

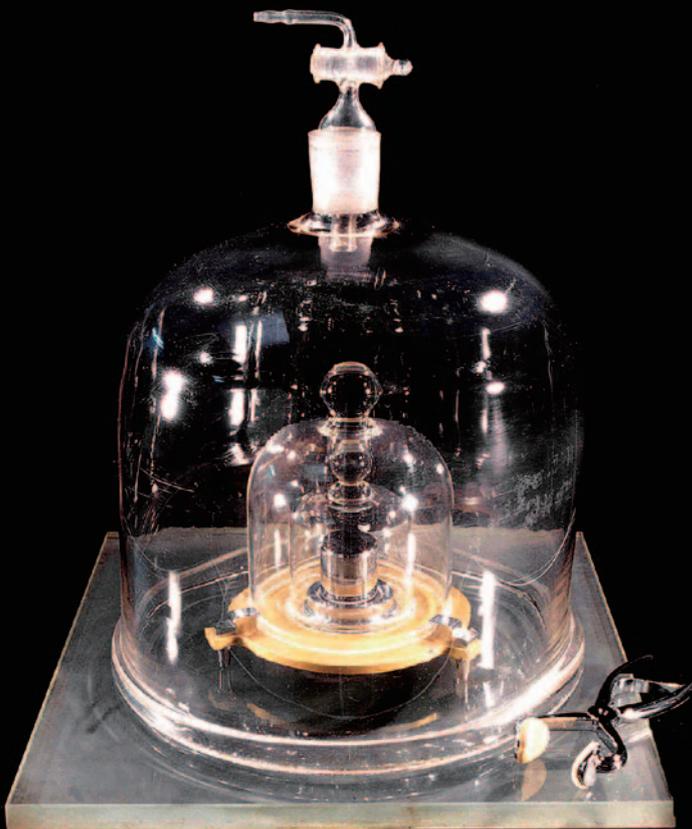
- 宇宙からの謎の電波突発現象
  - 同期現象研究の広がり
- キログラムの定義改定に向けた質量標準の開発動向
  - シリーズ「量子論の広がり」

NO.

9

2014 | VOL. 69

B U T S U R I  
日本物理学会誌



# 物理共同体

宮下 精二 (会誌編集委員長)

会誌の編集委員長も2年目になりました。執筆者の皆様の献身的な対応、編集委員のがんばりで、編集作業は順調に進んでいます。今年はさらに、いろいろフレキシブルな試みがなされ誌面は新味を増しています。前回の巻頭言で紹介した現代物理学のキーワードや、解説記事などのリードページ(拡大アブストラクト)、カラーページ増加などに加えて、間欠的シリーズ記事が導入されています。また、大型記事の許容なども検討されています。カラーページに関しては、JPSJやPTEPの注目記事やラ・トッカータなどのカラー化も実現する予定です。

会誌はいつも「他分野の読者にも理解されるように」をモットーにあげていますが、内実は依然として難しいようです。編集委員会では、編集後記を書いた著者がその号を精読し全体レビューを行って雑誌の品質向上を図っています。そこで話を聞いていて、私としてはわかり易いと思っていた記事が、意味不明に近いなどと評価されたり、逆に難しいと思っていた記事に読み易かったなどの評が下ったりしています。やはり、バックグラウンドの違いは大きいようです。

仕事は月々の編集で手一杯ですが、作業しているいろいろな分野の活動がおぼろげながら見えてきます。少し慣れてくると、分野の異なる編集委員の間でも次第に「それはどのようなことか」などの質問がでるようになってきます。私などは、不勉強でその分野の第一人者の先生の仕事に対して「それはちゃんとした仕事なのか」などと不躰な発言をしてひんしゅくをかっていますが、できるだけフランクな雰囲気の中で議論を進めることを志しています。

前回の巻頭言でも触れましたが、物理のアイデンティティは学部で習う基礎物理であり、それ以上は各対象への応用であると極言できるかもしれません。その意味で、会誌はその暗黙のア

イデンティティをもった共同体を守ろうとしている、と言えるかもしれません。物理では対象は違っても「話せばわかる」仲間であると新入生などのガイダンスで話をすることがあります。物理という抽象的ではあるがしっかりとした共通基盤をもった仲間であるので、ちゃんと話を聞けばお互いに理解し合う!と信じているということです。確かによく話をすればわかってもらえらると思います。ただ、物理の話はちょっと聞いただけではわからないのが問題です。その意味では、この問題は物理共同体の宿命かもしれません。この問題について、前回も同様な趣旨を書いたところ、多くの皆様から、昔の試みや御助言その他励ましのお便りをいただいたことに感謝します。この問題は、今後も継続的に努力していきたいと思っています。

「話をわかってもらう」方法の一つとして、「共同体のコミュニケーション手段の刷新」ということが考えられます。世間では電子情報化が急速に進んでいます。本誌でも、少なくとも会員向けに電子媒体での記事や、それに付随する補助資料を公開することなどを検討しています。\* 会誌はすでに販売されているので原理的には公開は問題ないはずですが、しかし、電子媒体となると情報の広がり方が紙媒体とは比べようもないほど大きく、想定外の不都合が生じないかなど、検討委員会ではいろいろな問題が検討されています。たとえば、会誌で公開したURLがフィッシング詐欺に遭遇した場合どうするのか。また、あらかじめチェックしても、公開後内容を後で変えられてしまうかもしれない等々の問題です。さらに、現在CiNiiで公開されているように、画像としての誌面であれば今までと同じ程度の注意で済むと考えられ

ますが、文字や図の情報を含め、検索ができるようにするなど、電子化に伴う基本的な便宜を図ろうとすると途端に問題が生じます。ある意味で自己責任や倫理の問題でしようが、これに関してははまだ、楽観的な仮定で進めることは難しそうです。このようなインターネット特有の問題に加えて、もっと具体的に、どのように電子データを管理・保管するのか、課金などのアクセス制限はどうするのかなどなど、問題満載です。広報委員会のHP運営小委員会として検討が進められていますが、本誌としては、解決できたところから実現していきたいと考えています。

さらに、話せばわかる文化を広め「物理の共同体を広げたい」という発展の方向もあります。たとえば、本誌を高校に郵送するのはどうか、物理出身で現在社会において活躍している元会員も取り込んでどうか、などです。その他にも社会には物理に興味をもっている層はあると感じています。このような問題に会誌がどのように寄与できるかについても議論がされています。しかし現段階では、どこを読んでもらえるのかという質問に関しては沈黙です。啓蒙的な記事の導入や、個人経験の紹介など“おもしろい”記事の導入などが考えられます。さらに、私個人としては、「この問題、5分で解けたら物理1級」など物理学会で検定認定し免状をだしてはどうかなどと冗談で言っていますが、いまのところ相手にされていません(笑)。いずれにしても、コミュニティ拡大の問題は、まじめに検討すると上記のIT化以上にいろいろな問題が出て来るようです。

いろいろ問題山積ではありますが、会員の皆様への唯一の提供物としての「会誌」との自覚をもってしっかり検討していきたいと考えています。皆様にも是非、ご協力よろしく願います。

(2014年5月27日原稿受付)

\* 会員向けpdfファイル公開はHP運営小委員会の皆様の御尽力によりすでに始まりました。是非御活用下さい。

巻頭言 Preface

物理共同体

Community in Physics

宮下精二 …… 597  
Seiji Miyashita

最近のトピックス Topics

宇宙からの謎の電波突発現象, 高速電波バースト

Mysterious Radio Transients from Cosmic Objects, Fast Radio Bursts

木坂将大 …… 600  
Shota Kisaka

現代物理のキーワード Trends

同期現象研究の広がり

Perspective on Synchronization

郡 宏 …… 602  
Hiroshi Kori

解 説 Reviews

キログラムの定義改定に向けた質量標準の開発動向

Research Progress in the Mass Standard toward the Redefinition of the Kilogram

藤井賢一 …… 604  
Kenichi Fujii

シリーズ「量子論の広がり—非局所相関と不確定性—」

Quantum Realm—Nonlocal Correlation and Uncertainty—

量子エネルギーテレポーテーション

Quantum Energy Teleportation

堀田昌寛, 遊佐 剛 …… 613  
Masahiro Hotta and Go Yusa

最近の研究から Researches

多価イオンの衝突過程に現れるブライト相互作用効果

Breit Interaction Effects in Collision Processes of Highly Charged Ions

中村信行 …… 623  
Nobuyuki Nakamura

磁気構造変化の実時間追跡

Real-Time Observation of Magnetic Structural Change

元屋清一郎 …… 628  
Kiyochiro Motoya

ピエゾ応答力顕微鏡を用いた有機強誘電体ドメイン構造と分極反転過程の可視化

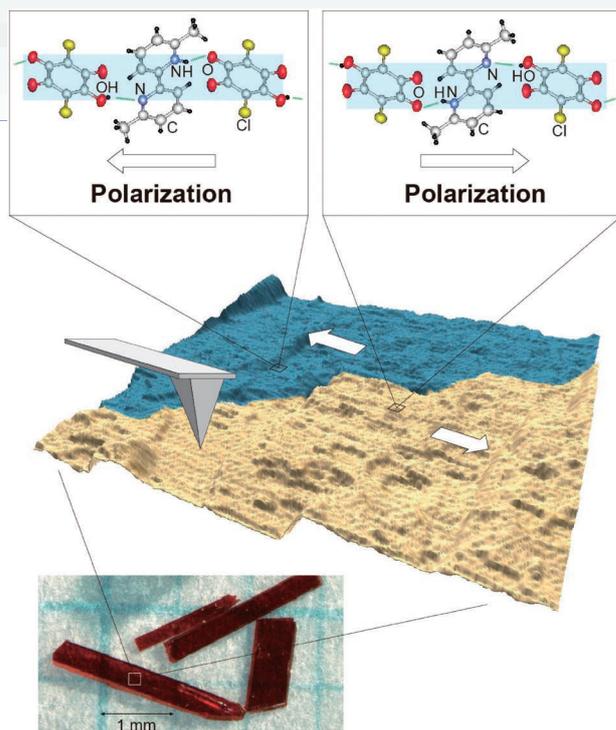
Ferroelectric Domain Structure and Polarization Switching Process in an Organic Ferroelectric Probed by Piezoresponse Force Microscopy

賀川史敬, 堀内佐智雄 …… 634  
Fumitaka Kagawa and Sachio Horiuchi

光合成系の光捕集過程を構造に立脚して理解する：理論と実験の融合で見えてきたこと

Toward Understanding of Light-Harvesting Dynamics in Photosynthesis Based on Structures: A Combination of Spectroscopy and Microscopic Theory

柴田 穰 …… 639  
Yutaka Shibata



最近の研究から（ピエゾ応答力顕微鏡を用いた有機強誘電体ドメイン構造と分極反転過程の可視化）

上：水素結合鎖上のプロトン位置と強誘電分極の向きの関係。中央：形状像にピエゾ応答力像を重ねたもの。下：結晶の写真。

話 題	サイエンスコミュニケーション	縣 秀彦 ……	644
JPSJの最近の注目論文から	5月の編集委員会より	安藤恒也 ……	647
談話室	屋久杉に残された <sup>14</sup> Cと宇宙線強度	江沢 洋 ……	651
	長岡・ラザフォード・ポーア模型のすすめ	稲村 卓 ……	652
追 悼	八木浩輔先生を偲んで	三明康郎, 初田哲男, 永宮正治 ……	654
新著紹介			655
会員の声			657
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他		658
行事予定			665
会 告	■オックスフォード大学出版局発行書籍の割引購入について ■2015年度の論文誌等購読の変更手続きのお願い ■2015年度会費について手続きのお願い：正会員のうち大学院学生の会費減額および学生会員(学部学生)の資格継続 ■2014年8月1日付新入会者		668
本会関係欧文誌目次			670



#### 表紙の説明

国際度量衡局 (Bureau International des Poids et Mesure: BIPM) に保管されている国際キログラム原器 (International Prototype of the Kilogram: IPK). 白金 89.9%, イリジウム 10.1% から成る合金製の分銅. 直径, 高さともに約 39 mm の円柱 (写真提供: BIPM). 質量の単位であるキログラム (kg) は, 1889年に IPK の質量に等しいとして定義されて以来, 120 年以上経過した現在でも, この定義が質量の単位として用いられている. この人工物による定義をプランク定数やアボガドロ定数などの基礎物理定数を基準とする新しい定義へと将来移行させることが 2011 年に決議された. これらの基礎物理定数から IPK の質量安定性を上まわる精度でキログラムを実現するための研究が各国の計量標準研究機関で進められている. 詳細は本号に掲載されている藤井賢一氏の「解説」記事を参照のこと.

# 宇宙からの謎の電波突発現象, 高速電波バースト

最近, 電波の帯域 (1.4 GHz) で謎の突発現象が複数発見された.<sup>1)</sup> たった数ミリ秒間しかシグナルが検出されないことから, 「高速電波バースト」(Fast Radio Burst) と呼ばれている.\*<sup>1</sup> 現在のところ, 可視光や X 線などの他の波長帯で対応する天体は検出されていない. また, 同じ方向から 2 回以上バーストが検出されたという報告もない. これまでの観測から推定される頻度は, 1 日におよそ 1 万回と見積もられている. これは, 10 秒に一度どこかの方向に見えることに相当する. これほど頻繁に起こる現象であるにもかかわらず, 最近までその存在は完全に見逃されていた. もう一つの高速電波バーストの重要な特徴は, 以下で述べる分散度 (dispersion measure) が非常に大きな値を持つことである. これにより, 電波では宇宙で最も明るい現象の一つであることが示唆される.

