその1/1近似結晶の関係 $a = (1 + \tau) \sqrt{2/(2 + \tau)} a_{6D}$ (τ : 黄金比) を満たしていることがわかる。このように同じ高次元の結晶に属し、準結晶と同じ局所構造を持つ物質が近似結晶であり、準結晶と結晶をつなぐ役目を果たす。(例えば、図1(h)に示した希土類の局所構造は準結晶と結晶で共通だが、周期・準周期の大域的構造のみ異なる。) 近似結晶は、原子が周期的に並んでいることから、狭義の結晶に分類される。ここでは1次元の周期構造と準周期構造の関係について考えてみる[9,13]。実空間における原子配列を $\rho(r)$ と表すと、単純化した1次元の結晶は、 $\rho(r) = \cos(2\pi r/a_1)$ のように周期 a_1 の周期関数で表現される。任意の格子点は、 a_1 の大きさをもつ基本ベクトルの整数倍で記述される。これに対し1次元の準周期系は、2つの非整合な周期 a_1 と a_2 を用いて($a_1/a_2 = \text{無理数}$)、 $\rho(r) = \cos(2\pi r/a_1) + \cos(2\pi r/a_2)$ と表される。任意の格子点を表すには2つの基本ベクトルが必要となる。このように、基本ベクトルの数(今の場合は2)が空間次元(今の場合は1)より大きくなることが準結晶の特徴であり、準結晶を表現するには高次空間が必要になる。(準結晶では、結晶では許されない回転対称性と共存することを反映し、上記の無理数は黄金比 τ などになる。) これは、基本ベクトルの数が空間次元と同じである結晶とは質的に異なる。結晶では単位胞が1個であるのに対し、準結晶では単位胞が複数個あることに対応する。1次元の準周期的配列はフィボナッチ列を用いて表すことができ、2つの長さ(単位胞) L と S を用いて、LSLSLSL...などと表現される。高次空間からの物理空間(現実の空間)への射影角が a_1/a_2 に対応しており、射影角の変化がリニアフェイズン歪に対応している。フェイズン歪を導入して上記の a_1/a_2 が有理数となるように選ぶと、任意の格子点は適当な1つの基本ベクトルで表現され、基本ベクトルの数は空間次元と同じになり、周期系に還元される。LSLSのような繰り返し(周期はLS)を持つ結晶が存在し、1/1近似結晶と呼ばれる。また、LSLのような繰り返しを持つ結晶も存在し、2/1近似結晶と呼ばれる。この繰り返し(周

期) が無限に長くなった極限として、準結晶を捉えることが可能である。このように、近似結晶は、単位胞の大きい狭義の結晶という意味を持つとともに、極限に位置する準結晶と同じグループの一員と考えることも可能である。(現存する結晶の中に同一の高次元結晶を共有して準結晶が未発見の近似結晶群がある程度存在すると考えている。) ここで紹介したフェイズン歪は準結晶の第3の固体としての側面が重要になる1つの例であると考えられる。準結晶の準周期性にとってアモルファスのようなランダムネスも当然「乱れ」になるが、結晶の周期性のような異なる秩序もまた「乱れ」になる。準結晶を広義の結晶と考え、様々な現象を説明する場合に、このような第3の固体としての側面にも注意する必要があると考えている。

3. 準結晶の電子状態と磁性

準結晶の構造と準結晶の中の電子状態について1次元の準周期構造の理論の結果について、結晶とアモルファスと比較したものを表1に示した[9,10]。結晶中の電子の波動関数は周期構造により広がったブロッホ状態($\phi \propto e^{ik \cdot r}$)となり、状態密度のエネルギー依存性は連続的なものになる。アモルファスでは均一な乱れにより局在した波動関数($\phi \propto e^{-\beta r}$)となり、状態密度は離散的なものになると考えられる。準周期構造の中の電子の波動関数は $\phi \propto r^{-\alpha}$ ($\alpha < 0.5$)で表されるような臨界状態になることが予想されている[14]。波動関数の振幅が距離 r とともに減衰するのはアモルファスの局在した波動関数と似ているが、波動関数の空間積分が発散するため局在状態とは異なり、広がった状態でもなく局在状態でもない第3の固体としての特徴が現れていると考えられる。状態密度は連続ではなく無限小を含めた様々な大きさのギャップがいたるところに開いている特異連続という状態になっている。波動関数と状態密度の性質は準結晶の自己相似性とも密接に関係していると考えられる。2次元・3次元について結論は得られていないが準結晶特有の電子状態が現れることが期待される。準結晶では高温比熱がデュロン・プティの値を遥かに上回る6Rに漸近する現象[15]や高温での高い熱伝導率で熱的性質についても準結晶に特有と考えられる結果を得ており、熱整流の実現につながる研究が進められている[16]。

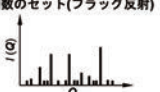
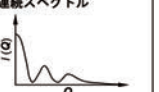
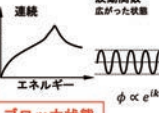
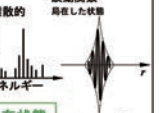
	結晶	準結晶	アモルファス
短距離秩序 結合距離 結合角度 単位胞 (基本ベクトル)	一定 一定 単一 (次元数と同じ)	一定 一定 複数 (次元数より多い)	ほぼ一定 ほぼ一定 歪んでいる (無数ある)
長距離秩序 並進対称性 回転対称性 自己相似性 回折強度関数	周期(等差数列) 2,3,4,6回対称のみ 整数比 δ 関数のセット(ブラッグ反射) 	準周期(無理数比の等比数列) 任意 無理数比 δ 関数のセット(ブラッグ反射) 	— — — 連続スペクトル 
電子状態 波動関数 状態密度	1次元系で予想される電子状態 連続 波動関数 広がった状態 エネルギー  ブロッホ状態 $\phi \propto e^{ik \cdot r}$	波動関数 特異連続 有限でも局在でもない状態 エネルギー  臨界状態 $\phi \propto r^{-\alpha} (\alpha < 0.5)$	波動関数 局在した状態 エネルギー  局在状態 $\phi \propto e^{-\beta r}$

表1 結晶・準結晶・アモルファスの構造に関する特徴と1次元系で予想されている電子状態の比較。

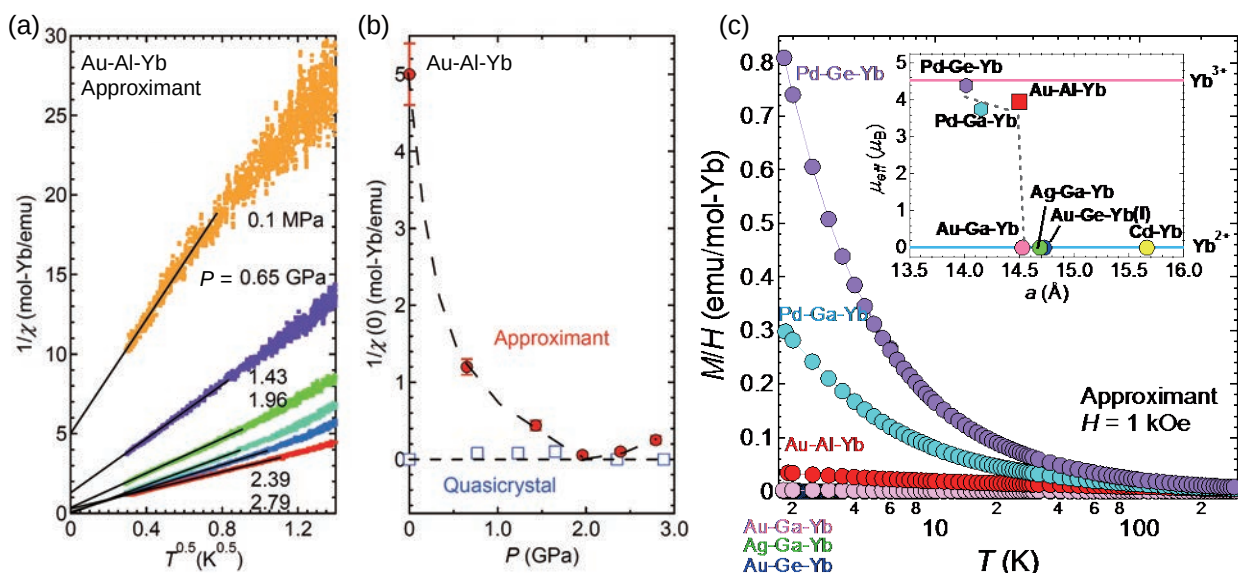


図2 (a) Au-Al-Yb近似結晶について圧力下における逆磁化率（交流磁化率）の $T^{0.5}$ に対するプロット。(b) Au-Al-Yb準結晶・近似結晶について図2(a)のプロットで絶対零度に外挿して求めた逆磁化率の圧力依存性。準結晶は圧力に依存せず絶対零度で発散するが、近似結晶は2GPa付近でのみ絶対零度で発散する。(c) 蔡型クラスターを持つYb系近似結晶の磁化率（直流磁化率）の温度依存性。内挿図は100 K以上の高温部の磁化率から求めた有効磁気モーメントの格子定数依存性。

局在磁性については近年も精力的に研究が進められ、蔡型クラスターをもつ正20面体準結晶の発見により新物質開発と組み合わせで大きく進展している[17-19]。結晶では強相関電子系の物理についても非常に多くの研究がなされてきた。希土類元素・アクチナイド元素を含む結晶では、局在または遍歴電子磁性と重い電子系、量子相転移近傍における量子臨界現象、非従来型超伝導・異方的超伝導、さらに多様な秩序状態についても多くの研究がなされている。準結晶の電子状態（波動関数の臨界状態・状態密度の特異連続）の実験による観測例、準周期性を反映した準結晶特有の物性の観測例、加えて、準結晶における強相関電子系の物理の研究は極めて少なかったと考えている。そこで、「近藤格子系ではなく近藤準格子系では重い電子は形成されるのか？」と考え、逆に「f電子をプローブにして準結晶の電子状態を観察してみよう。」と考えて強相関電子系の準結晶の研究を始めた。

Au-Al-Yb系の準結晶・近似結晶[11]はXANESの実験[20]から Yb^{3+} （全角運動量 $J = 7/2$ 、有効磁気モーメント $\mu_{\text{eff}} = 4.54\mu_B$ ）と Yb^{2+} （ $J = 0$ 、 $\mu_{\text{eff}} = 0$ ）の中間価数のYbをもち、光電子分光の実験[21]から価数揺動状態になっていることが示唆されている。Au-Al-Yb準結晶について常圧・ゼロ磁場で磁化率、比熱の C/T 、さらに核スピン格子緩和時間の $(T_1T)^{-1}$ が $T \rightarrow 0$ Kで発散する量子臨界現象が観測された[22,23]。温度依存性は非従来型であり、価数ゆらぎ由来の量子臨界現象との関係を示唆しているように見える[24]。一方、近似結晶では発散は示さず、近藤温度が数K程度の重い電子系のように見える。違いをより明確にするために圧力下の実験を行うと、準結晶の量子臨界現象は準周期性・回転対称性を変えないような静水圧に対して変化せず、「硬さ」を示す。対照的に、Au-Al-Yb近似結晶は結晶における量子臨界点近傍の物質と同様に圧力に「敏感」な性質を示し、ある圧力でのみ量子臨界現象を示すことが明らかになった（図2(a), (b)) [25]。Au-Al-Yb準結晶が常圧下で偶然に量子臨界点に位置しているとすれば、圧力を印加することにより量子臨界点から外れると考えられる。しかし実際には、図2(b)に示すように測定圧力範囲内で量子臨界状態に留まったままであり、圧力に対する「硬さ」が、Au-Al-Yb準結晶の量子臨界現象の特徴である。この結果より、量子相転移なしで準結晶の量子臨界現象が現れているとすれば、価数揺動を起こしているf電子が準結晶中で臨界状態のような準結晶特有の電子状態となることにより、量子臨界現象に類似した現象を観測している可能性が考えられる。また、理論の面からも様々な観点

からAu-Al-Yb準結晶の量子臨界現象を説明するシナリオが提案されている[26-32]。蔡型クラスターを持つYb系近似結晶は様々な種類のものが作成可能であり[33]、図2(c)に示すようにYbの配位原子を変えることによりYbの価数とf電子の磁性を変えられることが最近わかった[34]。低温での磁化率大きさをみると、格子定数が増加に伴いAu-Al-Tm準結晶・近似結晶で観測された局在スピン系の磁性（低温ではスピングラス的な振る舞い）[35]から非磁性の状態まで系統的に変化し、Yb³⁺からYb²⁺にYbの価数も変化していると考えられ、Ybの価数とf電子の磁性を広い範囲で調べられる系になっている。高温の磁化率から求めた有効磁気モーメントの格子定数依存性は図2(c)の内挿図のようになり、Au-Al-Yb近似結晶がYbの価数とf電子の磁性が大きく変化する点の近傍に位置することがわかった。準結晶特有の電子状態の可能性について調べるため、価数と磁性が大きく変化する点の近傍の物質で準結晶が作成可能なものを使用してAu-Al-Yb準結晶・近似結晶と同様な対照実験を進めている。また、非磁性の領域に位置するAu-Ge-Yb(I)近似結晶が $T_c = 0.68$ Kで超伝導になり、クラスター中心の原子の種類と配置のわずかな違いにより超伝導・磁性の違いが現れることもわかっている[13,36,37]。準結晶の電子状態と超伝導についても調べるため、Bergman型クラスターを持つ正20面体準結晶と近似結晶にも手を広げ、Al-Zn-Mg準結晶が $T_c \approx 0.05$ Kでバルクの超伝導になることが最近明らかになった[38]。準結晶における超伝導状態はフラクタル構造を反映した超伝導の可能性も理論で考えられており[39]、準結晶における超伝導状態の解明を進めたいと考えている。また、蔡型クラスターを持つYb以外の希土類を持つ準結晶・近似結晶の磁性と電子状態の研究を進めており、Ce系の近似結晶Ag-In-Ceにおける重い電子状態[40]の研究や磁性・正20面体や準周期配列のフラストレーション・多極子の研究を視野に入れて他の希土類を含む準結晶・近似結晶の探索を行っている。

4. おわりに

準結晶・近似結晶における強相関電子系の研究を通して「準結晶特有の物性」の探索を始めたが、結晶における研究に比べるとまだ日が浅い。準結晶に特有の長距離磁気秩序や励起、超伝導状態、構造を考えるとときに使用した高次元空間と物性の関係について調べる必要があり、広義の結晶の固体物理学に至る道には面白い物理があると考えている。物質バリエーションという意味でも準結晶が作成可能な物質系は、固体物理の基礎的な部分を深く研究できる他に類を見ないユニークな系であり、多くの可能性を秘めていると考えている。以上の研究は、佐藤憲昭、井村敬一郎、松川周矢、中山美佳、神谷京佑、林実奈美、石政勉、高倉洋礼、石田憲二、服部泰佑、竹内恒博、松波雅治、落合明、壁谷典幸、和田信雄、各氏との共同研究によるものであり、渡辺真仁、三宅和正、古賀昌久、竹森那由多、酒井志朗、蔡安邦、佐藤卓、Marc de Boissieu、田村隆治、木村薫、の各氏には、大変有益な議論を頂きました。ここに深く感謝いたします。

-
- [1] D. Shechtman, I. Blech, D. Gratias, and J.W. Cahn, Phys. Rev. Lett. **53**, 1951 (1984).
- [2] D. Levine, and P.J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. **53**, 2477 (1984).
- [3] A.P. Tsai, J.Q. Guo, E. Abe, H. Takakura, and T.J. Sato, Nature **408**, 537 (2000).
- [4] H. Takakura, C.P. Gómez, A. Yamamoto, M. de Boissieu, and A.P. Tsai, Nature Materials **6**, 58 (2007).
- [5] 高倉洋礼, 固体物理 **48**, 305 (2013).
- [6] K. Hayashida, T. Dotera, A. Takano, and Y. Matsushita, Phys. Rev. Lett. **98**, 195502 (2007).
- [7] J. Mikhael, J. Roth, L. Helden, and C. Bechinger, Nature **454**, 501 (2008).
- [8] C. Xiao, N. Fujita, K. Miyasaka, Y. Sakamoto, and O. Terasaki, Nature **487**, 349 (2012).
- [9] 竹内伸, 枝川圭一, 蔡安邦, 木村薫, 準結晶の物理 (朝倉書店, 2012) .
- [10] 小特集 準結晶の新展開-多様な物質分野との学融合-, 固体物理48 No7 (2013).
- [11] T. Ishimasa, Y. Tanaka, and S. Kashimoto, Phil. Mag. **91**, 4218 (2011).
- [12] P. Das, P.-F. Lory, R. Flint, T. Kong, T. Hiroto, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, M. de Boissieu, A. Kreyssig, and A.I. Goldman, Phys. Rev. B **95**, 054408 (2017).
- [13] 出口和彦, 佐藤憲昭, 石政勉, 固体物理 **50**, 497 (2015).
- [14] T. Fujiwara, Physical Properties of Quasicrystals (ed. Z.M. Stadnik) 169–207 (Springer, 1999).
- [15] K. Edagawa, K. Kajiyama, R. Tamura, and S. Takeuchi, Mater. Sci. and Eng. **A312**, 293 (2001).
- [16] 竹内恒博, 固体物理 **50**, 33 (2015).
- [17] A.I. Goldman, Sci. Technol. Adv. Mater. **15**, 044801 (2014).
- [18] A.I. Goldman and T. Kong and A. Kreyssig and A. Jesche and M. Ramazanoglu and K.W. Dennis and S.L. Bud'ko and P.C. Canfield: Nature Materials **12**, 714 (2013).
- [19] 田村隆治, 室裕司, 固体物理 **48**, 363 (2013).
- [20] T. Watanuki, S. Kashimoto, D. Kawana, T. Yamazaki, A. Machida, Y. Tanaka, and T.J. Sato, Phys. Rev. B **86**, 094201 (2012).
- [21] 松波雅治: 私信. M. Matsunami, M. Oura, K. Tamasaku, T. Ishikawa, S. Ideta, K. Tanaka, T. Takeuchi, T. Yamada, A. P. Tsai, K. Imura, K. Deguchi, N.K. Sato, and T. Ishimasa, Phys. Rev. B **96**, 241102(R) (2017).
- [22] K. Deguchi, S. Matsukawa, N.K. Sato, T. Hattori, K. Ishida, H. Takakura, and T. Ishimasa, Nature Materials **11**, 1013 (2012).
- [23] 佐藤憲昭, 出口和彦, 石政勉, 固体物理 **48**, 355 (2013).
- [24] S. Watanabe and K. Miyake, Phys. Rev. Lett. **105**, 186403 (2010).
- [25] S. Matsukawa, K. Deguchi, K. Imura, T. Ishimasa, and N.K. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 063706 (2016).
- [26] S. Watanabe and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 083704 (2013).
- [27] S. Watanabe and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 063703 (2016).
- [28] N. Takemori and A. Koga, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 0237051 (2015).
- [29] S. Takemura, N. Takemori, and A. Koga, Phys. Rev. B **91**, 165114 (2015).
- [30] R. Shinzaki, J. Nasu, and A. Koga, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 114706 (2016).
- [31] E.C. Andrade, A. Jagannathan, E. Miranda, M. Vojta, and V. Dobrosavljević, Phys. Rev. Lett. **115**, 036403 (2015).
- [32] J. Otsuki and H. Kusunose, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 073712 (2016).
- [33] S. Matsukawa, K. Tanaka, M. Nakayama, K. Deguchi, K. Imura, H. Takakura, S. Kashimoto, T. Ishimasa, and N.K. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 034705 (2014).
- [34] M. Hayashi, K. Deguchi, S. Matsukawa, K. Imura, and N.K. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 043702 (2017).
- [35] M. Nakayama, K. Tanaka, S. Matsukawa, K. Deguchi, K. Imura, T. Ishimasa, and N.K. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 024721 (2015).
- [36] K. Deguchi, M. Nakayama, S. Matsukawa, K. Imura, K. Tanaka, T. Ishimasa, and N.K. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 015002 (2015).
- [37] K. Deguchi, M. Nakayama, S. Matsukawa, K. Imura, K. Tanaka, T. Ishimasa, and N.K. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 023705 (2015).
- [38] K. Kamiya, T. Takeuchi, N. Kabeya, N. Wada, T. Ishimasa, A. Ochiai, K. Deguchi, K. Imura, and N.K. Sato, Nature Communications **9**, 154 (2018)
- [39] S. Sakai, N. Takemori, A. Koga, and R. Arita, Phys. Rev. B **95**, 024509 (2017).
- [40] K. Imura, K. Nobe, K. Deguchi, M. Matsunami, H. Miyazaki, A. Yasui, E. Ikenaga, and N.K. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 093702 (2017).



Yb系準結晶・近似結晶の 新しい量子臨界現象

渡辺 真仁

九州工業大学 大学院工学研究院 基礎科学研究系 准教授

1. はじめに

従来型の磁気的量子臨界現象に従わない、新しい量子臨界現象が重い電子系金属 YbRh_2Si_2 [1]や $\beta\text{-YbAlB}_4$ [2]において発見され、強相関電子系における大きな問題となっている。非従来型の量子臨界現象を統一的に説明する機構として、Ybの臨界価数ゆらぎの理論が提案されている[3,4]。最近、これらの周期結晶と共通の量子臨界現象が準結晶 $\text{Yb}_{15}\text{Al}_{34}\text{Au}_{51}$ で観測され、注目を集めている[5]。驚くべきことに、常圧・零磁場下で量子臨界性を発現する点も $\beta\text{-YbAlB}_4$ と共通であり、圧力を1.6 GPa印加しても臨界性がそのまま保たれることが観測された。さらに驚くべきことに、準結晶の一樣磁化率が温度 T と磁場 B の比の一つのスケーリング関数で表される、 $\beta\text{-YbAlB}_4$ で観測されたもの[6]と本質的に同じ、 T/B スケーリングの振る舞いが観測された[7]。これまでの理論研究により、非従来型の量子臨界現象におけるこれらの新しい現象が臨界価数ゆらぎの局所性によって統一的に説明されることがわかってきた。以下では準結晶についての最近までの研究の発展を中心に紹介する。

2. 準結晶の圧力に対してrobustな量子臨界性

準結晶 $\text{Yb}_{15}\text{Al}_{34}\text{Au}_{51}$ には、1/1近似結晶 $\text{Yb}_{14}\text{Al}_{35}\text{Au}_{51}$ が存在しており、図1に示す同心円状の殻構造をもつTsai型クラスターが両物質ともに格子の基本構造となっている。近似結晶ではTsai型クラスターが体心立方格子を形成している。準結晶の電子状態を理解する第一歩として、このTsai型クラスターについて、Ybの4f軌道とAlの3p軌道からなる拡張アンダーソン模型を構築して基底状態の相図を求めた[8]。その結果、Al/Au mixサイトの存在により、各Ybサイトのf電子とまわりの伝導電子との有効混成強度に違いが生じ、そのためYbの価数転移の量子臨界点が相図上で斑点状に出現し(図2(a)-(f))、量子臨界領域が互いに重なり合って広大な量子臨界領域が出現することを見出した(図2(g))。すなわち、従来周期結晶において知られていた量子臨界「点」ではなく、量子臨界「点集団」が出現することがわかった。近似結晶ではYb12殻が周期的に配列するのに対し、準結晶では周期性がなく単位胞が無尽大の極限に対応するので、基底状態相図でYbの価数量子臨界点は準結晶の方がより広い領域にわたって出現すると考えられる[9]。これにより、準結晶においてチューニングなしに量子臨界性が現れる理由、および圧力を印加しても臨界性が保たれる理由が自然に説明される。また、常圧・零磁場では量子臨界性を示さない近似結晶でも、圧力を印加するなどして基底状態相図のパラメータを変化させれば、準結晶と同じ価数量子臨界性を示す可能性があることが指摘されていた[8]。実際、最近の実験により、近似結晶に $P=1.96$ GPaの圧力を印加すると準結晶と同じ量子臨界性が出現することが観測され、この理論予測が確かめられた[7]。

このような、量子臨界点が多数集まって凝縮した「量子臨界点集団」は、低温でのYbの価数の磁場依存性を測定することによって実験的に同定できる可能性がある[9]。最近、SPRING-8におけるX線吸収分光測定の結果、温度を下げるにつれて $\text{Yb}_{15}\text{Al}_{34}\text{Au}_{51}$ のYbの価数の磁場変化が平坦となる領域が顕在化し、 $T=1.8$ Kでは約4 Tにわたってほぼ平坦な領域が出現することが観測された[10]。これは価数転移の量子臨界点に起因する磁場下で

のYbの価数の非自明な減少の効果とゼーマン効果による(自明な)増加の効果が広い磁場「領域」で相殺した結果と考えられ(図2(h))、量子臨界点集団の存在を示唆している。

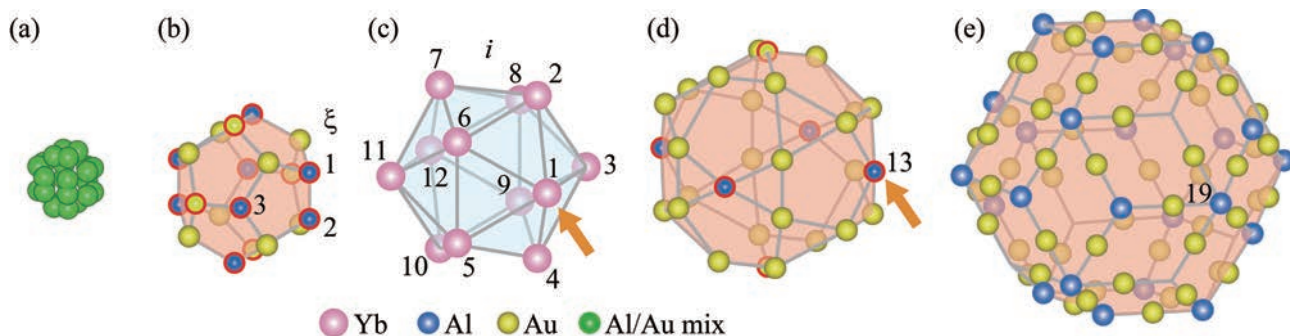


図1: Tsai型クラスターの同心円状の殻構造。(a) ~ (e)はそれぞれ第1 ~ 5殻を表す。(c)はYb12殻(正20面体)。(a)の緑のサイトと(b), (d)の赤線でふちどられたサイトはAl/Au mixサイトで、Al/Auの存在比はそれぞれ7.8%/8.9% (第1殻), 62%/38% (第2殻), 59%/41% (第4殻)であり、原子配置の一例を(b), (d)で示す。(c)および(b), (d), (e)の数字はそれぞれYbサイト*i*, Alサイトξを表す。

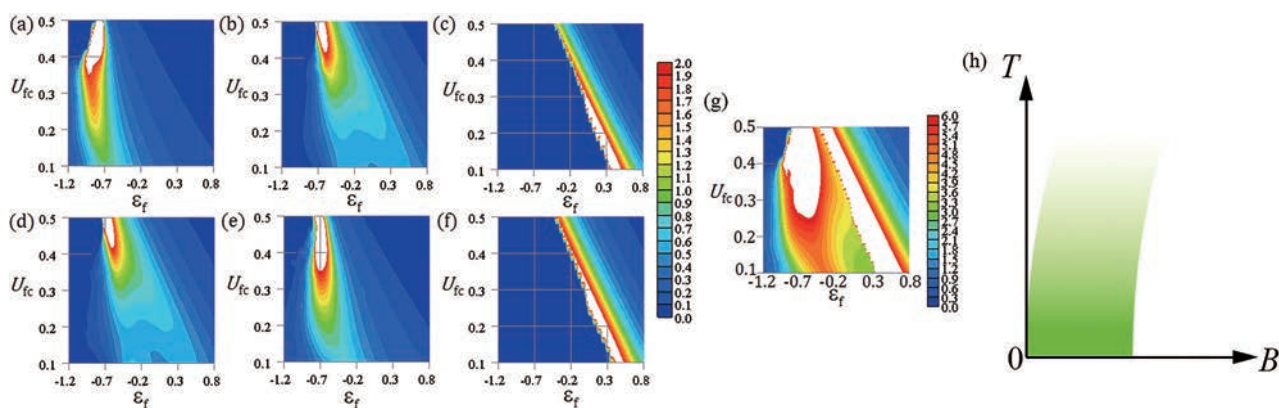


図2: (a) ~ (f)はそれぞれ*i*=1 ~ 6サイト(図1(c)参照)のYbについての価数帯磁率 χ_{vi} の等高線プロット。横軸はf準位 ε_f 、縦軸は軌道間斥力 U_{fc} 。各図の白い領域の中に $\chi_{vi}=\infty$ となる価数転移の量子臨界点が存在する。(g)全価数帯磁率 $\chi_v = \sum_{i=1}^{12} \chi_{vi}$ の等高線プロット。(a)-(g)は基底状態についての結果である[注1]。(h)温度 T ・磁場 B 相図におけるYbの価数クロスオーバー領域(緑色の帯状の領域)。昇温につれて有限温度の効果により価数クロスオーバーは次第に消失していく。

3. 圧力下の近似結晶と準結晶の量子臨界性と T/B スケーリング

準結晶 $\text{Yb}_{15}\text{Al}_{34}\text{Au}_{51}$ の量子臨界性と T/B スケーリングの出現機構を明らかにするため、基本格子構造を構成するTsai型クラスター(図1)を体心立方格子に配列させた近似結晶の周期アンダーソン模型を構築して理論解析を行った[11]。ここでは解析の第一歩として、Al/Au mix siteは100% Alで占められるとして、Alの3p軌道とYbの4f軌道からなる周期アンダーソン模型にスレーブボソン平均場理論を適用した。圧力下の近似結晶に対する計算結果を図3に示す。4f電子間の強いクーロン斥力の効果を反映して、フェルミ準位付近に重い準粒子バンドが形成される(図3(a))。また、フェルミ準位での状態密度に主に寄与している伝導電子の成分は、第4殻(図1(d))のAlの3p電子であり、これは最短のYb-Al間距離を反映して最大のf-c混成強度をもつためと考えられる。さらに、動的帯磁率 $\chi_{ii\xi\xi}^{\text{fcc}}(\mathbf{q}, 0)$ を計算した結果、Yb12殻のYbの4f電子とそのすぐ外殻のAlの3p電子(図1(c)と(d)の矢印参照)の電荷移動ゆらぎが著しく増大し、運動量空間でほとんど分散をもたないことを見出した(図3(b))。この電荷移動ゆらぎの局所性はf電子間の強い局所相関の効果により生じている。さらに、この電荷移動ゆらぎについて、最近開発された磁場下の臨界価数ゆらぎのモード結合理論[12]を適用して解析を行った。周期アンダーソン模型における価数転移の量子臨界点のパラメータについて、弱磁場・低温領域で臨界価数ゆらぎのモード結合方程式を解き、得られた解 y と磁場 h の平方根の比を温度と磁場の比 T/h に対してプロットしたの

が図3(c)である。非フェルミ液体的振る舞いが支配的となる T/h が大きな領域で、各データが

$$y = h^{1/2} \varphi \left(\frac{T}{h} \right)$$

のように一つのスケール関数で表されることを示している。 T/h が大きい領域でのデータを最小二乗フィットした結果 (図3(c)中の白い点線)、 $\varphi(x) = cx^{1/2}$ であることがわかった。価数帯磁率は $\chi_v \propto y^{-1}$ と表され、価数転移の量子臨界点近傍では磁化率 χ は χ_v に比例するので、この結果は、零磁場極限で磁化率が $\chi \sim T^{0.5}$ の量子臨界的振る舞いを示し、有限磁場下で温度と磁場の比 T/B の4桁以上にわたって一つのスケール関数で表されることを示している。その起源は、臨界価数ゆらぎの強い局所性(locality)と、大きな格子定数 ($a=14.5\text{\AA}$)を反映した小さなブリルアンゾーンの相乗効果により、非常に小さな臨界価数ゆらぎの特徴的溫度 T_0 が出現することにある。さらに、近似結晶の単位胞のサイズを無限大にした極限が準結晶であり、単位胞を大きくしていくにつれて伝導電子のバンドがさらに平坦化していき、臨界価数ゆらぎの局所性は益々強くなるので、この機構により準結晶の量子臨界性および T/B スケール関数も自然に説明される[11,13]。実際、近似結晶に $P=1.96\text{ GPa}$ の圧力を印加すると、準結晶と同じ量子臨界性が出現し、磁化率が T/B スケール関数の振る舞いを示すことが観測された[7]。

