

日本物理学会誌

BUTSURI

第68巻 第4号(通巻 760号) ISSN 0029-0181

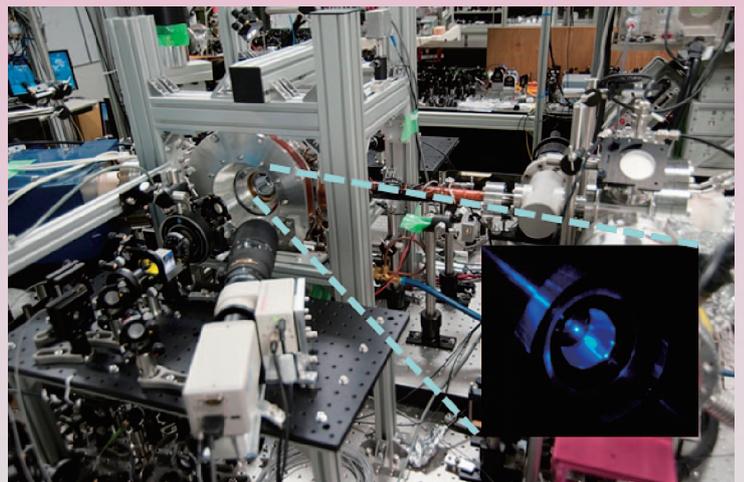
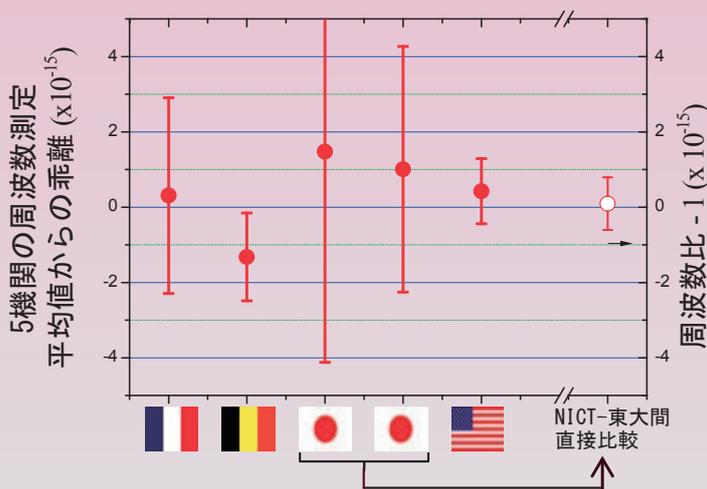
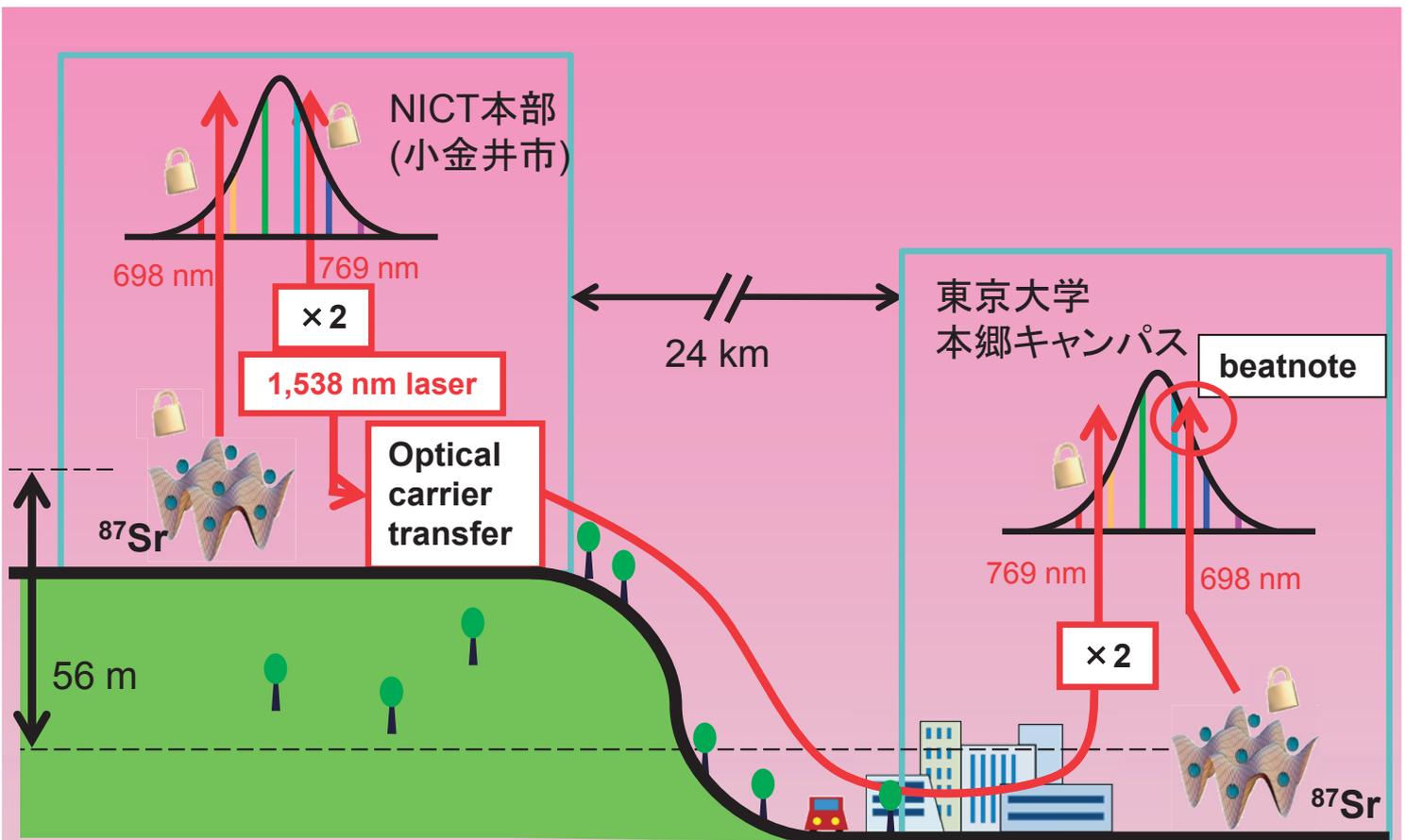
昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成25年4月5日発行 毎月5日発行

2013 VOL. 68 NO.

4

- 南部・ゴールドストーンボソンの統一的理解
- 時刻・周波数標準の遠距離比較伝送技術の現状と将来
- 原子分解能ホログラフィー

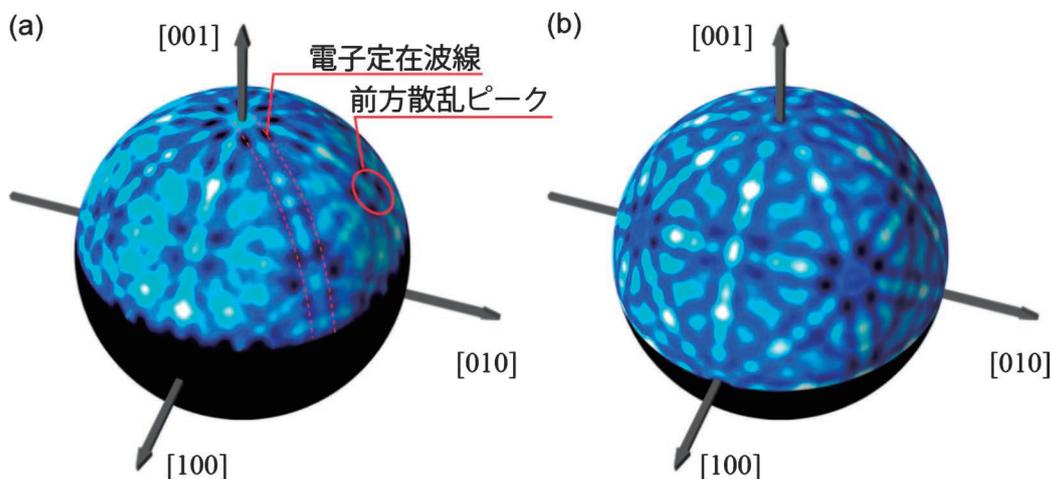


口絵：今月号の記事から		197
巻頭言	論文閲読のすすめ	安藤恒也 199
交 流 解 説	南部・ゴールドストーンボソンの統一的理解 時刻・周波数標準の遠距離比較伝送技術の現状と将来	渡辺悠樹, 村山 斉 200 井戸哲也, 藤枝美穂 209
実験技術 最近の研究から	原子分解能ホログラフイー 口絵 ヒ素の化学を利用した鉄系超伝導体の新物質開発 口絵	林 好一 217 野原 実, 工藤一貴 226 鉄系超伝導体における「軌道の物理」の新展開 大成誠一郎, 紺谷 浩 231
JPSJの最近の注目論文から	12月の編集委員会より	安藤恒也 236
談話室	誤解されているブラケット—共役演算子をめぐって 第52回生物物理若手の会夏の学校報告 2012年度原子核三者若手夏の学校活動報告	北野正雄 239 柴崎宏介 241 嶋田健悟, 川名清晴, 鈴木裕貴, 高橋将太 243
国際会議 追 悼 新著紹介	第20回少数粒子系物理国際会議FB20 相良建至, 肥山詠美子, 金森順次郎先生を偲んで	民井 淳 246 寺倉清之 247 248
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	250
行事予定		253
日本物理学会誌投稿規定		256
会 告	■2014年度の会費減額申込手続き(大学院学生・学部学生)のお願い ■会費納入のお願いと未納者への雑誌発送停止のお知らせ ■朝日賞, 井上學術賞, サー・マーティン・ウッド賞, 島津賞, 本多記念賞, 本多フロンティア賞, 本多記念研究奨励賞, 松尾財団宅間宏記念學術賞の各受賞候補者の推薦について(募集) ■第26回(平成25年度)松尾學術研究助成候補者の募集 ■2013年秋季大会・講演募集掲載号 ■2013年秋季大会の企画募集 ■2013年秋季大会講演募集要項 ■託児室設置について ■2013年3月1日付新入会者 ■Webページによる講演申込の手順(参加登録を含む) ■講演概要集原稿の書き方 ■日本物理学会入会案内 ■日本物理学会入会申込書	260
本会関係欧文誌目次		281

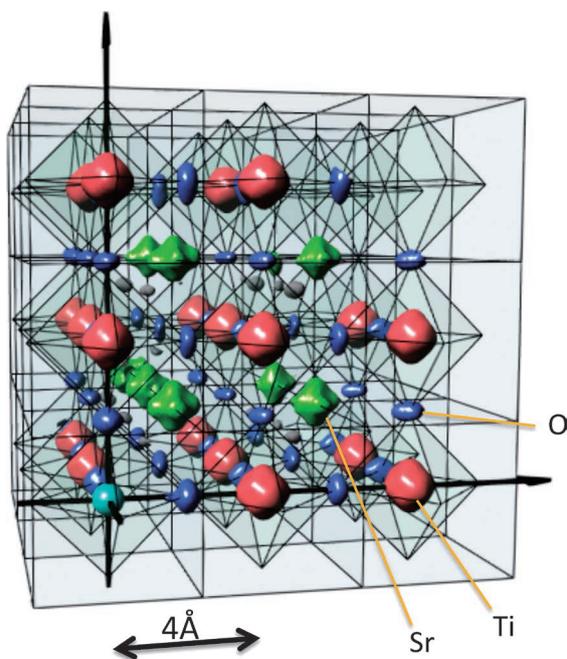
表紙の説明 光周波数標準の光ファイバ網による伝送の一例(上図)。情報通信研究機構(NICT)小金井本部と東京大学(東大)本郷キャンパスは直線距離にして24 km離れており,共にストロンチウム(Sr)光格子時計が動作している(右下写真はNICTの装置及びトラップされたSr原子)。この2拠点間は全長60 kmのダークファイバで結ばれており, NICTの光格子時計の生成する光信号を光周波数コムにより通信帯波長に変換した後東大へ伝送した。受信側(東大)では届いた光の一部を送信側(NICT)に送り返し,伝送中に生じた位相雑音を送信側において検出・補償している。伝送された光と東大の時計の生成する光のビート周波数を20秒間程度測定するとNICT側の時計が3~4 Hz程度高い光周波数を生成することが検出できる。この周波数差は両拠点の標高差56 mによる一般相対論的効果でほぼ説明でき,さらに積算を重ねることによって従来のCsベースの絶対周波数測定(NICT・東大を含む日米仏独5拠点)では困難な16桁の不確かさでの周波数一致が確認された(左下図)。詳細は本号に掲載されている井戸哲也氏らの「解説」記事を参照のこと。

Graphic Page	197
Editorial	
<i>Encouragement of Reviewing Submitted Manuscripts</i>	Tsuneya Ando 199
<hr/>	
Reviews	
<i>Unified Understanding of Nambu-Goldstone Bosons</i>	Haruki Watanabe and Hitoshi Murayama 200
<i>Current Status and Future of the Technology to Transfer and Compare Time and Frequency Standards</i>	Tetsuya Ido and Miho Fujieda 209
<i>Atomic Resolution Holography</i>	Kouichi Hayashi 217
Current Topics	
<i>Development of Novel Superconductors Using the Chemistry of Arsenic</i>	Minoru Nohara and Kazutaka Kudo 226
<i>Recent Development of Novel Orbital Physics in Iron-Based Superconductors</i>	Seiichiro Onari and Hiroshi Kontani 231
<hr/>	
JPSJ Selected Papers in the Latest Issue	Tsuneya Ando 236
Forum	
<i>Dirac's Bra-ket Notation Misunderstood and Deformed in Terms of Adjoint Operators</i>	Masao Kitano 239
<i>Report on the 52nd Summer School of Young Researchers Society for Biophysics</i>	Kousuke Shibasaki 241
<i>Report for YONUPA Summer School 2012</i>	Kengo Shimada, Kiyoharu Kawana, Hiroki Suzuki and Shota Takahashi 243
Reports on International Conferences	
<i>[FB20] 20th Int. IUPAP Conf. on Few-Body Problems in Physics</i>	Kenshi Sagara, Emiko Hiyama and Atsushi Tamii 246
Obituary	
<i>To the Memory of Prof. Junjiro Kanamori</i>	Kiyoyuki Terakura 247
Book Reviews	248
<hr/>	
Notice Board	250
<hr/>	
JPS Announcements	260

実験技術 「原子分解能ホログラフィー」 p.217

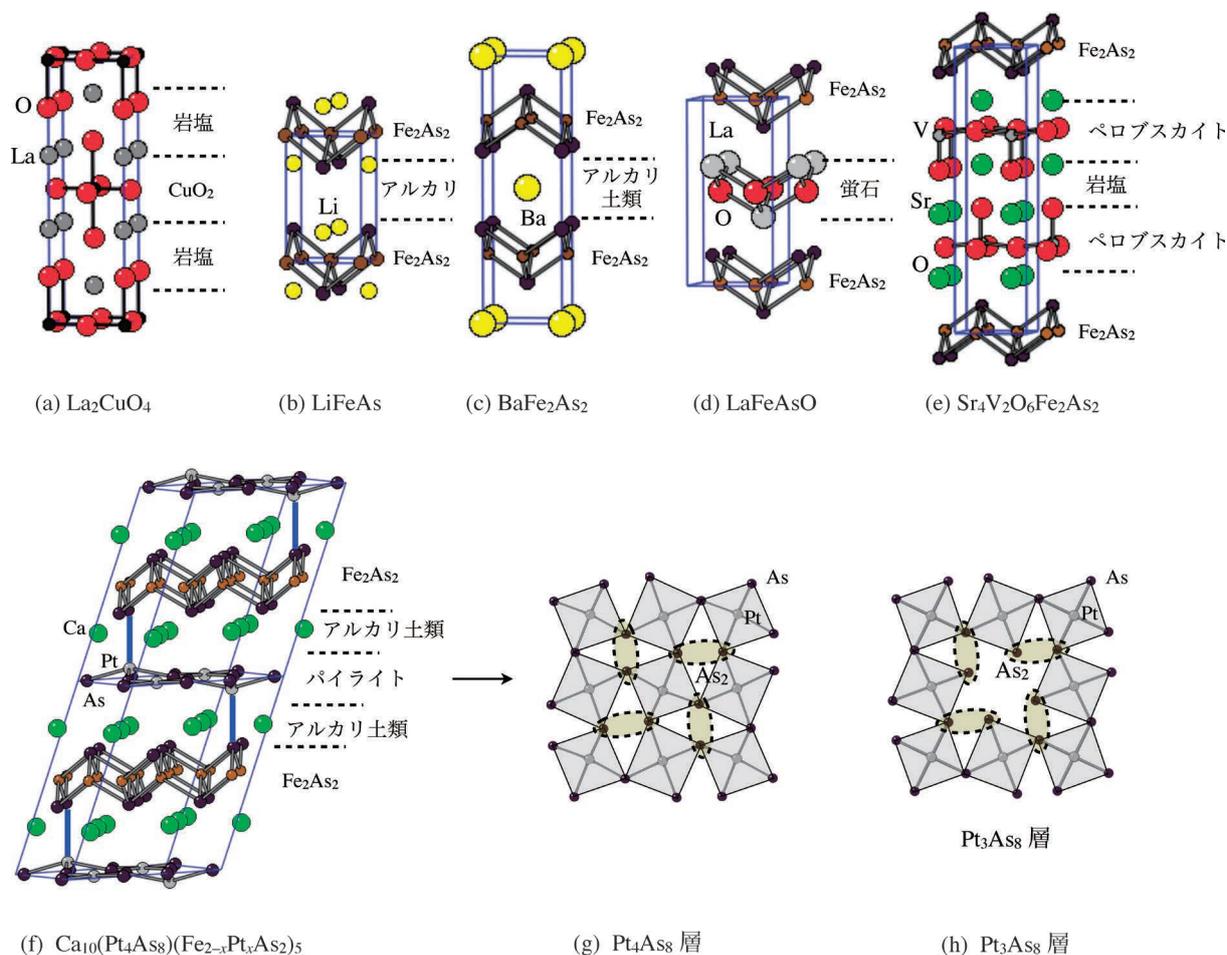


‘逆’光電子ホログラフィーによるチタン酸ストロンチウムの原子分解能ホログラム (A. Uesaka, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 107, 045102 (2011).). 色々な方位から電子ビームをチタン酸ストロンチウムに照射し、チタンの特性X線を検出することによって記録した。‘逆’光電子ホログラフィーは従来の光電子ホログラフィーと等価なデータが取得できるために、菊池線（ここでは電子定在波線と呼んでいる）や前方散乱ピークなども観測されている。(a)は実験値,(b)は計算によるものであり、両者はよく一致している。計算は電子の多重散乱を考慮している。



チタン酸ストロンチウムのホログラムから再生された原子像。チタン特性X線によるホログラムを用いたため、チタン原子周辺の原子配列を可視化させることができる。再生には、松下智裕博士 (JASRI) の開発した SPEA-MEM (Scattering Pattern matrix Extraction Algorithm using the Maximum-Entropy Method) を用いた。原子番号の大きなチタンやストロンチウムは強く再生されているが、軽元素の酸素も明瞭に再生されている。酸素原子が円盤状に再生されているが、これは酸素原子の揺らぎによるものと考えている。ここでは標準試料を用いて測定しているが、材料中のドーパントからの特性X線を検出したホログラムを記録すれば、ドーパントのサイトや周辺の格子歪みなどが評価できる。

銅酸化物と鉄系に共通する特徴のひとつに層状の結晶構造がある。いずれも、超伝導を担う CuO_2 層あるいは Fe_2As_2 層の間に層間物質が挟まった構造を持つ。これはサンドイッチに例えられる。パンにあたる部分が超伝導層で、ベドノルツとミュラーは銅と酸素でできた、とても美味しいパンを発見した。細野らは鉄とヒ素でできた、また別の美味しいパンを発見した。二種類のパンしかない現状で、美味しいサンドイッチを作るには、具材を工夫するしかない。本文では、電子論に基づく化学的な考察から、どのようにして新しい具材(層間物質)を開発するかを紹介する。さらに、第三のパン(超伝導層)がどこにあるのか、その展望を示したい。



(a) 銅酸化物高温超伝導体の結晶構造。 La_2CuO_4 の層間物質は岩塩型 LaO 。(b) から (f) 鉄系超伝導体の結晶構造。 LiFeAs と BaFe_2As_2 の層間物質はアルカリ金属やアルカリ土類金属。 LaFeAsO の層間物質は蛍石型 LaO 。 $\text{Sr}_4\text{V}_2\text{O}_6\text{Fe}_2\text{As}_2$ の層間物質はペロブスカイトと岩塩を組み合わせた金属酸化物。 $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_4\text{As}_8)(\text{Fe}_{2-x}\text{Pt}_x\text{As}_2)_5$ の層間物質はパイライト構造から派生した (g) Pt_4As_8 層を含む。(h) 白金が欠損した Pt_3As_8 層も存在する。

論文閲読のすすめ

安藤 恒也 (JPSJ 編集委員長)

最初に Journal of Physical Society of Japan (JPSJ) のプラットフォーム問題の現状について報告する必要がありそうです。JPSJ の電子版プラットフォームの更新が急務となっています。そこで、第 67 期の物理学会理事会は、プラットフォーム更新と海外購読促進策として「海外販売に関する Institute of Physics (IOP) との提携案」をとりまとめ、会員に意見を求めました。寄せられた意見や JPSJ フレンドシップ・ミーティング等における議論を踏まえ、第 68 期では斯波弘行氏を委員長とする検討ワーキング・グループ (WG) を設置し更なる検討を進めました。その報告書では、IOP など海外大手出版社との提携を行う A 案、JPSJ 独自のウェブサイト構築する B 案の 2 案が示され、それぞれのメリット・デメリットの整理・分析が行われました。

学術誌の世界的動向の将来が不透明な中で、方針選択の 1 つの因子は、「A 案を選択した場合にはその後の路線変更がきわめて難しい」という点です。このことから、理事会では会員の意見が十分に収束していない現時点で、A 案の選択に踏み切ることは難しいとの判断に至りました。その結果、「当面は B 案をベースとした対応をとるとともに、遠くない将来に A 案に移行することも視野に入れる」という方針で、会員に意見を求めました。寄せられた意見に強い反対意見がありませんでしたので、1 月の理事会でその方針を確認しました。それにより、米国 Atypon 社が提供するプラットフォームへ移行し、改良する形で当面の運営を行い、これと平行して A 案ないしそれに類する提携策を含めた学術刊行のあり方について更なる検討を進めることとなりました。すでに、JPSJ システム WG が発足し、活動を始めました。

編集委員長になってからほぼ 1 年になろうとしています。私には Elsevier 出版社の Solid State Communications と

Physica E の編集を途中で投げ出した犯歴がありますので、編集の仕事のあらまは理解していたつもりですが、やはり大変な仕事であることを実感しています。これまでは、熱心な編集委員の皆様と編集部職員の方々に助けられて、なんとかやってこれたと思えます。また、この 1 年間、上記の JPSJ のプラットフォーム問題に振り回されてきましたが、それについての真剣な議論から、会員の皆様が、意見の相違はあるものの、熱心に JPSJ のことを考えていらっしゃることを実感することができ、大変安心いたしました。

さて、編集委員長となって気がついたことの一つは、投稿された原稿の閲読を簡単に辞退される方が多いことです。最近ではインターネットや電子メールの時代ですので、閲読を依頼する方も簡単ですが、依頼される方も気軽に辞退することができることも大きな理由だと思えます。当然、その口実で最も多いのが「多忙である」ですが、気になるものに「自分の専門と異なる」というのがあります。自分の専門を狭く考えれば、どのようなものでも専門違いになるので、便利な言葉であることは間違いありません。しかし、自分の「専門」から多少離れたテーマの論文を読んでみることは、自分の将来のために、必ず役に立つと思えます。

若い頃 1 年ほど IBM ワトソン研究所に滞在したことがあり、それ以来 American Physical Society (APS) の会員になっています。そのとき驚いたのは、すぐに APS から論文の閲読依頼が舞い込み始めたことでした。若い研究者にも積極的に閲読をさせて、閲読者を育てようとしているように思えました。その後、Physical Review B (PRB)、Physical Review Letters (PRL)、Journal of Applied Physics (JAP) などから継続的に閲読依頼が来ましたが、ほとんど断ったことはありませんでした。そのせいか、最初は JAP、次に PRB の Edi-

torial Board、その後 PRL の Divisional Associate Editor (DAE) をともに数年間務めさせられました。JAP と PRB は本質的にはかなりの割合で投稿論文を掲載可とするので大きな仕事はありませんでした。一方、PRL では、担当編集者が複数の閲読報告に基づきほぼ多数決で掲載可否を決めているようですが、その判定に対してたくさんの著者から反論があります。DAE は、その反論を認めて掲載可と判定を覆す場合もありますが、多くの場合、多数の閲読者に賛同して掲載不可として、実名入りで著者に連絡するいやな仕事です。そのため、「あいつに論文を却下された」と陰口をたたかれることになりました。

閲読依頼を受け取るのは、きまって他に仕事を抱え他人の問題になど構ってられないときですが、これまで長い間働いた経験から言えるのは、閲読が自分の仕事にも有用であったということです。もちろん、理論の論文ではどのような模型・近似法・計算法が使われているかが分かったり、実験の論文では不思議で面白い現象が報告されることがあるなど、関連分野でどのような研究が行われているかが分かるのは当然です。また、間違いを発見したり、いかにもくだらない研究だと思うものもたくさんあります。要領よく理路整然と、誤解されないように説得力のある報告を書くのは難しいことですが、その訓練は論文を書くのに大いに役に立ちます。最も重要なのは、研究の動機や価値観に幅広く触れることにより、自分の研究を含めて、仕事に対する評価能力を高めることではないかと思えます。是非、特に若手の研究者 (自称の場合も含め) には、JPSJ の投稿論文の閲読に積極的に取り組んでいただきますようお願いいたします。

(2013 年 2 月 5 日原稿受付)

南部・ゴールドストーンボソンの統一的理解

渡辺 悠樹 † (カリフォルニア大学バークレー校物理学科 Berkeley, California 94720, USA)
 村山 齊 ‡ (カリフォルニア大学バークレー校物理学科 Berkeley, California 94720, USA)

自発的対称性の破れは素粒子物理から原子核、物性、冷却原子、天体、更には初期宇宙論、化学、生物まで幅広く適用される重要な考え方である。特に連続的な対称性の場合にはギャップのない励起、南部・ゴールドストーンボソンが現れ、長波長・低エネルギーの現象を決めている。しかし、何種類の南部・ゴールドストーンボソンがあるのか、エネルギーが運動量の何次で振る舞うか、という非常に基本的な問題に対して今まではケースバイケースで調べられていて、一般論がなかった。最近筆者らは南部・ゴールドストーンボソンを統一的理解する一般論を提唱した。これはローレンツ不変な系で知られていた南部・ゴールドストーン定理を拡張したものになっている。今まで何がはっきりしていなかったのか、これで何が分かったのかを、磁性体、結晶等を例にできるだけ具体的に解説する。

1. はじめに

対称性は物理学の分野をまたがってとても重要な概念だ。例えば、エネルギー、運動量、角運動量が保存するのは私達の住む時間・空間の並進・回転対称性のおかげである。また電荷が保存するのは量子力学の波動関数の位相を自由に変えても確率が変わらないからである。特に強相関の系では対称性以外に頼りになる手法がないことも多く、対称性を考えずに物理現象を考えることはほとんどムリだと言っていいくらい、物理学の中心となっている。

「自発的対称性の破れ」という考え方は、2008年に南部陽一郎氏がノーベル物理学賞を受賞されたこと、2012年7月にヒッグス粒子(とみられる)粒子がCERNのLHC加速器実験で見つかったことなどから、改めて注目されている。素粒子物理学のヒッグス機構や南部氏の提唱したカイラル対称性の破れだけでなく、物性物理でのスピン系や、超流動、超伝導、位相欠陥、原子核の対相関、中性子星の核物質、冷却原子系のボーズ・アインシュタイン凝縮、結晶化等の相転移はすべて対称性の自発的な破れに関わっている。ひいては宇宙初期のインフレーションや構造形成、生物が光学異性体を区別したり、人間の心臓が左にあり、右利きが多いのも自発的対称性の破れの例だと考えられる。現代の科学になくてはならない考え方であり、過去のノーベル物理学賞でも少なくとも10件以上が関係している。

自発的対称性の破れという考え方が特に強力な理由の一つは、系の長距離・低エネルギーでの振る舞いが完全に対称性だけで決まってしまう、高い予言能力があることである。例えば結晶では空間の並進対称性が自発的に破れているために、場所でわずかに違った並進、つまり格子の微小変形を考えると、それが音波(量子論ではフォノン)として伝わり、その統計力学で結晶の低温での比熱を説明する。磁石(強磁性体)では、そもそもどちらを向いても良かったはずの一つ一つの電子スピンの系全体で揃うことで回転対称性が自発的に破れ、スピン波(マグノン)が生まれ、

そのダイナミクスが自発磁化の相転移の理解に結びつく。もともと南部氏の理論では湯川秀樹が提唱したパイ中間子を自発的対称性の破れによって生まれた励起だと考える。強い相互作用という摂動論では手の届かない強相関の問題でありながら、この考え方によってパイ中間子同士の反応の低エネルギー極限での振る舞いを定量的に予言し、実験で確認されている。

このように自発的に対称性が破れるときに、対称性が連続的対称性の場合には、長距離・低エネルギーの自由度が生まれ、一般に「南部・ゴールドストーンボソン」と呼ばれる。南部・ゴールドストーンボソンはギャップ(相対論的には質量)がないため、絶対零度でもその揺らぎが重要になる。一方、多くの系では他の励起にはギャップがあり、有限温度でも充分低温なら南部・ゴールドストーンボソンだけを考えれば良いことになる。超伝導のBCS理論をきっかけに南部氏らによって場の理論を使って整備されたこの考え方は50年以上にわたって大成功を収めてきた。しかも数学的にも「等質空間」という美しい幾何学的な構造を持ち、さまざまな問題に応用されてきた。

しかし、対称性が同じように破れていても、全く違う振る舞いをする系があることは、これも50年以上知られていた。南部・ゴールドストーンボソンがいくつあるのか、エネルギーと運動量の分散関係の次数は何か、といった一歩踏み込んだ基本的な問題に対して、個別の例ごとにはよく調べられていても、一般的に当てはまる原理がなかったのである。特に近年、冷却電子系でのスピンを持つ原子のボーズ・アインシュタイン凝縮や、スピン系のスキルミオン²⁾の格子を作ることが実験的に可能になったり、原子核物理で超高密度の系の研究が進むに従って、一般論がないことが問題として強く認識されるようになってきた。

最近、筆者らはこうした基本的な問題を一つの枠組みで統一的理解する手法を提案した。⁸⁾ この小文ではまず対称性の自発的な破れの一般的な紹介から始め、何が分かっていなかったのかを解説する。そして具体的な例を使いながら一般的な法則を予想し、最後にその証明を簡単に概観する。

† ローレンスバークレー研究所/東京大学カブリ数物連携宇宙研究機構(WPI)兼任 277-8583 柏市柏の葉5-1-5

2. 自発的対称性の破れの謎

そもそも「自発的対称性の破れ」とは何か、具体的な例を見ながら説明する。

2.1 強磁性体のハイゼンベルク模型

身近な磁石を記述する強磁性体のハイゼンベルク模型は、電子のスピンが結晶の格子点の隣同士で相互作用し、スピンの向きを向くとエネルギーを下げる形になっている。

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j, \quad J > 0. \quad (1)$$

ここで $\mathbf{s}_i = (\hbar/2) \boldsymbol{\sigma}_i$ が電子のスピン、 $\langle i,j \rangle$ は隣り合わせの格子点の組について足し上げている。(簡単のためここでは立方格子を考える。) スピンが内積の形で入っているため、ハミルトニアンは全てのスピンを同時に回転することで不変であり、回転の対称性を持っている。

しかし、低温 $kT \leq (\hbar^2/4)J$ ではスピンの相互作用のエネルギーを下げるため、どのスピンの向きも隣のスピンの向きを向こうとする。基底状態は全てのスピンの向き、例えば z 軸の方向を向く。模式的に

$$|0\rangle = |\cdots \uparrow \uparrow \cdots\rangle \quad (2)$$

と書くことにするが、一次元を考えている訳ではないことにご注意いただきたい。本来回転対称性があり、どの方向を向いてもよかったのだが、基底状態を決めるには、特定の方向を向かないといけない。実際この状態を y 軸の回りに回転した状態 $|\theta\rangle$ を考えてみると、全てのスピンの向き

$$e^{iJ_y \theta / \hbar} |\uparrow\rangle = |\uparrow\rangle \cos \frac{\theta}{2} + i |\downarrow\rangle \sin \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

になる。(ここで角運動量の演算子 $J = \sum_i \mathbf{s}_i$ は回転の生成演算子でもあり、その指数関数は回転のユニタリー演算子である。) そこで元の状態との内積を計算すると

$$\langle 0 | \theta \rangle = \left(\cos \frac{\theta}{2} \right)^N \xrightarrow{N \rightarrow \infty} 0 \quad (4)$$

と直交している。しかし回転の生成子はハミルトニアンと交換するのでエネルギー固有値は変わらず、これも基底状態である。つまり、基底状態がスピンの全体の向きによって無限に縮退していることが分かる。こうして、 y 軸の回りの回転では基底状態は保たれないので、 y 軸回りの回転対称性は「自発的に破れている」という。同じように x 軸の回りの回転も $e^{iJ_x \theta / \hbar} |\uparrow\rangle = |\uparrow\rangle \cos(\theta/2) + i |\downarrow\rangle \sin(\theta/2)$ と基底状態を変えるため、やはり自発的に破れている。しかし z 軸の回りの回転は $e^{iJ_z \theta / \hbar} |\uparrow\rangle = e^{i\theta/2} |\uparrow\rangle$ と基底状態を(位相を除いては)変えないので、この対称性は破れていない。

ここで、回転を場所によって少しずつ違っていくことを考えてみる。

$$S_y(\mathbf{k}) \equiv \sum_i s_{iy} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} \\ |\mathbf{k}\rangle = S_y(\mathbf{k}) |0\rangle = \sum_i |\cdots \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow \cdots\rangle e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} \quad (5)$$

これは運動量 $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ を持つ励起状態である。そもそも波数ベクトル $\mathbf{k} \rightarrow 0$ の極限では $S_y(0)$ は系全体の一様な回転になるので、 $S_y(0)$ はハミルトニアンと交換しエネルギーを変えず、 $S_y(0)|0\rangle$ は別の基底状態になる。つまりこの励起状態は運動量がゼロになる極限でエネルギーもゼロになる。このように「ギャップ」がない励起状態が「南部・ゴールドストーンボソン」であり、自発的に連続的対称性が破れた場合に生まれる特徴的な励起状態である。

2.2 反強磁性体と謎

同じように反強磁性体を考えてみる。この場合、ハミルトニアンは強磁性体と同じく回転対称

$$H = +J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j. \quad (6)$$

だが、符号を変えることで隣り合わせのスピンは反対方向を向こうとし、ネール状態

$$|\cdots \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow \cdots\rangle \quad (7)$$

になる。^{*1} この場合も安定な基底状態を書くには交番磁化をある特定の方向(例えば z 軸方向)に選ぶ必要がある。すると強磁性体の場合と同じく z 軸の回りの回転対称性は保たれているが、 x 軸と y 軸回りの回転対称性は自発的に破れている。そして励起状態はやはりギャップがない。

強磁性体と反強磁性体はこのように全く同じ対称性の破れのパターンを持つ。しかし一歩踏み込んで、「ギャップのない励起状態は何種類あるのか」「励起状態のエネルギーは運動量の何次(分散関係)で振る舞うか」という基本的な問題を考えてみる。まず上の例では y 軸の回りの無限小回転 $\sum_i s_{iy} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i}$ を行って励起状態を考えましたが、同じように自発的に破れている x 軸の回りの回転を考えても良い。反強磁性体の場合はこのように二種類の励起状態があり、破れた対称性の J_x と J_y に対応して二つの独立な南部・ゴールドストーンボソンがある(図1(a), (b))。一方強磁性体の場合、二つの励起状態が直交しておらず、南部・ゴールドストーンボソンは一つしかないことが分かる(図1(c))。また、南部・ゴールドストーンボソンのエネルギーは反強磁性体では小さい運動量の極限で $E \propto |\mathbf{p}|$ と一次で小さくなるが、強磁性体ではもっと速く $E \propto |\mathbf{p}|^2$ と二次で小さくなる。

このように同じ対称性の破れのパターンを持っていても、南部・ゴールドストーンボソンの個数、分散関係という非常に基本的な性質に大きな違いが出ている。勿論この二つの例は長年研究されており、それぞれは深く理解されているのだが、何か一般原理が欠けていると感じるのは筆者らだけではないはずだ。

^{*1} スピンの大きさが有限 ($s = 1/2$) ではネール状態はハミルトニアンの固有状態にならない。ホルシュタイン・プリマコフ変換を用い、 $1/s$ で展開後ボゴリューボフ変換した近似的な基底状態を使うのがよく行われる。

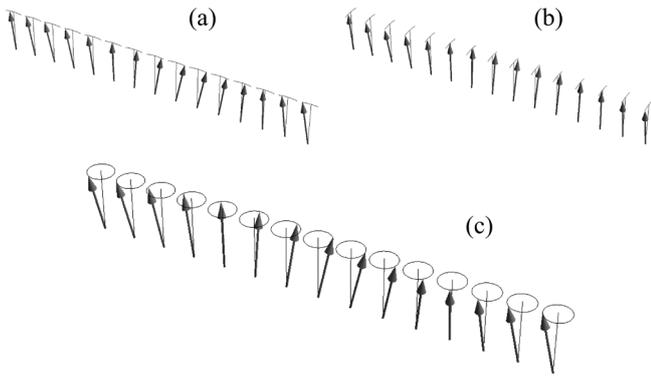


図1 スピンを場所場所ですこずつ違って回転するとスピン波を作ることができる。(a), (b) 反強磁性体のスピン波: J_x, J_y の二つの対称性の破れに対応して二つの独立な直線偏向の波が現れる。(c) 強磁性体のスピン波: 二つの波が合わさり、一つの円偏向のモードしか現れない。(a), (b) の矢印は交番磁化を、(c) の矢印は一樣磁化を表すことに注意。

2.3 格子とフォノン

もう一つ別の例を考えてみよう。分子が結晶化して格子を作ると、空間の並進対称性が自発的に破れる。空間並進は運動量 $\mathbf{P} = \sum_i \mathbf{p}_i$ で生成され、並進のユニタリー演算子は $e^{i\mathbf{P} \cdot \mathbf{a}/\hbar}$ で与えられる。結晶を並進すると結晶全体が違う場所に置かれ、同じ基底状態ではあるが、直交している。

スピンの場合と同じように、並進を場所によって少しずつ違って行うことを考えてみる。つまり

$$|\mathbf{k}\rangle = \sum_i p_{ia} |0\rangle e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i} \quad (8)$$

(α は並進の方向) という励起状態を考えると、やはり $\mathbf{k} \rightarrow 0$ の極限では全体の無限小並進になるため、励起エネルギーはゼロになり、ギャップのない励起になっている。例えば二次元の格子を考えると、 x 方向と y 方向の二つの並進があり得るため、二つの南部・ゴールドストーンボソンがある。つまり、縦波と横波の二つの音波、量子化すると二つのフォノンがある。そして分散関係は $E \propto |\mathbf{p}|$ と運動量の一次になる。

一方、スピン系の位相欠陥(ソリトン解)であるスキルミオン解が二次元格子を作っている系が最近実験で調べられるようになったが、ギャップレスのフォノン一つしかなく、また分散関係は $E \propto |\mathbf{p}|^2$ と運動量の二次になっている。²⁾ また、空間二次元・磁場中のウィグナー結晶においてもギャップレスのフォノン一つしかないことが知られている。¹³⁾

このように、対称性が自発的にどのように破れたのか、という情報だけでは決まらない、基本的な問題がある。これを理解する一般論を作りたい、というのが筆者らの研究の動機であった。

3. 今までの一般論

前節で見たように、対称性が自発的に破れたときに、南部・ゴールドストーンボソンが何種類現れるのか、その分散関係は何か、という基本的な問題に対して、一般論が必

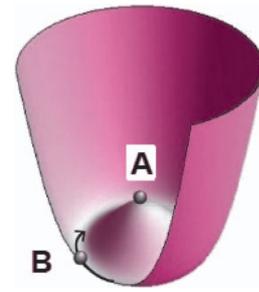


図2 回転対称性があるAの位置ではなく、よりエネルギーの低いBの位置に落ちると元の回転対称性が破れる。すると、底を回る方向に低エネルギー励起のモードができる。

要である。そこで、今まで知られていた大事な定理を復習することにする。なお、以降の結果は全て相互作用が長距離力でないこと、十分長距離のスケールでの空間の並進・回転対称性を仮定している。また考える対称性は内部対称性と並進対称性に限る。

3.1 南部・ゴールドストーンの定理

1960年代初頭、南部陽一郎氏、ゴールドストーン(J. Goldstone)らによって、次の南部・ゴールドストーンの定理が示された。³⁾

系にローレンツ対称性がある場合、系のグローバルな連続的対称性が自発的に破れると、破れた対称性一つにつき一つゼロ質量ボソンが現れる。

よく教科書にあるワインボトルタイプのポテンシャルの例を図2に示す。もともとあった軸周りの回転対称性 $G = U(1)$ が、 $H = |e|$ に破れると、ボトルの底を回る方向に低エネルギー励起のモードができる。一般には破れた対称性の数だけポテンシャルがフラットな方向ができるため、南部理論では南部・ゴールドストーンボソンの数 n_{NGB} は破れた対称性の数 n_{BG} と等しかったわけである。またローレンツ対称性がある場合には南部・ゴールドストーンボソンの分散関係は唯一 $E = c|\mathbf{p}|$ の可能性しかない。

一般に、元々のラグランジアンがリー群 G の対称性を持つにもかかわらず、基底状態がその部分群 H の対称性しか持たない場合には、対称性が G から H へ自発的に破れたといい、 G と H の生成子の数の差を破れた対称性の数 n_{BG} という。つまりローレンツ不変な理論では二つの予言がある。

$$n_{\text{NGB}} = n_{\text{BG}}, \quad (9)$$

$$E = c|\mathbf{p}|. \quad (10)$$

問題はローレンツ不変性がない系の場合である。物性系は基本的にローレンツ不変ではないし、相対論的な素粒子・原子核の系でも宇宙初期、天体の内部等、有限温度、有限密度ではローレンツ不変性を破っている。ローレンツ不変性を仮定せず、どこまで強い結果を証明できるのが課題となる。

3.2 ニールセン・チャダの定理

ニールセン(H. B. Nielsen)とチャダ(S. Chadha)は、ロ

ローレンツ不変性を仮定せず、連続対称性が自発的に破れた場合、現れる南部・ゴールドストーンボソンの個数を定めようとした。そして相関関数 $\langle 0|[j_a^0(x), \phi_b(y)]|0\rangle$ の解析性に基づく議論によって次の定理を示した。⁴⁾

分散関係 $E(\mathbf{p})$ が長波長極限で運動量の奇数次の冪に比例するもの ($E \propto |\mathbf{p}|^{2n-1}$) をタイプ I、偶数次の冪に比例するものをタイプ II ($E \propto |\mathbf{p}|^{2n}$) の南部・ゴールドストーンボソンと分類する。タイプ I (II) の南部・ゴールドストーンボソンの数を n_I (n_{II}) と書くと、次の不等式が成立する：

$$n_I + 2n_{II} \geq n_{BG}. \quad (11)$$

しかしこれは不等号であるため、対称性の破れのパターンを決めても、このままでは南部・ゴールドストーンボソンの個数を予言できない。更に分散関係の次数を元にして、本来理論は分散関係が何次であるかを予言すべきである。

一方現在においても、物理的に興味がある系でこの式の等号が成立しない例は知られていない。実際以下に見るように、特殊な場合を除いてこの等号を示すことができる。すると、 n_{II} を二倍で数えて初めて n_{BG} と等しいのだから、南部・ゴールドストーンボソンの数 $n_{NGB} = n_I + n_{II}$ 自体は n_{BG} よりも少なくなりうる。ポテンシャルがフラットな方向が n_{BG} 個あるにもかかわらず、南部・ゴールドストーンボソンの数が減ってしまうのは一体なぜなのだろうか？

3.3 シェーファーらの定理

シェーファー (T. Schäfer) らは、有限密度の (化学ポテンシャルがある) 系での原子核物理に興味を持って調べていたが、ここでも南部・ゴールドストーンボソンの数が破れた対称性の数よりも少なくなっている例が見つかった。その上で次の定理を示した。⁵⁾