銀河系内空間には, 平均的に  $10^3\text{--}10^6\text{ m}^{-3}$  の個数密度を持つ電子プラズマが存在する. このような媒質中を伝搬する電磁波を考える (図 1 参照). この媒質中では, 電磁波の低い振動数成分ほど群速度が小さくなる. X 線 ( $\sim 10^{18}$  Hz) など高い振動数成分の群速度は, 真空中の光速  $c$  とみなせる. しかし電波帯域 ( $\sim 10^9$  Hz) など低い振動数成分では, 群速度が  $c$  より小さくなる. 結果として, 異なる振動数成分が放射源で同時に放出されたとしても, 観測者に到着する時刻が振動数ごとに異なる. ここで具体例を考える. 位置  $x=0$  の放射源から時刻  $t=0$  に電磁波が瞬間的に放射されたとする. 図 1 の左下のパネルは, 放射源からすべての振動数の電磁波が同時に放出されたことを表す. この電磁波がプラズマの存在する媒質中を伝搬し, 位置  $x=d$  で観測者に検出されるとする. 図 1 の右下のパネルは, 位置  $x=d$  に電磁波が到着する時間を振動数ごとに示している. X 線などの非常に高い振動数の電磁波は, 時刻  $t_a (=d/c)$  に観測者に到着する. しかし電波の帯域では,  $t_a$  より遅れて到着することを示している. ある 2 つの異なる振動数  $f_1, f_2$  の電磁波の到着時刻の差は, 電離した電子プラズマの個数密度を地球から天体までの距離で積分したものに比例する (図 1). この積分値が分散度である. もし電子の個数密度がわかっているならば, 分散度の値から放射源までの距離を見積もることが可能である. 実際の観測結果の一例を図 2 に示す.

分散度が非常に大きいことから, 以下の議論により放射源までの距離が宇宙論的な距離であることが示唆される. 銀河系内空間の電子プラズマによる分散度は, パルサーを利用することで測定されている. パルサーは超新星爆発後

に残る中性子星である. 高速電波バーストから得られた分散度は, 銀河系内空間の電子プラズマによる分散度より明らかに大きい. この大きな分散度を説明するには, 放射源までの距離が我々の銀河より大きくなくてはならない. つまり, 高速電波バーストは我々の銀河より遠くに存在している天体からの放射となる. 高速電波バーストの分散度を説明するために銀河系外空間のプラズマを考慮すると, 放射源までの距離はおよそ 100 億光年となる. 放射源までの距離がわかると, 見た目の明るさから光度を見積もることができる. その光度はおよそ  $10^{36}\text{ J s}^{-1}$  となる. この値から, 電波では宇宙で最も明るい現象の一つであると言える. また, この放射が黒体放射とした場合の温度, つまり輝度温度は  $10^{30}\text{ K}$  以上である. ここで, 温度を見積もる際に必要な放射領域の大きさは, バーストの持続時間から見積もった. 放射源でこのような異常な温度は考えられないことから, コヒーレントな放射でなければならない. この他, 発生頻度は単位立方 Gpc あたり年間およそ 1 万個である.\*<sup>2</sup> これは, 100 億光年先から現在までの銀河の個数進化の効果を無視すれば, 典型的な銀河一つあたり 1000 年に一度の発生に対応する.

このような特異な高速電波バーストは, 2007 年に最初の 1 例が報告された.<sup>2)</sup> その後, 高速電波バーストに非常に似ているにもかかわらず, 人工的もしくは地球上起源とみられる現象が報告された.<sup>3)</sup> これにより, 宇宙で起こる現象としての高速電波バーストの存在に対して, 慎重な立場がとられていた. しかし, 2013 年に 4 例の検出が報告されたことで, ノイズなどの可能性が少なくなった.<sup>1)</sup> さらに, オーストラリアのパークス 64 m 電波望遠鏡だけでなく, ごく最近プエルトリコのアレシボ 300 m 電波望遠鏡でも検出が報告され, ますますその存在の信憑性が高まった.<sup>4)</sup>

高速電波バーストの起源に対する議論も非常に活発となり, 多くのモデルが提唱され始めた. モデルが満たすべき主な条件は, 数ミリ秒の持続時間, 電波帯域での  $10^{33}\text{ J}$  の放出エネルギー, 単位立方 Gpc あたり年間およそ 1 万個の発生頻度である. 持続時間の短さから, 白色矮星や中性子星といったサイズが小さい天体が候補として考えられた. また放出エネルギーの大きさから, それらの天体が起こす極限的なイベントに付随するという考えが有力視されている. 例えば, 宇宙で最大の磁場を持つ天体である超強磁場中性子星 (マグネター) が起こす巨大フレア,<sup>5)</sup> 連星系を成している 2 つの中性子星の衝突合体,<sup>6)</sup> 合体後一時的に形成する質量の大きい中性子星がブラックホールへ崩壊す

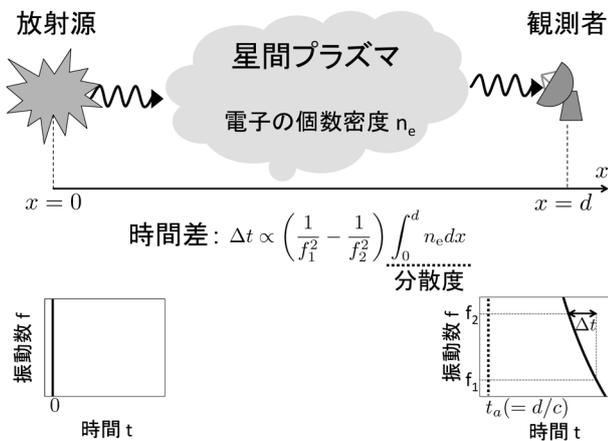


図1 星間プラズマ中の電磁波の伝搬の概略図。左下のパネルは、位置  $x=0$  の放射源で時刻  $t=0$  にすべての振動数の電磁波が同時に放出されたことを表す。右下のパネルは、位置  $x=d$  の観測者に振動数ごとの成分が到着する時刻を表す。時刻  $t=t_0 (=d/c)$  は、真空中の光速  $c$  の群速度を持つ電磁波が観測者に到着する時刻。振動数の低い成分の電磁波ほど観測者に到着する時刻が遅れていることがわかる。

る瞬間,<sup>7)</sup> 連星系を成す2つの白色矮星の衝突合体などのシナリオが考えられている。<sup>8)</sup> 一方で、銀河系内の天体が起源の可能性も原理的には残されており、恒星フレアの可能性が議論されている。<sup>9)</sup> この他、宇宙ひもを含めて様々なアイデアが提唱されている。

中性子星の合体が高速電波バーストに関係する可能性がある。この場合、同時に重力波による大きなエネルギー放出が起こる。現在、重力波の直接検出を目指し、日本のKAGRAなど世界各地で地上重力波望遠鏡の建設が精力的に行われている。2010年代の後半には、中性子星の合体が年間で10イベント程度検出されることが見込まれている。よって近い将来の重力波天文学の幕開けとともに、高速電波バーストの理解が大きく進展する可能性がある。また、重力波天体の位置決定としての役割を果たすことも期待される。

高速電波バーストのような高輝度の電磁波の伝搬においては、誘導散乱などのプラズマとの非線形相互作用が影響し始める。放射源の環境を明らかにする上で、これは強力なツールに成り得る。しかし、この相互作用が観測される電磁波にどのような影響を及ぼし得るかは、まだ十分に理解されているとは言い難い。この点において、地上でのレーザー実験による検証も興味深い。

高速電波バーストはまだ数例しか検出されていない。しかし、将来的には電波干渉計SKA (Square Kilometer Array) によって最大で1時間に1イベントの検出が見込まれている。<sup>10)</sup> 十分な統計量が得られると、高速電波バーストの様々な応用が期待できる。例えば、高速電波バーストは銀

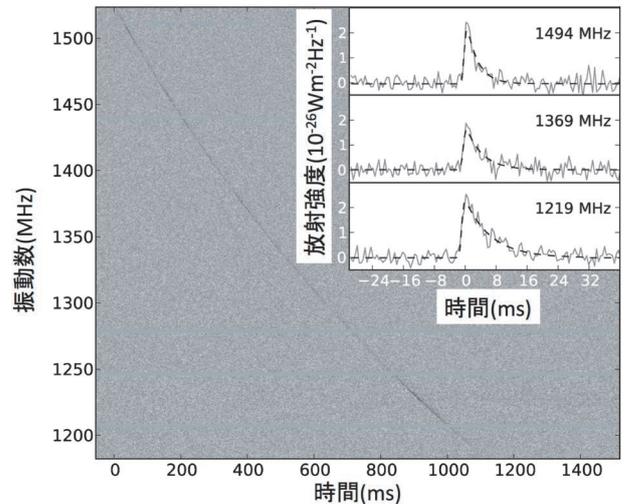


図2 観測されたFRB110220のダイナミックスペクトル(文献1より転載)。時刻の原点は、最初の信号を検出した時刻に対応する。振動数が低いほど、信号が検出される時間が遅れていることがわかる。振動数ごとの信号の持続時間は、数ミリ秒である(右上の3つのパネル)。

河系外空間の物質に影響を受けながら伝搬してくる。よって、これまで電磁波では暗くて検出できなかった銀河系外空間の物質分布を明らかにできる可能性がある。<sup>11,12)</sup> さらに、分散度は距離の指標として使える可能性がある。すると、Ia型超新星などと同様に宇宙膨張を調べることが可能になる。このように、高速電波バーストは様々な方面への発展が期待される現象である。

参考文献

- 1) D. Thornton, *et al.*: Science **341** (2013) 53.
- 2) D. R. Lorimer, *et al.*: Science **318** (2007) 777.
- 3) 例えば, S. Burke-Spolaor, *et al.*: Astrophys. J. **727** (2011) 18.
- 4) L. G. Spitler, *et al.*: arXiv: 1404.2934 [astro-ph.HE].
- 5) 例えば, S. B. Popov and K. A. Postnov: arXiv: 0710.2006 [astro-ph].
- 6) T. Totani: Publ. Astron. Soc. Jpn. **65** (2013) L12.
- 7) H. Falcke and L. Rezzolla: Astron. Astrophys. **562** (2014) 137.
- 8) K. Kashiyama, K. Ioka and P. Mészáros: Astrophys. J. **776** (2013) L39.
- 9) A. Loeb, Y. Shvartzvald and D. Maoz: Mon. Not. R. Astron. Soc. **439** (2014) L46.
- 10) D. R. Lorimer, A. Karastergiou, M. A. McLaughlin and S. Johnston: Mon. Not. R. Astron. Soc. **436** (2013) L5.
- 11) K. Ioka: Astrophys. J. **598** (2003) L79.
- 12) S. Inoue: Mon. Not. R. Astron. Soc. **348** (2004) 999.

木坂将大(高エネルギー加速器研究機構素粒子原子核研究所)

(2014年5月9日原稿受付)

\*1 最初の発見の報告後、その論文<sup>2)</sup>の筆頭著者名から「ロリマーバースト」(Lorimer burst)と呼ばれていた。しかし、2013年以降は「高速電波バースト」(Fast Radio Burst)が定着している。

\*2 1 Gpc = 10<sup>9</sup> pc. 1 pc は約 3 × 10<sup>16</sup> m.

# 同期現象研究の広がり

Keyword: 同期現象, 引き込み現象

## 1. 同期現象とは？

振動子（群）が何らかの相互作用や周期外力の作用によって振動タイミングを揃える現象は、同期 (synchronization)、あるいは引き込み (entrainment) と呼ばれる。<sup>1)</sup>

まず、ロンドンのミレニアム橋での事件を紹介したい。<sup>2)</sup> これはテムズ川に架けられた歩行者専用の橋で、2000年の開通日にたくさんの人が訪れた。そのときの人の数は想定内であったのだが、設計上は起こらないと考えられていた強い横揺れが生じ、それは歩行が困難になるほどの危険なレベルであった。橋はすぐに封鎖され、補修工事が行われることになった。

何が想定外であったのだろうか？ 設計者は、各歩行者がランダムに足を運ぶと想定していた。しかし実際は、たくさんの歩行者が、右足、左足と歩調を合わせて、それによって強い横揺れが生じた。歩行者は決して悪ふざけでこのようなことをしたのではない。橋がいったん揺れだすと、それが右に傾いたときには、バランスを取るために右足を出さざるをえない。そして左に傾けば左足をとという具合に、自然と橋の揺れに合わせて歩くことになる。これを集団で行えば橋はますます揺れる。ミレニアム橋ではそのようにして歩調はますます揃い、揺れがますます増大するという悪循環に陥ったのである。この様子は youtube に映像があるので興味のある方は “London Millenium Bridge opening” などと検索して見ていただきたい。また、たいへん似た現象をメトロノームを使って簡単に再現することができるのでご覧いただきたい (<http://youtu.be/ZMApCadGSt0>)。

ミレニアム橋での事件には同期と共鳴の双方が関わっている。これらは異なる概念である。共鳴とは、振動子とその固有振動数と近い振動数を持つ周期外力を受けたときに振動振幅が劇的に増大する現象である。橋が強く揺れたのは、集団の歩行が強い周期外力として働き、橋がそれに共鳴したためであると考えられる。一方、冒頭で説明したとおり、同期は振動タイミング（つまり位相）の秩序化現象のことである。ミレニアム橋では集団の歩行が同期したために、橋を揺らすような強い周期外力が生まれた。

歩行者はそもそも固有には異なる周期で歩くので、必ずしも同期が起こるとは限らない。実際、橋の設計者はその可能性を見落とした。同期は歩行に限らず、様々な系で見られる。ばらばらの固有周期を持つ振動子集団の同期は、理論的にはどのように扱えるのか。本稿では、まず同期の数値的研究の草分けである蔵本モデルについて簡単に解説する。そして実験研究を含めた同期の研究に関する昨今の

動向を紹介する。

## 2. 同期の理論

多くの振動現象は常微分方程式で記述できる。振動子  $i$  ( $i=1, \dots, N$ ) の状態変数を  $\mathbf{x}_i(t)$  (太文字はベクトルを表す) とし、その発展方程式を

$$\frac{d}{dt} \mathbf{x}_i = \mathbf{f}_i(\mathbf{x}_i, p_i) \quad (1)$$

とする。ここで  $\mathbf{f}_i$  は何らかの関数、 $p_i$  は摂動である。振動子間の相互作用は  $p_i$  を介して起こるとする。橋の上の歩行現象のように、すべての振動子がすべてに一樣に影響を与える大域結合の場合は  $p_i = \epsilon \sum_{j=1}^N q(\mathbf{x}_j)$  とする。ここで  $\epsilon$  は相互作用の大きさを、 $q$  は何らかの関数である。