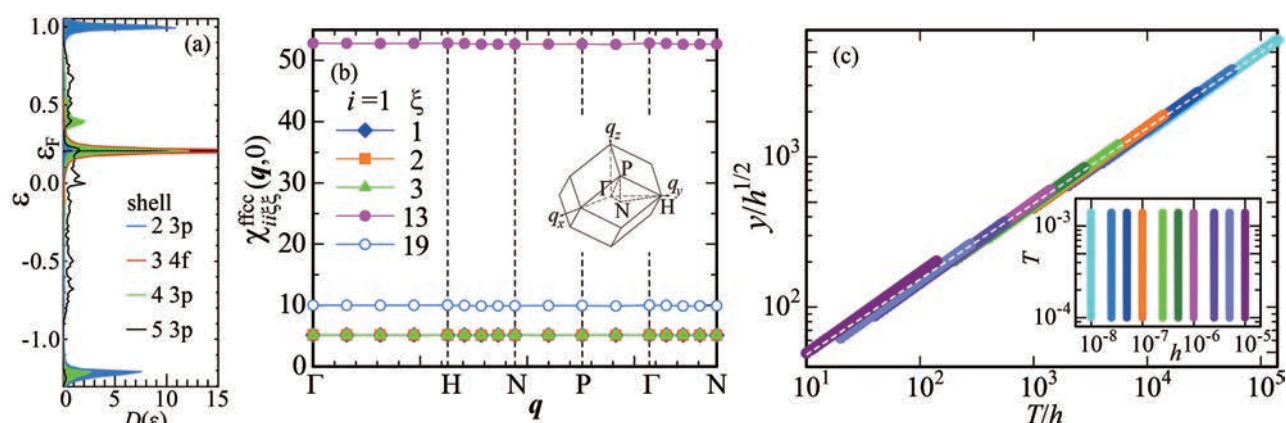


図3：(a)第3殻のYbの4f電子（赤）、第4殻のAlの3p電子（緑）、第2殻のAlの3p電子（青）、第5殻のAlの3p電子（紫）の状態密度。 ϵ_F はフェルミ準位。(b)動的帯磁率 $\chi''_{eff}(q,0)$ の運動量依存性。挿入図は体心立方格子のブリルアンゾーン。(c)価数量子臨界点における価数ゆらぎのモード結合方程式の解 y と磁場 h の平方根の比と、温度 T と磁場 h の比のスケール関数プロット。挿入図は温度-磁場相図におけるスケール関数プロットに用いたデータ点（各色のデータがスケール関数プロットの同じ色のデータと対応）。

4. おわりに

以上、臨界価数ゆらぎの局所性が、準結晶および近似結晶の新しい量子臨界現象を統一的に理解するのに重要な鍵を握ることを解説した。周期結晶の β -YbAlB₄についても、最近、磁場下の臨界価数ゆらぎのモード結合理論が開発され、異方的c-f混成を取り入れた拡張周期アンダーソン模型に基づく理論解析が行われた[12]。詳細は別の機会に譲るが、臨界価数ゆらぎの特徴的溫度 T_0 が測定最低温度近傍か、それ以下の場合に、価数帯磁率および磁化率に T/B スケール関数の振る舞いが出現することが示された[12]。実際、 β -YbAlB₄のメスバウアー分光測定により、約 $\tau=2\text{ ns}$ の非常にゆっくりとしたYbの価数ゆらぎの時間スケールが存在することが観測された[15]。これを温度に換算すると $T_0=24\text{ mK}$ となり、ちょうど測定最低温度 (30 mK) 付近に位置している。

最近の特筆すべき進展として、価数転移の臨界点の実験により同定されたことがあげられる。低温・高圧・強磁場の多重極限環境下での精密価数測定と磁化率測定により、YbNi₃Ga₉の常磁性金属相で $P=8.5\text{ GPa}$, $B=0.69\text{ T}$ でヒステリシスを伴う1次の価数転移が観測され、昇温の結果、臨界点 $T_c \sim 2.1\text{ K}$ で終端していること

が観測された[14]。さらに、臨界点に向かって降温につれて磁化率が発散的に増大する振る舞いも観測され、Ybの価数のゆらぎ、すなわち4f電子の電荷移動のゆらぎが発散する臨界点で、スピンの様なゆらぎを表す磁化率も同時に発散するという、臨界価数ゆらぎの理論[3]を直接観測したものと考えられる[10]。

また、 β -YbAlB₄の姉妹物質 α -YbAlB₄は低温でフェルミ液体的振る舞いを示すが、AlをFeで1.4%置換した α -YbAl_{1-x}Fe_xB₄ (x=0.014) では、低温で β -YbAlB₄と同じ量子臨界性が各物理量に出現し、まさにそのx=0.014のところでシャープなYb価数変化と体積変化が観測された[16]。これは価数量子臨界点(或いは少なくとも臨界点近傍の価数クロスオーバー)と価数量子臨界性を直接観測した証拠として重要である。

今後、 β -YbAlB₄で観測されたような非常に小さな価数ゆらぎのエネルギースケールが、準結晶Yb₁₅Al₃₄Au₅₁および近似結晶Yb₁₄Al₃₅Au₅₁、それに α -YbAl_{1-x}Fe_xB₄ (x=0.014)においても存在することが観測されれば大変興味深い。今後の実験に期待したい。また、 β -YbAlB₄でも圧力に対してrobustな臨界性が出現することが報告されており[17]、準結晶・近似結晶との普遍性を臨界価数ゆらぎの観点から統一的に理解するために今後の研究の発展が期待される。

以上の研究は、三宅和正(阪大強磁場センター)、および綿貫徹(量研機構)、松林和幸(電通大)、竹内徹也(阪大低温センター)、水牧仁一郎、河村直己(高輝度光科学研究センター)をはじめとするSPing-8長期利用課題「X線分光法による臨界価数ゆらぎによる新しい量子臨界現象の実験的検証」メンバー各氏、それに平山貴士(東大理)、山下哲朗(名工大)、大原繁男(名工大)、石松直樹(広大理)、北川健太郎(東大理)、上床美也(東大物性研)各氏との共同研究である。また、出口和彦、佐藤憲昭(名大理)、石政勉(豊田理研)各氏には準結晶と近似結晶の実験データをご教示いただいた。中辻知氏(東大物性研)、松本洋介氏(マックスプランク研)には β -YbAlB₄系の実験結果について、小林寿夫氏(兵庫県立大)にはメスバウアー分光測定結果についてご教示いただいた。ここに謝意を表する。

[注1]一般に、温度の効果によって昇温につれて価数転移はクロスオーバーに変化し、さらに高温側ではクロスオーバーも潜在化するので、理論計算で価数転移の有無を結論づけるには、基底状態の計算が必要である。

-
- [1] O. Trovarelli, C. Geibel, S. Mederle, C. Langhammer, F. M. Grosche, P. Gegenwart, M. Lang, G. Sparn, and F. Steglich, Phys. Rev. Lett. **85**, 626 (2000).
 - [2] S. Nakatsuji, K. Kuga, Y. Machida, T. Tayama, T. Sakakibara, Y. Karaki, H. Ishimoto, S. Yonezawa, Y. Maeno, E. Pearson, G. G. Lonzarich, L. Balicas, H. Lee, and Z. Fisk, Nat. Phys. **4**, 603 (2008).
 - [3] S. Watanabe and K. Miyake, Phys. Rev. Lett. **105**, 186403 (2010).
 - [4] 渡辺真仁, 三宅和正, 固体物理 **47** No.11, 511 (2012).
 - [5] K. Deguchi, S. Matsukawa, N. K. Sato, T. Hattori, K. Ishida, H. Takakura, and T. Ishimasa, Nat. Mat. **11**, 1013 (2012).
 - [6] Y. Matsumoto, S. Nakatsuji, K. Kuga, Y. Karaki, N. Horie, Y. Shimura, T. Sakakibara, A. H. Nevidomskyy, and P. Coleman, Science **331**, 316 (2011).
 - [7] S. Matsukawa, K. Deguchi, K. Imura, T. Ishimasa, and N. K. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 063706 (2016); K. Deguchi, Invited talk J-Physics 2017 Sept-25-7.
 - [8] S. Watanabe and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 083704 (2013).
 - [9] S. Watanabe and K. Miyake, J. Phys. Conf. Ser. **592**, 012087 (2015).
 - [10] 渡辺真仁, SPing-8/SACLA利用者情報 **21** No.2, 96 (2016).
 - [11] S. Watanabe and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 063703 (2016).
 - [12] S. Watanabe and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 103708 (2014).
 - [13] S. Watanabe and K. Miyake, Jpn. J. Appl. Phys. **56**, 05FA01 (2017).
 - [14] K. Matsubayashi, T. Hirayama, T. Yamashita, S. Ohara, N. Kawamura, M. Mizumaki, N. Ishimatsu, S. Watanabe, K. Kitagawa, and Y. Uwatoko, Phys. Rev. Lett. **114**, 086401 (2015).
 - [15] H. Kobayashi, private communications.
 - [16] K. Kuga, Y. Matsumoto, M. Okawa, S. Suzuki, T. Tomita, K. Sone, Y. Shimura, T. Sakakibara, D. Nishio-Hamane, Y. Karaki, Y. Takata, M. Matsunami, R. Eguchi, M. Taguchi, A. Chainani, S. Shin, K. Tamasaku, Y. Nishino, M. Yabashi, T. Ishikawa, and S. Nakatsuji, Science Adv. **4**, (2018) 3547.
 - [17] T. Tomita, K. Kuga, Y. Uwatoko, P. Coleman, and S. Nakatsuji, Science **349**, 506 (2015).



準周期構造を持つ重い電子系における 価数転移

古賀 昌久

東京工業大学 理学院 物理学系 准教授

1 はじめに

強相関電子系は、電子相関効果によって多様な物性が現れることから、近年注目を集めている研究対象の一つである。希土類元素を含む化合物はその典型例であり、そこでは重い電子的振る舞い、多極子秩序・伝導、量子臨界性、異方的超伝導といった様々な現象が観測されている。これらの興味深い低温物性は、f 電子の強い電子相関効果と、軌道間混成による遍歴性の競合が起源とされ、これまで精力的な研究がなされてきた。一方、Ce や Yb を含む化合物では、価数揺動、価数転移やそれらに関連した超伝導など、希土類元素の価数に関わる現象が現れ、伝導電子と局在f 軌道電子との間のクーロン斥力が重要な役割を担うことが指摘されている。

このような強い電子相関の効果は、周期的な結晶系において議論がなされてきたが、近年蔡型クラスターからなるAu-Al-Yb 系合金が合成され[1]、準周期的な構造を持つ系における強相関効果が注目されている[2-5]。この系の特筆すべき点は、f 電子を持つYb イオンがYb²⁺, Yb³⁺ の中間の価数状態を取り、磁化率、比熱に非自明なべき、ならびに対数依存性が極低温において現れることである。さらに、この量子臨界的性質は、蔡型クラスターが準周期的に配列したAu₅₁Al₃₄Yb₁₅において観測されたが、周期的に配列した近似結晶Au₅₁Al₃₅Yb₁₄においては出現しない。そのため、準結晶特有の構造および強相関効果を扱うことがこの系の低温物性を理解する上で重要である。

我々は、準周期構造を持つ強相関電子系に注目し、周期系との違いがどのようなときに出現するのか、系統的に調べてきた[3,6-10]。本稿では特に重い電子準周期系における価数転移について調べた結果[7,8]について紹介する。

2 準周期模型

準周期系は、周期構造を持たないためユニットセルがなく、各サイトは互いに異なる局所構造を持つ。そのため、準周期系における相関効果を調べる上で、ある程度大きな系を扱うことが、準周期系特有の物性を明らかにするために必要である。本研究では、fat, skinnyと呼ばれる二種類の有向グラフ(菱形)を組み合わせたペンローズ格子に注目した(図1)。この格子には、インフレーション、デフレーション規則があり、それに従うと、大きな格子を生成することができる。また、このルールを利用することで、菱形だけでなく、様々な図形(例として、図1に示すバーテックス)の個数を厳密に求めることができる。ちなみに、fat, skinnyの菱形の数の比は1: τ となる。ここで τ は黄金比

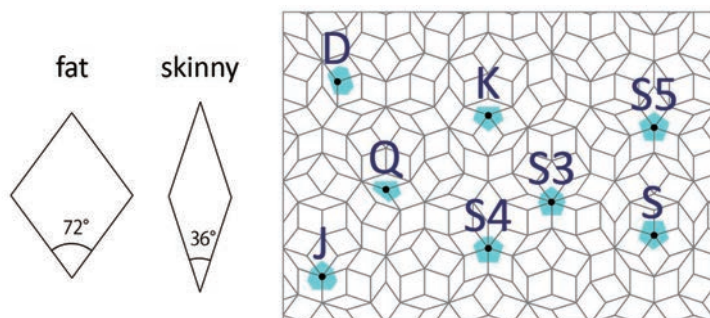


図1 ペンローズ格子とそれを構成する二種類の菱形

である。本研究ではこの素性の良く知られているペンローズ格子上のアンダーソン格子模型を取り上げ、準周期構造と価数揺動について調べた結果について述べる。

拡張アンダーソン格子模型を模式的に表したものを図2に示す。このモデルハミルトニ

アンには、5個のパラメタが含まれる。通常のアンダーソン格子模型で良く知られているf軌道の相互作用 U_{ff} 、伝導バンドのホッピング t 、軌道混成 V に加え、伝導電子と局在f電子に働くクーロン斥力 U_{cf} を導入したものである。

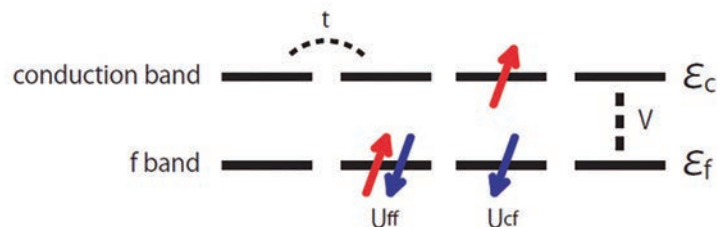


図2 拡張アンダーソン模型の模式図

3 結果

準周期格子上的アンダー格子模型の性質を議論する前に、周期系におけるこれまでの結果について紹介する。アンダーソン格子模型が周期的である場合には、近藤状態と価数揺動状態との間でクロスオーバーする。しかしながら、軌道間クーロン相互作用を大きくすると、価数揺らぎが大きくなり、ある値を超えると価数転移が起こることが報告されている[11]。実際、ベータ格子系における結果は図3となり、 $U_{cf} > (U_{cf})_c$ のとき価数転移が現れる[12]。一方、準周期系においては、各サイトがそれぞれ等価ではないため、サイト近傍の局所構造がすべて異なっていることに注意する必要がある。このことは、パラメタ変化において、繰り込みのサイト依存性だけでなく、粒子数の空間依存性を生じさせる可能性がある。このことを明らかにするため、パラメタを固定したときの局在f軌道のエネルギー依存性を図4に示した。

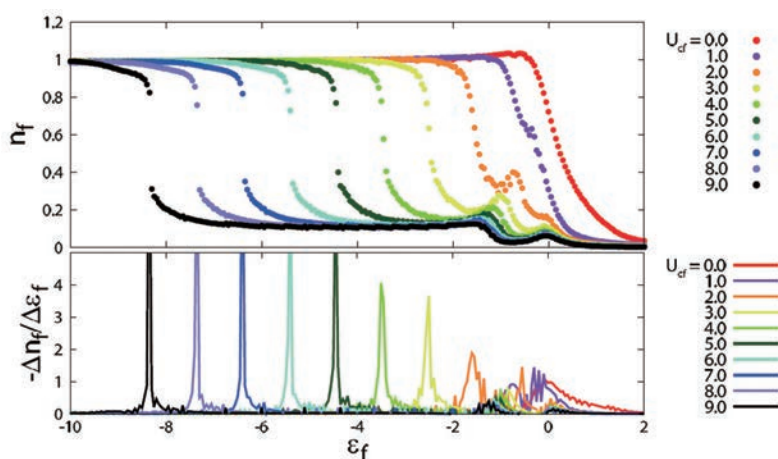


図3 ベータ格子系アンダーソン格子模型における価数転移[12]。
 $U_{cf} > 5.0$ の時、一次の価数転移が表れている。

バンド間相互作用がない場合には、準周期構造があるにもかかわらず、すべてのサイトの価数がほとんど同じ値をとることがわかる。このことは、準周期構造の効果がほとんど現れていないことを意味している。クーロン相互作用 U_{cf} を増加するにつれて、周期系と同様の価数揺らぎの発達が見られる(図4下)。しかしながら、周期系とは全く異なる振る舞いが価数の密度分布に表れている。つまり、この系においてはサイトにより価数の値が異なり、その値が

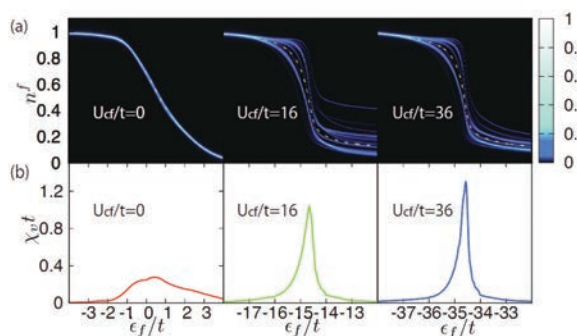


図4 ペンローズ格子上の拡張アンダーソン格子模型におけるf電子数の密度分布。

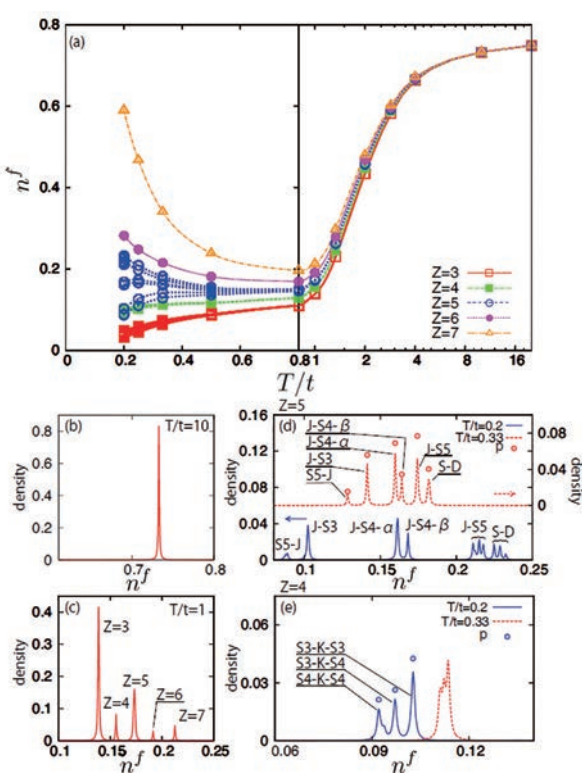


図4 価数の温度依存性。Zは最近接格子点数を表している。(b)(c)はそれぞれ $T/t=10$ 及び $T/t=1$ のときの密度分布である。(d)(e)は最近接格子点数 $Z=5$, $Z=4$ のサイトに対する密度分布を表している。

例えば $T/t=1$ のとき、価数分布に5つのピークが出現し、最近接格子点数 Z に依存していることがわかる[図4(c)]。さらに低温においては、それらのピークがさらに細かく分裂する様子がわかる[図4(d,e)]。これらのピークに対応するサイトの構造を調べると、最近接格子点数のほかに、隣のサイトの構造によって分類できることがわかった。図4(d,e)中の記号は図5に対応している。これらのことは、低温になるにつれて、相関長が長くなることを意味している。一般的には極低温において相関長が有限に収束するため、絶対零度においては、その相関長に対応した局所構造に起因する物性が出現することが期待される。このように相関長に依存した物性が階層的に出現することは、通常の周期系や、アモルファス系とはまったく異なっており、準周期系の特徴といえる。

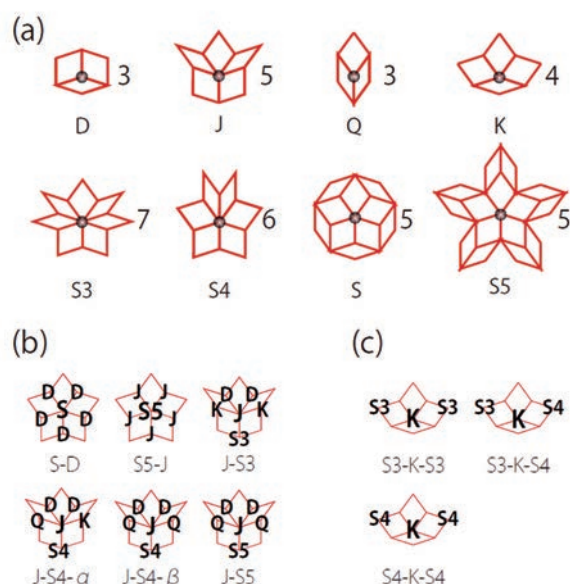


図5 ペンローズ格子における最近接格子点数 $Z=5$ (左)、 $Z=4$ (右)をもつサイトの局所構造。

複数のピーク構造を生んでいる。このことは、準周期系特有の局所構造の違いを反映したものである。さらに周期系とは異なる重要な点は、個々のサイトにおける価数が独立に変化するため、系全体の価数揺らぎが抑制されることである。実際、相互作用 U_d を大きくしても、価数揺らぎは発散せず、価数転移が起きない。このことは、周期的な拡張アンダーソン格子模型の振る舞いとは対照的である。

次に準周期系における局所構造がどのように価数に影響を及ぼすのか調べるため、パラメタを固定し、温度変化について調べた[図4(a)]。温度が高いとき、価数はサイトによらないことがわかる。実際、価数密度分布は $T/t=10$ において一つのピークしか持たない[図4(b)]。温度降下に伴い、価数が様々な値をとり、

4 おわりに

Au-Al-Yb準結晶における量子臨界現象の観測に刺激され、我々は準周期系における強相関効果に注目した。準周期構造においては、すべての格子点が等価ではなく、またユニットセル構造を持たないため、理論的な取り扱いが難しい。実空間動的平均場近似を用いて、準周期構造について直接取り扱い、電子系における低温における電子状態について調べた。特に、周期系において詳細に調べられているハバード模型、アンダーソン格子模型を取り上げ、そのペンローズ格子上における低温の電子状態について調べた。その結果、準周期系特有の局所構造に依存した電子の繰り込み過程が出現することを明らかにした。価数揺動系においては、この局所構造に依存した電子の繰り込みの違いにより、電子数の空間依存性が出現し、価数の一次転移が消失することを明らかにした。これらの結果は、相互作用によって繰り込まれた相関長によって理解することができる。つまり、準結晶においては、すべての格子点は等価ではないが、ある距離までの構造のみを考えると、同じ構造がある密度で存在することが知られている。そのため、温度や相互作用などのパラメタ変化により、物理量にデルタ関数的な離散分布が階層構造を伴い出現する。これは、周期系や、ランダム系には現れない現象であり、準周期系特有の自己相似性に由来する現象である。上記の準周期特有の階層構造ならびに局所構造に依存した強相関準周期系特有の物性が、どのような物理量に特徴的に現れるのか調べるのが今後の課題となる。

5 謝辞

本稿で紹介した研究内容は、新崎龍、竹村信一、那須譲治(東工大)、竹森那由多(岡山大)各氏との共同研究によって得られた成果である。また、この解析の一部は東京大学物性研究所のスーパーコンピュータを使用しました。ここに感謝致します。

-
- [1] K. Deguchi, S. Matsukawa, N. K. Sato, T. Hattori, K. Ishida, H. Takakura, and T. Ishimasa, Nat. Mat. 11, 1013 (2012).
 - [2] S. Watanabe and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. 82, 083704 (2013).
 - [3] N. Takemori and A. Koga, J. Phys. Soc. Jpn. 84, 023701 (2015).
 - [4] E. C. Andrade, A. Jagannathan, E. Miranda, M. Vojta, and V. Dobrosavljević, Phys. Rev. Lett. 115, 036403 (2015).
 - [5] J. Otsuki and H. Kusunose, J. Phys. Soc. Jpn. 85, 073712 (2016).
 - [6] 竹森那由多, 古賀昌久, 固体物理 50, 519 (2015)
 - [7] S. Takemura, N. Takemori, and A. Koga, Phys. Rev. B 91, 165114 (2015).
 - [8] R. Shinzaki, J. Nasu, and A. Koga, J. Phys. Soc. Jpn. 85, 114706 (2016).
 - [9] S. Sakai, N. Takemori, A. Koga, and R. Arita, Phys. Rev. B 95, 024509 (2017).
 - [10] A. Koga and H. Tsunetsugu, Phys. Rev. B 96, 214402 (2017).
 - [11] Y. Onishi and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. 69, 3955 (2000).
 - [12] Y. Kojima and A. Koga, JPS Conf. Proc. 1, 012106 (2014).



SCES2017

International Conference on Strongly Correlated Electron Systems (SCES2017) 会議参加報告

松林 和幸

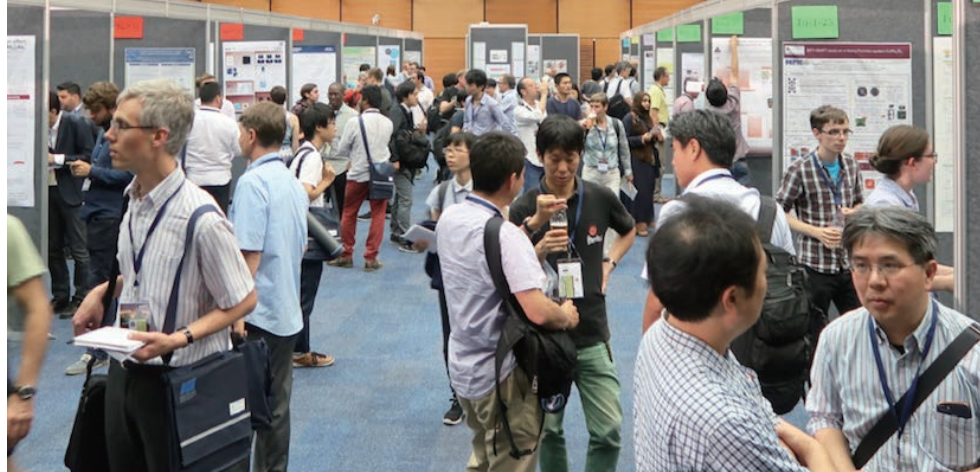
電気通信大学 准教授

強相関電子系の国際会議(SCES2017)が7月16日～21日にチェコのプラハにて開催されました。チェコといえば、プラハに代表される美しい街並み、ボヘミアガラス、そしてお酒好きの人ならビールを思い浮かべることと思いますが、本領域とも大変関係が深いことをご存知でしょうか。ニュースレター第1号では、 f 電子系物質も含む強相関電子系の研究において多大な実績があり、SCES2017のチェアマンでもあるカレル大学のSechovský教授による巻頭言が掲載されています。またニュースレター第2号では、本領域とカレル大学との国際交流活動がプラハにおける物理学の歴史とともに紹介されていますので、是非ご参照ください。このような多彩なプラハの魅力も相俟って、本会議への参加者は当初の予想を大幅に上回り900人にも達する大変盛況な会議となったようです。

会議の構成は、まず午前中の前半に基調講演があり、そして午後の後半と午後からは各トピックに分かれた口頭発表が4会場で同時に行われました。さらに夕方にはポスターセッションが期間中の4日間にわたって行われました。SCESがカバーする研究分野は、重い電子系物質はもとより、鉄系および高温超伝導体、トポロジカル絶縁体、フラストレーション系、マルチフェロイクスなどと多岐に渡りますが、これらの講演が行われた会場は全て同じフロアにまとまっていたため、興味ある講演をピンポイントで聴講することもできるとも便利な配置となっていました。また、休憩時間の軽食や飲み物に加えて、美味しい昼食まで提供されるなど、参加者への配慮がとても行き届いた会議運営でした。さらにポスターセッションの後半になるとビールが提供され、熱の

こもった議論に拍車をかけていました。会議場のClarion Congress Hotel Pragueはプラハの市街地まで地下鉄で20分程度とアクセス面においても優れており、朝から夕方までみっちり物理の議論を交わした後でも、十分にプラハの美しい街や文化を満喫することができました。さて、本題の会議内容についての報告ですが、記事の執筆依頼を受けたのが本会議のClosingの直後であったこともあり、SCESおよび本領域における主要な研究テーマを包括するものではなく、個人的な興味に偏った報告となることをどうかご容赦ください。

まず基調講演では、最先端の分光測定技術を駆使した実験的研究や、理論の立場から強相関電子系物質の主要なトピックをレビューした発表が数件ずつありました。また物質開発の視点からは、Cava氏、安藤氏によるトポロジカル絶縁体、超伝導に関する講演がありましたが、研究背景から最新のトピックスに至るまでが大変分かりやすく紹介されていました。トポロジカルといえば、近藤絶縁体として有名な SmB_6 においてトポロジカル表面状態が出現する可能性が指摘され、近年、再び大きな注目を集めています。 SmB_6 に関するシンポジウムでは、古くから知られていた低温における電気抵抗率の飽和現象とトポロジカル絶縁体における表面状態との関連について活発な議論が行われましたが、その本質的な理解に向けては他の候補物質も含めた系統的な研究が必要不可欠と思われます。 SmB_6 と同様に長い研究の歴史がある URu_2Si_2 に関するシンポジウムはSCESにおける定番メニューの一つとなっていますが、今回は分光学的手法を用いた実験および理論研究の



招待講演があり、隠れた秩序相における秩序変数特定に向けた議論が交わされました。近年では、磁気トルク測定等の結果から4回対称性の破れたネマティック秩序の可能性が議論されていましたが、同セッションでは高精度のX線回折実験結果から隠れた秩序相内で面内の4回対称性の破れは生じないことが報告されました(網塚氏)。URu₂Si₂の長年の謎の解決には、今度のさらなる慎重な議論の積み重ねが必要と思われました。他のウラン系化合物に関しては、強磁性超伝導体であるURhGeの1軸圧効果(Braithwaite氏)や磁場方向を精密に制御したNMR測定(徳永氏)の報告があり、磁場誘起の量子臨界点や3重臨界点における揺らぎと超伝導の関係が議論されました。これと関連した研究として、強磁性物質で観測される温度-磁場-圧力相図上の「wing structure」が、LaCrGe₃において加圧により強磁性から反強磁性へと変化する境界近傍から出現するという興味深い報告もありました(Taufour氏)。また、重い電子系における量子臨界現象の研究の典型物質であるCe₁₁₅やYbRh₂Si₂については、数mK程度の超低温領域における量子振動の観測や精密物性測定の結果が数多く報告されたことが印象的でした。重い電子系超伝導体として有名なCeCu₂Si₂に関しては、最近の比熱測定においてフルギャップの可能性が指摘されたことに端を発し、ギャップ対称性や超伝導発現機構に関する激しい論戦が繰り広げられていました。多極子自由を有する系の量子相転移に関するシンポジウムでは、4f²の電子配置をもつ非磁性のPr系重い電子超伝導体であるPrOs₄Sb₁₂(McCollam氏)とPrT₂Al₂₀(T=Ti,V)(中辻氏)に関する

講演があり、四極子秩序の量子相転移の可能性と超伝導との相関が議論されました。また理論的観点からは多極子系物質におけるglobal phase diagramの提案(Si氏)もありましたが、多極子と伝導電子の混成による多彩な現象の本質的な理解には、本領域で展開されている研究から得られる知見が今後ますます重要になると期待されます。最終日のClosingでは、実験(Flouquet氏)と理論(Spalek氏)のそれぞれの立場から会議全体の総括がされました。国際会議に参加し、多くの情報に触れるとついつい流行りのトピックに目移りしてしまいましたが、Flouquet氏の機知に富んだ中も含蓄のある言葉には「トレンドに振り回されることなく地道に研究せよ」というメッセージが込められているようで、身が引き締まる思いでした。そして、会議の締めくくりとして、来年にサンフランシスコで開催される磁性に関する国際会議(ICM2018)の案内と、そして本領域の最終年度となる2019年にはSCESが岡山で開催されることが領域代表の播磨氏から発表されました。個人的には2年ぶりとなる海外での国際会議への参加でしたが、私も含めた多くの参加者は円滑な会議運営とおもてなしの心にとっても満足していた様子で、会議を運営したカレル大学およびその関係者の方々に心から感謝いたします。



LT28

LT28-Gothenburg

播磨 尚朝

神戸大学大学院理学研究科 教授

第28回低温物理学に関する国際会議が、2017年8月9日から16日までの会期で北欧のヨーテボリ（Gothenburg）で開催されました。ヨーテボリはスウェーデンの西、北海に面する港町です。馴染みのない方も多いと思いますが、自動車のVolvoの本拠地があり、また、IKEAの発祥の地として知られています。会議は街の中心部から徒歩圏内のリセベリと言う遊園地の向かいのGothia Towersに隣接した会議場で行われました。初日の午前中がレジストレーションで午後からはKosterlitz先生など4名のプレナリー・トークがありました。夜のウエルカムレセプションは、直ぐ近くのUniversiumという科学博物館を借りきって行われました。

10日からは、ハーフ・プレナリー・トークと5つのパラレルセッションとポスターセッションなどが5日半にわたって開かれました。13日は日曜なので休養日に充てられています。低温物理学の国際会議ですが、超伝導や強相関電子系の話も多く、合計で900件程度の発表があったようです。14日のプライズ・

セッションでは、 $U\text{Pt}_3$ の量子振動を観測したLouis TailleferがSimon Memorial Prizeを受賞しました。会場は、やや離れていますが、展示会場を挟んで同じフロアにあり、移動が楽でした。その展示会場で昼食が提供されましたので、人を探すのにも大変便利でした。夕方のポスターセッションでは飲物も振る舞われたこともあり、活発な議論が行われました。

J-Physicsからは、B01計画研究の代表である青木大氏がハーフ・プレナリー・トークを行いました。研究項目B01の主要テーマである強磁性超伝導の研究はここでも注目されています。個人的には、神戸振作氏の URu_2Si_2 のSi-NMRの口頭講演を興味深く聞きました。7月にプラハで開催されたSCESと重なる話題もありましたが、異なる視点からのものが多く、勉強になりました。LTは3年に一度、8月に開催することになっており、次回は2020年の8月に札幌で開催されることが、クロージングで紹介されました。（<http://www.lt29.jp>）



リセベリ（右）と Gothia Towers（左）



ハーフ・プレナリー・トークをする青木大氏



J-Physics 2017

Conference report on J-Physics workshop in Hachimantai. Discussing physics in the Onsen.