破れた生成子 Q_a の全てのペアに対して $\langle 0|[Q_a, Q_b]|0\rangle = 0$ ならば、南部・ゴールドストーンボソンの数は破れた対称性の数に等しい。

彼らの議論は次のようなものであった。生成子 Q_a はこの対称性に対応する南部・ゴールドストーンボソンの ($\mathbf{p}=0$ の状態の) 生成消滅演算子とみなすことができる。^{*2} そして $\langle 0|[Q_a, Q_b]|0\rangle = 0$ を仮定し、 $Q_a|0\rangle$ ($a=1, 2, \dots, n_{BG}$) が互いに線形独立であることを示した。

すると問題は生成子が交換しない場合はどうなのか、そして分散関係との関係は何なのかに絞られてくる。

3.4 南部氏の議論

この Q_a がゼロモードの生成消滅演算子であるという議論は、2004年の南部氏の論文で一層掘り下げられた。⁶⁾ もし、 $\langle 0|[Q_a, Q_b]|0\rangle \neq 0$ であれば、それは変数 Q_a と Q_b の励起するゼロモードが互いに独立ではなく、正準共役の関係となることを意味するだろう。したがって南部・ゴールド

ストーンボソンの数はそのようなペアの数だけ減ることになるというのである。この直感的な議論は今回の我々の成果によって裏付けられることになった。

実際強磁性体の例を思い起こしてみると、破れた対称性の生成子 J_x と J_y が一見独立な南部・ゴールドストーンボソンを作るかと思われたが、実際には種類しかない。交換関係を見てみると、

$$\langle 0|[J_x, J_y]|0\rangle = i\langle 0|J_z|0\rangle = iN\frac{\hbar}{2} \neq 0 \quad (12)$$

となり、正準交換関係 $[x, p] = i\hbar$ と似ている。つまり、 J_x が励起したかもしれない南部・ゴールドストーンボソンと J_y のそれが正準共役になっているとすると、 x と p がそうであるように、ペアで一つの自由度を記述していることになる。一方反強磁性体の場合は交換関係は同じでも $\langle 0|J_z|0\rangle = 0$ であるため、基底状態の期待値としては交換している。するとそれぞれの生成子が独立に南部・ゴールドストーンボソンを励起しても不思議はない。

3.5 渡辺・ブラウナーの予想

渡辺は当初、ブラウナー (T. Brauner) と共にニールセン・チャダの定理の等号を直接示そうと試みていたが、パラメータの fine-tuning の下で等号が成立しないような反例を見つけてしまった。そこで分散関係の冪で分類するよりも、 $\langle 0|[Q_a, Q_b]|0\rangle$ を用いて議論するべきだという結論にいたり、以下の形にまとめた。⁷⁾

$$n_{BG} - n_{NGB} = \frac{1}{2} \text{rank} \rho, \quad (13)$$

$$i\rho_{ab} \equiv \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \frac{1}{\Omega} \langle 0|[Q_a, Q_b]|0\rangle, \quad (14)$$

ここに Ω は空間体積を表す。^{*3}

いま $\rho=0$ のときを考えると $n_{BG} = n_{NGB}$ となり、シェーファーらの定理の拡張になっていることが分かる。同様に系にローレンツ対称性がある場合には、 $\langle 0|[j_a^0(x), j_b^0(0)]|0\rangle = 0$ となることが分かる^{*4} のでやはり $\rho=0$ であり、南部・ゴールドストーンボソンの定理の拡張にもなっている。

この予想は南部氏の直感的な議論を定式化したものといってもよいだろう。と言うのも、 ρ は実反対称行列であり、適当に基底を取り換えることにより常に

$$\left(\begin{array}{ccc|ccc} 0 & \lambda_1 & & & & \\ -\lambda_1 & 0 & & & & \\ & & 0 & \lambda_2 & & \\ & & -\lambda_2 & 0 & & \\ & & & & \ddots & \\ & & & & & 0 & \lambda_m \\ & & & & & -\lambda_m & 0 \\ \hline & & & & & & 0 \end{array} \right) \quad (15)$$

^{*3} Ω で割り算しているのは、 Q_a, Q_b ともに空間積分を含むので、交換関係の分に加えてさらに Ω で割らないと有限にならないためである。

^{*4} $\langle 0|[j_a^0(x), j_b^0(0)]|0\rangle \delta(x^0) = \partial_a \langle 0|T_{ab}(x)j_b^0(0)|0\rangle$ はローレンツベクトルなので、ゼロでないローレンツ対称性が破れていることになる。

^{*2} ここでは Q_a 自体には赤外発散がありうまく定義できないという問題を無視している。

という形に直せるからである。(行列の階数の定義から直ちに $2m = \text{rank} \rho$ が分かる。)すると正準共役なペアの数 = $(1/2)\text{rank} \rho$ となり, 南部氏の議論に戻るのである。

以下で見るように, この予想が正しいことは量子場の理論を使って証明することができる。

4. 新しい統一的理解

上記を踏まえうえて, 筆者らが示したことは次のようにまとめられる.⁸⁾ 破れた対称性の生成子 Q_a ($a=1, 2, \dots, n_{\text{BG}}$) の中から $n_{\text{B}} \equiv (1/2)\text{rank} \rho$ 個の正準共役なペアができ, その各々のペアが一つずつ南部・ゴールドストーンボソンを生む(これらをタイプBと呼ぶ)。一方, ペアにならずに残った $n_{\text{A}} \equiv n_{\text{BG}} - \text{rank} \rho$ 個の生成子は各々がそのまま南部・ゴールドストーンボソンに対応する(これらをタイプAと呼ぶ)。したがって

$$n_{\text{NGB}} = n_{\text{A}} + n_{\text{B}} = n_{\text{BG}} - \frac{1}{2} \text{rank} \rho \quad (16)$$

であり, 式(13)と, ニールセン・チャダの不等式の等号版

$$n_{\text{A}} + 2n_{\text{B}} = n_{\text{BG}} \quad (17)$$

が得られる。更に, 特に fine-tuning が起こらない限りタイプAの南部・ゴールドストーンボソンは線形分散を持ち, タイプBの南部・ゴールドストーンボソンは二乗分散を持つことも示せるので, ニールセン・チャダの不等式との対応も分かる。

つまり, 分散関係は理論の帰結として与えられ, ニールセン・チャダのような出発点ではない。そして渡辺が見つけた fine-tuning による例外もきちんと扱うことができる。

そしてタイプAとタイプBの区別の背後にある幾何学的な構造も明らかにした。この数学的な理解のおかげで, 与えられた対称性の破れのパターンに対して, どのようなタイプAとタイプBの可能性があるのか, 例外なく分類することができる。

4.1 証明の概観

我々はこの結果を得るために量子場の有効ラグランジアンの方法を用いた。以下ではこの導出の概略を説明する。

通常の問題設定では, まず系のハミルトニアンやラグランジアンがミクロな自由度に対して与えられ, その基底状態を調べることによって対称性の破れのパターンを議論するが, 有効ラグランジアンの方法ではある意味でこの逆を考えることになる。つまり, 対称性の破れのパターン $G \rightarrow H$ が与えられたとして, 対称性の破れた系の低エネルギー・長波長の物理を記述する場の理論のラグランジアンは何かを考えるのである。この有効ラグランジアンに含まれる場は一般には元のミクロな理論の自由度の複合場となる。低エネルギー・長波長の物理に興味があるので, 微分展開, すなわち $\partial_r \equiv \partial/\partial x^r$ ($r=1, \dots, d$) や $\partial_t \equiv \partial/\partial t$ の次数によって展開するが, その展開係数の詳細も一般にはミクロな理論から決定しなければならない。

ところが, 実は系の対称性だけから有効ラグランジアンを大幅に制限することが可能なのである。というのも, 有効ラグランジアンはミクロな理論と同じ対称性を持たなければならないからである。つまり, 通常の問題設定を「上から攻める」やり方とすると, 有効ラグランジアンの方法は「下から攻める」ことになり, 対称性だけから低エネルギー・長波長の物理の可能性を分類することができる。

話を具体的にするために, 実際に有効ラグランジアンを書き下してみよう。そのためには, 破れた対称性の生成子 Q^a ($a=1, 2, \dots, n_{\text{BG}}$) に対応して, 場 $\pi^a(\mathbf{x}, t)$ を導入する。あとは対称性を持つようなラグランジアンにどのような可能性があるかをきちんと調べてやれば良い。

これは数学的にはっきりとした問題である。対称性 G がその部分群 H に破れると, 基底状態は G で移り変わるが, H では変わらないことになる。そこで基底状態の取りうる可能性は G の中で H で対応するものを同一視して得られるので, 商空間 G/H で与えられることになる。これは「等質空間」と呼ばれ, 空間のどの点も他の点と G の作用で行き来でき, つまり「同じ=等質」であることを意味している。そして π^a は G/H の原点(一つ選んだ基底状態)近傍での座標と考えることができる。

まずよく知られたローレンツ不変な場合を考えてみる。この場合, 微分展開の最低次は

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{2} g_{ab}(\pi) \partial_\mu \pi^a \partial^\mu \pi^b \quad (18)$$

で与えられる。この形はターゲット空間を G/H にとった非線形シグマモデルと呼ばれているものである。対称性の要請から $g_{ab}(\pi)$ は G/H 上の G -不変な計量であり, 一般に可能な形はごく限られている。 $g_{ab}(\pi)$ を π でテイラー展開すると, 最低次は質量ゼロの自由粒子に対応し, 確かに n_{BG} 個の独立な粒子がある。テイラー展開の高次は南部・ゴールドストーンボソンの間の相互作用を表すが, g_{ab} の形が対称性のために厳しく制限されていて, 相互作用を定量的に予言する。この相互作用の影響については後でまた議論することにし, 以下ではひとまず自由場の部分に注目しよう。

一方ローレンツ不変性を仮定しないと, 一般的な形は微分の二次まででは次のようになる。

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = c_a(\pi) \dot{\pi}^a + \frac{1}{2} \bar{g}_{ab}(\pi) \dot{\pi}^a \dot{\pi}^b - \frac{1}{2} g_{ab}(\pi) \partial_r \pi^a \partial_r \pi^b \quad (19)$$

この有効ラグランジアンが記述する長距離での並進対称性の仮定から \mathcal{L}_{eff} はあらわには座標 (\mathbf{x}, t) に依存しない。また同様に回転対称性によって空間添え字 r に関しては縮約をとっている。ここから \mathcal{L}_{eff} が元の対称性 G を持つことを要請して, 係数 $c_a(\pi)$ や $g_{ab}(\pi)$ の一般形を制限していく。

Q_i ($i=1, \dots, d_G$) で生成される対称性操作の下で南部・ゴールドストーン場 π^a は $\delta_r \pi^a = h_r^a(\pi)$ と変換するとする。特に破れた対称性 Q_b ($a=1, \dots, n_{\text{BG}}$) については原点近傍で $\delta_b \pi^a = h_b^a(0) + O(\pi)$ となり変換によって原点が動く, つ

まり基底状態間を移り変わることが分かる。^{*5} 以下では一般性を失わずに $\hbar\delta_b(0) = \delta_b^0$ という規格化を取ることにする。

さて結論から先に述べると、 G -不変性の要求から一般的に

$$c_a(\pi) = \frac{1}{2} \rho_{ab} \pi^b + O(\pi^2) \quad (20)$$

であることが導かれる。^{*6} この ρ_{ab} は式(14)で定義され、式(15)の形に区分別角化されている、つまり

$$c_a(\pi) \pi^a = \sum_{\alpha=1}^m \frac{1}{2} \lambda_{\alpha} (\pi^{2\alpha-1} \pi^{2\alpha} - \pi^{2\alpha} \pi^{2\alpha-1}) + O(\pi^3) \quad (21)$$

とする。時間の一次微分の項があれば低エネルギーでは時間微分の二次の項は無視できることに注意すると、この結果から直ちに $\pi^{2\alpha-1}$ と $\pi^{2\alpha}$ ($\alpha=1, 2, \dots, m=(1/2)\text{rank}\rho$) が互いに正準共役な自由度であり、二つの場で一つのタイプBの南部・ゴールドストーンボソンを表すことが分かる。これはラグランジアン $L = p_i \dot{q}^i - H(p, q)$ という形を思い出し、これを納得がいくだろう。この $c_a(\pi) \pi^a$ という項は一般に対称性 G の下で完全に不変ではなく、表面項の分だけ変化するという点も面白い。ラグランジアンは波動関数の位相に対応するため、これは量子力学のベリー位相の一般化と考えることができる。また結果的に $g_{ab}(\pi)$, $\bar{g}_{ab}(\pi)$ はローレンツ不変の場合と本質的に同じで、時間成分と空間成分の比が光速でなく、任意の音速でよいことが違う程度であることが分かる。^{*7}

分散関係についてもラグランジアン(19)から簡単に理解することができる。タイプBの南部・ゴールドストーンボソンについては時間の一次微分の項が支配的であるため分散関係は第一項と第三項から決まることになり、 $E \propto |\mathbf{p}|^2$ となる。一方で、 $\rho_{ab} = 0$ となりペアにないタイプAの南部・ゴールドストーンモード π^a ($a = \text{rank}\rho + 1, \dots, n_{\text{BG}}$) については第二項と第三項から線形分散のモードが一つずつ出てくるのが分かる。^{*8} しかし fine-tuning によって $(1/2)g_{ab}(0) \partial_r \pi^a \partial_r \pi^b$ の項がなく、微分の四次から始まる特殊な場合はタイプAでも $E \propto |\mathbf{p}|^2$ となるため、分散関係の次数は系の詳細によってしまう。^{*9} ただ、一般的にはタイプAは一次、タイプBは二次の分散関係になることが分かる。

ここで簡単に式(20)を正当化してみよう。まず、 $\delta_c((1/2)\rho_{ab}\pi^a\pi^b) = \partial t((1/2)\rho_{ab}\pi^a\delta_c^b) + O(\pi^2)$ と高々表面項し

か変化しないので、この項は対称性から許されることが確認できる。また表面項の変化分に注意しながらネーターの定理により保存カレントを求めると $j_a^0 = \rho_{ab} \pi^b + O(\pi^2)$ が得られる。これと同時に正準交換関係 $[\pi^a(\mathbf{x}, 0), \rho_{bc} \pi^c(\mathbf{0}, 0)] = i\delta_b^a \delta^d(\mathbf{x})$ を合わせると、^{*10} 保存カレント間の交換関係

$$[j_a^0(\mathbf{x}, 0), j_b^0(\mathbf{0}, 0)] = \rho_{ac} [\pi^c(\mathbf{x}, 0), \rho_{bd} \pi^d(\mathbf{0}, 0)] + O(\pi) = i\rho_{ab} \delta^d(\mathbf{x}) + O(\pi) \quad (22)$$

が得られ、 ρ_{ab} と生成子の交換関係との対応(式(14))が確認できる。ここでは簡単のために最低次の議論で済ませたが、論文中ではより詳細に議論しているので興味のある方はそちらを参照していただきたい。

ちなみに有効ラグランジアン(19)は絶対零度でのものだが、有限温度は通常通り虚時間形式で扱えばよい。しかし微分で展開しているため、温度が高くなると微分の高次の項が同じ程度に重要になってしまい、展開が破綻してしまうことに注意しなければならない。

時間の一回微分の項は等質空間上の微分形式 $c = c_a(\pi) d\pi^a$ と考えることができるが、表面項だけ変化することを許しているため、本質的なのはその外微分 $\omega = dc$ であり、これは G -不変な閉じた二次微分形式になっている。この ω は数学では presymplectic 構造と呼ばれるもので、かなり一般的にシンプレクティックな等質空間に落とすことができる。¹⁰⁾ 一方、ラグランジアンは微分の二次の項は等質空間 G/H の上の G -不変な計量で決まる。このように有効ラグランジアンは基本的に等質空間の幾何学だけで決まってしまうため、非常に予言能力が高い。

4.2 磁性体の例

例として2.1節で取り上げた強磁性スピン波を有効ラグランジアンの方法で見直してみよう。この場合、スピンの三次元回転の対称性 $SO(3)$ が軸対称性 $SO(2)$ に破れており、等質空間 $SO(3)/SO(2)$ は二次元の球面 S^2 に他ならない。これを単位ベクトル $\mathbf{n}^2 = 1$ で記述する。すると等質空間の幾何学から直ちに分かることは、 $SO(3)$ -不変な計量は係数を除いて一意的に決まってしまう、 $d\mathbf{n} \otimes d\mathbf{n}$ しかない。更に S^2 には $SO(3)$ -不変なシンプレクティック構造が自然に入り、これも係数を除いて一意的に $\omega = \epsilon_{ijk} n^i dn^j \wedge dn^k$ と決まってしまう。その結果、

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = C_1 \frac{n_y \dot{n}_x - n_x \dot{n}_y}{1 + n_z} - C_2 \nabla \mathbf{n} \cdot \nabla \mathbf{n} \quad (23)$$

が唯一可能な形である。原点 $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$ の回りで展開すると、 n_x と n_y が正準共役になって二つで一つの南部・ゴールドストーンボソンを記述し、 $\hbar C_1 E(\mathbf{p}) = C_2 |\mathbf{p}|^2$ と二次の分散関係になる。しかもこのラグランジアンは $n_z = \sqrt{1 - n_x^2 - n_y^2}$ を展開すると n_x と n_y の高次も含み、相互作用

^{*10} この正準交換関係をラグランジアン(19)から求める際には少々注意が必要である。というのも π^a の正準運動量 $\partial L / \partial \pi^a$ は $(1/2)\rho_{ab}\pi^b + O(\pi)$ となるが、これは系に拘束条件があることを表している。したがって正しい交換関係を求める際にはディラックの量子化の手続きを経なければならない。

^{*5} このような変換は一般に非線形表現として知られる。逆に線形表現とは $\delta_r \pi^a = [R_r]_b^a \pi^b$ の形のものをいう。一般に G がコンパクトであれば、破れた対称性は非線形表現で、破れていない対称性は線形表現で表現される。例えば $U(1)$ 対称性の破れの場合、位相は $\theta \rightarrow \theta + \epsilon$ と回転するがこれは $\delta\theta = 1$ という非線形表現に他ならない。

^{*6} 実はこの $c_a(\pi)$ も一般にモーラー・カルタン形式を用いて簡潔に表現することが可能である。⁹⁾

^{*7} π^a が H の既約表現でない場合は、いくつかの項が可能で、その間の比も違ってよい。

^{*8} 一般には $g_{ab}(0)$ や $\bar{g}_{ab}(0)$ の項は ρ_{ab} で区分別角化されているブロック間を混ぜてしまうので、分散関係を導く議論はより複雑になる。この点についても詳しくは文献9を参照されたい。

^{*9} 対称性によって守られているなどのなにか理由が無い限り、一般には長波長に繰り込んでいく際に微分の二次の項が生成されるはずである。

が完全に決まっている。こうして本来のハミルトニアンに一度も戻ることなく、強磁性体の長波長の性質が対称性だけで、係数 C_1 と C_2 以外は完全に決まってしまう。このように幾何学的な解釈によってラグランジアンを簡単に書き下すことができるが、幾何学の知識はトポロジカルに非自明な配位の分類も可能にする。例えば二次元空間におけるスキルミオン解の存在は無限遠を同一視した空間 S^2 から等質空間 S^2 への写像のホモトピー群 $\pi^2(S^2) = \mathbb{Z}$ で分類される。

このラグランジアンはスピン一つ一つのベリー位相項

$$s\hbar(\cos\theta - 1)\dot{\phi} = s\hbar \frac{n_y \dot{n}_x - n_x \dot{n}_y}{1 + n_z} \quad (24)$$

に対応している。相互作用項 $-J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j$ について連続近似をとり、ベリー位相項と合わせれば、 $C_1 = (s\hbar/a^d)$ 、 $C_2 = (Js^2\hbar^2/2a^{d-2})$ だと読み取ることができる。 C_1 が磁化密度を表しており $\rho_{xy} = -\rho_{yx} = C_1$ であることに注意すれば、一般的な表式(20)との対応が分かる。

一方反強磁性体の場合は $\langle 0|[J_x, J_y]|0\rangle = i\langle 0|J_z|0\rangle = 0$ のため一回微分の項がなく、時間微分は S^2 の計量 $\dot{\mathbf{n}} \cdot \dot{\mathbf{n}}$ が最低次の項になる。このため原点の回りで n_x と n_y が独立な自由度となり、分散関係は二つとも $E \propto |\mathbf{p}|$ となる。

4.3 結晶の例

ここでは二次元の結晶を考える。 x 軸と y 軸方向の並進対称性が破れているため、等質空間は $\mathbb{R}^2/\mathbb{Z}^2 = T^2$ である。平衡位置からの変位ベクトルを $\mathbf{u} = (u_x, u_y)$ とすると、一様な並進の下で不変な計量は \mathbf{u} によらない対称行列 g_{ij} で $g_{ij} du_i \otimes du_j$ と決まる。ここではあとの応用例を念頭に三角格子に限って議論する。すると 60° の回転対称性があり、計量は $\delta_{ij} du_i \otimes du_j$ に比例する。一方、 T^2 上で閉じたシンプレクティック形式は normalization を除いて $\omega = du_x \wedge du_y$ しかなく、有効作用は二回微分までだと

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = C_1(u_y \dot{u}_x - u_x \dot{u}_y) + C_2 \dot{u}_i \dot{u}_i - C_3(\nabla \cdot \mathbf{u})^2 - C_4(\nabla \times \mathbf{u})^2 \quad (25)$$

が唯一可能な形である。

ここで、空間の並進は可換群であるのに、交換子 ρ_{ab} に対応する最初の項があり得るのは不思議に思われるだろう。これはリー代数(交換関係)に中心拡大が可能のためである。

一般に G が半単純でない場合は、リー代数のコホモロジー $H^2(\mathfrak{g}, \mathbb{R})$ が非自明になることがあり、交換関係を

$$[Q_a, Q_b] = if_{ab}^c Q_c + ic_{ab}^a Z_a \quad (26)$$

のように中心拡大をすることが可能である。¹¹⁾ ここで中心 Z_a は全ての生成子と交換する演算子である。この結果、 ρ_{ab} には保存量の真空期待値 $f_{ab}^c \langle Q_c^0 \rangle / \Omega$ だけでなく $c_{ab}^a \equiv c_{ab}^a \langle 0|Z_a|0\rangle / \Omega$ の寄与が加わり正準共役なペアを作る。なお、半単純群の場合には中心拡大は自明なものしかなく電荷の再定義 $Q_a \rightarrow Q_a + \delta Q_a$ によって取り除くことができ

表1 Kaonと記したのはシェーファーら等によって論じられた K 中間子凝縮についてのモデル。⁵⁾ 有限密度を考えるために化学ポテンシャル μ を導入することで、ローレンツ対称性があらわに破られる。BECと記したのは $F=1$ のスピナー-BECのことで、強磁性相と planar 相がある。ウィグナー結晶は z 方向に磁場がかかっている場合について示した。

例	G/H	$n_{\text{BG}} - n_{\text{NGB}} = (1/2)\text{rank}\rho$		
QCD	$SU(3) \times SU(3)/SU(3)$	8	8	0
反強磁性	$SO(3)/SO(2)$	2	2	0
強磁性	$SO(3)/SO(2)$	2	1	1
フェリ磁性	$SO(3)/SO(2)$	2	1	1
Kaon ($\mu=0$)	$U(2)/U(1)$	3	3	0
Kaon ($\mu>0$)	$U(2)/U(1)$	3	2	1
BEC (planar)	$SO(3) \times U(1)/U(1)$	3	3	0
BEC (ferro)	$SO(3) \times U(1)/U(1)'$	3	2	1
結晶 (2+1D)	T^2	2	2	0
Wigner 結晶	T^2	2	1	1
skyrmion 格子	T^2	2	1	1

るので中心拡大からの寄与はない。また、コンパクトでゲージ可能な対称性の場合には通常中心拡大は現れない。

実際スキルミオンの二次元格子の場合には、背景となる各スピンのベリー位相項が中心 Z を生み出す。²⁾ 我々の一般論通りギャップレスの励起が一つだけとなり、 $\omega \propto k^2$ と二次の分散を持つ。

次に二次元ウィグナー結晶について考えてみよう。これは長距離力があるが、微分展開と正準共役の議論はそのまま使うことができる。 z 軸方向に一様磁場がかかっていると、量子ホール系でおなじみのように並進が非可換になり、 $Z = eBN$ (N は粒子数) という中心拡大が生まれる。長距離力のために有効ラグランジアンはもはや局所的ではなく、

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t) = -\frac{en}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{u} \times \dot{\mathbf{u}} + \frac{nm}{2} \dot{\mathbf{u}}^2 - \frac{nm}{2} v_l^2 (\nabla \times \mathbf{u})^2 - \frac{n^2}{2} \int d^2 y \nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \frac{e^2}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{y}, t) \quad (27)$$

のように式(19)を一般化しなければならない。まず $B=0$ の場合には縦波、横波はそれぞれ $\omega_\ell(k) = \sqrt{2\pi n e^2 k/m} \propto \sqrt{k}$ 、 $\omega_t(k) = v_l k$ というよく知られた分散関係を持つ。次に $B_z > 0$ とすると、ラグランジアンは第一項 $eB_z n/2 (\dot{u}_x u_y - \dot{u}_y u_x)$ のために縦波・横波は互いに独立でなくなり、 $\omega(k) = \omega_\ell(k) \omega_t(k) / \omega_c \propto k^{3/2}$ という楕円偏向のモードが生まれるのである。¹³⁾ (反対周りの円偏向を持つモードはギャップ $\omega_c \equiv eB_z/m$ を持つ。)*¹¹⁾

ここまでの一般論の適用例を表1にまとめた。QCDのカイラル対称性の破れの例は、元々南部氏が議論された π 中間子についてのもので、ローレンツ対称性のために $n_{\text{NGB}} = n_{\text{BG}}$ となっているが、一般には両者は等しいとは限らない。つまり、対称性の破れのパターンが同じでも現れる南部・ゴールドストーンボソンの数が一定となっていないのが見取れる。そして我々の一般的な式(13)、すなわち

*¹¹⁾ 磁場の有無に関わらず分散関係が一般論からずれる特異的になるのは長距離力のためである。一般に長距離力は系の長波長の振る舞いを大きく変えてしまい、三次元クーロン力の場合のようにギャップが開いてしまうこともある。

$n_{\text{NGB}} = n_{\text{BG}} - (1/2)\text{rank}\rho$ はこれら全てを統一的に説明しているのを目で確認していただきたい。

5. スケーリング

最後に南部・ゴールドストーンボソン間の相互作用について考察しよう。先にも述べたように、我々の有効ラグランジアンは南部・ゴールドストーンボソンの数、分散関係のみならずそれらの間の相互作用をも記述する。そこで疑問となるのは、果たして相互作用による自己エネルギー補正で分散関係にギャップが開いてしまったりしないのか、ということである。

まずよく知られているタイプAの南部・ゴールドストーンボソンについて調べよう。時空を $x' = ax, t' = at$ とリスケールするに伴って、場を $\pi^a(ax, at) = a^{(1-d)/2}\pi^a(x, t)$ と変換すれば自由なモードを記述する部分 $d^d x dt ((1/2)g_{ab}(0)\dot{\pi}^a\dot{\pi}^b - (1/2)g_{ab}(0)\partial_r\pi^a\partial_r\pi^b)$ は不変に保たれる。この時、例えば $\partial_r\pi^a\partial_r\pi^b\pi^c$ という相互作用項は $a^{-(d-1)/2}$ とスケールすることが分かる (より多くの微分や場を含む項はより早く落ちる。) 従って空間次元が $d > 1$ であれば長波長・低エネルギー理論は本質的に自由であるということになり、特に $k \rightarrow 0$ にギャップは開かない。 $d = 1$ の場合には相互作用にマージナルなものがあり、相互作用の結果対称性が回復しギャップが開いてしまうということがあり得、整数スピン1次元鎖のハルデン相はこのもっとも有名な例である。この事情は1+1次元では連続的対称性の破れは起こらないというコールマンの定理とコンシステントである。

一方、タイプBの南部・ゴールドストーンボソンの場合には、 $d^d x dt ((1/2)\rho_{ab}\dot{\pi}^a\dot{\pi}^b - (1/2)g_{ab}(0)\partial_r\pi^a\partial_r\pi^b)$ という部分を不変に保つために $x' = ax, t' = a^2t, \pi^a(ax, a^2t) = a^{-(d/2)}\pi^a(x, t)$ とスケールする必要がある。すると相互作用のうち支配的な $\dot{\pi}^a\dot{\pi}^b\pi^c$ や $\partial_r\pi^a\partial_r\pi^b\pi^c$ といった項は $a^{-(d/2)}$ という因子で小さくなっていくので、1+1次元においても全ての相互作用が有意でなくなる。つまりタイプBの型の対称性の破れは空間が1+1次元でも起こりうる。^{*12}

このように空間三次元では長波長・低エネルギーで相互作用が小さくなっていくことにより、自由ボソンの集団として計算した結晶のデバイの T^3 則、磁性体のブロッホの法則 ($M(0) - M(T) \propto T^{3/2}$) などが正当化されるのである。

有限温度の松原形式で記述する場合には、十分長距離で見ると虚時間微分は全てなくなってしまふ。このため特にタイプA, Bの区別はなくなり、どちらの場合にも $d > 2$ が「相互作用が有意でなくなり、かつ揺らぎが収束する」条件であることが分かる。これはマーミン・ワグナーの定

理として知られる。

6. 終わりに

ここまで有効ラグランジアンの方法に基づいて南部・ゴールドストーンボソンの一般論を展開してきたが、別のアプローチとしては演算子形式による議論が考えられる。実際、筆者らの論文とほぼ同時期に理化学研究所の日高義将氏によってより演算子形式に近い別の導出が提案されている。¹⁴⁾

また、以上は内部対称性の破れを念頭に置いた議論だったが、並進や回転などの時空の対称性が破れる場合には状況は複雑になる。この場合、上記の「正準共役のペアができる」という機構の他にも別の理由によって南部・ゴールドストーンボソンの数が減ることが頻繁に起こるのだ。例えば結晶の場合、並進対称性の破れのみに着目すればこれまでの議論が当てはまるが、実際には回転対称性やガリレイ対称性も同時に自発的に破れている。結晶中でなぜフォノンのみが観測され、回転対称性・ガリレイ対称性の破れによる南部・ゴールドストーンボソンが独立に現れないのかには、保存カレントの間に成り立つ関係式が関係していると考えられる。実際、角運動量密度 L^i やガリレイ変換の保存量の密度 B^i は、

$$L^i = \epsilon^{ijk}x^jP^k, \quad B^i = tP^i - mx^iN \quad (28)$$

のように並進の演算子 P^i や数密度 N と結びついており、 L^i, B^i が励起する揺らぎは P^i のそれと独立でないことが示唆される。^{15,16)} 有効ラグランジアンの方法の空間対称性の破れへの拡張は重要な今後の課題と言えるだろう。

参考文献

- 1) I. Coddington, P. Engels, V. Schweikhard and E. A. Cornell: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 100402; G. Baym: *ibid.* **91** (2003) 110402.
- 2) J. Zang, M. Mostovoy, J. H. Han and N. Nagaosa: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 136804; Y. Onose, Y. Okamura, S. Seki, S. Ishiwata and Y. Tokura: *ibid.* **109** (2012) 037603.
- 3) Y. Nambu and G. Jona-Lasinio: Phys. Rev. **122** (1961) 345; J. Goldstone: Nuovo Cimento **19** (1961) 154; J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg: Phys. Rev. **127** (1962) 965.
- 4) H. B. Nielsen and S. Chadha: Nucl. Phys. B **105** (1976) 445.
- 5) T. Schäfer, D. T. Son, M. A. Stephanov, D. Toublan and J. J. M. Verbaarschot: Phys. Lett. B **522** (2001) 67.
- 6) Y. Nambu: J. Stat. Phys. **115** (2004) 7.
- 7) H. Watanabe and T. Brauner: Phys. Rev. D **84** (2011) 125013.
- 8) H. Watanabe and H. Murayama: Phys. Rev. Lett. **75** (2012) 251602.
- 9) H. Watanabe and H. Murayama: in preparation.
- 10) B.-Y. Chu: Trans. Amer. Math. Soc. **197** (1974) 145; A. Weinstein: private communications.
- 11) N. M. J. Woodhouse: *Geometrical Quantization* (Clarendon Press, Oxford, 1991).
- 12) C. Pethick and H. Smith: *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, England, 2008) 2nd ed.
- 13) H. Fukuyama: Solid State Commun. **17** (1975) 1323.
- 14) Y. Hidaka: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 091601.
- 15) I. Low and A. V. Manohar: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 101602.
- 16) H. Watanabe and H. Murayama: arXiv: 1302.4800 (2013).

^{*12} 揺らぎを計算してもタイプAなら $d > 1$ 、タイプBなら $d > 0$ で収束し、特に問題ないことが分かる。このことは強磁性体の例では通常、強磁性基底状態はハミルトニアン固有状態であり量子揺らぎがないから、と説明される。実際タイプBの南部・ゴールドストーンボソンのみが現れる場合には $[Q_a, Q_b]$ というハミルトニアンと交換する量を秩序変数に選ぶことができ、同様の議論を展開することができる。

非会員著者の紹介

村山 齊氏：1964年生まれ。1986年東大物理卒。同大学院博士課程修了後、東北大学助手後に渡米し現在カリフォルニア大学バークレイ校教授。2007年より東大カブリ数物連携宇宙研究機構機構長を兼任。専門は素粒子理論、初期宇宙論。2002年西宮湯川記念賞受賞。

(2012年10月17日原稿受付)

Unified Understanding of Nambu-Goldstone Bosons

Haruki Watanabe and Hitoshi Murayama

abstract: Spontaneous symmetry breaking is an important concept that applies to particle physics to nuclear, condensed matter, cold atomic, astrophysics, to even early universe cosmology, chemistry, and biology. In particular, continuous symmetries produce Nambu-Goldstone bosons that govern the phenomena at long wavelengths and small energies. However, answers to truly basic questions, such as the number of Nambu-Goldstone bosons or their dispersion relations, had been answered on case-by-case basis without a general framework. The authors recently proposed a framework to understand Nambu-Goldstone bosons in a unified fashion. This work extends the celebrated Nambu-Goldstone theorem in Lorentz-invariant systems. We demonstrate what had not been clear and what is now using explicit examples of magnets and crystals.

日本物理学会誌 第68巻 第5号 (2013年5月号) 予定目次

口絵：今月号の記事から

巻頭言

アジアの時代……………本林 透

解説

固体量子情報の長距離移送と量子電子光学実験への挑戦
……………山本倫久, 高田真太郎, 樽茶清悟

ジャイロ運動論による磁化プラズマ乱流の研究—核融合から
宇宙まで—……………洲鎌英雄, 渡邊智彦

最近の研究から

シリセン：ケイ素で出来たグラフェン？
……………高村由起子, アントワーンヌ・フロランス,
ライナー・フリードライン, 尾崎泰助

ナノカーボンの原子スケールの剥離と接着

……………三浦浩治, 佐々木成朗

相変化光記録膜材料のコヒーレントフォノン分光と超高速

光誘起構造変化……………長谷宗明, 牧野孝太郎, 富永淳二
強磁性遷移金属における磁性の電界制御……………千葉大地, 小野輝男

JPSJの最近の注目論文から 1月の編集委員会より

……………安藤恒也

談話室

統計力学の新しい教え方……………佐宗哲郎

質問する学生達を育てる, 英語版本を海外出版する……………八木浩輔

新著紹介

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

『大学の物理教育』は、年3回(3月, 7月, 11月)発行で年間購読料(個人)は1,000円です。購読ご希望の方は、お電話(03-3816-6201)またはFax(03-3816-6208)でご連絡下さい。

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

<http://www.jps.or.jp/book/kyoikushi/>

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 19-1 (3月15日発行) 目次

宿題のすすめ……………嘉規香織

講義室

学部講義についての疑問・要望への返事……………清水 明
日本数学会教育委員会「大学生数学基本調査」について

—記述式入試の大切さが再認識された調査—……………真島秀行

教育報告

総合入試と学習サポート……………竹山幸作, 前田展希
大学教養課程での放射線講義の取り組み……………鳥居寛之
中学生および大学生の電流と電圧理解に関する調査結果

……………平島由美子, 市川裕介
物理教育における数値の丸め方の扱い……………大多喜重明, 長井清香

医学部における物理教育の現状……………高須雄一
若者の未来につながる物理普及活動を目指して

—物理プレチャレンジを例に—……………原田 勲

海外の動向

韓国の高校物理教育視察報告……………山崎敏昭

図書室

『科学をどう教えるか』……………笠 耐

『ヒッグス粒子の見つけ方』……………並木雅俊

教育に関する一言……………山田弘明/覧具博義/森 篤史/北原和夫

開催情報

編集後記

時刻・周波数標準の遠距離比較伝送技術の現状と将来

井戸 哲也 <情報通信研究機構 184-8795 小金井市貫井北町 4-2-1 >
 藤枝 美穂 <情報通信研究機構 184-8795 小金井市貫井北町 4-2-1 >

近年の光周波数標準の急速な発展や、長基線ニュートリノ振動実験により周波数標準や時刻の遠距離比較伝送技術が注目されている。現在、周波数の伝送については光ファイバを使用した伝送技術により19桁の不確かさでの伝送が可能になっており、また時刻比較では人工衛星を介することで数100ピコ秒の測定精度が得られている。本稿ではこれらの技術についてその概略を解説し、また具体的応用例として最近行われたNICT-東大間のSr光格子時計の周波数比較や、定常業務として行われている日独間の標準時の時刻比較等を示す。

1. はじめに

次元のある物理量の計測とは一般に被測定量とその物理量の標準との比率を測定する作業であり、その計測の不確かさは、「比率の測定の不確かさ」と「物理標準の不確かさ」によって決まる。後者の物理標準の不確かさを減少させることは計測技術の向上を直接もたらし広く科学技術の発展を支えると同時に、時として新しい物理現象の発見に決定的な役割を果たしてきた。数ある物理量の中でも時間・周波数はその標準の不確かさが16桁に及び他に比類なき確度を有しており、時間周波数標準の改善はそのまま人類が自然を高分解に測定する能力を前進させることに他ならない。そしてこの時間周波数標準については現在歴史的な転換点を迎えつつある。国際単位系の1秒の定義は1967年よりセシウム133原子の基底状態の超微細構造のマイクロ波周波数(約9.2 GHz)によって定義されており、前世紀においてはセシウム原子時計が常に最も不確かさの小さい周波数標準として君臨してきた。しかし今世紀に入り、光学遷移を利用した原子時計(光時計)においてその不確かさが最高精度のセシウム原子時計を超えるようになってきたため、光学遷移で1秒を再定義することが本格的に議論されるようになってきた。

光学遷移による秒の再定義は科学技術全体に大きな影響を与える。従ってより不確かさの小さい光時計の実現は秒の再定義に向けて必要条件ではあるが決して十分条件ではない。国際度量衡委員会は実質的な秒の再定義に向けた十分条件として、

1. 光時計の性能の向上に飽和が現れること
 2. 遠隔地にある光時計との間で時計自体の不確かさより小さい不確かさで周波数一致を確認できること
- という2点を挙げている。前者は再定義直後に定義が陳腐化してしまうことを避けるためであり、また後者は標準として世界中で共有するために不可欠な条件である。

経済の急速なグローバル化は物理標準としての時間・周波数のみならず、世界中の時刻をも一致させることを要請している。そこで現在世界の時刻の標準となっているのが国際原子時である。国際原子時は世界中の標準機関にある計300台あまりのセシウム原子時計や水素メーザー原子時計の平均によって計算機上で得られる、リアルタイム性を

伴わない仮想の時刻を基本としており、その周波数は世界中のセシウム原子時計によって得られる15桁の不確かさで較正されている。そして各国の標準時は国際原子時と一致するように時刻の調整をした上で閏秒と時差の調整を入れており、実際に情報通信研究機構(NICT)が生成・管理している日本標準時は国際原子時に対して±20ナノ秒以内の同期性能を維持している。「世界中の原子時計の平均を取る」「各国の標準時と国際原子時を比較する」これらを実現するために後述する人工衛星を利用した時刻比較技術がある。そしてこれまでナノ秒レベルで遠隔地の時計を合わせる技術は国家標準時の維持のために使用されていたが、近年この技術は高エネルギー実験においても活躍の場を見だしつつある。昨年、話題となったOPERA実験では730 km離れたニュートリノの出射側と検出器側双方の時計の時刻を揃える必要があり、GPSによる時刻比較技術が利用された。そしてニュートリノの速度が光速を超えたという報告によって図らずもこの時刻比較技術が注目されることになった。

またこの時刻比較技術を応用して遠隔地にある周波数標準の周波数差を知ることができる。図1に示すように我々はある瞬間(エポック)の遠く離れた時計Aと時計Bの時刻差 Δ_i を得ることができる。さらにその後 T 時間が経過した後に同様に2つの時計の時刻差 Δ_f を求めると、その時刻差の変化率から時計A, Bの時間 T の間の平均周波数差を

$$(\bar{f}_A - \bar{f}_B)/\bar{f}_A = \frac{\Delta_f - \Delta_i}{T} \quad (1)$$

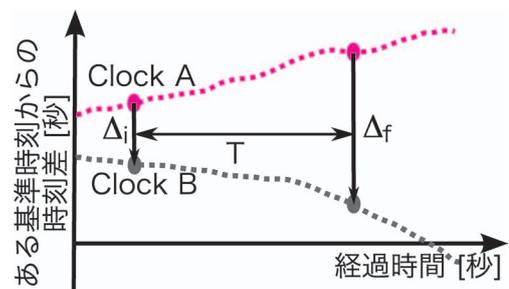


図1 時刻差と周波数差の関係。離れた2つの時刻において、2つの時計A, Bの指し示す時刻の違いを計測することによって2つの時計の周波数についてその相対的な周波数差を知ることができる。

として導くことができるのである。尚、ここで f_A, f_B は時計A, Bの発振周波数であり、(1)式から得られる差は平均の周波数差であることに注意されたい。(1)式はドリフト等、長期の周波数変動がない理想的な状況では、 Δ_i, Δ_j の時刻差測定の不確かさで測定の不確かさが決まり時刻差 T を大きく取るほどより小さい不確かさで周波数差を測定できることを意味する。しかし現在商用で得られる短中期で最も安定なマイクロ波標準である水素メーザーでさえ、アラン偏差が平均時間 10^4 - 10^5 秒で 10^{-15} 台の領域で底を打つので、遠隔地にある二つの水素メーザーを衛星仲介で比較する場合、 10^5 秒以上の長い時間の平均の周波数を比較することはあまり意味をなさない。一方、後述するが現在の衛星仲介の時刻差測定における不確かさは数100 psである。よって我々は遠隔地にある水素メーザーの周波数差を 10^5 秒(=1日程度)の測定時間で $\sim 100 \text{ ps}/10^5 \text{ s} \sim 10^{-15}$ の不確かさまで測定することができ、ここで一方を較正済みの標準研究所の水素メーザーとすることにより誰もが、手元の水素メーザーの周波数を商用品で得られるGPSアンテナ等を組み合わせて15桁の不確かさで較正できる。

しかし、この衛星経由の時刻周波数比較技術は光時計に対してはその性能が追いついていない。これが上述の秒の再定義の条件2が存在する理由である。光時計の出現前は、セシウム原子時計の不確かさ、衛星経由の時刻周波数比較計測の不確かさ、双方が15乗台前半にあり、ぎりぎり調和がとれている状態であった。しかし光時計は17乗台の不確かさが既に実現している一方、衛星比較によって17乗台に到達するためには 10^7 秒、すなわち100日以上にわたって光時計を運用し続ける必要があり、これは非現実的であると同時に、短時間で高い安定度が得られる光時計の強みを台無しにしてしまう。従って時刻差測定によって17桁の遠距離周波数比較を実現するには現在数100 psである測定の不確かさを小さくして、必要な測定時間を短縮する必要がある。

光時計の周波数比較においては、光領域の信号をそのまま光ファイバにて伝送・比較する技術の開発がなされており、一昨年前にNICT-東京大学(東大, UT)間で16乗台での光時計の周波数比較が行われ、遠隔地間での16桁での周波数比較が初めて実現した。¹⁾しかし、大陸間での周波数比較については海底ファイバとリピータの利用により、技術的には可能と言われているが、予想される費用等を鑑みると非現実的であり、衛星を利用した比較技術のさらなる高性能化が期待されている。本稿では、光ファイバ比較・人工衛星による比較、双方について現状と将来の可能性をまとめた。