ここで、 $\epsilon=0$  としたとき、 $\mathbf{x}_i(t)$  は一般的な初期条件に対し  $t \rightarrow \infty$  である周期解に漸近すると仮定する。このような周期解はリミットサイクルと呼ばれ、これはエネルギー的に開いた系で典型的に現れる振動である。リミットサイクル振動を仮定すると、 $\epsilon$  が十分小さいときは、各振動子の軌道  $\mathbf{x}_i(t)$  は相互作用のないときの周期軌道からあまりずれない。このとき、各振動子の状態は振動の位相  $\phi_i(t)$  (長さ  $2\pi$  の円環上で定義) のみによってよく特定できる。式 (1) を変数変換し、さらに  $\epsilon$  を小さいことを利用した近似を用いると、 $\phi_i$  の発展方程式

$$\frac{d\phi_i}{dt} = \omega_i + \frac{K}{N} \sum_{j=1}^N h(\phi_i - \phi_j) \quad (2)$$

が得られる。<sup>3,5)</sup> ここで、便利のため  $\epsilon = K/N$  とおいた。  $K$  も結合強度と呼ぶ。また、 $h$  は  $2\pi$  周期関数で、その関数形は  $\mathbf{f}_i$  や  $q$  が与えられれば、(多くの場合は数値的に) 計算することができる。  $\omega_i$  は固有振動数と呼ばれ、 $2\pi/\omega_i$  は相互作用がないときの固有周期に一致する。相互作用として最近接結合や複雑なネットワークも考えることができ、その場合は  $h$  を  $h_{ij}$  と置き換える。

なお、リミットサイクルではなく、調和振動子などのエネルギー保存系で現れる振動に対しては、位相のみで閉じた方程式は一般には導出できない。これは、どんなに弱い摂動でもエネルギーが時間変化し、それに伴って軌道がもとの周期解から遠く離れてしまうためである。

蔵本由紀は1975年に式(2)を用いて、同期が相転移的に起こることを初めて示した。蔵本は、 $h(\phi) = -\sin \phi$  とおき、さらに、固有振動数  $\omega_i$  をガウス関数やローレンツ関数 (図 1(a)) といった適当な分布関数  $g(\omega)$  を持つ乱数とした。これは蔵本モデルと呼ばれている。  $h(\phi) = -\sin \phi$  で与えら

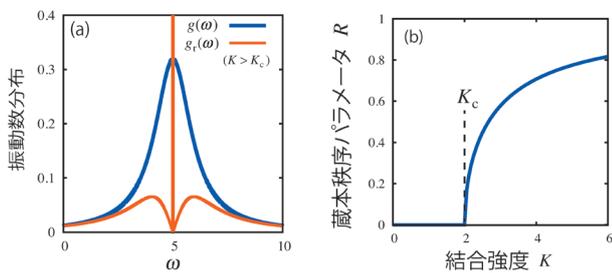


図1 蔵本モデルにおける同期転移。(a) 振動数分布。青線が固有振動数分布  $g(\omega)$  で赤線が  $K=2.5 > K_c$  のときの振動数分布  $g_r(\omega)$  である。(b) 同期の秩序パラメータ  $R$ 。  $K > 2$  で同期が起こる。

れる相互作用は引力的で、同期を促す。つまり、たとえば振動子が2つのみ のときで  $\phi_1$  が  $\phi_2$  より少し小さいとすると、 $\sin(\phi_2 - \phi_1) > 0$  なので振動子1の振動数  $d\phi_1/dt$  は増加する。同様に振動数  $d\phi_2/dt$  は減少するので、 $\phi_1$  と  $\phi_2$  には引力が働いている。一方、固有振動数のばらつきによって、位相はばらばらになる傾向を持つ。これらの相反する効果のバランス次第で、同期か非同期かが決まる。

蔵本モデルは  $N \rightarrow \infty$  かつ  $t \rightarrow \infty$  とすると様々な量を解析的に求めることができる。特に重要な量が蔵本秩序パラメータ  $R = |\sum_{j=1}^N e^{i\phi_j}|/N$  と振動数分布  $g_r(\omega)$  である。 $R$  はXYモデルにおける磁化と同じ量であり、 $R=0$  が無秩序状態、 $R=1$  が完全に位相の揃った状態に対応する。分布  $g_r(\omega)$  は  $d\phi_j/dt$  の長時間平均の分布で、相互作用による振動数の変化を捉えることができる。

固有振動数の分布  $g(\omega)$  を分散  $\gamma=1$  のローレンツ関数とする(図1(a))。このモデルの挙動は  $g(\omega)$  の平均値によらないのだが、ここでは5としてある。 $K$  が小さいときは  $R=0$ 、つまり、位相が一様分布している完全な無秩序状態が得られる(図1(b))。しかし、 $K$  が臨界値  $K_c=2\gamma$  を超えると  $R > 0$  となり、なんらかの秩序化が起こっている。このとき振動数分布にも臨界値  $K_c$  を境に定性的な変化が現れる。 $K$  が小さいときは  $g_r(\omega) = g(\omega)$  であることが示せる。このとき各振動子の振動数は固有振動数に完全に一致する。一方、 $K > K_c$  では、平均振動数  $\omega=5$  のところにデルタ関数によって表されるピークが出現する(図1(a))。つまり、平均振動数に近い固有振動数を持つ振動子同士が、振動数を完全に一致させる。蔵本モデルに代表されるように、同期はある臨界的なパラメータ値を境に起こるのが一般的である。

蔵本モデルが提案されてすでに40年近くたつが、今も未解決問題や拡張に関して活発に研究がなされ、近年にもいくつかのブレークスルーがあった。例えば、同期状態の安定性は未解決問題であったのが、斬新なアプローチによ

って近年証明された。<sup>6)</sup> 同期の基礎理論から最近の発展までは文献4, 5に詳しい。

### 3. 同期現象の広がり

同期は時間的な秩序形成現象と言えるが、パターン形成のような空間的秩序形成とも密接に絡み合う。化学反応では、条件によっては周期的に反応が進むものがあり、同心円構造を持つ進行波や、回転する螺旋パターンがしばしば形成される (<http://youtu.be/PnOy1fSxBdI>)。また、化学乱流と呼ばれる時空間的に不規則なパターン(時空カオス)が生まれることもある。

また、同期は様々な生命機能において重要な役割を果たしている。例えば、我々の持つ24時間の体内時計、いわゆる概日リズムが挙げられる。概日リズムは、脳にある視交叉上核という数万の神経細胞の集合体が統率している。視交叉上核を構成する神経細胞では各細胞内で時計遺伝子と呼ばれる一群の遺伝子の発現制御ループが作動しており、これによって一群のタンパク質がほぼ24時間周期で増減し、この増減は組織全体で見事に同期している。<sup>5)</sup> つい最近、マウスの実験によって、視交叉上核で働く神経伝達物質の1つを阻害すると時差ぼけがなくなることが発見され、時差ぼけの原因とその消失のメカニズムは、視交叉上核を位相方程式によってモデル化することによって説明された。<sup>7)</sup>

同期は、現象の壮観さや美しさに加え、生命機能とも深く関連する大変魅力的な研究話題である。特に生命現象では、細胞分化、細胞分裂、体節形成などの発生過程において、遺伝子発現の振動と同期が重要な役割を担っていることが明らかになりつつあり、数理論理的な視点が増えつつ求められている。専門的な実験研究と横断的視点を持つ理論研究の協働が、今後の発展に欠かせない。

#### 参考文献

- 1) A. Pikovsky, M. Rosenblum and J. Kurths 著、徳田 功訳:『同期理論の基礎と応用: 数理学、化学、生命科学から工学まで』(丸善, 2009)。
- 2) S. H. Strogatz, et al.: Nature **438** (2005) 43.
- 3) Y. Kuramoto: *Chemical Oscillations, Waves, and Turbulence* (Springer, New York, 1984)。
- 4) 蔵本由紀、河村洋史:『同期現象の数理: 位相記述によるアプローチ』(培風館, 2010)。
- 5) 郡 宏、森田善久:『生物リズムと力学系』(共立出版, 2011)。
- 6) H. Chiba: *Ergodic Theory and Dynamical Systems* (2013) 1.
- 7) Y. Yamaguchi, et al.: Science **342** (2013) 85.

郡 宏(お茶の水女子大学大学院人間文化創成科学研究科)

(2013年10月5日原稿受付)

# キログラムの定義改定に向けた質量標準の開発動向



藤井 賢一

産業技術総合研究所計量標準総合センター

質量の単位であるキログラム (kg) は、メートル条約に基づいて 1889 年に開催された第 1 回国際度量衡総会で定義された。このとき白金イリジウム合金製の国際メートル原器と国際キログラム原器がそれぞれ長さや質量の単位として承認されたが、長さは 1960 年に光の波長による定義へと移行し、国際メートル原器は不要となった。更に 1983 年に光速を不確かさのない定数として定義することによって、光周波数の測定から誰もが長さの単位を実現することができるようになった。

誰もが単位を実現することができるということは、特定の国や組織が所有する標準器への依存性から開放されるという点で、科学技術の進歩にとっては重要な要素である。しかし、キログラムだけは 1889 年以来、人工物によって定義される唯一の SI 基本単位として残り現在に至っている。

このため、質量を正しく測るためには国際キログラム原器への校正の連鎖が必要であるが、表面汚染の影響などにより、分銅の質量に頼る限りキログラムの安定性は  $50 \mu\text{g}$  (相対的に  $5 \times 10^{-8}$ ) 程度が限界であると考えられている。

このような経緯から、2011 年に開催された第 24 回国際度量衡総会ではプランク定数  $h$ 、電荷素量  $e$ 、ボルツマン定数  $k$ 、アボガドロ定数  $N_A$  を不確かさのない定数として定義し、キログラム、ケルビン、アンペア、モルの定義を将来、同時に改定することが決議された。これは、基礎物理定数を基準として SI 基本単位の定義を世界的な合意のもとで改定するという方針を示したものであり、歴史的にも極めて画期的である。

キログラムの定義を改定するためには、国際キログラム原器の質量の長期安定性を超える精度でプランク定数を測定することが必要である。従来はワットバランス法と呼ばれる電気的な方法だけがこの精度を超えることに成功していた。プランク定数はアボガドロ定数からも精度よく導くことができるので、従来は X 線結晶密度法と呼ばれる結晶を用いる方法でアボガドロ定数が測定されてきた。しかし、この測定には自然同位体比のシリコン結晶が用いられていたため、その同位体比の測定精度に限界があり、国際キログラム原器の質量安定性を超える精度でアボガドロ定数を測ることができなかった。

この問題を解決するために、 $^{28}\text{Si}$  を遠心分離法によって 99.99% まで濃縮し、その結晶の格子定数、密度、モル質量の測定からアボガドロ定数やプランク定数の精度を高めるための国際プロジェクトが実施され、ワットバランス法を超える  $3 \times 10^{-8}$  の精度での測定結果が得られるようになった。本稿では、この精度向上をもたらした幾つかの実験技術を中心に紹介し、キログラムの定義改定をめぐる研究開発の動向について解説する。

定義改定後は磁気定数や電気定数 (真空の透磁率や誘電率)、炭素  $^{12}\text{C}$  のモル質量など、これまでは不確かさのない定数として扱われてきたものが、微細構造定数などの値に応じて変化する測定量 (変数) になる。本稿では、国際単位系の定義改定が与える影響についても考察し、キログラムの定義改定がもたらす新たな可能性について述べる。

## —Keywords—

### ワットバランス法：

磁場中のコイルを速度  $v$  で移動させたときに生じる電圧  $U$  と、このコイルに同一磁場中で電流  $I$  を流した時に生じる力  $F$  とを測定すると、電気的仕事率  $UI$  と力学的仕事率  $Fv$  は厳密に等しくなる。この性質を利用し、重力加速度  $g$  のもとで質量  $m$  の物体にはたらく重力  $mg$  として力  $F$  を発生させれば、 $UI = mgv$  として電気的仕事率を求めることができる。更に  $UI$  はジョセフソン効果と量子ホール効果を通じてプランク定数  $h$  に関係づけられるので、結果的に力学量の測定から  $h$  を求めることができる。

### X 線結晶密度法：

結晶の格子定数  $a$ 、密度  $\rho$ 、モル質量  $M$  の測定からアボガドロ定数  $N_A$  を求める方法。シリコン結晶のような立方晶は単位胞 (単位格子) に 8 個の原子が含まれるので  $N_A = 8M/(\rho a^3)$  としてアボガドロ定数が求められる。

## 1. はじめに

物理量を表現するための単位系として現在広く用いられている国際単位系(SI)<sup>1,2)</sup>では、7つのSI基本単位として秒(s)、メートル(m)、キログラム(kg)、ケルビン(K)、アンペア(A)、モル(mol)、カンデラ(cd)が定義され、その他の単位はSI組立単位としてSI基本単位のべき乗の積で表される。

よく知られているように、秒は地球の自転周期や公転周期に基づいて定義されていたが、1968年からはセシウムの超微細構造間の遷移に対応する放射の周期によって定義されるようになった。このセシウム原子時計によって実現されるマイクロ波の周波数(約9.2 GHz)が現在の秒の基準である。最近では、光周波数コムや光格子時計などの新しい技術を使って、光周波数領域(約500 THz)における新たな秒の定義を実現するための研究も進められている。<sup>3)</sup> 電圧と電気抵抗についても1990年からはそれぞれジョセフソン効果と量子ホール効果を使ってプランク定数 $h$ と電荷素量 $e$ を基準とする量子力学的な定義が実用化され、オームの法則から再現性の高いアンペアが実現されている。<sup>4,5)</sup> メートルについても1960年に国際メートル原器はその役割を終え、光の波長に基づく定義に移行し、1983年からは真空中における光の速さ $c$ を基準とする新しい定義が採用されるようになった。<sup>6)</sup>