Ilya Sheikin

LNCMI-EMFL, CNRS, UGA, Grenoble, France, senior researcher

Although I have already been many times in Japan, from Hokkaido to Okinawa, this was my first time in Iwate prefecture. I arrived in Morioka one day before the workshop, which allowed me to taste the famous *Morioka Reimen*.

On Sunday, I took the first shuttle bus from the university campus. After about one hour drive through picturesque landscapes, we arrived at our destination, the Hachimantai Royal Hotel, located rather high in the mountains and surrounded by forests. With wonderful views all around, this was a perfect location for the workshop.

Almost all the participants, more than a hundred, were staying at the same hotel allowing for a lot of time for discussions not only during the coffee breaks. And, in my opinion, the best place for discussions was the *Onsen*. Yes, there was an *Onsen* there, a hot spring bath, located in the basement of the hotel. I was going there two times a day, before breakfast and after dinner. The *Onsen* was almost empty in the morning, but quite crowded with participants in the evening. There were so many participants there, that it would have been possible to organize evening *Onsen* sessions within the workshop. Discussing recent results, future plans and starting new collaborations in such a relaxing atmosphere – what can better! This was also an almost unique opportunity to discuss with the workshop organizers, who were very busy otherwise.

I really enjoyed the excursion to the top of the Hachimantai Mountain and Yakebashiri lava flow. During the bus drive, I spotted several open air hot springs and could even see people enjoying these *Onsens*. I wanted to jump out of the bus and to stay there for a few days. I will certainly come back there one day.

Another wonderful surprise were crabs, which were served for dinner every evening. Very tasty, they were, however, different from those I tried in Sapporo last year, when I had a chance to participate in the local J-Physics meeting.

One day, we experienced a small earthquake, which woke me up at about 5 o' clock in the morning. This was certainly an interesting experience, especially for those foreign participants who came to Japan for the first time. I still wonder how the organizers managed to organize this event.

All in all, the workshop was certainly a success. These were five really enjoyable days, and I use this opportunity to thank personally all the workshop organizers.





J-Physics 2017

My memories and impressions from the J-Physics workshop in HACHIMANTAI

Yogesh Singh

Associate Professor, Department of Physics, Indian Institute of Science Education and Research, Mohali, India.

I was delighted to receive from Prof. H. Harima and Prof. K. Ishida an invitation to the J-Physics workshop that was to be held at HACHIMANTAI, Morioka in the Iwate prefecture of Japan, between 24th to 28th Sept. 2017. I had never been to Japan and had always heard great things about the place as well as the people. The topics of the meeting were also quite interesting and the venue sounded quite exotic. So I was eager not to miss this opportunity.

There were other personal reasons to visit Japan. As a PhD student I had started my research in 1998 working on the Kondo effect, a phenomenon coined after a great Japanese theoretician, and now as a professor my research focus is on spin liquids in magnetically frustrated materials including materials with the Kagome lattice. It is famously known that the word 'Kagome' originates from the pattern found in Japanese baskets. Thus I always had been fascinated by Japanese science and so I didn't think twice before accepting the invitation.

I arrived on the evening of 24th Sept., a Sunday, just in time for the get-together party. I met some old friends and made some new ones including people whose work I had been following but whom I had never had the good fortune of meeting. The party was a great informal start before the academic part of the meeting the next day. I must mention that Kenji Ishida's instructions on how to get to workshop venue, the Hachimantai Royal hotel in Morioka, were spot on.

Next morning the academic program started with Prof. Harima's opening remarks in which, among other things, he explained the title "J-Physics" to mean multipole physics. So my earlier impression that J had to stand for Japan or Japanese was proven wrong.

My talk was in the first session. I gave an overview of the current status on the Kitaev honeycomb lattice iridates A_2IrO_3 ($A = Na, Li$). My talk ended with a fruitful exchange with Prof. Mike Norman from Argonne National Lab and subsequent discussion with Prof. Y. Motome from the University of Tokyo. Prof. Norman raised the issue of whether Kitaev physics was needed at all to describe the magnetic excitations in A_2IrO_3 and related materials like α - $RuCl_3$. Excitations in these materials are highly unconventional with spin-wave like features at low energies and diffuse quasi-continuous features at high energies.

In my opinion, the question about the relevance of Kitaev physics for the iridates is far from being settled and should keep the community occupied in the near future.

The workshop was conducted in a relaxed manner and there was a healthy mixture of young as well as experienced speakers in all sessions, which was great. There were also lots of young researchers, students, and postdocs in the audience. Many of them put up posters on new, exciting, and current topics.

The afternoon session on URu_2Si_2 was chaired by Prof. John Mydosh who is an inspiration for his longevity in the field.

The next day, after two exciting sessions on superconductivity, a group photo was clicked after which the participants were taken on an excursion which included a nice trek up Mt. Hachimantai followed by a visit to the Yakebashiri lava flow. On the bus ride we also saw an area which used to be a Sulphur mining site. Sulphur fumes could be seen emerging from the ground at several places. It was also amazing to see that the lava flow site has been preserved quite nicely and made a heritage spot. I enjoyed the excursion very much. The excursion was followed by a relaxing banquet dinner at the Shiki restaurant.

The next day had two very challenging (for me at least) but exciting sessions on “Parity Violation” and “Multipole”. The great thing about the conference venue was that it had a natural hot spring in the basement. So the exhaustions of the day could be forgotten by visiting the hot spring in the evening. It was extremely relaxing and I regretted not visiting it enough.

In the multipole session there was a theoretical talk and later a poster on the possibility of hexadecapole order in BaMn_2As_2 . This interested me particularly because I had shown previously

that BaMn_2As_2 should be a simple G-type antiferromagnet [1]. I look forward to experimental work trying to look for this multipole order in BaMn_2As_2 .

The next day (28th) the meeting concluded after two sessions in the morning. The meeting concluded with a closing ritual where we were introduced to the “terminators” Prof. Nojima and Prof. Mizuguchi who are called upon to terminate or close the conference. This was quite funny and interesting.

I had a flight back home that same evening from Narita airport. I had the opportunity to go to Tokyo on the Shinkansen bullet train. It was everything that I had heard about it and more.

I flew back the same evening with great memories of Japanese hospitality and a rich culture, promising myself that I should visit again sometime soon.



[1] Yogesh Singh *et al.*, Phys. Rev. B **80**, 100403 (2009).



J-Physics 2017

国際ワークショップ報告 J-Physics 2017: International Workshop on Multipole Physics and Related Phenomena

中西 良樹

岩手大学理工学部

豊かな自然に包まれ、清らかで豊富な水に恵まれた北東北の拠点、岩手県盛岡市。ここは「杜と水の都」の異名をもつ。2017年9月、岩手県が物性物理研究分野で注目を集めるエリアとなった。9月21–24日の期間、盛岡市の岩手大学にて2017年日本物理学会秋季大会が開催。引き続いて9月24–28日の期間、岩手県北西部に位置する八幡平市にて標記国際ワークショップが開催された。4日間にわたる本ワークショップでは多極子およびそれに関連する最前線の物性研究について、国内外の実験及び理論の研究成果を12セッションに分類してプログラム編成し、活発な討論がなされた。(参加者150名、口頭発表: 44件、ポスター発表: 92件、合計136件) 八幡平での4日間にわたる本国際ワークショップの内容を概観し振り返る。

9月24日(日曜日)の午後4時から本ワークショップ会場となった八幡平ロイヤルホテルにてregistrationを開始。日本人参加者の多くは、この日最終日を迎えた日本物理学会終了後、開催地である岩手大学上田キャンパスからチャーターバスにて会場入りした。海外からの参加者の中にも、東京から新幹線で盛岡に到着し、岩手大学から本チャーターバスを利用する姿が見受けられた。その夜は会場ホテル最上階の“Sky Banquet Room”にて歓迎会が開催。日本物理学会からの学会続きで少々疲労気味かと思いきや、再会を喜ぶ参加者の姿が多く見受けられ、会話は止むことなく賑やかな宴が続いた。翌日からの学会に向けて幸先の良いスタートである。余談ではあるが、著者は日本物理学会の実行委員として学会会場の後片付けを終え、夜8時過ぎに

研究室の学生達と現地入りした。welcome partyが終了する前に学生達と温泉に浸かっていたが、ちょうど宴を終えた参加者が続々と温泉へ入場。湯煙の中で研究会参加者と遭遇し、露天風呂での出迎えとなった。笑顔の参加者と同じ湯に浸かりながら会話していると日本物理学会開催の疲れが一気に払拭され、気分を一新させてくれる。入れ替わり立ち替わり露天風呂に訪れる参加者達と挨拶を交わし、湯船から出る機会を逸したことも相まり、1時間以上温泉で寛ぐことになった。少々変則的な出迎えではあったが、ある意味地方ならではの歓迎スタイルとなった。

9月25日(月曜日)

領域代表者の開会挨拶にはじまり午前2セッション、午後ポスターセッションを含む2セッションが行われた。午前前半はスピン・軌道相互作用Iというセッション名で口頭発表が4件あり、キタエフ磁性に関する理論研究、Ir、Reを中心とした5d電子系の多重極秩序、STMによる表面電子状態に関する研究報告がなされた。午前後半は量子相転移に関する口頭発表4件が行われた。YbRh₂Si₂の量子臨界点近傍に存在する多重臨界点に関する研究、Ybをベースとした準結晶の量子臨界性に関する実験、理論研究、Sr₂IrO₄の磁気多重極相に関連する超伝導状態、について発表がなされた。

午後は昼食後、本学会で二回設けられたポスターセッションの一つ(発表番号奇数)が行われ、ポスター前の至る所で参加者の活発な議論が見られた。この分野の関心の高さと進歩の速さが伺える。午後

図3 岩手山を背景に研究会集合写真



図1 研究会の様子



図2 研究会の様子

後半は URu_2Si_2 のセッションとしてこれまでの理論研究のreview、特にhidden orderに関する現状、共通理解を確認した。また強磁場中性子回折実験、NMRの最近の研究についても紹介があった。

9月26日(火曜日)

この日の午前は前半に強磁性超伝導体に関する4件の口頭発表、後半は超伝導体に関する5件の口頭発表が行われた。前半は、 UCoGe 、 URhGe を中心に

U化合物の強磁性超伝導の発現機構と特異な磁気異方性について議論がなされた。後半は、重い電子系超伝導体 CeCoIn_5 にNdをドーブした系の磁気量子臨界点、 UBe_{13} の非フェルミ液体的な振る舞い、 CeIn_3 、 CeRhIn_5 及び CePt_2In_7 の量子臨界性、超伝導特性とフェルミ面の次元との比較に関する報告がなされた。また多軌道超伝導体のクーパ対対称性と線ギャップ、さらにはf電子とp電子の混成分子系における中間価数に関する研究が紹介された。

午前の講演終了後、参加者全員でグループ撮影。昼食後は本会議の遊覧旅行(エクスカーション)を実施した。八幡平の大自然を参加者に十分満喫して貰いながら参加者間の親交、あるいはこれまでの交流をより深めていただく貴重かつ重要な催しである。



図4 下見時の八幡平山頂付近



図5 八幡沼付近展望台にて



図6 先導していただいた
八幡平観光協会の方



図7 黄昏時の焼き走り溶岩流と岩手山

ローカルコミッティーとして幾つか関係者に提案し、その中から八幡平山頂付近散策コースと焼き走り溶岩流を選定。大変幸運だったのは天候に恵まれたことである。山の天気は変わりやすく、しかも初めて岩手を訪問する参加者も多く、こうした前提で八幡平山頂付近のトレッキング・コースにこだわり、選択肢に入れたのは大きな賭けでもあった。余談になるが、こうした寄稿でのみ取り扱える裏話を紹介する。地元開催とあって、この研究分野のトップ・ランナーの方々を迎えるにあたり、開催1週間前に遊覧旅行先の下見を入念に実施した。その際にトレッキング・コース入口のある山頂付近で撮影した写真が図4である。その日、ロイヤルホテルでの打ち合わせ時は天候良好であったが、山頂付近に笠雲が掛かっていた。この状態で山頂に到着すると、この図4に示す超極悪天候である。写真では判断が難しいが、横殴りの激しい暴風雨と気温10℃に迫る寒さ。こうした厳しい天候が笠雲の往来により、山頂付近は日によって頻繁に見舞われる。たとえ学会会場が快晴でも山頂に向かう際、急に天候が変わる恐れもある。山頂の天気は地元の人にも予測不能であり、このコースを選択肢に入れたことを「賭け」と称したのはこうした背景にある。参加者の方々はお気づきだと思うが、著者がエクスカーションの説明でその日の天候に触れ、しきりに恵まれたことを興奮かつ大喜びしながら紹介していたことを思い出していただければ。原稿を執筆している今でさえ、その時の胸の高鳴りが蘇る。「Everything results from your daily action!」快晴に恵まれたのはまさに参加者のお陰である。

もう少し紹介を続ける。八幡平は「日本百名山」の一つで標高1613m。遊覧旅行参加者を4つのパーティーに分け、そのトレッキングコースを散策した。時間内に効率良く行動するため八幡平市観光協会の全面協力を受け、各パーティーの先導を協会の方々にして頂いた。(図5、6) このタイミングしかない絶好の天候の下、八幡平の大自然と触れ合いながら参加者の方々には秋深まる八幡平を十分堪能して、笑顔で親睦と交流を深めていただいた。その後、山頂を後にして第二の目的地「焼き走り溶岩流」へとバスで向かった。その途中、かつて東洋最大級の硫黄鉱山として繁栄を極めていた松尾鉱山の跡地(ここも目的地の候補にしていた)を眼下に望み、さらには夕日を背に八幡平の景勝が目前に広がる中、大自然に包まれた藤七温泉の露天風呂を右目に通り過ぎ、黄昏時のゆっくり流れる時間を参加者に十分味わって頂いた。焼き走り溶岩流へは何とか日没前に到着し、夕日とともに雄大な岩手山とその裾野に広がる広大な溶岩流を散策して頂いた。(図7) このスポットでは大地の漲るエネルギーと息吹を十分感じていただいたことであろう。そこで参加者の皆さんが目にした情景は、岩手県出身の明治の歌人、石川啄木により彼の処女歌集「一握の砂」の中でこのように詠まれている。(山：岩手山)

“ ふるさとの山に向かひて言ふことなし
ふるさとの山はありがたきかな ”

100年以上前に彼が見た景色と抱いた感情に、参加者の方々にも少し触れていただいた。「もっと滞在したい」という参加者の声を耳にしたが、時間の関係で焼き走り溶岩流を後にして帰路に就いた。その夜

にはエクスカーションの余韻覚めやらぬまま、本研究会のバンケットがホテル最上階で開催された。

9月27日（水曜日）

この日の午前前半は、パリティ破壊に関する5件の口頭発表、後半は多極子に関する5件の口頭発表が行われた。前半のパリティ破壊に関するセッションでは二次元人工格子に出現する特異な電子相の理論研究、電解効果型超伝導体におけるスピン軌道相互作用と超伝導臨界磁場の関係、空間反転対称性のない鉄系超伝導体、極微少数キャリア系Biの超伝導相、重い電子系における磁気歪み効果について報告がなされた。後半の多極子に関するセッションでは多重極秩序の磁気電場応答、奇パリティ多極子に関する理論研究、磁気電気多重極子の第一原理計算、クラスター多極子論による反強磁性体磁化、異常ホール効果に関する理論研究について紹介された。また反強磁性体 Mn_3Sn の室温における巨大異常ホール効果とネルンスト効果



図8 ポスターセッションの様子

に関する実験報告もなされた。

午後の前半は、本学会二つ目のポスターセッション（発表番号偶数）が行われた。（図8）後半は、新物質探索というカテゴリーで5件の口頭発表が行われた。このセッションでは、トポロジカル絶縁体であるハーフホイスラー型化合物の超伝導、カイラル構造ウルマナイト化合物の特異な電子状態、Fe系梯子超伝導体、イジング型強磁性 URhGe の角度分解光電子分光、NMRを用いた $\text{Pb}_{1-x}\text{Tl}_x\text{Te}$ の電荷型近藤効果と超伝導特性に関する研究について報告された。

9月28日（木曜日）

最終日の午前、前半は籠状物質1-2-20系に関する4件の口頭発表、後半はスピン軌道相互作用IIというセッション名で5件の口頭発表が行われた。詳しく見ていくと、午前前半のセッションではYb系1-2-20型重い電子化合物 $\text{YbT}_2\text{Zn}_{20}$ ($T = \text{Fe, Co, Ru, Rh, Os, Ir}$)の大きい局所磁気モーメント縮退と物性チューニング、Pr系1-2-20型化合物の輸送特性、同系における四重極モーメント起源の新奇量子相の創出、 $\text{PrT}_2\text{Al}_{20}$ ($T = \text{Ti, V}$)の量子臨界性と異常金属相に関する講演が行われた。続いて午前後半のセッションではワイル半導体のフェルミ面トポロジー、層状 BiS_2 系超伝導体、 β 型パイロクロア酸化物 CsW_2O_6 の相転移、低次元量子反強磁性体のスピン・ネマティック、スピン液体相に関する理論研究、強磁性重い電子系化合物 YbNiSn の巨大磁気異方性について講演がなされた。

全講演終了後、石田憲二氏（京大理）から本研究会の総括、ならびにポスター賞の選出と表彰式が



図8 ポスターセッションの様子

行われた。栄えある受賞者の紹介は、本号に研究内容とともに記載されている。そちらもご覧になっていたきたい。

4日間の研究会を通じて参加者の方々には多極子に関連する最前線の研究について情報共有、共通理解と今後の展望について深く意見交換し、学術的交流を一層深めていただいたことであろう。

更に都会の喧騒を離れ、非日常的な良い意味での「陸の孤島」の山奥で大自然と触れながら缶詰状態に置かれた参加者の間には、平時では生まれない一体感が育まれ、より一層親睦を深められたのではないかと期待している。東北地方の別称である「みちのく」。かつては「道の奥」との解釈もあり中央の手の届かない「未開の地」という負のイメージもついていたが、グローバル化、情報化が著しく進む現代において、見方を変えると人の手が入っていない未開の地で大自然が生み出すダイナミクスを味わえる数少ない地域として捉えることができるかも知れない。また、一部の参加者には体験していただい

たが、夜の帳がおりた後、集合写真を撮影した場所へ足を運ぶとそこは満天の星を望める感動必至の天体鑑賞スポットへと一変する。こぼれ落ちそうな星空を眺めながら、新しい物理のアイデアが浮かんだ参加者もいたかも知れない。参加者の皆さんにとって多少なりとも希少性の高い魅力ある地域として印象づけられていればと願っている。そうした魅知国（みちのく）の大地が少しでもJ-Physicsの研究活動活性化に寄与できれば幸甚の至りである。

追記として——研究会3日目の早朝（エクスカーションの翌日午前5時22分頃）、岩手県沖を震源地とするM6.0の地震が発生。最大震度4にも及ぶ規模であった。日本人にとってはそれほど珍しくない出来事であるが、地震の少ない国からの参加者にとってはとても印象に残る出来事であった（らしい）。本会議が開催されたホテルは12階建て。高階で眠っていた参加者にとってはこれまで味わったことのない大地の揺れ（大地の息吹）を因らずも感じたことであろう。想像に難くない。その日の朝、地震を殆ど経験したことのない古くからの友人（SHEIKIN Ilya: LNCMI Grenoble）に会った際、開口一番、彼から嬉しげに「ヨシ（著者）、エクスカーションはまだ終わっていないのか？（この地震もヨシの計画したものか?）」と言われたことは強く記憶に残る忘れ得ぬ思い出になりそうである。（再会の度に、この話題になりそうである。）



トピカルミーティング 「どう創る? : キラル磁性体と拡張多極子」

野原 実

岡山大学異分野基礎科学研究所 教授

2018年1月15日から17日の3日間、淡路夢舞台国際会議場において標記のトピカルミーティングを開催しました。参加者は32名でした。

柳瀬陽一さん（京都大学）の講演「奇パリティ多極子相の分類学と電磁応答・超伝導」では、 BaMn_2As_2 のスピンの配列を反強磁性秩序として捉えると（スピンの配列は分かりやすいが）重要な情報を棄てたことになる；奇パリティ磁気十六極子秩序として捉えることで、電気磁気効果や磁気圧電効果など、期待される（許される）物性や機能の予測が可能になることが述べられました[1]。 $q=0$ の反強磁性を単なる反強磁性と考えてはいけない、そこには多極子に由来した面白い物理が隠されている可能性があります。

角田峻太郎さん（京都大学）の講演「奇パリティ拡張磁気多極子状態におけるFFLO超伝導」では、 $J_{\text{eff}}=1/2$ モット絶縁体 Sr_2IrO_4 の反強磁性状態を磁気多極子として捉え直すことで、ゼロ磁場で超伝導FFLO状態が発現することが理論的に示されました[2]。

鈴木通人さん（理研）の講演「クラスター多極子理論の応用」では、 Mn_3Sn の反強磁性秩序状態における異常ホール効果を例にして、正味の磁気モーメントがゼロの場合でも異常ホール効果が生じる条件が議論されました。 Mn_3Sn の結晶対称性においては、6スピンからなるクラスターの反強磁性スピン配列（磁気八極子）が、強磁性スピン配列（磁気双極子）の場合と同じ磁気点群に属する（同じ変換性を示す）ので、強磁性状態と同様に異常ホール効果が

現れることが議論されました。同様に、 $\text{RE}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ における異常ホール効果も、パイロクロア構造におけるall-in-all-outのスピンの配列を多極子展開すると磁気八極子が含まれることから理解できることが示されました。「all-in-all-outという表現ではスピンの配列は分かりやすいが、どのような物性や機能が発現するかは分かり難い。逆に多極子の言葉を用いると、どのような物性が許されるのか明確に分かる」という播磨代表からのコメントがあり、J-Physicsの目指す物理をより明確に理解することができました。（いまさらと言われそうですが...）

森道康さん（日本原子力研究開発機構）の講演「スピン1/2クラスターの拡張多極子と格子の結合は可能か」では、 $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ で観測される磁場で熱流が曲がる熱ホール効果について、Tbの四極子を媒介したフォノン-スピン相互作用による理論が紹介されました。最近報告された $\text{Ba}_3\text{CuSb}_2\text{O}_9$ の熱ホール効果についても言及されました。

大原繁男さん（名古屋工業大学）の講演「希土類ハニカム磁性体における一軸キラル磁性と拡張多極子」では、キラル結晶構造をもつ YbNi_3Al_9 におけるカイラルソリトン格子の観測と[3]、 DyNi_3Ga_9 や ErNi_3Ga_9 における電流誘起磁化の実験についての現状報告がありました。

岸根順一郎さん（放送大学）の講演「物質科学とChirality：磁性と光の視点から」は、カイラリティの定義の歴史から始まり、 CrNb_3S_6 におけるカイラルソ

[1] H. Watanabe and Y. Yanase, Phys. Rev. B **96**, 064432 (2017).

[2] S. Sumita, T. Nomoto, and Y. Yanase, Phys. Rev. Lett. **119**, 027001 (2017).

[3] T. Matsumura et al. J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 124702 (2017).



リトン格子の理論的予測、高阪による単結晶育成の成功、戸川による透過電子顕微鏡による直接観測に至る聞き応えのあるものでした [4]。また、多数のストロー（スピン）をセロテープ（弱い強磁性相互作用）で並列につないだカイラル磁性体の模型を示し、さらにストローの一端に重りをつける（外部磁場を印加する）ことでカイラルソリトン格子が形成される様子を実演されました。あまりの見事さに写真を撮り忘れたことが悔やまれます。

阿部伸行さん（東京大学）の講演「 CsCuCl_3 の磁気キラル二色性」では、キラル磁性体 CsCuCl_3 の強磁場下における磁気キラル二色性が、右手系結晶と左手系結晶において逆転するという見事な結果が示されました [5]。

高阪勇輔さん（岡山大学）の講演「無機キラル磁性体における不斉結晶育成手法の確立」では、左右

が混在する CsCuCl_3 において右手系と左手系の結晶の作り分けが可能になったことが示されました [6]。攪拌しながら溶液中で結晶成長させることで、微小なホモキラル結晶を得た後、その一つを静止溶液中でゆっくりと成長させて大きくする；析出してくる微結晶を8時間おきに数ヶ月間、手で除去し続けて親結晶に付着しないようにするなど、論文には記載されていない大変な苦勞が分かりました。

中尾裕則さん（KEK）の講演「カイラル磁性体の共鳴軟X線散乱による観測」では、 FeGe における磁場によるヘリカル相からスキルミオン相への転移の観測や、 CrNb_3S_6 におけるカイラルソリトン格子の磁場によるその場観察が示されました。

伊藤哲明さん（東京理科大学）には領域外からの招待講演「カイラル結晶構造のテルルにおける電流誘起磁性」をお願いしました。右巻らせん構造をも



つテルルにおける電流誘起磁化をNMRで捉えたものです[7]。講演では、電流誘起磁化に関する群論的な考察に続いて、バンドのスピンスplitに対するミクロな起源が説明されました。スピンスplitした $j_z = +3/2$ と $j_z = -3/2$ のホールポケットが存在し、磁気モーメントが z 方向へロックされているので、電流によって一方のポケットの占有率が増えることでマクロな磁化が発生するという巧妙な機構が働いていました。

網塚浩さん（北海道大学）の講演「UNi₄B, CeRh₂Si₂, CeRu₂Al₁₀の電流下磁化測定」では、トロイダル秩序のあるUNi₄Bだけでなく、磁気四極子秩序と見なせるCeRu₂Al₁₀でも電流誘起磁化が観測されたという最新の結果が報告されました。

戸川欣彦さん（大阪府立大学）の講演「キラル磁性の物性と機能：物性実験の見地から」では、CrNb₃S₆におけるカイラルソリトン格子の発見に電子顕微鏡観察が果たした役割が詳述されました [8]。

大貫惇睦さん（琉球大学）の講演「立方晶キラル反強磁性体EuPtSiの巨大なホール抵抗と磁気抵抗」では、反強磁性相のなかに存在するA相における輸送特性が報告されました。

青木大さん（東北大学）の講演「希土類・ウラン化合物のキラル磁性体」では、らせん軸を有する化合物群におけるキラル磁性体の探索の現状について報告がありました。

楠瀬博明さん（明治大学）の講演「多極子の一般化と交差相関物性」については arXiv:1712.02927 を参照して頂ければと思います [9]。

柳澤達也さん（北海道大学）の講演「UNi₄Bの強磁場弾性応答」では、電流を流しながら弾性定数 C_{66} を測定する実験が報告されました。

まとめでは、播磨代表から今後重点的に取り組みたい課題としてURu₂Si₂, EuPtSi, BaMn₂As₂, Mn₃Snが示され、共同研究、特に測定については手分けをして活発に推進してほしいという要望が述べられました。



[4] 岸根順一郎、固体物理 **53**, 1 (2018).

[5] N. Nakagawa *et al.* Phys. Rev. B **96**, 121102(R) (2017).

[6] Y. Kousaka *et al.* Phys. Rev. Materials **1**, 071402 (2017).

[7] T. Furukawa, Y. Shimokawa, K. Kobayashi, and T. Itou, Nat. Commun. **8**, 954 (2017).

[8] Y. Togawa, Y. Kousaka, K. Inoue, and J. Kishine, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 112001 (2016).

[9] S. Hayami and H. Kusunose, J. Phys. Soc. Jpn. **87**, 033709 (2018).



The Zurich—Kyoto connection

Dominik Maximilian Juraschek

Doctoral student at ETH Zurich

Prof. Youichi Yanase

Kyoto University

Prof. Kenji Ishida

Kyoto University

Kazuaki Takasan

Kyoto University

I couldn't believe my eyes, when in June I received an invitation for a workshop by Prof. Ishida, and I remember having to look at the conference location twice ... Japan! I smiled at my colleague Florian, who also had received an invitation and thought "This is going to be great!" It got even greater when we subsequently received an invitation from Prof. Yanase, who offered us to stay in Japan for two whole months with the J-Physics program. What a great opportunity, had I already spoken with one of his students, Takasan-san, during a workshop in Switzerland last year, in which we figured out to have overlapping research interests!

So I found myself in a Tokyo Hotel (one may forgive me for that reference to a(n) (in)famous German band) three months later, before heading north to the scenic Iwate prefecture for the workshop. I obtained the first few Japanese words pretty quickly, with the help of booklet that I found in a bar: "Sumimasen!", I shyly tried to catch the waiter's attention, wondering whether I had pronounced it right. As I got a response right away, I followed up more confidently, "Korewokudasai.", and pointed my finger to a yellowish liquid with the name Kirin.