2. 光ファイバ周波数比較技術

光ファイバによる周波数伝送技術は当初精密原子分子分光への応用を考えて開発された。精密原子分光を行う場合、狭線幅連続光源を用意する。その用意した狭線幅の光をそ

のまま原子に照射する必要があるが、自由空間では空気の擾乱が、ファイバによる伝送では振動や温度変化による伸縮によって位相シフトが生じ、その時間微分という形で周波数をシフトさせ、線幅の拡大となってしまう。Maらは伝送された光について一部を受信側から戻し、この光と送信する光との間の干渉を取ることによって伝送中で誘起された位相シフトを検出し補償を行い光ファイバによる位相シフトを避ける技術を開発した。²⁾この方法では同一の光ファイバを光が往復し、往路と復路で等しく位相雑音がかかるため、復路で検出される位相ノイズを零とるように送信光に補償を施して受信側に位相雑音の影響が無い光を届けることができる。この基本原理は現在の数十から数百kmの距離の光ファイバ伝送においても変わらない。当初実験室内の光学定盤間で利用されていたこのファイバ伝送の技術は次にマイクロ波標準の遠距離伝送に利用された。その背景には今世紀初頭、周波数コムが発明によって光領域とマイクロ波領域が位相コヒーレントにつながり、セシウム原子時計や水素メーザー原子時計などのマイクロ波周波数標準をレファレンスとして光周波数が容易に計測できるようになったことがある。しかし通常、光領域での原子分光の研究室には(マイクロ波)周波数標準が無い場合、マイクロ波標準で連続光に何らかの変調を施したうえで光ファイバで伝送することが計画された。筆者(井戸)は2004年当時JILA(米国)に在籍していたが、 $^{88}\text{Sr}: ^1S_0 - ^3P_1$ 遷移の絶対周波数測定³⁾においては、同じアメリカボルダー市内にあるNIST(米連邦標準技術研究所)から光ファイバで水素メーザーの信号を送り、それをレファレンスとして測定した。また標準研究所においては研究所内で生成されたマイクロ波周波数標準を遠隔地に届ける技術としてフランスの標準研究所が精力的に研究を行い、⁴⁾またNICTにおいても、伝送安定度として 10^{-18} を確認した。⁵⁾そして、上述のようにセシウム原子時計を超える光時計が現実となった2007年以降は、もっぱら光そのものである、光キャリア信号を伝送する技術が世界各国で精力的に研究されており、国内では武者らとその技術を確立し、東大の光格子時計の絶対周波数測定に利用された。^{6,7)}

フィードバック制御によって位相雑音を補償する技術には、因果律による原理的な限界がある。伝送線路上に位相雑音が入ってきた場合、送信側でそれを検知するには伝送距離を L 、ファイバ内の光速を cn として少なくとも $\tau = nL/c$ の時間遅れが生じる。従ってこの時間遅れよりも早いフーリエ周波数成分の位相雑音を補償することは不可能である。この原理限界については文献8で詳しく解析しており、伝送中に重畳された位相ノイズパワースペクトル $S_{\text{fiber}}(f)$ が、受信側で抑制される比率、すなわち $S_{\text{remote}}(f)/S_{\text{fiber}}(f)$ は $f < \tau^{-1}$ において

$$\frac{S_{\text{remote}}(f)}{S_{\text{fiber}}(f)} = \frac{1}{3} (2\pi f \tau^2) = \frac{2\pi n^2}{3c^2} f l^2 \quad (2)$$

となる。従って、長距離の伝送においては、信号減衰のためのみならずこの原理限界のために光を中継、増幅するリピーターを入れる必要が出てくる。最近 Predehl らは、ドイツ国内の PTB-マックスプランク量子光学研究所間の 920 km のファイバにおいてリピーターを入れることにより 1 秒の積算で 5×10^{-15} の安定度で光周波数を伝送できることを示した。⁹⁾

またダークファイバでなく、インターネットのトラフィックが流れる通常のファイバ網において特定のグリッド波長を光周波数伝送に割り当てて実現する試みも進んでいる。光ファイバ伝送においては位相補償のため 1 本のファイバで双方向のトラフィックが許されねばならないが、通常のデータ通信網には単一方向の Erbium-doped fiber amplifier (EDFA) やリピーターでの光-電気変換器がある。従ってこれをバイパスする形で双方向アンプを入れてリピーターとする試みがなされ、最近の報告ではデータトラフィックが存在する 540 km のファイバで伝送を実現し、 2×10^{-19} の伝送安定度が実現されている。¹⁰⁾

光ファイバによる光周波数伝送技術を利用して、我々は東大香取研究室と共同で、両拠点に存在するストロンチウム (Sr) 光格子時計の周波数比較を行ったので、光周波数標準伝送技術の一例としてここに紹介する。¹⁾ NICT の Sr 光格子時計については 2010 年より原子時計動作を開始し、2011 年に確度評価を行い 5×10^{-16} の確度で動作している。絶対周波数測定も同時に行い、現在動作している他の 4 つの Sr 光格子時計とよい周波数の一致が見られている。¹¹⁾

今回の周波数比較では NICT 小金井本部と東大本郷キャンパス間は大手町を経由して 60 km のダークファイバで結ばれた。このうち小金井-大手町間 45 km は NICT が提供しているテストベッド JGN2plus (現 JGN-X) を利用し、大手町-本郷間は商用の光ファイバを借り上げて行った。実験は NICT の光格子時計の信号 (波長 698 nm) を光周波数コムによって通信帯波長 (1.5 μm) にコヒーレントに波長変換した後に、その信号を上述の原理を利用した光キャリア信号伝送システムによって東大へ伝送し、東大の光周波数コムをこの受信された信号に位相ロックし、東大の光格子時計の信号と光周波数コムのその近傍のスペクトル成分とのビート信号を計測することによってなされた。

まず伝送システムの特性評価¹²⁾のために小金井-大手町間の 2 本のファイバ線を大手町で接続し、小金井-大手町-小金井という 90 km の伝送線を用意した。送受信双方を物理的に小金井本部に置き、この 90 km 線路の受信側信号と送信信号のビート周波数から、伝送性能を評価した。この場合の受信信号の位相ノイズパワースペクトラムについて、図 2(a) に示す。赤線は位相補償を施していない場

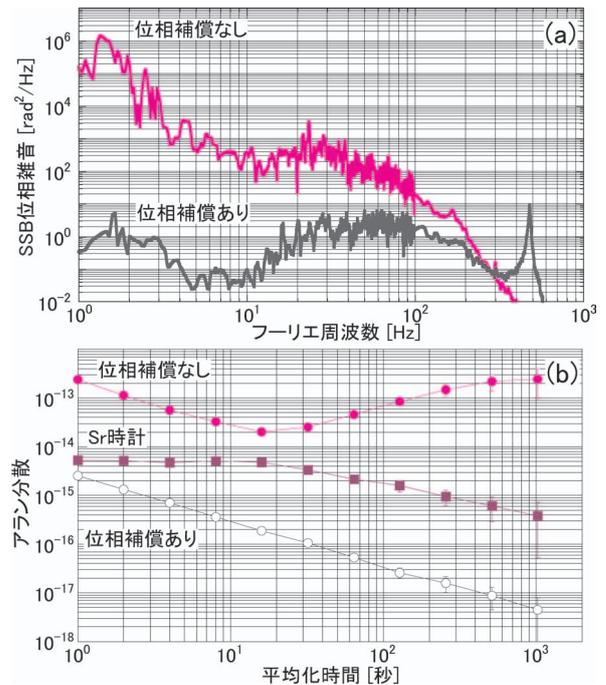


図2 伝送信号の位相雑音 (a), 周波数安定度 (b).

合の受信信号の位相雑音 $S_{\text{fiber}}(f)$ を、黒線は補償後の位相雑音 $S_{\text{remote}}(f)$ を示す。この $S_{\text{fiber}}(f)$ についてはひとえに光ファイバの敷設環境によって決まるが、残念ながら諸外国の例と比べて、数 10 dB も大きい。欧米では景観を考慮して市中のケーブル類は基本的に地中に埋められるが、日本では電力線・電話線は基本的に空中配線であり、残念ながら光ファイバケーブルについても空中配線が多用されているようである。この図より位相雑音の補償能力については (1) 式より予想されるフーリエ周波数 1 Hz で 56 dB の位相雑音の抑制が実現しているのが分かり、補償後の位相雑音の周波数スペクトルはほぼフラットとなり白色位相雑音が支配的であることが読み取れる。図 2(b) に受信信号の送信信号に対する周波数安定度、つまり信号の劣化度をアラン分散で示した。位相補償した場合アラン分散が積算時間に反比例することから受信される光が白色位相雑音に支配されていることも確認できる。図 2(b) に示すように典型的な原子時計のアラン分散は積算時間の 1/2 乗に反比例するため、積算によって伝送が測定を制限することがなくなる。また、得られた伝送路の安定度については昼間と夜間 (AM 2:00-5:00) では大きな違いがあった。このことから小金井本部-大手町間のファイバについては、おそらく電車・地下鉄等の近傍に敷設してあり、電車の運行に伴う振動の影響を大きく受けていると考えている。また天候、とりわけ風の強さにも大きく左右されたことを付け加えておく。

長距離のファイバ伝送において、もう一つ問題になるのは偏光回転である。通信光ファイバケーブルは通常偏波保持ファイバでないため、伝送された光の偏光状態は時間的に大きく変動する。ファイバで伝送する情報は光の位相そ

のものであり、その検出には何らかの干渉を取るようになるが、偏光回転は干渉を取る際に信号強度の変動をもたらす。この問題について今回我々は電気信号によって偏光を回転させる素子を利用し、光周波数コムとのビート信号のRF強度から偏光回転をアクティブ制御してこの問題を解決している。通常建物内の光ファイバは外から引き込まれたファイバとの接続点での反射が相当量ある。そのため、受信側から送信側に送り返す光がこの界面で反射されて受信側に戻り、これが送信されてきた受信光の強度変化の検出においてはノイズとなる。しかし、一旦ビート信号として電気信号に変換すると周波数分解が可能となり、不要な反射光と区別することができる。次に図3に得られたNICTと東大間のSr光格子時計の周波数差を示す。Sr光格子時計は約430 THzの信号を生成するが、図3からそのうち、わずかに3.5 Hz程度NICTの方が高い周波数を生成していることが分かる。尚、図3の各点は1秒ごとの信号の積算から得られており、20秒程度の信号積算でこの3-4 Hz程度の有意な周波数差を検出することができる。そして、この周波数差が生じる支配的な要因は2拠点の標高差にある。武蔵野台地の上に存在するNICTは本郷キャンパスよりも標高が56 m高く、このために一般相対論効果によって時が早く進み、原子時計の周波数は高くなる。そしてこれらの既知の周波数シフト要因を校正した結果、2つの時計の周波数差は 0.040 ± 0.31 Hzとなった。従来の衛星の時刻比較の技術を利用した方法では16乗台の安定度を得るためには10日間以上の信号積算が必要とされ、連続運転が困難な光時計の周波数比較に利用することは非現実的であったが、光ファイバ伝送技術はわずか数100秒の信号積算で16乗台の周波数比較が可能であり、今回我々は初めて遠隔地にある同一方式の光時計が16乗台で周波数が一致していることを確認した。

今回、国際原子時仲介の比較では得られない不確かさで遠隔地間の光時計の周波数一致を実証したことは意義深い。Sr光格子時計は現在5つの拠点(東大, JILA, SYRTE(仏), PTB(独), NICT)でその動作確認がなされ15桁での周波数一致が確認されている。ここでは5つとも周波数シフト要因を評価することによって、トータルで不確かさは16

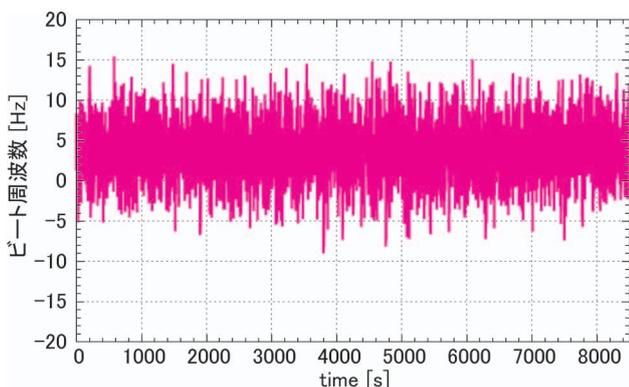


図3 NICTと東大のSr光格子時計の周波数差.

乗台にあると主張している。しかし、これまでその裏付けとして複数回の周波数一致を確かめようにもセシウム原子時計、もしくは国際原子時を経由する比較では16桁の比較ができなかった。それだけに今回の16桁での周波数一致は時間周波数標準の研究開発におけるマイルストーンとなると同時に、Sr光格子時計において、我々が気づいていない周波数シフト要因が16乗台においては存在しないことを示唆している。

3. 衛星経由時刻周波数比較

前節で光ファイバ経由の周波数伝送について紹介した。ここでは光時計の周波数信号の比較に十分な精度が実現されているが、残念ながら専用の光ファイバ回線の確保が困難である。そこで、より広い領域をカバーする衛星の利用が欠かせない。本節では、国際原子時の決定や遠隔地間の時計の比較に使用されているGPS利用による比較法と静止衛星経由の比較法について紹介する。

3.1 GPS比較

GPSは世界で初めて運用された全世界的な受動型衛星測位システムである。¹³⁾ 衛星とユーザー間の距離は衛星から送信される信号の伝達時間から算出される。衛星上には高安定な原子時計が搭載されている。受信機が参照する時計は衛星上の時計とは同期していないが、それらの間の時刻ずれは同時に観測する複数の衛星からの信号に対して一定の量である。受信機が決定する信号の到達時間から衛星とユーザー間の距離を求めるが、前述の時刻ずれや信号伝搬経路上の様々な誤差要因を含む不正確な量であるため、これは疑似距離と呼ばれる。4機以上の衛星との間の疑似距離を用いると時刻ずれとユーザーの位置座標の4つの未知数を決定することができる。

GPSの時刻比較への応用は1980年代初めから始まった。¹⁴⁾ 現在も広く使用されているコモンビュー法では時刻比較を行いたい2局間に設置されたGPS受信機で同時に同一の衛星からの信号を受信することにより、衛星の時計のずれを相殺し高精度に時刻比較を行う。図4(a)にコモンビュー法の概念図を示す。受信機を既知の位置に設置すれば未知数が時刻ずれ一つのみとなり、衛星1機の観測から実施可能となる。ここからコモンビュー法の原理について

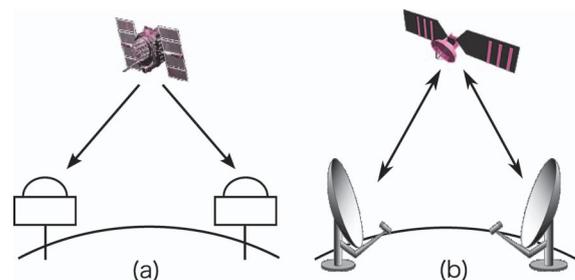


図4 コモンビュー法 (a)、双方方向時刻比較 (b) の概念図。それぞれ衛星側には発信器、受信機が搭載されている。コモンビュー法 (a) では地球局側では受信するのみ、一方双方方向時刻比較 (b) では地球局も送信器を備える。

数式を用いて説明し、その誤差要因と精度について紹介する。

ある局 i においてある時刻に衛星 k に対して測定した疑似距離 ρ は測定エポックを省略すると以下のように表すことができる。

$$\rho_i^k = r_i^k + c(\delta t_i - \delta t^k) + I_i^k + T_i^k + d_i + \varepsilon_i^k$$

ここで、 r は受信機と衛星の間の距離、 c は光速を示す。 $\delta t_i, \delta t^k$ は受信機と衛星の基準時刻からのずれを表す。 I と T は電離層と対流圏による遅延量を、 d は受信機内の遅延量を、 ε は測定の不確かさおよびモデル化できない効果、モデル化による系統誤差を表す。同様に、同じ時刻に局 j において衛星 k を観測する。それら疑似距離の差から、局 i, j の時刻差を求めることができる。

$$\delta t_i - \delta t_j = \frac{1}{c} [(\rho_i^k - \rho_j^k) - (r_i^k - r_j^k) - (I_i^k - I_j^k) - (T_i^k - T_j^k) - (d_i - d_j) - (\varepsilon_i^k - \varepsilon_j^k)] \quad (3)$$

式(3)右辺第一項は観測量、第二項は軌道情報により算出し、第三項は実測またはモデル化によって求め、第四項はモデル化により算出する。第五項は絶対時刻差を求める際に必要となり、通常は可搬型受信機を用いて実測する。このようにGPSコモンビューによる時刻比較の精度は、受信機の計測精度の他、用いる軌道やモデルの正確さに依存する。

GPSではLバンドに位置する2つの周波数、L1: 1575.42 MHz および L2: 1227.60 MHz の搬送波をチップ率 1.023 MHz の C/A コード (Coarse/Acquisition code) または 10.23 MHz の P コード (Precise code) と呼ばれる疑似ランダム雑音コードによって二位相偏移変調 (BPSK: Binary Phase Shift Keying) をかけた信号が使用されている (C/A コードは L1 のみ)。疑似距離の決定にはコード位相および搬送波位相が使用される。搬送波位相の場合は信号伝搬中に何回位相が回転したか不明であるため波長の整数倍の不確かさが残る。最近では測位精度向上のためにより高いチップレートの採用および新たな搬送波周波数の追加が行われている。信号にはさらに航法メッセージが重畳されており、衛星の軌道情報や電離層遅延補正のためのパラメータ等が含まれている。航法メッセージから取得可能な軌道の系統誤差は約 2 m である。さらに精度が必要な場合は後処理によって作成される軌道情報を利用する。例えば国際 GNSS 事業 (International Global Navigation Satellite System Service, IGS) の最終暦は約 2 週間後に発表され、系統誤差は 5 cm 以下である。GPS コモンビューでは基線長 (2つの地上局間の距離) が短い場合、衛星は観測する 2局からみてほぼ同一の視線方向に見えるため軌道の誤差はそれほど影響しないが、長基線ではその影響は顕著となってくる。¹⁵⁾

電離層による遅延量は信号の伝搬経路上の全電子数に比例し、周波数に対して分散性を持つ。全電子数は一日周期で変動する他、季節や太陽活動と地磁気擾乱に依存する。

遅延量は天頂方向で数 m から 10 m 程度の大きさである。航法メッセージではクロバチャーモデル¹⁶⁾によって補正するためのパラメータが放送されており、約 50% の遅延量が補正できるとされている。後処理のモデルでは IGS の解析センターの一つが全地球的電子数マップ¹⁷⁾を発表している。このマップから 2 時間毎の、緯度方向に 2.5 度、経度方向に 5 度のグリッドに区切った地点の電子数を読み取ることができる。このマップの使用により約 10% の系統誤差で補正可能という報告がある。¹⁸⁾ 一方、電離層遅延量は周波数の分散性から L1 および L2 の 2 周波の信号を観測することにより実測することができる。前述の電子数マップは時間分解能が 2 時間であり急激な変動には対応できないこと、アジアや低緯度地域の電離層の活発な地域では精度が劣る¹⁹⁾ ことなどにより、実測による補正が有効であるといえる。対流圏による遅延量は、信号伝搬経路に沿って存在する気体の密度に依存する。大気中の乾燥大気と水蒸気は異なる影響を与える。水蒸気の密度はローカルな天候に左右されやすく、急激に変動するためモデル化が困難である。乾燥大気の密度は緯度、季節、高度に依存し比較的安定であり、対流圏による遅延量の約 9 割が予測可能な乾燥大気によっている。天頂方向の遅延量は約 2 m であり、モデルによって補正することで系統誤差は 10 cm 以下に低減可能である。位相測定の不確かさは回線品質にも依存するが、おおまかには 1 波長の 0.5-1% と言われている。このため、コードと搬送波位相測定の不確かさはおおよそ C/A コードで 3 m、P コードで 0.3 m、L1 の搬送波位相で 2 mm 程度である。

ここで実際の測定結果を図 5 に示す。図 5 は NICT が生成・維持する日本標準時と PTB が保持するドイツ標準時の時刻差を GPS コモンビューによりコード位相と搬送波位相を用いて測定したものである。コードは P コードを使用しており、電離層遅延は 2 周波観測により実測補正し、軌道は IGS の最終暦を用いて計算している。双方の標準時は水素メーザー原子時計から生成されており、(a) はその時刻差の時系列の変化を示し、(b) は周波数安定度をアラン分散で表したものである。コード位相は 16 分間の平均を、搬送波位相は 5 分間平均した値を表示している。(a) において双方の周波数差を取り除いた場合、その標準偏差はコード位相で 3 ナノ秒 (0.9 m)、搬送波位相で 50 ピコ秒 (15 mm) である。この結果より、日本とドイツ間の長基線の場合でも途中の伝搬遅延量をきちんと補正、あるいは実測すれば数ナノ秒の不確かさで時刻差が求められることが分かる。

3.2 衛星双方向比較

衛星双方向比較は、測定を行う 2つの地球局間で信号を同時に送信、受信を行い、信号伝搬経路を共通化し差分をとることによって相殺させ誤差要因を減らす比較法である。²⁰⁾ 1990 年代中頃から開発が始められ 1998 年頃より定期的に測定が行われるようになった。現在では主要な時間

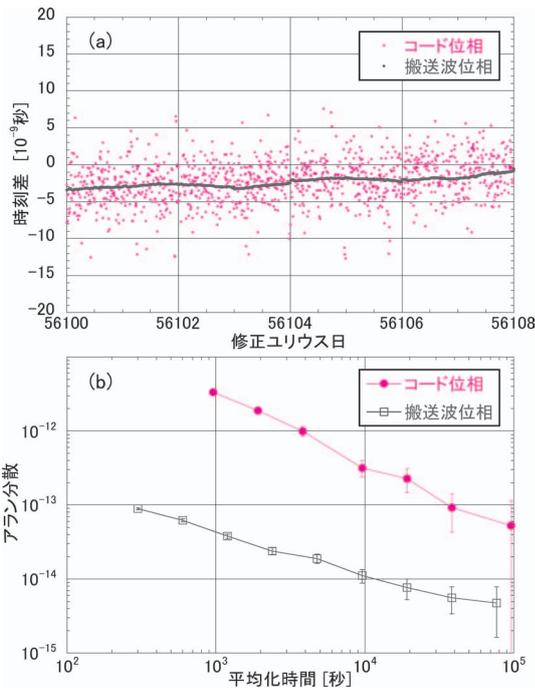


図5 GPS コモンビューによる日本標準時とドイツ標準時の時刻差の時系列変化 (a), 周波数安定度 (b). コード位相はPコードを使用している. 電離層遅延は2周波観測により実測されており, 軌道はIGSの最終暦によって計算されている.

周波数の標準機関はGPSだけでなく衛星双方向比較も実施している. 通常は商用の静止衛星のトランスポンダーを利用して信号のやりとりを行うため, 地球局の送信信号の周波数が14 GHz帯, 受信信号の周波数が12 GHz帯であることが多い. 商用静止衛星上には高安定な原子時計は搭載されていないが, 衛星上の信号伝搬経路が通常同一であり, 衛星に信号が到達する時刻の差もそれほどないため, 衛星での周波数変換の間に受ける位相変動は誤差にはならない. 信号はGPSと同様にスペクトラム拡散されており, 局毎に固有のコードを割り当て識別し, コード位相を利用して時刻差を測定する. チップレート2.5 Mbpsの信号が現在広く使用されている. 地球局は信号変復調器, 周波数変換器, 信号増幅器, アンテナから構成される. ある時刻において局*a*で原子時計に同期したタイミングで信号を送信し, 相手局*b*から送信された信号の到達時間 $\tau_{b,a}$ を測定する. 簡単のため測定エポックを省いて記述すると次のようになる.

$$\tau_{b,a} = d_b^{Tx} + T_b + I_b^{Tx} + r_b^k/c + \Delta + r_a^k/c + I_a^{Rx} + T_a + d_a^{Rx} + \delta t_a - \delta t_b + S_{b,a}$$

d_i^{Tx} , d_i^{Rx} は局*i*内の送信信号, 受信信号の遅延量を示す. T_i は局*i*上空の対流圏遅延量, I_i^{Tx} , I_i^{Rx} は局*i*上空の送信信号および受信信号の電離層遅延量を表す. Δ は衛星のトランスポンダーでの遅延量を示す. r_i^k は局*i*と衛星*k*間の距離, c は光速を表す. $S_{b,a}$ は局*b*から送信し局*a*で受信する信号の地球自転によってもたらされる遅延量(サニャック効果)であり, $S_{b,a} = -S_{a,b}$ の関係が成り立ち, 通常は一定量として計算により補正する. δt_i は局*i*の基準時刻からのず

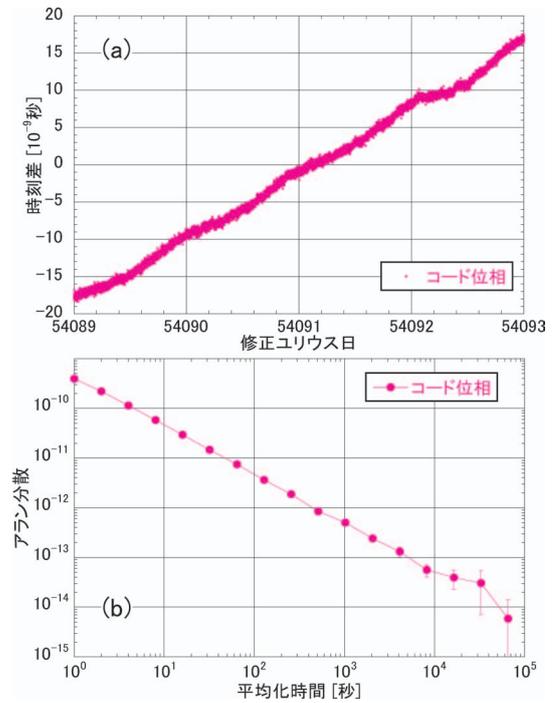


図6 衛星双方向比較によるNICTとPTBの水素メーザー原子時計の時刻差の時系列変化 (a), と周波数安定度 (b). データは1秒に1点であり, コード位相が用いられている.

れを表す. 同様に局*b*でも原子時計に同期したタイミングで信号を送信し, 局*a*からの信号の到達時間 $\tau_{a,b}$ を測定する. それぞれの差分をとると, 求める両局の時刻差を表す式となる.

$$\delta t_a - \delta t_b \approx \frac{1}{2} [(\tau_{b,a} - \tau_{a,b}) + (d_a^{Tx} - d_a^{Rx}) - (d_b^{Tx} - d_b^{Rx}) + 2S_{a,b}] \quad (4)$$

対流圏遅延は周波数の分散性を持たないため相殺されるが, 電離層による遅延量は送信と受信の周波数が違うため相殺されない. しかしGPSよりも高い周波数が使用されており, さらに送信と受信周波数の差分で効果が表れること, *a*, *b*局の上空の全電子数の差が寄与することから影響する遅延量は通常100ピコ秒以下であり測定の不確かさから見て無視できる量である. 式(4)において右辺第一項は観測量, 第二第三項は局*a*, *b*内の遅延量の差であり絶対時刻差を求める際に測定される量, 第四項は計算によって補正される量である. GPSコモンビューによる時刻差の式(3)と比較し, 補正が必要となる項目が少ないことがより高精度な時刻比較を可能としている. また, 静止衛星経由の場合, 信号対雑音比がGPSのそれよりも高く設定できるため, チップレートはそれほど高くなくても関わらずコード位相測定の不確かさはおよそ500ピコ秒である. しかしながらGPS受信機と比較すると, システムは大型であり, 商用衛星のトランスポンダーの帯域を借用する費用が高額である.

図6にNICTとPTBの水素メーザー原子時計の時刻差の測定結果を示す. プロットされているデータは1秒に1点である. 周波数差を取り除いて標準偏差を求めると280ピ

コ秒であり、GPSのコード位相による測定の不確かさの約1/10、搬送波位相の約10倍となっている。衛星双方向比較においても、測定精度向上のため搬送波位相利用の研究が進められている。NICTではまず約100 kmの短基線において実験を行い、ピコ秒以下の不確かさを得ている。²¹⁾

ある2局間の絶対的な時刻差を知りたい場合、式(3)右辺の第五項、式(4)右辺の第二、第三項に表れる局内遅延量を求めなくてはならない。この測定のために可搬型地球局(GPSの場合は可搬型受信器)が一般的に用いられる。時刻比較を行う片方の局 a に可搬型地球局を運び、同じ原子時計の信号を接続し測定を行う。時刻差は0秒であるため、2局の局内遅延量の差を求めることが可能となる。次にもう片方の局 b に可搬型地球局を運び同様の測定を行う。可搬型地球局の局内遅延が時間に対し一定であると仮定すると2回の測定結果の差分から知りたい a, b 局の局内遅延量の差が決定でき、 a, b 局の絶対時刻差を知ることができる。運搬の間に可搬型地球局の局内遅延量が変動したのかを評価するため、再度 a 局に可搬型地球局を運び測定を行い、初めの測定結果との差を系統誤差の一つとして計上する。最近の測定結果ではGPSで2ナノ秒程度、衛星双方向で1ナノ秒以下の確度で2地点間の絶対時刻差を知ることが可能となっている。

3.3 応用例

国際度量衡局は世界中に設置された約300台の原子時計の進み遅れを平均して計算し国際原子時を定めており、その進み遅れを測定するためにGPSや衛星双方向時刻比較が用いられている。2012年8月の時点で68の時刻比較リンクが存在し、そのうち12のリンクでGPSと衛星双方向比較が行われ、その他ではGPSのみによる比較が行われている。²²⁾ 図5, 6から分かるように原子時計の時刻のずれは日々刻々と変動するため、測定は毎日継続して行われている。

NICTとPTBは2006年にGPSと衛星双方向比較による原子泉型一次周波数標準器の周波数比較を行った。原子泉型一次周波数標準器では局部発振器として水素メーザー原子時計に同期したマイクロ波発生器を使用するため、NICTとPTBで参照される水素メーザー原子時計の周波数差をGPS、衛星双方向比較で決定し、一次周波数標準器の一致度の検証を行った。この時は15日間周波数標準器を運用し、同時に比較測定を実施した。結果として、15日間の周波数差測定の不確かさがGPSのPコード位相で 8×10^{-16} 、搬送波位相で 6×10^{-16} 、衛星双方向で 7×10^{-16} を得ており、決定された周波数差は不確かさの範囲内で一致した。またこれらの不確かさは当時の原子泉型一次周波数標準器の確度($\sim 2 \times 10^{-15}$)よりも小さな値である。しかしながら、確度が 10^{-17} 台にある光時計を比較する場合、測定誤差を光時計よりも小さくするためには現状のGPS、衛星双方向では100日以上安定に測定を継続し統計量を増やし測定誤差を減らす必要があり、残念ながら物理的に不

可能である。早急な測定精度向上が望まれている。

ここまでは時間周波数標準の分野での応用例を示した。より手軽なシステムであるGPS時刻比較は、精密な時刻同期を必要とする高エネルギー実験でも利用されている。J-PARCと神岡間で行われているT2K実験²³⁾では、J-PARCと神岡に設置した検出器の時刻同期のためにGPSコモンビューによる時刻比較を実施している。J-PARCの陽子ビームは、数十ナノ秒の広がりを持つ8個のバンチが約600ナノ秒間隔、約5マイクロ秒に固まって構成されており、その8バンチが約3秒間隔でターゲットに打ち込まれ、ニュートリノビームを生成する。ニュートリノが神岡に到達した際にこの時間構造が保持されているかを確認することおよびJ-PARCと神岡の検出器の時刻の一致度を常時監視することが必要である。このためおよそ100ナノ秒より良い時刻同期精度が必要となるが、1周波受信機によって10ナノ秒程度の十分高い不確かさで測定が行われている。最近では数ナノ秒のレベルでニュートリノの飛行時間を測定するために、2周波受信機の導入が計画されている。

4. まとめ

時刻と周波数標準の伝送技術について解説してきた。上述したように、現状は周波数標準の伝送比較技術については秒の再定義という明確なゴールに向けて、大陸間での比較を可能とする技術に対する強い要請がある。これまでマイクロ波から光へ周波数標準の波長域が遷移するのに呼応して、短中距離伝送ではその伝送の不確かさが 10^{-19} 台にまで到達する光ファイバ伝送技術の独壇場となってきたが、大陸間の伝送を考えたときには、その実現は難しい。海底ファイバケーブルにおいて双方向通信を可能とした上でなおかつ双方向増幅器を入れるのは非現実的であり、衛星時刻比較技術のさらなる発展に期待したい。また、急速な進歩を遂げた光原子時計が重力でなく重力ポテンシャル差を直接計測する測定器として期待されつつある。ここにおいて光ファイバによる周波数標準の伝送技術は離れた重力ポテンシャル計をつなぐ信号線路そのものであり、重力ポテンシャル差の検出において不可欠となるであろう。

一方、周波数でなく時刻について、現在の比較(同期)精度数100 psが改善した先にどのような成果が得られるだろうか、もちろん同期精度が上がればGPS等衛星測位技術において位置精度の向上が見込まれる。ALMAに代表されるフェーズドアレーアンテナやVLBI(Very Long Baseline Interferometry)では、得られた複数の信号間の相関処理を行い、相関が最大となる時刻差を自ら見つけ、それに基づいて画像を生成したり、アンテナ間の距離を求めている。従って、決して2地点の時計の時刻差をあらかじめ与える必要は無いが、もしアプリアリにより不確かさが小さい形で時刻差を外から与えることができれば、遅延パラメーターを少なくすることが可能となりより正確な測位や分解能に貢献できると期待される。

本稿において紹介したファイバリンク実験については東京大学香取研究室と、衛星比較実験についてはPTB（ドイツ工学技術研究所）との共同研究であり、ここに共同研究者の多大なる協力に感謝致します。

参考文献

- 1) A. Yamaguchi, *et al.*: Appl. Phys. Express **4** (2011) 082203.
- 2) L.-S. Ma, P. Jungner, J. Ye and J. L. Hall: Opt. Lett. **19** (1994) 1777.
- 3) T. Ido, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 153001.
- 4) O. Lopez, *et al.*: Eur. Phys. J. D **48**(1) (2008) 35.
- 5) M. Kumagai, M. Fujieda, S. Nagano and M. Hosokawa: Opt. Lett. **34** (2009) 2949.
- 6) M. Musha, F.-L. Hong, K. Nakagawa and K. Ueda: Opt. Express **16** (2008) 16459.
- 7) F.-L. Hong, *et al.*: Opt. Lett. **34** (2009) 692.
- 8) P. A. Williams, W. C. Swann and N. R. Newbury: J. Opt. Soc. Am. B **25** (2008) 1284.
- 9) K. Predehl, *et al.*: Science **336** (2012) 441.
- 10) O. Lopez, *et al.*: Opt. Express **20** (2012) 23518.
- 11) A. Yamaguchi, *et al.*: Appl. Phys. Express **5** (2012) 022701.
- 12) M. Fujieda, M. Kumagai, S. Nagano, A. Yamaguchi, H. Hachisu and T. Ido: Opt. Express **19** (2011) 16498.
- 13) P. Misra, 測位航法学会訳：精説GPS改訂第二版(2010).
- 14) D. Allan and M. Weiss: Proc. 34th Freq. Cont. Sympo. (1980) 334.
- 15) 後藤忠弘, 金子明弘, 渋谷靖久, 今江理人：通信総合研究所季報 **49** (2003) 111.
- 16) J. A. Klobuchar: IEEE Trans. Aerospace and Electronics Systems **23** (1987) 332.
- 17) Global Ionosphere Maps Produced by CODE. <http://aiuws.unibe.ch/ionosphere>.
- 18) 関戸 衛, 近藤哲朗, 川合栄治, 今江理人：信学技報AP2000-161 (2001) 61.
- 19) M. Fujieda, M. Imae and Y. Shibuya: Metrologia **41** (2004) 145.
- 20) D. Kirchner: Proc. IEEE **79** (1991) 983.
- 21) M. Fujieda, *et al.*: IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Cont. **59** (2012) 2625.
- 22) Circular T 295, <ftp://ftp2.bipm.org/pub/tai/publication/cirt.295> (2012).
- 23) T2K collaboration: <http://t2k-experiment.org>. 高エネルギーニューズ **30** (2011/07.08.09) No. 2; K. Abe, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. A **659** (2011) 106.

著者紹介



井戸哲也氏： 専門は量子エレクトロニクス、光周波数標準。特に光格子時計について黎明期よりその開発に携わり、NICTにおいて多様な周波数比較の手法を通じてその発展に力を入れている。



藤枝美穂氏： 大学院では高エネ実験、加速器開発に従事、現在は光ファイバ、衛星経由の時刻周波数比較法の開発に携わる。他分野での応用について模索中。

(2012年10月31日原稿受付)

Current Status and Future of the Technology to Transfer and Compare Time and Frequency Standards

Tetsuya Ido and Miho Fujieda

abstract: Recent rapid progress of optical frequency standards as well as long-baseline neutrino oscillation experiments inspires interests in the transfer and remote comparison of time and frequency standards. Fiber transfer technique of optical frequency standards has enabled remote comparison of optical frequency standards with an uncertainty at the 10^{-19} level. The satellite-based time-transfer realizes time comparison in ~ 100 ps level. These technologies are briefly described with some example such as remote comparison of two optical lattice clocks between NICT and University of Tokyo as well as the comparison of standard time between Japan and Germany.

物理教育 第61巻 第1号 (2013) 目次

巻頭言：物理教育の広がりに向けて……………高橋憲明
研究報告
 ハイスピードカメラを用いた高校物理教材の在り方と開発
 ………………渡會兼也
 加速中の車内に生じる気圧の差による浮力……………矢野幸夫
 高校物理に導入したアクティブ・ラーニングの効果と課題
 ………………山崎敏昭, 他
論説：導体を流れる交流の表皮効果……………霜田光一
 私の工夫：蛙飛び法を使った力学の授業……………小倉昭弘
《北海道支部特集》
 支部活動の今後に向けて……………伊土政幸

「物理基礎」に対する北海道支部の取り組み……………横関直幸
 原発・大学を巡って学んだエネルギー資源問題……………関川準之助
 陰極線の観察からはじめる核エネルギーの解説……………岡崎 隆
ワンポイント
 冬至……………編集委員会, A
 仲秋の名月……………編集委員会, A
 太平洋……………編集委員会, A
 流星……………編集委員会, A

Information

物理教育 Vol. 60, No. 1~No. 4 分野別総目次

原子分解能ホログラフィー

林 好一 (東北大学金属材料研究所 980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1)

原子分解能ホログラフィーとは、波長が2 Å以下のX線、中性子線、電子線などの量子ビームと、その際発生する蛍光X線などの二次放射線を用い、原子の三次元配列を記録できる新しい計測技術である。また、量子ビームの種類によって、得意とする測定対象に違いがある。本稿では、原子分解能ホログラフィーの基礎原理について述べるとともに、筆者らのX線、中性子線、電子線のホログラム測定結果について紹介する。また、本手法ならではの構造解析例についても議論し、未来の構造解析技術としての展望を述べる。

1. はじめに

ホログラムやホログラフィーという言葉は、普段、我々があまり意識せずに使用し、日常生活にかなり浸透している言葉である。しかしながら、この専門用語がどれ程一般の人々にも理解されているだろうか？ 例えば、ホログラムやホログラフィーを冠したヒット曲がそれなりにある。その作詞・作曲者のインタビュー記事を拝見すると、CDの裏側を傾けながら見たときに虹色に光って見えることからインスピレーションを得たとある。すなわち、一般的には、角度を変えると色や模様が変わり、場合によっては、幻想的なものを見せる表示物としての認識ではないかと考えられる。

正確にホログラフィーとは、一般の写真技術では物体からの散乱光の強さのみを記録するのに対し、散乱光の位相をも記録し、立体的に被写体を再生できる撮像法のことを指す。そして、ホログラムとは、その記録パターンのことである。ホログラムは、偽造防止のためにクレジットカードや一万円札にも付いており、目にしない日はほとんどない。ここで用いられているホログラムは、白色光を用いるレインボウホログラムと呼ばれるもので、ホログラムに対する目の位置によって色が変わって見える。CDの裏側に見える虹は、CDの裏側に規則正しく刻み込まれた無数のピットが回折格子の役割を果たすため生じるものである。従って、虹自体はホログラムではないが、レインボウホログラムは、この回折格子の原理を一部利用している。そして、このレインボウホログラムのイメージが一般的なホログラフィーの認識を作っていると思われる。しかしながら、ホログラフィーは、あくまで三次元的な表示を可能にする撮像技術である。¹⁾ そして、波長が0.2-2 ÅのX線や電子線、中性子線を用いることにより、原子の立体配列を記録できる最先端の原子分解能ホログラフィーが実現する。

本稿で紹介するように、原子分解能ホログラフィーにはいくつもの種類が存在するが、基本的には固体の中の特定元素の周りの3D原子イメージングを可能とする手法である。このような特徴は、物質の構造解析という観点からは非常に重要であり、様々な応用が想定される。例えば、半導体であるシリコンは、ボロンやリンなどの元素を微量添加して、その電気物性を制御している。他にも、超伝導やスピントロニクスに代表される最先端材料の多くは、この

添加元素の種類や濃度を制御することによって、新規機能発現を目指しているものが多い。もちろん、その添加元素の周りの構造は物性に密接に関係しており、その相関を深く理解しようと思えば、最適な構造解析技術が必要である。そのような観点に立てば、原子分解能ホログラフィーには、モデルフリーに三次元原子配列を決定できることや、それが半径数十Åという非常に広い範囲にわたり解析できるという、従来の構造解析法にはない優れた特徴があり、最適な構造解析技術と言える。同じように、特定元素周辺の局所構造解析技術として、X線吸収微細構造法(XAFS: X-ray Absorption Fine Structure)や電子エネルギー損失分光法(EELS: Electron Energy Loss Spectroscopy)などがある。これらの手法は、特定元素周辺の半径4-5 Å程度の範囲の構造解析には強力であるが、より広範囲の構造の解析を行いたい場合には、原子分解能ホログラフィーの利点が生かされる。

本技術は、四半世紀程度の歴史しか持たない、比較的若い測定技術であるがゆえに、未来の構造解析法としての大きな伸びしろを有している。本稿においては、第2章において原子分解能ホログラフィーの歴史、第3章において原理と測定方法、第4章において原子像再生法について解説するとともに、第5章では、ここ数年の応用研究や展開を紹介する。

2. 原子分解能ホログラフィーの歴史

ホログラフィーは、1948年に、ノーベル物理学賞受賞者であるハンガリー人のデニスガボールが電子顕微鏡の分解能を上げる研究を行う上で発見された技術である。²⁾ この最初のホログラフィーは、透過型またはインラインホログラフィーと呼ばれ、図1(a)に示すように、非常にシンプルな構成でホログラムを測定できる。ここでは、金平糖のような物体によって波が散乱されているが、通常の写真では、この散乱波のみをフィルムやCCDなどの媒体に記録する。しかし、この時、記録されるのは散乱波の強度だけであり、奥行きを持った物体の三次元的な形を記録することはできない。散乱波には強度の情報に加え、波面(位相)の情報が含まれている。この位相の情報をも計測することによって、物体の奥行きに関する情報も取得できる。インラインホログラフィーでは、この散乱波を透過波と干

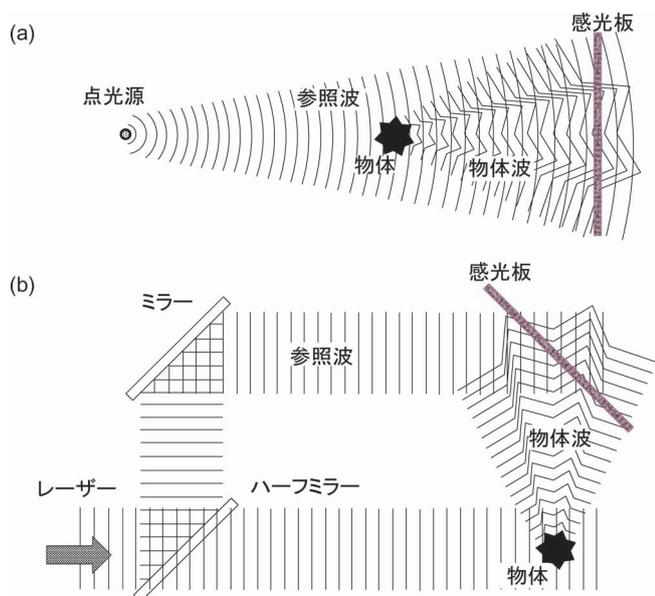


図1 ホログラフィーの原理。(a): インラインホログラフィー, (b): フレネル型ホログラフィー。

渉させることによって、位相の情報を反映した散乱波のパターン、すなわち、ホログラムを感光板に記録することができる。ホログラフィーの用語で、物体からの散乱波を物体波、そして、物体波と干渉させる波(図1(a)における透過波)を参照波と呼ぶ。