このように科学技術の進歩とともに、多くの単位の定義は変遷を重ね、より普遍的で再現性の高い定義へと移行してきた。しかし、質量の単位であるキログラムだけは19世紀に定義されて以来、改定されることなく現在に至っている。現在用いられているSIの原形はフランス革命のあった1790年代に誕生した。当時は地球の大きさを基準としてメートルがようやく定義された頃であり、これを長さ

の単位として測定された純水1リットルの質量がキログラムとして定義された。しかし、質量を測る度に水の体積を測るのは不便なので後に質量の基準は白金製の分銅(確定キログラム原器)に移された。その後、世界共通の単位の必要性から1875年にメートル条約が締結され、メートルとキログラムを基準とする単位系が欧州で採用された。このとき、白金にイリジウムを10%混ぜて硬度を高めた白金イリジウム合金製の分銅が幾つか製造され、そのなかで最も確定キログラム原器の質量に近いものが国際キログラム原器(International Prototype of the Kilogram; IPK)として選ばれた(図1参照)。そして、1889年に開催された第1回国際度量衡総会(Conference Generale des Poids et Mesures; CGPM)において「キログラムは質量の単位であって、それは国際キログラム原器の質量に等しい」と定義された。IPKはパリ郊外にある国際度量衡局(Bureau International des Poids et Mesures; BIPM)に保管され、現在でも世界で唯一の質量の基準として用いられている。

したがって、キログラムについては他の基本単位のように誰もがその定義を実現できる状況にはなく、IPKの質量を基準としてメートル条約加盟各国のキログラム原器の質量をBIPMが値付けすることによって世界の質量標準が維持されている。すなわち、エンドユーザーの分銅や天びんに至る全ての質量測定は、比較校正の連鎖によって初めてその値の正しさを確保できるのである。

しかし、人工物である限り、IPKの質量安定性には限界がある。BIPMによる各国のキログラム原器の質量の定期校正は、世界大戦などの影響により中断された年もあるが、約40年に一度の周期で実施されてきた。最後に実施された第3回定期校正(1988~1992年)<sup>7,8)</sup>のときに得られた知見によれば、IPKの質量は表面汚染などの影響によって徐々に増加し、1988年に48年ぶりに表面洗浄されたIPKの質量は洗浄前と比べて約60  $\mu\text{g}$  軽くなった。これは相対量で約 $6 \times 10^{-8}$ の変動幅に相当する。

図2にBIPMで校正された各国のキログラム原器の質量



図1 国際キログラム原器(IPK)。写真提供：BIPM。白金89.9%、イリジウム10.1%から成る合金製の分銅。直径、高さともに約39 mmの円柱。

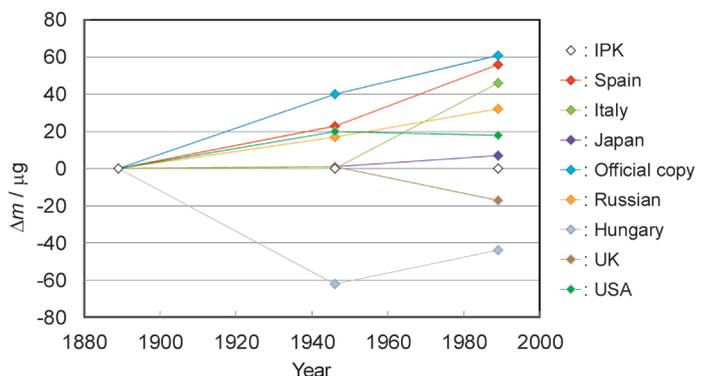


図2 国際キログラム原器(IPK)の質量を基準とする各国のキログラム原器の質量の100年間の履歴。<sup>7)</sup> Official copyはIPKと同じ白金イリジウム合金から作られたBIPMの副原器を表す。多くの場合、各国のキログラム原器の質量が増加したようにみえるが、IPKの質量が減少してきた可能性もある。

とIPKの質量との差 $\Delta m$ の履歴を示した。<sup>7)</sup> この図には戦争などによって保管状態が良くなかったものも含まれているが、各国のキログラム原器の方がIPKに比べて100年間に50  $\mu\text{g}$ 程度重くなってきていることを表している。逆の見方をすればIPKの質量がそれだけ軽くなったとも解釈できる。質量の場合、他に絶対的に安定な基準がないので、どちらが変動したのかを区別する術はない。このため、分銅の質量に頼る限り、キログラムの長期安定性は $5 \times 10^{-8}$ 程度が限界であると考えられている。<sup>8)</sup>

このような背景から基礎物理定数<sup>9)</sup>などの普遍的な定数に基づいてキログラムを再定義することが検討されるようになり、1999年に開催された第21回CGPMでは、IPKの質量変動をモニターし、キログラムの新しい定義を実現するための研究に各国の計量標準研究機関(NMI)が取り組むべきであることなどが勧告されている。このような経緯から、単位諮問委員会(CCU)では、キログラムだけではなくアンペア、ケルビン、モルを含む4つのSI基本単位をそれぞれプランク定数 $h$ 、電荷素量 $e$ 、ボルツマン定数 $k$ 、アボガドロ定数 $N_A$ を用いて再定義するための検討を早い段階から開始した。これら4つの基本単位の基準として $h$ 、 $e$ 、 $k$ 、 $N_A$ が選ばれた理由については既に幾つかの文献<sup>10-13)</sup>に詳しい解説があるので参照されたい。このような経緯を経て2011年に開催された第24回CGPMにおいてこの4単位同時改定案が決議された。この決議では再定義を実施する時期と、用いるべき基礎物理定数の値をまだ決めていないが、将来、これらの基礎物理定数の測定精度が向上し、それらの不確かさが十分に小さくなった段階で、科学技術データ委員会(CODATA)の推奨値<sup>9)</sup>を用いてこれらのSI基本単位を再定義することが決議されている。早ければ2018年に開催予定の第26回CGPMでこれらのSI基本単位の定義が改定される予定である。本稿ではこのようなキログラムの定義改定をめぐる国際的な動きに触れながら、最新の研究動向について紹介する。

## 2. キログラムの再定義方法

キログラムの再定義方法としては、原子の数から質量を決めるアボガドロ定数 $N_A$ に基づくものと、アインシュタインの関係式から光子のエネルギーと質量とを関係づけるプランク定数 $h$ に基づくものとが以前から検討されてきた。前者は比較的古くからある考え方であり、相対原子質量の基準である $^{12}\text{C}$ の単原子あたりの質量を基準にすれば、

・キログラムは基底状態にある静止した $5.018 \cdots \times 10^{25}$ 個の自由な炭素原子 $^{12}\text{C}$ の質量に等しい。

と再定義することができる。ここで、 $5.018 \cdots \times 10^{25}$ という数値はアボガドロ定数 $N_A = 6.022 \cdots \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ の数値の部分を1,000/12倍して求められる。この再定義方法を採用すると、物質量の単位を「モルは $6.022 \cdots \times 10^{23}$ 個の要素粒子を含む系の物質質量である」と書き改め、1 molの要素粒子の数を明示することができるようになる。

一方、プランク定数に基づく定義は比較的最近注目されるようになった考え方である。アインシュタインの関係式(特殊相対性理論と光量子仮説)を用いればエネルギーを $E = mc^2 = h\nu$ と表すことができる。ここで、 $m$ は物体の静止質量、 $\nu$ は光子の周波数である。エネルギーと質量が等価であり、しかも光子の周波数によってそのエネルギーを表すことができることを考えれば、静止質量 $m$ と等価なエネルギーをもつ光子の周波数は $\nu = mc^2/h$ である。真空中の光の速さ $c = 299,792,458 \text{ m/s}$ は1983年のSI改定以来、既に定義になっているので、 $m$ に1 kgを代入して、プランク定数 $h = 6.626 \cdots \times 10^{-34} \text{ J s}$ を不確かさのない定数として定義してしまえば、

・キログラムは周波数が $[(299,792,458)^2 / (6.626 \cdots \times 10^{-34})]$ ヘルツの光子のエネルギーと等価な質量である。

と再定義することもできる。

キログラムを再定義する上で、アボガドロ定数とプランク定数の何れを用いて表現すべきであるかがしばしば議論されてきたが、両者の間には以下に示す基礎物理定数間の厳密な関係が成立する。

$$N_A = \frac{cM_e a^2}{2R_\infty h} \quad (1)$$

ここで、 $M_e$ は電子のモル質量、 $a$ は微細構造定数、 $R_\infty$ はリュードベリ定数であり、式(1)右辺において $h$ を除く基礎物理定数群は $7.0 \times 10^{-10}$ の相対標準不確かさで既に求められている。<sup>9)</sup> この不確かさは $h$ や $N_A$ の現在の測定の不確かさよりも十分に小さいので、何れの定数を用いてもキログラムを定義することが原理的には可能である。

しかし、後述するように電圧と電気抵抗はそれぞれ交流ジョセフソン効果と量子ホール効果によって既に実現され、電気標準として広く用いられている。このため、プランク定数 $h$ をキログラムの定義に採用し、更に電荷素量 $e$ も定義してしまえば、ジョセフソン定数( $K_J = 2e/h$ )とフォン・クリッツリン定数( $R_K = h/e^2$ )に関する1990年の協定値( $K_{J-90}$ と $R_{K-90}$ )<sup>4)</sup>を用いる必要がなくなるので、アンペアの定義改定にとっても利便性が高い。このため、2011年に開催された第24回CGPMでは以下のようにプランク定数 $h$ の値を明示する表現方法が採択された。

・キログラムは、SI単位 $\text{kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ で表したときのプランク定数の値を正確に $6.626\,06 \cdots \times 10^{-34} \text{ J s}$ ( $= \text{kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ )と定めることによって設定される。

2011年に開催されたCGPMでは同様にアンペア、ケルビン、モルの定義についても電荷素量 $e$ 、ボルツマン定数 $k$ 、アボガドロ定数 $N_A$ の値を明示する表現方法が採択されている。

## 3. ワットバランス法

キログラムを実現するための実験方法として、最近まで最も精度が高かったのがワットバランス(watt balance)法である。元々は、ジョセフソン効果と量子ホール効果から

プランク定数  $h$  を測定するために開発された方法である。その測定原理の詳細については既に解説<sup>14)</sup>があるので参照されたい。

まず、磁場中の導体に電流  $I$  を流すと力  $F$  が発生する。また、この導体を同一磁場中で速度  $v$  で移動させると電圧  $U$  が発生する。このとき電氣的仕事率  $UI$  は力学的仕事率  $Fv$  に厳密に等しいので、時間、長さ、質量などの力学量の測定から電氣的仕事率  $UI$  を求めることができる。この方法がワットバランス（仕事率天びん）と呼ばれる由縁である。ここで、電圧  $U$  をジョセフソン電圧  $U_J = nf/(2e/h) = nf/K_J$  で表し、電流  $I$  を量子化ホール抵抗  $R_H = (h/e^2)/i = R_K/i$  とジョセフソン電圧で表せば、プランク定数は  $h = 4/(K_J^2 R_K)$  として求められる。 $K_J = 2e/h$  と  $R_K = h/e^2$  はそれぞれジョセフソン定数とフォン・クリッツィング定数であり、電圧や電気抵抗の標準を実現するための基準として既に広く用いられている定数である。現行のSIの定義では力学的仕事率  $Fv$  の測定から電氣的仕事率  $UI$  を求め、これに基づいてアンペアの定義が実現されているが、再定義が実施されると、これとは逆に定義されたプランク定数  $h$  から力  $F$  を求めて、これと釣り合う重力  $mg$  としてキログラムが実現される。ここで、 $g$  は重力加速度を表す。2007年、米国国立標準技術研究所 (NIST) では  $3.6 \times 10^{-8}$  の相対標準不確かさで  $h$  を測定することに成功し、基礎物理定数の測定精度がIPKの質量の長期安定性 ( $5 \times 10^{-8}$ ) を初めて超えた。<sup>15)</sup>

最近では、英国物理研究所 (NPL) のワットバランスを引き継いだカナダの研究機関 (NRC) でも比較的精度の高い実験が行われている。<sup>16)</sup> また、フランス (LNE)、スイス (METAS)、中国 (NIM)、韓国 (KRISS) などでもワットバランスの開発が進められている。<sup>17)</sup>

#### 4. X線結晶密度法

アボガドロ定数  $N_A$  は現行のモルの定義から求められる基礎物理定数なので、12 g の  $^{12}\text{C}$  に含まれる原子の数を数えればよいと思われるかもしれない。しかし、その数が膨大であるため、直接的に原子や分子の数を測るには膨大な時間を要する。そこで、シリコン結晶などの完全性の高い結晶の格子面間隔を測定して原子の数を求めるX線結晶密度 (X-ray crystal density; XRDC) 法と呼ばれる測定方法が開発されてきた。その詳細については既に幾つかの解説<sup>12, 18)</sup>があるので参照されたい。

図3に示すようにシリコン結晶は立方晶であり、格子定数  $a$  の単位胞 (unit cell) には平均で8個の原子が含まれ、その体積は  $a^3$  である。シリコン結晶の単位胞の密度、すなわち、微視的な密度が巨視的な密度  $\rho(\text{Si})$  に等しいものと仮定すると、シリコン原子1個あたりの質量  $m(\text{Si})$  は  $\rho(\text{Si})a^3/8$  に等しい。また、モルの定義からアボガドロ定数は原子のモル質量をその原子1個あたりの質量で割った値に等しいので  $N_A = M(\text{Si})/m(\text{Si})$  と表される。ここで、