The stay at the workshop in Hachimantai was really pleasant. I learned a lot during the discussions at the poster sessions, and I realized that there are only few things better than relaxing in an Onsen after a long and busy day of science. As I am a big fan of hot springs anyway, the Onsen immediately gathered a place in my heart.

So it was finally time to go to the destination, where I would spend most of my days in Japan: Kyoto. We were welcomed very warmly by Prof. Yanase and the entire group and blown away by an amazing welcome dinner. (I never imagined raw egg would be this tasty.) Takasan-san and I picked up the science discussions approximately where we had finished them a year ago at the Swiss workshop: How can we combine his analytical theory with my ab-initio calculations? Floquet theory yields the temporal analog to Bloch's theorem, and the phonons that I am working on are a naturally time-dependent system. So the goal was set: Find materials systems, in which Floquet theory can describe effects arising from optical phonon excitation. Another project idea arose during a discussion with Prof. Ishida: We had recently established that phonons generate magnetic moments [1], which leads to interaction

with external magnetic fields and electron spins. Now we anticipated that this would not only lead to a usual spin-phonon, but also nuclear spin-phonon interaction. So another goal was set: Calculate the magnitude of this interaction and figure out whether it is detectable or not.

While science was on during the weekdays, I spent most the weekends discovering the area around Kyoto and different regions and cities in Japan. The leaves slowly approached their beautiful autumn colors as my stay in Japan continued, and together with the countless shrines and temples that I visited, this evolved to one of the most stunning fall sceneries that I have ever seen. Also, these weeks were full of new discoveries for me: For the first time I went swimming outdoors in late October in the close-by Biwa lake, and I had to remind myself that I was on the same geographical latitude as Cyprus. For the first time I scaled part of an actually working volcano during a trip to the very southern Kagoshima. (Bonus: Even more hot springs!)

I am glad that I have been given the opportunity to come to Kyoto and I would like to thank everybody who made my stay in Japan this memorable.

Besides meeting great people and making new friends: The two initiated projects, the application of Floquet theory to phonons with Prof. Yanase and Takasan-san, and the nuclear spin-phonon interaction with Prof. Ishida will accompany me as part of my research in 2018.

[1] D. M. Juraschek, *et. al.*, Dynamical multiferroicity, *Physical Review Materials* **1**, 014401 (2017)



Research visit at Kyoto University

Florian Thöle

Materials Theory, ETH Zurich, Switzerland, PhD student

Prof. Youichi Yanase

Kyoto University

In the spring of this year, Prof. Yanase invited us to spend time at Kyoto University to interact with his research group, which we gladly accepted, on the grounds that we wanted to explore the overlap of our work on multipole physics. Dominik, a colleague from my group at ETH Zurich in Switzerland, and I spend the time from the end of September 2017 to the end of November at Kyoto University.

After arriving in Tokyo on a Saturday, which we used to get rid of our jetlag, our stay started off with the International Workshop on Multipole Physics and Related Phenomena in Hachimantai. I was invited to give a talk on my work on first-principles calculations of magnetoelectric multipoles[1]. Magnetoelectric multipoles are second-order odd-parity multipoles that are intricately related to the magnetoelectric effect and occur as monopole, toroidal moment and quadrupole in systems in which both time-reversal and inversion symmetry is broken. Using first-principles calculations, we can directly compute and compare the magnitude of multipoles in crystalline materials. In this talk, I mainly introduced our recent work on multipoles in metallic systems. It was interesting to see the wide range of work that is being done in the research area of “J-physics”, especially during the poster

sessions. The excursion that was organized during the workshop was a great way to experience the landscape around the hotel, especially for an outdoor enthusiast like me.

After the workshop on Hachimantai, we made our way to Kyoto, where we were warmly welcomed by two students from our host group, who showed us to our accommodation for the coming months.

In the following week, we were introduced to the students in the group and started discussing where our mutual work overlaps and identified areas where we could work together for a deeper understanding of what influences the magnitudes of magnetoelectric multipoles. During my stay, I worked with Hikaru Watanabe, a student in the group, and started performing calculations based on density functional theory (DFT) for the BaMn_2X_2 ($\text{X}=\text{P}, \text{As}, \text{Bi}$) system[2]. This approach from a first-principles side complements Prof. Yanase's work using model Hamiltonians.

A mini-workshop was later organized at Kyoto University with guests from Sendai and Amsterdam, where I gave a talk in which I expanded on the connection between microscopic and macroscopic theories of multipoles. After the workshop, the group organized a welcome dinner for us, where we had sukiyaki for the first time.

At the end of October, I briefly had to get back to Europe for a week, since I gave a talk at a conference in Germany about the programming aspects of my theoretical physics work.

Back in Japan, we continued our mutual discussions and I carried out more DFT calculations on the Fermi surfaces of the BaMn_2X_2 system. We also started discussions about mechanisms of electrically induced switching of magnetic moments in systems with symmetries that allow the existence of odd-parity multipoles.

We participated in all regular group activities, such as group meetings, in which we discussed our progress with all members of the group. The regular lunch seminars, at which new papers were presented by students, were new to me, but also highly interesting, in that they exposed me to the methods that are employed in Prof. Yanase's group.

During our time in Kyoto, I managed to get some terrific early-morning photos of places I had visited a year before. Wanting to explore more of Japan, Dominik and I took a weekend trip to Kyushu, visiting Fukuoka and Kagoshima. I couldn't let the opportunity pass by and took another weekend trip into the Japanese Alps, visiting Takayama and Kamikochi. Along the way during these trips, there

were ample opportunities to find interesting third-wave coffee shops and sample a fine variety of different brews.

At the end of our stay, the group organized a farewell dinner for us, which was a wonderful opportunity to connect with those students who did not work on aspects closely related to my project and say goodbye to our new friends.

I would like to thank Prof. Yanase for the hospitality and fruitful scientific discussions during our stay at Kyoto University. In my opinion, both sides of this exchanges will profit from an increased understanding of the intricacies of magnetoelectric multipoles.



[1] F. Thöle, M. Fechner, and N.A. Spaldin, Phys. Rev. B 93, 195167 (2016).

[2] H. Watanabe and Y. Yanase, Phys. Rev. B 96, 064432 (2017).



Electronic and magnetic properties of CePt_2In_7

Matthias Raba

LNCMI, CNRS, Grenoble, France, PhD student.

Dai Aoki

IMR, Tohoku University,
Oarai center, Japan

Rikio Settai

Department of Physics,
Niigata University, Japan

Ilya Sheikin

LNCMI, CNRS, Grenoble,
France

Pierre Rodière

Institut Néel, CNRS,
Grenoble, France

CePt_2In_7 is a recently discovered heavy fermion material belonging to the same family as the well-studied isotropic CeIn_3 and the quasi-two-dimensional CeRhIn_5 compounds. The spacing between Ce-In planes in CePt_2In_7 is drastically increased [1] as compared to CeRhIn_5 , implying a more two-dimensional crystal structure.

Similar to the other compounds of the family, CePt_2In_7 orders antiferromagnetically at ambient pressure. The Neel temperature, initially 5.5 K, is suppressed by pressure. A superconducting dome

emerges around a quantum critical point, at $P_c = 3.2$ GPa [2], associated with the suppression of the antiferromagnetic phase, whose magnetic structure was unknown until very recently.

We determined the magnetic structure of CePt_2In_7 by single-crystal neutron diffraction. We found a magnetic wave vector $q_M = (1/2, 1/2, 1/2)$, which is temperature independent up to $T_N = 5.5$ K. A staggered moment of $0.45(1)\mu_B$ at 2 K resides on the Ce ion. The nearest-neighbor moments in the tetragonal basal plane are aligned antiferromagnetically. The moments rotate by 90° from one CeIn_3 plane to another along the c axis [Fig. 1].

The f electrons are known to be localized in

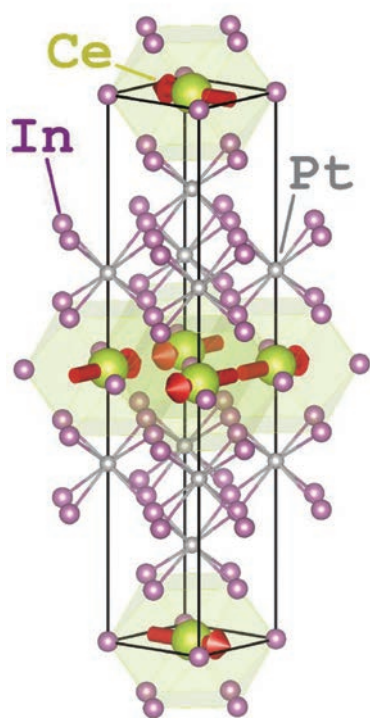


Figure 1. Magnetic structure of CePt_2In_7

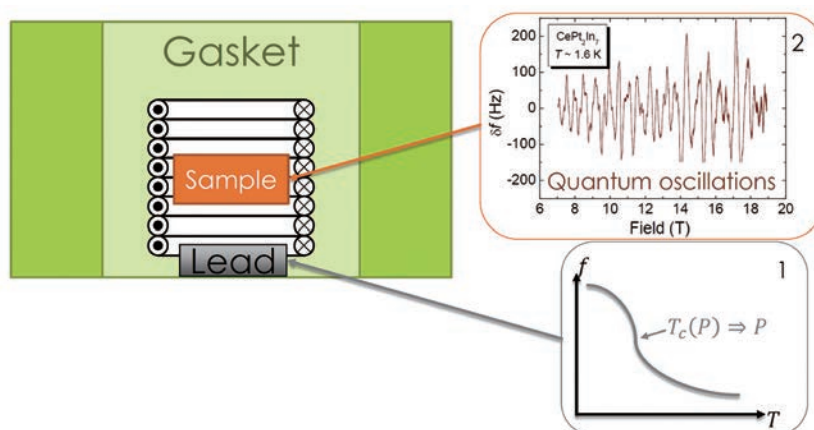


Figure 2. Basic sketch showing the pressure-cell gasket, the TDO coil, the studied sample and the lead piece. The step 1 is to measure the pressure (T_c of lead). The step 2 is to perform quantum oscillation measurement.

CePt₂In₇ at ambient pressure [5]. However, whether the f electrons delocalize under pressure is still an open question. To address this important issue, a new technique, based on a tunnel diode oscillator (TDO) circuit and a Bridgman pressure cell, is developed in order to measure quantum oscillations in CePt₂In₇ around the critical pressure P_c . The merging of these two techniques was made at the Settai's lab (Niigata University) and Aoki's lab (Tohoku University), whereas the measurements are performed at the LNCMI, Grenoble, France [FIG. 2].

-
- [1] T. Klimczuk *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter **26** (2014) 402201 (5pp)
 - [2] V. A. Sidorov *et al.*, Phys. Rev. B **88**, 020503(R) (2013)
 - [3] M. Raba *et al.*, Phys. Rev. B **95**, 161102(R) (2017)
 - [4] H. Sakai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112**, 206401 (2014)
 - [5] K. Götze *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 075138 (2017)



海外派遣制度によるアウグスブルグ滞在

山根 悠

広島大学 先端物質科学研究科 博士課程後期1年

本新学術領域研究・国際活動支援班「J-Physics：多極子伝導系の物理の国際展開」からの援助を受け、2017年7月3日から9月23日までの83日間、ドイツ・アウグスブルグ大学のProf. Gegenwartの研究室に滞在しました。Pr 1-2-20系単結晶の極低温熱膨張・磁歪の測定を中心に、体験したこととそこから学んだことに加えて、日常生活についても報告します。

研究に関しては、多くのスタッフと最先端の研究設備に支えられてのびのびと行うことができました。物理学科の建物は四階建てで、長さは300mほどもあります。滞在した研究室「Experimentalphysik VI」では、Prof. Gegenwartが主導して活発な研究が行われています。スタッフは教員11名にポスドクや秘書、技術スタッフまでを含めると総勢22人でした。学生は博士課程に15人、修士課程に6人、学部にも3人在籍しており、教員1人と学生1~2人が小グループでテーマごとに研究していました。希土類金属間化合物や磁性酸化物を対象とした物質合成も盛んに行われていました。主な低温装置は、 ^3He - ^4He 希釈冷凍機が二台あり、0.1 K以下の極低温までの磁化・比熱・熱膨張測定が可能です。私は、希釈冷凍機を用いて、電気四極子の自由度に起因した非フェルミ液体的挙動を示す $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$ の熱膨張と磁歪を測定しました。先に滞在していた私の指導教員の鬼丸先生および研究室のスタッフの方々とともに議論しながら進めました。実際の測定は博士課程のA. Wörlと一緒にに行いました。初めの3週間くらいは冷凍機の調子も良く、順調に測定できましたが、その後希釈冷凍機のリークが発覚しました。当初はどこがリークしているのか分からず修理にてこずりましたが、発見し

たリーク箇所をグリスアップし、実験を続行しました。そして、磁場 B を[001]方向に印加し、0.06 Kまでの線熱膨張係数の温度依存性を B と並行と垂直方向に測定することができました。それらの振る舞いは、予想に反して極めて異方的でした。この結果については、現在論文を作成中です。

滞在の間、ドイツ人研究者の研究スタイルから多くのことを学びました。アウグスブルグを訪れる前から「ドイツ人は家庭を大事にしながら働く」という話を耳にしていましたが、その具体的な様子を肌で感じました。まず平日ですが、学生を含めて全員朝が早く、8時半ごろにはほとんどの人が研究室へ来ており、実験や授業などに熱心に取り組んでいました。そして、18時にはほとんどの人が帰宅し、19時以降の建物内は静まり返っていました。また、土、日曜日は基本的に実験禁止であるため、休日に研究室へ行っても誰もおらず、伽藍としていました。しかし、決して怠けているわけではありません。各自が計画をしっかりと立て、平日の日中のうちに全力で研究している姿が印象的でした。また、金曜日に測定を仕掛けておいて、週末は自宅からリモートで装置を操作してデータをとる工夫がされていました。私の広島大学での研究生生活は、忙しそうにふるまって実は無駄に過ごす時間が長いのが実態です。ドイツ人の研究スタイルを垣間見たことは、時間の使い方を有効にしようと思える良い機会となりました。

生活面においても多くの貴重な体験ができました。アウグスブルグはその名前から判るように、ドイツの中でも古都に位置づけられています。Königsplatzを中心にして放射状にトラムが走っており、交通面はと

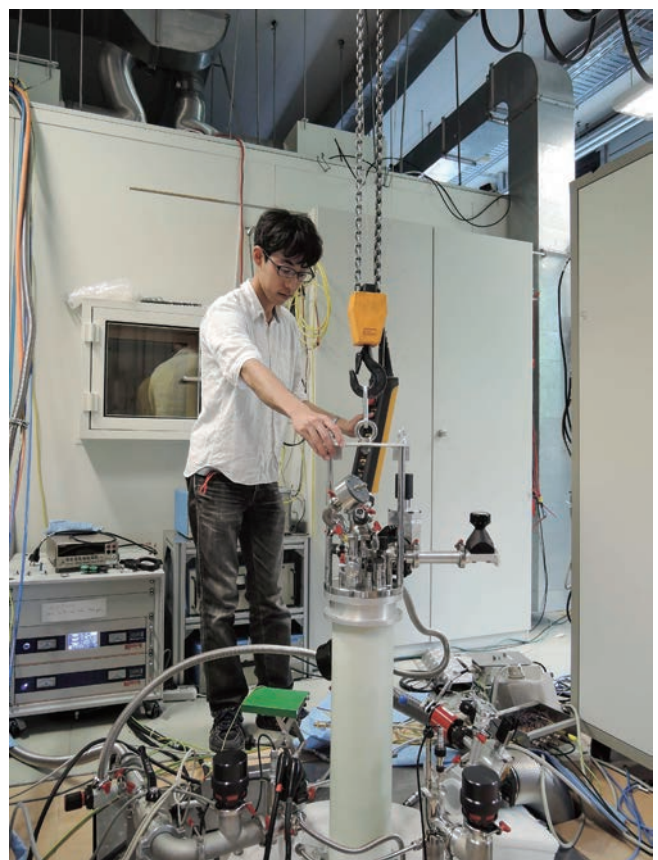


研究室のメンバーでサッカーをした時の写真

でも便利でした。また、人口が30万人程度で、日本とそれほど変わらず治安が良かったので、リラックスして生活できました。英語を話す人が予想外に多く、特に若い人はかなりの確率で英語で応対してくれました。ただし、すべての会話が英語で済ませられるわけではなく、食事などでは最低限のドイツ語の知識が必要だと感じました。驚いたのは、ビールの種類と安さです。スーパーでは棚一面に30種類を超えるビールが並べてあり、値段は500mlで0.85ユーロ（日本円で100円くらい）と破格でした。話には聞いていたのですが、驚きました。食べ物も充実しており、メンザの料理もおいしく、快適な食生活を送ることができました。

休日の大学は誰もいなかったため、週末をどう過ごすか悩んでいたところ、鬼丸先生やスタッフの常盤さん、博士課程の学生が声をかけてくださり、アウグスブルグとその周辺の観光地へ連れて行っていただきました。バイエルンの第4代王ルートヴィヒ2世の建てたリンダーホーフ城や、18世紀に建てられたビュルツブルク宮殿など、私一人ではたどり着けないようなところにも行くことができました。このような貴重な体験に感謝しています。また、私事ですぐ私の叔母はイタリア人と結婚し、家族4人でミラノ近郊に住んでいます。これまで叔母のもとを訪れたことはなかったのですが、この度休日を利用してついに訪問することができました。このとき、ミュンヘンからミラノまで夜行バスを利用したのですが、一国であるスイスを横断したにも関わらず、乗車時間は7時間程度でした。国境を超える容易さもヨーロッパならではと感じました。

この度のアウグスブルグ滞在では、上記のような貴重な体験ができました。私と同世代の日本人学生の中には、海外に興味がある一方、行動に移す踏ん切りがつかない方もおられるでしょう。そういった方に、本稿が少しでも力になれば幸いです。終わりになりますが、支援して下さった国際活動支援班の皆様および面接審査をして下さった先生方に、この場をお借りしてお礼を申し上げます。今回学んだことを、日々の研究や日常生活に活かして、今後も博士号取得に向けてまい進します。



希釈冷凍機をデュワーに挿入している様子



High Magnetic Field Facility : IMR, Tohoku University

動き始めた世界最強の超伝導磁石 —25テスラ無冷媒超伝導磁石を使った 最近の研究

野尻 浩之

東北大学金属材料研究所 教授

木村 尚次郎

東北大学
金属材料研究所 准教授

木俣 基

東北大学
金属材料研究所 准教授

淡路 智

東北大学
金属材料研究所 教授

強磁場環境は、磁性体や超伝導体をはじめとして、物質科学研究には不可欠な外場であり、多様な研究が行われている。発生時間は短いが磁場の強さを極限まで極める目的で用いられるパルス磁場に対して、長時間積算を要する精密測定や本質的に一定磁場下での測定が求められる現象に対しては、定常磁場が用いられる。大電力の水冷磁石と組み合わせたハイブリッド磁石では、40テスラ級の磁場発生が可能になっているが、最高磁場持続時間は短く、定常磁場の長所を十分に発揮出来ているとは言えない。これに対して、超伝導磁石は時間の制約のない実験が可能で、安定さやノイズレベルなどでも、水冷磁石とは桁違いの高品質の磁場を発生出来る。しかし、これまで使われてきた金属系の超伝導線材では、材料固有の臨界磁場・電流の制約があり、20テスラを越える磁場の発生には酸化物高温超伝導材料の本格利用が必須となる。

これらの材料の素材としてのポテンシャルは極めて高く、将来的には40テスラを越える磁場も可能とされているが、コイルを作製するためには、素材から線材への技術開発が必用な事は言うまでもない。金属材料研究所の強磁場センターでは、2022年までに30テスラの超伝導磁石をユーザーに提供することを目標にし、その第一段階として、25テスラ無冷媒超伝導磁石を開発し、2017年から本格的なユーザー利用に供している。

この磁石の外観とコイルの構成を、図1および表1

に示す。楕円型の真空低温容器の内部には、2つの金属系超伝導コイルと1つの高強度Bi2223線材を用いたコイルが収められ、室温有効直径52 mmに10 ppm/hの安定度を有する高精度の磁場を発生する。このコイルの特徴は無冷媒であることで、ヘリウムの注液のための停止などが不要で、最長1年間までの連続磁場保持が可能である。また、最高磁場までの掃引時間は1時間となっており、20テスラ級の従来型超伝導磁石と変わらない機能的な利用が可能である。現在の利用は1週間単位で割り当てており、年間40-50課題に対して、存分に最新の強磁場環境を利用出来るように、運用されている。以下では最近の研究例をいくつか紹介する。

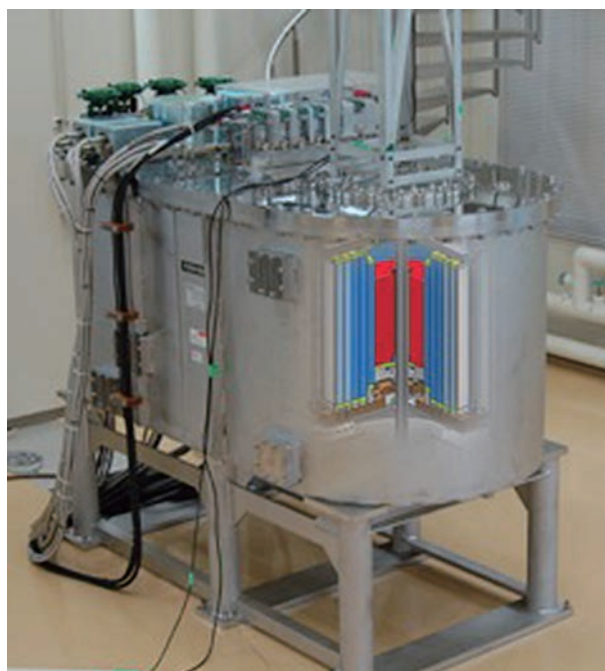


図1 25テスラ無冷媒超伝導磁石の外観と内部構成のイメージ

	外層	内層
素材	NbTiおよびNb ₃ Sn ラザフォード線材	高強度 Bi2223
内径(mm)	299	96
外径(mm)	713	278
冷凍機	GM/JT 2台	4 KGM 2台
発生磁場	14 テスラ	10.6テスラ

表1 25テスラ無冷媒超伝導磁石の構成とスペック

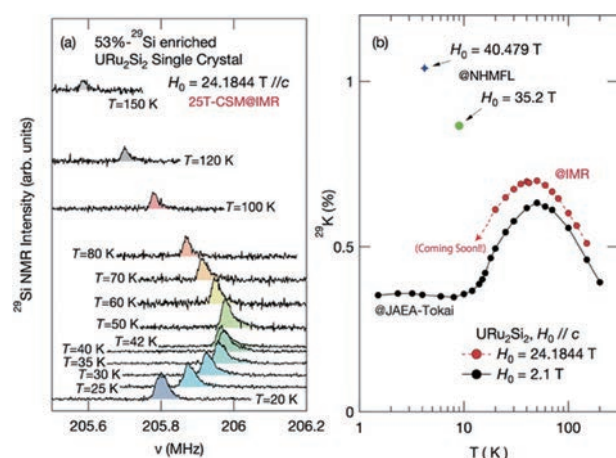


図2 (a) 東北大学金研強磁場施設25T-CSMにおいて、c軸方向に静磁場24.1844 Tを印加した時の、53%-²⁹Si濃縮単結晶URu₂Si₂における常磁性状態の²⁹Si-NMRスペクトルの温度依存性。(b) 常磁性状態におけるNMRシフトの温度依存性。原子力機構東海研で測定した低磁場2.1 T [2], 米国フロリダ州立大学国立強磁場研究所(NHMF)で測定した35.2 T, 40.479 T [3] のデータも示す。(原子力機構 酒井氏提供)

図2(a)は、原子力機構の酒井らによるURu₂Si₂のNMR測定の結果である。金研では、主要な超伝導磁石で核燃料物質の測定が可能である。未出版のため、図では常磁性状態のスペクトルのみを示しているが、25テスラの強磁場領域でS/N比の良好なスペクトルの温度変化を連続的にフォローする測定が可能であることがわかる。図2(b)に、他の結果との比較を示すが、測定時間の限られるハイブリッド磁石が数点の測定のみなのに対して、25テスラ無冷媒磁石でははるかに豊かな情報を得られる。ハイブリッド磁石での測定では、強磁場と測定時間がトレードオフの関係にあるが、無冷媒超伝導磁石では、そのような制約は全くない。このため、強磁場化による分解能の向上のメリットだけでなく、微弱な信号の測定など、精度や感度面での優位性も享受出来る。また、安定度も極めて優れており、有機導体などの鋭いスペクトルもロストする事なく測定出来るため、多くのユーザーから好評を頂いている。

定常強磁場の特長の一つとして、複合極限の利用がある。近年の物性研究で強磁場とともに不可欠な場として高圧測定があるが、非金属の高圧セルは利用範囲やスペックが極めて限られることから、発熱などが避けられないパルス磁場の利用には様々な限界がある。そこで、我々は、神戸大学の櫻井らとの共同研究により、高圧下のESR測定を25テスラ無冷媒磁石で立ち上げ、400 GHz程度までの高周波ESR測定に成功している。図3は、このために用いている高圧セルであるが、定常磁場を用いることにより、量子相転移などの、極低温、強磁場、高圧の3条件を全て満たす必用のある研究課題で威力を発揮し、海外から

もユーザーが訪れるなど国際的にもユニークな研究環境を提供している。

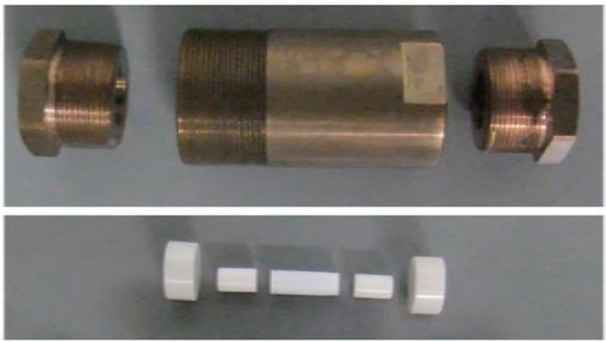


図3 高圧下ESR測定用高圧セル. 2 GPaまでの高圧下での高周波ESR測定が可能である.(神戸大 櫻井氏提供)

超伝導磁石を利用すると、高精度の輸送現象測定が可能になる[4]。水冷磁石ではノイズに埋もれるような信号でも、測定が可能になることはもちろん、磁場一定での温度変化を行えることは、水冷磁石との根本的な違いである。現在は室温から0.4 Kまでの測定が可能であり、試料の2軸回転などの装置も整備されている。この他に、磁場を固定する必用のある比熱

測定、光学測定、超音波測定などが現在実施可能である。20テスラを越える強磁場環境は、これまで実験時間の制約から限られた研究にのみ開かれていたが、25テスラ無冷媒磁石により、この領域の磁場利用時間が数百倍になった。これは、1つの課題に比べて10倍の利用時間を与えても、1桁以上多くの課題を実施する事が可能になることを意味する。表2に3つのタイプの定常磁場磁石を比較する。無冷媒超伝導磁石の有用性がおわかり頂けると思う。そのような強磁場利用環境の革新から、どのような研究が飛び出してくるのか、強磁場利用研究の新時代が切り拓かれようとしている今、本領域の皆さんの積極的な利用提案をお願いするところである。

なお、センターでは重要で緊急な課題は定期申請以外にも随時申請を受け付けているので、必用な際はセンター事務か金研の共同利用宛にご連絡頂くことで、課題申請システムにて受け付け可能になることを付言する。

	無冷媒超伝導磁石	液体ヘリウム超伝導磁石	ハイブリッド磁石
最高磁場	24.6T	20 T (4.2K)	45T(アメリカ)
磁場安定度	10 ppm/h	10 ppm/h	100 ppm/h
連続磁場保持時間	< 1 年	< 1-2日	< 10-20分
年間利用可能日数	300日	250-300日	60日
液体He使用量	ゼロ	<50 L/day	1000-2000 L/day
使用電力	< 100kW	< 10kW	< 32000kW

表2 無冷媒超伝導磁石と他の定常磁場磁石の比較

[1] S. Awaji *et al.* Supercond. Sci. Technol **30**, (2017) 065001.
[2] T. Hattori *et al.* Phys. Rev. Lett. **120**(2018) 027001.
[3] S. Sakai *et al.* Phys. Rev. Lett. **112** (1990) 236401.
[4] Y. Fujishiro *et al.* Nature Communications **9** (2018)408.



LNCMI Grenoble and the recent topics

Ilya Sheikin

LNCMI-EMFL, CNRS, UGA, Grenoble, France, senior researcher

F. Debray

LNCMI-EMFL, CNRS

A. Demuer

LNCMI-EMFL, CNRS

D. Aoki

Tohoku University

R Settai

Niigata University

The high magnetic field facility in Grenoble was first created back in **1971**, when it was called "*Service National des Champs Magnétiques Intenses*" (National Service for High Magnetic Fields). At that time, the available power was only 5 MW, which was, however, sufficient to reach fields to 15 T. In **1972**, collaboration with the *Max-Planck-Institut für Festkörperforschung (MPI-FKF)* in Stuttgart started, and the power was raised to 10 MW. This soon resulted in reaching 25 T in a 50 mm bore polyhelix coils. In such high magnetic fields, **Klaus von Klitzing** discovered the integer quantum Hall effect (in Grenoble in the night of 4th to 5th February **1980**), for which he was awarded the Nobel Prize in Physics in **1985**. In **1987**, a new magnetic field world record (31.5 T in 50 mm) was reached in a hybrid magnet composed of a superconducting coil providing 11 T, surrounding a resistive magnet providing 20.5 T. In **1990-91**, the available electric power of the facility was more than doubled to reach 24 MW. In **1992** the partnership between MPI and CNRS evolved into the creation of a common French-German laboratory named the "*Grenoble High Magnetic Field Laboratory*" (GHMFL), which existed until 2004. In **1997**, the first 24 MW resistive magnet became and then replaced the old hybrid system

that was removed and dismantled in **1998**. In **2007**, a new magnet with a 34 mm bore was put into operation. Initially operational up to 32 T, it progressed to 36 T within less than a decade. In **2009**, the *Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI)* was created, gathering the efforts of the Toulouse laboratory in pulsed magnetic fields and the Grenoble laboratory in static magnetic fields. Finally, in **2015**, the European Magnetic Field Laboratory (EMFL) was founded gathering together four major European high field facilities: the LNCMI (Grenoble and Toulouse), the Dresden High Magnetic Field Laboratory (Germany), and the High Magnetic Field Laboratory in Nijmegen (The Netherlands).

In **2017**, a field of 36.5 T was reached in a 34 mm diameter warm bore magnet at the LNCMI-Grenoble. The unique "river" cooling available in Grenoble permits to perform field plateaus for unlimited time. In practice, plateaus of 4 to 7 hours are often observed for long time spectroscopy experiments, such as infrared spectroscopy and NMR. Additionally, magnetic fields up to 31 T, 20 T and 10 T are available in 50 mm, 170 mm and 376 mm bore respectively. All these configurations will be upgraded to reach higher fields when the new 24 MW hybrid magnet is available in 2019. In

parallel, the LNCMI-Grenoble has started the renewal of its power supply and related hydraulic facility. During **2017**, the hydraulic system was upgraded to potentially cool a 36 MW magnet. As the first step, 30 MW of electrical power should be available in **2022** thanks to the installation of a new transformer at the Grenoble site. In this framework, new high field magnets are under design, taking advantage of the development of “cold sprayed materials” and full 3D modeling of high field polyhelix magnets (Fig. 1).