この方法によって記録されたホログラムに対し参照波のみを照射すると、もとの物体のあった位置に三次元像が再生される。インラインホログラフィーは、特別、干渉性の良い光源を使う必要のない方法であるが、普及を阻害する一つの問題を抱えていた。それは、ホログラフィーの用語で双画像問題と呼ばれるものである。参照波の照射によって再生されるのは、もとの物体の座標に再生される真像だけでなく、感光板を挟んだ反対側(面対象位置)にも再生される。これは共役像と呼ばれるものであるが、実際に像を観測しようと思えば、目と真像、共役像が直線的な配置になるために、真像と共役像が重なったものが見える。このため、ホログラフィーの初期の発展は必ずしも順調なものではなかった。

ホログラフィーの進展が急速に進んだのは、1960年のレーザーの発明以降である。^{3,4)} リース(Lieth)とウパトニークス(Upatnieks)は、干渉性の良いレーザーを用いて、実用的な光学ホログラムの記録に初めて成功した。^{5,6)} フレネルホログラフィーと呼ばれる彼らの技術では、図1(b)に示すようにハーフミラーによってレーザー光を二つに分け、参照波と物体波を異なる方向から干渉させることによってホログラムを記録する。参照波をホログラムに照射させることによって、実像及び共役像が再生されるが、インラインホログラフィーの場合と違い、目とそれらが直線的に配置されず、実像と共役像が異なる位置に見える。このため、双画像が生じるということには変わりがないが、実用的な面で区別して見えるために、実質上双画像の問題は

解消される。このため、フレネルホログラフィーは、科学やテクノロジー、芸術の分野において広く利用されてきた。

電子線やX線を用いた原子分解能ホログラフィーは、1996年にスゾーケ(Szöke)によって初めて提案された。⁷⁾ 彼は、単結晶から放出される光電子や蛍光X線の空間的な強度分布が原子の配置を記録したホログラムとなることを理論的に示した。理論の詳細は次章に譲るが、図1(a)のインラインホログラフィーの原理に近い。原子分解能ホログラフィーを最初に証明したのは、1990年のハープ(Harp)による光電子ホログラフィーの実験であった。⁸⁾ 光電子によって形成されるホログラムは、バックグラウンドに対する振幅が20-50%とコントラストが大きく、そのため比較的観測しやすいことが最初に成功した理由であった。蛍光X線の強度分布を観測する蛍光X線ホログラフィーの場合は、バックグラウンドに対する振幅が0.1%程度と極端に小さくなる。このため、蛍光X線ホログラフィーの実証実験は、1996年に、3ヶ月という長い測定時間をかけて行われた。⁹⁾ この実験を行ったのは、ガボールと同じハンガリーの物理学者テグゼ(Tegze)とフェイゲル(Faigel)である。2000年以降、熱中性子線を用いた原子分解能ホログラフィーも出現した。¹⁰⁾ この中性子線ホログラフィーに関しても、ハンガリーの物理学者であるチェール(Cser)が多くの業績を上げている。¹¹⁻¹³⁾ ホログラフィーの最初の発見から最先端の原子分解能ホログラフィーまでの歴史に、この東欧の小国が大きく関わっていることは非常に興味深い。

一方、日本においても、原子分解能ホログラフィーの研究は盛んであり、近年、その存在感を増しつつある。欧米に比べた日本の研究の特徴は、これまでに測定されたホログラムのデータが非常に豊富であることと、定量的な構造情報を取得するための解析技術が圧倒的に進んでいることである。このため、多少困難な未知試料のホログラム測定に取り組む上でも、多くの解析オプションを駆使した高度な結果を提供できる。原子分解能ホログラフィーの実験を試してみたい場合や、試料の測定依頼を検討している場合には、有益な情報を多く提供できると考えられるので、原子分解能ホログラフィー研究会のHP¹⁴⁾を参照されたい。

3. ホログラム測定の原理と方法

原子分解能ホログラフィーにおいて用いる波は、その波長が0.2-2 Å程度のX線、電子線及び中性子線である。これらの波(もしくは量子)によるビームを、総称して量子ビームと呼ぶ。そして、原子分解能ホログラフィーで観測されるものは、例えば、図2(a)で示された破線円の中の原子配列の三次元像である。破線円の中の中心原子は、量子ビームの放射によって、光電子や蛍光X線などの二次放射線を発生する。量子ビームの種類によって散乱の性質が異なるために、測定する対象や三次元像の見え方が異なるが、基本的には図2(b), (c)に示す二つの原理によって

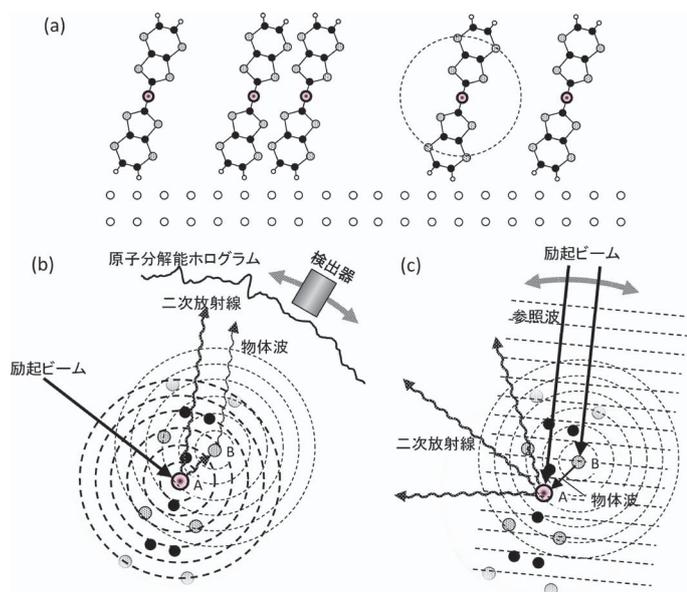


図2 原子分解能ホログラフィーの原理。(a): ホログラフィーで測定できる方位対称性を持った試料。(b): ノーマルモード。(c): インバースモード。

ホログラムは記録される。図2(b)は、ある原子から放出される光電子や蛍光X線の空間的な強度分布を測定する方法で、最初にソーケが提案したオリジナルなホログラム記録法である。そのため呼び方としては、ノーマルモード、またはソース内在型ホログラフィーと呼ぶ。図2(b)に示す原子は、図2(a)の破線円内の原子である。原子Aは、X線などの量子ビームによって励起され、光電子や蛍光X線などの二次放射線が放出される。この二次放射線の波の一部は、例えば原子Bによって散乱されるが、その他は散乱されずに物質の外に放出される。散乱されない波はホログラフィーにおける参照波としての役割を果たし、散乱された波は物体波としての役割を果たす。その参照波と物体波の干渉を遠方で捉えることによって、原子Aの周りの原子配列を記録したホログラムが形成される。

参照波と物体波の波動関数を、それぞれ、 a_r 及び a_o とすると、ホログラムの強度分布は次のように記述することができる。

$$I = |a_r + a_o|^2 = |a_r|^2 + a_r^* a_o + a_r a_o^* + |a_o|^2 \quad (1)$$

(*は複素共役を意味する。)ここで、 I は蛍光X線や光電子の強度を意味するが、 a_r と a_o の振幅の比は、蛍光X線か光電子によって大きく変わってくる。光電子の場合、 a_o/a_r はせいぜい数分の一であるが、蛍光X線の場合は千分の一程度になる。式(1)において、ホログラムの情報は、 $a_r^* a_o + a_r a_o^*$ に含まれ、 a_r^2 はバックグラウンドとなる。従って、光電子によって形成されるホログラムは、バックグラウンドに対する数10%の振幅を有するが、蛍光X線の場合は振幅が0.1%となる。このため、光電子ホログラムは大きなコントラストを持ち測定しやすいが、蛍光X線ホログラムは、 I の値が相当に大きくないと(おおよそ、一点100万光子以上)、ノイズに埋もれて観測できない。な

らば、蛍光X線ホログラフィーは使いにくいだけの手法かということ、必ずしもそうではない。例えば、電子では観測困難な固体内部の構造評価に対して非常に強力である。

次に、インバースモード、または、ディテクター内在型ホログラフィーと呼ぶ図2(c)のモードのホログラフィーの原理について述べる。¹⁵⁾ここでは、X線や電子線などの励起ビームにおいて、散乱せずに直接原子Aに到達する波が参照波、原子Bに散乱されて原子Aに到達する波が物体波としての役割を果たす。参照波と物体波は原子Aの周辺で干渉し、定在波パターンを形成する。この定在波パターンは入射ビームの方位によって変化し、そのため、原子Aからの二次放射線(光電子や蛍光X線)の強度も方位によって変化する。この二次放射線の全取量に対する入射ビーム方位依存性が、上記ノーマルモードと同等な原子分解能ホログラムとなる。このインバースモードは入射ビームをホログラフィーの波として用いるため、二次放射線を波として用いるノーマルモードに較べて、実験上のメリットがある場合がある。例えば、蛍光X線ホログラフィーの場合、ノーマルモードでは蛍光X線の波長での干渉を見ることになるが、この場合には、 $K\alpha$ 線や $K\beta$ 線などの2つしか波長の選択がない(K 線を用いた場合)。一方、インバースモードの場合には、波長可変な放射光X線を用いれば、幅広い波長で干渉を見ることができる。これら、ノーマルモード及びインバースモードは、X線、電子線、そして中性子線を用いた全ての原子分解能ホログラフィー技術に存在する。

ホログラムは、原理的には、図2(a)に示す1分子からの測定が可能であるが、信号が非常に弱くなるため現実的に実行することは難しい。そこで、複数の分子からの信号を測定することによって強度を稼ぐ必要がある。ただし、それぞれの分子がバラバラな方向を向いていれば、測定されるのは方位の異なるホログラムパターンの重ね合わせとなり、何を観測しているのか分からなくなる。従って測定対象に要求されるのは、図2(a)に示すように、全て同じ配向である必要がある。いわゆる、方位対称性(orientational symmetry)が必要である。このような条件を満たす試料としては、結晶、準結晶、¹⁶⁾エピタキシャル膜、及び、これらに含まれる不純物などがある。気相などの物質においても、うまく、外場で分子やクラスターの方位を制御できれば、ホログラムが測定できる。¹⁷⁾

図2(b)、(c)より分かると思うが、ノーマルモード、インバースモードにおけるホログラム測定法には違いがある。(b)のノーマルモードにおいては、一次ビームによって励起された二次放射線の空間強度分布がそのままホログラムとなる。従って、広い面積の二次元検出器があれば、試料や検出器を動かすことなく比較的簡単に測定できる。但し、試料からは、目的の元素以外の原子からも二次放射線が放出されることが多い。複数元素の蛍光X線が分離できずに検出された場合、様々なパターンの平均値となり、実質

的に目的のホログラムは測定できない。このため、検出器には、目的の放射線のみを選択できるエネルギー分解能があることが望ましい。蛍光X線ホログラフィーの場合、適当なエネルギー分解能を有する二次元X線検出器が今のところないため、高いエネルギー分解能を有する一素子半導体検出器を、試料周りに走査してホログラム測定することが多い。一方、光電子ホログラフィーの場合、奈良先端科学技術大学院大学の大門教授が、十分なエネルギー分解能を有する二次元検出器 (DIANA) を開発している。放射光実験施設 SPring-8 にて常設しており、光電子ホログラム測定の際には利用されている。¹⁸⁾

インバースモードの測定においては、図2(c)に示すように励起ビームに対して、試料の方位を二次元的に変化させて、そのときの目的元素からの二次放射線の強度変化を測定することによってホログラムを測定することができる。基本的には、全ての方位に放出される二次放射線を残さずに検出することが理想的である。しかしながら現実的には難しいので、検出器をなるべく近づけて、なるべく広い立体角で検出することが望ましい。二次放射線として蛍光X線を検出する場合には、図2(b)の半導体検出器の代わりに、湾曲した分光結晶と高速X線検出器アバランシェフ

ォトダイオードを組み合わせた検出システムを使うことも多い。この場合、蛍光X線の受光立体角は減るが、1秒間に計測できるX線光子の数は三桁以上向上するため、短時間でのホログラム測定が可能となる。高強度のX線が得られる放射光実験施設において、よく使われるシステムである。¹⁹⁾

励起ビームには、X線、電子線、中性子線が用いられ、それぞれの名を冠した原子分解能ホログラフィー技術がある。表1に、現在までに開発された原子分解能ホログラフィーの種類を示す。

4. 原子像再生と多波長記録

図1(a), (b)に示すような、光学ホログラフィーの場合には、ホログラムを記録した感光板に、参照波を照射することによって、元の物体の像が結像される。原子分解能ホログラフィーの場合には、そのような方法で原子像を再生することはできないが、コンピューターを用いてホログラムをフーリエ変換させることによって原子像を得ることができる。²²⁾ このため、原子分解能ホログラムは二次放射線を発する原子の周りの実空間をフーリエ変換したものとみなすこともできる。

表1 原子分解能ホログラフィーの種類。

ノーマルモード				
励起ビーム \ 二次放射線	X線 (γ 線)	電子線	中性子線	
X線 (γ 線)	蛍光X線 ⁹⁾ (蛍光X線ホログラフィー)	光電子, オージェ電子 ⁸⁾ (光電子・オージェ電子ホログラフィー)	—	—
電子線	—	—	—	—
中性子線	—	—	非干渉性散乱 ^{10, 12)} (中性子線ホログラフィー)	—
インバースモード				
励起ビーム \ 二次放射線	X線	電子線	中性子線	
X線 (γ 線)	蛍光X線, ¹⁵⁾ γ 線 ²⁰⁾ (逆蛍光X線ホログラフィー, γ 線ホログラフィー)	—	—	—
電子線	蛍光(特性)X線 ²¹⁾ (逆光電子ホログラフィー)	—	—	—
中性子線	γ 線 ¹¹⁾ (逆中性子線ホログラフィー)	—	—	—

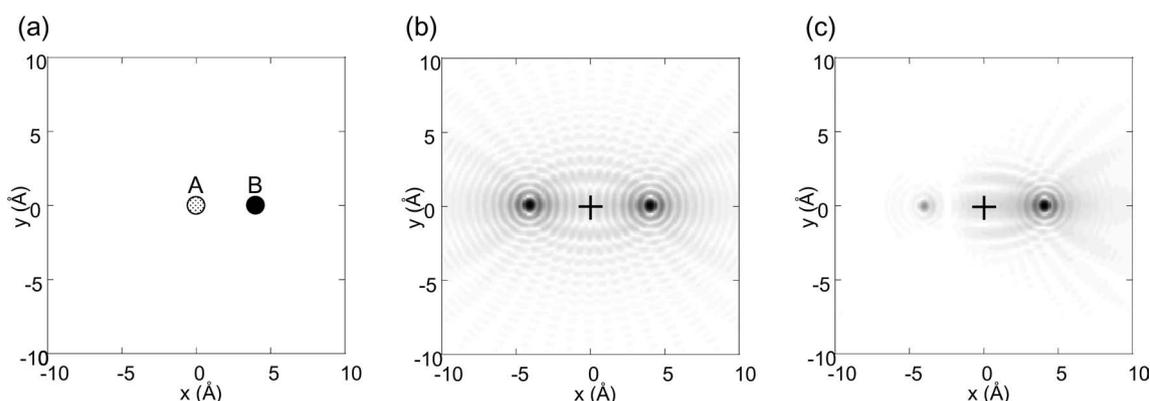


図3 原子像再生と双画像問題。(a): 二量体モデル, (b): 単波長ホログラムから再生された像, (c): 多波長ホログラムから再生された像。

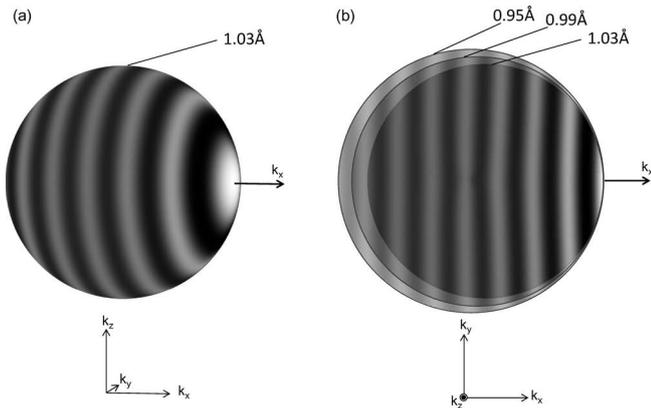


図4 一つの散乱原子からのホログラム。(a):鳥瞰図(単波長),(b): k_z 方向からのホログラムパターン(3波長).

図3は、ホログラムを計算する上で最も単純な二量体モデルと、そのホログラムから得られた原子像である。二量体の片方の原子は散乱体であり、もう片方は、蛍光X線発光体と仮定している。図4(a)は、その二量体モデルから計算された蛍光X線ホログラムである。原子Aから蛍光X線が放出され、原子Bを散乱体としている。また、インバースモードによって、入射X線の波長が1.03 Å (エネルギー: 12.0 keV) のものを用いたと仮定している。ホログラムを波数空間において表示しているが、この場合、 k_x 軸を中心として、何重ものリングパターンが形成されていることが分かる。これにフーリエ変換を施すことによって、図3(b)に示すような原子像が得られる。原子像の位置はリングの中心の方位(この場合、 k_x)と、リングの間隔によって決定される。リングの間隔が狭いほど、原子像は原点から遠くに再生される。

一方、図3(b)の再生像には、 $x = \pm 4$ Åの位置に二カ所再生されているが、元の原子は $x = 4$ Åの一カ所しか存在しない。このように、原点を中心とした点対称位置に原子が再生されることが、まさしくホログラフィーにおける双画像問題である。この双画像問題は、複雑な原子配列の再生を行う際において、像の消失やアーティファクトと呼ぶゴーストイメージの出現など、様々な原子像の劣化を引き起こす。従って、この双画像問題は解消すべきものであり、今までにいくつかの提案がなされている。その中で最もよく用いられているのが、多波長記録法である。²³⁾ 図4(b)は、1.03 Å (12.0 keV)、0.99 Å (12.5 keV) 及び0.95 Å (13.0 keV) の3つの波長で測定した、同じ二量体からのホログラムパターンである。ここで、3つのホログラムは、右端を揃え重なるように表示してある。この場合、 k_z の方向から見ると、それぞれのホログラムの縦縞のパターンが一致していることが分かる。このように波長を変えたホログラムでも、散乱体が一つの場合には、干渉パターン自体は変化せずに、それを表示できる範囲が変わるだけである。また、それぞれの干渉パターンの位相は、原子の存在する方向のホログラムの端を揃えた時に一致することも重要なポイントであ

る。

多波長再生アルゴリズムはこのようなホログラムの性質を利用している。図4(b)のように、 k_x 方向の右端を揃え、全部のホログラムを一遍にフーリエ変換すれば像が強く再生されるはずであるが、左端を揃えると位相が揃わなくなるために、像強度は減少する。この多波長ホログラムを用いて再生した原子像を図3(c)に示す。ここでは、多波長法の効果を強調させるために、上記3つのホログラムに加え、さらに0.92 Å (13.5 keV) 及び0.88 Å (14.0 keV) のX線の波長で記録したホログラムも用いた(合計5つ)。得られた再生像において、 $x = 4$ Åの位置のものは依然として強く再生されているが、 $x = -4$ Åの位置のものは、その強度が大きく減少していることが分かる。二量体の計算ホログラムの場合の多波長法の効果は顕著であるが、実験データの場合においても効果は絶大である。格子歪みなどの特に定量的な物理情報を得ようとする場合、10枚程度の多波長ホログラムが必要となる。また、16枚以上の多波長ホログラムを必要とするが、X線吸収微細構造法(XAFS)で用いられる逆フーリエ解析を転用した解析技術の考案も成されており、0.03 Åの精度で原子位置を決定できる。²⁴⁾

一方、10枚の多波長ホログラムを測定しようと思えば、その分だけ測定時間が必要となり、ビームタイムの制限のある放射光実験施設における測定では、十分な数のホログラムを測定できないケースもある。そのような問題点を解消するために、高輝度光科学研究センターの松下らはSPEA-MEM (Scattering Pattern matrix Extraction Algorithm using the Maximum-Entropy Method) と呼ぶ原子像再生アルゴリズムを開発した。²⁵⁾ SPEA-MEMは、ある原子配列を用い計算されたホログラムを実測値とフィッティングさせることによって、実空間像を提供できる。フーリエ変換ではうまく再生できない単波長ホログラムや、位相シフトや前方散乱の影響が大きい光電子ホログラムからの原子像再生において、多くの実績を残してきた。SPEA-MEMの前身となる解析法も、日本物理学会誌にて紹介してある。²⁶⁾

5. いくつかの原子分解能ホログラフィーの測定例と新展開

原子分解能ホログラフィーは若い技術であり、未だに基礎研究のフェーズにあるとも言えるが、いくつかの興味深い応用研究が始まっている。ここでは、X線、電子線及び中性子線をプローブに用いた原子分解能ホログラフィーの測定例を示す。

5.1 蛍光X線ホログラフィーによる形状記憶合金の評価

蛍光X線ホログラフィーは、筆者が最も長く携わっている研究対象であり、その長い経験から、半径数nmの中距離局所構造解析が可能なことや原子揺らぎに対して非常に敏感であることが分かっていた。ここでは、TiNi系形状記憶合金の関連材料であるTi₅₀Ni₄₄Fe₆の相転移挙動を蛍光X線ホログラフィーで評価した。熱することによって合金

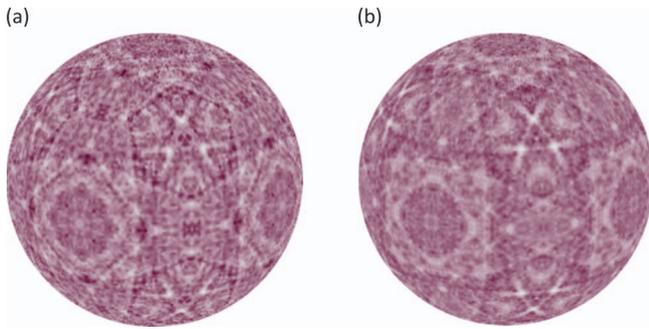


図5 Ti₅₀Ni₄₄Fe₆の蛍光X線ホログラム。(a):母相,(b):コメンシュレート相。

の形状が元に戻るという現象は、母相とマルテンサイト相を行き来することによって起こるが、TiNiのNiの6%をFeに置換したTi₅₀Ni₄₄Fe₆はマルテンサイト相が抑えられ、常温から低温に向かって母相、インコメンシュレート相(非整合相)、コメンシュレート相(整合相)へと変化する。コメンシュレート相及びインコメンシュレート相は超周期構造を持ち、それぞれ、超周期構造が単位格子の整数倍かそうでないかの違いがある。このコメンシュレート相は、マルテンサイト変態の前駆現象とみなされており、詳細に研究することにより、マルテンサイト変態のメカニズムが解明されるという期待がある。

ここでは、単色X線を照射しTi₅₀Ni₄₄Fe₆試料から放出される鉄の蛍光X線(Fe K α 線)を検出することによってホログラムを測定している。表1に示す逆蛍光X線ホログラフイーという方法を用いている。また、入射X線は、0.5 keVステップで8 keV(波長)から12 keV(波長)までの9つのエネルギーを用いた。試料温度は、クライオストリームを用いて、225 Kと100 Kに制御し、母相とコメンシュレート相のホログラムを測定した。図5(a),(b)は、それぞれ、225 Kと100 Kの場合のホログラムパターンである。X線定在波線と呼ぶ線(ノーマルモードにおけるコッセル線)が225 Kの場合に若干強く表示されているが、パターン自体に大きな違いはない。

図6(a)にTi₅₀Ni₄₄Fe₆の原子配列のモデルを示す。B2構造と呼ぶ体心立方格子に似た原子配列を持つ。鉄の蛍光検出によるホログラムから得られる原子像は、必ず中心が鉄原子になる。このため、図6(a)のモデルも中心は鉄原子とした。また、鉄はニッケルサイトに置換することが知られている。

図6(b)及び(c)は、それぞれ、母相(225 K)及びコメンシュレート相(100 K)の、 $z=0.0$ ÅにおけるNi/Fe面の原子像である。原点には鉄が存在する。原子像の強度は、両図とも大まかには、中心から遠くなるほど弱まっているが、その傾向は両者で異なっている。100, 200及び210のような近接の原子像の強度は、コメンシュレート相の方が母相よりも強いが、300, 310及び320のような遠い位置にあるような原子像の強度は、逆にコメンシュレート相の方が母相よりも弱い。図6(c)の破線円の内側が、コメンシュレ

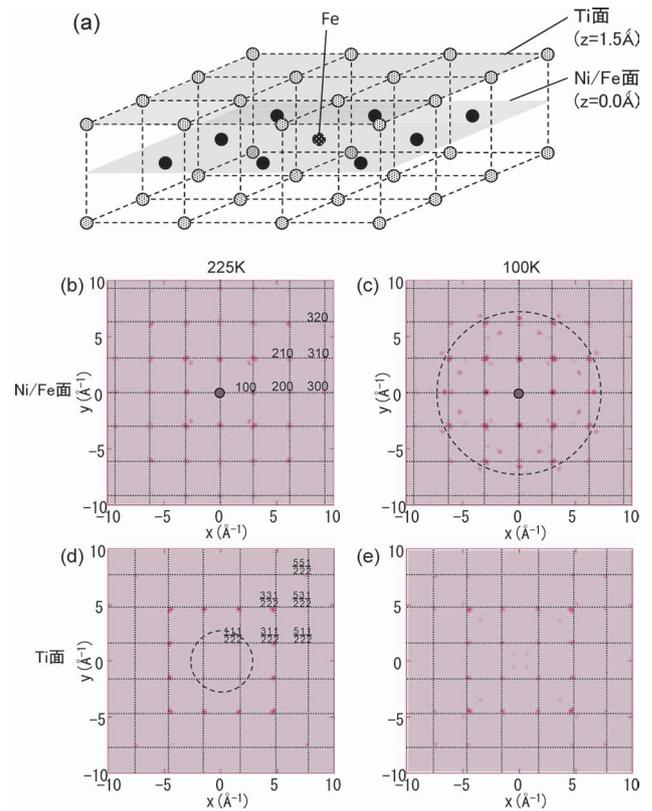


図6 Feを中心としたTi₅₀Ni₄₄Fe₆の原子像。(a):Ti₅₀Ni₄₄Fe₆の原子配列モデル。(b)-(e):原子像。左列は母相、右列はコメンシュレート相。上列は $z=0.0$ ÅのNi/Fe層、下列は $z=1.5$ ÅのTi層。

ート相で像強度が増した領域である。また、同じく、もう一つ上のNi/Fe面($z=3.0$ Å)においても、同じ傾向が見いだされた。結論として、およそ半径8 Åの範囲で強度比が相転移により増大していることが見いだされる。原子像の強度は、概して原子番号の値に比例し、中心からの距離に反比例する。これらに加え、もう一つ、像強度を決定づけるファクターがある。それは原子位置の揺らぎである。揺らぎが大きいほど、原子像は不鮮明になり像強度が減少する。低温のコメンシュレート相では、振動のフリーズした半径8 Åのクラスターが形成されることが分かった。

図6(d)及び(e)はそれぞれ、母相及びコメンシュレート相のTi面($z=1.5$ Å)での原子像である。両図を比較すると、破線円内側にある第一近接のTi原子像の強度に大きな違いが見られる。この結果は、母相では揺らぎが大きく、コメンシュレート相ではそれが非常に小さくなり、原子位置が安定化することを示している。簡単なモデルを使って角度方向の原子位置揺らぎを計算すると、母相における平均二乗変位は0.4 Åと大きい、コメンシュレート相では0.1 Å以下に収まることが分かる。本結果は、TiNi形状記憶合金のマルテンサイト変態を理解する上で貴重な情報を与えている。²⁷⁾

5.2 中性子線ホログラフイーによる水素周辺の局所構造解析

蛍光X線ホログラフイーは、X線の電子による散乱を利用して、原子番号の大きな元素のイメージングは

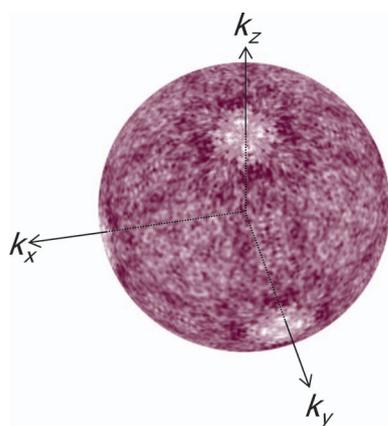


図7 PdH_{0.78}の中性子線ホログラム.

比較的行きやすいが(多くの電子が原子に含まれるため), 逆に酸素のような軽元素のイメージングは苦手である. 一方, 中性子線の散乱は基本的に核によるものであるため, 振幅の大きさは原子番号の大小によらない. 従って, 酸素のような軽元素のイメージングも比較的簡単に行うこともできる. ここでは, 最も軽い元素である水素のイメージングについての実験結果を示す.²⁸⁾

試料として, パラジウム単結晶に水素を吸蔵させたもの(PdH_{0.78})を用いた. 吸蔵させた水素の脱離を防ぐために銅メッキ処理を行った. ここでは, 二次放射線として水素から非干渉性散乱中性子を用い, ノーマルモードで測定を行った. そのため, 水素の周りの原子配列をホログラムとして記録した. 図7は, 1.83 Åの波長で測定したホログラムパターンである. ホログラムパターンは, 図5の蛍光X線ホログラフィーのものよりノイズであり, はっきりとしたコッセル線も観測できない. データがノイズな理由は, 原子炉からの単色中性子線の強度の弱さにある. その毎秒あたりの中性子線の数は, 放射光からの単色X線の光子数に比べ数桁少ない. このため, 数日間の測定時間を持ってしても, ホログラムパターンとして視認できない.

しかし, そのようなデータにおいても, フーリエ変換を行うことによって, 原子像の再生を行うことができる. 図8(a)は, 水素周りの三次元原子像である. 最近接のパラジウム原子とその先の水素原子が再生されていることが分かる. しかしながら, それ以外のサイトにもパラジウム原子と水素原子は存在する筈であるが, ここでは明瞭に表示されていない. これは, 1波長の中性子線でしかホログラムを記録していないために, 4章で説明した双画像問題が顕著に表れた結果である. ここでの結果の妥当性を証明するために, 中心に水素原子が存在する(001)面のみを切り出して表示した(図8(b)). やはり, ½00のパラジウム原子及び100の水素原子が強く再生されていることが分かる. 一方, 図8(c)は, 理論計算によるホログラムから再生した(001)面の原子像である. こちらは, ½00と100の像の間に強いアーティファクトが現れているが, それ以外は良い一致を示している. このことから, 我々の実験結果が妥

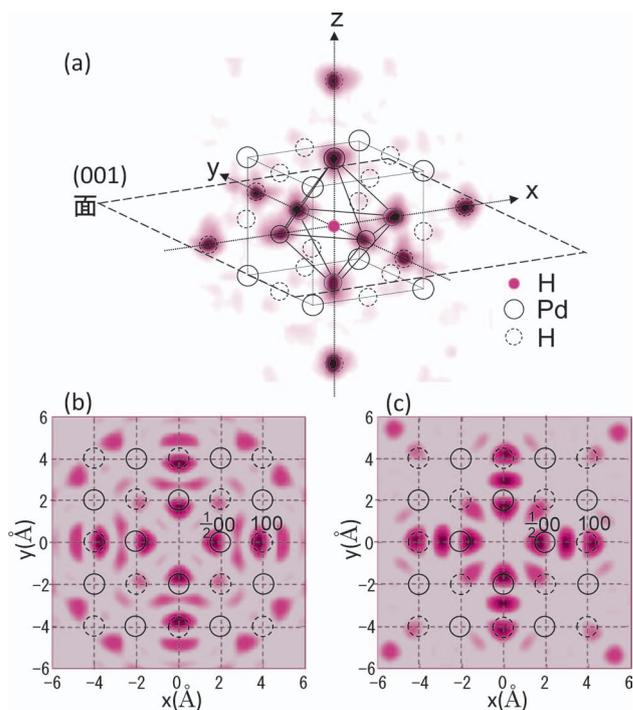


図8 水素周りのPdH_{0.78}の原子像. (a): 三次元原子像. (b), (c)は, それぞれ, 実験または計算によるホログラムからの原子像.

当であることが分かる. 一見ノイズなホログラムパターンからも, フーリエ変換によって原子像がそれなりに再生されることが示された. ホログラムの統計精度と原子像の視認性に関しては, マルコ(Markó)らが詳細に議論している.²⁹⁾

ここでの原子像は, 単波長のホログラムから再生したものであるため, 全ての原子像が再生されてはいない. しかし, 今後, 高強度の白色中性子線が利用できるJ-PARCの利用も想定され, 多波長ホログラム記録による高精度原子イメージングも夢ではなくなる. X線の場合には, 白色光から必要な波長にモノクロメーターで切り出して実験に使用する. 一方, パルス白色中性子線は, 波長によって光源から試料に到達する時間が異なるために, TOF(Time of Flight)という技術が利用できる. この技術が適用されれば, 蛍光X線ホログラフィーのように波長毎にホログラム測定を行う必要はなく, 一度のスキャンでかなりの数の多波長ホログラムが測定できる. また, 磁気散乱を用いた中性子線ホログラフィーの研究もスタートしている. 成功すれば, これまで誰も達成し得なかった磁気構造の原子イメージングが可能となり, 磁性材料, スピントロニクス分野に大きく貢献するであろう.

5.3 光電子ホログラフィーと“逆”光電子ホログラフィー

光電子ホログラフィーは, 原子分解能ホログラフィーの中で一番最初に実行可能性が示された技術である. バックグラウンドの0.1%程度の振幅しか持たない蛍光X線や中性子線のホログラムとは異なり, その百倍程度の振幅を持つ光電子ホログラムは測定しやすく, そのことが最初にデモンストレーションされた大きな理由の一つでもある. 光

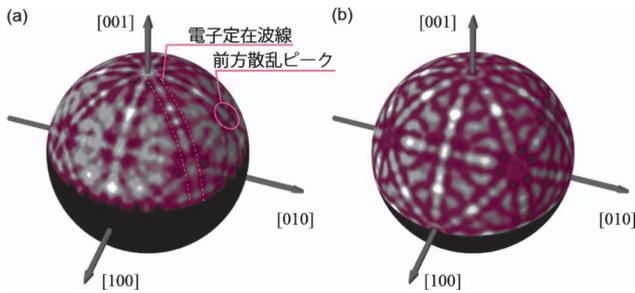


図9 逆光電子ホログラフィーによるホログラムパターン。(a): 実験値, (b): シミュレーション。(フルカラー口絵参照。)

電子ホログラフィーで用いるエネルギー領域(数百~数千 eV)の電子線は、固体内での非弾性平均自由行程(1度も原子に散乱されずに進行できる距離)が数~数十Åであるために、固体内部よりは主に表面構造の評価に用いられる。また、ホログラムパターン自体は、原子像的な解釈を行う以前から、光電子回折パターンとして知られてきた。これら光電子回折そしてホログラフィーによる表面構造を対象とした応用研究が非常に数多く存在する。また、奈良先端科学技術大学院大学の大門らは、右円偏光のX線と左円偏光のX線を照射したときの光電子回折(ホログラム)パターンが、それぞれ立体視に用いる二枚の写真と同じなることを発見した。³⁰⁾ これは、円偏光の左右の違いによって光電子の出射方位が異なることを利用している。任天堂の携帯ゲーム機「3DS」での立体視も可能であり、3D原子イメージングが、一般の人に対しても、より身近なものになれば、筆者としては喜ばしい。³¹⁾

さて、ここでは、数ある原子分解能ホログラフィーの中で最も新しい“逆”光電子ホログラフィーについて紹介する。逆光電子ホログラフィー^{21, 32)}は、光電子ホログラフィーの時間反転バージョンであり、光電子ホログラフィーと逆光電子ホログラフィーは図2のノーマルとインバースの関係にある。このため、電子線を照射し、放出される特性X線(蛍光X線)強度の試料方位依存性を測定することによってホログラムを記録できる。ここでは、試料にチタン酸ストロンチウム(SrTiO₃)単結晶を用い、チタンのK α , K β 特性X線を検出した。図9(a)は6,000 eVの電子線($\lambda=0.158$ Å)で記録した時のホログラムパターンである。実際には、これに加え、6,080 eV (0.157 Å), 6,150 eV (0.156 Å), 6,220 eV (0.1565 Å), 6,300 eV (0.1564 Å)のエネルギーの電子線でも測定し、合計5つの多波長ホログラムとして記録している。図から、従来の光電子ホログラムでもよく見られる菊池線(ここでは電子定在波線と呼んでいる)や前方散乱ピークが観測されている。また、図9(b)は、計算によって得られたホログラムパターンであるが、実験値とよく一致していることが分かる。

図10は、実験で得られた多波長ホログラムから得られた原子像である。ここでは、単純なフーリエ変換ではなく、4章で紹介した原子像再生アルゴリズムSPEA-MEMを用

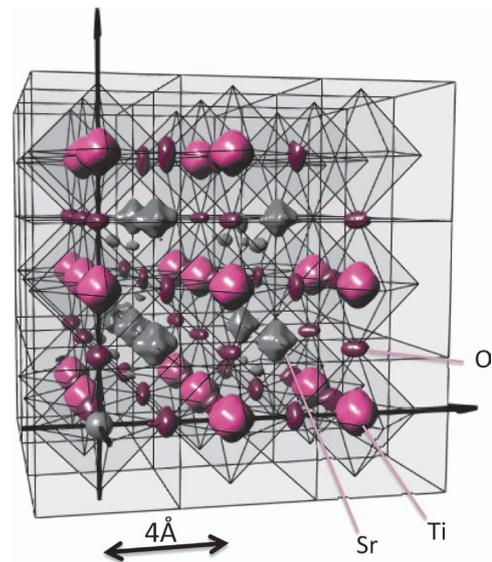


図10 チタン酸ストロンチウムの原子像。(フルカラー口絵参照。)

いて、チタン酸ストロンチウムのチタン周辺の原子配列を再生させた。図から分かるように、ゴーストイメージもほとんどなく、チタン酸ストロンチウムに含まれる全ての元素が理論位置に再生されている。なお、酸素の散乱断面積はチタンやストロンチウムと比較するとかなり小さいが、はっきりと再生されている。また、酸素原子が円盤状に再生されていることも分かるが、これは酸素原子の揺らぎによるものである。

このように、逆光電子ホログラフィーは市販の電子顕微鏡を改造するだけで比較的簡単に測定でき、なお、ソフトウェアが公開されているSPEA-MEMを用いればかなり高精度な3D原子像が得られる。また、収束電子ビームを使って、ミクロンメートルオーダーの小さな試料が測定できることも魅力である。このため、今後大きく発展が見込まれる手法である。一方、それほど簡単に測定できるなら、何故、これまで他の研究者らによって見いだされなかったかという疑問が湧くであろうが、そこには一つ大きな理由がある。ここで用いた電子ビームのエネルギーは6,000 eV付近であるが、実は、ここより大きくエネルギーが離れるとホログラムのコントラストが減少し、測定しづらくなる。例えばチタンの特性X線を効率よく発生させたければ、チタン原子のK電子の励起エネルギー(4,966 eV)の2-3倍のエネルギーの電子線を照射するのが良い。しかし、これだと特性X線の強度は増えても、ホログラムのコントラストは大きく減少する。チタン酸ストロンチウムの中のチタンのホログラムを測る場合には、その励起エネルギーより数100から1,000 eV程度高いエネルギーの電子線の照射が、測定に好都合である。逆光電子ホログラフィーで用いる電子ビームのエネルギーの選択は、試料によって注意深く行う必要がある。詳細は、文献33に記載してあるので、試してみたい方は参照して欲しい。

6. おわりに

1986年に原子分解能ホログラフィーの概念が提案されたから、多くの手法がこれまでに開発され、広がりを見せてきた。ある量子ビームを照射したときに、試料から放射される二次放射線の空間的強度分布（もしくは試料の方位を変えたときの強度変化）が、そのまま原子配列を記録したホログラムとなり、それが簡単なフーリエ変換によって原子像を再生できるという物理現象は単純明快であり、さらに美しい対称性を持つホログラムパターンと相まって物理学者の興味を引いてきた。そのようなことから、分野としても盛り上がりを見せ、2000年あたりを頂点として新手法の提案が多くなされてきた。5章で紹介した3つの測定事例は、その一端である。用いるプローブが異なるために同じ原子分解能ホログラムと言えど、その見え方がずいぶん違うと感ずるであろう。また、ここで示した原子像も手法によって大きく違いがあると感じるかもしれないが、これは、元のホログラムデータの精度や再生法の違いによる部分も大きい。将来的に解析法も統一され、どの原子分解能ホログラフィーを用いても図10に示すような精密な3D原子イメージが提供できると考えている。

一方で得られる原子像から、固体物理や材料学的に意味のある情報を取得するとすると、様相が少し変わってくる。物質の原子配列は、X線回折、電子顕微鏡、X線吸収微細構造法、さらには、それらと計算機的手法を組み合わせれば決定できる場合が多いためである。従って、それらの手法以上の高い付加価値を持つ情報が提供できるように、測定技術や解析法を高度化させる必要があった。これに対しては、日本人のお家芸とも言える粘り強さや繊細さが功を奏し、それなりに長い時間を要しているが、原子分解能ホログラフィーならではの特徴ある応用研究が出現し始めている。5章1節で示した形状記憶合金に関する応用研究は、その一例である。ここでは約8Åのナノクラスターを観察しているが、クラスター間の格子のずれは0.1Å以下と非常に小さい。これは、数nmに亘り広い範囲が再生できるということと、原子の揺らぎや位置ずれに対し敏感であるという強みが生かされた結果である。他にもいくつかの興味深い応用研究があるがページ数に制限があるために、本稿では割愛した。また、現在進行形で進んでいる応用研究も多い。今後、学術雑誌等を通じて紹介できると思うので、我々の動向に注視して頂けると幸いである。

参考文献

- 1) 辻内順平：『ホログラフィー』（裳華房、1997）。
- 2) D. Gabor: *Nature* **161** (1948) 777.
- 3) A. L. Schawlow and C. T. Townes: *Phys. Rev.* **112** (1958) 1940.
- 4) T. H. Maiman: *Nature* **187** (1960) 493.
- 5) E. N. Leith and J. Upatnieks: *J. Opt. Soc. Am.* **52** (1962) 1123.
- 6) E. N. Leith and J. Upatnieks: *J. Opt. Soc. Am.* **54** (1964) 1295.
- 7) A. Szöke: AIP Conf. Proc. No. 147, *Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Applications*, ed. D. T. Attwood and J. Boker (American In-

- stitute of Physics, New York, 1986) p. 361.
- 8) G. R. Harp, D. K. Saldin and B. P. Tonner: *Phys. Rev. B* **42** (1990) 9199.
- 9) M. Tegze and G. Feigel: *Nature* **380** (1996) 49.
- 10) B. Sur, R. B. Rogge, R. P. Hammond, V. N. P. Anghel and J. Katsaras: *Nature* **414** (2001) 525.
- 11) L. Cser, Gy. Török, G. Krexner, I. Sharkov and B. Faragó: *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 175504.
- 12) L. Cser, Gy. Török, G. Krexner, M. Prem and I. Sharkov: *Appl. Phys. Lett.* **85** (2004) 1149.
- 13) L. Cser, G. Krexner, M. Markó, I. Sharkov and Gy. Török: *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 255501.
- 14) <http://sites.google.com/site/atomicholography/>
- 15) T. Gog, P. M. Len, G. Materik, D. Bahr, C. S. Fadley and C. Sanchez-Hanke: *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 3132.
- 16) S. Marchesini, F. Schmithüsen, M. Tegze, D. Faigel, Y. Calvayrac, M. Belakhovsky, J. Chevrier and A. Simionovici: *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 4723.
- 17) Y. Huismans, *et al.*: *Science* **331** (2011) 61.
- 18) M. Kotsugi, Y. Miyatake, K. Enomoto, K. Fukumoto, A. Kobayashi, T. Nakatani, Y. Saitoh, T. Matsushita, S. mada, T. Furuhashi, S. Suga, K. Soda, M. Jinno, T. Hirano, K. Hattori and H. Daimon: *Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A* **467/468** (2001) 1493.
- 19) K. Hayashi, M. Miyake, T. Tobioka, Y. Awakura, M. Suzuki and S. Hayakawa: *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **467/468** (2001) 1241.
- 20) P. Korecki, M. Azymski, J. Korecki and T. Ślezak: *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 205501.
- 21) A. Uesaka, K. Hayashi, T. Matsushita and S. Arai: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 045502.
- 22) J. J. Barton: *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1356.
- 23) J. J. Barton: *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 3106.
- 24) K. Hayashi: *Phys. Rev. B* **71** (2005) 224104.
- 25) T. Matsushita, F. Matsui, H. Daimon and K. Hayashi: *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **178/179** (2010) 195.
- 26) 松下智裕, 安居院あかね, 吉越章隆: *日本物理学会誌* **60** (2005) 195.
- 27) W. Hu, K. Hayashi, T. Yamamoto, N. Happo, S. Hosokawa, T. Terai, T. Fukuda, T. Kakeshita, H. Xie, T. Xiao and M. Suzuki: *Phys. Rev. B* **80** (2009) 060202(R).
- 28) K. Hayashi, K. Ohoyama, S. Orimo, Y. Nakamori, H. Takahashi and K. Shibata: *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** (2008) 2291.
- 29) M. Markó, L. Cser, G. Krexner and Gy. Török: *Mes. Sci. Technol.* **20** (2009) 015502.
- 30) H. Daimon: *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 2034.
- 31) <http://mswebs.naist.jp/LABS/daimon/index-j.html>
- 32) K. Hayashi, T. Matsushita and E. Matsubara: *J. Phys. Soc. Jpn.* **75** (2006) 053601.
- 33) A. Uesaka, K. Hayashi, T. Matsushita and S. Arai: *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **9** (2011) 334.