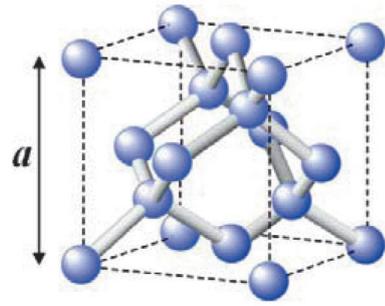


図3 シリコンの結晶構造。この単位胞には8個のシリコン原子が含まれる。一辺の長さ  $a$  は格子定数を表す。

$M(\text{Si})$  はシリコンのモル質量を表す。したがって、アボガドロ定数は次式で表される。

$$N_A = \frac{M(\text{Si})}{m(\text{Si})} = \frac{8M(\text{Si})}{\rho(\text{Si})a^3} \quad (2)$$

式(2)において、面指数 ( $lmn$ ) の格子面間隔を  $d_{lmn}$  とすると  $a = (l^2 + m^2 + n^2)^{1/2} d_{lmn}$  なので、例えば、面指数 (220) の格子面間隔  $d_{220}$  をX線回折によって測定すれば格子定数は  $a = 8^{1/2} d_{220}$  として求められる。

自然界のシリコンには安定同位体  $^{28}\text{Si}$ 、 $^{29}\text{Si}$ 、 $^{30}\text{Si}$  が存在し、それらの存在比はそれぞれ約92%、5%、3%である。これらの核種の相対原子質量  $A_r(^i\text{Si})$  は  $10^{-9}$  よりも小さい相対標準不確かさで既に求められているので、それぞれの核種の存在比  $f(^i\text{Si})$  を質量分析計などで測定すれば、その平均モル質量を次式から求めることができる。

$$M(\text{Si}) = f(^{28}\text{Si})M(^{28}\text{Si}) + f(^{29}\text{Si})M(^{29}\text{Si}) + f(^{30}\text{Si})M(^{30}\text{Si}) \quad (3)$$

ここで、各核種のモル質量は  $M(^i\text{Si}) = A_r(^i\text{Si}) \text{ g/mol}$  として求められる。

X線結晶密度法による従来の測定では自然界のシリコンから作製された結晶が用いられてきたので、同位体比  $f(^i\text{Si})$  の測定精度に限界があり、質量分析計によるシリコンのモル質量測定の相対標準不確かさは最も小さい場合でも  $2.4 \times 10^{-7}$  だった。<sup>19)</sup> このため従来の結晶を用いた測定ではIPKの質量安定性を超える精度でアボガドロ定数を測定することはできなかった。

##### 4.1 $^{28}\text{Si}$ 同位体濃縮結晶

この問題を解決するために、 $^{28}\text{Si}$  だけを同位体濃縮した単結晶を製作して、 $N_A$  を高精度化するためのアボガドロ国際プロジェクト (International Avogadro Coordination; IAC Project) が実施された。<sup>20, 21)</sup> このプロジェクトには産業技術総合研究所の計量標準総合センター (NMIJ)、ドイツ物理工学研究所 (PTB)、イタリア計量研究所 (INRIM)、オーストラリア連邦計量研究所 (NMIA)、欧州標準物質計測研究所 (IRMM)、BIPM、NIST、NPLなどが参加した。遠心分離法による同位体濃縮、<sup>22)</sup> 化学精製、多結晶化などを経て99.99%まで同位体濃縮された5 kgの $^{28}\text{Si}$ 同位体濃縮単結晶が2007年に完成した(図4参照)。このようなシリコン



図4 FZ (浮遊帯域) 法で引き上げられた濃縮度 99.99%、質量 5 kg の  $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮単結晶。<sup>20, 21)</sup>

の大規模な同位体濃縮とその結晶化を行ったのはこの国際プロジェクトが世界で最初である。

#### 4.2 X線干渉計による格子定数の測定

結晶の格子定数は通常はブラッグ回折によってX線の波長とその回折角から求められるが、これらをキログラムの定義改定に必要とされる精度で測定することは困難である。このため、光の波長を基準として格子定数を測定することが可能なX線干渉計が開発されてきた。その測定原理を図5に示した。一塊のシリコン結晶を加工してマッハ・ツェンダー型のX線干渉計を製作し、アナライザーを切断して逆格子ベクトルの方向（ここではx方向）に走査すると、回折X線と透過X線は干渉し格子面間隔に等しい周期で明滅する。したがって、X線の強度変化をアナライザーの移動距離の関数として測定すれば、X線の波長や回折角の測定に頼ることなく、結晶の格子面間隔を測定することができる。

X線の明滅を観測するためには極めて高い精度でアナライザーを並進運動させる必要があり、そのためには数ナノラジアン ( $\text{nrad} = 10^{-9} \text{ rad}$ ) の変動幅でアナライザーの角度を一定に保つ必要がある。このため、従来のX線干渉計では一体切り欠き型の弾性ヒンジを用いた移動ステージ<sup>18)</sup>などが用いられてきたので、その変位は最も大きい場合でも 0.1 mm 程度に限られ、これが原因で格子定数の測定精度を向上させることができなかった。

この問題を解決するために INRIM の Massa ら<sup>23)</sup> は図6に示すように、移動距離 50 mm のステージ上に設置された3個の圧電素子 (PZT) を用いてアナライザーの動きを制御し、極めて高い精度での並進運動を実現しながら、数十ミリメートルにも及ぶ大きな移動距離を確保することに成功した。この開発によって格子面間隔  $d_{220}$  の測定の不確

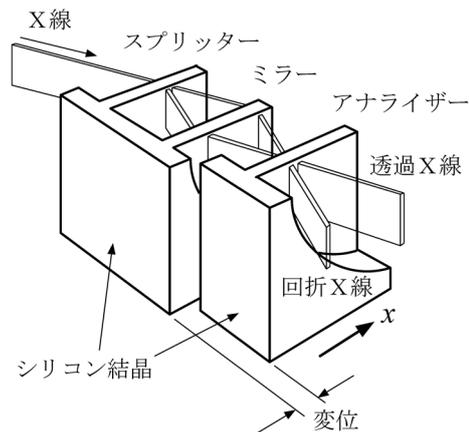


図5 X線干渉計による格子定数の測定原理。<sup>12, 18)</sup> アナライザーを走査すると、回折X線と透過X線は干渉し格子面間隔に等しい周期で明滅する。X線の強度変化をアナライザーの移動距離の関数として測定すれば、光の波長を基準として格子面間隔を絶対測定することができる。

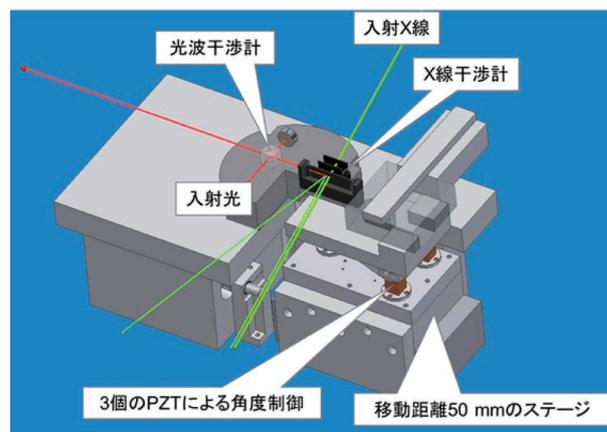


図6 Massa ら<sup>23)</sup> が開発したX線干渉計。移動距離 50 mm のステージ上に設置された3個のPZTを用いることによって、X線干渉計のアナライザーの変位拡大と並進運動の両立を実現している。

さは従来の約 1/10 程度に低減され、 $3.5 \times 10^{-9}$  の相対標準不確かさを得ることができた。

アボガドロ定数の測定では、結晶内での格子定数の分布を評価し、その均一性を確かめることも重要である。このため、NMIJ の藤本ら<sup>24)</sup> は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の協力を得て、格子定数の2次元分布を評価した。KEK の自己参照型格子比較器を用いることによって、高感度、高分解能、短時間での格子定数の2次元分布を評価することが可能である。その結果、 $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶から得られたディスク (直径 76 mm, 厚さ 5 mm) の格子分布  $\Delta d/d$  の標準偏差は  $4.1 \times 10^{-9}$  であることが確かめられた。

#### 4.3 球体を用いた密度測定

アボガドロ国際プロジェクトでは密度の測定精度を極限まで向上させるために、質量 1 kg, 直径約 94 mm の球体2個を  $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶から切り出して研磨し、それらの直径測定、表面計測、質量測定などから密度を求める方法が採用された。

球体はオーストラリア連邦科学産業研究機構<sup>25)</sup> で研磨され、直径の凹凸の最大値約 70 nm, 標準偏差約 7 nm の球

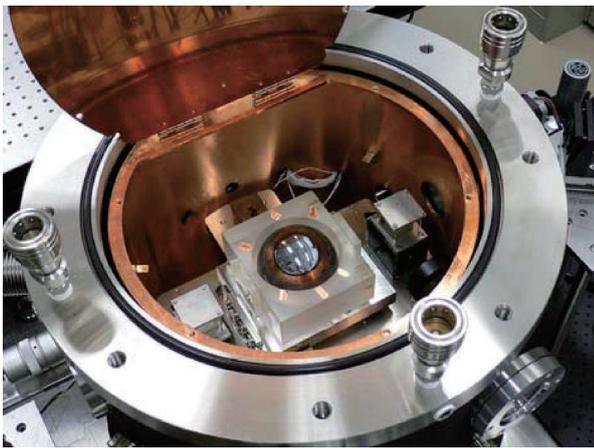


図7 シリコン球体の直径 (約 94 nm) をサブナノメートルの精度で測るレーザー干渉計.<sup>27)</sup>

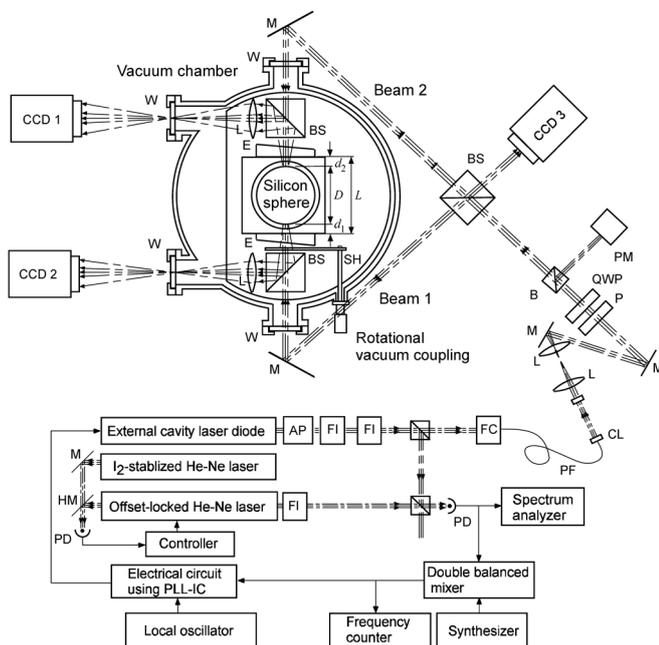


図8 直径測定用レーザー干渉計のブロック図.<sup>27)</sup> BS: ビームスプリッター, CL: コリメーターレンズ, SH: シャッター, E: エタロン, FC: ファイバークラプラー, FI: ファラデーアイソレーター, HF: ハーフミラー, M: ミラー, P: 偏光板, PD: フォトディテクター, PF: 偏波面保存ファイバー, PM: パワーメーター, QWP: 1/4波長板, W: 光学窓, L: レンズ, AP: アナモルフィックプリズム.

体が得られた。真球度の高い球体の体積はその平均直径から小さい不確かさで求めることができる。<sup>26)</sup> NMIJの倉本ら<sup>27)</sup>は図7に示す直径測定用レーザー干渉計を開発し、約1,000方位からの直径測定からその体積を求めた。

図8にこの直径測定用レーザー干渉計のブロック図を示す。シリコン球体とエタロン (E) から反射したレーザー光は同心円状の干渉縞を形成する。これを CCD1 と CCD2 で観測しながら、光源である外部共振器型のダイオードレーザの光周波数を走査し、位相シフト法<sup>28)</sup>による画像解析から球体とエタロンとのギャップ  $d_1$ ,  $d_2$  を測定する。同様にエタロンの間隔  $L$  の測定ではビーム 1 を遮り、球体下方の移動機構によって球体を持ち上げて光路から取り除き、ビ-

ム2によってエタロンからの反射光の干渉を CCD3 で観測して位相シフト法による解析を行う。球体の直径は  $D = L - (d_1 + d_2)$  として求められる。球体の下部に方位制御機構があり、球体の方位を自動制御することができるようになっている。

球体とエタロンとの間隔は約 13 mm であり、位相シフト法による測定を行うためには少なくとも 10 GHz の光周波数掃引が必要である。このため、ヨウ素安定化 He-Ne レーザの周波数を基準としてダイオードレーザの波数を 20 GHz の範囲で掃引する。このときの光周波数測定標準不確かさは 10 kHz であり、直径測定に換算すると  $2 \times 10^{-11}$  の相対標準不確かさに相当する。

シリコン結晶は室温において約  $2.56 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  の線膨張係数をもつため球体の体積の精密測定では温度測定の不確かさが主な不確かさ要因となる。このため、図7に示す真空容器の側面と上下面に恒温水を循環させ、さらに真空容器の内部に放射シールドを設けて真空中にある球体の温度を制御する。放射シールドの側面および上下面に設けた面ヒーターに 1 W 以下の弱い電力を供給することによって放射シールドの温度を制御する。球体の下部には球体に接する銅ブロックが複数設けてあり、国際温度目盛 (ITS-90) に準拠して校正された小型の白金温度計をこの銅ブロックに挿入することによって球体の温度を 1 mK よりも小さい標準不確かさで測定する。