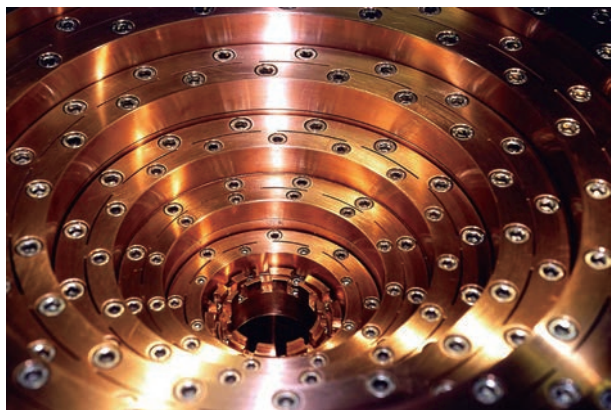


Fig. 1 Top view of a polyhelix high field magnet developed at the LNCMI.

Primary research activities of LNCMI-Grenoble include semiconductors and nanophysics, strongly correlated electron systems, molecular magnetism and quantum spin systems, magneto-science, and applied superconductivity. A number of experimental techniques specially adopted for high magnetic fields are available. These include optical spectroscopy and magneto-optics in a wide range

of wave-length, thermodynamic property measurements (susceptibility, magnetization, specific heat, thermoelectric power, ultrasound velocity, and magnetic torque), magnetotransport (resistivity and Hall effect), and magnetic resonance (EPR and NMR). All the measurements can be performed at low temperatures owing to the available cryogenic facilities, such as a dilution refrigerator, ^3He systems, ^4He cryostats, and variable temperature inserts.

In the following, we will discuss in more details the major techniques used for studying heavy fermion materials in high magnetic fields in Grenoble. We will also show recent results obtained in high fields using these techniques.

Transport measurements, such as resistivity and Hall effect, are among the most easiest to realize in static high magnetic fields. The measurements are carried out using standard four-point (six-point for Hall effect) AC technique. These measurements can be performed down to 30 mK, and the sample can be rotated in-situ. Measurements under pressure are also possible.

Resistivity measurements in high magnetic fields allowed us to observe, for the first time, Shubnikov-de Haas oscillations in the ferromagnetic superconductor UCoGe, as shown in Fig. 2. The oscillations are clearly visible above 22 T. For the magnetic field applied along the b axis, a single SdH frequency of 1 kT is observed in the fast

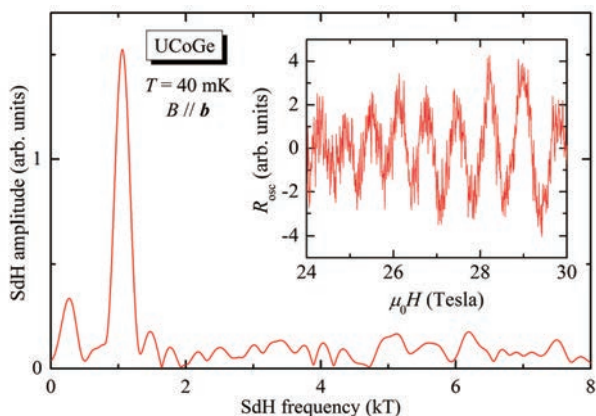


Fig. 2. Fourier spectrum of the high-field Shubnikov-de Haas oscillations (inset) in UCoGe for magnetic field applied along the b axis at 40 mK.

Fourier transform spectrum. The frequency shows a weak angle-dependence when the magnetic field is rotated towards the c axis. This implies a small almost isotropic pocket of the Fermi surface. The corresponding effective mass is strongly enhanced, about 25 bare electron masses. Both the SdH frequency and the effective mass are found to be field-dependent, as discussed in more details in [1].

Specific heat is a fundamental thermodynamic quantity and directly linked to the entropy and free energy of a correlated many-body system. Thermodynamic measurements are particularly powerful when a phase transition is difficult or impossible to detect by other, simpler techniques.

In Grenoble, we use the so-called relaxation technique for high field specific heat measurements. The details of the technique are described elsewhere [2]. In order to reduce the addenda contribution, a commercial Cernox bare

chip is used simultaneously as sample platform, heater, and thermometer. Four 25 μm or 50 μm phosphor-bronze wires soldered onto the chip act as mechanical support, thermal links, and electrical leads (Fig. 3). As a result, specific heat of very small samples can be measured with high precision and resolution. For high field measurements, the chip resistance and the thermal conductance of the leads have to be carefully calibrated up to the highest field of the measurements. Each relaxation provides about 1000 data points over a temperature interval of 30%–40% above the base temperature, which can be varied between 1.3 and 30 K. Data can be recorded during both heating and cooling, which allows us to resolve hysteresis effects close to first-order transitions. An experimental set-up for measurements down to ^3He temperatures is currently under development.

We have recently performed specific heat

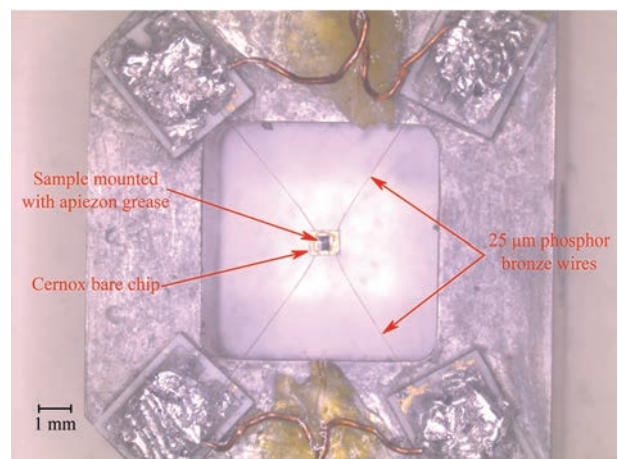


Fig. 3. Experimental set-up for specific heat measurements at high magnetic fields.

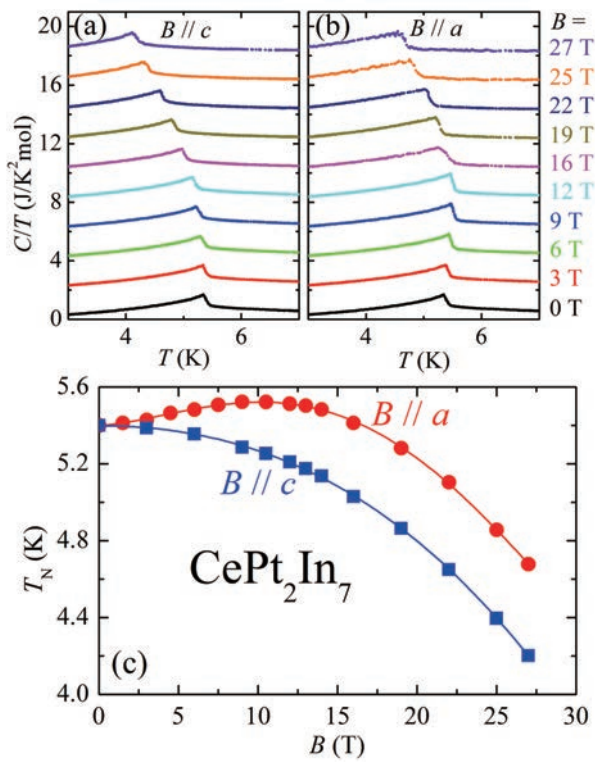


Fig. 4. Specific heat divided by temperature vs temperature for CePt_2In_7 at several values of the magnetic field (shown on the right) applied along the c axis (a) and the a axis (b). The curves are vertically offset by $2 \text{ J/K}^2\text{mol}$ for clarity. (c) Néel temperature as a function of magnetic field applied along the a axis (red symbols) and the c axis (blue symbols). Lines are guides for the eye only.

measurements on a single crystal of the heavy-fermion compound CePt_2In_7 in magnetic fields up to 27 T. The high-quality single crystal with the dimensions of $0.47 \times 0.42 \times 0.05 \text{ mm}^3$ and a mass of $80 \text{ }\mu\text{g}$ used in our study was grown by the In-self-flux method [3]. Figure 4 shows the specific heat divided by temperature in magnetic fields applied both along the c and a axis. The Néel temperature is monotonically suppressed by magnetic field applied along the c axis, as shown in Fig. 4(a). When a field is applied parallel to the a axis, the Néel temperature first increases at low field up to about 10 T and then decreases monotonically at a higher field, as can be seen in Fig. 4(b). The magnetic phase diagram based on specific heat measurements, shown in Fig. 4(c), suggests that a field-induced quantum critical point

is likely to occur slightly below 60 T for both principal orientations of the magnetic field, as discussed in more details in [4].

Magnetic torque is very sensitive and useful for detecting magnetic phase transitions and quantum oscillations (de Haas-van Alphen effect) measurements. In Grenoble, we use the capacitive technique for torque measurements. In this technique, a sample is mounted on a cantilever, which represents also the upper plate of a capacitor (Fig. 5). When a magnetic field is applied, the torque acting on the sample bends the cantilever and the capacitance varies. For a small deformation of the cantilever, the capacitance variation is proportional to the torque. Thus, the measurements of the capacitance variation provide a measure of the torque.

We have recently used magnetic torque measurements to investigate a metamagnetic

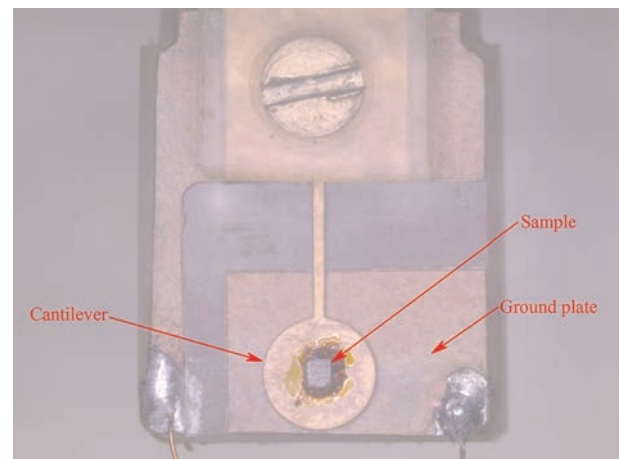


Fig. 5. Experimental set-up for magnetic torque measurements at high magnetic fields.

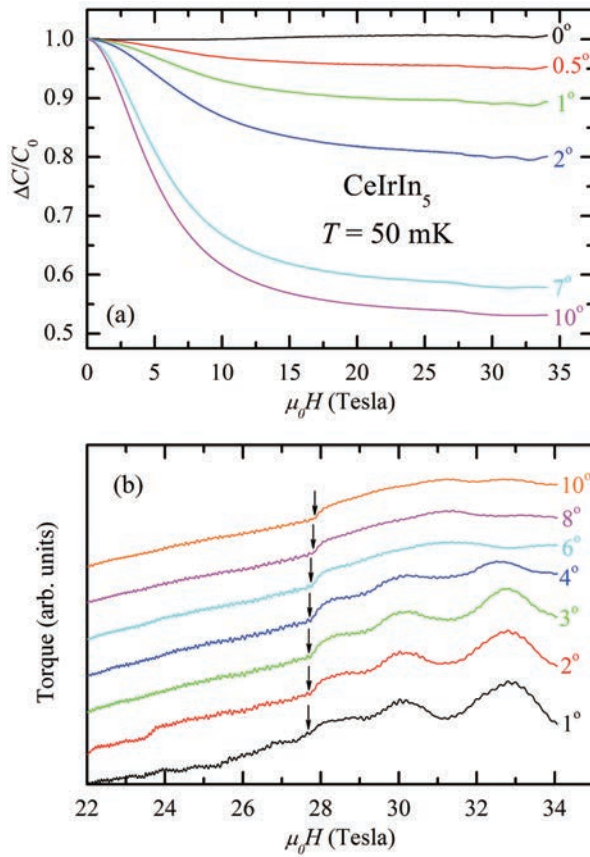


Fig. 6. (a) Variation of the capacitance in torque measurements as a function of magnetic field at several orientations close to the c axis in CeIrIn_5 at $T = 50$ mK. (b) Field dependence of the magnetic torque in CeIrIn_5 is shown around the field-induced metamagnetic transition (indicated by arrows). The curves are vertically shifted for clarity.

transition, which occurs in CeIrIn_5 at about 28 T applied along the c axis. In these measurements, we were limited by about 10 degrees, where the variation of the capacitance at 34 T reached almost half of the zero field value for the cantilever we used (Fig. 6 (a)). Figure 6 (b) shows torque as a function of magnetic field for several orientations around the c axis. The metamagnetic transition (indicated by arrows) manifests itself as a distinct kink. The transition occurs slightly below 28 T for field along the c axis and shifts to higher field with increasing the angle. In addition, one can clearly see a new low dHvA frequency that appears above

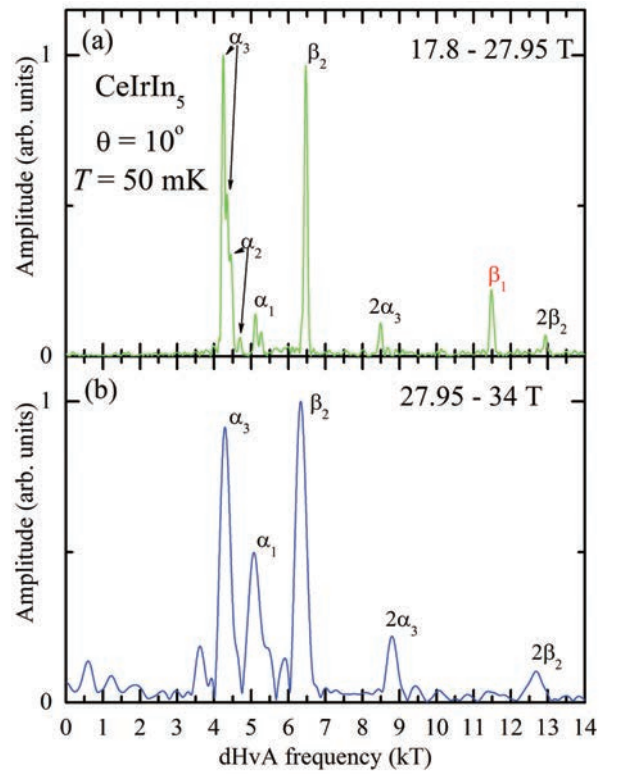


Fig. 7. Spectra of the dHvA oscillations below (a) and above (b) the metamagnetic transition in CeIrIn_5 with magnetic field applied at 10° from the $[001]$ direction. Note the absence of the β_1 frequency above the transition.

the transition even without subtracting the background (Fig. 6 (b)). The corresponding effective mass is strongly enhanced. As far as the high dHvA frequencies are concerned, the only significant modification above the transition is the complete disappearance of the β_1 -branch, as can be seen in Fig. 7. Both the emergence of a new small heavy pocket of the Fermi surface and a complete disappearance of the highest dHvA frequency above the transition suggest a field-induced Lifshitz transition as the origin of the metamagnetic transition in this compound, as further discussed in [5].

[1] D. Aoki *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 013705 (2011).
 [2] Y. Wang *et al.*, Physica (Amsterdam) **355C**, 179 (2001).
 [3] S. Kurahashi *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **592**, 012006 (2015).

[4] Y. Krupko *et al.*, Phys. Rev. B **93**, 085121 (2016).
 [5] D. Aoki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 037202 (2016).



第四の磁場 ～超安定化パルス磁場下での物性研究

小濱 芳允

東京大学 物性研究所 准教授

金道 浩一

東京大学 物性研究所
教授

松尾 晶

東京大学 物性研究所
技術専門職員

川口 考志

東京大学 物性研究所
技術専門員

井原 慶彦

北海道大学大学院
講師

本稿で紹介する『超安定化パルス磁場』は新しいタイプのパルス磁場である[1]。①超伝導磁石、②水冷式/ハイブリッド磁石、③パルス磁石という、これまでの物性実験で利用されてきた手法と比較すると、超安定化パルス磁場は第4番目の磁場発生手法であり、強磁場下での精密比熱測定などが可能となる。それぞれの手法の特徴を述べると①超伝導磁石(20テスラ程度まで発生可能)、②水冷式/ハイブリッド磁石(30テスラ程度が東北大学などで利用可能)、③パルス磁石(～数100テスラまでが東大物性研などで利用可能)であり、①～③の中でパルス磁石の長所はより強磁場を発生可能という点にある。しかしながらパルス磁場は磁場強度が時間変化するため、『ゆっくりとした測定』は30テスラを超えるパルス強磁場領域では不可能であり、測定できる物理量には大きな制限があった。ここで第4の磁場となる『超安定化パルス磁場』は、パルス磁場でありながら磁場強度が±100 ppmほどしか時間変化しないという特徴を持つ(50Tでわずか0.005Tの磁場安定性に対応)。パルス磁場の短所であった時間安定性が大幅に改善されており、強磁場領域での精密物性測定が可能となりえる特殊なパルス磁場といえよう。事実、この超安定化パルス磁場を用いることで、比熱や熱伝導そしてNMRなどの緩和現象を観測するような『ゆっくりとした測定』が60テスラ程度までのパルス強磁場領域で可能となりつつある。なんだか難しそうな&特殊な実験に思われるかもしれないが、意

外と簡単であり、数十テスラ程度であれば比較的安価に実現できる。例えば、北海道大学理学研究科(強磁場施設ではない)に整備したNMRのテスト用15テスラ級超安定磁場発生装置の場合、数百万円程度で製作できている。簡単に設置できるこのような小型装置もさらなる磁場強度&時間安定性の向上が見込まれ、そう遠くない未来に数千万円する超伝導磁石と競合する実験ツールとなる可能性を秘めている。(現在では筆者の妄想に過ぎないが)

超安定化パルス磁場の発生

さて、簡単に『超安定化パルス磁場』の発生方法を紹介させて頂く。図1に示すように、一般的なパルス磁場の発生回路は1つのコイル(モノコイル)に、大電流を流すシンプルなものである。ここでいう大電流とは、非破壊型パルス磁石においては数10kA程度であり、この大電流(そしてそれに比例する強磁場)の制御はその大きすぎる電流値の為に非常に難しい。これまで、フライホイール発電機を用いる方法[2]や、複数のキャパシタバンクを連結する方法[3,4]などが試みられていたが、やはり大電流の制御は完璧ではなく、得られる磁場は0.1～1%程度揺らいでいた。しかし例えば、代表的なゆっくりとした測定手法であるNMRの核スピン-格子緩和時間測定には、100 ppm(0.01%)程度の2桁ほど高い磁場安定度が必要であり、比熱や熱伝導測定などのゆっくりとした測定にも、高い磁場安定度が望まれていた。

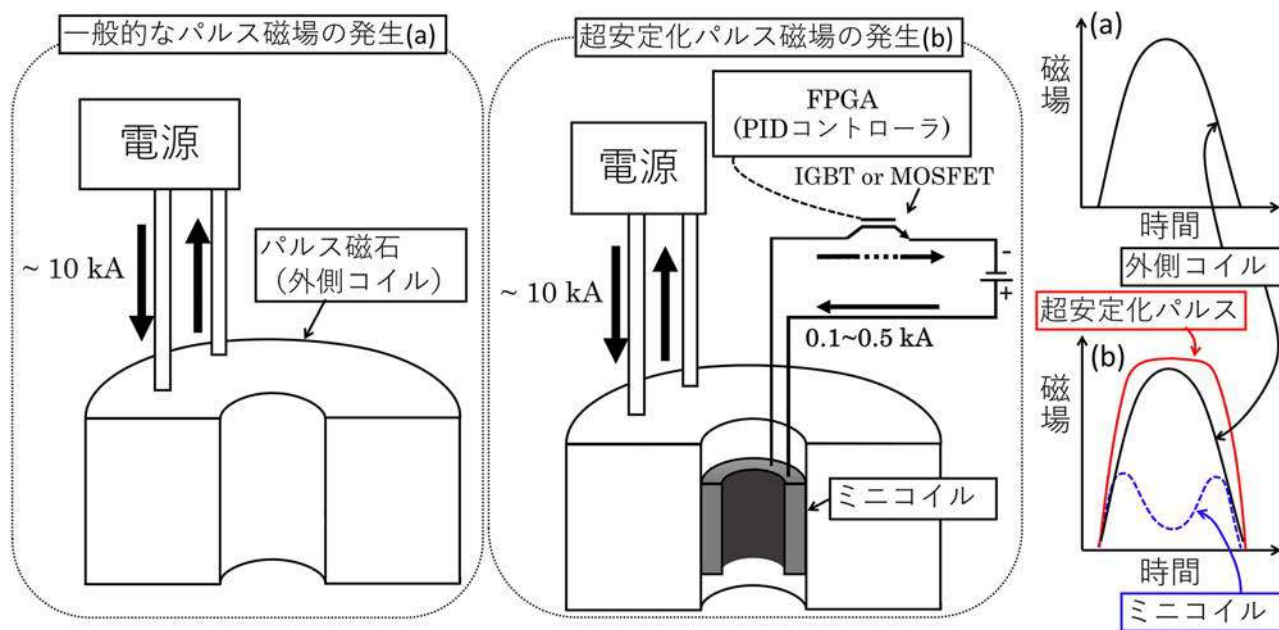


図1 パルス磁場の発生；(a)一般的なパルス磁場の発生、(b)超安定化パルス磁場の発生

そこで我々は、マグネットを二つに分け（デュアルコイル）、外側のコイルで大きな磁場を出しつつも（数10 kA使用）、内側のコイルで小さな電流（数百A）を精密制御し、二つのコイルの合成磁場を安定化する手法を編み出した。内側のコイルに流れる数百A程度の電流は、電気自動車や電車などで使われている電流量であり、現在のパワーエレクトロニクス技術では十分に精密な高速制御が可能である。我々はMOS-FETやIGBTと呼ばれるパワーエレクトロニクス素子に加えField-Programable-Gate-Allay (FPGA) デバイスを利用し、パルス磁場を発生しながら、ターゲット磁場になるように発生磁場をコントロールする装置を開発した。これにより、磁場のPIDコントロールによる超安定化パルス磁場が発生可能となり、高磁場での精密物性測定も進んできている。図2 (a)に示す超安定化磁場の例では、外側のコイルで発生された60テスラのパルス磁場にPID制御をかけてやることで、世界で初めて60テスラを超える強磁場領域で超安定化磁場を発生することに成功している[1]。

この手法の優れている点は、発生される磁場の時間安定度だけではない。外側のコイルを選ばずに、超安定化磁場を発生できる大きな利点を持つ。図2

(b)には、東大物性研で発生されるロングパルス磁場（フライホイール発電機により発生される秒オーダーのパルス磁場）を超安定パルス磁場化した例を示す。この場合は元となるパルス磁場幅が秒オーダーとかなり長く、その時間幅に応じてPID制御を行うため、超安定化パルス磁場の発生時間も非常に長くすることができる。実際にこの例ではおよそ100ミリ秒オーダーで超安定化パルス磁場が発生されている。このパルス磁場は昨年から物性実験に応用されており、例えば図3に示すように43.5テスラまでの比熱測定結果は既にプレプリントに発表されている[5]。他にも運搬可能な小型パルス電源を用いても、超安定化パルス磁場は発生可能である。このような小型装置による4ミリ秒幅の超安定化パルス磁場波形を図2 (c)に示した。上述したようにこの装置は北海道大学に設置されており、30ミリ秒、15テスラ程度の超安定化パルス磁場を発生できるNMR測定用の小型装置であるが、2Kまでの低温環境で物性研究が可能であり、実際にトンネルダイオードを用いた超伝導サンプルの臨界磁場測定を行うことができる。実は、このような小型装置もスーパーキャパシタなどを利用することで磁場強度と発生磁場幅をさらに増強できる可能性がある。将来的には～30

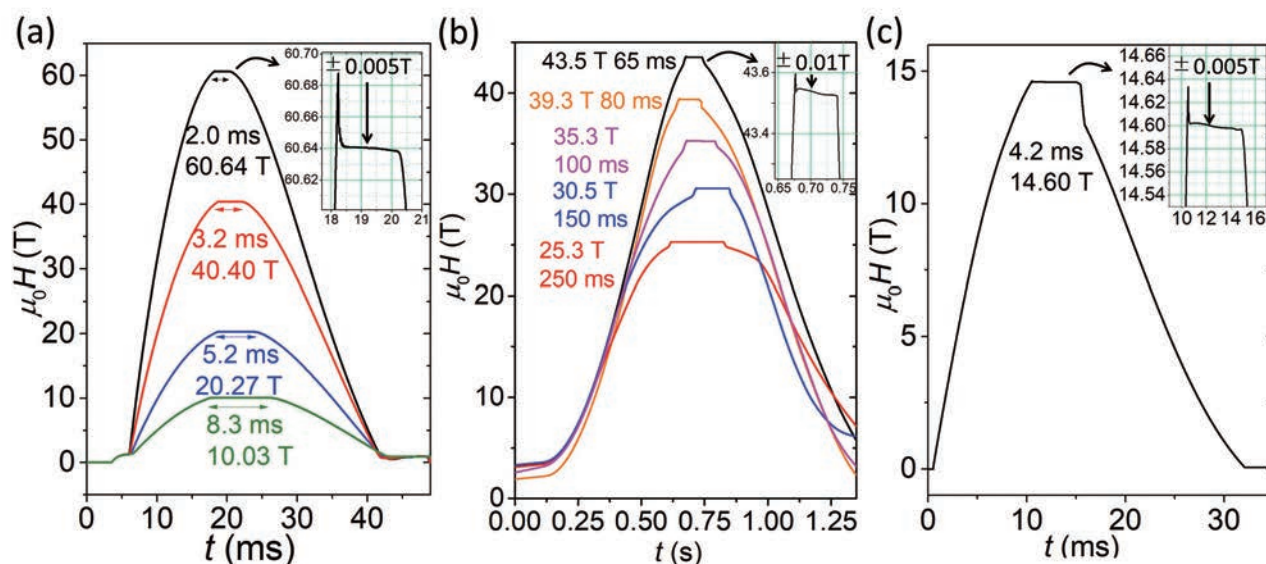


図2 PID制御により得られる、様々な超安定化パルス磁場; (a) 60テスラ超級の超安定化パルス磁場、(b) 100ミリ秒級の超安定化パルス磁場、(c) 小型装置による超安定化パルス磁場

テスラ、100ミリ秒程度の超安定化パルス磁場を超伝導磁石より安価に配備できる時代が来るかもしれない。その場合は研究室レベルでのパルス強磁場実験が一般的となるかもしれない。話は少し脱線したが、そのような未来を夢見つつ、筆者らは『超安定化パルス磁場』の更なる改良を進めている。

パルス磁場下、精密比熱測定の実現

さてこのような超安定化パルス磁場下では、前述したように『ゆっくりとした測定』が可能となる。事実、パルス磁場下NMR測定は北海道大学との共同開発の途中であり、比熱については図3に示すような高精度なデータが物性研究所で測定可能（共同利用を受け入れ中）な状況となっている。この比熱測定は、およそ10ミリ秒程度の時間スケールで行う高速測定であり、一般的な比熱測定装置よりかなり早く作動するが、その測定原理は非常に単純な『準断熱法』[6]（もしくはAC法[7]）を採用している。準断熱法の場合は、熱（ ΔQ ）を与えることで起こる温度変化（ ΔT ）を測定することで、定義に沿って比熱（ $C \equiv \Delta Q / \Delta T$ ）を見積もる手法であり、単純ではあるが比熱の絶対値が得られる。この手法で動作する高速比熱測定セットアップを図4に示した。この比

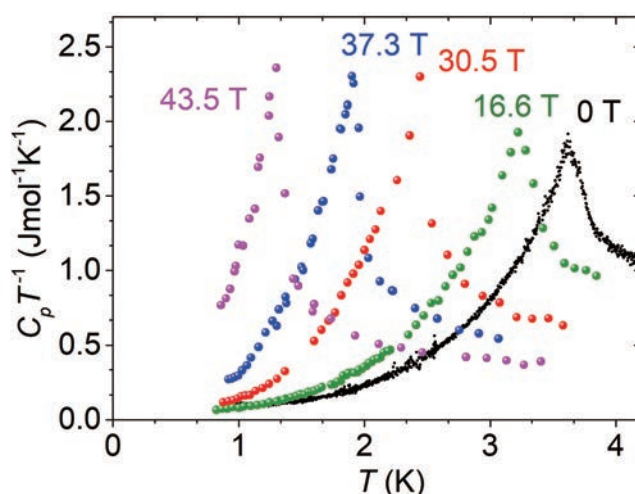


図3 100ミリ秒級の超安定化パルス磁場を用いた、Ce系重い電子化合物の比熱測定結果。より詳細なデータおよび解析手法はRef. 5に記述。



図4 パルス磁場用高速比熱測定セットアップ。自作試料台とその周辺。ここでサンプルは量子磁性体。

熱測定的高速化で重要となるのは、サンプルと直接熱接触する試料台であり、これにはTiO₂単結晶基板とRuO₂温度計/ヒータを採用した。RuO₂温度計/ヒータは直接TiO₂単結晶基板に焼成するため、温度計/ヒータと基板の間の熱接触が非常によい。また、TiO₂は比熱が小さく、核ショットキー異常もほとんど示さないため、このような比熱測定セルには有用である。このセットアップの内部熱緩和時間は短く(～1ミリ秒以下@4 K)、サンプルとの熱接触が良ければ10ミリ秒程度で比熱測定が可能となる。このセットアップでおよそ10個のサンプルを測定したが、基本的に熱伝導率が良い単結晶サンプルであれば、金属・絶縁体を問わずほとんどのサンプルでパルス強磁場下での高速比熱測定が可能であった。超安定化パルス磁場は、このような高速比熱測定のみならず、同様に熱伝導やNMR測定などにもその応用範囲を広げつつある。将来的には、すでに物性研において共同利用が始まっている比熱に加え、これらの物性測定についても共同利用を始める予定である。

最後に

国際超強磁場科学研究施設では超安定化パルス磁場に限らず、様々な強磁場環境での研究が展開可

能であり、そのような研究を共同利用という形で広く受け入れている。本稿では触れることができなかったが、例えば破壊型パルス磁石を使った数百テスラまでの研究など、さらなる極限状態の研究などに興味がある方もいるのではないだろうか。取りとめもなく書いてしまったが、様々な形で強磁場の研究をサポートすることが可能であり、まずは気軽にご連絡いただきたい。

連絡先：ykohama@issp.u-tokyo.ac.jp

-
- [1] Y. Kohama and K. Kindo, Rev. Sci. Instrum. **86**, 104701 (2015).
 - [2] L. J. Campbell et al., Physica B **216**, 218 (1996).
 - [3] A. Misu et al., Jan. J. Appl. Phys. **8**, 57 (1969).
 - [4] F. Jiang et al., Rev. Sci. Instrum. **85**, 045106 (2014).
 - [5] L. Jiao et al., arXiv 1711.06191.
 - [6] Y. Kohama et al., Meas. Sci. technol. **24** 115005 (2013).
 - [7] Y. Kohama et al., Rev. Sci. Instrum. **81**, 104902 (2010).



角度分解内殻光電子線二色性を用いた 立方晶Pr化合物4*f*軌道対称性の観測

濱本 諭

大阪大学大学院 基礎工学研究科 M2

Satoru Hamamoto et al., J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 123703 (2017).