(2012年7月15日原稿受付)

Atomic Resolution Holography

Kouchi Hayashi

abstract: Atomic resolution holography is a relatively new method, which can record 3D atomic arrangements using X-ray, neutron and electron beams and secondary emissions, such as X-ray fluorescence. By what structure is wanted (surface, bulk, heavy element or light element), one must choose the kind of the beam. In the present article, I show the basic principles of the atomic resolution holography and our experimental results on X-ray, neutron and electron holography. Moreover, I discuss its characteristics compared with other structural analysis methods and describe perspectives of the atomic resolution holography as a next generation analytical method.

ヒ素の化学を利用した鉄系超伝導体の新物質開発

野原 実 (岡山大学大学院自然科学研究科 700-8530 岡山市北区津島中3-1-1)
 工藤 一貴 (岡山大学大学院自然科学研究科 700-8530 岡山市北区津島中3-1-1)

銅酸化物ではCu 3d軌道とO 2p軌道のエネルギー的な拮抗が、電荷移動型絶縁体という高温超伝導の舞台を作った。鉄系超伝導体でもFe 3d軌道とAs 4p軌道の拮抗が重要である。その一例が、鉄3dバンドのフィリングに応じたAs-As結合の形成・切断で、CaFe₂As₂では「面間」のAs-As結合を切断すると電子系が二次元化し、超伝導が現れる。Ca₁₀(Pt₄As₈)(Fe_{2-x}Pt_xAs₂)₅では「面内」にAs-As結合が形成した層間物質によって二次元化し、38 Kの超伝導が発現する。SrPt₂As₂では全てのAs-As結合が切断され、正構造のPtAs層と逆構造のAsPt層の交互積層が生じる。AsPt層は絶縁性で、二次元化したPtAs層で5.2 Kの超伝導が現れる。本稿では、これらの化合物を例として、ヒ素の化学を利用した電子状態の制御と高温超伝導体の物質設計について紹介する。

1. はじめに

今から100余年前、カムリング・オネスにより発見された水銀を祖とする第一世代の金属系超伝導体では、今日までにMgB₂において最高の超伝導転移温度39 Kが実現されている。¹⁾ 第二世代は、1986年にベドノルツとミュラーが発見した銅酸化物高温超伝導体で、その最高の転移温度は134 Kに達している。²⁾ 2008年、東京工業大学の細野らによって発見された鉄系は、第三世代の超伝導体と位置づけることができる。³⁾ 銅酸化物と鉄系に共通する特徴のひとつに層状の結晶構造がある。^{4,5)} いずれも、図1に示すように、超伝導を担うCuO₂層あるいはFe₂As₂層の間にスペーサー層と呼ばれる層間物質が挟まった構造を持つ。これはサンドイッチに例えることができる。パンにあたる部分が超伝導層で、ベドノルツとミュラーは銅と酸素でできた、とてもおいしいパンを発見した。細野らは鉄とヒ素でできた、また別のおいしいパンを発見した。この二種類のパンよりも魅力的なパンは今のところ見つかっていない。

二種類のパンしかない現状において、おいしいサンドイッチを作るには(超伝導転移温度を高くするには)、その間に挟む具材(層間物質)を工夫するしかない。これまでに開発された鉄系超伝導体の具材は大きく三つに分類できる。第一がアルカリ金属やアルカリ土類金属のイオンから

なる層間物質で、LiFeAsのLiや、BaFe₂As₂のBaがこれに該当する。^{6,7)} この仲間では(Ba_{0.6}K_{0.4})Fe₂As₂が最高の転移温度38 Kを示す。⁷⁾ この具材は素材(元素)が限られるので物質のバリエーションが出尽くした感もあったが、最近(Ca, Pr)Fe₂As₂が49 Kで超伝導の兆候を示している。⁸⁾ 第二は蛍石構造から派生する層間物質で、LaFeAsOのLaOや、CaFeAsFのCaFがある。^{3,9)} このグループで鉄系最高の転移温度56 Kが得られている。¹⁰⁾ この具材も素材が希土類金属やアルカリ土類金属に限られるので、物質探索は尽くされたといえる。第三が金属酸化物からなる層間物質で、Ca₄(Mg, Ti)₃O₈を挟んだとき47 Kで超伝導を示す。¹¹⁾

このような状況において、私たちの研究チームは全く新しい層間物質、すなわち第一類のイオンでもなく、第二類や第三類の酸化物(フッ化物)でもない、第四の層間物質—ヒ化物—からなる新しい鉄系超伝導体を発見した。それがCa₁₀(Pt₄As₈)(Fe_{2-x}Pt_xAs₂)₅で、超伝導転移温度は最高で38 Kとなった。^{12,13)} 本稿では、この化合物の一見複雑な化学組成式や結晶構造が、As-As間の化学結合の形成・切断に関する電子論と、鉄と白金の配位化学の違いによって理解できることを示す。これらの考察を通して、電子論に立脚した化学を利用した物質設計・電子状態制御の可能性を読者に示すことが本稿の狙いである。最後に、層間の電

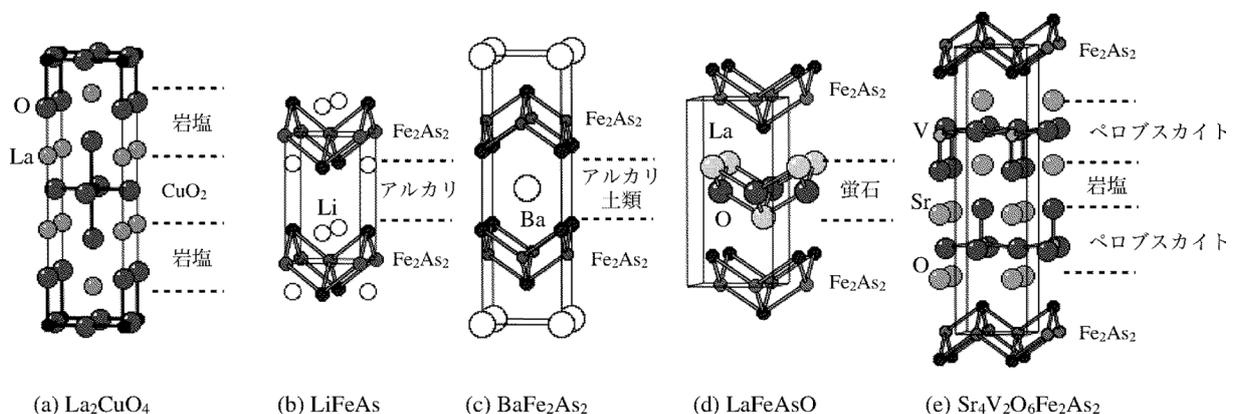


図1 (a) 銅酸化物高温超伝導体の結晶構造。La₂CuO₄では超伝導を担うCuO₂層と岩塩型LaOの層間物質が積層する。(b)から(e)鉄系超伝導体の結晶構造。LiFeAsとBaFe₂As₂の層間物質はアルカリ金属やアルカリ土類金属のイオンからなる。LaFeAsOの層間物質は蛍石型LaOからなる。Sr₄V₂O₆Fe₂As₂の層間物質はペロブスカイト構造と岩塩型構造を組み合わせた金属酸化物からなる。(フルカラー図表参照。)

荷移動の化学から、Cu-OやFe-Asを超える、第三のバンド(超伝導層)がどこにあるのか、今後の展望を示したい。

2. 固体中の化学結合の生成と切断

1981年のノーベル化学賞は、フロンティア軌道理論の福井謙一と、化学反応におけるウッドワード・ホフマン則を明らかにしたロアルド・ホフマン(Roald Hoffmann)に授与された。物理とりわけ超伝導とは無縁に思えるが、ホフマンは“How Chemistry and Physics Meet in the Solid”などの論文で、電荷密度波など通常バンド構造から説明される物理現象が、どのように化学結合の言葉で理解できるのか、逆に、多様な結晶構造や化学結合がどのようにバンド理論の言葉で理解できるのか論じている。¹⁴⁻¹⁶⁾ 本研究は、ホフマンの論文に記されている様々な理論化学のアイデアを、超伝導の物質開発という舞台に適用しようというものである。

ホフマンのアイデアのひとつがThCr₂Si₂型構造(122型)の遷移金属ニクタイトにおけるAs₂分子の形成と解離で、¹⁵⁾ 今日、鉄系超伝導の分野では「格子コラプス転移」として知られている。¹⁷⁻²⁰⁾ 122型遷移金属ヒ化物AETM₂As₂(AEはアルカリ土類金属; TMは遷移金属)は、図2に示すように、TMAs₄四面体からなるTM₂As₂層と、AEイオンが交互に積層した構造をとる。AEイオンが糊の役割を果たす。元素横断的に見渡すと、周期表の前半に位置する遷移金属を含むBaMn₂As₂やBaFe₂As₂は長いc軸長を持つが、周期表の後半へ移るに従ってc軸長が縮んでくる。このc軸長の変化はTM₂As₂層間のAs-As間の距離の変化、すなわちAs-As間の化学結合の変化によるものである。BaFe₂As₂では層間のAs-Asは非結合で、As-As間距離は3.890 Åである。一方、BaCu₂As₂では層間のAs-Asに化学結合が生成し、As-As間距離が2.558 Åと著しく減少する。これはAs₂分子の単結合の結合長に相当する。

中性のAs原子の電子配置は4p³である。As₂分子では、

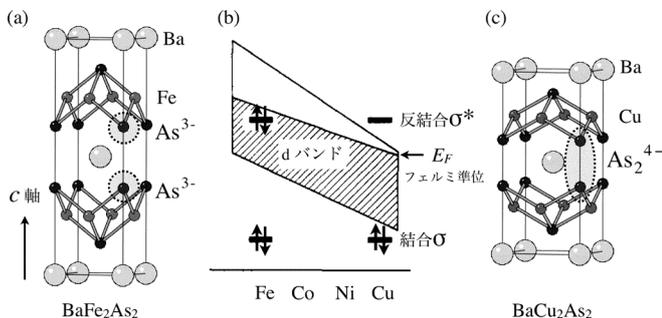


図2 (a) BaFe₂As₂の結晶構造。Fe₂As₂層の間のAs-As結合はなく、ヒ素はAs³⁻イオンとして存在する。(b) BaTM₂As₂(TM=Fe, Co, Ni, Cu)のdバンドのフィリングとAs₂分子の分子軌道の関係。 π および π^* 軌道は省略してある。TM=Feのとき、反結合 σ^* 軌道のエネルギーがdバンドのフェルミ準位より低く、 σ^* 軌道が占有されるため、As-As間の化学結合は切断される。TM=Cuでは、反結合 σ^* 軌道のエネルギーがdバンドのフェルミ準位より高く、 σ^* 軌道が非占有となる。このためAs-As間の化学結合が形成される。結合の形成・切断がFeとCuの間のフィリングで生じる。(c) BaCu₂As₂の結晶構造。Fe₂As₂層の間にAs-As結合が形成され、ヒ素は分子状の[As₂]⁴⁻イオンとして存在する。

結合性の σ 軌道と π 軌道、反結合性の π^* 軌道と σ^* 軌道が形成され、6つの電子が σ 軌道と π 軌道を完全に占有する。As₂分子の三重結合である。これに4つの電子を付け加えると π^* 軌道が完全に占有される。これが、ヒ素分子が[As₂]⁴⁻の価数を安定に取る理由である。このときの結合次数は1で、単結合となる。さらに2つの電子を加えると、全ての反結合性軌道が占有されるので、As₂分子は解離し、孤立したAs³⁻イオンとなる。「格子コラプス転移」では、このような単結合の[As₂]⁴⁻分子の形成とAs³⁻イオンへの解離、すなわちAs-As間の化学結合の生成と切断が固体中で起こる。

面白いことに、As-As間の化学結合の形成・切断は、遷移金属dバンドのフィリングによって制御できる。これがホフマンのアイデアである。¹⁵⁾ 図2のようにFe, Co, Ni, Cuの順で見ていくと、原子核からの引力ポテンシャルが強まり、3dバンドのエネルギーの重心が下がる。一方で、d電子数の増加に対応してバンドのフィリングが増える。この競争で、結果としてdバンドのフェルミ準位はFe, Co, Ni, Cuの順に低くなる。ここでAs 4p軌道が遷移金属d軌道とエネルギー的に拮抗していることがポイントである。As₂分子の反結合 σ^* 軌道に着目すると、BaFe₂As₂では σ^* 軌道よりもdバンドのフェルミ準位が高い。このため、 σ^* 軌道が占有されAs₂分子は解離する。すなわち、BaFe₂As₂では面間のAs-As間に化学結合が形成されずc軸長は長い。一方でBaCu₂As₂では σ^* 軌道よりもdバンドのフェルミ準位が低くなる。このため、 σ^* 軌道は非占有となりAs₂分子が形成される。すなわち、BaCu₂As₂ではAs-As間に化学結合が形成されc軸長が短くなる。

3. 面間の化学結合生成と超伝導の消失

さて、ホフマンのアイデアを鉄系超伝導体に適用してみよう。鉄系超伝導体の母物質BaFe₂As₂では、層間物質であるBa²⁺のイオン半径が大きいので、隣接するFe₂As₂層間のAs-As結合は簡単には形成しない。As-As結合をつくるには、全てのFeをCuに置換し、BaCu₂As₂にする必要がある。(これでは役に立たない。)ところが、Ba²⁺よりもイオン半径の小さいCa²⁺を層間物質に用いると、Fe₂As₂の層間が狭くなるので、容易にAs-As結合が形成するようになる。実際CaFe₂As₂に1 GPa程度の静水圧を加えるとAs-As結合が形成される。^{17,18)} 結合の形成は不連続に起こり、一次転移である。結合形成に伴ってc軸長は約10%の巨大な収縮を示す。格子の体積も不連続に巨大な収縮を示す。このため、この相転移を「格子コラプス」転移と呼んでいる。この相転移は結晶構造の対称性の変化を伴わず、体積(密度)のみが不連続に変化し、気液相転移に類似する。このようにCaFe₂As₂は格子コラプス転移の「きわ」にある物質で、ホフマンのアイデアに従い化学ドーピングによってdバンドのフィリングを変化させると格子コラプス転移(面間のAs-As結合の形成)が起こる。²⁰⁾ また適度に化学

ドーピングした試料を冷却すると、熱収縮に助けられて、低温で一次の格子コラプス転移が起こる。^{19,20)}

この時、超伝導はどうなるだろうか。Feよりもd電子数がひとつ多いRhをドーピングした $\text{Ca}(\text{Fe}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{As}_2$ では、Rh量 $x=0.020$ で反強磁性相が消失し、コラプスしていない正方晶相となる。ここで転移温度12 Kの超伝導が発現する。ここまでの振る舞いは鉄系超伝導体に共通する。ところが、これより僅か0.5%だけRh量を増やすと、低温60 Kで層間のAs-As結合の形成を伴う一次の格子コラプス転移が起こり、超伝導が消失する。超伝導はAs-As結合が切断された、Rh量が僅か0.5%の狭い領域だけで現れる。(このように精密に制御された化学合成を行った学生の腕前を自慢したい。)格子コラプスの転移温度はRh量 x に比例して高くなり、 $x=0.2$ では室温で格子コラプス転移が起こるようになる。²⁰⁾

このように、 CaFe_2As_2 において、化学置換によって Fe_2As_2 層間のAs-As化学結合の形成・切断が制御でき、化学結合が生成すると超伝導が消失することが明らかになった。逆に言えば、鉄系で高温超伝導が発現するには、 Fe_2As_2 層間のAs-As結合が切断され、 Fe_2As_2 層が孤立する必要があるといえる。実際、バンド計算によると、層間のAs-As結合が切断されると2次元的なバンドが形成されるが、As-As結合が形成されるとフェルミ面が3次元的になることが示されている。^{19,21)} 2次元的なフェルミ面では、フェルミ面のネスティングのためスピンの揺らぎが生じ、これが超伝導電子対の糊の役割を果たすと考えられている。^{22,23)} この揺らぎは3次元的なフェルミ面では消失する。²⁴⁾ 実際、超伝導が現れる非コラプス相の電気抵抗率は、スピン揺らぎの存在を示唆する $T^{1.5}$ の非フェルミ液体的な温度依存性を示すが、コラプス相では T^2 の通常のフェルミ液体的な挙動を示し、スピン揺らぎの消失が示唆されている。^{19,20)}

通常、固体中の化学結合(共有結合)のエネルギーは数eV程度と大きく、このため結合の生成や切断を伴う化学反応には1,000°C以上の高温が必要である。ところが、 CaFe_2As_2 ではFeのdバンドとAs 4p軌道のエネルギー的な拮抗に起因して、As-As結合の実効的なエネルギーが大幅に低下する。このため、数%程度の僅かな化学ドーピングや、60 Kもの低温で、しかも固体の中で、As-As間の化学結合を生成・切断することが可能になった。このような「化学」を利用して、超伝導を担う Fe_2As_2 層の電子系の「物理」を制御することができた。

4. 面内の化学結合生成と高温超伝導の発現

CaFe_2As_2 において、RhはFeサイトを40%を超えて置換することができた。(試してはいないが、恐らく、どんな割合でもFeとRhは混ざると思われる。)これは、 Fe^{2+} も Rh^{2+} も同じ配位、すなわち、周りを4つの陰イオンで正四面体型に囲まれた TMA_4 の配位を好むからである。一方、 Pt^{2+} イ

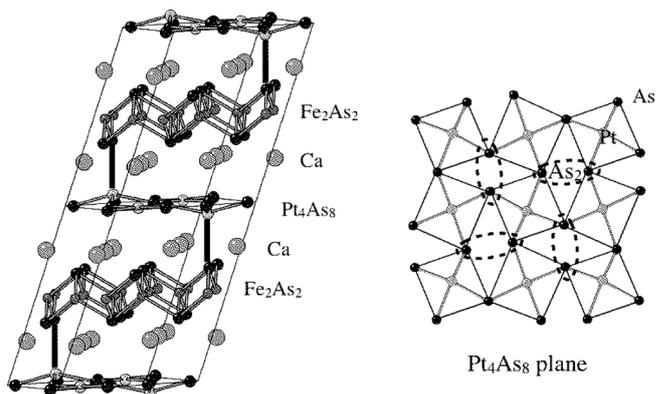


図3 $T_c=38$ Kを示す $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_4\text{As}_8)(\text{Fe}_{2-x}\text{Pt}_x\text{As}_2)_5$ (α 相)の結晶構造。¹²⁾ 三斜晶で空間群P-1である。 Fe_2As_2 層のFeの一部がPtで置換されている。超伝導を担う Fe_2As_2 層が、 Pt_4As_8 層と交互に積層する。層間物質では PtAs_4 平面四角形が交互に回転することで、面内でAs-As結合($[\text{As}_2]^{4-}$ 分子)が形成される。 Pt_4As_8 層は完全にフラットではなく、一部のPtが平面から上(下)にシフトしている。このPtのほぼ直上(直下)に Fe_2As_2 層のAsが 4 位置しており、面間でPt-As結合を生成する傾向にあることが分かる。(フルカラー口絵参照)

オンは四面体配位に加えて、平面四配位も好む。平面四配位においてd軌道は、下から d_{yz} と $d_{xz}(e_g)$ 、 $d_{z^2}(a_{1g})$ 、 $d_{xy}(b_{2g})$ 、 $d_{x^2+y^2}(b_{1g})$ の4つの準位に大きく分裂する。 Pt^{2+} の電子配置は $5d^8$ で、平面四配位では $d_{xy}(b_{2g})$ まで電子が完全に占有する。このため Pt^{2+} では平面四配位が極めて安定になる。一方、 Fe^{2+} は正四面体配位を好み、平面四配位を取ることは極めてまれである。²⁵⁾ このような異なる配位を好む化学種が混じり合ったとき、自然はどのようにして折り合いをつけるのだろうか。そのひとつの答えが、私たちの研究チームが発見した新超伝導体 $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_4\text{As}_8)(\text{Fe}_{2-x}\text{Pt}_x\text{As}_2)_5$ である。^{12,13)}

CaFe_2As_2 へのPtドーピングを行ったところ、Ptの固溶限界は8%と低く、反強磁性相は抑制されず、 $\text{Ca}(\text{Fe}_{1-x}\text{Pt}_x)_2\text{As}_2$ は超伝導を示さなかった。²⁶⁾ 固溶限界の8%を超えてPtをドーピングしようとすると、転移温度38 Kを示す新物質が現れた。ここで「折り合いをつける」ために自然が出した答えは、 $\text{Pt}_4[\text{As}_2]_4$ 層という新しい(第四類の)層間物質の生成を伴う「平面四角形 PtAs_4 の形成」であった。新超伝導体の化学組成式は $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_4\text{As}_8)(\text{Fe}_{2-x}\text{Pt}_x\text{As}_2)_5$ で、 $x=0.36$ において最高の超伝導転移温度38 Kが得られた。新しい層間物質は、図3に示すように、 PtAs_4 の平面四角形が角を共有してつながった、歪んだPt正方格子からなる。 PtAs_4 平面四角形が交互に回転することで、「面内」にAs-As結合(As_2 分子)が形成されることに注目してほしい。また、Ptが周期的に欠損した $\text{Pt}_3[\text{As}_2]_4$ 層を持つ $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_3\text{As}_8)(\text{Fe}_{2-x}\text{Pt}_x\text{As}_2)_5$ も同定された。この相は $x=0.16$ で転移温度13 Kの超伝導を示した。前者を α 相、後者を β 相と呼んでいる。結晶構造の詳細は論文を参照してほしい。¹²⁾

第2節で述べたように、二原子分子状のヒ素の価数は $[\text{As}_2]^{4-}$ で、 π^* 分子軌道まで電子が完全占有した閉殻構造をとる。 Pt-As 層では全てのヒ素が層内でAs-As結合を形成しており、 $[\text{As}_2]^{4-}$ の状態にある。また、平面四配位の

Pt^{2+} も $d_{xy}(b_{2g})$ まで電子が完全占有した閉殻構造をとる。このため、新しい層間物質 $Pt_4[As_2]_4$ (と $Pt_3[As_2]_4$) は電子的に不活性な、絶縁体であることが期待される。実際、第一原理バンド計算は、層間物質の Pt 5d 軌道のフェルミ準位付近の状態密度への寄与が小さいことを示している。^{27,28)} このようにして、超伝導を担う Fe_2As_2 層が絶縁性の層間物質で隔てられ、二次元性が高まることで、38 K という比較的高い温度の超伝導が現れたと考えられる。

さて、この化合物では層間の As-As 結合がなく、 Fe_2As_2 層におけるヒ素の価数は As^{3-} と言える。従って、 Fe^{2+} 、 Pt^{2+} とすれば、 β 相において $x=0$ のとき $(Ca^{2+})_{10}\{(Pt^{2+})_3([As_2]^{4-})_4\}\{(Fe^{2+})_2(As^{3-})_2\}_5$ のように電荷バランスが保たれる。従って、 Fe_2As_2 層の Fe を Pt が部分置換しない β 相 ($x=0$) が、この化合物の母物質である。ただし、今の合成法では必ず Fe サイトに Pt が固溶し、 $x=0.16$ (すなわち Pt 濃度 8%) の試料が生成する。この Pt が Fe_2As_2 層へ電子を供給し、結果としてアンダードープ領域の物質が得られる。 α 相の層間物質 (Pt_4As_8) は、 β 相の層間物質 (Pt_3As_8) より Pt がひとつだけ多く、層間物質から Fe_2As_2 層へ、さらに電子が供給される。 Fe_2As_2 層の Fe に Pt が固溶し $x=0.36$ (すなわち Pt 濃度 18%) のとき、超伝導最適組成となる電子が供給され、38 K の超伝導が発現する。²⁹⁾

このように、超伝導を担う主役元素 Fe を大量の Pt で部分置換しているにもかかわらず、38 K という高い温度で超伝導が発現するのは驚くべきことである。実際、銅酸化物高温超伝導体では、超伝導の主役元素である Cu を部分置換すると強力な対破壊効果によって超伝導は現れない。³⁰⁾ 鉄系超伝導体においても、例えば、 $BaFe_2As_2$ の Fe サイトを Co で部分置換すると、せいぜい 24 K の超伝導が現れるだけで、³¹⁾ Ba を K で部分置換した場合の 38 K よりも低い。 $SmFeAsO$ でも Fe サイトの Co 部分置換で得られる転移温度は 15 K で、³²⁾ O を F で部分置換した場合の 55 K³³⁾ と較べると著しく低くなる。なぜ多量の Pt をドーピングしても高い転移温度が実現できるのか、今のところ筆者はその答えを持ち合わせていない。しかし、その理由は、より高い臨界温度の実現に直結するものではないかと感じる。

5. 層間の電荷移動による 2 次元電子系の形成

冒頭で述べたとおり、今のところ Cu-O と Fe-As を超えるおいしいパンは見出されていない。三つ星シェフを目指すには、具材だけでなく、オリジナルな第三のパンを開発したい。どこを探せばよいだろうか。そのヒントを、ホフマンが提案したドナー層とアクセプター層の積層構造に見出すことができる。¹⁶⁾ ドナー分子とアクセプター分子の積層構造は、有機超伝導体では一般的にみられる。³⁴⁾ 分子の組み合わせは多様で、生成する分子固体もバラエティに富む。例えば、有機超伝導体 κ -(BEDT-TTF)₂X は、ドナー層として BEDT-TTF 分子、アクセプターとして X 分子を持ち、2

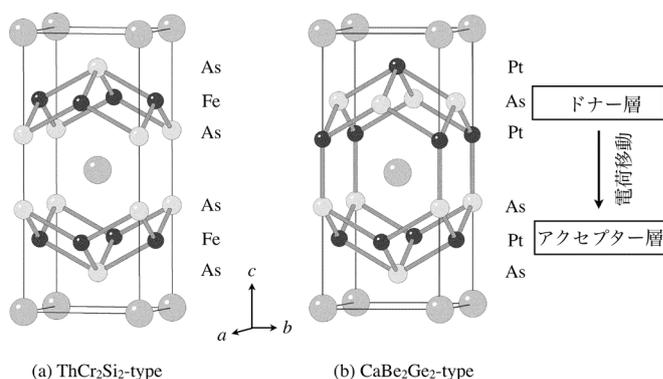


図4 (a) $ThCr_2Si_2$ 型 (空間群 $I4/mmm$) と (b) $CaBe_2Ge_2$ 型 (空間群 $P4/nmm$) の結晶構造。鉄系 $SrFe_2As_2$ は、 $ThCr_2Si_2$ 型構造をとる。Sr が Th サイト、Fe が Cr サイト、As が Si サイトを占め、Fe が As 四面体の中心に位置する (正構造の) $FeAs$ 層が積層する。一方、 $SrPt_2As_2$ は、 $CaBe_2Ge_2$ 型構造をとる。Sr が Ca サイト、Pt が Be サイト、As が Ge サイトを占め、Pt が As 四面体の中心に位置する (正構造の) $PtAs$ 層と、As が Pt 四面体の中心に位置する (逆構造の) $AsPt$ 層が交互に積層する。逆構造 (ドナー層) から正構造 (アクセプター層) へ電荷移動が生じ、2 次元電子系が形成される。^{16,38)}

つの BEDT-TTF 分子あたり 1 つの電子が X 分子へ移動する電荷移動型錯体である。このようなドナーとアクセプターの概念は、無機化合物の分野では、ほとんど議論されてこなかった。ホフマンは、 $CaBe_2Ge_2$ 型構造の無機化合物がドナー層とアクセプター層を持ち、層間の電荷移動が生じることを理論的に指摘した。¹⁶⁾

$CaBe_2Ge_2$ 型構造 (空間群 $P4/nmm$) では、図 4(b) に示すように、負イオンである Ge 四面体の中心に正イオンの Be が位置する (正構造) $BeGe$ 層と、逆に、正イオンである Be 四面体の中心に負イオンの Ge が位置する (逆構造) $GeBe$ 層が積層する。ちなみに、鉄系 122 型化合物がとる $ThCr_2Si_2$ 型構造 (空間群 $I4/mmm$) では、図 4(a) のように、負イオンの Si からなる四面体の中心に正イオンの Cr が位置する (正構造) $CrSi$ 層のみが積層する。さて、 $CaBe_2Ge_2$ では、電気陰性度が最も低いカルシウムが Ca^{2+} の価数をとり、結晶全体では $Ca^{2+}[BeGe]_2$ のように電荷のバランスが保たれる。さらに、正構造の $[BeGe]$ 層と逆構造の $[GeBe]$ 層の間に電荷の不均衡 (電荷移動) が生じる。そのカラクリは以下の通りである。まず $[BeGe]^-$ モノマー (二原子分子) では、Be よりも Ge のほうが電気陰性度が高いので、中性 Be の価電子ふたつが Ge へ移動し、型的に $Be^{2+}(2s^0)$ と $Ge^{3-}(4p^5)$ になると考える。このとき、 $[BeGe]^-$ モノマーの化学ポテンシャルは (部分的に占有された) Ge 4p 由来の分子軌道に位置する。 $[BeGe]^-$ モノマーが正構造の $BeGe$ 層を形成すると、層の中央に位置する Be-Be 間の距離は狭く、外側に位置する Ge-Ge 間の距離は広くなる。従って、Be 2s 由来のバンド幅は広く、Ge 4p 由来のバンド幅は狭くなる。一方、 $[BeGe]^-$ モノマーが逆構造の $GeBe$ 層を形成すると、この関係が逆転する。すなわち、Be 2s 由来のバンド幅は狭く、Ge 4p 由来のバンド幅は広くなる。従って、(4p バンドの 5/6 が占有されていることに注意すると) 4p バンドの幅が広い逆構造 $GeBe$ 層のフェ

ルミ準位は高く、逆に4pバンドの幅が狭い正構造BeGe層のフェルミ準位は低くなる。このため、層状構造を作ったときに、フェルミ準位の高い逆構造層から、低い正構造層へと電荷移動が生じることになる。これはまさに、化学の言葉で言うところの、ドナーからアクセプターへの電荷移動である。

私たちの研究チームは、PtをドーブしたSrFe₂As₂の超伝導を研究する過程で、³⁵⁾ CaBe₂Ge₂型構造を持つSrPt₂As₂が、非鉄系122型化合物において最高のT_c=5.2 Kを示すことを見出した。³⁶⁾ SrFe₂As₂のFeをPtで全置換すると、As-As間の全ての結合が切断され、正構造のPtAs層と逆構造のAsPt層が交互に積層したCaBe₂Ge₂型構造の新超伝導体が現れたわけである。³⁷⁾ 最近のバンド計算は、この化合物のPtAs層がアクセプター層として、AsPt層がドナー層として機能することを示唆している。³⁸⁾ 電荷移動の結果、ドナー層は絶縁化し、アクセプター層に2次元電子系が形成される。この2次元PtAs層において、約400 Kで電荷密度波が、³⁹⁾ さらに低温の5.2 Kで超伝導が発現する。³⁶⁾ ThCr₂Si₂型構造を持つ非鉄系122型超伝導体は三次元的な電子構造を持ち、T_cは低い。⁴⁰⁾ 例えば、BaNi₂As₂ではT_c=0.7 K、⁴¹⁾ SrNi₂As₂ではT_c=0.6 Kである。⁴²⁾ 電荷の移動によって生じた2次元電子系が、非鉄系122型最高のT_c=5.2 Kをもたらした要因のひとつであろう。

6. まとめ

この研究を通して、私達は二つのことを学んだ。そのひとつが「エネルギーが拮抗したところで面白い現象が起こる」ということで、よく考えてみれば、物理のいろいろなところに当てはまることに気づく。鉄系超伝導体では、Fe 3d軌道とAs 4p軌道のエネルギーが拮抗し、このため、通常では数eVのエネルギーが必要である化学結合の形成・切断を、低温で、しかもバンドフィリングによって制御することができた。CaFe₂As₂では、層間のAs-As結合を切断するとFeAs層が二次元化し超伝導が発現した。Ca₁₀(Pt₄As₈)(Fe_{2-x}Pt_xAs₂)₅では、層間物質内のAs-As結合の形成によってFeAs層が二次元化し38 Kの超伝導が現れた。二つ目は「困った状況を設定すると、自然は面白い解決策をだす」ということで、これも物理のいろいろな場面で遭遇する。今回、正四面体配位を好むFeと平面四配位を好むPtを混ぜ合わせると、Pt₄As₈という新しい層間物質を析出するという形で自然はつじつまを合わせ、Ca₁₀(Pt₄As₈)(Fe_{2-x}Pt_xAs₂)₅という新物質を生み出した。このような特徴の異なる化学種を組み合わせた物質開発は、今日では、複合カチオン(正イオン)化合物という新たな分野として注目され始めている。

最後に、ホフマンの論文にある、さらに魅力的な議論を紹介して、将来の展望としたい。¹⁶⁾ CaBe₂Ge₂型構造の化合物において、逆構造層から正構造層への電荷移動を適切に制御できれば、ドナー層では正孔(ホール)が、アクセ

プター層では電子が電気伝導を担うことになる。ここで電子-正孔対(エキシトン)が生じないであろうか。さらにはエキシトンの励起を利用した超伝導が生じないであろうか。エキシトンのような電子励起のエネルギーは、超伝導電子対を形成するための糊として知られている格子振動(フォノン)やスピン揺らぎのエネルギーよりも一桁以上大きい。このため、エキシトン機構では格段に高い温度での超伝導(室温超伝導)が期待できる。このような状況を実現できる元素の組み合わせ(第三のパン)は、どこにあるのだろうか。

本研究は、岡山大学の檀浦匡隆、垣谷知美、西窪義博、名古屋大学の奥健太、西堀英治、澤博との共同で行われました。

参考文献

- 1) J. Nagamatsu, *et al.*: Nature (London) **410** (2001) 63.
- 2) A. Schilling, *et al.*: Nature **363** (1993) 56.
- 3) Y. Kamihara, *et al.*: J. Am. Chem. Soc. **130** (2008) 3296.
- 4) 十倉好紀: 固体物理 **25** (1990) 618.
- 5) 細野秀雄, 他: 日本物理学会誌 **64** (2009) 807.
- 6) J. H. Tapp, *et al.*: Phys. Rev. B **78** (2008) 060505(R).
- 7) M. Rotter, M. Tegel and D. Johrendt: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 107006.
- 8) B. Lv, *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. USA **108** (2011) 15705.
- 9) S. Matsuishi, *et al.*: J. Am. Chem. Soc. **130** (2008) 14428.
- 10) C. Wang, *et al.*: EPL **83** (2008) 67006.
- 11) H. Ogino, *et al.*: Appl. Phys. Express **3** (2010) 063103.
- 12) S. Kakiya, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 093704.
- 13) M. Nohara, *et al.*: Solid State Commun. **152** (2012) 635.
- 14) R. Hoffmann: Angew. Chem. Int. Ed. Engl. **26** (1987) 846.
- 15) R. Hoffmann and C. Zheng: J. Phys. Chem. **89** (1985) 89.
- 16) C. Zheng and R. Hoffmann: J. Am. Chem. Soc. **108** (1986) 3078.
- 17) A. Kreyssig, *et al.*: Phys. Rev. B **78** (2008) 184517.
- 18) A. I. Goldman, *et al.*: Phys. Rev. B **79** (2009) 024513.
- 19) S. Kasahara, *et al.*: Phys. Rev. B **83** (2011) 060505(R).
- 20) M. Danura, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 103701.
- 21) D. A. Tompsett and G. G. Lonzarich: arXiv: 0902.4859.
- 22) I. I. Mazin, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 057003.
- 23) K. Kuroki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 087004.
- 24) T. Yildirim: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 037003.
- 25) T. Kawakami, *et al.*: Nature Chemistry **1** (2009) 373.
- 26) K. Kudo, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 035002.
- 27) C. Löhnert, *et al.*: Angew. Chem., Int. Ed. **50** (2011) 9195.
- 28) I. R. Shein and A. L. Ivanovskii: Theor. Exp. Chem. **47** (2011) 292.
- 29) Fe₂As₂層におけるPtの固溶限界は、 α 相、 β 相ともに、 $x=0.5$ (25%)程度である。これは、CaFe₂As₂におけるPtの固溶限界8%よりも著しく高い。
- 30) J. M. Trascon, *et al.*: Phys. Rev. B **36** (1987) 8393.
- 31) J.-H. Chu, *et al.*: Phys. Rev. B **79** (2009) 014506.
- 32) Y. Qi, *et al.*: Supercond. Sci. Technol. **21** (2008) 115016.
- 33) Z.-A. Ren, *et al.*: Chin. Phys. Lett. **25** (2008) 2215.
- 34) 鹿野田一司: 日本物理学会誌 **54** (1999) 107.
- 35) Y. Nishikubo, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 095002.
- 36) K. Kudo, Y. Nishikubo and M. Nohara: J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 123710.
- 37) SrPt₂As₂では、PtAs層の全てのPtが(平面四配位ではなく)正四面体配位をとる。Feなどの、より正四面体配位を好む元素との競合がないからであろう。Ptの配位化学の自由度は高く、例えば、パイライト構造のPtAs₂では八面体6配位のPtAs₆がみられる。
- 38) I. R. Shein and A. L. Ivanovskii: Phys. Rev. B **83** (2011) 104501.
- 39) A. Imre, *et al.*: Z. Anorg. Allg. Chem. **633** (2007) 2037.
- 40) I. R. Shein and A. L. Ivanovskii: Phys. Rev. B **79** (2009) 054510.
- 41) F. Ronning, *et al.*: J. Phys.: Condens. Matter **20** (2008) 342203.
- 42) E. D. Bauer, *et al.*: Phys. Rev. B **78** (2008) 172504.

(2012年8月30日原稿受付)

Development of Novel Superconductors Using the Chemistry of Arsenic

Minoru Nohara and Kazutaka Kudo

abstract: Comparable energy of the Cu 3d and O 2p orbitals in copper oxides provides a platform for high-temperature superconductivity, known as a charge-transfer insulator. Even in iron-based superconductors, the Fe 3d and As 4p orbitals are energetically close, which induce the formation/breaking of As-As bonds depending on the filling of the Fe 3d band. CaFe_2As_2 represents a typical example of this case, where the disappearance/appearance of superconductivity results from the formation/breaking of As-As bonds along the c -axis by a change in the

electronic dimensionality. In $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_4\text{As}_8)(\text{Fe}_{2-x}\text{Pt}_x\text{As}_2)_5$, in-plane As-As bonds are formed, resulting in high-temperature superconductivity at 38 K. In SrPt_2As_2 , all the As-As bonds are broken, and a stack of alternate normal PtAs layers and inverse AsPt layers is created. As a result, charge transfer occurs from the AsPt layer to the PtAs layer, giving rise to an insulating AsPt layer and a pseudo-two-dimensional electronic system in the PtAs layer. Thus, superconductivity is observed at 5.2 K. This report serves as an introduction to the tuning of the electronic state and material design for a high-temperature superconductor using the chemistry of arsenic, with the abovementioned three compounds as examples.

最近の研究から

鉄系超伝導体における「軌道の物理」の新展開

大成誠一郎 〈名古屋大学工学研究科 464-8603 名古屋市千種区不老町〉
紺谷 浩 〈名古屋大学理学研究科 464-8602 名古屋市千種区不老町〉

鉄系超伝導体の正常状態において、構造相転移や弾性率のソフト化、ネマティック秩序など軌道揺らぎの重要性を示唆する実験が相次いで報告された。これら正常状態の特徴は、超伝導発現機構の解明においても重要であるため注目を集めてきたが、平均場近似の枠内では理解できなかった。最近、平均場近似を超えた多体効果であるバーテックス補正によって軌道揺らぎがスピン揺らぎと協調して発達する機構が発見され、正常状態の電子状態や相図の理解が進化した。軌道揺らぎにより誘起される超伝導は S_{++} 波であり、スピン揺らぎとの競合により多様なギャップ関数が発現する。本理論と各種実験結果との対応を調べ、超伝導発現機構を議論する。

1. はじめに：鉄系超伝導体の状態相図

2008年に発見された鉄系超伝導体¹⁾は超伝導転移温度 (T_c) が最大 56 K であり、超伝導とは無縁と考えられてきた鉄の化合物で銅酸化物高温超伝導体に次ぐ高温超伝導体が発見されたことは、物性物理における大事件であった。鉄系超伝導体の典型的な相図とフェルミ面を図1(a)と(b)に示す。低ドープ領域で反強スピン秩序が温度 T_N で起こるが、それよりも高い温度 T_S で図1(c)で示すような正方晶相から斜方晶相への構造相転移(多くは2次転移)が起き、構造相転移に隣接して超伝導状態が発現するという著しい特徴がある。斜方晶相において、図1(c)に示すような鉄の3d電子の軌道占有数の偏極 $n_{xz} \neq n_{yz}$ が角度分解光電子分光 (ARPES) により観測され、^{2,3)} 多体電子状態における軌道自由度の重要性が示唆される。

鉄系超伝導体の発見以降、超伝導状態に関する様々な実験が世界中で進展し、大多数の物質群、特に最適ドープ近傍において、超伝導ギャップ関数は「フルギャップ S 波」であることが明らかになった。但し $\text{BaFe}_2(\text{As}, \text{P})_2$, $\text{SrFe}_2(\text{As}, \text{P})_2$ 等の一部の物質において、銅酸化物のような d 波ではないが「偶然ノードの有る S 波」ギャップ関数が発現する。黒木らは鉄系超伝導体の発見から2ヶ月足らずで

第一原理計算から求めた5軌道モデルに乱雑位相近似 (RPA) を用いることにより、反強スピン揺らぎに由来する、ホール面 (FS1, 2) と電子面 (FS3, 4) のギャップ関数が符号反転する S 波 (S_{\pm} 波) 状態を提案した。⁴⁻⁸⁾ 反強スピン揺らぎによる超伝導発現機構は、銅酸化物高温超伝導体、重い電子系、有機超伝導体等で提案されている機構である。しかしながら鉄系超伝導体では、スピン揺らぎが小さくても T_c が高い物質があるなど、スピン揺らぎと超伝導発現機構との相関は単調ではない。

そもそも RPA では、非磁性構造相転移など図1(a)の相図が理解できないという深刻な問題がある。銅酸化物などの強相関電子系においては、超伝導発現機構の解明に先立ち、超伝導状態の母体である「正常状態」の相図が理解されるべきである。構造相転移の起源としては、斜方晶相の格子歪みが $|a-b|/(a+b) \sim 0.3\%$ と非常に小さいため、音響フォノンのヤーン・テラー効果は排除される。さらに最近、 $T^*(> T_S)$ 以下の温度で、斜方晶相の歪みに対応する弾性率 C_{66} のソフト化や、^{9,10)} 面内抵抗の異方性や磁気トルクの実験から対称性が C_4 から C_2 に低下した電子ネマティック相¹¹⁻¹³⁾ の発現が議論されている。これらの事実は、「電子相関による軌道揺らぎや秩序」の発現を強く示唆する。

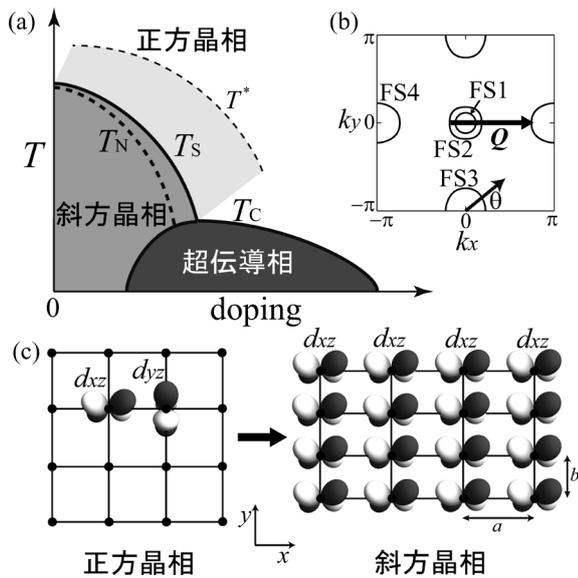


図1 (a) 鉄系超伝導体における典型的な相図(縦軸: 温度 T , 横軸: ドーピング濃度). T_N , T_S , T^* はそれぞれ反強スピン転移温度, 構造相転移温度, 電子ネマティック相が現れる温度を表す. (b) LaFeAsO のフェルミ面. \mathbf{Q} はネステイングベクトル, θ はフェルミ面上の回転角を表す. (c) 斜方晶相における軌道秩序. 但し, d_{xz} と d_{yz} のエネルギー差は 600 K 程度であり, $^{2,3)} |n_{xz} - n_{yz}|$ は数% である.