シリコン球体の表面は厚さ約 1~2 nm の自然酸化膜だけではなく研磨過程で生じた厚さ約 0.3 nm の金属不純物などでも覆われている。アボガドロ国際プロジェクトでは純粋なシリコン単結晶の部分の体積と質量から密度を求めるために、分光エリプソメトリー (SE), X線反射率法 (XRR), X線光電子分光法 (XPS), X線蛍光分析法 (XRF) など複数の表面計測技術を用いて球体表面に存在する物質の種類、化学組成、厚さなどを評価し、直径測定における表面の影響の標準不確かさを 0.4 nm まで低減させた。<sup>29)</sup>

温度測定の不確かさなど全ての影響を考慮した直径測定の標準不確かさは 0.9 nm であり、球体の質量測定<sup>30)</sup>や表面多層膜の質量評価<sup>29)</sup>の不確かさなどを含めると、<sup>28</sup>Si 同位体結晶の密度測定の相対標準不確かさは約  $3.0 \times 10^{-8}$  である。

#### 4.4 同位体希釈分析法<sup>\*1)</sup>によるモル質量の測定

シリコンの同位体比を測定するために従来は気体質量分析法<sup>19)</sup>が用いられてきたが、<sup>28</sup>Si 同位体濃縮結晶の場合には、質量分析計で測定するイオン電流の比  $I(^{29}\text{SiF}_3^+)/I(^{28}\text{SiF}_3^+)$  と  $I(^{30}\text{SiF}_3^+)/I(^{28}\text{SiF}_3^+)$  が極めて小さく、 $1 \times 10^{-5}$  程度なので、この小さい比を高精度測定することは極めて

\*1) 同位体希釈分析法: 同位体を用いた化学分析手法の一種であり、測定対象となる試料溶液に、同位体比が既知のスパイクと呼ばれる溶液を添加し、スパイクを添加する前後の試料溶液の同位体比を測定する。同位体比の変化から試料溶液中の元素濃度を求めることができる。比較的簡単な操作で信頼性の高い測定結果が得られるのが特徴である。

困難だった。また、塩 ( $\text{BaSiF}_6$ ) の合成を介してシリコン結晶を気体 ( $\text{SiF}_4$ ) に変換していたので、化学反応の過程における自然同位体比のシリコンの混入 (isotope contamination) の影響が大きく、キログラムの定義改定を実現できるような精度を得ることができなかった。

この問題を解決するために PTB では  $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶の測定に適した同位体希釈分析法を新たに開発した。この方法では、被測定試料である  $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶の溶液 X、スパイクと呼ばれる  $^{30}\text{Si}$  同位体濃縮材料の溶液 Y、およびこれらを混合して得られるブレンドと呼ばれる溶液 B を準備する。誘導結合プラズマ質量分析計 (ICP-MS) を用いて、溶液 X のイオン電流比  $I(^{30}\text{Si}^+)/I(^{29}\text{Si}^+)$ 、溶液 Y のイオン電流比  $I(^{28}\text{Si}^+)/I(^{29}\text{Si}^+)$  と  $I(^{30}\text{Si}^+)/I(^{29}\text{Si}^+)$ 、溶液 B のイオン電流比  $I(^{30}\text{Si}^+)/I(^{29}\text{Si}^+) \approx 1$  を測定すると、これらの電流比は 0.1 から 70 の範囲に収まるので、これらの測定結果から  $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶の同位体比  $f(^{28}\text{Si})$  を高精度に求めることができる。この方法は、 $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶の主要成分である  $f(^{28}\text{Si})$  を直接測定するのではなく、その微量成分である  $f(^{29}\text{Si}) \approx 4.1 \times 10^{-5}$  と  $f(^{30}\text{Si}) \approx 1.2 \times 10^{-6}$  の測定から  $f(^{28}\text{Si}) = 1 - f(^{29}\text{Si}) - f(^{30}\text{Si})$  として式(3)からモル質量を導くことを特徴とする。この方法ではシリコン結晶を溶媒 (NaOH 水溶液など) に溶かすだけでよいので、自然同位体比のシリコンが混入するリスクも小さい。この同位体希釈分析法によって PTB の Pramann ら<sup>31)</sup> は  $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶のモル質量を  $8.2 \times 10^{-9}$  の相対標準不確かさで測定することに成功した。

同位体希釈分析法による  $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶のモル質量の測定は NMJ の成川ら<sup>32)</sup> によっても行われ、溶媒にはイオン電流の測定におけるノイズ (background) を低減させるために水酸化テトラメチルアンモニウム (tetramethylammonium hydroxide; TMAH) が用いられた。その結果、 $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶のモル質量測定の相対標準不確かさは  $5.2 \times 10^{-9}$  まで低減した。この測定結果は前述の PTB の測定結果と不確かさの範囲内でよく一致する。

#### 4.5 アボガドロ定数の測定結果

$^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶の格子定数、密度、モル質量などの測定から 2011 年に求められたアボガドロ定数の値は

$$N_A = 6.022\,140\,82(18) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1} \quad (4)$$

であり、その相対標準不確かさは  $3.0 \times 10^{-8}$  である。<sup>20,21)</sup> 括弧内の数値は最後の桁の標準不確かさを表す。ワットバランス法よりも更に高精度な値が X 線結晶密度法によって得られた。今のところ、上記の不確かさのなかで最も大きな不確かさの要因となっているのは球体の体積測定である。

ワットバランスなど電気的な方法で求められたプランク定数の値と、 $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮単結晶から得られたアボガドロ定数を式(1)を用いてプランク定数に換算した値との比較を図9に示した。この図から分かるように、NIST が 2007

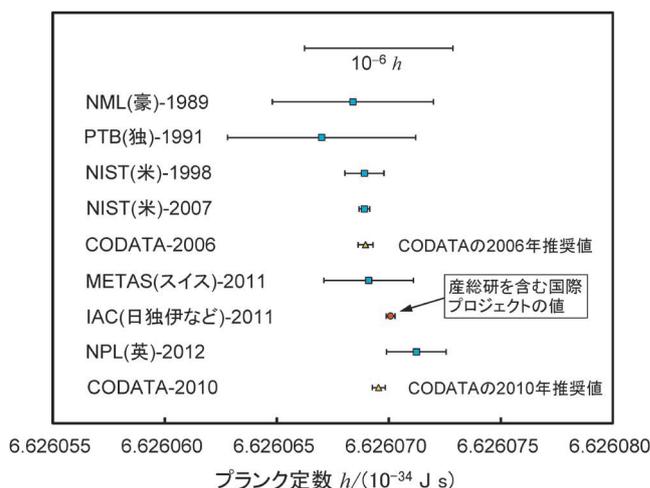


図9 異なる原理で測定されたプランク定数の比較。<sup>9)</sup> バーは標準不確かさを表す。NML (豪)-1989: 水銀電圧計によるジョセフソン定数の測定, PTB (独)-1991: 電圧天びんによるジョセフソン定数の測定, NIST (米)-1998: ワットバランスによるプランク定数の測定 (空气中), NIST (米)-2007: ワットバランスによるプランク定数の測定 (真空中), CODATA-2006: CODATA による 2006 年の推奨値, METAS (スイス)-2011: ワットバランスによるプランク定数の測定, IAC (日独伊など)-2011: X 線結晶密度法による  $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮結晶についての測定, NPL (英)-2011: ワットバランスによるプランク定数の測定, CODATA-2010: CODATA による 2010 年の推奨値。

年にワットバランス法によって求めた値 (NIST (米)-2007) と、アボガドロ国際プロジェクトで 2011 年に  $^{28}\text{Si}$  同位体濃縮単結晶から得られた値 (IAC-2011) の不確かさが他のデータよりも小さいが、両者の間には  $1.8 \times 10^{-7}$  の相対的な隔りがある。この差異の原因はまだ明確にはなっていないが、X 線結晶密度法で得られた値は NIST および NPL のワットバランスで得られた値の中間に位置するので、独立したワットバランスによる測定のばらつきが個別の測定で推定される不確かさよりも大きいことが原因であると考えられる。

これらの測定結果に基づいて CODATA の基礎定数作業部会 (TGFC) では、統計的な整合性が得られるまで測定データの不確かさを拡張し、それらの重み付け平均からプランク定数の推奨値を決定した。<sup>9)</sup> このようにして得られたプランク定数の 2010 年推奨値 (CODATA-2010) は

$$h = 6.626\,069\,57(29) \times 10^{-34} \text{ J s} \quad (5)$$

であり、その相対標準不確かさは  $4.4 \times 10^{-8}$  である。

これはプランク定数の測定の不確かさが IPK の質量の長期安定性である  $5 \times 10^{-8}$  よりもようやく小さくなってきたことを表す。このような背景から 2011 年に開催された第 24 回 CGPM においてキログラムを含む 4 つの SI 基本単位の定義を将来改定することが決議された。しかし、キログラムの定義改定を実現するためにはより多くの高精度な実験データを蓄積することが必要であると考えられている。このため、世界の主な NMI が協力し、国際的な連携のもとでプランク定数の不確かさをより低減するための研究が続けられている。

## 5. キログラムの新しい定義がもたらすもの

キログラムの定義改定がもたらす恩恵として最も大きなものは、BIPMに保管されているIPKに頼ることなく、技術さえあれば誰もがプランク定数を基準として質量標準を実現することができるようになるということである。これは1983年に長さの定義が光の速さに移行し、光周波数さえ測れば誰もが長さ標準を実現できるようになったのと同じである。

キログラム、アンペア、ケルビン、モルの基準がそれぞれプランク定数 $h$ 、電荷素量 $e$ 、ボルツマン定数 $k$ 、アボガドロ定数 $N_A$ に移行すると注意を要する点も幾つかある。現行のアンペアの定義は2本の導体間に電流を流したときに導体間に生じる単位長さあたりの力によって定義されているので、磁気定数(真空の透磁率)はアンペールの法則から厳密に $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$ となる。再定義を実施して電荷素量 $e$ を不確かさのない定数として定義した場合でも、以下の関係式を満足する必要がある。

$$\mu_0 = \frac{2ah}{ce^2} \quad (6)$$

この式において再定義後に $h$ 、 $c$ 、 $e$ は不確かさのない定数として扱われることになるが、無次元量である微細構造定数 $\alpha$ を人為的に定めることはできないので、 $\mu_0$ は $\alpha$ の値に応じて変化する測定量(measurand)となる。同様に電気定数(真空の誘電率) $\epsilon_0$ の値も測定量となる。CODATAの2011年推奨値によれば微細構造定数 $\alpha$ の値は $3.2 \times 10^{-10}$ の相対標準不確かさで既に求められているので $\mu_0$ の値に大きな変化はないが、実験と理論の改良によって $\alpha$ の値は変化する。物理学の分野では永年 $\mu_0$ と $\epsilon_0$ は不確かさのない定数として扱われてきたので再定義後は注意を必要とする。

同様に現行のモルの定義から炭素 $^{12}\text{C}$ のモル質量 $M(^{12}\text{C})$ は厳密に $12 \text{ g/mol}$ であるが、アボガドロ定数は $N_A = M(^{12}\text{C})/m(^{12}\text{C})$ として求められるので、式(1)から以下の関係式が成立する。

$$M(^{12}\text{C}) = \frac{2N_A h R_\infty m(^{12}\text{C})/m_e}{c\alpha^2} \quad (7)$$

この式において再定義後に $N_A$ 、 $h$ 、 $c$ は不確かさのない定数として扱われることになるが、リュードベリ定数 $R_\infty$ 、炭素原子 $^{12}\text{C}$ と電子との質量比 $m(^{12}\text{C})/m_e$ 、微細構造定数 $\alpha$ の値を人為的に定めることはできない。このため、炭素 $^{12}\text{C}$ のモル質量 $M(^{12}\text{C})$ もこれらの値に応じて変化する測定量となる。化学の分野でも永年 $M(^{12}\text{C})$ は不確かさのない定数として扱われてきたので、再定義後はその扱いに注意を要する。このため、 $M(^{12}\text{C})$ を現行のまま不確かさのない定数として残し、 $N_A$ を現行のとおり測定量として扱ったほうがよいという意見もある。

キログラムの場合、従来の定義では $1 \text{ kg}$ という特定の質量に縛られ、そこからの分量あるいは倍量によってのみ質量標準の範囲を拡張することができたが、その基準がプランク定数に移行すると、任意の質量を実現することが可能

になる。従って、新しい計測技術さえ開発すれば、現在の質量標準で実用化されている最も小さい分銅である $1 \text{ mg}$ よりも更に小さい質量標準を実現することも可能になる。このような研究開発事例としては、電圧天びん(volt balance)を使ったナノグラム領域での質量計測<sup>33)</sup>などが挙げられる。この測定方法は電気標準にトレーサブルなので、キログラムの定義改定後には、プランク定数に基づく微小質量標準の実現方法として用いることが可能である。このような微小質量計測技術は例えば創薬や環境計測、薄膜計測、MEMS(Micro Electro Mechanical Systems)やセンサーの開発、ナノテクノロジーなどに広く貢献するであろう。質量の単位の基準がプランク定数に移行することによって、今後は新しい測定原理に基づく微小質量の計測技術が開発されることが期待される。