関山 明

大阪大学大学院
基礎工学研究科

鬼丸 孝博

広島大学大学院
先端物質科学研究科

直線偏光を用いた角度分解内殻光電子分光によって、強相関立方晶Pr化合物に対して4*f*軌道対称性の微視的な視点からの観測に成功したので、本稿で紹介したいと思います。

光電子分光は物質に光を入射し、外部光電効果により飛び出した光電子の運動エネルギーを測定することで物質中の電子状態を解明する手法です。内殻光電子分光というよく元素分析のために用いられますが、我々は入射光の偏光を制御することで内殻光電子から希土類占有4*f*軌道の情報を得ています。偏光は、入射光方向と光電子検出方向とで定義される散乱面に対して、電場ベクトルが平行なp偏光、垂

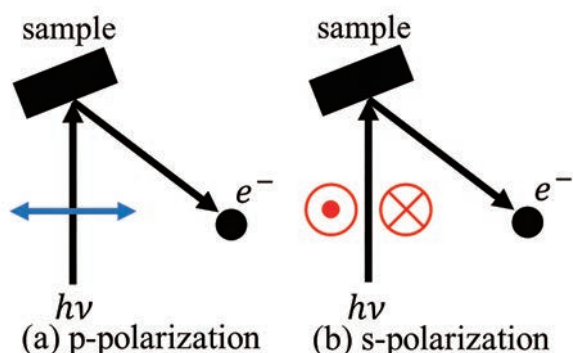


図1 (a) p偏光配置 (b) s偏光配置における入射光、光電子放出方向、入射光電場ベクトルの関係。

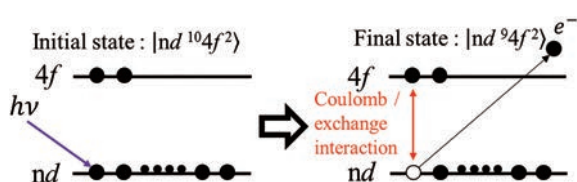


図2 Pr³⁺ nd内殻光電子放出過程。

直なs偏光の2つの直線偏光 (図1) を使います。それぞれの直線偏光で内殻光電子スペクトルを測定すると、直線偏光依存性 (線二色性) が測定できます。

例として、Pr³⁺ nd (*n* = 3, 4) 内殻光電子放出過程を図2に示しました。始状態ではnd内殻は閉殻ですが、終状態ではnd内殻に正孔が1つ生成されます。nd内殻の正孔ができると、4*f*電子との間に働くCoulomb・交換相互作用の異方性により、電子状態が多重項分裂し内殻光電子スペクトルに多重項構造が形成されます。光電子放出過程のような光学遷移においては、双極子近似による選択則が働きます。この選択則では、遷移前の軌道量子数を*l*とすると、光電子の平面波の軌道量子数は*l*±1のみが許容遷移となりますが、*l*→*l*+1の遷移が支配的です[1]。また、磁気量子数は遷移前で*m*とすると、入射光の電場ベクトルの方向に依存して、遷移後で*m*または*m*±1が許容遷移となりますが偏光で異なります。よって、4*f*軌道対称性を反映した多重項構造の各構造における遷移確率は4*f*軌道対称性、入射光偏光、光電子放出方向によって異なり、スペクトル形状に変化が生じます。この変化が4*f*軌道対称性で決まる異方的電荷分布を反映することから、2つの直線偏光での角度分解内殻光電子線二色性により4*f*軌道対称性の特定が可能です[2]。実際の4*f*軌道対称性の決定では実験による内殻光電子線二色性ととも理論計算による線二色性との対応で議論します。理論計算には電子間Coulomb・交換相互作用の異方性

をSlater積分の形で取り入れ、さらにスピン軌道相互作用、結晶場を取り入れたイオンモデル (XTLS 9.0) [3]を用いています。局在性のある4*f* 電子に対するモデルとしてイオンモデルは、実験結果を上手く再現することができます[4,5]。

最近、我々は、立方晶PrIr₂Zn₂₀とPrB₆にこの手法を用いて、結晶場基底状態Pr³⁺ 4*f* 軌道対称性が決定できることを明らかにしました[6]。図3はSPring-8 BL19LXUで測定したPrIr₂Zn₂₀とPrB₆の光電子放出方向[100]方向におけるPr³⁺ 3*d*_{5/2}内殻光電子スペクトルと線二色性です。実験結果の光電子スペクトルのピークトップを見ると、ごく僅かですがs偏光とp偏光とでスペクトル強度に違いがあります。s偏光とp偏光のスペクトル強度の差を実験結果とイオンモデル計算とで比較したのが図3下部です。PrIr₂Zn₂₀とPrB₆の実験結果はそれぞれΓ₃状態とΓ₅状態を結晶場基底状態と仮定したイオンモデル計算による線二色性で再現されるので、各化合物の結晶場基底状態はそれぞれΓ₃状態とΓ₅状態だと分かります。我々が内殻光電子線二色性から得た結晶場基底状態Pr³⁺ 4*f* 軌道対称性はPrIr₂Zn₂₀[7]、PrB₆[8]とともに過去の報告と一致しています。

ここで紹介したことは原理的にはPr化合物[6]やYb化合物[4,5]に限らず、他の希土類化合物にも適用

可能です。今後はこの実験手法を用いて、4*f* 軌道対称性の決定とともに多極子秩序状態の解明に挑戦することを考えています。

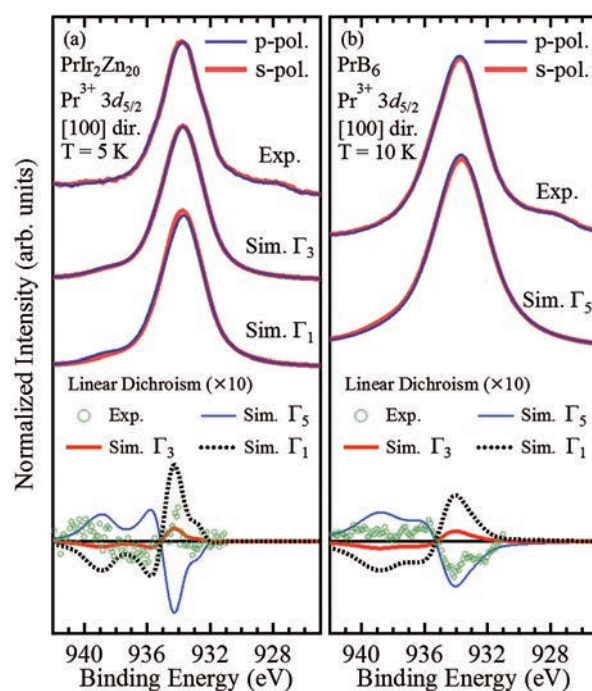


図3 (a) PrIr₂Zn₂₀ (b) PrB₆の光電子放出方向[100]方向におけるPr³⁺ 3*d*_{5/2}内殻光電子スペクトル (上部) と線二色性 (下部)。線二色性はp偏光でのスペクトル強度I_pとs偏光でのスペクトル強度I_sの差I_s−I_pと定義しています。光電子スペクトルは、PrIr₂Zn₂₀ではΓ₃、Γ₁状態のイオンモデル計算、PrB₆ではΓ₅状態のイオンモデル計算とそれぞれ比較して示しています。また、線二色性は両化合物ともに3状態のイオンモデル計算と比較して示しています。

- [1] S.M. Goldberg, C.S. Fadley and S. Kono, J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. **21**, 285 (1980).
- [2] A. Sekiyama *et al.*, arXiv:1611.01981.
- [3] A. Tanaka and T. Jo, J. Phys. Soc. Jpn. **63**, 2788 (1994).
- [4] T. Mori *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 123702 (2014).
- [5] Y. Kanai *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 073705 (2015).
- [6] S. Hamamoto *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 123703 (2017).
- [7] T. Onimaru *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 177001 (2011).
- [8] M. Loewenhaupt and M. Prager, Z. Phys. B **62**, 195 (1986).



非共型イリジウム酸化物における 多極子超伝導

角田 峻太郎

京大大学院理学研究科 博士後期課程 1 回生

野本 拓也

京大大学院理学研究科(当時)

柳瀬 陽一

京大大学院理学研究科

5d電子系イリジウム酸化物 Sr_2IrO_4 は層状ペロブスカイト構造を有し、高温超伝導体との多くの類似点を持つことから近年注目を集めている。特筆すべき事項として、表面にカリウムをドーピングした Sr_2IrO_4 においてARPESで観測された、擬ギャップ[1]や低温でのd波ギャップ[2]の兆候が挙げられる。このようなドーピング下でのd波超伝導は理論的にも予言されている[3]ものであり、今後はバルクの超伝導の実現が期待される。 Sr_2IrO_4 は、230K以下で反強磁性秩序を示すことが実験的に分かっている。強いスピン軌道相互作用と酸素原子の八面体構造の回転によって、磁気モーメントは図1に示すようにab面内でa軸から少し傾いた構造を取り、b軸方向に強磁性的な成分を持つことになる。c軸方向のスタッキングの仕方が異なる磁気構造がいくつか報告されており、このb軸の強磁性成分を用いて名前が付けられている。本研究では特に、非ドーピング系で見られる-+-+構造(図1、黒矢印)[4]および第二高調波発生の実験で最近提案された-+-+の奇パリティ秩序(図1、赤矢印)[5]の2つに注目した。

Sr_2IrO_4 の結晶空間群は中性子粉末回折の実験によって $I4_1/acd$ と主張されていたが[6]、最近の単結晶中性子回折の実験では $I4_1/a$ ではないかということ

が言われている[7]。いずれにせよ、 Sr_2IrO_4 は大域的な空間反転対称性および非共型対称性を持っている。一方で、Irサイトの対称性は点群 S_4 であるので、局所的に空間反転対称性を破っている系であることが分かる。したがって、このような空間反転対称性の破れに起因する反対称スピン軌道相互作用(ASOC)が物性に影響を及ぼすことが期待される。

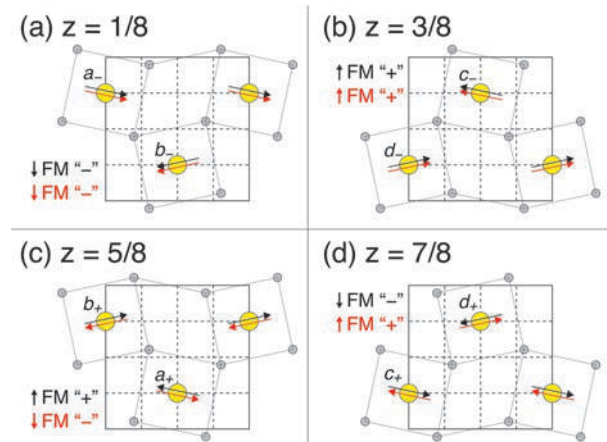


図1: 4つの IrO_2 面内における Sr_2IrO_4 の磁気構造。ここでは特に興味のある-+-+構造(黒矢印)と-+-+構造(赤矢印)を示す。

このように面白い性質を多く持つ Sr_2IrO_4 であるが、今回我々は、期待される超伝導が磁気秩序(-+-+ないし-+-+)と共存する場合に、この物質が2つの新奇超伝導相の舞台となることを示すことができた。以下ではその非自明な結果を示していく。

[1] Y. K. Kim *et al.*, Science **345**, 187 (2014).

[2] Y. K. Kim *et al.*, Nat. Phys. **12**, 37 (2016).

[3] H. Watanabe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 027002 (2013).

[4] B. J. Kim *et al.*, Science **323**, 1329 (2009).

[5] L. Zhao *et al.*, Nat. Phys. **12**, 32 (2016).

[6] Q. Huang *et al.*, J. Solid State Chem. **112**, 355 (1994).

[7] F. Ye *et al.*, Phys. Rev. B **92**, 201112 (2015).

[8] T. Micklitz and M. R. Norman, Phys. Rev. B **80**, 100506 (2009) など。

	$k_z = 0$	$k_z = \pi/c$	$k_{x,y} = 0$	$k_{x,y} = \pi/a$
A_{1g} (s 波)	ギャップ	ノード	ギャップ	ノード
B_{2g} (d 波)	ギャップ	ノード	ノード	ギャップ

表 1: BZの対称性の良い面上でのギャップ構造。

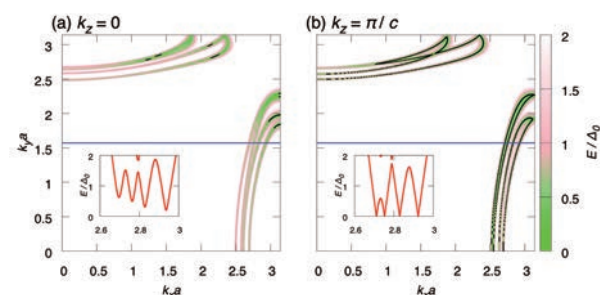


図 2: s波超伝導状態での準粒子エネルギーの等高線プロット。特にラインノードは黒線で表示されている。

1. $-++-$ 状態での非共型性に守られた超伝導ギャップ

$-++-$ 状態における磁気空間群は非共型な $P1cc1$ である。このような非共型対称性は、点群による秩序変数の分類だけでは分からない非自明な超伝導ギャップ構造を誘起する場合があることが知られており[8]、今回のケースもその場合に当たる。それは空間群対称性に基づく超伝導ギャップの分類学を用いて示すことができる。この方法は、ブリルアンゾーン(BZ)の対称性の良いk点に注目し、その点を保存する群(小群)から許される超伝導ギャップの表現を決定するものである。詳細な議論は我々の論文[9]を参照して頂くことにして、ここでは結果のみ示すことにする(表1)。

表1では点群 D_{4h} の2つの既約表現 A_{1g} と B_{2g} (s波とd波超伝導に対応)に注目している。まず注目すべき点は、BZの中央面と境界面(例えば $k_z = 0$ と $k_z = \pi/c$)でギャップ構造が変化していることである。これは上述した非共型対称性によって引き起こされる非自明な超伝導ギャップ構造である。このような群論による結果は、結晶の対称性を考慮した8副格子モデルを用いて確かめられた。図2にs波水平面の結果のみ示す。非共型対称性に守られたBZ境界でのラインノード(黒線)を再現できていることが分かる。

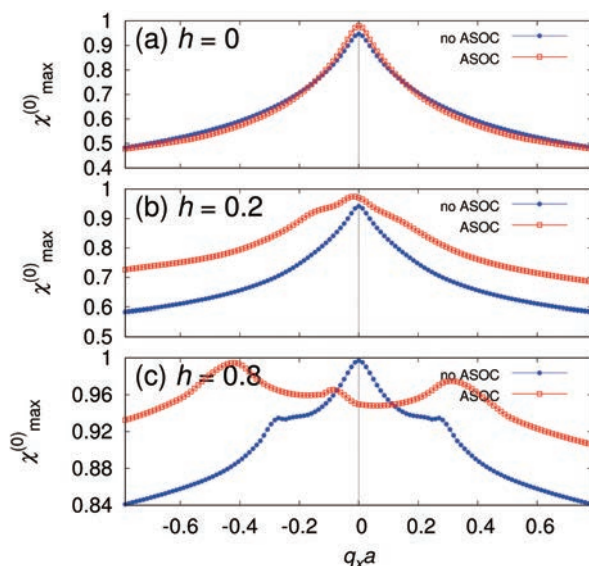


図 3: (a)常磁性相、(b, c) $-++-$ 相での超伝導感受率。

2. $-++-$ 状態でのFFLO超伝導

上述したように、 $-++-$ の磁気構造は奇パリティの秩序であると報告されている[5]。実際、ランダウの2次相転移の理論を用いると、図1赤矢印の磁気秩序は点群 D_{4h} の E_u 表現に分類され、奇パリティの表現(u 表現)になっていることが分かる。さらに、 E_u 表現の最低次の基底を考えることで、 $-++-$ 秩序が磁気四極子に分類されるということが分かった[注1]。今回我々は、この奇パリティの磁気多極子によってバンド構造が非対称に変形し、結果としてFFLO超伝導が実現することを明らかにできた。図3は超伝導感受率の計算結果であり、(b)と(c)が $-++-$ 状態での振舞いを示す。ASOCがあるときに有限の重心運動量でピークが立っており、ASOCと結合した磁気四極子がFFLO超伝導を引き起こしていることが分かる。

このような磁気四極子誘起のFFLO超伝導に特徴的なのは、外部磁場を必要としないことである。これまで提案されてきた高磁場領域でのFFLO相と異なり、軌道対破壊効果や渦糸の効果に邪魔されないという特徴を持つ。したがって、50年以上探究され続けてきたFFLO超伝導の実験的観測が可能になるのではないかと期待される。

[注1] なお、 $-++-$ 秩序は磁気八極子に分類される。

[9] S. Sumita, T. Nomoto, and Y. Yanase, Phys. Rev. Lett. **119**, 027001 (2017).



分子線エピタキシャル成長により 作成された重い電子超伝導体 CeCoIn₅膜の核四重極共鳴

石田 憲二 / * 山中 隆義

京都大学大学院理学研究科 教授 / * 東京理科大学 理工学部 物理学科

近年、今まで半導体薄膜生成で用いられてきた分子線エピタキシャル法を用いて強相関物質の薄膜・人工超格子が作られるようになってきている。この手法による薄膜は、バルク単結晶試料では得られなかった、原子レベルで平坦な表面が得られ、走査型トンネル顕微鏡(STM)や角度分解光電子分光(ARPES)などにおいて飛躍的な発展をもたらす可能性がある。また異なる化合物間での人工超格子の場合、化合物間の界面を人為的に増やすことが出来、界面の物性を調べるには好都合である。京都大学物理教室の松田・寺嶋研究室はこの技術を重い電子系物質に持ち込み、CeIn₃/LaIn₃人工超格子による重い電子の二次元閉じ込め[1]、CeCoIn₅/YbCoIn₅人工超格子による重い電子系超伝導の二次元化[2]など興味深い物理を展開している。詳しくは彼らの解説記事[3]を御覧頂きたい。

彼らの「お隣さん」である我々は、この方法で作成された重い電子超伝導体CeCoIn₅の試料の質に興味を持った。ご存知のように超伝導ギャップがk依存性を持つ異方的超伝導体の場合、超伝導転移温度は試料の質に大きく依存し、超伝導ギャップに残留状態密度が表れる。人工的に作られた薄膜の試料の超伝導ギャップは単結晶試料のものと比べて違いがあるのかを調べることは、今後薄膜試料を用いての実験の試金石となると考えられる。しかし薄膜、特に人工超格子試料の各ブロック層(BL)の物性を調べることのできる実験手法はごく限られる。電気抵抗や磁化率、比熱などの代表的な測定では、基板を含む試料全体を測定することになり、試料と基板でよほど大きく異なる物理量でない限り体積分率の小さい薄膜

試料の寄与を正確に取り出すことは大変難しい。その点、我々の測定手法である核磁気共鳴(NMR)/核四重極共鳴(NQR)は測定原子核の周りの電子状態だけを知ることが出来、基板の影響を受けないという長所がある。またCeCoIn₅/YbCoIn₅人工超格子のNMRでは、CeCoIn₅とYbCoIn₅の磁化率の違いを用いてそれぞれのBLの電子状態を調べることが出来た[4]。人工超格子のNMRの結果はまたの機会として、ここではCeCoIn₅膜の超伝導状態を調べるために行ったIn-NQRの結果[5]のみを紹介する。

今回の試料はMgF₂基板の上に作成された厚み500 nmのCeCoIn₅膜の試料で、CeCoIn₅単位格子の約600層の厚さに相当する。「もっと薄く」との声もきえてくるが、今回分子線エピタキシャル法で作成された試料の質を調べることが目的なので、これくらいの厚さで御勘弁願いたい。また、NMRの専門家は「こんな薄い試料で本当に信号が観測されるのか」と思われるかもしれないが、金属の表皮効果を考慮して大雑把に見積もると、同じ面積のバルク単結晶試料に比べ信号強度は1/40程度と見積もられる。信号強度の強いものであれば薄膜状試料でもNMR/NQR信号の観測は可能である。

図1(b)に単結晶(bulk)と薄膜(film)試料で得られたIn(1)、In(2)サイトのNQR信号を示す[5]。CeCoIn₅には図1(a)に示すように結晶学的に非等価な2サイトのInが存在する。薄膜試料の信号は単結晶試料に比べかなり幅広くなっており、電場勾配の分布が大きいことがわかる。実験の前、薄膜試料では基板と試料の格子定数の違いにより界面でひずみを受けるものの厚くなるにつれ単結晶試料と同じ格子定数に戻

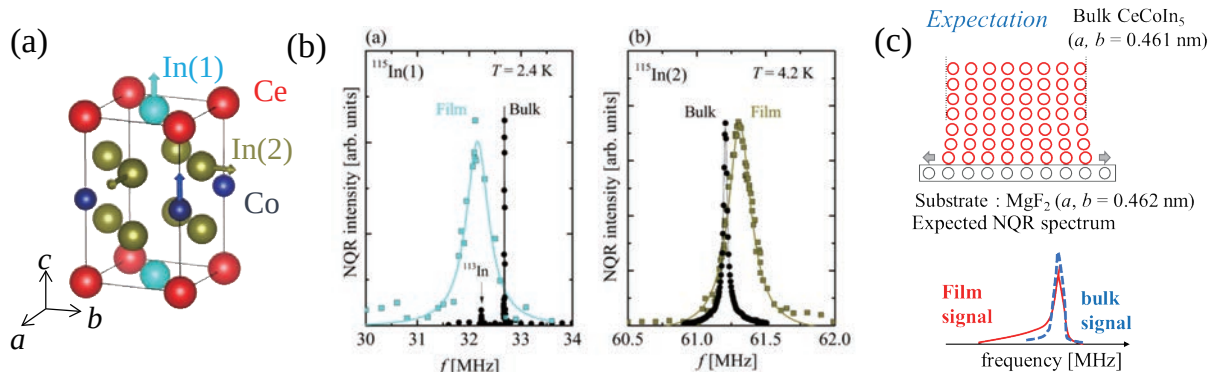


図1：(a)CeCoIn₅の結晶構造。矢印は電場勾配の最大軸を示す。(b)単結晶(bulk)と薄膜(film)試料におけるIn(1) (左)とIn(2) (右)のNQR信号 ($\pm 7/2 \leftrightarrow \pm 9/2$ の遷移)。Filmの信号強度は60倍に拡大した。(c)薄膜試料の界面状態の予想図と予想していた薄膜試料のNQR信号

り、図1(c)に示したような非対称な信号が得られるものと予想していた。しかし実際に観測された信号は対称的なスペクトルであった。薄膜試料の格子定数は厚さ120 nmの試料で実際に測定されているが(薄膜試料 $a = 0.462$ nm, $c = 0.753$ nm : bulk試料 $a = 0.461$ nm, $c = 0.755$ nm)[6]、薄膜試料のNQR周波数変化は格子定数の変化だけでは説明がつかなかった。薄膜試料ではさらにIn(2)の層をCeIn₂(1)層側に若干シフトさせる(In(2)サイトのWyckoffパラメーターを、0.3094(bulk)から0.3090(film)に変化させる)と実験値をよく再現することが出来、薄膜試料では結晶構造の最適化が起こっていると考えられる。

図2に単結晶(bulk)と薄膜(film)試料で測定された $1/T_1$ の温度依存性を示す。まず超伝導転移温度であるが単結晶試料が2.28 Kに対し薄膜試料は2.15 Kとほぼ同じである。図2を見ると薄膜試料の $1/T_1$ は単結晶のものとほぼ同じであり、常伝導状態の反強磁性スピンゆらぎや超伝導状態のギャップの性質・大きさ等は単結晶のものとほとんど変わっていないと考えられる。よく見ると $1/T_1$ は300 mK以下で温度に比例しているが、これは d 波超伝導のようにギャップにノードをもつ時に見られる残留状態密度の寄与と考えることが出来る。薄膜試料ではスペクトルが幅

広がっているため単結晶試料に比べ不均一性は大きいと考えられ残留状態密度を生む原因となっている。ただし T_c の下がりや残留状態密度の大きさは極めて小さいので、不均一性は主に c 軸方向に入っているものと考えられる。

今回、微視的測定であるNQR測定から見ても、分子線エピタキシャル法により作成された重い電子超伝導体CeCoIn₅は、バルク単結晶試料と比べても遜色のない質を持っていることが明らかとなった。今後、今回の薄膜試料を用いたSTMやARPES実験に期待がかかる。

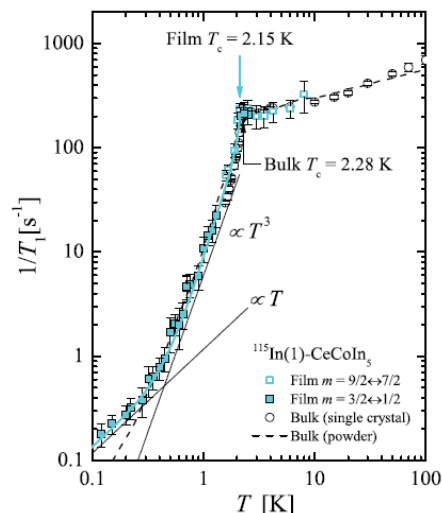
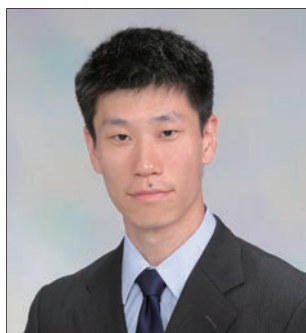


図2：単結晶(bulk)と薄膜(film)試料の $1/T_1$ の温度依存性。青線は二次元 $d_{x^2-y^2}$ 波のモデルでの計算値。 $2\Delta/k_B T_c = 6$ 、残留状態密度 $N_{\text{Res}}/N_0 = 0.12$ のパラメーターを使用。点線はKohori *et al.* の粉末試料での実験結果[7]。

[1] H. Shishido *et al.*, Science **327**, 980 (2010)
 [2] Y. Mizukami *et al.*, Nat. Phys. **7**, 849 (2011).
 [3] 固体物理47号577 (2012).
 [4] T. Yamanaka *et al.*, Phys. Rev. B **92**, 241105(R) (2015).

[5] T. Yamanaka *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 060507(R) (2017).
 [6] M. Shimozawa *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 144526 (2012).
 [7] Y. Kohori *et al.*, Phys. Rev. B **64**, 134526 (2001).



キタエフスピン液体候補物質RuCl₃における異方的磁気誘電応答

大串 研也

東北大学 大学院理学研究科 教授

青山 拓也

東北大学 大学院理学研究科

長谷川 慶直

東北大学 大学院理学研究科

スピン系には、物質における気体・液体・固体の三態に対応する三つの相が存在することが知られています。気体に対応するのが常磁性相、固体に対応するのが磁気秩序相であり、液体に対応するのがスピン液体相です。スピン液体のより正確な定義は、スピン間に相互作用が働きながらも絶対零度まで量子揺らぎのために長距離磁気秩序を示さない相です。現在、このスピン液体に関する研究が、大きな転換点を迎えています。

きっかけとなったのは、キタエフによる蜂の巣格子上のスピン模型（キタエフ模型）の提案です[1]。キタエフ模型は数学的に厳密に解くことができ、①基底状態が最近接スピン間에만磁気相関を有するスピン液体であること、②素励起が遍歴型・局在型の2

種類のマヨラナ励起であること、③絶対零度における動的磁化率が顕わに書き下せることなどが解明されています。当初は数理物理学のおもちゃと捉えられたキタエフ模型ですが、スピンと軌道が強く結合した強相関電子系において自然な形で具現することが指摘されました[2]。これにより、スピン液体の静的秩序と素励起を、理論と実験が連携して解明することが可能になったのです。

今日では、いくつかのキタエフスピン液体候補物質が知られており、RuCl₃はその一つです。4d遷移金属であるRuの3価イオンは、スピンと軌道の磁気モーメントが絡み合った $J_{\text{eff}} = 1/2$ 局在スピン（図1）をもっています。この $J_{\text{eff}} = 1/2$ スピン間にRuCl₆八面体の稜共有を介して異方的な交換相互作用が働くことで、キタエフ模型が具現します（図2(a)）。実際には、理想的状況からのずれが存在するため、RuCl₃は7Kから14Kの間でジグザグ型の反強磁性秩序を示します。しかし、様々な分光学的実験から「キタエフ的」な側面も明らかになっており、スピン液体に近い状況が実現していると考えられています。

私たちは、RuCl₃の誘電率を詳細に測定しました[3]。温度が低下し磁気秩序相に入ると、誘電率の面内成分 ϵ_{ab} が一度大きくなった後に減少に転じます（図3(a)）。磁気秩序相において、面直方向に磁場を印可すると、誘電率はほとんど変化しません。一方で面内方向に磁場を印可すると、誘電率は低磁場領域で大きな磁場依存性を示し、図3(b)において▼で示

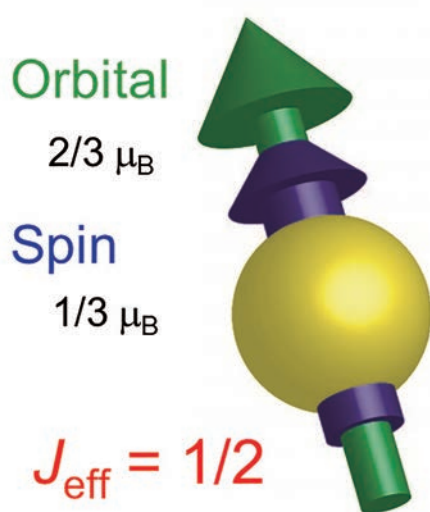


図1. $J_{\text{eff}} = 1/2$ スピンの模式図。

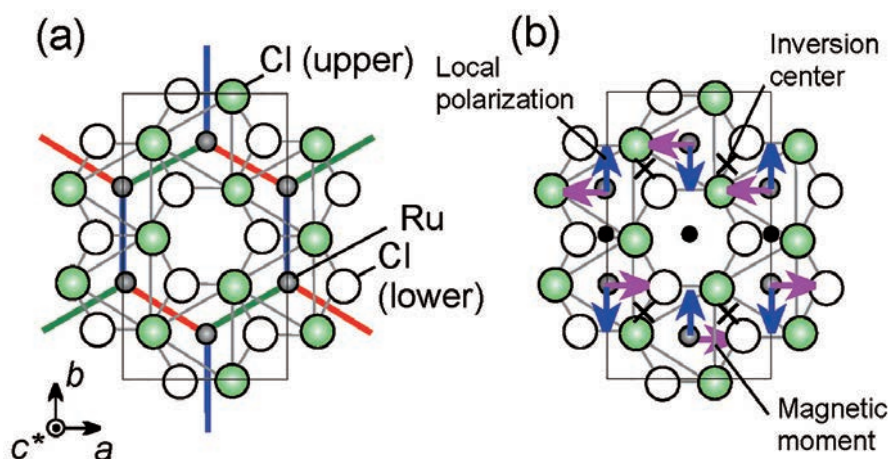


図2. (a) RuCl₃の結晶構造とKitaev模型。(b) RuCl₃における磁気秩序に誘起された反強誘電秩序。

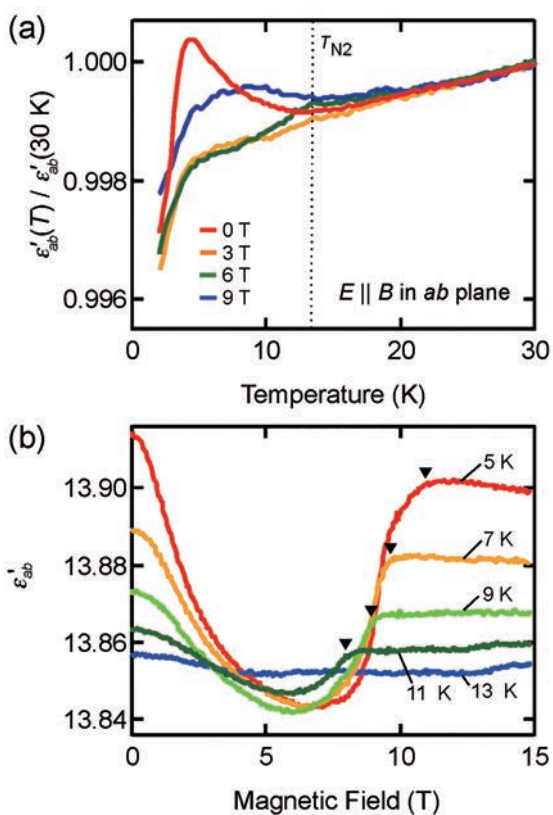


図3. (a) RuCl₃の誘電率 ϵ_{ab} の温度依存性。(b) RuCl₃の誘電率 ϵ_{ab} の磁場依存性。

す磁場よりも強磁場領域で磁場依存性が消失します。こうした異方的な誘電応答は、磁気秩序の安定性に関係しています。先行研究から、面内に磁場を印加すると▼で示した磁場において磁気秩序相が崩壊することが分かっており、観測結果は磁気秩序の不安定化に伴い誘電的性質が変化しているものと理解されます。

私たちは、この顕著な磁気誘電応答の機構として、磁気秩序相が反強誘電秩序を伴っていることを提案しています。実際、ジグザグ型反強磁性相における対称性を考察すると、常磁性相で保存されていた局所的な空間反転対称性が破れていることが分かります(図2(b))。従って、誘電分極が局所的に誘起されることが期待されますが、これは他の位置における対称性の存在のため系全体では打ち消し合っていると考えられます。つまり、磁気秩序により誘起された反強誘電秩序が実現していることになります。局所的な誘電分極が出現する微視的機構の理解には至っていませんが、RuCl₃において顕著な電気磁気

結合があることは間違いありません。

研究の舞台裏を紹介すると、磁気秩序相でマクロな誘電分極を観測し RuCl_3 をマルチフェロイクス物質と同定したいというのが、そもそもの研究の動機でした。しかし、こうした当初の目論見とは裏腹に、マクロな誘電分極は観測されませんでした。また、そもそもスピン液体候補物質の（磁氣的性質ではなく）誘電的性質に着目するのは筋違いであるとの批判もあるかもしれません。しかし、私たちはKitaエフスピン液体の誘電的性質を調べることに意義があると考えています。その理由として、大強度の円偏光レーザーをKitaエフスピン液体に照射すると、非平衡定常状態（フロッケ状態）としてギャップフルのスピン液体が創出されるとの理論的な提案が挙げられます[4]。この理論において、光とスピンを結びつける源となっているのが、電気磁気結合なのです。私たちの研究は、 RuCl_3 におけるフロッケ状態の探索に、確かな道筋をつけたものと捉えることができるかもしれません。

Kitaエフスピン液体は、マヨラナ励起を利用したトポロジカル量子計算という観点からも注目を浴びており、凝縮系物理学のみならず量子情報科学でも重要視されています。将来展望を語る上で避けて通れないのが、Kitaエフスピン液体を示す新物質の探索です。思い起こせば、一次元量子スピン系におけるスピン液体研究は、遷移金属化合物（例えば Sr_2CuO_3 ）・

有機物質（例えば Cu benzoate ）・重い電子系（例えば Yb_4As_3 ）と多彩な物質群で展開されてきました。スピン軌道相互作用が主要な役割を果たすKitaエフスピン液体の研究においては、とりわけ f 電子系を専門とする研究者の参入が望まれます。蜂の巣格子を有するランタノイド化合物やアクチノイド化合物の研究が進展することを期待して筆を置きます。

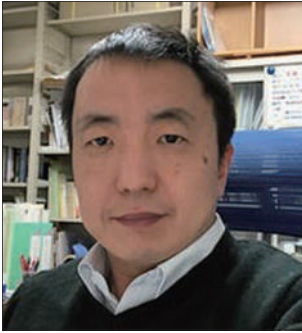
本研究は、木村 尚次郎（東北大学）、木村 剛（東京大学）の各氏と共同で実施しました。厚く御礼申し上げます。

[1] A. Kitaev, Ann. Phys. 321, 2 (2006).