(軌道揺らぎとは, 軌道偏極の 2 乗平均が発達した状態である.) しかしながら, 構造相転移や C_{66} のソフト化は RPA や局所密度近似に基づく第一原理計算等では説明することができず, 未解決な問題であった.

我々は最近, 平均場近似を超えた多体効果であるバーテックス補正 (VC) により, 構造相転移や C_{66} のソフト化に対応する軌道揺らぎが増大することを明らかにし, 正常状態の相図を再現する微視的理論を構築した.¹⁴⁾ 構造相転移臨界点近傍では, 発達した軌道揺らぎを起源とする超伝導の発現が自然に期待される. 軌道揺らぎにより誘起される超伝導ギャップ関数は符号反転のない S 波 (S_{++} 波)^{15,16)} であり, 非磁性不純物効果¹⁷⁻¹⁹⁾ 等の実験結果と整合する.²⁰⁾

2. RPA による軌道揺らぎの理論

軌道揺らぎの発現機構について, まず平均場近似と同等である RPA に基づき考察する. 多軌道ハバードモデルは軌道内斥力 (U), 軌道間斥力 (U'), 交換相互作用 (J), $U = U' + 2J$ から成り, 遷移金属では $J > 0$, $U > U'$ が成り立つ. U, U' の項は図 2(a) のように, それぞれ $Un_{\alpha\uparrow}n_{\alpha\downarrow}$, $U'n_{\alpha\uparrow}n_{\beta\downarrow}$ と表せる ($\alpha \neq \beta$ は軌道, $n_{\alpha} = n_{\alpha\uparrow} + n_{\alpha\downarrow}$), 平均場近似によると $U > U'$ ではスピン秩序が現れるが, $U' > U$ とすると軌道秩序が現れる. 瀧本らは多軌道系における RPA を遂行し, $U' > U$ において軌道秩序が現れ, その近傍で軌道揺らぎを起源とする S 波超伝導が現れることを示した.²¹⁾ この機構を柳らが鉄系超伝導に適用したが, $U' > U$ という条件は鉄系超伝導体において非現実的であり, 導かれる軌道秩序は斜方晶相への構造相転移と相容れない. 現実の $U > U'$ においては常にスピン揺らぎが軌道揺らぎよりも支配的になるため, 新しい軌道揺らぎの理論が必要となった.

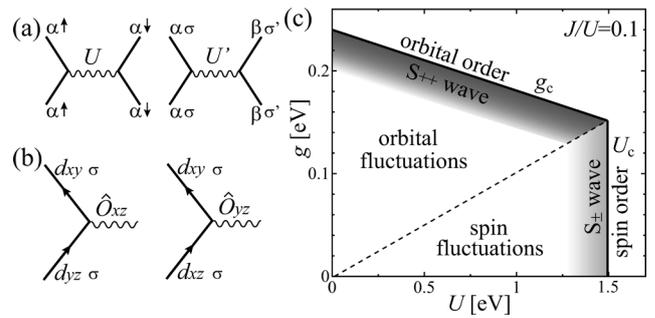


図2 (a) U, U' 項のファイマン図. $\alpha \neq \beta$ は軌道, σ, σ' はスピンを表す. (b) 四重極演算子による軌道間遷移を表すファイマン図. (c) RPA における $g-U$ 相図 ($J/U=0.1$).²²⁾

我々は独立に, 電子格子相互作用や高次の多体効果に由来する軌道間相互作用を導入し, $U > U'$ においても軌道揺らぎが発現する機構を見出した.¹⁵⁾ 軌道間相互作用は

$$H' = - \sum_i^{\text{site}} \sum_{\Gamma} g_{\Gamma} \hat{O}_{\Gamma}^i \cdot \hat{O}_{\Gamma}^i \quad (1)$$

と書ける. ここで \hat{O}_{Γ}^i はサイト i における既約表現 $\Gamma (=xz, yz, xy, \dots)$ の電気四重極を表す. \hat{O}_{Γ}^i は位置演算子を用いて $O_{xz} \propto xz$ のように表される 2 階の既約テンソル演算子であり, 図 2(b) に示されるような軌道間遷移を引き起こす. 結合定数 g_{Γ} の起源として, 論文 15 では Fe の振動による電子格子相互作用を考えた. RPA で得られた相図²²⁾ が図 2(c) であり, 縦軸が $g = g_{\Gamma}$ ($\Gamma = xz, yz, xy$), 横軸が U を表す. $U = U_c$ でスピン秩序が起き, $g = g_c$ で軌道秩序が起きる. $g_c \leq U_c/6$ であり, 十分小さな g により軌道秩序が発現する現実的な機構である. また, 軌道秩序近傍で S_{++} 波が現れ, 反強スピン秩序近傍で S_{\pm} 波が現れることが分かった.

3. RPA を超えた多体効果の研究

軌道間相互作用の起源として, 電子格子相互作用以外の可能性はないだろうか? 我々は最近, 感受率に対するバーテックス補正 (VC) により, クーロン相互作用のみで軌道揺らぎが著しく増大する新機構を見いだした.¹⁴⁾ VC は平均場近似 (RPA) を超えた多体効果であり, ワード恒等式より保存近似を満たすために必要であるため, 強相関系においてしばしば重要な役割を果たす. 実際, 単一軌道系において VC を考慮した self-consistent renormalization (SCR) 理論が量子臨界現象の記述に成功を納め,²³⁾ また銅酸化物高温超伝導体のホール係数やネルンスト係数等の異常な輸送現象が, カレントに対する VC により統一的に説明される.²⁴⁾ 多軌道系の VC はこれまでほとんど研究されていなかったが, 我々の研究により, 多軌道系に特有の重要性が明らかになった.

論文 14 で開発した自己無撞着 VC 理論 (SC-VC 理論) では, 1 ループの自己エネルギーに対応するワード恒等式が与える 4 点バーテックス $\Gamma_{\sigma\sigma'}^1 = \delta \hat{\Sigma}_{\sigma} / \delta \hat{G}_{\sigma'}$ を用い, 既約感受率の VC

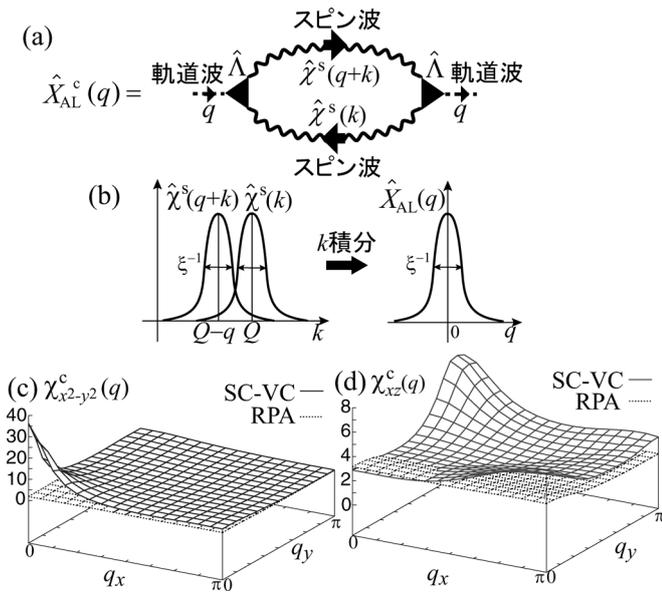


図3 (a) $\hat{\chi}_{AL}^c(q)$ のダイアグラム. 軌道波が2つのスピン波に分かれ軌道波に戻る仮想過程. (b) $\hat{\chi}^c(q)$ が $q=0$ で増大する理由の図解. ξ はスピン相関長. (c) 軌道感受率 $\chi_{x^2-y^2}^c(q)$ の計算結果. 実線がSC-VC法. 点線がRPAの結果. (d) 軌道感受率 $\chi_{xz}^c(q)$ の計算結果. 実線がSC-VC法. 点線がRPAの結果. ($J/U=0.09, T=0.05$ eV)¹⁴⁾

$$\hat{X}^{\alpha,\alpha'}(q) = \sum_{k,k'} \hat{G}(k+q) \hat{G}(k) \hat{\Gamma}_{\alpha\alpha'}^l(k, k', q) \hat{G}(k'+q) \hat{G}(k') \quad (2)$$

を計算する. 但し相互作用の一次の項はRPAと重複するため省く. $\hat{G}(k)$ は電子のグリーン関数である. 行列表示のスピン(軌道)感受率は $\hat{X}^{s(c)} = \hat{X}^{\uparrow,\uparrow} - (+) \hat{X}^{\uparrow,\downarrow}$ を用いて

$$\hat{\chi}^{s(c)}(q) = \frac{\hat{\chi}^0(q) + \hat{X}^{s(c)}(q)}{1 - \hat{I}^{s(c)}(\hat{\chi}^0(q) + \hat{X}^{s(c)}(q))} \quad (3)$$

と与えられる. ここで, $\hat{I}^{s(c)}$ はスピン(軌道)に対する裸のクーロン相互作用の行列表示であり,¹⁵⁾ RPAは $\hat{X}^{s(c)}=0$ に対応する. $\hat{X}^{s(c)}$ が波数 q で発達するとき, $\hat{\chi}^{s(c)}(q)$ がRPAを超えて増大することが分かる. SC-VC法では, 式(2)と式(3)を自己無撞着に解くことにより $\hat{\chi}^{c,s}$ と $\hat{X}^{c,s}$ を得る. ただし今の系では $\hat{X}^s \ll \hat{X}^c$ であるため, 以下では \hat{X}^c のみ考える.

揺らぎの理論に基づくダイアグラムの考察より, SC-VC理論に含まれるAslamazov-Larkin(AL)項と呼ばれる揺らぎの2次のVCが, 軌道揺らぎを著しく増大することが見出された.¹⁴⁾ (但し電荷揺らぎ $\sum_{\alpha,\beta} \chi_{\alpha\alpha,\beta\beta}^c(q)$ は抑制される.) 軌道感受率のAL項は

$$\hat{X}_{AL}^c(q) \approx U^4 \sum_k \hat{\Lambda}^2 [3\hat{\chi}^s(q+k) \hat{\chi}^s(k) + \hat{\chi}^c(q+k) \hat{\chi}^c(k)] \quad (4)$$

で与えられる. 第一項のダイアグラムを図3(a)に示す. ここで $\hat{\Lambda}$ は3点バーテックスである.

AL項により軌道揺らぎが増大する理由を図3(b)で説明する. 反強スピン揺らぎ $\hat{\chi}^s(k)$ は $k=Q$ (ネステイングベクトル) で発達するため, 式(4)の第一項から $\sum_k \hat{\chi}^s(q+k) \hat{\chi}^s(k)$ は $\hat{X}_{AL}^c(q)$ の強的成分 ($q=0$) の増大をもたらす. d 次元系では $\hat{X}_{AL}^c(q=0) \propto |\hat{\chi}^s(Q)|^{2-d/2}$ のようにスピン揺らぎと同時にAL項が増大し, $\hat{\chi}^c(0)$ を発達させる. つまり, この

機構によりスピンと軌道の臨界揺らぎが協調して発達する. 場の理論の解釈では, 図3(a)のAL項は軌道波が2つのスピン波に分かれて再び軌道波に戻るという仮想過程を表し, RPAには含まれない軌道波とスピン波との干渉(スピン・軌道モード間結合)を与える. さらに式(4)の第二項により, 異なる既約表現の軌道揺らぎも誘発されて発達する.¹⁴⁾ このようにAL項による平均場近似を超えた効果が複数の軌道揺らぎをもたらす, 式(1)の軌道間相互作用の微視的裏付けを与える.

SC-VC理論により鉄系超伝導体の5軌道模型を解析した結果を紹介する. 感受率とVCを自己無撞着に計算した結果, RPAとは異なり, $J/U \sim 0.1$ の場合でも既約表現 $\Gamma=x^2-y^2$ と $\Gamma=xz, yz$ の軌道感受率 $\chi_f^c(q)$ がAL項によって発達することが分かった. 図3(c)に $\chi_{x^2-y^2}^c(q) \sim \int d\tau \langle \tau(q, \tau) \tau(-q, 0) \rangle$ の計算結果を示す. ただし $\tau = n_{xz} - n_{yz}$ であり, $\Gamma=x^2-y^2$ の対称性をもつ電気四重極の演算子を与える. この感受率の $q=0$ の発散は一様な軌道偏極 $n_{xz} \neq n_{yz}$ を導くので斜方晶相への構造相転移を与え, その近傍の揺らぎは C_{66} のソフト化を与える. AL項による強軌道揺らぎはスピン揺らぎと同時に発達するため $T_N \leq T_S$ が得られ, 正常状態の相図がSC-VC理論によって理解される. さらに, 図3(d)に示されるように反強的な $\chi_{xz}^c(q)$ が, $\Gamma=x^2-y^2$ の軌道揺らぎとの干渉効果で増大し, T^* における異常な電子状態と関係する可能性がある. これらの軌道揺らぎが協力して S_{++} 波状態をもたらすことが予想される.

本理論で $T_N \leq T_S$ が得られる理由は, 熱および量子揺らぎに対して強いスカラー型秩序変数 $O_{x^2-y^2}$ が, ベクトル型秩序変数 s より先に長距離秩序を示すと解釈できる. なお, AL項による軌道揺らぎとスピン揺らぎのモード間結合機構は, 局在スピン・軌道モデルであるKugel-Khomskii(KK)モデル²⁵⁾に含まれるスピン・軌道結合項 $H_{KK} = J \sum_{\langle i,j \rangle} s_i \cdot s_j \tau_i \cdot \tau_j$ に対応する. 局在描像におけるこの良く知られた機構はRPAでは再現できず, VCが必要であった. しかしながら, KKモデルでは²⁶⁾ 図1(a)の実験相図を再現できないため, 局在モデルによる説明は不相当である.

4. 超伝導状態

超伝導ギャップ関数は, バンド対角表示における線形ギャップ方程式

$$\lambda_E \Delta_a(k) = -T \sum_{p,\beta} V_{a,\beta}(k-p) |G_\beta(p)|^2 \Delta_\beta(p) \quad (5)$$

を解くことで求められる. $\Delta_a(k)$ は a バンドのギャップ関数, また λ_E はギャップ方程式の固有値であり, 最大固有値のギャップ関数を実現する. スピン揺らぎが優勢の場合, ペアリング相互作用は斥力 ($V(k) \sim U^2 \chi^s(k)$) であり, 式(5)の解はギャップ関数の符号反転を伴う S_{\pm} 波である. 一方軌道揺らぎが優勢の場合は引力 ($V(k) \sim -U^2 \chi^c(k)$) であり, 符号反転の無い S_{++} 波が得られる. 鉄系超伝導体において S_{\pm} 波か S_{++} 波のどちらか実現するかは現在未解決の問題

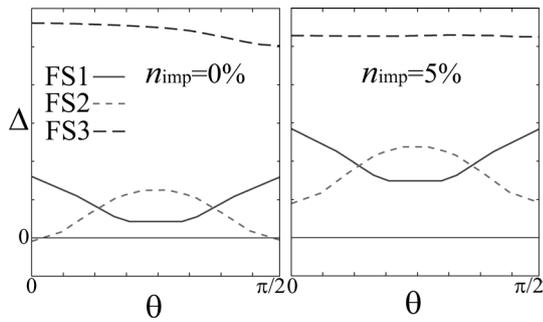


図4 SC-VCΣ法によるフェルミ面上(図1(b)参照)のギャップ関数の角度 θ 依存性 $n_{\text{imp}}=0\%$ (左図), $n_{\text{imp}}=5\%$ (右図) ($J/U=0.1$, $T=0.05$ eV, 不純物ポテンシャル $I=1$ eV).

であり, 超伝導ギャップの符号反転の有無を検証する様々な「位相敏感測定」が試みられてきた。

その中で, T_c に対する非磁性不純物効果は大変重要である。鉄系超伝導体では, 単純S波超伝導体同様, 非磁性不純物による T_c の減少が大変小さいことが, 日本の実験グループによっていち早く示された.¹⁷⁻¹⁹⁾ところが, 不純物散乱によりホール面上のクーパー対($\mathbf{k}\uparrow, -\mathbf{k}\downarrow$)から電子面上のクーパー対($\mathbf{p}\uparrow, -\mathbf{p}\downarrow$)へと散乱されると, Δ_k と Δ_p の符号が異なる S_{\pm} 波状態の場合は超伝導状態が破壊されて T_c が著しく低下する.²⁰⁾ゆえに, 残留抵抗が大きい「乱れた」鉄系超伝導体では, S_{++} 波が実現していると考えられる。

以下でVCを考慮した最近の理論研究について紹介する。最近我々は, SC-VC法に自己エネルギー補正 $\hat{\Sigma}$ を加えて自己無撞着に計算するSC-VCΣ法を開発した。この理論では, SC-VC法より軌道揺らぎが優勢となり, 第一原理計算²⁷⁾により見積もられた値 $J/U=0.12-0.15$ においても軌道揺らぎが支配的になる。²⁸⁾SC-VCΣ法では自己エネルギー補正により, 平均場近似の U_c を大きく超えた現実的な U の値 ~ 2 eVを用いても秩序化しない。この効果により, U^4 に比例するAL項が一層重要になったと考えられる。

図4に, SC-VCΣ法に基づきギャップ方程式(5)を解析して得られたギャップ関数を示す。ただし $J/U=0.1$ である。非磁性不純物濃度 $n_{\text{imp}}=0$ の時にノードありS波が得られたが, n_{imp} を導入すると, ノードありS波は S_{\pm} 波同様, 非磁性不純物により強く抑制されるため, フルギャップの S_{++} 波にクロスオーバーする結果を得た。この場合, χ^s と χ^c の大きさが拮抗しているため, クロスオーバーが起こる際の T_c の減少は緩やかである。

SC-VC(Σ)法において, 一般に軌道揺らぎとスピン揺らぎが拮抗して発達するため, パラメーターに応じて S_{++} 波や S_{\pm} 波, ノードありS波が実現し, これらは同じ A_{1g} に属するためクロスオーバー可能である。このため, 実験で観測される鉄系超伝導体の多様なギャップ関数を説明できると期待される。

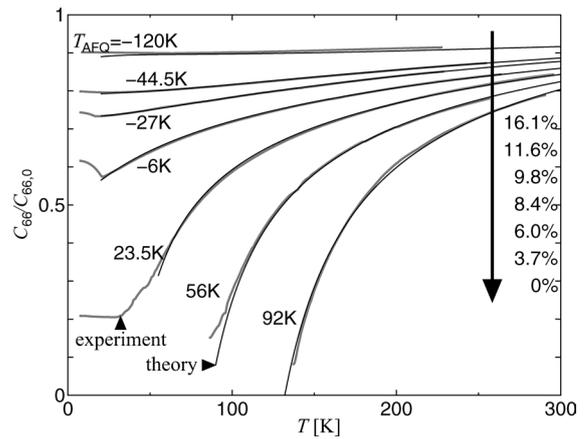


図5 吉澤らによる C_{66} の実験結果(太線)および計算結果(細線).³³⁾ T_{AFQ} は反強揺らぎのワイス温度を表すフィッティングパラメータ。

5. 実験事実との整合性

SC-VCΣ理論において, 現実的なパラメータで軌道揺らぎから S_{++} 波を得た。しかし, パラメータに応じて軌道揺らぎとスピン揺らぎの大小関係は入れ替わるので, 各物質ごとに S_{++} 波か S_{\pm} 波かを実験で判断する必要がある。例えば, 乱れが少ない系であるLiFeAsにおいてSTM/STSで観測されたギャップ内不純物準位は不純物が非磁性であれば S_{\pm} 波を示唆する。²⁹⁾一方Coドーピングされた BaFe_2As_2 では, Co不純物上でギャップ内不純物準位は観測されず S_{++} 波を示唆する。³⁰⁾また, S_{++} 波によって, 多くの鉄系超伝導体で観測される, 超伝導状態の中性子非弾性散乱スペクトルに幅の広いピーク(hump)構造³¹⁾を再現できることを明らかにした。³²⁾以下で上記以外の重要と考えられる実験について紹介する。

5.1 C_{66} のソフト化

RPAでは, $J/U > 0$ のときスピン揺らぎが軌道揺らぎより圧倒的に大きいため, C_{66} のソフト化を説明できない。我々は, AL項の理論式に基づき C_{66} を計算し, 数少ないフィッティングパラメータで実験結果の温度依存性とドーピング量依存性を統一的にほぼ完全に再現することを明らかにした(図5)。³³⁾この結果は, 鉄系超伝導体においてVCを起源とする軌道揺らぎが実現することの実験的証明と言える。一方で, C_{66} のソフト化をハイゼンベルグ模型におけるスピンネマティック機構³⁴⁾で説明しようという試みがあるが, この機構はスピン系の強いフラストレーション($J_2 \approx J_1/2$)や強い2次元性を必要とするなど, 実現条件が非常に厳しい。さらにスピン・格子結合定数が小さいため広い温度領域にわたる C_{66} のソフト化が再現できない。

5.2 $\text{BaFe}_2(\text{As}, \text{P})_2$ におけるギャップ構造

$\text{BaFe}_2(\text{As}, \text{P})_2$ などの122系では3次元性の強い3枚のホール面が存在し, $k_z = \pi$ 平面上の3枚のホール面はそれぞれ d_{xy} , $d_{xz} + d_{yz}$, $d_{3z^2-r^2}$ 軌道から構成される。これら3枚のホール面のギャップ関数はフルギャップで大きさもほぼ等しい, つまり軌道依存性が小さいことが, レーザー光源を用いた高精度のARPESにより示された。³⁵⁾同様の結果は他

グループによっても得られている。³⁶⁾

スピン揺らぎは同一軌道内斥力 U とネステイングにより生じるが、電子面上には $d_{3z^2-r^2}$ 軌道が存在しないために $d_{3z^2-r^2}$ 軌道ではスピン揺らぎは発達しない。そのためスピン揺らぎ機構ではホール面の $d_{3z^2-r^2}$ 軌道部分のギャップがほぼ消滅する「水平ラインノード」が予言されるが、³⁷⁾ 上記の実験結果と整合しない。一方、軌道揺らぎ機構では軌道間散乱によって $d_{3z^2-r^2}$ 軌道部分のギャップ関数もフルギャップとなり、実験結果と整合する。つまりARPESの結果は軌道揺らぎの重要性を強く示唆する。

また、 $\text{BaFe}_2(\text{As}, \text{P})_2$ における角度分解熱伝導率の実験により、電子面の側面に3次元的なループ状のラインノードが観測された。³⁸⁾ そこで我々は、第一原理計算から得られた $\text{BaFe}_2(\text{As}, \text{P})_2$ に対応する3次元10軌道モデルを構築し、超伝導ギャップ方程式を解析した。その結果、軌道揺らぎとスピン揺らぎが競合する場合に、実験と整合する電子面側面のループ状のラインノードを再現した。³⁹⁾ (なお LaFeAsO に対応する2次元5軌道モデルでは、図4のようにホール面にノードのある S 波が得られる。)

6. 他の多軌道系への応用

本稿で解説したVCによる軌道揺らぎ機構は、多軌道系一般で重要となり得る。実際、 Ru 酸化物の単純化されたモデルである d_{xz} , d_{yz} の2軌道モデルをSC-VC法で解析したところ、図3(c)と類似した強軌道感受率の増大を得た。⁴⁰⁾ この結果は、 $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ において磁場誘起磁性臨界点近傍で発現する「非磁性ネマティック相」が、VCによる軌道秩序である可能性を示唆する。さらに、バイアスのかからない計算手法である繰り込み群の計算を行い、SC-VC理論と同様の結果が得られた。⁴¹⁾ 繰り込み群の結果は、近似理論であるSC-VC法の妥当性を保証するものであり、VCによる軌道揺らぎの物理が、様々な多軌道系で普遍的に発現することが期待される。

7. おわりに

鉄系超伝導体において、平均場近似を超えた多体効果であるバーテックス補正(VC)を研究した。構造相転移や弾性率 C_{66} のソフト化などの正常状態における主要な電子状態を説明する上で、RPAでは不可能であり、VCによるスピン・軌道モード間結合が不可欠であることを説明した。発達した軌道揺らぎを考慮してギャップ方程式を解析すると、 S_{++} 波状態や、ノードあり S 波状態の発現が導かれる。このようにVCによる軌道揺らぎ機構により、各種実験結果や相図、超伝導ギャップ関数の統一的理解が提示される。本研究が、多軌道強相関電子系における軌道の物理の新展開の契機となることを期待したい。

参考文献

- 1) Y. Kamihara, *et al.*: J. Am. Chem. Soc. **130** (2008) 3296.
- 2) T. Shimojima, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 057002.
- 3) M. Yi, *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **108** (2011) 6878.
- 4) K. Kuroki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 087004.
- 5) 黒木和彦, 有田亮太郎, 青木秀夫: 日本物理学会誌 **64** (2009) 826.
- 6) T. Nomura: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 034716.
- 7) H. Ikeda, *et al.*: Phys. Rev. B **82** (2010) 024508.
- 8) I. I. Mazin, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 057003.
- 9) T. Goto, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 073702.
- 10) M. Yoshizawa, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 024604.
- 11) J.-H. Chu, *et al.*: Science **329** (2010) 824.
- 12) S. Ishida, *et al.*: Phys. Rev. B **84** (2011) 184514.
- 13) S. Kasahara, *et al.*: Nature **486** (2012) 382.
- 14) S. Onari and H. Kontani: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 137001.
- 15) H. Kontani and S. Onari: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 157001.
- 16) Y. Yanagi, *et al.*: Phys. Rev. B **81** (2010) 054518.
- 17) M. Sato, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 014710.
- 18) J. Li, *et al.*: Phys. Rev. B **85** (2012) 214509.
- 19) Y. Nakajima, *et al.*: Phys. Rev. B **82** (2010) 220504.
- 20) S. Onari and H. Kontani: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 177001.
- 21) T. Takimoto, *et al.*: J. Phys. Condens. Matter **14** (2002) L369.
- 22) T. Saito, S. Onari and H. Kontani: Phys. Rev. B **82** (2010) 144510.
- 23) T. Moriya: *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism* (Springer-Verlag, 1985).
- 24) 紺谷 浩: 日本物理学会誌 **58** (2003) 524.
- 25) K. I. Kugel and D. I. Khomskii: Sov. Phys. Usp. **25** (1982) 231.
- 26) F. Kruger, *et al.*: Phys. Rev. B **79** (2009) 054504.
- 27) T. Miyake, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 044705.
- 28) S. Onari and H. Kontani: unpublished.
- 29) T. Hanaguri, *et al.*: Phys. Rev. B **85** (2012) 214505.
- 30) M. L. Teague, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 087004.
- 31) D. S. Inosov, *et al.*: Nat. Phys. **6** (2010) 178.
- 32) S. Onari, H. Kontani and M. Sato: Phys. Rev. B **81** (2010) 060504; S. Onari and H. Kontani: *ibid.* **84** (2011) 144518.
- 33) H. Kontani, *et al.*: Solid State Commun. **152** (2012) 718.
- 34) R. M. Fernandes, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 157003.
- 35) T. Shimojima, *et al.*: Science **332** (2011) 564.
- 36) T. Yoshida, *et al.*: arXiv: 1301.4818.
- 37) K. Suzuki, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 013710.
- 38) M. Yamashita, *et al.*: Phys. Rev. B **84** (2011) 060507.
- 39) T. Saito, *et al.*: arXiv: 1303.2871.
- 40) Y. Ohno, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 013707.
- 41) M. Tsuchiizu, *et al.*: arXiv: 1209.3664.

(2012年11月30日原稿受付)

Recent Development of Novel Orbital Physics in Iron-Based Superconductors

Seiichiro Onari and Hiroshi Kontani

abstract: In the iron-based superconductors, strong orbital fluctuations are expected to be realized by experimental results such as structure transition, softening of elastic modulus and nematic order. These phenomena in the normal state, which cannot be described in the framework of the mean-field approximation, are important in understanding the mechanism of superconductivity. Recently, we have found that strong orbital fluctuations are caused by vertex corrections, which are many-body effects beyond the mean-field approximation. By the present theory, a comprehensive understanding of the electron state and the phase diagram has been achieved. The orbital fluctuations favor the S_{++} -wave superconducting state, and a variety of gap function can be reproduced by the competition between orbital and spin fluctuations.

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2012年11月に掲載可となったものの中から2012年12月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文) を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部で電子メールで送っている「紹介文」をこの欄のために少し書き直したものです。専門外の読者を想定し、「何が問題で、何が明らかになったのか」を中心にした読み物であるので、参考文献などはなるべく省いています。なお、図に関しては、原図はカラーのものでもモノクロで印刷しているため不鮮明になる場合がありますが、その場合は、物理学会のホームページの「JPSJ注目論文」にカラー版を載せていますので、そちらをご覧ください。

内容の詳細は、末尾に挙げる論文掲載誌、または、JPSJのホームページの「Editors' Choice」の欄から掲載論文をご覧ください(掲載から約1年間は無料公開)。また、関連した話題についての解説やコメントがJPSJホームページの「News and Comments」覧に掲載される場合もありますので、合わせてご覧ください。

JPSJ編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思っています。物理学会会員からのJPSJへの自信作の投稿を期待します。

量子ドットが駆動するフォノンレーザー

量子ドットは半導体基板上に作成された「人工原子」である。量子ドットの物理的性質は外部電圧などを用いて柔軟に制御できるため、近藤問題を始めとする量子物理学の諸問題の解明に貢献してきた。近年、量子ドットなどの人工原子を用いて共振器中の光子のダイナミクスを制御する試み(回路QED)が注目されており、人工原子によって駆動されるマイクロ波レーザーや、量子情報通信への応用が期待される単一光子光源が実現されてきた。

最近、慶應義塾大学とベルリン工科大学の研究グループは、半導体基板上に作成された二重量子ドットを介した電気伝導によって、光学フォノンの「レーザー発振」が可能となることを理論的に予言した。この成果は日本物理学会が刊行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の2013年1月号に掲載された。

光学フォノンは半導体基板の格子振動をつかさどるボ

ス粒子で、光子とよく似た性質をもっている。量子ドット中の電子は光学フォノンと電気的に結合するため、二重量子ドットのエネルギー準位間隔をフォノンのエネルギーと一致させると、フォノンの放出を伴う電気伝導が生じる(図1)。研究グループは量子ドットから放出された光学フォノンが、定在波としてドットのまわりに長く留まることに着目した。この定在波は天然の「フォノン共振器」としてふるまい、人工原子と光共振器が結合した回路QEDと同等の状況が実現する。

二重量子ドットのエネルギー準位間隔を光学フォノンのエネルギーに調整し、バイアスを印加した外部電極を接続すると、図1の機構によってフォノンの増幅が実現する。研究グループはフォノンの自己相関関数 $g^{(2)}$ を解析し、フォノンのダイナミクスを理論的に調べた。図2は $g^{(2)}$ をカラースケールで示したもので、横軸は電子フォノン結合の強さ(化合物半導体で0.01~0.1程度)、縦軸は量子ドット

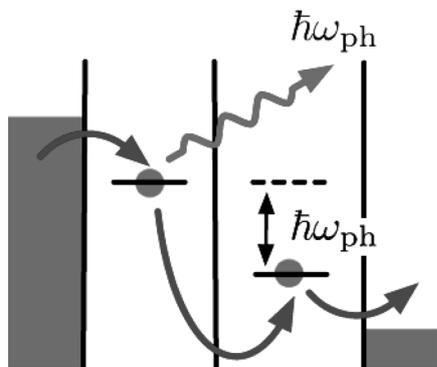


図1 フォノン放出を伴う電気伝導。中央部の二重量子ドットの離散準位間隔をフォノンのエネルギーに一致させる。このとき、左側の電極から遷移した電子は、二重量子ドットでフォノンを共鳴的に励起して、右側の電極へ抜ける。

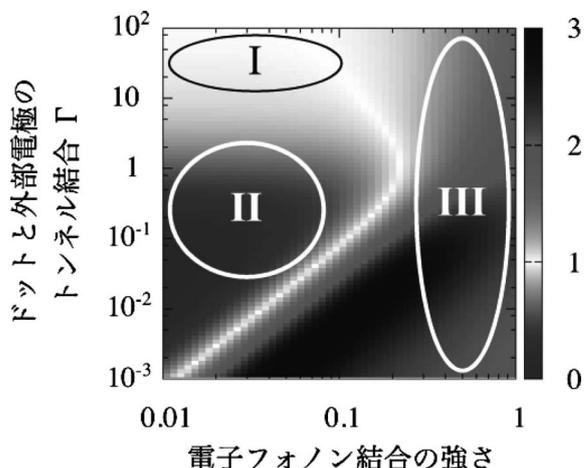


図2 フォノンの自己相関関数。

と外部電極のトンネル結合の大きさ Γ (フォノンの崩壊率で規格化) である。 Γ が大きいときフォノンは著しく増幅され、光子のレーザーに対応する量子非平衡状態が実現する (図中のI)。これは量子ドットを介した電流によって、フォノンのレーザー発振が駆動されることを意味する。一方、 Γ が小さいときは、単一光子光源に対応するフォノンのアンチバンチングが生じる (II)。

二重量子ドットをカーボンナノチューブや半導体薄膜などのナノデバイス内部に形成すると、電子とフォノンの結合はより大きくなり、電子は結晶格子の歪構造と一体となって運動する。このときレーザーやアンチバンチングは格子歪に起因するフランク・コンドン効果によって破壊され、フォノンのバンチングが生じる (III)。

この研究によって、レーザーやアンチバンチングなどの光学現象が、半導体の格子振動という全く異質な舞台上で実現することが明らかにされた。これらの成果はレーザー物理学に新たな知見をもたらすと同時に、フォノンを利用した量子情報通信という新しい可能性を提示するものである。またナノデバイスのフォノン状態制御は、将来のナノマシン実現に向けた第一歩である。今後の研究の進展が期待される。

原論文

Optical Phonon Lasing in Semiconductor Double Quantum Dots

R. Okuyama, M. Eto and T. Brandes: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 013704.

〈情報提供：奥山 倫 (慶應義塾大学理工学部)

江藤幹雄 (慶應義塾大学理工学部)

Tobias Brandes (ベルリン工科大学理論物理学研究所)〉

比熱の磁場方位依存性から紐解く UPt_3 のスピン三重項超伝導

UPt_3 では、従来の超伝導 (スピン一重項超伝導) とは異なり、スピンの向きが同じ電子対を形成する非常に珍しいスピン三重項超伝導状態が実現していると考えられている。スピン三重項超伝導特有の現象を明らかにすることは超伝導の研究を深化させる上で興味深い課題であり、 UPt_3 はその舞台として期待されている。例えば、 UPt_3 では c 軸方向の上部臨界磁場 H_{c2} が低温で強く抑制される現象 (H_{c2} の抑制) が知られているが、そのメカニズムはスピン三重項超伝導を理解する上で鍵となる問題である。この H_{c2} の抑

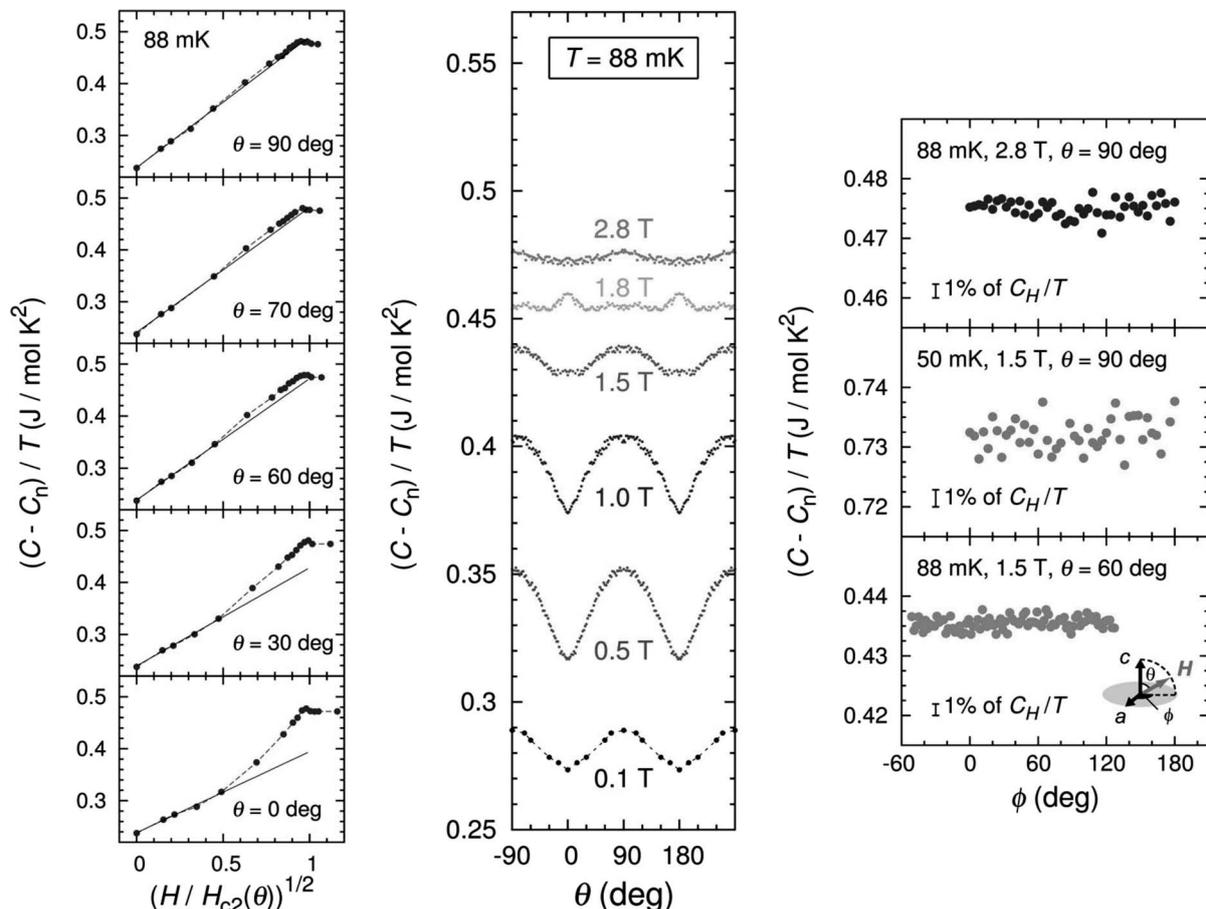


図1 UPt_3 の比熱の磁場方位依存性。 θ は磁場と c 軸との角度、 ϕ は a 軸と磁場の間の方位角、 C_n は核比熱による寄与を表す。 $|\theta|$ が 30 度以下の磁場角度範囲で超伝導の異常な抑制を示唆する顕著な比熱の上昇が観測された。一方、比熱の ϕ 依存性に明確な異常は検出されなかった。

制は、スピン三重項超伝導体でよくみられるパウリ常磁性効果（スピンが磁場方向に偏極し、対を組む相手がなくなることによる対破壊効果）と良く似ているが、NMRの実験結果は UPt_3 ではパウリ常磁性効果による対破壊は起きないことを支持しており、そのメカニズムは明らかになっていない。良く似た起源不明の H_{c2} の抑制は別のスピン三重項超伝導体の有力候補 Sr_2RuO_4 でも報告されており、スピン三重項超伝導体で共通してみられるこれらの現象の起源は重大な問題となっている。また、超伝導ギャップ構造の特定もスピン三重項対の形成メカニズムを紐解く上で重要な課題である。最近行われた回転磁場中熱伝導率測定では、 c 軸中心に2回対称のギャップ構造を有する可能性が報告され、大きな注目を集めている。

東京大学物性研究所のメンバーを中心とする研究グループは、上記の問題の解明に繋がる新たな手掛かりを得るため、 UPt_3 の比熱の磁場方位依存性を徹底的に調べあげた。その結果、 c 軸から30度以内の角度範囲に磁場を印加した際に超伝導が異常に壊れやすくなっていること、および熱伝導率測定で報告された超伝導ギャップ異方性が比熱測定では奇妙なことに観測されないことを明らかにした。これらの成果は、日本物理学会が発行する英文誌 *Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)* の2013年2月号に掲載された。

比熱は、熱伝導率と同様に、対形成をしていない伝導電子（準粒子）の状態密度を低温で検出することが可能な量である。一般に、温度や磁場が上昇すると一部の電子対が破壊されて準粒子状態密度は増加する。この準粒子状態密度の温度・磁場・磁場方位に対する変化は対破壊効果や超伝導ギャップ異方性と密接に関係するため、比熱や熱伝導率測定からそれらに関する重要な情報を得ることができる。

ac 面内で回転させた磁場中で行われた UPt_3 の比熱測定の結果、磁場方向が c 軸から30度以内のときに比熱が顕著に上昇することが明らかになった。この結果は、上記の角度範囲の磁場下で超伝導が異常に壊れやすくなっていることを示しており、通常の軌道効果（磁場中で電子対が運動することによる対破壊効果）とは別の対破壊効果が働いていることを明確にしている。超伝導が異常に抑制される条件が高精度に決定されたことにより、今後 H_{c2} 抑制のメカニズム解明に向けた新たな研究の展開が期待される。さらに c 軸中心の回転磁場中で行った比熱測定の結果、2回対称の振動が検出された熱伝導率測定の結果とは異なり、ギャップ異方性を反映した目立った比熱の変化は観測されないことが明らかになった。熱伝導率測定と一見矛盾する結果が得られた理由は今のところ分かっていないが、複数のバンドで異なるギャップ異方性を有する可能性など UPt_3 超伝導の重要な側面を映し出していることが考えられる。

以上のように、本研究結果は UPt_3 の超伝導に未だ多くの謎が含まれていることを浮き彫りにしており、その全貌解明に向けた重要な手掛かりになるものとして研究者の注目を集めている。

原論文

Anomalous Field-Angle Dependence of the Specific Heat of Heavy-Fermion Superconductor UPt_3

S. Kittaka, K. An, T. Sakakibara, Y. Haga, E. Yamamoto, N. Kimura, Y. Ōnuki and K. Machida: *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** (2013) 024707.