## 参考文献

- 1) *The International System of Units, 8th edition* (Bureau International des Poids et Mesures, 2006).
- 2) 産業技術総合研究所計量標準総合センター訳編:『国際文書第8版(2006)/日本語版, 国際単位系(SI)』(日本規格協会, 2007).
- 3) 洪 鋒雷: 応用物理 **79** (2010) 546.
- 4) 遠藤 忠: 応用物理 **59** (1990) 712.
- 5) 金子晋久: JEMIC計測サークルニュース **41** (2012) 1.
- 6) *Metrologia* **19** (1984) 163—*Documents Concerning the New Definition of the Metre*.
- 7) G. Girard: *Metrologia* **31** (1994) 317.
- 8) T. Quinn: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **40** (1991) 81.
- 9) P. J. Mohr, B. N. Taylor and D. B. Newell: *Rev. Mod. Phys.* **84** (2012) 1527.
- 10) I. M. Mills, P. J. Mohr, T. J. Quinn, B. N. Taylor and E. R. Williams: *Metrologia* **43** (2006) 227.
- 11) P. Becker, P. De Bièvre, K. Fujii, M. Gläser, B. Inglis, H. Luebbig and G. Mana: *Metrologia* **44** (2007) 1.
- 12) 藤井賢一: 数理学 **51** (2013) 16.
- 13) 大苗 敦, 洪 鋒雷, 清水忠雄: *パリティ* **28** (2013) 24.
- 14) 藤井賢一, 大苗 敦: *日本物理学会誌* **57** (2002) 239.
- 15) R. L. Steiner, E. R. Williams, R. Liu and D. B. Newell: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **56** (2007) 592.
- 16) I. A. Robinson: *Metrologia* **49** (2012) 113.
- 17) M. Stock: *Metrologia* **50** (2013) R1.
- 18) 中山 貫, 藤井賢一: 応用物理 **62** (1993) 245.
- 19) S. Valkiers, G. Mana, K. Fujii and P. Becker: *Metrologia* **48** (2011) S26.
- 20) B. Andreas, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 030801.
- 21) B. Andreas, *et al.*: *Metrologia* **48** (2011) S1.
- 22) P. Becker, *et al.*: *Meas. Sci. Technol.* **17** (2006) 1854.
- 23) E. Massa, G. Mana, U. Kuetgens and L. Ferroglio: *Metrologia* **48** (2011) S37.
- 24) H. Fujimoto, A. Waseda and X. W. Zhang: *Metrologia* **48** (2011) S55.
- 25) A. J. Leistner and W. Giardini: *Metrologia* **31** (1994) 231.
- 26) D. P. Johnson: *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **78A** (1974) 41.
- 27) N. Kuramoto, K. Fujii and K. Yamazawa: *Metrologia* **48** (2011) S87.
- 28) 藤井賢一, 早稲田 篤, 倉本直樹: *精密工学会誌* **76** (2010) 1229.
- 29) I. Busch, Y. Azuma, H. Bettin, L. Cibik, P. Fuchs, K. Fujii, M. Krummy, U. Kuetgens, N. Kuramoto and S. Mizushima: *Metrologia* **48** (2011) S62.
- 30) A. Picard, P. Barat, M. Borys, M. Firlus and S. Mizushima: *Metrologia* **48** (2011) S112.
- 31) A. Pramann, O. Rienitz, D. Schiel, J. Schlote, B. Güttler and S. Valkiers: *Metrologia* **48** (2011) S20.
- 32) T. Narukawa, A. Hioki, N. Kuramoto and K. Fujii: *Metrologia* **51** (2014) 161.
- 33) J. R. Pratt, J. A. Kramar, D. B. Newell and D. T. Smith: *Meas. Sci. Technol.* **16** (2005) 2129.

## 著者紹介

藤井賢一氏： キログラムの新しい定義を実現するためのX線結晶密度法の開発や、そのための基礎物理定数の高精度化、新しい質量標準の開発などに興味がある。

(2014年3月31日原稿受付)

## Research Progress in the Mass Standard toward the Redefinition of the Kilogram

Kenichi Fujii

abstract: The kilogram is the only SI base unit still defined by the material artifact. In order to redefine the unit based on the fundamental physical constant, the Avogadro constant has been determined by the X-ray crystal density method using a highly enriched  $^{28}\text{Si}$  crystal. A review is given on the international effort to reduce the uncertainties in the lattice parameter, density, and molar mass measurements of the crystal, as well as recent results on the watt balance experiments.

### 『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. 20-2 (7月15日発行) 目次

物理教育について……………兵頭俊夫

#### 年間特集 大学入試

高大接続と達成度テスト……………佐々木隆生

新課程「物理基礎」および「物理」への期待……………屋敷秀樹

#### 特集 アクティブラーニング

反転授業の長所と短所を探る—「反転」ではなく「事前」

授業を—……………土佐幸子

理学部初年次の物理学における反転授業の試み—Moodleを

活用して—……………満田節生, 廣沢佑幸

ピア・インストラクションとその分析……………新田英雄

#### 講義室

導体表面の電荷分布と導体の電気容量……………谷林 衛, 谷林 慧  
熱は全て仕事に変わる……………齋藤嘉夫

#### 実験室

水銀単体の三態実験……………沢田 功

#### 外国の動向

中等科学カリキュラムをめぐる英国の論争と英国物理学会

……………笠 潤平

#### 連載 物理オリンピックと物理教育

物理オリンピック事業10年から見えて来た我が国の物理教育

の課題……………北原和夫

教育に関する一言……………太田雅久/仁藤 修/三嶋昭臣/

佐藤正範/江尻有郷/吉祥瑞枝

#### 開催情報

#### 寄贈書リスト

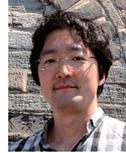
#### 編集後記

## 量子エネルギーテレポーテーション



堀田 昌寛

東北大学大学院理学研究科



遊佐 剛

東北大学大学院理学研究科

現在広範なテーマを巻き込みながら、量子情報と量子物理が深いレベルから融合する量子情報物理学という分野が生まれ成長しつつある。なぜ様々な量子物理学に量子情報理論が現れてくるのだろうか。それには量子状態が本質的に認識論の情報概念であるということが深く関わっていると思われる。ボーアを源流とする認識論的な現代のコペンハーゲン解釈は量子情報分野を中心に定着してきた。この量子論解釈に基づいた量子情報物理学の視点からは存在や無という概念も認識論的であり、測定や観測者に対する強い依存性がある。本稿ではこの「存在と無」の問題にも新しい視点を与える量子エネルギーテレポーテーション (Quantum Energy Teleportation; QET) を解説しつつ、それが描き出す量子情報物理学的世界観を紹介していく。

QET とは、多体系の基底状態の量子纏れを資源としながら、操作論的な意味のエネルギー転送を局所的操作と古典通信 (Local Operations and Classical Communication; LOCC) だけで達成する量子プロトコルである。量子的に纏れた多体系の基底状態においてある部分系の零点振動を測定すると、一般に測定後状態の系は必ず励起エネルギーを持つ。これは基底状態の受動性 (passivity) という性質からの帰結である。このため情報を測定で得るアリスには、必ず測定エネルギーの消費という代償を伴う。またアリスの量子系は量子纏れを通じてボブの量子系の情報も持っている。従ってアリスは、ボブの系のエネルギー密度の量子

揺らぎの情報も同時に得る。これによって起こるボブの量子系の部分的な波動関数の収縮により、測定値に応じてアリスにとってはボブの量子系に抽出可能なエネルギーがまるで瞬間移動 (テレポート, teleport) したように出現する。一方、この時点ではまだボブはアリスの測定結果を知らない。またアリスの測定で系に注入された励起エネルギーもまだアリス周辺に留まっており、ボブの量子系には及んでいない。従って対照的にボブにとってはボブの量子系は取り出せるエネルギーが存在しない「無」の状態のままである。このように、現代のコペンハーゲン解釈で許される観測者依存性のおかげで、エネルギーがテレポートしたように見えても因果律は保たれている。非相対論的モデルを前提にして、系のエネルギー伝搬速度より速い光速でアリスが測定結果をボブに伝えたとしよう。アリスが測定で系に注入したエネルギーはボブにまだ届いていないにも関わらず、情報を得たボブにも波動関数の収縮が起こり、自分の量子系から取り出せるエネルギーの存在に気付く。そしてボブは測定値毎に異なる量子揺らぎのパターンに応じて適当な局所的操作を選び、エネルギー密度の量子揺らぎを抑えることが可能となる。その結果ボブは平均的に正のエネルギーを外部に取り出すことが可能となる。これが QET である。この QET は量子ホール系を用いて実験的に検証できる可能性が高い。一方、相対論的な QET モデルはブラックホールエントロピー問題にも重要な切り口を与える。

## —Keywords—

## 古典通信 (Local Operations and Classical Communication; LOCC) :

空間的に離れた複数の実験者を考えた時、彼らが所有する量子系を局所的に操作できること、他者間で古典情報のやりとりすることを許す設定のこと。量子情報のやりとりは禁止される。量子エンタングルメントの概念の構成において基本的役割を担う。

## 1. はじめに

近年、基礎物理学の広いテーマを包含しながら量子情報物理学という融合分野が生まれ、成長しつつある。量子情報と量子物理学を融合させることによって、新奇性の高い現象の発見や、その現象の裏に潜む非自明な新概念の提示、それを踏まえた深いレベルでの物質や時空の情報論的理解の探求が可能となってきた。例えば素粒子論分野では、共形場の量子纏れ(量子エンタングルメント)を空間次元が1つ高いブラックホールのエントロピーを用いて計算できる笠・高柳公式<sup>1)</sup>が発見されている。直観が働かない複雑な証明を必要とする量子エントロピーの強劣加法性(strong subadditivity)<sup>2)</sup>もこの公式から幾何学的に簡単に導かれることが示され、量子情報理論分野にも大きなインパクトを与えた。またブラックホールエントロピーの量子情報の起源の理解も進んだ。物性分野では、量子纏れの1つの指標であるエンタングルメントエントロピーがトポロジカル絶縁体等に現れるトポロジカルな秩序を特徴づけることも知られている。<sup>3)4)</sup> また量子多体系の繰り込み群分野では、基底状態の量子纏れ構造の知識を用いて効率的に数値計算を進められる多スケールエンタングルメント繰り込み仮説(MERA)<sup>5)</sup>も普及しつつある。なぜ様々な分野の量子物理学に量子情報理論が現れてくるのだろうか。それには量子状態が本質的に認識論的情報概念であるということが深く関わっていると思われる。最近では情報伝達における因果律等のいくつかの情報原理だけから量子力学自体を導出する試みにも進展があった。<sup>6)</sup> 量子物理との深遠な関係性も見えてきた量子情報の視点は、今後も広い物理学分野で想像もしなかった発見に導くと期待される。物理学で「無」とは量子場の真空状態を指す。量子情報物理学はその本来の属性により存在と無という哲学的問題にも深い理解を与える。本稿ではこの問題に絡んだ量子情報物理学の現象として量子エネルギーテレポテーション(Quantum Energy Teleportation; QET)を取り上げる。なお以下では自然単位系  $c = \hbar = k_B = 1$  を採用する。

## 2. 現代的コペンハーゲン解釈

ここではまず量子情報物理学の根幹を支える現代的コペンハーゲン解釈<sup>7)</sup>について述べる。主に量子情報分野を中心に浸透してきたこの量子論解釈は、標準的確率解釈において二つの要素を強調したものである。その一つ目は、量子状態は個々の観測者毎に対して設定される情報概念であり、その観測者がアクセスできる注目系の情報の総体に過ぎないという点である。二つ目はマイクロ系に限らず人間を含むマクロ系にも通常量子力学が適用できるという点である。これらの要素は初期のコペンハーゲン解釈で肯定的に強調されることはなかったが、量子コンピュータの概念の浸透とともに原理的なレベルでは広く受け入れられてきた。そしてこれらを踏まえるだけで、これまで“shut-up-and-calculate”解釈とも揶揄されてきたコペンハーゲン解

釈には実際には何も問題がないことが分かる。<sup>8)</sup>

20世紀初頭の量子力学勃興の時期にボーアを始祖とするコペンハーゲン解釈に対してアインシュタインやシュレーディンガーらが加えた批判の多くは、量子状態(波動関数)は物理的実在ではないという主張に繋がっている。有名なEPR論文<sup>9)</sup>で扱われているような量子纏れ状態の測定の実験では、超光速の変化が量子状態に生じる。例えば空間的に離れたアリスとボブが1重項状態

$$|\Psi\rangle_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle_A |-\rangle_B - |-\rangle_A |+\rangle_B)$$

にある電子スピン  $A, B$  をそれぞれが持っているとしよう。ある時刻にアリスが  $A$  を理想測定して  $|+\rangle_A$  に対応する結果を得たならば、 $B$  は  $|-\rangle_B$  の状態になる。この状態変化は測定とともに瞬時に起きるため、因果律から量子状態を物理的実在と見なせないという批判がある。これは尤もな主張であるが、現代的コペンハーゲン解釈では量子状態が観測者の知識に依存する情報概念であるために、以下のよう何も問題はない。アリスにとってもボブにとっても  $AB$  系の測定時刻以前の量子状態は  $|\Psi\rangle_{AB}$  である。測定後アリスにとっての  $AB$  系の量子状態は測定による知識の増加により  $|+\rangle_A |-\rangle_B$  に更新される。しかしボブはこの時点で因果的にアリスと離れているため、測定結果の情報を得ることはできない。そのため現代的コペンハーゲン解釈では、アリスの測定直後の時刻においてボブにとっての  $B$  系の状態は収縮を起さず、 $|-\rangle_B$  という単独系の純粋状態にはならない。アリスと  $A$  のユニタリーな測定相互作用のために、ボブにとって  $B$  は  $A$  及びマクロ量子系であるアリスと組むことによって量子的に纏れたマクロな純粋状態を形成する。そしてこのアリスのものとは異なる状態から得られる  $B$  の縮約状態は測定前の  $|\Psi\rangle_{AB}$  から得られる縮約状態と変わらないため、因果律には全く抵触しないのだ。また違う相対速度の慣性系にアリスが移れば、相対性理論のためにアリスの測定時刻と同一なボブの時刻は変化する。つまりアリスにとってどの時空点の  $B$  が波動関数の収縮を起こすのかについても、アリスが  $A$  の前にいるときにどの慣性系にいたのかに依存する。このように観測者毎に  $B$  系や  $AB$  系の量子状態は異なってくる。

シュレーディンガーの猫の思考実験も、量子状態はマイクロな対象だけでなくマクロな対象まで適用可能な概念であることをシュレーディンガー本人に突き付けていたに過ぎない。実際、多体系の量子力学の定式化にはマイクロ系とマクロ系を分ける本質的な有限閾値は存在しない。また有限自由度のマクロ量子孤立系で状態の重ね合わせができないことや、その干渉効果が原理的に測れないことを示す実験も存在しない。一方フラーレン(C<sub>60</sub>)によるメゾスコピックな二重スリットの干渉実験が実際に可能となり、<sup>10)</sup> 現在では超伝導量子ビット系や量子光学系を用いた量子コンピューティングの基礎実験において、様々なセミマクロな量子状態の線形重ね合わせ操作も可能となってきた。また理