[2] G. Jackeli, and G. Khaliullin, Phys. Rev. Lett. 102, 017205 (2009).

[3] T. Aoyama, Y. Hasegawa, S. Kimura, T. Kimura, and K. Ohgushi, Phys. Rev. B 95, 245104 (2017).

[4] M. Sato, Y. Sasaki, and T. Oka, arXiv: 1404.2010.



Kane-Mele 金属における カイラル d -波超伝導と表面自発スピン分極: SrPtAsの超伝導を視野に入れて

御領 潤

弘前大学理工学部数物科学科

Yoshiki Imai

Okayama University of Science

Wen-Bin Rui

Max Planck Institute,
Stuttgart

Andreas P. Schnyder

Max Planck Institute,
Stuttgart

Manfred Sigrist

ETH Zurich

物理現象は対称性により制約を受ける。対称性の破れが存在して初めて生じる現象がある。時間反転対称性の破れにより生じるホール効果が良い例である。すなわち、対称性の破れは、物理現象に対しより豊富なバラエティを与える。固体電子系における対称性の破れには、外場や結晶構造などにより明白に破れが生じる場合と、秩序変数が非ゼロ値を取ることによって自発的に破れが生じる場合がある。さらにはカイラル量子異常やパリティ量子異常のような、古典論のレベルで存在している対称性が量子効果によって破られる場合も考えられる。ここで、複数の対称性の破れが様々な要因で生じている系でどのような特異現象が現れるかという問題も、興味深いテーマのひとつと言えるであろう。

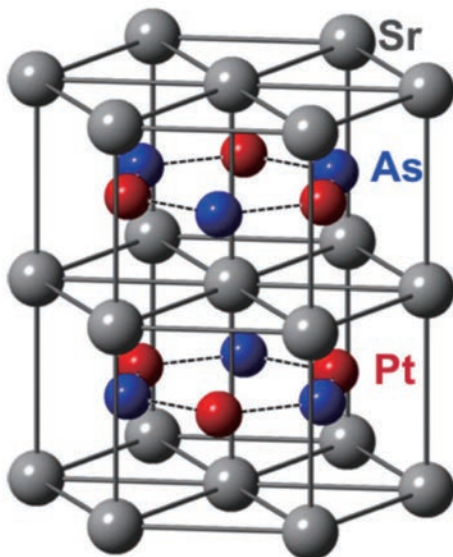


図1 SrPtAsの単位胞

こういった観点からも注目すべき系として、岡山大学の野原教授らのグループにより発見された層状蜂の巣格子プニクタイト超伝導体 SrPtAs が挙げられる[1]。まず、その簡単なレビューを行う。図1からわかるように、この物質の単位胞には蜂の巣状のPtAs面が2枚存在し、これらが電気伝導を担っている。そして上面と下面ではPt (赤) とAs (青) の配置が互いに入れ替わっている。よって、Srサイトが空間反転対称点となるが、各PtAs面内には対称点が存在しない。すなわち、電気伝導面内で空間反転対称性の局所的破れが生じている。一般にこのような場合、一体のハミルトニアンに局所反対称スピン軌道相互作用が誘起されることが指摘されているが[2]、結晶構造の違いから文献[2]とは異なるタイプのものとなり、蜂の巣格子系のトポロジカル絶縁体である Kane-Mele (以下, KMと略記) 模型[3]の内因性スピン軌道相互作用と等価なものとなる[4]。なぜなら、SrPtAsでは主に Pt 5d電子が電気伝導を荷なうため、強束縛近似においてPtサイト間のホッピングのみ考慮すると、上方から見た格子構造は蜂の巣格子と等価になるからである。よって、この系の正常状態は言わば、KM金属とでも呼べるような状態となる。KM型スピン軌道相互作用は S_z を保存する。この保存則は近似的で、対称性から要請されるものではない。KM型スピン軌道相互作用は、電子に対してスピンの向きに依存した磁束を貼り付ける役割を果たす。よって、電子はスピンの向きに依存したサイ

クロトロン回転を行い、試料の表面には(金属状態のレベルで)自発的にスピン流が流れる[5]。

SrPtAsは2.4Kで超伝導転移を引き起こす[1]。ペアリングの対称性に関する群論的考察が行われ、この系では3つのタイプの対称性が安定化される傾向にあることが一般的なモデルから示されている[6]。 μ SRを用いた内部自発磁場の観測[7]や、繰り込み群的手法を用いた詳細な理論計算[8]に従えば、3つのうち時間反転対称性を自発的に破るカイラル d -波($d_{x^2-y^2}+id_{xy}$ -波)超伝導状態が実現している可能性が高い。カイラル d -波状態はトポロジカルな超伝導状態であり、試料表面を一方に流れるカイラル表面状態をサポートする。言い換えると、この系の低エネルギー有効理論はチャーン・サイモン型ゲージ理論となり、パリティ量子異常が生じている[9]。よって、もしこの系のペアリング対称性が本当にカイラル d -波であれば、冒頭に述べた対称性の破れ方の3つのパターン(局所空間反転対称性の明白な破れ、時間反転対称性の自発的破れ、量子異常によるパリティの破れ)の全てが共存する系ということになる。しかしカイラル d -波と矛盾する報告もあり[10]、現段階でペアリング対称性は確定されるに至っていない。

ともあれ、SrPtAsのようなKM金属系でカイラル d -波ペアリングが生じているとする。筆者らは最近、この系を特徴付けるKM型スピン軌道相互作用とカイラル d -波ペアリングの両方を起因として、試料表面に自発スピン分極が生じることを示した[5]。この系では S_z が近似的ではあるが保存しているため、上

(下)向きスピンを担うBogoliubov準粒子(上(下)向きスピンをもつ粒子と下(上)向きスピンをもつホールの線型結合)を別々に定義出来る。一方、この系では各PtAs面が鏡映対称面となっている(図1)。また、カイラル d -波状態はこの鏡映変換に対して偶である。詳細は省くが、この場合それぞれのスピン・セクターの準粒子ハミルトニアンは互いに粒子-正孔変換で移り変わる関係となる[11]。よって、系全体としては粒子-正孔対称性を保つが、それぞれのスピン・セクターは粒子-正孔対称性を破っても構わない。すなわち、上下のスピン・セクターのエネルギー・スペクトルの間では、縮退が解けても良いことになる。実際に表面のある状況でBogoliubov-de-Gennes方程式を解きエネルギー・スペクトルを求めると、バルク状態のスペクトルは縮退したままだが、表面状態のスペクトルでは縮退が解けていることがわかる。その結果、表面にスピン分極が発生する。また、カイラル表面状態は一般に電流を運ぶが、この系ではスペクトルの分裂のためスピン流も同時に流れる。

このように、KM金属系のカイラル d -波超伝導では表面に自発スピン分極が発生する[5]。この現象は、局所的空間反転対称性の破れにより誘起されるスピン軌道相互作用、カイラル d -波ペアリングによる時間反転対称性の自発的破れ、さらなる背後にはパリティ量子異常といった、対称性の破れによる非自明な効果が折り重なって生じる興味深い現象と言える。

[1] Y. Nishikubo, K. Kudo, and M. Nohara, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 055002(2011).

[2] D. Maruyama, M. Sigrist, and Y. Yanase, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 034702(2012).

[3] C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95** 146802 (2005); *ibid*, **95**, 226801 (2005).

[4] S. J. Youn, M. H. Fischer, S. H. Rhim, M. Sigrist, and D. F. Agterberg, Phys. Rev. B. **85**, 220505 (2012).

[5] J. Goryo, Y. Imai, W.-B. Rui, A. P. Schnyder, and M. Sigrist, Phys. Rev. B **96**, 140502(2017).

[6] J. Goryo, M. H. Fischer, and M. Sigrist, Phys. Rev. B **86**, 100507 (2012); M. H. Fischer and J. Goryo, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 054705(2015).

[7] P. K. Biswas, et al, Phys. Rev. B **87**, 180503 (2013).

[8] M. H. Fischer, T. Neupert, C. Platt, A. P. Schnyder, W. Hanke, J. Goryo, R. Thomale, and M. Sigrist, Phys. Rev. B. **89**, 020509(2014).

[9] S. Deser, R. Jackiw, S. Templeton, Ann. Phys. NY. **140**, 372(1982); A. Niemi, G. Semenoff, Phys. Rev. Lett. **51**, 2077(1983). A. Redlich, *ibid*. **52**, 18(1984). K. Ishikawa, *ibid*. **53**, 1615 (1983). F.D.M. Haldane, *ibid*. **61**, 2015 (1988). N. Read and D. Green, Phys. Rev. B **61**, 10267(2000).

[10] W.-S. Wang, et. al., Phys. Rev. B **90**, 094514(2014); K. Matano, et al, *ibid* **89**, 14504(2014); J. F. Landaeta, et al, *ibid*, **93**, 064504(2016).

[11] レビューとして, M. Sato and Y. Ando, Rep. Prog. Phys. **80**, 076501 (2017).



キラル磁性体CsCuCl₃における磁気キラル二色性

中川 直己 / 阿部 伸行 / 有馬 孝尚

東京大学大学院 新領域創成科学研究科

豊田 新悟 東京大学	木村 尚次郎 東北大学	高阪 勇輔 岡山大学	J. Zaccaro CNRS-Inst. Néel	世良 文香 広島大学	世良 正文 広島大学
徳永 祐介 東京大学	I. Gautier-Luneau CNRS-Inst. Néel	D. Luneau Univ. of Lyon	秋光 純 岡山大学	井上 克也 広島大学	

対称性の破れに由来する光学応答として円二色性や旋光がある。その起源が結晶や分子のキラリティに由来する場合は自然円二色性と自然旋光、磁気モーメントあるいは外部磁場に由来する場合は磁気円二色性と磁気旋光が生じる。どちらにも当てはまる性質を持つキラル磁性体では、さらに磁気キラル二色性が生じる。磁気キラル二色性は光の進行方向、外部磁場や磁化の向き、そして結晶のキラリティに依存して光吸収が変化する現象である(図1)。円二色性や旋光の研究の歴史に比べ、磁気キラル二色性の最初の報告は1997年[1]と比較的最近であり、研究例はそれほど多くは無い。本新学術領域で対象としている奇パリティ磁気多極子は、キラル磁性体と

同様に空間反転対称性と時間反転対称性が同時に破れることから、同様の特異な光学応答を示し得る物質がたくさんあると考えている。そのような観点から、キラル磁性体であるCsCuCl₃における磁気キラル二色性の実験的検証について紹介する[2]。

CsCuCl₃はキラルな六方晶の物質であり、空間群は $P6_122$ と $P6_522$ の2通りを取る。磁性イオンとしてCu²⁺を持ち、低温でDzyaloshinskii-守谷相互作用に由来するらせん磁気秩序を形成することから、これまでも磁気秩序についての興味から研究が行われてきた[3]。一方でキラリティ由来の物性を明らかにするには結晶全体でキラリティが揃った単結晶が必要となるが、この物質は容易にラセミ双晶を形成すると

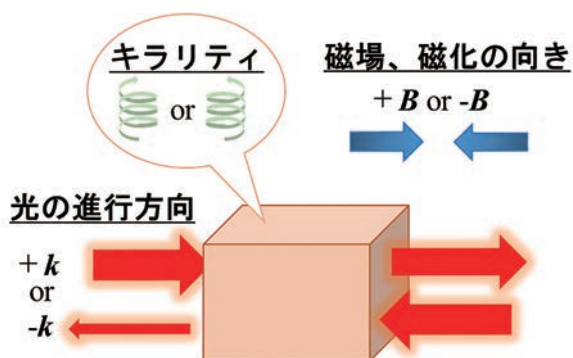


図1 磁気キラル二色性の概念図

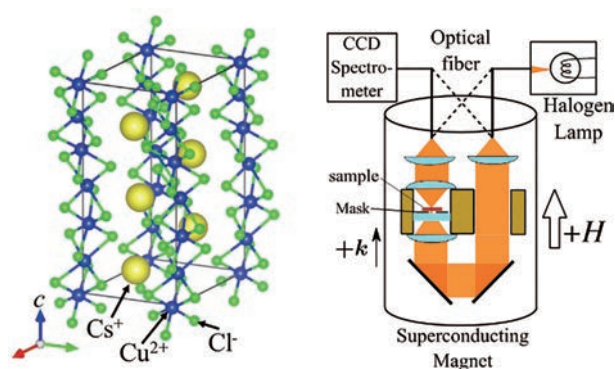


図2 (左)CsCuCl₃の結晶構造 (右) 磁気光学測定系

[1] G. L. J. A. Rikken and E. Raupach, Nature (London) **390**, 494(1997).

[2] N. Nakagawa *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 121102(R)(2017)

[3] K. Adachi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **49**, 545 (1980)など

[4] Y. Kousaka *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **502**, 012019 (2014); Phys. Rev. Materials **1** 071402(R)(2017)

いう問題があった。最近、高阪氏やZaccaro氏らによって、キラリティの揃った単結晶試料が育成された[4]。そこで我々はその試料を提供して頂いて、CsCuCl₃の磁気キラル二色性の観測を試みることにした。

実験では東北大学金属材料研究所の強磁場超伝導材料研究センターの15T超伝導マグネットに構築した磁気光学測定系を利用した。測定系を図2(右)に示す。光の進行方向と磁場の向きが平行なFaraday配置で、光ファイバーによってマグネット中の試料空間に光を導入している。試料は光学異方性の無いc面で、厚さは80 μ m ~ 60 μ m程度である。

可視から近赤外領域の光吸収スペクトルを図3に示す。このエネルギー領域ではCu²⁺イオンの原子内d-d遷移に対応する光吸収が存在し、1.03eV、1.27eV、1.5eV付近の吸収がそれぞれ図3(右)のように、基底状態でx²-y²軌道にあるホールが3z²-r²、xy、yz(zx)のそれぞれの軌道へ遷移するために生じる[2,5]。

磁気キラル二色性は光の進行方向 (+k, -k)、外部磁場や磁化の向き (+B, -B)、そして結晶のキラリティ (CsCuCl₃の場合はP6₁22とP6₅22) に依存する。このため、磁気秩序温度以下である4.2 KにおいてP6₁22結晶について磁場中で光の進行方向を反転させたときの差分スペクトルを調べると、図4のように磁場反転に伴って差分スペクトルの符号も変化した。同様の測定をP6₅22結晶で行うと、P6₁22結晶の場合

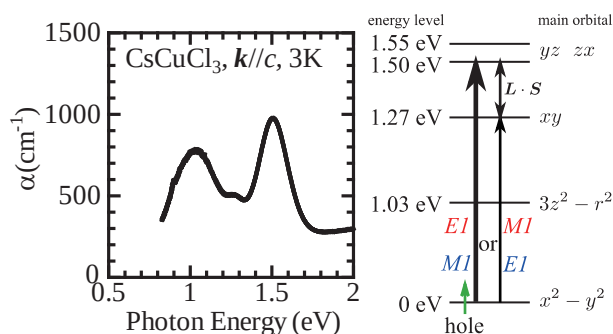


図3 (左)光吸収スペクトル、(右)対応する光学遷移

合と差分スペクトルの符号が反転した。これらの結果からCsCuCl₃では磁気キラル二色性が生じることが明らかになった。また、得られた磁気キラル二色性の大きさは外部磁場ではなく磁化の大きさとスケールすることも明らかになった。CsCuCl₃ではCu²⁺のスピンのc面内に成分を持つらせん磁気構造をとる。このため今回の実験配置では磁場印加によるCu²⁺スピンのc軸方向への傾きに対応して磁気キラル二色性が生じており、実際にローカルな結晶場内でのCu²⁺の電子遷移過程を考えると、電気双極子遷移(E1)と磁気双極子遷移(M1)がスピン軌道相互作用によって干渉することで磁気キラル二色性が発現することが説明できる。

本稿ではキラリティの揃ったCsCuCl₃における磁気キラル二色性について紹介した。同様な対称性の複合的な破れに伴う新しい光学応答は、奇パリティ磁気多極子秩序を持つ物質で一般に起こり得る。今後は物質探索も含め、研究を進めて行きたい。

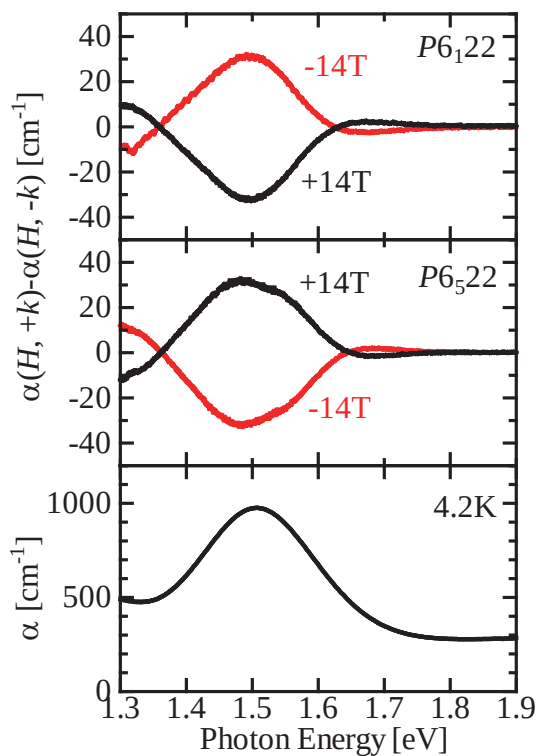


図4 磁気キラル二色性スペクトル
下段は吸収スペクトル

[5] R. Laiho, M. Natarajan, and M. Kaira, Phys. Status Solidi A **15**, 311 (1973).



NMRと磁化測定によるPrTi₂Al₂₀の 磁場誘起相転移の観測

谷口 貴紀

東京大学物性研究所 D3

【研究の背景】

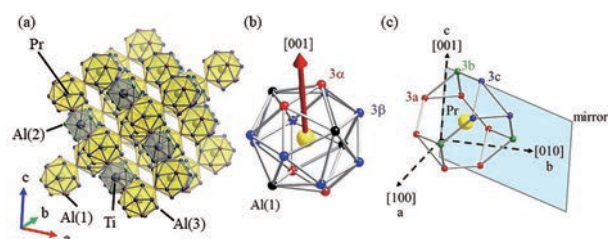


図1. PrTi₂Al₂₀の結晶構造 [6]

従来の四極子に関する実験的研究では、CeB₆のように磁気双極子の自由度を持つ物質が研究対象であったため、ハミルトニアンが複雑になることが問題でした[1]。最近、物質開発の進展により、4f²配置をとる非クラマス系PrT₂X₂₀(T: 遷移金属、X: Al, Zn, Cd)において、非磁性で四極子秩序状態を持つ物質群が見出されました[2-4]。PrTi₂Al₂₀はこの物質群で唯一の強四極子秩序相が発現しているため、最もシンプルに四極子間相互作用を研究することができる物質です[4-6]。

本研究で着目したPrTi₂Al₂₀は、図1aに示すCeCr₂Al₂₀構造を持ち、Prサイトはダイヤモンド構造のT_d群をとります。結晶場基底状態は非磁性二重項となるために、磁気双極子の期待値はゼロである一方、四極子(O₂₀: 3z²-r², O₂₂: x²-y²)の自由度を持ちます。この四極子同士は伝導電子を媒介として相互作用することで、四極子自由度に由来する長距離秩序が実現すると考えられています[7]。この四極子間相互作用を理解するためには、磁場などの外部パラメータに

よって立方対称性を破り、四極子秩序状態の変化を実験で観測することが重要です。そこで、私たちは、核磁気共鳴法(NMR)と磁化測定を行うことで、四極子間相互作用と磁場との関係性を磁性的視点から調べました。

【実験結果】

はじめに、0.2 deg程度の角度分解能を持つ2軸回転セルを使って、磁場を<100>、<111>方向に正確に印加した場合の単結晶NMR測定を行いました。<100>方向に印加したとき、ゼロ磁場では全て等価であるAl(3)サイト(96g)は、磁場を印加することで結晶構造に由来する立方対称性が破れ、図1bのように、3α、3βの2サイトに分裂します。この単結晶3α-NMRスペクトルの磁場依存性を図2aに示します。大変興味深いのは、高周波成分が1.1497 Tで出現し、3.0999 Tまで2本の共鳴線が共存しているという、一次転移的な振る舞いが観測された点です。さらに、異なる単結晶試料で磁化率を測定したところ、図2bに示されているように、磁場依存性は2 K以下で明瞭なピークを約2 Tで持っています。従って、2 T近傍で一次の磁場誘起相転移の存在が明らかになりました。一方、<111>方向に印加すると、Al(3)サイトは図1cのように3a, 3b, 3cの3サイトに分裂します。6.615 Tの磁場を印加したときの3cサイトにおけるNMRスペクトルを図2cに示します。四極子転移に伴って、スペクトルは1:2の強度比で2本に分裂しま

[1] J. M. Effamtom *et al.*, J. Mag. Mag. Matter. **47&48**, 145 (1986).

[2] 鬼丸 孝博, 新学術領域研究「J-Physics: 多極子伝導系の物理」ニュースレター #3, 19 (2017).

[3] T. Onimaru and H. Kusunose, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 082002 (2016)

[4] A. Sakai and S. Nakatsuji, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 063701 (2011).

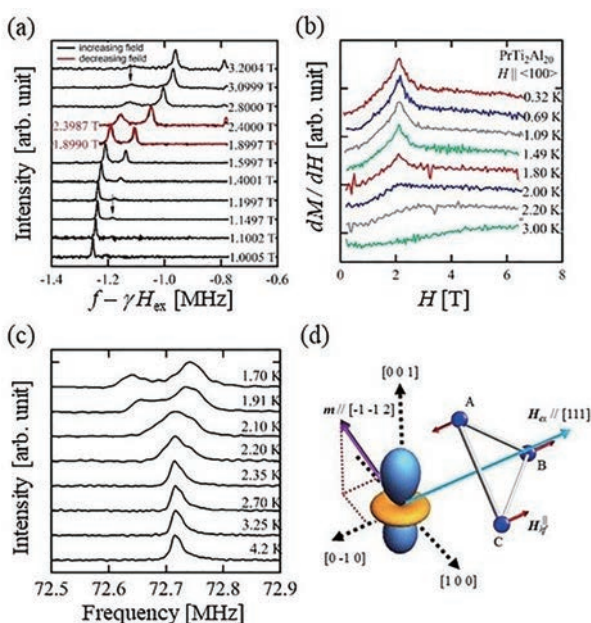


図2. PrTi₂Al₂₀の3α, 3c-NMRスペクトルと磁化率 [6]

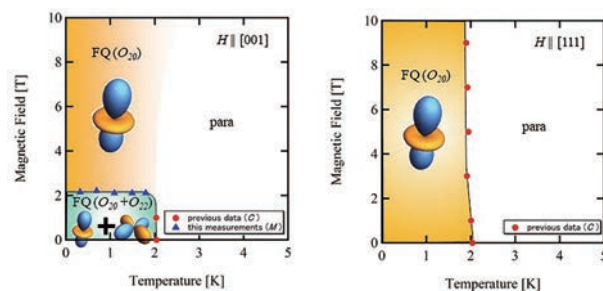


図3. PrTi₂Al₂₀の異方的な温度－磁場相図

した。この分裂の起源が図2dのような超微細磁場であることを論文[6]に記しました。分裂数と強度比から、O₂₀タイプの強四極子秩序相(FQ)であることを、微視的な対称性の破れの観測によって決定しました。詳細は省きますが、<111>方向に磁場を印加した場合、磁場誘起相転移は観測されていません。

従来の磁場依存性のない四極子間相互作用のモデルでは、磁場を<100>方向に印加した場合の磁場誘起相転移は説明できません。最近、首都大の服部氏は、四極子間相互作用定数が磁場依存性を持つモデルを提案しています。その理論では、磁場を印加した瞬間に四極子間相互作用に変化が生じます。すると、<100>方向の低磁場相はO₂₀とO₂₂が混ざった秩序変数のFQが実現し、磁場の大きさによってO₂₀とO₂₂の割合が変わります。高磁場相はO₂₀タイプのFQヘクロスオーバーとなります。そして、<111>方向で磁場誘起相転移が現れず、3種類のO₂₀タイプのドメインが実現し、これまでの実験結果を説明することができます。

まとめとして、以上の議論を基に作成した相図が図3です。

【まとめと展望】

本研究で、NMRスペクトルと磁化率の測定により、磁場を<100>方向に印加すると、約2 Tで一次の磁場誘起相転移を発見しました。従来の四極子間相互作用と磁場との関係を見逃したシンプルなモデルでは磁場誘起相転移は説明することができないので、磁場中の四極子間相互作用は複雑な様相を呈していることが明らかになりました。今後は<110>方向の測定も行い、新たな理論モデルの検証と、その理論から導かれる四極子間相互作用における伝導電子の役割を理解することが重要と考えられます。また、高圧における重い電子超伝導相とPrV₂Al₂₀の測定も行う予定で、伝導電子と四極子が奏でる豊かな物理の発見が期待されます。

最後になりましたが、浅学な私に丁寧に理論を教えて下さった服部先生、磁化測定で大変お世話になりました榊原先生と中村様、大変良質な単結晶を提供して下さいの中辻先生、松本様、酒井様、辻本様、そして一から私に物理を指南して下さいた指導教官の瀧川先生に御礼を申し上げます。

- [5] T. J. Sato *et al.*, Phys. Rev. B. **86**, 184419 (2012).
 [6] T. Taniguchi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 113703 (2016).
 [7] F. J. Ohkawa, J. Phys. Soc. Jpn. **52**, 3897 (1983).



ポスター賞受賞を受けて

福地 考平

東京工業大学 理学院 修士2年

町田 洋 東京工業大学 理学院 助教	今井 智章 東京工業大学 理学院 修士1年	井澤 公一 東京工業大学 理学院 教授	清水 悠晴 東北大学 金属材料研究所 助教	本間 佳哉 東北大学 金属材料研究所 助教	青木 大 東北大学 金属材料研究所 教授
-----------------------	--------------------------	------------------------	--------------------------	--------------------------	-------------------------

このたびは国際会議J-physics2017のポスター賞に選出いただき、大変光栄に存じます。今回のポスターでは、重い電子系超伝導体 UBe_{13} のTh置換効果に関する発表をさせていただきました。その内容はまだ論文になっていないため、本稿では詳細なデータは省かせていただき、その概要を紹介させていただきます。

UBe_{13} は、発見から30年以上の長い歴史を有する第一世代の重い電子系超伝導体で、非常に風変わりな超伝導特性や非フェルミ液体的挙動を示すことが知られています。これら UBe_{13} の超伝導、常伝導特性だけでももちろん面白いのですが、Uサイトの一部をThで置換することでさらに興味深い性質が現れることがわかっています。例えば、図1に示すようにTh置換量を増加させると超伝導転移温度 T_c は、急激に抑制されます。これは置換による不純物効果によるもので非従来型超伝導で通常見られる特徴であると考えられます。ところが置換量をさらに増やすと、 T_c は2%付近から上昇に転じ、3%付近で極大を示します。さらに興味深いことに、このような T_c が増強される領域において、超伝導相内 $T = T_c$ で相転移と考えられる別の異常が現れます。この T_c 以下の相では、 μSR 実験から微小な内部磁場が存在すること、下部臨界磁場の実験から超伝導凝縮エネルギーが増加することが報告されています[1]。これらの結果を統一的に説明するシナリオとして多重相超伝導の可能性などが提案されていますが、その起源は明らかに

なっていません。ここで注目すべき点は、電気抵抗などで見られる非フェルミ液体的挙動も3%の近傍で最も顕著になる点です[2]。この様に超伝導と非フェルミ液体的挙動がどちらも3%の近傍で最も増強されることから、両者の間に密接な関係が存在することが予想されます。そこで私たちのグループではTh置換量4%の同一単結晶試料を用いた低温輸送係数測定により、超伝導特性と非フェルミ液体的挙動を調べました。

その結果、超伝導状態における熱伝導率測定から T_c 以下でフルギャップ的であった準粒子励起が、 T_c 以上ではそれが T_c 以下に比べ増加することを見出しました。そこで先行研究と本研究の結果にうまく整合するシナリオとして、図1に示す2次元表現 Γ_3 に属する2つの対関数(dベクトル) d_1, d_2 が温度 T_c 以下で時間反転対称性を破るように縮退する多重相超伝

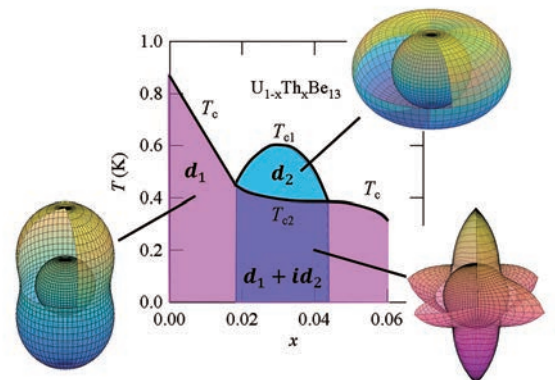


図1. $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ の x - T_c 相図[1]と本研究で提案した多重相超伝導シナリオにおける各相の超伝導ギャップ構造。 d_1, d_2 はそれぞれ2次元表現 Γ_3 に属する対関数

$$d_1 = 2\hat{z}k_z - \hat{y}k_y - \hat{x}k_x, \quad d_2 = \hat{x}k_x - \hat{y}k_y$$

導シナリオを提案しました。このシナリオでは、対関数は UBe_{13} ($x = 0$)を含む2段転移を示さない x の領域では z 軸方向に歪んだフルギャップを持つのに対し、2段転移を示す領域では T_{c2} 以上で z 軸方向にポイントノードを、 T_{c2} 以下で $[111]$ 方向にポイントノードを持ちます。このノード構造は一見私たちの熱伝導率の結果に矛盾するように見えますが、バンド計算の結果に基づき $[111]$ 方向にフェルミ面が存在しないと考えると[3]、フルギャップ的な準粒子励起構造が実現することとなり、私たちの実験結果に整合します。さらに私たちの熱伝導率の結果は、純粋な UBe_{13} においてもフルギャップ的なギャップ構造が実現していることを示唆しており、本シナリオはその結果とも整合します。同様の多重相超伝導シナリオは比熱測定からも提案されています[4]。

一方、常伝導状態においては、揺らぎに敏感な物理量であるゼーベック係数の絶対値が4 T近傍で最も増強されることを見出しました。これは純粋な UBe_{13} のゼーベック係数の絶対値が磁場によって単調に抑制されることとは明確に異なり、むしろ磁場誘起の量子臨界点を持つ物質で見られる振る舞いに類似しています。このことから、なんらかの揺らぎが4 T近傍で発達していることが予想されます。

今後はTh置換量を系統的に変化させて実験を行い、Th置換効果の本質を理解することで $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ の風変わりな超伝導の理解につなげたいと考えています。そのための取り組みとして、圧力下実験が現在進行中です。Th置換によって格子定数が単調に増大することから、Th置換は負の圧力印加に対応していると考えるのが1つの解釈です。このような背景のもと、Th置換した系に圧力を印加し、 UBe_{13} でみられる物性が現れるかどうか調べることで、Th置換効果の本質を理解できるのではないかと目論んでいます。

す。この結果については、近いうちに私の後輩が学会で面白い報告をしてくれると思います。ぜひ期待してください。

本学会は初めての国際会議であり自分にとって素晴らしい経験となりました。大会運営をしていただいた先生方、選考委員の先生方、また出会ったすべての方々に深く感謝申し上げます。井澤公一教授、町田洋助教をはじめ、研究室の方々には実験からディスカッションにいたるまで様々な面でサポートいただきました。また実験で用いた単結晶試料は東北大金研の青木研究室より提供いただきました。皆様に、この場を借りて深く御礼申し上げます。

余談ですが、実はこの学会が始まる前に井澤先生から、「わんこそば100杯以上食べるか、ポスター賞受賞しないと東京に帰ってくるな!」としきりに言われていました。立ちはだかるわんこそばの壁を前に振り返りあい88杯で断念した自分。もしかしたら、先生からのプレッシャーがあったからこそポスター賞を受賞できたのかもしれません。重ね重ね、井澤先生に深く御礼申し上げます。



図2. 研究室対抗わんこそば大会での一幕。ベテラン店員のわんこそばテクニックをみなで食い入るように見つめる。

[1] R. H. Heffner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 2816 (1990).