〈情報提供：橘高俊一郎（東京大学物性研究所）

榊原俊郎（東京大学物性研究所）

町田一成（岡山大学大学院自然科学研究科）〉

応用物理 第82巻 第4号 (2013年4月号) 予定目次

特集：半導体

巻頭言：IV族系半導体エレクトロニクスの歴史に学ぶ教訓と将来……菅野卓雄
 総合報告：シリコントランジスタのあゆみと将来……若林 整
 解説：ダイヤモンドパワー半導体へ向けた開発状況……鹿田真一
 最近の展望
 シリコンパワーデバイスの技術動向と展望……高橋良和, 他
 シリコンプラットフォーム上光電子集積回路に向けた III-V/Ge デバイス技術……竹中 充, 高木信一

研究紹介
 3次元積層を可能にする Poly-Si MOS 駆動の相変化メモリ ……笹子佳孝, 他
 高分解能ラマン分光測定による最先端 LSI のひずみ評価 ……小椋厚志, 小瀬村大亮
 太陽電池用超高品質シリコンバルク多結晶の実現に向けて ……宇佐美徳隆
 超高品質 SiC 溶液成長 ……宇治原 徹, 他
 基礎講座：薄膜エキタピシの基礎 ……西永 頌

誤解されているブラケット—共役演算子をめぐって

北野正雄 (京大院工)

Diracによるブラケット記法は、量子論における標準言語として広く用いられている。彼自身が著した教科書¹⁾の冒頭付近で、その原理と使い方が系統的かつ要領よく説明されている。基底に依存しない記述が可能、固有値が離散、連続どちらの場合も統一的に扱える、式の見通しがよく計算が簡単になるなどの利点をもつ、非常に優れた記法である。

現在では、量子論に関連する文献の多くはブラケット記法を採用している。しかし、書店の棚に並んでいる学部生向けの量子論の教科書を眺めてみると、ブラケット記法を系統的に扱っているものは意外に少ない。本稿では、初学者には少し難しいという配慮以外に、ブラケット記法の普及を妨げる原因となっている「誤解」の存在を指摘したい。

話を具体的にするために、「誤解」が最も典型的に現れている例をあげよう。有名な教科書²⁾の第4章に、ブラケットを用いた表式 $\langle \psi | \hat{A} | \chi \rangle$ について、「演算子 \hat{A} が自己共役(エルミート)ならば、ケットに作用すると見てもよいし、ブラに作用すると見てもよい。Diracの記号法が力を発揮するのは、こういうときだ。」^{*1}

と書かれている。もし、これが事実なら、ユニタリ演算子や生成/消滅演算子のように、エルミートでない演算子の場合、ブラケット記法には何か不都合が生じるのだろうか。文献2において、その前後を調べてみると、共役演算子の扱いについて誤りがあることが分かる。その結果として、上記の不可解な結論が導かれているのである。197ページの最後の行から数行を引用する：

「ケット $\hat{A}^\dagger |\psi\rangle$ に共役なブラを $\langle \psi | \hat{A}^\dagger$ または $\langle \hat{A}^\dagger \psi |$ と書けば、先の

$$\begin{aligned} \langle \psi | \hat{A} | \chi \rangle &= \langle \psi | \hat{A}^\dagger | \chi \rangle \\ &= (\langle \chi | \hat{A}^\dagger | \psi \rangle)^* \quad (4.2.6) \end{aligned}$$

と書けることになる。あるいは $\langle \psi | \hat{A} | \chi \rangle = \langle \hat{A}^\dagger \psi | \chi \rangle = \langle \chi | \hat{A}^\dagger \psi \rangle^*$ 。

すぐ発見できる誤りは、 $\hat{A}^\dagger |\psi\rangle$ に共役なブラを $\langle \psi | \hat{A}^\dagger$ としている点である。正しくは $\langle \psi | \hat{A}$ であり、式(4.2.6)の中央の表式は $\langle \psi | \hat{A} | \chi \rangle$ に書き直す必要がある。

不思議なことに、並行的に導入されている、もう一つの表現 $\langle \hat{A}^\dagger \psi |$ を用いた記述の方は間違っていない。式(4.2.6)の次の行の式

$$\langle \psi | \hat{A} | \chi \rangle = \langle \hat{A}^\dagger \psi | \chi \rangle \quad (1)$$

は、内積記法における共役演算子の定義： $(\psi, \hat{A}\chi) = (\hat{A}^\dagger\psi, \chi)$ を踏襲する「折衷記法」で書かれている。これは、ブラケットの中に演算子を入れることを許す記法であり、共役演算子の導入部分などにおいて、よく使われている。³⁾

なぜ、折衷記法には見られない誤りが通常のブラケット記法に生じたのだろうか。それは、式(1)を不注意に通常のブラケット記法に移して、 $\langle \psi | \hat{A} | \chi \rangle = \langle \psi | \hat{A}^\dagger | \chi \rangle$ としているからだと思われる。この誤った式を根拠にして、演算子 \hat{A} がエルミート、つまり $\hat{A}^\dagger = \hat{A}$ の場合にだけ、波括弧をはずして、 $\langle \psi | \hat{A} | \chi \rangle$ と表記できるとしている。そして、こういうときにブラケット記法が力を発揮できるというのである。しかし、正しい式は $\langle \psi | \hat{A} | \chi \rangle = \langle \psi | \hat{A} | \chi \rangle$ であって、エルミート性にかかわらず、常に $\langle \psi | \hat{A} | \chi \rangle$ と表わすことができる。Diracの記号法の有効性に留保をつける必要はないのである。

ところで、教科書におけるブラケット記法の扱いは大まかに3つの流儀に分かれる：(a)ブラケット記法をDiracのオリジナル通りに使う⁴⁾；(b)ブラケット記法を使うが、共役演算子の導入部などにおいて、内積との折衷記法を用いる³⁾；(c)ブラケット記法を避

け、波動関数や行列を用いた記法(成分表示)を主に使う。現在、日本の教科書では(b)と(c)が大半をしめ、特に初学者向けのものは(c)がほとんどである。実際、文献2においても、4章以外の章は、(b)や(c)の流儀で書かれている。ブラケットは内積の別記法、特に関数の内積の短縮記法や行列要素の表現手段という軽い扱いを受けている場合が多い。摂動法だけブラケットという場合もある。また、数理的な教科書では、ヒルベルト空間論の応用という立場から、内積記法 $(\psi, \hat{A}\chi)$ や $\langle \psi, \hat{A}\chi \rangle$ が主に用いられる。なお、(a)のタイプの教科書で学んだ人には「誤解」の心配はないと思われるが、本稿でオリジナル記法の優位性を再確認されたい。

本来のブラケット記法が普及しない理由として、次のようなシナリオが考えられる：(i)便利に見えるブラケットをとりあえず使いはじめる；(ii)しかし、共役演算子の導入部などで、上記の例に見られるような「誤解」や類似の思い違いによって混乱する；(iii)対策として、折衷記法を導入したり、使用法の限定によって混乱を回避する、あるいはブラケットをあまり使わないようにする。

内積との折衷記法は、必ずしもよい記法ではなく、ディラックの教科書¹⁾でも使われていない。ブラケット記法は「内積構造」よりも「双対構造」に適合するようデザインされている。ベクトルにスカラー(複素数)を線形的に対応づけるものが線形汎関数であり、線形汎関数全体を元のベクトル空間に対する双対空間とよぶ。⁵⁾ 双対は内積より原初的な構造であり、内積の有無にかかわらず、線形空間に自動的に付いてくるものである。

量子論に即していうと、状態空間 \mathcal{H} の要素であるケット $|\chi\rangle$ に対して、複素数 $\psi(|\chi\rangle)$ を線形的に割り当てる関数 $\psi(\mathbb{L})$ が線形汎関数であり、その集合である双対空間がブラの空間 \mathcal{H}^* である。 $\psi(\mathbb{L})$ を $\langle \psi |$ と表わすことで、 $\psi(|\chi\rangle) = \langle \psi | \chi \rangle$ と表記するのがDirac¹⁾(p.24)の優れたアイデアである。一方、内積 $(|\psi\rangle, |\chi\rangle)$ はケット間の演算であり、双対空間は陽には現れ

*1 198ページ、下から11行目。抜粋部分だけで意味が通るよう一部書き換えた。また、無限次元の場合、自己共役とエルミートは厳密には区別すべきであるが文献2にもあるように、ここでの議論には影響しない。

ない。

本来別物である、 \mathcal{H} と \mathcal{H}^* の要素の間に、1対1の(反線形的な)対応関係、すなわち共役関係を導入すると、その結果としてそれぞれの空間に内積が定義される。ブラケット記法においては、中身が同じブラとケットが互いに共役というのが暗黙の了解であるが、共役関係を明示的に表したい場合には $|\psi\rangle = \langle\psi|^\dagger$, $\langle\chi| = |\chi\rangle^\dagger$, あるいは $|\psi\rangle \leftrightarrow \langle\psi|$, $\langle\chi| \leftrightarrow |\chi\rangle$ と書けばよい。

内積は $(|\psi\rangle, |\chi\rangle) := \langle\psi|\chi\rangle$, $\langle\psi| = |\psi\rangle^\dagger$ によって定義される。文献2でも、Dirac¹⁾(p. 26)にしたがって、共役関係を内積に先だてて導入している。逆に、 \mathcal{H} 上の内積から、共役関係を定義することもできる。つまり、 $(|\psi\rangle, |\chi\rangle)$ を $|\chi\rangle$ に対する汎関数と見たものを $\langle\psi|$ とするのである。これはよく用いられる方法であるが、ブラケット記法との整合性は悪い。

双対空間を導入した場合、演算子 \hat{A} は \mathcal{H} 上の演算子、 \mathcal{H}^* 上の演算子という2重の意味を担うことになる。後者は前者の「双対演算子」とよばれる。これらは同じ文字で表されているが別物である。しばらく、 \hat{A} , \hat{A}^\dagger のように区別しよう。両者の間には、 $\langle\psi|\hat{A}|\chi\rangle = \langle\psi|\hat{A}^\dagger|\chi\rangle$ が成り立つ。文献2の間違ひは、 \hat{A} を慌てて \hat{A} の「共役演算子」だと思ったことにある。

もう少ししていねいに見ておこう。表式 $\langle\psi|\hat{A}|\chi\rangle$ は $|\chi\rangle \in \mathcal{H}$ に対する線形汎関数と見なせるので、 $\langle\psi| \in \mathcal{H}^*$ を選んで $\langle\psi|\chi\rangle$ と表せる。この $\langle\psi|$ は $\langle\psi|$ に線形的に依存するので、 \mathcal{H}^* 上の演算子 $\hat{A}^\dagger: \langle\psi| \mapsto \langle\psi| = \langle\psi|\hat{A}^\dagger$ が定義できる。これが双対演算子である。ここまでは内積は関係しない。このブラ間の関係に対応するケット間、すなわち、 $|\psi'\rangle = \langle\psi'|^\dagger$ と $|\psi\rangle = \langle\psi|^\dagger$ の関係に書き直したものが、 $|\psi'\rangle = \hat{A}^\dagger|\psi\rangle$ である。 \hat{A}^\dagger は \mathcal{H} 上の演算子である。ここではじめて共役関係、すなわち内積が関係してくる。同様にして、 \mathcal{H}^* 上の \hat{A}^\dagger も得られる。このように双対構造を考える場合、矢印なしでは2つに見える、4種類の演算子 \hat{A} , \hat{A}^\dagger , \hat{A} , \hat{A}^\dagger が登場する。内積記法や折衷記法の場合は、 \hat{A} , \hat{A}^\dagger の2種類しか現れない。

使っている人が何となく満足してし

まっている内積との折衷記法は $\langle\hat{A}\psi|\chi\rangle$ のように、演算子をブラやケットの中に入れることを許す。しかし、 $\langle\hat{A}\psi|\hat{B}|\hat{C}\chi\rangle = \langle\psi|\hat{A}^\dagger\hat{B}\hat{C}|\chi\rangle$ のような、演算規則を余分に追加しなければならない。ブラやケットにはその中身を自由に工夫できるという、ひそかなメリットがある： $|x, t\rangle$, $|\text{元気な猫}\rangle$ 。しかし、折衷記法はその自由度と両立しない。また、本来のブラケット記法との混用は誤解や混乱の原因になりやすい。そもそも、双対構造に内積構造を接木する折衷記法は合理的ではなく、美しさに欠ける。

折衷記法が好まれる場面として、波動関数 $\psi(x)$, $\chi(x)$ の微分演算子を介した内積の式

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \frac{d\chi}{dx} dx = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\psi^*}{dx} \chi dx \quad (2)$$

がある。微分演算子を d と表すと、折衷記法では $\langle\psi|d\chi\rangle = \langle d^\dagger\psi|\chi\rangle = -\langle d\psi|\chi\rangle$ となる。反エルミート性 $d^\dagger = -d$ を用いた。^{*2}一方、ブラケット記法では、 $|\psi\rangle^\dagger(d|\chi\rangle) = \langle\psi|(d|\chi\rangle) = (\langle\psi|d)|\chi\rangle = (d^\dagger|\psi\rangle)^\dagger|\chi\rangle = -\langle d\psi\rangle^\dagger|\chi\rangle$ である。この式変形がうまくできず、ブラケットを投げ出すケースも多い。後者の方が複雑に見えるが、それは、もとの式が内積的表現だからである。これらの式は、ブラケット記法では1つの式 $\langle\psi|d|\chi\rangle$ に集約されている。

逆に、 $\langle\psi|\hat{A}\hat{B}|\chi\rangle$ に相当する $\langle\psi|(\hat{A}\hat{B}|\chi\rangle) = (\langle\psi|\hat{A})(\hat{B}|\chi\rangle) = (\langle\psi|\hat{A}\hat{B}|\chi\rangle)$ を内積的に表すと、 $\langle\psi|\hat{A}\hat{B}|\chi\rangle = \langle\hat{A}^\dagger\psi|\hat{B}|\chi\rangle = \langle\hat{B}^\dagger\hat{A}^\dagger\psi|\chi\rangle$ となつて、表現の冗長性のため見通しが悪くなる。折衷記法にはない、シンプルな「結合則」がブラケット記法のパワーの源の一つとってよい。

もう一つのメリットは、演算子を $|\psi\rangle\langle\chi|$ の形の和として表せることである。つまり、 \mathcal{H} 上の演算子を $\mathcal{H} \otimes \mathcal{H}^*$ の要素と見なすことが自然にできる。また、ブラケット記法において大活躍する「1の分解」 $\hat{1} = \sum_i |e_i\rangle\langle e_i|$ も導入できる。

^{*2} 微分演算子は $\hat{d} = \lim_{a \rightarrow 0} (\hat{D}(a) - \hat{1})/a$ 。ここで、 $\hat{D}(a)$ は距離 a の移動を表すユニタリ演算子であり、 $\hat{D}^\dagger(a) = \hat{D}^{-1}(a) = \hat{D}(-a)$ を満たす。これらから、反エルミート性 $\hat{d}^\dagger = -\hat{d}$ を示すことができる。運動量演算子 $\hat{p} = -i\hbar\hat{d}$ はエルミートである。

さて、演算子 \hat{A} に対する固有値 a の固有ケットを $|a\rangle$ と表すのは便利な書き方である： $\hat{A}|a\rangle = a|a\rangle$ 。しかし、その共役ブラ $\langle a| (= |a\rangle^\dagger)$ の解釈にあたって注意が必要である。 \hat{A} がエルミートなら、 $\langle a|$ は \hat{A} (正確には \hat{A})の固有値 a の固有ブラでもある： $\langle a|\hat{A} = a\langle a|$ 。ところが、 \hat{A} がエルミートでない場合は、一般にこの性質は成り立たない。状況を確認するために、 \hat{A} の固有値の全体を $\{a_i\}$ ($i=1, 2, \dots$)とし、対応する固有ケットからなる、直交とは限らない基底を $\{|a_i\rangle\}$ とおく。その双対基底 $\{\langle a_i|\}$ は、 $\langle a_i|a_j\rangle = \delta_{ij}$ を満たすブラからなる。双対基底は内積、あるいは共役関係とは独立に定義されるものであり、一般に $\langle a_i| \neq |a_i\rangle^\dagger$ である。これらを用いて、演算子は $\hat{A} = \sum_i a_i |a_i\rangle\langle a_i|$ と表現できる。 $|a_i\rangle$ と $\langle a_i|$ がそれぞれ \hat{A} の固有値 a_i ($= a_i^\dagger$)の固有ケット、固有ブラであることが分かる。また、共役演算子 $\hat{A}^\dagger = \sum_i a_i^* |a_i\rangle\langle a_i|$ の固有値 a_i^* の固有ケット、固有ブラがそれぞれ、 $|a_i^\dagger\rangle$, $\langle a_i|$ である。4種類の固有ベクトルが関係している。

このように双対構造を陽に扱う場合、ブラケット記法が有利である。ただし、 \hat{A} が正規(normal)演算子、すなわち、 $[\hat{A}^\dagger, \hat{A}] = 0$ の場合は、 $\{|a_i\rangle\}$ を正規直交にできるので、共役関係を利用して双対基底 $|a_i^\dagger\rangle = \langle a_i|$ が構成できる。そして、 $\hat{A} = \sum_i a_i |a_i\rangle\langle a_i|$ のように、添字の上下の区別はなくなり、双対構造は見えにくくなる。正規演算子にはエルミート演算子、ユニタリ演算子が含まれる。特に、エルミートの場合は固有値 a_i が実数になる。

一般的にいって、ブラケットは内積記号を少し変形したものにすぎないと見なされている。Diracが教科書¹⁾で多くのページを割いて説明しているにもかかわらず、ブラ空間(双対空間)やブラに後ろから作用する演算子(双対演算子)、あるいは共役関係の積極的な意味を深く考えないで、計算ルールを半ば経験的に習得して運用しているのが現状であろう。ブラケット記法は、それを裏打ちしている双対構造を意識しながら学ぶべきである。初学者に双対空間という抽象的概念を教えることには抵抗があるかも知れない。し

かし、双対は線形代数をはじめとする数学において、当然扱われるべきテーマであり、物理でも、固体物理における逆格子ベクトル、相対論におけるテンソル(下添字成分)などとして登場している。したがって、双対空間の典型例であるブラ空間を手順を追って、ていねいに説明しておくことは、教育上有意義であろう。

本稿が、ブラケット記法にまつわる

「誤解」を解消し、Diracの記号法の本来の力を取り戻すきっかけとして役立つべきである。

参考文献

- 1) P. A. M. Dirac 著、朝永振一郎、他訳：『量子力学 原著第4版』(岩波、1968) 第II章。
- 2) 湯川秀樹、豊田利幸編：『現代物理学の基礎(第2版)3; 量子力学I』(岩波、1972) pp. 197-199. 復刻版が2011年に発刊された。
- 3) たとえば、中嶋貞雄：『物理入門コース6: 量子力学II』(岩波、1984) p. 234; 清水 明：

「新版 量子論の基礎」(サイエンス社、2004) p. 40.

- 4) たとえば、J. J. Sakurai 著、桜井明夫訳：『現代の量子力学 上』(吉岡書店、1989) p. 19; 猪木慶治、川合 光：『量子力学I』(講談社、1994) p. 177; 北野正雄：『量子力学の基礎』(共立出版、2010) p. 35.
- 5) S. MacLane 著、彌永昌吉監訳：『数学—その形式と機能』(森北出版、1992) p. 250.

(2012年8月16日原稿受付)

第52回生物物理若手の会夏の学校報告

柴崎 宏介 (北大院生命科学院)

1. はじめに

生物物理若手の会は、生物物理学会の後援の下、研究者の分野横断的な交流の活性化を目的とした、若手研究者の集まりです。生物物理若手の会には、生物を扱う人間のみならず、純粋に物理学や数学を専攻している方も多数おられます。

全国に関西(大阪+京都+神戸)、関東、中部、北海道の支部があり、各地方で、異なる研究室の若手研究者との人間関係を築く機会を増やす活動を行っております。

そして、年に一回、生物物理若手の会は、「生物物理若手の会夏の学校」を開催しております。

「生物物理若手の会夏の学校」(以降、夏の学校と記載させていただきます)は、生物物理分野とその周辺分野の若手研究者を全国から集め、分野横断的な議論と、異分野間の人脈の構築を促す合宿形式の勉強会です。

52回目となる2012年の夏の学校は、北海道支部が中心となって、8月31日~9月3日までの4日間、支笏湖ユースホテル(千歳市)において開催され、講師13名と3名の若手研究者によるご講演、約30名のポスター発表、参加者全員によるグループ討論が行われ、約60名の方にご参加いただきました。

2. 今までの夏の学校

例年、夏の学校は、生物物理および

周辺分野の著名な講師をお招きしたシンポジウム、若手研究者自身のポスター・口頭発表、毎晩続く自由参加形式の懇親会からなります。

夏の学校のテーマは、スタッフ同士が議論して決めます。今までに、「生物における運動とエネルギーの物理—実験と理論の調和—」(2011年)、「細胞への挑戦~Frontier Spirit」(2009年)、「脳の階層構造—細胞/神経回路/行動」(2008年)、「タンパク万博」(2005年)など、生命現象のほぼすべてを網羅するくらい多岐のテーマで、夏の学校が開催されてきました。

3. 今回の夏の学校で目指したもの

これに対し、私たち、2012年の夏の学校スタッフは、特定の現象に焦点を当てるのではなく、生物物理の存在意義と有用性を、参加者が実感できるような夏の学校を開催しようと考えました。

さらに、生物物理学とは「多様な分野で培われた知識・経験から、生命現象の各階層の物質科学的な理解と、各階層をつなぐ原理・原則を見出す」ことを目的とした学問であるため、多様な分野間交流に加え、実験技術の開発や知識の集積によって、年々求められる研究は移り変わっていくと私たちは考えました。

そこで、私たちは、次の生物物理学を担う若手研究者が、どのような新し

い研究を目指すべきか?を見出すきっかけを得ることができる夏の学校を目指し、「生物物理とは何か」を夏の学校のテーマに設定しました。

4. 当日の様子

8月31日のオープニングには、茂木健一郎先生(ソニーコンピュータサイエンス研究所)をお招きし、人の意識に対する研究アプローチについてご講演いただきました。茂木先生のご講演を通じて、参加者は、統計学では扱えない意識と生命の不思議さと、既存の生物物理にとらわれない自由な発想を学ぶことができたと思います。

9月1日のメインシンポジウムでは、池上高志先生(東京大学)、鈴木誠先生(東北大学)、諸熊奎治先生(京都大学)をお招きし、先生方のご視点から、次世代の生物物理学についての展望をご講演いただきました。さらに、ご講演いただいた展望について、参加者が先生方と積極的に議論する機会を設けるために「トランスレーション」という試みを行いました。トランスレーションとは、複数の参加者が講演を聞いた感想・意見を互いに発表して話し合い、そこで得られた意見を題材に、講師と講演内容(この場合、生物物理の展望)について議論するものです。

トランスレーションを実際に導入してみると、議論が白熱して時間内に収まらず苦勞しましたが、講師同士の討論、講師と参加者の熱い議論ができたと思います。

9月2日の分科会では、生物物理の多様性を尊重するとともに、講演内容について多面的な理解を促すために、2講演を1セッションとして座長を設



図1 茂木先生のご講演の様子。生物物理以外にも、社会現象に対する認知科学的な研究アプローチもご紹介いただき、講演中にも沢山の質問が寄せられました。



図3 分科会の1コマ：秋山先生のご講演の様子。秋山先生は、参加者に統計力学を実演しながら、研究に対する理解を深める講演をしてくださいました。



図2 「トランスレーション」にて、池上高志先生が参加者に向けて、生命の研究について熱いメッセージを投げかけてくださいました。



図4 夏の学校最後の日に撮影した集合写真。最前列に講師が座っていらっしゃいます。右から、杉山滋朗先生、秋山良先生、松木均先生、寺前順之介先生になります。

け、各セッションにテーマを設定する「座長制分科会」を導入いたしました。

分科会のテーマは、座長と講師の世話役であるオーガナイザーが、講師と話し合いながら決定します。今回の場合、テーマは講師の特色を活かした多様なものになりました：「細胞接着を生物・物理から観る」(米村重信先生+細川陽一郎先生)、「トップダウンとボトムアップの融合を探る」(稲垣直之先生+寺前順之介先生)、「DNAを究める、DNAを創る、DNAで創る」(岩井成憲先生+杉本直己先生)、「生命現象の影役者～水分子」(秋山良先生+松木均先生)。

座長、オーガナイザー、講師が趣向を凝らし、講演は魅力的なものになりました。参加者は、講演の比較を通じて、講演を多面的に理解するとともに、各講演間の位置づけを行うことができたと思います。

9月3日のクロージングでは、杉山

滋朗先生(北海道大学)にご講演いただきました。新しい科学技術を社会に導入するためには、専門外の人とどのようなコミュニケーションをとる必要があるかを、合成生物学を例にとり、ご講演いただきました。その後、参加者がグループ毎に分かれ、グループ内で議論して、意見をまとめて発表し、杉山先生と議論しました。

杉山先生は生物物理とは関係のない自然史学・科学コミュニケーションの分野の専門家です。杉山先生と対話することにより、コミュニケーションスキルを向上することができたと思います。

5. 今後の展望

各地方の生物物理若手の会は、日々異分野交流を促す活動を精力的に行っております。中でも、生物物理夏の学校は最大級のイベントです。

夏の学校のスタッフにとって、夏の

学校の運営、支部活動、自分の研究と両立させるのは大変なことも多々あります。

しかし、夏の学校の運営を通じて、現代の生物物理学の課題を自ら考え議論する機会、シンポジウムの企画・立案・運営に必要な異分野のメンバーと一緒に仕事をするスキル、そして異分野間の方々との人間関係が得られました。これらを活かして、生物物理学全体の発展に貢献していきたいと思えます。

さらに、夏の学校を通して研究に対する講師の情熱を直に感じ、若手研究者がより興味のある研究課題を見出す機会、生命科学を取り巻く多様な問題に思いを巡らす機会を得ることができました。これらは、若手研究者が将来自立して、主体的に研究を進め、優秀な研究者に成長する上で大いに役立つはずです。

生物物理分野には、物理学の知識と

考え方が必要とされている場面が多々あります。物理学会の皆様にも、生物物理若手の会に是非興味を持っていただければと思います。

また、今回の夏の学校開催中に、2013年の夏の学校を、香川璃奈(九段下病院)校長を中心として、東京で開催することを決定しました。来年以降も引き続き、若手研究者の研究交流が

活発に行われることを願ってやみません。

本研究会の開催にあたり、日本生物物理学会、京都大学基礎物理学研究所から多大なるご支援をいただきました。また、ご多忙の中、講演を引き受けてくださった講師の皆様、ご協賛いただいた企業の皆様、参加者の皆様、運営に協力してくださったスタッフの皆様、

生物物理学会の皆様および若手の会の皆様に、深く感謝いたします。

非会員著者の紹介

柴崎宏介氏：1984年東京生まれ。2009年日本大学薬学部卒。現在北海道大学生命科学院博士後期課程2年在籍。専門は生物物理学、物理系薬学。

(2012年10月17日原稿受付)

2012年度原子核三者若手夏の学校活動報告

嶋田健悟 (総研大)

川名清晴 (京大)

鈴木裕貴 (北大)

高橋将太 (京大)

1. 原子核三者若手夏の学校とは

原子核三者若手夏の学校は、素粒子論(理論)、原子核(理論および実験)、高エネルギー物理学(実験)分野の大学院生が全国から集い、毎年8月に200~300人規模で開催される、研究者としての素養を養うことを目的とした滞在型研究会です。歴史は古く、1955年の第1回から数えて2012年で第58回を迎えます。

本研究会では例年、第一線で活躍されている研究者の方を講師としてお招きした講義やレビュートーク、若手研究者としての参加大学院生による研究発表、そして若手同士の交流を深めるための各種企画が催されます。

以下では、2012年度の原子核三者若手夏の学校の活動について報告を行います。この報告を通じて、日本物理学会の皆様にこの分野の若手研究者達が将来活躍できる研究者になるべくどのような活動を行っているか、そして伝統ある夏の学校がどのように受け継がれているかを知っていただければと思います。

2. 2012年度活動報告

2012年度原子核三者若手夏の学校は、8月2日から7日までの計6日間、山梨県富士吉田市にあるホテルエバグリーン富士にて開催されました。こ

の場所での開催は2012年度が初めてとなりましたが、素粒子論パートには191人、原子核パートには79人、高エネルギーパートには30人が集まり、2003年度以来9年ぶりに参加者が300人を超えました。

夏の学校は毎年、大学院生自身の手で企画・運営されており、そのため若手研究者が研究運営のノウハウを身につける場にもなっています。2012年度は名古屋大学を中心に、総合研究大学院大学、東京工業大学、早稲田大学が夏の学校全体の企画・運営に関わる役職校を務めました。また各パートにも役職校が存在し、素粒子論、高エネルギーパートは京都大学が、原子核パートは北海道大学が中心となって準備が進められました。

ここからは、三者共通の活動について総研大の嶋田が、各パートの活動についてはそれぞれの役職校から、川名、鈴木、高橋が行います。

2.1 三者共通の活動

三者共通での活動は、夏の学校初日の三者共通講義、共通講義の講師を囲む会、2日目と4日目に行われたポスター発表、3日目のエクスカージョンおよび三者全体で行った懇親会です。

三者共通講義では、Kavli IPMUの松本重貴先生をお招きして、「暗黒物質研究の現状—暗黒物質の正体解明に向けて—」という題目で講義をしていた

いただきました。講義前半では、暗黒物質が存在していると考えられる理由と、暗黒物質が満たすべき条件を説明してくださった後、その条件の中から二つの非自明なものとして「現在の暗黒物質の質量密度の値が決まっていること」と「暗黒物質が安定であること」に着目し、これらを実現するいくつかの理論の構造について特に対称性の観点から議論されました。また講義後半では、暗黒物質が原子核に衝突した際に生じる反跳エネルギーを捕える「直接検出実験」について、そして宇宙空間における暗黒物質対消滅により生じるガンマ線、反陽子、陽電子、または宇宙の晴れ上がり時の暗黒物質対消滅による宇宙背景放射スペクトルの変化を捕える「間接検出実験」について、さらには暗黒物質の候補となる超対称粒子の加速器実験における検出に関して、LHC実験の現状と絡めて解説していただきました。暗黒物質を専門としない学生にも分かりやすいように丁寧にお話ししていただき、また専門の学生からの一歩踏み込んだ質問にも詳しく答えていただきました。

共通講義後に行われた松本先生を囲む会には、初日夜にも関わらず160人を超える三分野の若手研究者が参加し、松本先生と共にお酒を飲みながら、研究についての議論や歓談などで大変盛り上がりしました。

例年、パート毎に行ってきたポスター発表ですが、2012年度は初めて三者合同で行いました。同じ専門分野の若手同士の活発な議論はもちろんのこと、普段詳しく聞くことのできない他分野の研究について、じっくりと理解を深める時間が持てたことと思います。三者若手夏の学校の特色を十分に生か

した活動になったのではないでしょう
か。

2012年度の開催場所は富士山の麓
にあったため、エクスカージョンでは
「樹海散策ツアー」と「鍾乳洞見学ツア
ー」が企画され、学生はどちらか一方
を選択し参加しました。その日の夜に
行われた懇親会にはほぼ全ての参加学
生が出席し、分野を問わずこれだけ多
くの若手研究者と知り合える、この貴
重な機会を存分に楽しみました。

2.2 素粒子論パート

2012年度の夏の学校の素粒子論パ
ートでは、朝8時45分から夜の10時
まで、講師の方々による講義や学生に
よる研究発表会、講師の方を囲んでの
懇親会などが企画され、とても内容の
濃い6日間となりました。

まず、夏の学校の「講義」について
少し説明させていただきますと、これ
は毎年研究の最前線でご活躍されてい
る先生方をお招きし、先生方の研究内
容やそれに関係したトピックスについ
て、あまり専門的な知識を仮定せずに
学生向けに講義をしていただくという
ものです。その主な目的としては、も
ちろん講義内容自体を理解することも
一つの目的なのですが、それよりも修
士課程に入ったばかりの学生や若手の
研究者に対して研究の雰囲気や熱気を
肌で感じてもらい、自らの研究に生か
してもらおうことを目的としています
(これは夏の学校を通じても言えるの
ではないでしょうか)。2012年の素粒
子論パートの講義は、京都大学の吉田
健太郎氏、新潟大学の伊藤克美氏、そ
して富山大学の兼村晋哉氏の3人をお
招きし、それぞれ大きく分けて「弦理
論」・「場の理論」・「現象論」の内容
について講義してくださいました。吉田
氏はタイトルが「ゲージ理論と重力理
論の双対性」ということで、弦理論・
超対称性ゲージ理論の基礎的なことか
らAdS/CFT対応の話まで、ホワイト
ボードを使って丁寧に解説していただ
きました。私の身の回りでもこのト
ピックスについて勉強してみたいとい
う人は多く、弦理論を勉強し始めた学
生にとっても分かりやすい講義でした。
伊藤氏の講義は「厳密繰り込み群と場
の理論の対称性」というタイトルで、

場の理論の枠組みの中では必要不可欠
な繰り込み群について、イジングモデ
ルを例とした統計力学的な話から場の
理論の繰り込み群の話まで、詳しく解
説していただきました。大学などでの
場の理論の講義は、講義時間の関係な
どで「繰り込み群」についてはさらっ
としか触れられないことも多く、今回
このようにたっぷり時間をかけて話を
聞いたのは、私を含め修士の学生には
貴重な講義となりました。兼村氏の
講義は「電弱対称性の破れとテラスケ
ールの新物理学」というタイトルで、
ヒッグスの物理について標準模型にお
けるヒッグスからそれを超えた模型で
のヒッグスについて、理論的な側面
のみならず実験との関わりも含めて講
義してくださいました。特に2012年は、
夏の学校のちょうど一か月ほど前に
CERNでヒッグス粒子らしきものが見
つかったという報告もあり、とてもタ
イムリーな内容となりました。この粒
子が本当にヒッグス粒子であることが
断定されれば、これで一応標準模型は
一つの区切りを迎えることになるので
すが、兼村氏の講義はそれを超えた物
理での様々なヒッグス模型について話
が及んでおり、将来的に現象論を目指
す学生のみならず、弦理論の研究者に
とっても刺激的な講義だったのではな
いでしょうか。

3日、5日、6日の夕方6時半からは、
学生達が自らの研究内容や興味あるト
ピックスについて発表する研究会が行
われました。この研究会というのは、
まだ自分の研究分野やテーマが決まっ
ていない学生や、「これを勉強してみ
たい!」と思っている学生にとっては
絶好の機会になると、私は今回初参加
してみて感じました。というのも、私
自身研究会で発表させていただくこと
になり、発表のためにたくさんの文献
を調べたり、「どうやったら分かりや
すく説明できるだろうか」とあれこれ
試行錯誤したことが、自分の研究を始
める上でとてもよい経験になったから
です。2013年も修士の学生をはじめ、
多くの若手にぜひこの研究会に発表者
として参加してほしいと思っています。
2012年の研究会の様子ですが、口頭
発表者が27人、ポスター発表が20人

で、内容としては弦理論・現象論・宇
宙論など分野にとらわれず幅広い内容
となりました。発表時間内に答えきれ
なかった質問について、懇親会などで
個別に学生同士議論し合っている様子
も見られ、とても雰囲気の良い研究会
でした。

最後に個人的な感想になってしま
いますが、今回この夏の学校を通し、全
国の同年代の研究者の人達と少しの間
ですが一緒に寝食をともにし、親交を
深めることができたのは私にとって大
変貴重な経験となりました。普段の大
学生生活では得られない研究者同士の横
のつながりを実感するというのも、夏
の学校の一つの意義なのではないでし
ょうか。

2.3 原子核パート

2012年度夏の学校原子核パートで
は、講師の方々による講義と学生によ
る研究会を2本の柱として、近年の例
にもれず質の高い充実した6日間を送
ることができました。

2012年は講師として吉田賢市氏(新
潟大学)、松井哲男氏(東京大学)、青
井考氏(RCNP)をお招きし、各々6時
間ずつ、密度の高い講義をお聞かせい
ただきました。はじめに、吉田氏から
は「密度汎関数法に基づいた原子核集
団運動の微視的理論」というタイトル
でお話をいただきました。講義では、
広い質量数領域にある原子核の静的お
よび動的性質を微視的に記述できると
される密度汎関数理論の基礎にはじま
り、平均場における量子多体理論を振
り返りながら、いくつかの具体的な適
用例が紹介されました。こうして原
子核における密度汎関数理論に期待さ
れること一すなわち、さまざまな対称
性の自発的な破れに伴って核子多体系
に現れるエキゾチックな相構造の理解と、
理研RIBF等で行われる不安定核ビー
ム実験で研究可能となる重い中性子過
剰核における集団運動の記述—これら
現在の諸問題に対する有望なアプロ
ーチとしての密度汎関数法を学ぶことが
できました。また講義の終盤では、新
しい集団運動の発現可能性およびその
微視的メカニズムの探求という瑞々し
いテーマに触れることで、発展の可能
性に満ちた密度汎関数法への興味を強

く引き立てられました。次に、松井氏からは「極限状態の核物理：その歴史から何を学ぶか」という題目で講義をしていただきました。本講義では、1950年代以前の宇宙線による中間子多重発生の研究からはじまり、素粒子・原子核物理学の深化や加速器実験の進展とともに、研究の課題や目標の大きな移り変わりを丁寧を追っていきました。そして講義が進むにつれ、これまでの研究の歩みを振り返り、その歴史から何を学ぶのか、それが今後の研究でどのように役立てられるのか、というテーマに議論が収斂していきます。2010年よりCERNのLHCによる重イオン衝突実験が始まり、高エネルギー原子核衝突を用いた物質の極限状態の研究がまた新しい節目を迎えようとしているいま、核物理学徒が何を目指してゆくべきかという大局を考える素晴らしい契機となりました。そして、青井氏からは「不安定核物理研究の最新の潮流」というテーマでお話していただきました。中性子数・陽子数がアンバランスな不安定核の研究が進展し、殻構造の変容や中性子ハロー核など、従来の原子核の理解をくつがえす構造が次々と見出されつつある近年、原子核の構造研究は新しい局面を迎えつつあります。というのも、こうした特異な構造の研究は、安定核の理解をより深く掘り下げる糸口ともなりうるからです。本講義では、日本で行われている研究の二つのフロンティアである理研RIBFでの不安定核構造研究と、阪大RCNPでの精密核研究についての議論を通じ、不安定核研究の推進と、そこに端を発する安定核研究の多角的な見直しとその成果に焦点が当てられていきます。実験核物理の観点から、不安定核研究と安定核研究とを俯瞰し、見つめ直すよい機会となりました。

いずれも刺激的な講義でしたが、学生同士で行われる研究会も、刺激という点では負けません。学生同士が各自の研究を発表する場としての夏の学校研究会は、同年代の若手研究者の研究内容を知り、自由に議論を行う好機となります。2012年も26人の発表者を迎え、各セッションでは若手同士の議論や講師の方からの的確な指摘が飛び

交う活発な研究会となりました。また、本研究会のはじめには、例年通り2人の若手研究者の方をレビュートーカーとしてお招きし、最先端の研究についてレビューしていただきました。永田桂太郎氏(広島大学)と石川貴嗣氏(東北大学)です。永田氏からは格子QCDシミュレーションによる有限密度QCDの研究について符号問題への取り組みを中心に、また石川氏からは光生成反応によるバリオン共鳴の研究について、それぞれ解説していただきました。原子核研究のフロンティアで活躍される若手お二人の講演は、参加学生たちにとって大きな刺激となりました。

同じ核物理を志す同年代の学生と交流し、研究内容を共有できる夏の学校という貴重な場で、2012年も6日間の非常に有意義な時間を過ごすことができました。これからの核物理の現場をつくっていく若手が集うこの貴重な機会が、今後も末長く続いていくことを確信しています。

2.4 高エネルギーパート

高エネルギーパートは、8月2日から6日の日程で開催されました。2011年度同様、他パートより1日短縮した日程です。参加者内訳は、東北大学、総合研究大学院大学、東京大学、首都大学東京、名古屋大学、奈良女子大学、京都大学、神戸大学から博士、修士学生ら合計30人です。

8月3日と4日には、石原安野氏(千葉大学)をお招きして宇宙ニュートリノ観測に関して、8月5日と6日には、宮川治氏(東京大学)をお招きして重力波検出に関して、各々6時間ずつ講義していただきました。また、8月3日と5日の午後には参加した学生によるポスター発表、夜には研究発表会が行われました。以下では、その大まかな雰囲気について報告します。

8月3日、4日の9~12時には、IceCube実験に参加されている、千葉大学大学院理学研究科粒子線物理学研究室の石原安野氏をお招きして、「宇宙ニュートリノ観測の今」と題して宇宙ニュートリノに関して講義していただきました。IceCube実験は、南極の大量の氷をニュートリノの反応標的と

して使い、宇宙からやってくるニュートリノを観測します。2012年6月のニュートリノ国際会議にて、超高エネルギー(PeV領域)ニュートリノに関する報告があり、興味を示す学生が多かったので、ぜひこの機会に話を聞いてみようと思い、夏の学校直前に急遽お願いし、お越しいただきました。宇宙ニュートリノの基本に始まり、IceCube実験の建設から解析まで詳しく講義していただき、他の宇宙ニュートリノ実験や、将来計画についても講義していただきました。また、南極での観測シフトの様子なども実体験を踏まえてお話していただきました。

8月4日、5日の9~12時には、KAGRA実験に参加されている、東京大学宇宙線研究所の宮川治氏をお招きして、「神岡地下からの重力波検出」と題して、重力波について講義していただきました。KAGRA実験は、岐阜県飛騨市の神岡鉱山地下に建設中の、大型低温重力波望遠鏡です。旧称LCGTと呼ばれていましたが、2012年1月に公募にて「KAGRA」という愛称が決定されました。重力波の生成機構や、その検出方法などの基本に始まり、過去に行われた宇宙観測の結果や、現在他の国で進行中の重力波観測実験、また、KAGRAの実証を兼ねた、TAMA300実験や、CLIO実験の成果を分かりやすく説明していただき、KAGRA建設の現状と今後の重力波検出実験のロードマップについて講義していただきました。講義の合間には、検出器開発の上で直面した困難とそれをどう乗り切ったかという苦労話も挟んでいただき、聴講していた実験屋の学生にとっては大変参考になったと思います。また、重力波の講義ということで、素粒子論パートなどからの参加者もあり、理論的部分からの質問が多かったことは我々にとってはとても刺激的でした。

研究会では12人、ポスター発表では8人の学生が、発表を行いました。発表者の参加している実験は高エネルギー加速器研究機構のBelle II実験、J-PARC加速器を使ったT2K長基線ニュートリノ振動実験やKOTO実験、また、暗黒物質探索や新しい半導体検出

器の開発と多岐にわたっていました。各々が、日頃の研究成果を分かりやすく発表しており、自身の参加していない実験についても幅広く知識を得る素晴らしい機会になりました。また、それらに対する活発な意見も交わされ、非常に有意義な研究交流の場となりました。

研究会後の講師を囲む会では、毎回大量のお酒を消費しつつ、他パートから遊びに来てくれる方もおり、分野を越えて皆和気藹々と親睦を深めています。

最後に、遠い所をお越しいただいた講師のお二方、および参加してくれた学

生の皆様、本当にありがとうございました。2013年度の高エネルギーパートは、参加学生の意見を反映し、さらに1日短縮して開催する予定です。少ない日数ではありますが、この場で得られる友人、経験、知識はとても貴重なものだと思いますので、ぜひぜひご参加ください。

3. 最後に

上記の活動を通じて、三分野の多くの若手研究者がそれぞれに知識を深め、さらに今後の研究活動で活かされるであろう若手同士の繋がりを得ることができたはずで、そしてこの夏の学校

が、物理学の今後の発展に貢献するものとなったと信じています。

2012年度原子核三者若手夏の学校は基礎物理学研究所研究会であり、基礎物理学研究所・素粒子論グループ・原子核談話会のご後援のもとに運営され、成功のうちに終わることができました。ありがとうございました。

非会員著者の紹介

川名清晴氏：1989年千葉県生まれ。2012年、京都大学理学部卒業。現在、同大学院の修士課程に在籍。専門は素粒子論。

(2012年10月9日原稿受付)

国際会議

第20回少数粒子系物理国際会議 FB20

相良建至 (九大理)

肥山詠美子 (理研仁科センター)

民井 淳 (阪大RCNP)

標記のFB20 (20th Int. IUPAP Conf. on Few-Body Problems in Physics) が2012年8月20日(月)–25日(土)に福岡国際会議場において開催された。この国際会議は3体問題をはじめ少数粒子系の様々な物理を議論する場として1959年の第1回London会議以来ほぼ3年毎に開催されてきた。1986年に第11回会議が東京–仙台で開催され、今回が日本で2度目の開催である。6年前に日本と中国が開催に名乗りを上げ国際投票で日本開催に決まった。

3核子系の数値計算は1970年代から始まり、その後3体問題の厳密計算法の開発・発展が進んできた。その計算法が今や4体系から最近では10体系までに拡張され、さらにこの計算法の枠組みが、不安定核物理、クラスター物理、ハイパー核物理、原子・分子分野にまで広く用いられるようになった。初期のFB会議は少数核子系分野が主流であったが、この50年の間に上記の

ような分野からの参加者が増加していった。日本では現在、RIBFとJ-PARCの2つの大きな実験施設が稼働し始めており、不安定核物理やハイパー核物理は著しい発展段階にある。このような状況下において第20回FB会議(FB20)を開催した。

今回のFB20で発表されたテーマは、藤田–宮沢型以外の3核子力探索、3核子力の核構造への影響、不安定核における3体相関、QCDに基づいたバリオン間相互作用の研究、エキゾチックハドロン系の構造研究、ハイパー核構造研究、原子分子における3体計算と精密実験、等々であった。クォーク系~核子系~バリオン系~原子分子系における少数粒子系問題についての理論研究・実験研究が多数報告され、活発に議論された。和気あいあいとして盛況であった。とくに、会場周辺に外食施設が少ないために弁当を配布してロビーや会場の長テーブルで食べるよ

うにしたのだが、その昼食1時間半が交流と議論の場になった。参加者からも「実にいい会議だ」と喜ばれた。またバンケットでは特別な催しをせず、34人に浴衣を着て貰ったが大好評で盛上がった。

このFB20はIUPAP-Bタイプ(300人以上)の会議である。開催3ヶ月前には約350人の申込があり、約45名のキャンセルがあったものの、辛うじて300人をクリアし、安心した。サテライト国際ワークショップとしてWorkshop on strangeness nuclear physics (SNP12)が大阪電通大学において開催されたが、それ自体興味深い集まりであった上にFB20の参加者を増やすことにも大いに寄与して頂き、有り難く思っている。

日本入国ビザ発行や会場での受付業務では、理研・KEK・RCNPの事務スタッフに支援して頂いた。残念ながら九大ではこういうスタッフを確保できない。大きな研究所以外で国際会議を主催する際の難題の1つである。資金面でも大研究所から支援して頂いたが、福岡市からの支援250万円も有り難かった。この場を借りて感謝します。

(2013年1月7日原稿受付)

金森順次郎先生を偲んで 寺倉清之* (東工大)

物性物理学における重鎮であられた金森順次郎先生は2012年11月13日に、肝門部胆管癌により亡くなられた。享年82歳であった。先生がご病気のごことは、先生の強いご要望により、ご親族を除けばほんの数名の人にしか知らされていなかった。先生は非常に心の強い方であり、いかなるときにも、些かも弱いところを我々にお見せにならなかった。それは先生の美学であり、お亡くなりになるまでその美学を貫かれた。

先生は、1953年に大阪大学理学部物理学科を卒業後、翌年に同理学部に採用され1965年には35歳の若さで同教授に昇任された。その後、通算6年4か月もの理学部長を経て、1991年から大阪大学総長を6年間務められた。ご退官後は、国際高等研究所所長、続いて山田科学振興財団理事長を務めておられた。また、谷口シンポジウムの運営には約20年間にわたって貢献された。ご業績により、日本学士院賞を始め、多数の賞を受けておられる。

金森先生のご研究は、大阪大学理学部物理学科での2年生のとき(1952年)に永宮健夫先生の研究室に入られてからスタートした。1955年にAdvances in Physicsに出版された、永宮、芳田、久保による反強磁性体に関する総合報告の準備のために、数か月間にわたり関連文献の調査をされた。その過程で、磁性化合物の物性発現機構を定量的に解明すると同時に、その結果から一般性のある理論を建設するという基本方針を立てられ、生涯を通してそのように研究を進められた。金森先生の学位論文となったお仕事は、1957年にFeOとCoOについての詳細な理論解析の2篇の論文として発表された。当時は、固体においては軌道磁気モーメントが消失すると一般に考えられていたが、それがスピン・軌道相互作用を通して

磁氣的、構造的に重要な働きをすることを明らかにされた。その後、超交換相互作用の一般則、協力的Jahn-Teller効果の理論、電子相関の理論、二元合金での秩序相の安定性に関する不等式の方法と、独創的で歴史に残るお仕事を次々に発表された。Goodenough-Kanamori則と呼ばれる超交換相互作用の理論においては、種々の機構を包括する「則」と呼ばれるまでの一般化はひとえに金森先生によるものであり、Kanamori則がより適切である。

教授になられる直前にフリーデル(Friedel)のところに滞在しておられた間に、遷移金属中の不純物による磁性の変化を定量的に扱う理論の展開を志された。教授になられてから、学生や当時助手であった私と、金属における合金や不純物の磁性の研究を、モデルや、現在の第一原理計算につながる電子状態計算によって進められた。先生と共著で出した固体物理の教科書の序文に、アンダーソン(Anderson)の“More is different”を引用して、こうした個別の物質についての定量的な研究を進める哲学的意義を明確に述べておられる。

先生のお仕事の特徴は、物事の核心を捉えることと、類まれなスケールの大きさにある。物性物理の基盤を形成することに貢献されたお仕事であるから、論文が発表されて50年近い年月が経った今も、引用回数はますます増え続けているものが多い。まさに先生の優れた先見性を示している。国際高等研所長をされていた頃に書かれた「現代の呪縛」という小文で、本多光太郎先生のことについて、「本多先生は物理・化学・冶金学といった分野区分や基礎・応用の分類という呪縛にとられない自由闊達な研究を、原子から巨視的物質にまで展開された。」と述べておられる。これは金森先生ご自身についても言えることである。磁性についての先生の深い造詣は、基礎研



究から超強磁石の研究にまで強い影響を与えてきた。先生がお亡くなりになるほんの2週間前に行われた講演会において、最強磁石の開発者である佐川真人氏が「金森先生からはいつも有益な教示をいただいております、先生は私の最も尊敬するお方です」と言われたのを鮮明に記憶している。

先生は、物理に限らず、人の心も、世の中の情勢も、すべてにおいて鋭い洞察力と深い思慮をもって見ておられた。先生には茫洋とした大人の風格があると同時に、強い精神を軸にして全方位に柔軟であり、何物にも囚われることなく、どこにも隙がなかった。先生の柔軟さと隙のなさは、細かい手作業を好んでこなされるという微笑ましい一面にも見られる。お庭では花や野菜を丹念に手入れされ、特にブルーベリーの栽培の恩恵を受けた方は幾人もおられるであろう。何キログラムにもなるブルーベリーを栽培され、ご自身でそれを煮込んでジャムを作り、熱湯消毒した瓶に詰め、減圧して蓋をし、瓶の表面に“Kanamori farm”というレッテルを貼って、送ってくださっていた。

先生は、研究の上でも研究行政の上でも、多くの人々の心の支えであった。突然のご逝去の知らせに、多くの方は悲しみの前に戸惑いを覚えた。その後で、先生を失ったことが事実であることを痛恨の思いで認識し、深い悲しみに沈んだ。そうした多くの方々とともに、先生への心からの敬愛の念と感謝の気持ちをもって、ご冥福をお祈り致します。

(2013年2月15日原稿受付)

* 兼 北陸先端大、産総研

筒井 泉

量子力学の反常識と素粒子の自由意思

岩波書店, 東京, 2011, ix + 100p, 18 × 13 cm, 本体 1,200 円 (岩波科学ライブラリー 179)

[一般向]

ISBN 978-4-00-029579-6

谷村省吾 (名大院情報科学)

物理学における常識は何だろうか？物理の完全な理論ができたなら現実にあるものすべてに対して漏れなく理論的概念が対応すべしという「完全性」、物理的事象は遠方で起こる事象と無関係であるべしという「局所性」、物理的なものは観測される・されないにかかわらずありのままにあるはずだという「実在性」、物理量の値を乱さない観測方法を用いるなら測り方の状況によって物理量の値は変わらないはずだという「状況非依存性」などが素朴な常識と言ってよいだろう。ところが、これらの常識が量子力学の世界では通用しない、というのが本書のメッセージである。

本書の序章は量子力学のエッセンスを手際よく説明し、代表的な量子系としてスピン系を導入している。「スピンは上向き・下向きの2状態を取る」、「量子状態は重ね合わせられる」といった基本事項さえ把握できれば後に続く章も読めるようになっていく。

本題として、EPR パラドックス、ベルの定理、コッヘン-スペッカーの定理、自由意思定理が解説され、完全性・局所性・実在性・状況非依存性とい

った常識が次々に覆されていくところを読者は目の当たりにすることになる。スピン系の特性を活かした巧妙な装置を導入し(本書では「テレパシー装置」と呼んでいる)、思考実験をミステリー調の物語に仕立てて、量子力学の計算問題ができない人でも量子力学の不思議さがわかるように話が組み立てられており、楽しく読める。しかも、本書で取り上げられている題材はいずれも原論文をたとえ話に翻訳しただけのものではなく、パラドックスの本質を一層際立たせるように物理的設定を含めて改作されている。

自由意思定理とは大層な名前だが、「実験者に自由意思があるならば、素粒子にも自由意思がある」というコンウェイとコッヘンの主張である。しかし、そもそも彼らが掲げている「自由意思」の定義が妥当かという点が私には疑問である。もちろんこれは本書著者の責任ではない。こういう問題すら物理学の視野に入ってくるのが量子力学の奥深さだと見るべきであろう。

著者の筒井泉氏は、アノマラス・ゲージ理論の研究で顕著な業績を上げ、多様体上の量子力学・量子ゲーム理論



・B メソンにおけるベル不等式の破れなどの研究を通して、量子論の基礎について問題提起と示唆的な見解を発信し続けている。本書のような量子力学の基本的問題を語るには最適の人選と言えよう。

量子力学のパラドックスは、最近興隆している量子情報科学のアイデアの源泉でもあり、一部の物理学者の関心を惹いている。一方で、大多数の物理学者は、量子力学の哲学的問題などに煩わされることなく、量子力学のユーザーとして日々を送っている。しかし、物理学者が使い慣れているはずの量子力学にも基本的で深い謎があるのだから、「観測問題は陳腐で敬遠すべきもの」と思っている物理学者がいたら、そういう方こそ本書を通して量子力学の深層にある不思議に触れていただきたいと思う。

(2012年9月13日原稿受付)

を踏まえ、電子相関を取り込むための実用的な理論として密度汎関数法が第4章から紹介される。4章では、電子密度のみによる電子状態計算が原理的に可能であることを示したホーヘンベルク・コーンの定理とそれに基づく計算手法であるコーン・シャム法が解説され、問題点や様々な物性計算に対する適用性も議論されている。多電子問題を有効1電子問題に帰着するコーン・シャム法の根幹をなすのはその交換・相関汎関数(電子密度によるポテンシャル関数)であるが、第5、6章では、これまでに開発されてきた汎関数の特徴とその物理的な補正法がまとめられ

常田貴夫

密度汎関数法の基礎

講談社, 東京, 2012, ix + 236p, 21 × 15 cm, 本体 5,500 円 [専門・大学院向]

ISBN 978-4-06-153280-9

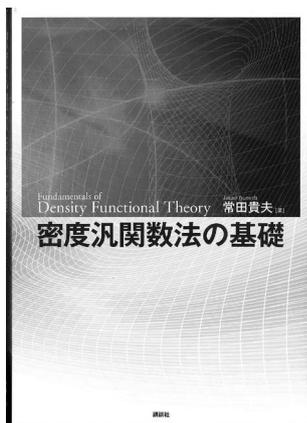
河野裕彦 (東北大院理)

本書は、電子多体問題の主要理論となっている密度汎関数法を、分子の電子状態を扱う量子化学の視座から論じた教科書である。歴史的背景と基礎の重要性に力点が置かれており、固体物理学の研究者にとっても有益であろう。

まず、第1章の量子化学の歴史と分子運動の量子論の概要に続いて、第2章では多体波動関数を変分的に求める

波動関数理論の原点であるハートリー・フォック法が歴史的経緯に沿って説明されている。第3章では、ハートリー・フォック法で無視されている電子相関の基礎を解説し、現代の量子化学理論が電子相関をどのようにに取り込み、化学のための実用的な理論として発展してきたかが紹介されている。

このような伝統的な量子化学の流れ



ている。とくに、著者らが開発した交換相互作用の短距離と長距離部分をそれぞれ一般的な交換汎関数とハートリ

ー・フォック交換積分で計算して組み合わせる長距離補正の有効性が自己相互作用補正とともに強調されている。

この2つの章を読み通すと、多様な汎関数のジャングルに迷い込んだ感もあるが、軌道エネルギーに関して厳密な意味づけが行われる第7章ですべてがつながり眺望が大きく開ける。全電子エネルギーが分数電子数に対して直線的に変化するという直線性定理が満たされれば、ヤナクの定理により、イオン化ポテンシャルと電子親和力がそれぞれHOMOとLUMOの軌道エネルギーの符号を変えた値に等しいというものである。そして、価電子軌道に対しては、長距離補正をすればこの直線

性定理が成り立つことが明確に示されている。この章はもっとも読み応えがあり、本書のハイライトといえよう。

もう少し詳しい説明が必要な図が散見され、説明が簡略化されてわかりにくいところもあるが、全体を通して著者の「現在の密度汎関数は化学（や物理）を量子論に基づいて演繹的に考え抜いた結果としての理論」という考えのもとによくまとめられている。この著書を、理論の背景を掴みたい計算ソフトウェアユーザーはもちろんのこと、多体問題のジャングルを切り拓く冒険心あふれる若い研究者に推薦したい。

(2012年10月2日原稿受付)

P. R. Berman and V. S. Malinovsky

Principles of Laser Spectroscopy and Quantum Optics

Princeton Univ. Press, New Jersey, 2011, xvi + 519p, 26 × 18 cm, \$95.00 [専門～学部向]

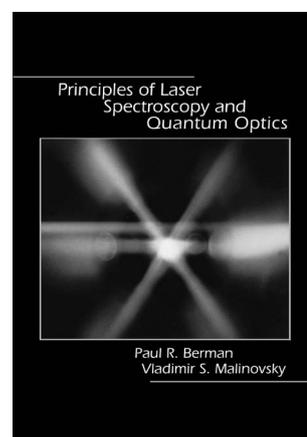
ISBN 978-0-691-14056-8

盛永篤郎 (東理大理工)

本書は2準位原子、3準位原子のレーザー分光・原子光学を量子光学の厳密な理論で記述した大学院生向けの教科書である。これまでの量子光学が、主に、電磁場の量子化による光の性質や状態、非線形光学現象、量子情報への応用を扱っていたのを補完する意図で書かれている。全部で21章からなり、1章から11章までが半古典論による記述、12章から21章が量子化された場による記述である。半古典論では、2準位原子と光の相互作用に密度行列を適用し、静止状態、運動状態でのドップラー吸収、原子へ及ぼす力とレーザー冷却、光ブロッホ方程式と線形吸収・分散、複数場中での飽和吸収、3準位原子と非線形分光・ラマン遷移、コヒーレント効果、光ラムゼー共鳴、そして原子光学と原子干渉計などを記述している。全量子論では、光の1次、2次コヒーレンスなどはもちろん、Cavity QED、光ポンピングと光格子、シシフォス冷却、光の散乱、エンタングルメント、スピンスクイーミングなど、レーザー分光に関する内容を積極的に取り上げている。反面、通常の量子光学の教科書で取り上げられる、超放射、

レーザー理論、双安定性、非線形光学、パルス伝搬や量子情報、またBECなどは含まれない。著者の1人Berman教授は、本書の内容の半分程度を大学院の量子力学コースの一環として、入門に継ぐ半期講義で扱うことを推奨している。学習しやすいように、各章末に問題と参考文献が十分与えられている。

評者は大学院修士の半期の授業で「レーザー分光学」を教えている。扱う範囲は難易度の差はあれ、本書の11章までの範囲である。霜田光一先生の『レーザー物理入門(岩波書店)』の7章以降に、レーザー分光の新しい話題を加えての授業である。レーザー分光学が実験技術とともに進展してきたことから、レーザー光源と“state of the art”の分光法を通して、如何に実験手法が開発され成果を得てきたかを教えている。一方、本書はレーザー分光を量子光学理論の題材・帰結として取り扱っている。実際、著者自身が述べているように、本書には実験データの図は一つも引用されていない。レーザー分光学という立場からはいささか違和感を覚えるものの、2準位原子や3準位原子のモデルで光との相互作用



を理論の立場から統一的に記述したことは見事という他ない。私自身は、今後とも実験の立場からレーザー分光学の授業を続けていくが、本書は、そのための理論的基盤となる。

以上のように、本書は、量子光学を学び始める大学院生ばかりでなく、レーザー分光の実験研究者にとっても、実際の現象を理解し新しい発展に繋げるための基盤になる本だと言える。

(2012年11月12日原稿受付)

本欄では物理に関する新著を中心に、隠れた良書や学会員にとって有意義な本などを紹介していきます。紹介書籍の表紙画像につきましては、出版社の許可を得られたもののみ掲載しております。

掲示板

毎月1日締切(17:00必着)、翌月号掲載。但し1月号、2月号は前々月の20日締切。修正等をお願いする場合があります。締切日よりなるべくお早目にお申込み下さい。書式は<http://www.jps.or.jp/book/keijiban.html>にありますので、それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は、e-mail: keijiban@jps.or.jpへお送り下さい。必ず Fax 03-3816-6208へも原稿をお送り下さい。Faxがありませんと、掲載できない場合がございます。HP掲載をご希望される場合は、上記URLの「2. ホームページ掲載」をご参照下さい。本欄の各項目の内容につきましては、本会は関与致しかねますのでご了解下さい。

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

1. 公募人員(職名、人数) 2. 所属部門、講座、研究室等 3. 専門分野、仕事の内容(1行17字で7行以内) 4. 着任時期(西暦年月日) 5. 任期 6. 応募資格 7. 提出書類(書類名の前に○印をつけ簡潔に、1行17字で6行以内) 8. 公募締切(西暦年月日、曜日) 9. ①書類送付先(郵便番号、住所、所属、担当者名) ②問合せ先(郵便番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等、必要と思われるもの。①と同じ場合は省略) 10. その他(1行17字で5行以内)

■高エネルギー加速器研究機構共通基盤研究施設教授

1. 教授1名
2. 超伝導低温工学センター
3. 共通基盤研究施設超伝導低温工学センターに所属し、本機構の研究計画推進に求められる超伝導応用、低温技術に関する先進的研究開発及び技術支援を担う。特に本機構(KEK)と欧州共同原子核研究機構(CERN)の合意に基づくCERN-LHC加速器アップグレード計画の為に超伝導磁石開発協力において中心的役割を担う。
4. 採用決定後早期
5. なし
6. 特になし
7. ○履歴書 ○研究歴及び業績リスト ○主要論文別刷5編以内 ○着任後の

抱負 ○推薦書又は意見書

8. 2013年4月22日(月)
9. ①305-0801つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事一係
②提出書類について: 同上 電話029-864-5118 jinjil_ml.post.kek.jp 研究内容について: 超伝導低温工学センター 山本 明 電話029-864-5459 akira.yamamoto@kek.jp
10. 本機構は、男女共同参画を推進しており、女性研究者の積極的な応募を歓迎。

■産業技術総合研究所研究職員

1. 下記の専門分野各1名
2. ナノシステム研究部門
3. ①熱電や断熱等の未利用熱エネルギー技術の開発 ②有用資源物質等の吸着・回収システムの開発 ③有害又は有用物質の回収に関する研究開発 ④システム・ナノテクノロジーの開発(ソフトマテリアルやナノコンポジット材料のシステム化)
4. 2014年4月1日
5. 5年(審査を経てパーマネント化可能)。但し専門分野②③は任期の定めのない枠も選択可
6. 博士号取得者(取得見込者含)
7. HP参照
8. 2013年4月26日(金)、但し複数の公募課題に応募する場合は4月12日(金)
9. ①305-8568つくば市梅園1-1-1 中央2 産総研採用委員会事務局 電話029-862-6282 Fax 029-862-6049 aist-koubou13-ml@aist.go.jp
②産総研ナノシステム研究部門部門長 山口智彦 電話029-861-9408 tomo.yamaguchi@aist.go.jp
10. 詳細は http://www.aist.go.jp/aist_j/humanres/02kenkyu/3_nanotech.html 参照。

■名古屋大学大学院理学研究科教員

1. 教授又は准教授1名
2. 素粒子宇宙物理学専攻
3. プラズマ物理学及びその周辺領域(熱核融合プラズマの基礎物理、太陽プラズマ、地球磁気圏の物理、宇宙線加速機構、ビーム物理、高強度場の物理等)。理論・実験不問。
4. できるだけ早期
5. なし
7. ○履歴書 ○研究業績リスト(原著、総説、学会発表別) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) 各1部 ○今迄の

研究内容 ○研究計画 ○希望する職種(教授又は准教授) ○推薦書又は意見書2通

8. 2013年4月26日(金)必着
9. ①464-8602名古屋市中種区不老町 名古屋大学大学院理学研究科物理学教室 神山 勉
②同教室 久野純治 電話052-789-2875 hisano_eken.phys.nagoya-u.ac.jp
10. 封筒に「素粒子宇宙物理学専攻教員応募書類在中」と朱書き書留で送付。応募書類不返却。物理学教室選考基準については<http://www.phys.nagoya-u.ac.jp/scholar/pub.html> 参照。

■富山大学大学院理工学研究部准教授

1. 准教授1名
2. ナノ・新機能材料学域ナノマテリアル・システムデザイン学系(工学部電気電子システム工学科)
3. 強誘電体物性工学。特に新素子開発を目指して結晶成長から物性・構造解析まで一貫した研究を積極的に推進できる方。
4. 2013年7月1日以降早期
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷 ○国内(際)学会での招待講演リスト ○受賞歴 ○科学研究費補助金採択状況及び他の競争的研究資金獲得実績状況(代表と分担の別及びその金額を明記) ○今迄の研究概要及び今後の教育研究に関する抱負(約2,000字) ○推薦書2通、自薦の場合は照会可能者2名の氏名、連絡先
8. 2013年4月26日(金)必着
9. 930-8555富山市五福3190 富山大学大学院理工学研究部電気電子システム工学科 中島一樹 電話076-445-6720 kazukin_eng.u-toyama.ac.jp
10. 詳細は<http://www.u-toyama.ac.jp/jp/employ/index.html> 参照。

■神奈川工科大学准教授

1. 任期制准教授1名
2. 基礎・教養教育センター物理系列
3. 力学、電磁気学、物理学実験等の物理系科目を担当。
4. 2013年9月1日以降早期
5. 5年、但し任期の更新又は任期の定めのない教員への変更もあり得る
6. 博士号取得者(取得見込者含)
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○所属学会及び社会における活動等 ○教育歴 ○研究に対する抱負 ○教育に対する抱負 ○推薦書 ○連絡先 ○主

要論文別刷(詳細は下記URL参照)

- 2013年4月30日(火)必着
- ①243-0292 厚木市下荻野1030 神奈川県工科大学「庶務担当部長気付(物理系列) 教員選考委員会」
②万代敏夫 電話/Fax 046-291-3076
bandai_gen.kanagawa-it.ac.jp
<http://www.kait.jp/recruit/>

■大阪大学大学院理学研究科物理学専攻助教

1. 助教1名
2. 物性物理学講座
3. 物性物理学実験: 高温超伝導体やその他強相関電子系の物性研究を田島教授と共に意欲的に推進し, 試料作製或いは分光実験にも取り組める方. 学部教育も担当する.
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者, 又は着任時迄の取得見込者
7. ○履歴書(最後に着任可能時期を明記) ○業績リスト ○研究業績概要(A4, 3頁以内) ○主要論文3編(別刷又はコピー) ○研究計画と教育についての抱負(A4, 3頁以内) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2013年5月7日(火)必着
9. ①560-0043 豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 山中 卓
②同専攻 田島節子 電話06-6850-5755 tajima_phys.sci.osaka-u.ac.jp
10. 封筒に「助教応募書類在中」と朱書き書類と併せそのPDFをCD-ROM或いはUSBメモリに記録し同封の上, 簡易書留で送付. 本学は男女共同参画を推進している.

■京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻助教

1. 助教1名
2. 物理学第二教室・宇宙線研究室
3. X線天文学(実験). 飛翔体を用いた高エネルギー天体の観測的研究, 及び宇宙X線検出技術の開発研究.
4. 決定後早期
5. なし
7. ○履歴書(顔写真, e-mail, 着任可能時期を明記) ○研究業績リスト ○主要論文別刷3編以内(コピー可, 各2部) ○研究業績概要 ○着任後の研究計画 ○推薦書又は意見書
8. 2013年5月10日(金)必着

9. ①606-8502 京都市左京区北白川追分町 京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻・物理学第二教室 青山秀明
②同教室 鶴 剛 電話075-753-3868 tsuru_cr.scphys.kyoto-u.ac.jp
10. 封筒に「宇宙線研究室助教応募書類(又は推薦書, 意見書)」と朱書き簡易書留で送付. 応募書類原則不返却.

■久留米工業大学教授

1. 教授1名
2. 教育創造工学科
3. 物性実験, 初年次物理学講義及び物理学実験, 理科教育法, 一般物理学, 卒業研究指導等, (大学院) 応用物理学特論.
4. 2013年9月1日以降早期
5. 5年, 再任可(定年は65歳)
6. 博士号取得者. 地方私立単科大学の現状をよく理解し, 基礎教育の振興と学科の運営に協力頂ける方. 高等教育機関での物理教育の経験があり, 研究教育の基盤を久留米工大における方.
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内(引用数併記) ○研究歴と研究概要 ○着任後の研究計画 ○着任後の教育・研究に関する抱負(2,000字以内) ○学会等における活動状況, 外部資金獲得状況 ○照会可能者2名の氏名と連絡先
8. 2013年5月31日(金)必着
9. ①830-0052 久留米市上津町2228-66 久留米工業大学教育創造工学科 巨海玄道
②巨海玄道(選考委員会委員長) geomi_cc.kurume-it.ac.jp 電話0942-22-2345(ex.462)
10. 封筒に「公募書類在中」と朱書き簡易書留で送付. 詳細は本学又は学科HP参照.

■大阪大学産業科学研究所教授

1. 教授1名
2. 先端ハード材料研究分野
3. 金属やセラミックスなどの構造・機能材料開発
4. 決定次第早期
5. なし
6. 専門分野で実績があり, 博士学生を指導できること
7. ○以下をpdfにしメール(10MB以下)かCD-ROMで送付 ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著論文(全

- 著者名, 開始・終了頁), 国際会議抄録, 総説, 著書, 特許, その他). 総サイテーション数とトップ10サイテーション数を記載した原著論文リスト, 外部資金獲得, 招待講演リスト, 主要論文(5編以内, IF, サイテーション) ○従来研究(2,000字以内), 着任後研究計画(2,000字以内)と教育計画(1,000字以内)
8. 2013年6月15日(土)
 9. 567-0047 茨木市美穂が丘8-1 大阪大学産業科学研究所 菅沼克昭 電話06-6879-8520 Fax 06-6879-8522 suganuma_sanken.osaka-u.ac.jp http://www.sanken.osaka-u.ac.jp/jp/public/public_teacher.html

■核融合科学研究所教員

[I]

1. 教授1名
2. ヘリカル研究部プラズマ加熱物理研究系イオン加熱物理第一研究部門
3. 核融合科学研究所が進める大型ヘリカル装置実験の高性能化計画の重要な要素である中性粒子ビーム入射加熱を軸として, 核融合炉につながる高温高密度プラズマの研究と, その為に必要な機器の研究開発を行う. プラズマの加熱に関わる物理課題とハードウェアの研究開発の両者を, 国内外の研究者と協力しながら, 強いリーダーシップを発揮して推進することを求める.
4. 採用決定後早期
5. 任期5年, 再任可
6. 博士号取得者等
7. ○履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編(各6部)
8. 2013年6月24日(月)17時必着
9. ①509-5292 土岐市下石町322-6 核融合科学研究所 小森彰夫
②管理部総務企画課人事・給与係 電話0572-58-2012
10. 封筒に「ヘリカル研究部プラズマ加熱物理研究系イオン加熱物理第一研究部門教授公募関係書類」と朱書き書留で送付. 詳細は <http://www.nifs.ac.jp/index-j.html> 参照.

[II]

1. 准教授1名
2. ヘリカル研究部プラズマ加熱物理研究系粒子ビーム加熱物理研究部門
3. 大型ヘリカル装置(LHD)計画の実験研究において, 大電力加熱による高温プラズマの生成, 熱輸送障壁(ITB)

形成等による閉じ込め改善を活用した高温プラズマの加熱と閉じ込めの物理研究を精力的に推進するとともに、LHD計画の実施に必要な大電力中性粒子ビーム入射(NBI)加熱機器の開発・運用を担当し、ビーム加熱による大電力プラズマ加熱システム構築に関する研究を推進する。

- 4, 5, 6, 7, 9は [I] に同じ。
8. 2013年6月28日(金)17時必着
10. 封筒に「ヘリカル研究部プラズマ加熱物理研究系粒子ビーム加熱物理研究部門准教授公募関係書類」と朱書き書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/index-j.html>参照。

[III]

1. 教授1名
2. ヘリカル研究部高密度プラズマ物理研究系ダイバータ物理研究部門
3. 大型ヘリカル装置(LHD)において、定常維持可能な高性能プラズマの運転法の確立を目指して、ダイバータによる熱粒子輸送に係わる物理機構の解明と熱粒子制御によるプラズマ性能の向上を図る。又、共同研究の組織と若手人材の育成に尽力する。指導力を発揮して、LHDプラズマの高性能化とダイバータ・周辺プラズマ物理の精密な理解に関わる研究を計画的に推進する。
- 4, 5, 6, 7, 9は [I] に同じ。
8. 2013年7月1日(月)17時必着
10. 封筒に「ヘリカル研究部高密度プラズマ物理研究系ダイバータ物理研究部門教授公募関係書類」と朱書き書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/index-j.html>参照。

学術的会合

学術的会合の標準様式(1件500字以内)

掲載されている例を参考にして、次の項目中、必要なものを簡潔に作成して下さい：
○会合名 ○主催 ○日時(西暦年月日、曜日) ○場所(会場名の後に括弧して郵便番号、住所、電話) ○内容(1行18字で12行以内) ○定員 ○参加費(物理学会員、学生の参加費) ○申込締切(講演、参加、抄録、原稿提出の別を明記) ○連絡先(郵便番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等) ○その他(1行18字で5行以内)

■日本磁気学会第190回研究会「生体物質の物理」

主催 日本磁気学会
日時 2013年5月24日(金)13:00~17:20
場所 中央大学駿河台記念館320号室(東京都千代田区神田駿河台3-11-5 電話03-3292-3111)
内容 21世紀はバイオの時代とはよく言われるが、DNAに代表される生体物質については、その電子状態等の解明がなかなか進んでいない。従来の物性物理学的な手法を用いることの困難さ故と考えられるが、近年はスペクトロスコピックな手法や理論手法等の進展により、多くの成果が見られてきた。本研究会では生体物質にスポットライトを当て、DNAやタンパク質等の生体物質の電子状態の理解、生体物質を鋳型に用いる等して目指す一次元の電子輸送等、物理学的な取り組みがどこまで進んでいるかを議論したい。第一線で活躍している講師の方々から様々な研究成果を紹介する。
定員 60名
参加費 3,000円、学生無料、資料代のみ1,000円
申込 当日受付
連絡先 東京都千代田区神田小川町2-8 日本磁気学会事務局 杉村 電話03-5281-0106 Fax 03-5281-0107 msj@bj.wakwak.com <http://www.magnetics.jp/msj/seminar/topical/190.html>

■固体中におけるディラック電子系物理の新展開

主催 京都大学基礎物理学研究所、科学研究費基盤研究(A)「固体中のディラック電子」(代表 小形正男)
日時 2013年6月19日(水)~21日(金)
場所 京都大学基礎物理学研究所(606-8502京都市左京区北白川追分町 電話075-753-7006)
内容 固体中のディラック電子は、グラフェンや3次元トポロジカル絶縁体の表面状態等の2次元系に加え、有機導体やビスマス、Ca₃PbO系等バルク測定が可能な系でも見いだされており、精力的に研究が進められている。グラフェン、有機導体、トポロジカル絶縁体、ビスマス、Ca₃PbO系等、固体中のディラック電子系に関する最新の研究成果についての情報交換と質疑討論を行う。
定員 150名
参加費 無料
申込 <http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/ws/>

2013/dirac13/より
講演、ポスター発表申込締切 2013年4月30日(火)
参加登録締切 2013年5月31日(金)
連絡先 606-8501京都市左京区吉田二本松町 京都大学人間・環境学研究所 森成隆夫 morinari.takao.5s@kyoto-u.ac.jp
その他 参加登録時に旅費補助希望の有無をお知らせ下さい。

■The 15th International Conference on Ion Sources

主催 放射線医学総合研究所
日時 2013年9月9日(月)~13日(金)
場所 幕張メッセ国際会議場(261-0023千葉市美浜区中瀬2-1 電話043-296-0001)
内容 長い研究開発の歴史と幅広い応用に伴い様々な分化し発展しているイオン源を網羅する国際会議で、2年毎に開催され約20カ国から200~300件の発表が行われる。ProceedingsはRev. Sci. Instrum.誌としてAIPより出版される。皆様の参加をお待ちする。
定員 なし
講演申込締切 2013年5月26日(日)
原稿提出締切 2013年9月9日(月)
連絡先 263-8555千葉市稲毛区六川4-9-1 放射線医学総合研究所重粒子線がん治療普及推進チーム 北川敦志 電話043-251-0796 Fax 043-206-4627
icis13 nirs.go.jp <http://www.nirs.go.jp/conf/icis13/>

■The 7th International Symposium on Surface Science

主催 日本表面科学会
協賛 日本物理学会
日時 2014年11月2日(日)~6日(木)
場所 島根県立産業交流会館(くにびきメッセ)(690-0826松江市学園南1-2-1 電話0852-24-1111)
内容 Frontiers in Dynamics on Surfaces, Nanomaterials: Fabrication and Functionality, Surface Electronic States, 他。
定員 未定
参加費 未定
講演申込締切 2014年6月27日(金)
参加申込締切 2014年9月26日(金)
連絡先 日本表面科学会 iss7@sss.jp <http://www.sssj.org/iss7>
その他 詳細は上記HP参照。

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

- 名称 ○対象 (1行18字で7行以内)
- 助成内容 ○応募方法 (1行18字で4行以内) ○応募締切 (西暦年月日, 曜日)
- 詳細問合せ先 (郵便番号, 住所, 所属, 担当者名, 電話, Fax, e-mail等)

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所放射光共同利用実験課題公募 (平成25年度後期)

対象 当施設の放射光及び低速陽電子を利用する実験。主に大学等の研究者を対象とするが、科学研究費補助金の申請資格を有する企業等の基礎研究も対象となる。
 応募要領 実験課題申請システム (<https://pmsweb.kek.jp/k-pas/>) を利用した電子申請。申請受付は2013年3月末開始予定。具体的な申請書作成等に関する詳細は <http://uskek.kek.jp/apply/pf.html> 参照。
 応募締切 2013年5月上旬予定 (決定次第 <http://uskek.kek.jp/apply/pf.html> にてお知らせ)
 問合せ先 305-0801 つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構研究協力部研

究協力課共同利用支援室共同利用係 郷田真備 電話029-864-5126
 Fax 029-879-6137 kyodo1 mail.kek.jp
<http://uskek.kek.jp/apply/pf.html>
 その他 研究成果は公表頂く。

■科学技術ソフトウェア研究者等の国際会議への参加支援 (平成25年度)

対象 国外で開催される科学技術ソフトウェア, 計算科学, 計算機科学, シミュレーション技術等の分野の国際会議発表者に対して参加費・旅費等を支援する。
 公募人員 若干名
 助成費用 1件につき, 10万円を限度
 公募資格 大学又は大学院に在籍する学生
 応募締切 第1回: 2013年6月14日(金), 第2回: 2013年10月15日(火)
 問合せ先 319-1106 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4 高度情報科学技術研究機構総務部 鈴木 電話029-282-8352
 Fax 029-282-0625
 その他 詳細は <http://www.rist.or.jp> お知らせコーナーを参照。

■平成25年度公益財団法人光科学技術研究振興財団研究助成・表彰募集

[研究に対する助成]
 対象課題 第1課題: 光科学の未知領域の研究—とくに光の本質について, 第2課

題: 細胞間あるいは分子間の情報伝達についての研究
 助成金総額 約5,000万円
 [研究に対する表彰]
 対象者 光科学に関する基礎的な研究で, 内容が独創的でありかつ過去2年以内に発表された研究論文, 講演, 報告等の内容により選定 (35歳以下)
 表彰金総額 100万円
 応募締切 2013年7月31日(水)必着
 問合せ先 430-0926 浜松市中区砂山町325-6 日本生命浜松駅前ビル4階 光科学技術研究振興財団 電話053-454-0598
 Fax 053-454-1929 info refost-cs.or.jp
<http://www.refost-hq.jp>

■会員専用ページ: ユーザ名とパスワード
 本会 web site (<http://www.jps.or.jp/>) の会員専用ページには, 各種変更届, 刊行委員会報告, 過去の大会プログラム等の情報を掲載しています。アクセスするためのユーザ名とパスワード (今月と来月分) は次の通りです。(英数字は半角入力, 大文字小文字は区別されます。)
 4月ユーザ名 : 13Apr
 パスワード: Owen837
 5月ユーザ名 : 13May
 パスワード: Nils364

行事予定

[詳しくは表中の右欄記載の会誌各巻号の揭示板欄 (*印は会告欄) をご参照下さい.]

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2013年			
4/15~19	第11回国際フェライト会議 (ICF11)	宜野湾市 (沖縄)	67-10
5/12~16	17th Int. Symp. on Intercalation Compounds	仙台市	67-12
5/13~14	日本磁気学会第2回岩崎コンファレンス「時代を先取りする永久磁石の学理と工学への展開」	東京	68-1
5/23~24	第30回希土類討論会	北九州市 (福岡)	67-12
5/24	日本磁気学会第190回研究会「生物物質の物理」	東京	68-4
5/27~28	第28回量子情報技術研究会	札幌市	68-2
6/2~7	The 19th Int. Conf. on Solid State Ionics	京都市	67-12
6/19~21	固体中におけるディラック電子系物理の新展開	京都市	68-4
6/24~27	第8回微粒子磁性国際会議	Perpignan (フランス)	67-12
7/14~19	第12回アジア太平洋物理会議 (APPC12)	千葉市	68-2
8/1~6	量子液体・量子個体に関する国際シンポジウム (QFS2013)	松江市	68-1
8/5~9	2013年強相関電子系国際会議 (SCES2013)	東京	67-12
9/9~13	The 5th Int. Conf. on Recent Progress in Graphene Research 2013	東京	68-3
9/9~13	The 15th Int. Conf. on Ion Sources	千葉市	68-4
9/20~23	日本物理学会2013年秋季大会 (高知大) (素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	高知市	日本物理学会

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2013年 9/23~27 9/25~28	第9回プラズマ応用科学国際シンポジウム (ISAPS '13) 日本物理学会2013年秋季大会 (徳島大) (主として物性)	Istanbul (Turkey) 徳島市	68-3 日本物理学会
2014年 3/27~30 9/18~21 10/14~18	日本物理学会第69回年次大会 (東海大学) 日本物理学会2014年秋季大会 (佐賀大学) (素粒子, 宇宙線, 宇宙物理) 日本物理学会2014年秋季大会 (ハワイ) (核物理)	平塚市 (神奈川) 佐賀市 ハワイ島	日本物理学会 日本物理学会 日本物理学会 ・アメリカ物 理学会合同
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4

第69期 (2013年3月31日~2014年3月31日) 理事・監事

会 長 斯波弘行 副会長 (次期会長) 兵頭俊夫
 庶務理事 石田憲二・伊藤好孝・柴田利明・田村裕和・松川 宏・三沢和彦・本林 透
 森 初果
 会計理事 川村 光・柴田利明 (兼任)・野崎光昭・松川 宏 (兼任)
 会誌編集委員長 宮下精二 JPSJ 編集委員長 安藤恒也 PTEP 編集委員長 坂井典佑
 刊行委員長 高野 宏 監 事 藤井保彦・渡邊靖志

本誌を複製される方に (Notice about photocopying)

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

本誌に掲載された著作物を複製したい方は, (社)日本複製権センターと包括複製許諾契約を締結されている企業の方でない限り, 日本物理学会が複製権等の行使の委託をしている次の団体から許諾を受けて下さい.
 (In order to photocopy any work from this publication, you or your organization must obtain permission from the following organization which has been delegated for copyright clearance by the copyright owner of this publication.)

〒107-0052 東京都港区赤坂 9-6-41 乃木坂ビル 3F
 一般社団法人学術著作権協会
 電話 03-3475-5618 Fax 03-3475-5619 info jaacc.jp

アメリカ合衆国における複製については, 下記 CCC
 に連絡して下さい.

Copyright Clearance Center, Inc.
 222 Rosewood Drive, Danvers, MA 01923 USA
 Phone 1-978-750-8400 Fax 1-978-646-8600

なお, 著作物の転載・翻訳のような, 複製以外の許諾は, 直接日本物理学会へご連絡下さい.

編集後記

私が最近特に気になるのが、学生さんの「指示待ち」傾向が急速に強化していることです。特に顕著なのが、最初に「何をしたらいいか?」、次に「どうしたらできるか?」と正面から直球で〈正解〉を尋ねてくることです。教員が言うことを間違いなく実行することが勉学と考えている様子で悩ましい状況ですが(昔からそう言われてきましたが、最近のはもっと強力です)、これがゆとり世代の現状だとすればしかたない。とにかく、この子達に卒業後働いて社会を回してもらうために、〈研究〉を通して、自分で論理的に発想し行動すること、その結果・結論に対して責任をもつこと、という〈作法(?)〉をも身につけてもらわねばなりません。そのために、学生さんとじっくり向き合う時間が、以前より、より必要な時代と感じています。

が、その一方で、教育の質の維持が難しくなっている現状がありますよね。国立大学法人運営費交付金の減額により、例えば、私の所属する都心部にある小規模大学では、法人化前大学全体で220+ α 名いた教員がこれまでに185名まで減りました。(プロジェクト用の特任教員、センター配置要員を除く。)退職者分の不補充は元々の定員削減計画に入っていたのですが、結局、若手の転出・退職者分もほとんど補充がされずに消えて行きました。18歳人口の減少により大学を改組しなければならない、あるいは国の財政難から“無駄使い”を排除しなければならないことは当然のことですが、どんな組織でも、どんなに効率化を図っても、その運営には最低必要人数と言うものがあるでしょう。学生が卒業に必要な

単位数はどの規模の大学でも同じですし、大学運営にかかる業務もしかり。受講学生が減ろうと、その部分に変化は無いのですから。定員削減後、当然の結果として、各教員の教育担当も大学運営にかかる業務担当も増え、個々に対応する時間は減るのです。私の所属する物理学科では、定員削減以前8名だった実験系スタッフが一度4名まで減少し、今年やっと5名に復活しましたが、結局、退職した助手のポストが削減されたことにより、5名の教授、准教授、助教がそれぞれ個別に研究室を維持・運営する状況になりました。基本的には、何十台の装置を抱えた物理の実験系研究室を教員一人で運営維持することは、現在の大学教員の仕事っぷりを考えれば、非常に厳しいことを想定するのは簡単です(よね)。その教育研究環境の維持にかかるぎりぎりの保証値を割込んだ感がある定員削減が進行、放置されつつある現状に大学教育の将来を案じずにはいられません。国にとって、不景気で予算を削減→教育・研究機能の低下→良い学生が育たない(引き上げられない)/研究が停滞する、と言った研究教育デフレスパイラルも、国の再生を遅らせるお金の無駄遣いに直結していると思うのですが、国は、このまま、教育の質が確保できなくなっていったいいのかしら? 大学・教員を減らすより少人数制にシフトさせてより質の高い高等教育を実践するのは理想論でしょうか? 年を取ったせいか、自分の状況に危機感を覚えているせいか、最近、そんなことを考えています。

そう言えば、私が編集委員に選ばれたのは「女性の視点を入れたいから」というお話でした。こんな自論を展開している場合じゃないかな? ご期待に沿う仕事をして

おらず申し訳ありません。でも…、物理学会誌に女性の視点、って何だろう? 子連れで出張したことや若手女性研究者への応援メッセージを編集後記の記事にした方がよかったかな? 自分に期待されたことをきちんと理解し・実行していないのではどの不安は募りますが、これからも他の編集委員の方と協力して、できる限り読みやすい紙面を作っていきたいと思います。皆さんからの記事提案も、是非、よろしく願います。

古川はづき〈〉

編集委員

宮下 精二(委員長)、 森川 雅博、
有田亮太郎、 井岡 邦仁、 石岡 邦江、
板橋 健太、 伊藤 克司、 岡田 邦宏、
沖本 洋一、 角野 秀一、 片沼伊佐夫、
加藤 岳生、 小島智恵子、 佐藤 丈、
鈴木 陽子、 関 和彦、 竹内 幸子、
常定 芳基、 西野 晃徳、 野口 博司、
長谷川太郎、 平山 博之、 藤山 茂樹、
古川はづき、 目良 裕、 山本 隆夫、
多田 司

(支部委員)

朝日 孝尚、 石井 史之、 奥西 巧一、
岸田 英夫、 酒井 彰、 仲野 英司、
野村 清英、 松井 広志、 水野 義之、
山崎 祐司

新著紹介小委員会委員

多田 司(委員長)、 雨宮 高久、
大江純一郎、 桂 法称、 加藤 進、
小芦 雅斗、 合田 義弘、 竹延 大志、
中川 賢一、 平野 哲文、 宮原ひろ子、
村山 能宏、 吉越 貴紀、 渡邊 紳一

日本物理学会誌 第68巻 第4号 (平成25年4月5日発行) 通巻760号
Butsuri

発行者 〒113-0034 東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル 8F
印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3-8-8
発行所 〒113-0034 東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル 8F

©日本物理学会 2013

白 勢 祐 次 郎
株式会社 国 際 文 献 社

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

郵便振替 00120-4-167544 定価 1部2,400円 年額25,000円

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。