[2] E. A. Knettsch *et al.*, Physica B **186 - 188**, 251 (1993).

[3] T. Maehara *et al.*, Physica B **312-313**, 103-105 (2002).

[4] Y. Shimizu *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 100505(R) (2017).



TDO technique for quantum oscillation measurements under pressure.

Matthias Raba

LNCMI, CNRS, Grenoble, France, PhD student.

Dai Aoki

IMR, Tohoku University,
Oarai center, Japan

Rikio Settai

Department of Physics,
Niigata University, Japan

Ilya Sheikin

LNCMI, CNRS,
Grenoble, France

Pierre Rodière

Institut Néel, CNRS,
Grenoble, France

I am a PhD student of the Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI) of Grenoble, France. My PhD work is dedicated to the development of the tunnel diode oscillator (TDO) technique for quantum oscillation measurements in the vicinity of a pressure-induced magnetic Quantum Critical Point (QCP) in Ce-based heavy fermion materials. The results of such experiments provide information about the nature of f electrons, itinerant or localized, on the either side of a QCP.

The TDO technique is based on the skin depth effect of a metallic sample thanks to a tunnel diode, acting as a high-frequency generator, and a LC circuit oscillating at its resonant frequency $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, where the inductance L is a few-turns coil. This technique is highly sensitive to variations of the sample resistivity, ideal for quantum oscillation measurements.

I was staying in Japan from July to October 2017 thanks to a J-Physics grant for learning how to combine the TDO technique with pressure cells up to 5 GPa. First, I spent 4 weeks in the Settai's lab, Niigata University, to learn how to handle a piston-cylinder pressure cell. Then, in the Aoki's lab, IMR laboratory in the Oarai center, I integrated

a tiny coil in a Bridgman cell. The goal is to measure at the same time the pressure (by detecting the superconducting temperature of a tiny lead sample) and quantum oscillations in a CeRhIn₅ sample using the TDO technique. The CeRhIn₅ compound was already studied under pressure [1] and, therefore, is a perfect candidate for testing the TDO technique under pressure.

My stay in Japan was a unique occasion to discover a new culture, to meet Japanese heavy fermion and high pressure communities, and to learn new working methods.

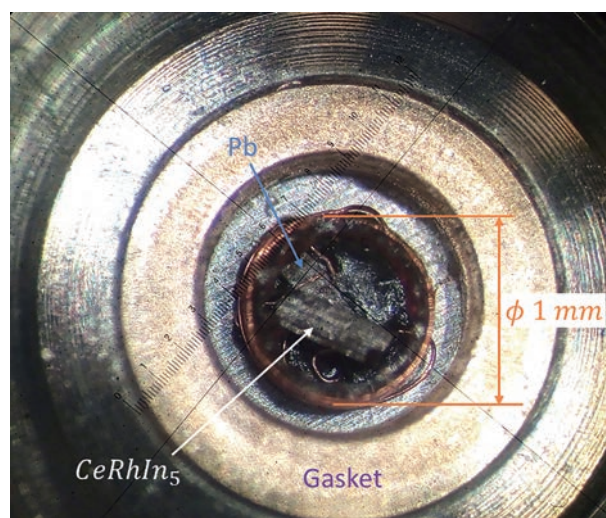


Figure 1. CeRhIn₅ sample and a 1mm diameter pick-up coil (a part of the TDO circuit) in a Bridgman cell.

[1] H. Shishido *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn., Vol. 74, No. 4, April, 2005



Anomalous transport properties of the non-collinear antiferromagnet Mn₃Sn

Muhammad Ikhlas

Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo, Graduate student

Dr. Takahiro Tomita ISSP, University of Tokyo	Dr. Michi-to Suzuki RIKEN CEMS	Dr. Takashi Koretsune RIKEN CEMS	Prof. Ryotaro Arita RIKEN CEMS	Prof. Satoru Nakatsuji ISSP, University of Tokyo
---	--	--	--	--

In ferromagnetic (FM) conductors, the Hall resistivity ρ_H is comprised of two terms:

$$\rho_H = R_0 B + R_s \mu_0 M \quad (1)$$

The first term on the right comes from Lorentz-force acting on charge carriers in magnetic field, and the second term is called the anomalous Hall resistivity, which is conventionally assumed to be proportional to the magnetization. The anomalous Hall effect originates from both scattering-dependent mechanisms, and scattering-independent mechanism, with the latter coming solely from the band structure [1]. In the theory of intrinsic anomalous Hall effect, the anomalous Hall conductivity (AHC) σ_H can be obtained from the Brillouin zone integration of the Berry curvature $\Omega_n(\mathbf{k})$ over the whole Fermi sea:

$$\sigma_H = -\frac{e^2}{h} \int \frac{d\mathbf{k}}{2\pi^3} \sum_n f[\epsilon_n(\mathbf{k}) - \mu] \Omega_n(\mathbf{k}) \quad (2)$$

Equation (2) indicates the summation of Berry curvature $\Omega_n(\mathbf{k})$ in the momentum space determines the AHC, which in turn, is determined by the symmetry of the system. For example, in simple collinear FM, the broken time-reversal

symmetry ensure that AHC is always finite in the plane perpendicular to the magnetization. On the other hand, in two-sublattice collinear AFM, the combined time-reversal operation and translation operation forbids non-zero AHC [2]. However, it was realized from an early study that AHC could be finite in non-collinear antiferromagnets with more than two sublattices [3], and in fact Mn₃Sn is one such compound [4].

Mn₃Sn is a hexagonal antiferromagnet. The structure can be viewed as a stacked kagome lattice made out of Mn and Sn atoms. Below $T_N \sim 420$ K, the Mn spins are ordered in the inverse triangular spin structure, and show exceedingly tiny in-plane spontaneous magnetization of $\sim 2\text{-}3 \text{ m}\mu_B/\text{Mn}$ with small coercive field of ~ 0.02 T. Concomitant with the magnetic order, Mn₃Sn exhibits large anomalous Hall conductivity of $\sim 100 (\Omega \text{ cm})^{-1}$, comparable to those found in ferromagnets [4]. This large magnitude of AHC hints at the presence of large Berry curvature, which act as fictitious magnetic field in the momentum space.

[1] N. Nagaosa, *et al.*, Rev. Mod. Phys. **82** (2010)

[2] H. Chen, A.H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **112**, 017205 (2014)

[3] R. Shindou, N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **87**, 11 (2001)

[4] S. Nakatsuji, *et al.* Nature **527** (2015)

The band structure of Mn₃Sn associated with the inverse triangular spin structure hosts many band-crossing points in the form of Weyl nodes, the closest of which is around 60 meV above the Fermi energy in its stoichiometric case. Recent ARPES measurement on Mn₃Sn provides some evidence of the presence of the electron and hole bands that connect to form these Weyl nodes. In addition, the chiral anomaly, a transport signature of Weyl nodes characterized by positive magnetoconductance in parallel electric and magnetic field configuration, has been reported in the same study [6]. Now, the question is, how does the presence of Weyl nodes manifest in the anomalous transport properties?

It has been known that band-crossing points act as sources of Berry curvature in momentum space [7]. In a lattice model of Weyl semimetal, Hall conductivity σ_{xy} is found to be sharply peaked at the Weyl node. On the other hand, the anomalous thermoelectric conductivity α_{xy} , which is the thermoelectric counterpart of AHC, strongly changes as a function of chemical potential around the Weyl nodes and becomes zero at the Weyl node itself [8]. This behavior is expected because the anomalous thermoelectric conductivity is related to AHC through the Mott relation:

$$\alpha_{xy} = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3|e|} \frac{\partial \sigma_{xy}(\epsilon)}{\partial \epsilon} \quad (3)$$

An important implication of this is that if the chemical potential of a system is located in the vicinity of Weyl nodes, then large anomalous thermoelectric conductivity α_{xy} , which dictates the Nernst effect, can be obtained.

As single crystal of Mn₃Sn is stabilized only in the presence of excess Mn occupying the Sn site, the correct chemical formula for the compound should be Mn_{3+x}Sn_{1-x} ($0.03 \leq x \leq 0.15$). These extra Mn atoms act as electron dopants, and if the rigid-band approximation is assumed, then the Fermi energy will be shifted towards the Weyl nodes. Thermoelectric measurements on Mn_{3.06}Sn_{0.94} single crystals revealed a large anomalous Nernst effect of around 0.6 μ V/K, which is comparable to the highest value known for metallic ferromagnets. Upon further doping of Mn on Sn site, the anomalous Hall conductivity increases within about 10% while the anomalous thermoelectric conductivity decreases drastically by 50% (fig. 1a) [9]. The behavior that we have observed is semi-quantitatively consistent with first-principles calculation for Mn₃Sn (fig. 1b), which shows the

[6] K. Kuroda, T. Tomita, *et al.*, Nat. Mater. **16** (2017)
 [7] Z. Fang, *et al.*, Science **302**, 92 (2003)
 [8] G. Sharma, *et al.* Phys. Rev. B. **93**, 035116 (2016)

[9] M. Ikhlas, T. Tomita, *et al.*, Nat. Phys. **13** (2017)

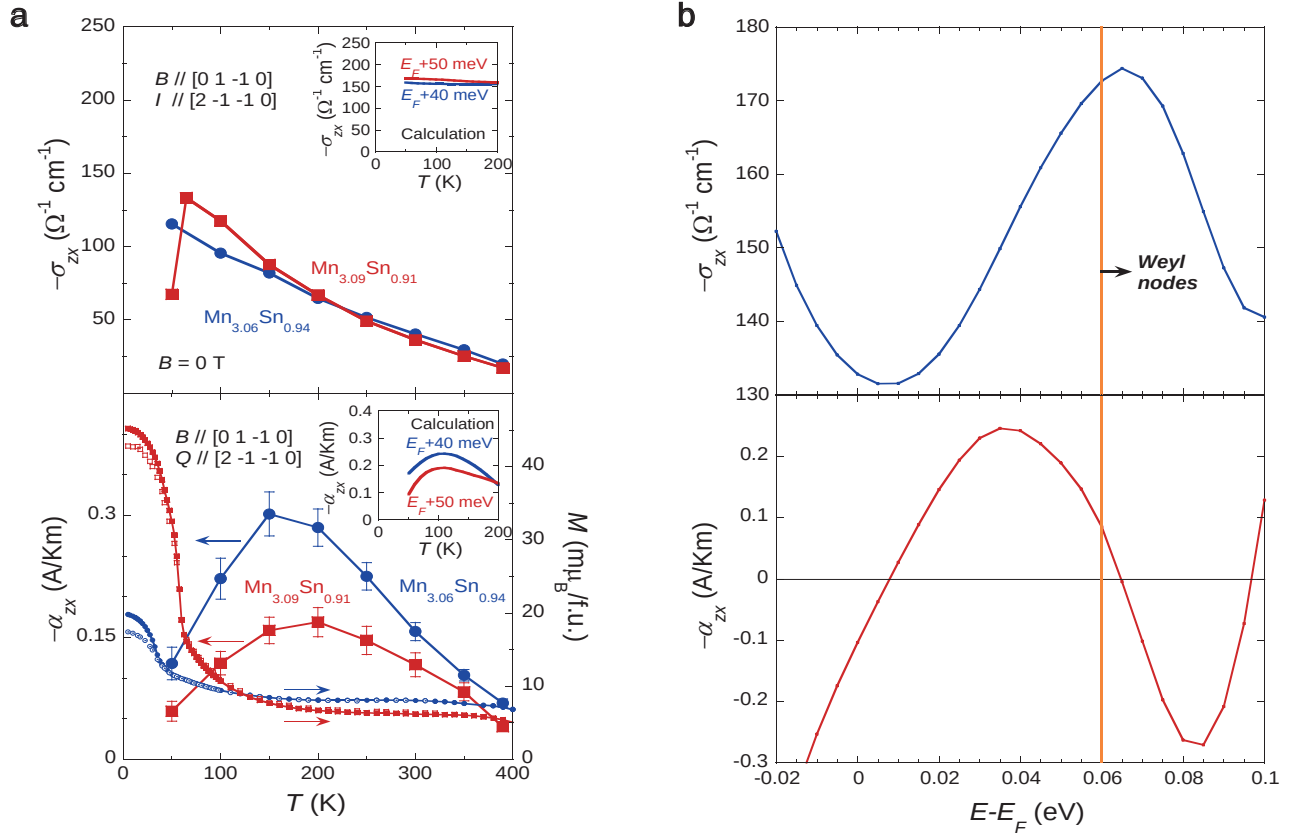


Fig 1. **a**, Temperature dependence of the anomalous Hall conductivity σ_{zx} (top panel) and anomalous thermoelectric conductivity α_{zx} (bottom panel). Top panel inset: First-principles calculation result of σ_{zx} vs. T for $E - E_F = +40$ meV (blue) and $+50$ meV (red). Bottom panel inset: First-principles calculation result of α_{zx} vs. T for $E - E_F = +40$ meV (blue) and $+50$ meV (red). **b**, Energy dependence of σ_{zx} (top panel) and α_{zx} (bottom panel) obtained from first-principles calculation. E_F stands for the Fermi energy of stoichiometric Mn_3Sn . Orange line which crosses $E - E_F = +60$ meV indicates the expected position of the closest Weyl node in the band structure

peak of Hall conductivity roughly at the position of the Weyl node.

Although the observed anomalous Nernst effect is among the largest observed so far in metallic magnets, the magnitude is still lacking for application for energy harvesting. However, idea of enhancing the anomalous Nernst effect through chemical potential tuning in a Weyl magnet should

be applicable to other materials in the future.

We thank Prof. Y. Ontani for valuable comments. We would also like to thank the J-Physics committee members for giving us the opportunity to present this work in the poster session, and for recognizing this work with the poster award.



International Workshop on Multipole and Related Phenomena in Hachimantai and Best poster award

Tsuyoshi Omi

2nd year master course student, Department of Advanced Materials Science, The University of Tokyo

Mitsuru Akaki Assistant Professor Osaka University	Nobuyuki Abe Assistant Professor The University of Tokyo	Yusuke Tokunaga Associate Professor The University of Tokyo	Masayuki Hagiwara Professor Osaka University	Taka-hisa Arima Professor The University of Tokyo
---	---	--	---	--

J-Physics 2017, International Workshop on Multipole and Related Phenomena was held at Hachimantai Royal Hotel which is on a beautiful mountain in September. I made a poster presentation in this workshop. It was the first time for me to attend the activities of J-Physics. I attended this workshop because the interest of my research matched well with its scope. My research is concerned with nonreciprocal directional dichroism (NDD). NDD denotes the asymmetric absorption of counterpropagating electromagnetic waves. Typical material which hosts NDD is ferrotoroidic materials [1]. Toroidal moment is a magnetic odd-parity multipoles[2]. I observed NDD of microwaves in the ferrotoroidic material GaFeO_3 in the ferromagnetic resonance. I would like to know the dynamical response generated by augmented multipoles and related fields and decided to attend this workshop.

I learned some interesting topics in this workshop. In the session about multipoles, the magnetoelectric effect induced by multipole orders was discussed from the theoretical viewpoint. The topics was closely related to my research, and provided me a good opportunity to think about my own research

from a wider standpoint. Many speakers talked about superconductivity. I learned the recent progress of the research field. All in all I had a good time to expand my understandings about multipoles.

In J-Physics 2017, there were some joyful events in addition to the scientific activities. On the third day, I joined the excursion for the national park in Hachimantai city and Yakebashiri Lava Flow. In the national park, we first walked around the top of the mountain, and there were some “strange lakes” (Fig.1). They were marshes made up of rainwater in the hole made by the lava flow. Next, we saw a cooled and hardened lava flow at Yakebashiri. I was very impressed with such a majestic sightseeing of volcanos I had never seen before.



Fig.1 The picture of a beautiful marsh near the top of a mountain.

[1] Y. Tokura, *et al.*, Rep. Prog. Phys. **77**, 076501 (2014).

[2] N. A. Spaldin *et al.*, Phys. Rev. B **88**, 094429 (2013).

The poster-presentations were located on the second and fourth days in the workshop. My poster presentation was on the fourth day(Fig.2). At first, I got a little nervous because I wondered if I could explain my research about multiferroic to other researchers well. Because some researchers attending this workshop mainly studied superconductors, I worried about the large difference between the expert fields. In fact, most audience who listened to my presentation said “I understand but ...”, asked many questions, and discussed my research topics. It was helpful for me and I was delighted to have them understand the contents by my talk. I kept in mind one thing in my poster presentation. It was ‘to make them understood from the foundation as easy as



Fig.2 Poster Presentation in Hachimantai Royal Hotel

possible’, because I thought that the discussion would not proceed well if there was a difference in knowledges between the presenter and listeners. When the poster presentation time was finished and I noticed that the time was very short but meaningful for me.

The reason why I could win the honor award (Fig.3) might be such an attitude to a presentation. I will not forget the good experience and do a better research being encouraged by this award.

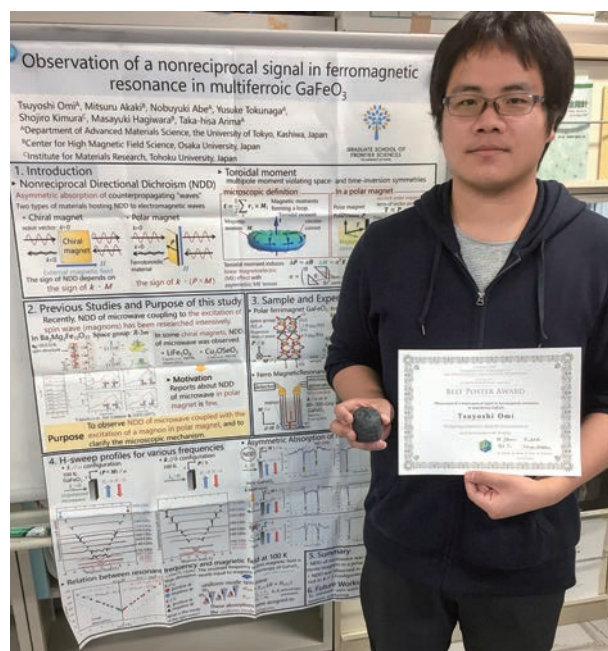


Fig.3 My poster and Best poster award. The extra prize is a paperweight modeling on the owl.

Finally, I thank the organizers of J-Physics 2017: International Workshop on Multiples and related Phenomena. I thank Professor Shojiro Kimura in Tohoku University for teaching techniques of ferromagnetic resonant measurements and fruitful discussions for the analysis.

中間評価報告

網塚 浩

領域事務担当 北海道大学理学研究院 教授

平成27年度発足の本領域に係る中間評価が昨年実施されました。結果が公表されたのは本年、平成30年の1月でしたが、評価対象となった活動は、本領域が実際に始動した採択年度半ばから報告書作成にとりかかる平成29年4月までの実質約1年半のものとなっています。昨年6月中旬に報告書を提出、9月7日に理工系委員会でのヒアリングを播磨・野原・網塚が出席して受けました。この調査結果に基づく科学研究費補助金審査部会（11月27日）の審議を経て、本領域は、A「研究領域の設定目的に照らして、期待どおりの進展が認められる」の評価を受けました。平成29年度に評価対象となった20の研究領域のうち16領域がA、2領域がA+の評価を受けています。

以下は、文部科学省のホームページ（http://www.mext.go.jp/a_menu/shinkou/hojyo/1400492.htm）に公開されている審査部会所見の全文です。

本研究領域は、f 電子系や d 電子系のもつ「多極子自由度」と伝導電子との協奏が引き起こす新奇な物性研究を通じて「多極子伝導の学理」の構築につなげることを目指している。これまでに、反強磁性体における異常ホール効果の観測、ウラン系化合物における電流誘起磁化異常に関する研究展開、ハチの巢格子の新規超電導の発見、ダイヤモンド構造の四極子系の開発など、多くの重要な研究成果が着実に生まれており、順調に進展しているものと認められる。

採択時の所見において指摘された「分野融合に向けた連携研究の促進」について、領域会議やトピカルミーティングを積極的に実施し、また領域内の共同研究を促進するための共用機器を購入するとともにその効果的な運用を図るなど、適切な対応がなされている。これを反映して、理論と実験、試料作製と物性計測など、公募研究を含む共同・連携研究が活発かつフレキシブルに推進され、数多くの成果の創出につながっている。若手研究者向けのセミナーや海外派遣など、若手研究者育成への取り組みも積極的に行われており、領域代表者のリーダーシップの下で多極子伝導の物理学の確立に向けた研究領域の運営が機能していると評価できる。また、国際共同研究ネットワーク、試料育成ネットワーク及びウラン系化合物研究の国際連携ネットワークの構築に向けた拠点づくりも進められており、国際的な研究者コミュニティの形成に向けた今後の展開が期待される。

一方で、アウトリーチ活動については、現段階で十分に機能しているとは言い難く、研究領域として計画している「研究成果を一般向けに分かりやすく公表する」、「企業と連携を図りながら、若手キャリアパス形成の取組を推進する」という観点に基づいた今後の積極的な取り組みが強く求められる。

ヒアリングでも冒頭に指摘を受けたアウトリーチ活動については、個々には出前授業や市民講座など幅広く活発な活動が見られるものの、領域としての計画的な遂行が求められています。アウトリーチ活動に取り組むことは、本領域研究の学術的、社会的意義、テーマの本質を見直す良い機会にもなりますので、後半の重要課題として総括班を中心に具体策を練り、活動を強化していきたいと思います。このほかヒアリングでは国際活動支援班と各研究項目の活動間の具体的な関連性がわかりにくいという指摘も受けています。これは報告書に書き切れずに誤解を招いた部分もありますが、アウトリーチと同様、領域活動の全体像をわかりやすく外に対して示していくことの重要性を再認識しました。

中間評価報告書をまとめるにあたり、お世話になりました前総括班評価者の北岡良雄先生、現評価者の鹿野田一司先生、上田寛先生、前学術調査官の平山朋子先生、福井賢一先生、また中間評価後の改善点について有益なご助言をいただきました現学術調査官の廣理英基先生、田中優実先生、そして報告書作成にご協力いただいた領域メンバーの皆様に本紙面を借りてお礼申し上げます。

2018年4月からの領域関連行事

J-Physics 領域全体会議 (後半キックオフ)

J-Physics主催

日 時: 2018年5月24日(木) ~ 26日(土) / 場 所: 東北大学 片平さくらホール(仙台市)

国際若手サマースクール・新物質と結晶育成に関する国際ワークショップ

J-Physics主催

日 時: 2018年6月24日(日) ~ 27日(水) (サマースクール)

日 時: 2018年6月27日(水) ~ 30日(土) (国際ワークショップ)

場 所: 淡路夢舞台国際会議場(兵庫県淡路市)

12th PRAGUE COLLOQUIUM ON f-ELECTRON SYSTEMS

日 時: 2018年7月4日(水) ~ 7日(土)

場 所: Faculty of Mathematics and Physics, Charles University (Prague, Czech Republic)

<http://kfkf.cz/pcfes/>

The International Workshop on Dual Nature of f-electrons (IWDN2018)

日 時: 2018年7月9日(月) ~ 13日(金)

場 所: Institute of Low Temperature and Structure Research (Wrocław, Poland)

<http://iwdn2018.intibs.pl/>

ICM2018 International Conference on Magnetism

日 時: 2018年7月16日(月) ~ 20日(金)

場 所: San Francisco Marriott Marquis (San Francisco, CA, USA)

<http://www.icm2018sf.org/>

Frustration, Orbital Fluctuations, and Topology in Kondo Lattices and their Relatives

日 時: 2018年7月16日(月) ~ 8月3日(金)

場 所: Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems (Dresden, Germany)

<https://www.dresden-science-calendar.de/calendar/event/14117>

B01-D01 合同トピカルミーティング「物質探索最前線(仮)」

J-Physics主催

日 時: 2018年8月6日(月) ~ 7日(火) / 場 所: 首都大学東京 南大沢キャンパス(東京都八王子市)

日本物理学会 (2018年秋季大会)

日 時: 2018年9月9日(日) ~ 12日(水) / 場 所: 同志社大学 京田辺キャンパス(京都府京田辺市)

日本物理学会 (2019年第74回年次大会)

日 時: 2019年3月14日(木) ~ 17日(日) / 場 所: 九州大学 伊都キャンパス(福岡県福岡市)

日本物理学会 (2019年秋季大会)

日 時: 2019年9月10日(火) ~ 13日(金) / 場 所: 岐阜大学

国際ワークショップ J-Physics 2019

J-Physics主催

日 時: 2019年9月19日(木) ~ 21日(土) / 場 所: 神戸大学 百年記念館六甲ホール(神戸市)

SCES2019 International Conference on Strongly Correlated Electron Systems

日 時: 2019年9月23日(月) ~ 28日(土) / 場 所: 岡山コンベンションセンター(岡山市)



Information

事務局からのお知らせ

謝辞記載のお願い

本領域の支援を受けて進められた研究の成果発表に際しては、以下の要領で謝辞 (Acknowledgement) の記載をお願いいたします。

記載例は次のとおりです：

【英文】：This work was supported by JSPS KAKENHI Grant Number JP15H05882 (J-Physics).

【和文】：本研究はJSPS科研費JP15H05882(J-Physics)の助成を受けたものです。

計画研究の課題番号と課題名の対応は以下の通りです：

- 15H05882 J-Physics:多極子伝導系の物理の研究総括
- 15H05883 局在多極子と伝導電子の相関効果
- 15H05884 遍歴多極子による新奇量子伝導相
- 15H05885 拡張多極子による動的応答
- 15H05886 強相関多極子物質の開発
- 15K21732 J-Physics:多極子伝導系の物理の国際展開

活動成果報告のお願い

以下の情報を随時メールで事務局までお知らせください。

論文 (著者名、タイトル、雑誌名、巻号、ページ、発行年、査読の有無)

著書 (著者名、タイトル、出版社、発行年)

国内・国際学会等発表 (発表者、タイトル、発表学会等名、場所、発表年月日、招待の有無)

アウトリーチ活動 (実施者、活動内容、場所、実施年月日)

NEWS LETTERへのご寄稿のお願い

J-Physics NEWS LETTERに記事の掲載を希望される方は各研究項目の編集委員までお知らせください。自信作の論文、参加された会議の報告、アウトリーチ活動など、まずは概要を所定のフォームに記載してお送り下さい。特集記事の企画も歓迎いたします。

連絡先 J-Physics事務局：steering@jphysics.jp

NEWS LETTER

J-Physics #05

Physics of Conductive Multipole Systems

March

編集後記

今年度ももう終わりですね。1年があっという間に過ぎてしまう印象は年を重ねたからなのでしょう。あまりにも時代の変化のスピードが速すぎて、人間が対応できる速度を超えてしまったのでは？！と思うときもあります。大学こそゆっくり深く物事を考えて、じっくり学問を追求できる場所であった筈なのですが、研究・教育以外の業務があまりにも増え過ぎてそんな余裕がなくなったと感じるのは、私だけではないでしょう。そんな忙しい中でも、日没時間、気温、日差し、動植物の息吹等から季節の移ろいを感じ、せめて気持ちだけは速くなった時間の流れを遅くしようと日々努力している次第です。

私事で恐縮ですが、長年お世話になった身近な先生が本年度で卒業(定年退職)されます。退職祝賀会の発起人になっていた私は、研究室卒業生から祝賀会用に懐かしい思ひ出写真をたくさん頂きました。限られた期間内での準備等、大変忙しかったのですが、懐かしい写真を目にするとその当時へ一気にタイムスリップし、流れていた時間があたかも「びたっ」と停止する魔法にかかった思ひでした。多忙化が行き過ぎて、国家レベルで「働き方改革」が議論される昨今、こうした心のオアシスを研究者の皆さんにも努めて作っていただきたいものです。そしていつか、このニュースレターが研究活動報告のみならず、皆さんの「心の時間を止めてくれる」そんな役目も担ってくれば…と願っております。

皆様のお陰で今号も無事、ニュースレターを発刊することができました。この場をお借りして心からお礼申し上げます。(Y.N)



J-Physics

多極子伝導系の物理
Physics of Conductive Multipole Systems

J-Physics : 多極子伝導系の物理

文部科学省科学研究費補助金「新学術領域研究」(平成27～31年度) 領域番号: 2704

新学術領域研究

「J-Physics : 多極子伝導系の物理」ニュースレター 第5号

2018年3月 発行

編集人 石田 憲二

発行人 播磨 尚朝

発行所 神戸大学大学院理学研究科 物理学専攻
TEL : 078-803-5628 / FAX : 078-803-5628/5770

事務局 北海道大学大学院 理学研究院 物理学部門
網塚 浩
TEL/FAX : 011-706-3484

領域ホームページ

<http://www.jphysics.jp/>