論的にもマクロ系から出るただ1つの光子さえも見逃さないように対象系を十分に拡大しておけば、デコヒーレンスはその拡大孤立系では起きない。猫や人間まで含めた大きなマクロ孤立系に対して外部の観測者が純粋状態を原理的に設定できない理由や、そのマクロ系の量子状態にコペンハーゲン解釈が適用できない根本的な理由は現在何も存在しない。

最近では頻度主義的客観確率論に基づいた従来のコペンハーゲン解釈を超えて、主観確率論に基づいた量子バイズ主義 (Qビズム)<sup>11)</sup> という新しい認識論的解釈までも登場している。ただし量子状態を情報として扱う認識論自体では、必ずしもこの主観確率が必要でないことも強調しておこう。

現代のコペンハーゲン解釈に基づいた量子情報物理学では、同じ物理現象でも観測者毎に描像が異なることも多い。相対論的場の量子論において、慣性運動する測定者にとっては真空状態は何も存在しない「無」の状態であるが、一様加速度運動をする観測者にとっては加速度に比例する温度の熱浴が現れるウンルー効果 (Unruh effect)<sup>12)</sup> もその一例である。また近年再び話題になっているブラックホール相補性シナリオ<sup>13-15)</sup> でも、強い観測者依存性が情報喪失問題の解決に重要な役目を担う。QETにおいてもこの現代のコペンハーゲン解釈は量子的エネルギーに関する「存在と無」の問題に新しい切り口を与える。

### 3. 量子多体系の局所冷却問題

QETの理解のための準備として、ここでは量子多体系の局所冷却問題を説明しよう。量子場を含む一般的な量子多体系で「無」を意味するのは通常基底状態である。基底状態に縮退がない場合を考え、それを $|g\rangle$ と表記しよう。これはハミルトニアン $\hat{H}$ の最低固有値に対応する固有状態であるが、 $\hat{H}$ の中に部分系間の相互作用項がある場合には、特別な例を除いて $|g\rangle$ は量子的に纏れた状態になる。このため不確定性関係から生じる各部分系のエネルギー密度の量子揺らぎの間には相関が生じ、情報量とエネルギーの間に非自明な関係が現れる。これを以下では2単位スピン (量子ビット) を横一列に並べて近接相互作用をさせた1次元スピン鎖モデルを例にして説明していこう。まずスピン鎖のハミルトニアンを

$$\hat{H} = \sum_n \hat{T}_n \quad (1)$$

と書こう。 $n$ はサイトの番地を表し、 $\hat{T}_n$ はサイト $n$ におけるエネルギー密度演算子である。 $\hat{T}_n$ は近接相互作用の結合定数 $g_{n\pm 1/2}^{(j)}$ を用いて一般に

$$\hat{T}_n = \hat{X}_n + \frac{1}{2} \sum_j \left( g_{n-1/2}^{(j)} \hat{Y}_{n-1}^{(j)} \hat{Y}_n^{(j)} + g_{n+1/2}^{(j)} \hat{Y}_n^{(j)} \hat{Y}_{n+1}^{(j)} \right) \quad (2)$$

という形に書ける。ここで $\hat{T}_n$ はスピン鎖全系のヒルベルト空間に作用するエルミート演算子であり、 $\hat{X}_n, \hat{Y}_n^{(j)}$ はサイト $n$ のスピンの部分ヒルベルト空間だけに非自明に作用

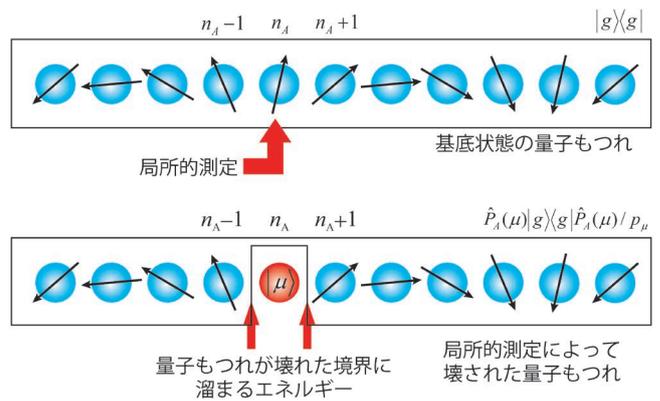


図1 上図は測定前のスピン鎖系の基底状態 $|g\rangle$ を表し、下図はサイト $n_A$ のスピンの理想測定後の状態を表す。このスピンの他のスピンとの量子纏れは完全に消滅し、隣接するスピンとの境界にはエネルギーが溜まる。

し、それ以外のサイトのスピンのヒルベルト空間には何も作用を及ぼさない局所的演算子である。丁寧に行列のテンソル積で演算子の構造を書けば、例えば

$$\begin{aligned} \hat{X}_n &= I_{S_{-(n)}} \otimes (I_{n-1} \otimes X_n \otimes I_{n+1}) \otimes I_{S_{+(n)}}, \\ \hat{Y}_{n-1}^{(j)} &= I_{S_{-(n)}} \otimes (Y_{n-1}^{(j)} \otimes I_n \otimes I_{n+1}) \otimes I_{S_{+(n)}}, \\ \hat{Y}_{n-1}^{(j)} \hat{Y}_n^{(j)} &= I_{S_{-(n)}} \otimes (Y_{n-1}^{(j)} \otimes Y_n^{(j)} \otimes I_{n+1}) \otimes I_{S_{+(n)}} \end{aligned}$$

となる。ここで $I_{S_{-(n)}}$ はサイト $n-1$ より左側のスピン系全体に対する単位行列であり、 $I_{S_{+(n)}}$ はサイト $n+1$ より右側のスピン系全体に対する単位行列である。相互作用が存在するため、 $\hat{T}_n$ は隣接する $\hat{T}_{n\pm 1}$ と非可換であり、また全エネルギーである $\hat{H}$ とも非可換である。この非可換性が零点振動にも興味深い性質を与える。なお $\hat{X}_n$ に定数を加えることでエネルギーの原点を自由に変えられるため、いつでも

$$\langle g | \hat{T}_n | g \rangle = 0 \quad (3)$$

とできる。同時に基底状態のエネルギー固有値 $E_g$ は、この条件と $E_g = \langle g | \hat{H} | g \rangle = \sum_n \langle g | \hat{T}_n | g \rangle$ から零になっている( $\hat{H} | g \rangle = 0$ )。従って以降では(3)式の条件を $\hat{T}_n$ に課すことにしよう。この基底状態 $|g\rangle$ において、図1の上図のように $n_A$ 番目のサイトにあるスピン $A$ の特定のパウリ演算子成分 $\hat{\sigma}_A$ をアリスが理想測定するとしよう。この測定値 $\mu = \pm 1$ に対応して $A$ の測定後状態は単独系の純粋状態 $|\mu\rangle_A$ となる。それぞれの測定結果 $\mu$ に対する射影演算子

$$\hat{P}_A(\mu) = I_{S_{-(n_A)}} \otimes (I_{n_A-1} \otimes (|\mu\rangle_A \langle \mu|_A)_{n_A} \otimes I_{n_A+1}) \otimes I_{S_{+(n_A)}}$$

を用いると、スピン鎖全体の測定後状態は $|\psi(\mu)\rangle = \hat{P}_A(\mu) | g \rangle / \sqrt{p_\mu}$ と書ける。ここで $p_\mu = \langle g | \hat{P}_A(\mu) | g \rangle$ は $\mu$ の出現確率である。 $|\psi(\mu)\rangle$ は $|g\rangle$ とは異なる状態であるため、必ず $|\psi(\mu)\rangle$ は励起状態である。局所的測定は必ずスピン鎖のエネルギー期待値を増やしてしまう。つまり系の揺らぎの情報 $\mu$ を得る代償として、測定器から

$$E_A = \sum_{\mu=\pm 1} p_\mu \langle \psi(\mu) | \hat{H} | \psi(\mu) \rangle - \langle g | \hat{H} | g \rangle$$

$$= \sum_{\mu=\pm 1} \langle g | \hat{P}_A(\mu) \hat{H} \hat{P}_A(\mu) | g \rangle$$

だけの正のエネルギーを系に注入する必要があるのだ。これは図1の下図のように測定によって主に量子纏れ破壊が生じる境界に不可避にエネルギーが溜まってしまうためである。なお基底状態の多体系がエネルギーを吸収してしまう性質は、基底状態の受動性 (passivity) と呼ばれている。 $E_A$ は測定直後にはA近傍に励起エネルギーとして局在している。ここでA近傍の任意の物理的操作を用いてアリスがスピン鎖から $E_A$ を取り戻せるかを考えてみよう。つまりこの局所的励起状態を局所操作だけで基底状態 $|g\rangle$ まで冷却できるかという問題である。実はこれは情報理論的に不可能だということが分かる。 $|g\rangle$ では量子纏れで生成される相関がAと遠方のスピンの間にも存在していた。しかし測定後にはこの相関は完全に失われる。しかしこの相関を復活させて元の基底状態に戻すには、局所操作だけでは不可能であることが量子情報理論では知られている。<sup>8,16)</sup> 量子纏れやそれから導かれる相関は局所操作では変化しないか、もしくは減少するだけなのである。この性質は単調性 (monotonicity) と呼ばれている。量子纏れを増加させて相関を強くして基底状態を再生するには、遠方のスピンも含めた大域的操作が不可欠なのだ。従ってA近傍の局所操作だけでいくら $E_A$ を外に掻き出そうとしても、ある一定量以上の励起エネルギーがスピン鎖内に残ってしまう。この残留エネルギーはアリスの目の前に存在するのに、アリス自身はそれをスピン鎖から取り出して利用することができないのである。しかし後で紹介する量子エネルギーテレポーテーションでは、Aと離れたサイトにある局所的基底状態のスピンBに直観とは合わないことを起こすことができる。Bの前にいるボブはAの残留エネルギーを担保にしながら、測定結果 $\mu$ をパスワードとして用いて零エネルギー状態にあるBから正の平均エネルギー $E_B$ を取り出せるのだ。そしてボブ近傍のスピンには量子効果で生じる負のエネルギーが残る。次章ではまずこの量子力学に現れる負のエネルギーと、基底状態の量子纏れとの関係を説明しよう。

#### 4. 基底状態の量子纏れと負エネルギー密度

基底状態 $|g\rangle$ が量子的に纏れていなければ、 $\hat{T}_n$ 及び $n$ から離れたサイト $n'$ の任意の局所的演算子 $\hat{O}_{n'}$ に対して

$$\langle g | \hat{T}_n \hat{O}_{n'} | g \rangle = \langle g | \hat{T}_n | g \rangle \langle g | \hat{O}_{n'} | g \rangle \quad (4)$$

という因子化条件を必ず満たす。一方、物理的に興味のある量子的に纏れた $|g\rangle$ の多くの場合、この因子化条件が満たされることはない。そしてこの場合にはエネルギー密度演算子 $\hat{T}_n$ には必ず負の固有値が現れることが以下のように示せる。最初に分かることは、(4)式を満たさない纏れ

た $|g\rangle$ は $\hat{T}_n$ の固有状態になれないことである。これは $|g\rangle$ を固有状態だとすると(4)式が逆に成り立ってしまうからである。 $\hat{T}_n$ の固有値 $\epsilon_v(n)$ に対する固有状態を $|\epsilon_v(n), k_v, n\rangle$ と書こう。 $|\epsilon_v(n), k_v, n\rangle$ は各スピン系のヒルベルト空間を合成した全体系のヒルベルト空間の中のエレメントである。 $k_v$ は $\hat{T}_n$ がサイト $n$ 周辺以外にあるスピンに対して恒等演算子として働くために出てくる大量の縮退のための添え字である。 $|\epsilon_v(n), k_v, n\rangle$ を用いて $|g\rangle$ を

$$|g\rangle = \sum_{v, k_v} g_{v, k_v}(n) |\epsilon_v(n), k_v, n\rangle \quad (5)$$

と一意に展開しよう。(3)式から展開係数 $g_{v, k_v}(n)$ に対して

$$\sum_{v, k_v} \epsilon_v(n) |g_{v, k_v}(n)|^2 = 0$$

が成り立つ。この関係はもし $\epsilon_v(n)$ の最小値が正であれば解を持たない。また最小値が零であれば、それは $|g\rangle$ が $\hat{T}_n$ の固有状態になることが導かれてしまう。 $|g\rangle$ が(4)式を満たさない量子的に纏れた基底状態ならば上の議論からこれは有り得ない。従って必ず $\hat{T}_n$ の最小固有値は負であることが証明される。このことは $\hat{T}_n$ が負の期待値を持つ量子状態の存在を意味している。スピン鎖の全エネルギーに対応する演算子 $\hat{H}$ の固有値は決して負にならないにも拘わらず、 $\hat{T}_n$ の非可換性から負のエネルギー密度が現れたのだ。(3)式では、零点エネルギーが本来存在しているのをエネルギー基準点をかさ上げして零にしているだけである。そして各サイトでのエネルギー密度は不確定性関係によって正負の間を揺らいでおり、その期待値が零になっているに過ぎない。この量子論で許される負のエネルギー密度の存在が、次章で見るように量子多体系における「存在と無」の問題を面白くさせる。

#### 5. 量子エネルギーテレポーテーション

先に述べたように、アリスが基底状態にあるスピンAのパウリ演算子成分 $\hat{\sigma}_A$ を理想測定した時には、あるエネルギー $E_A$ がスピン鎖に注入される。得られる測定結果 $\mu = \pm 1$ には、基底状態の量子纏れによって生まれた相関を通じて、離れたサイト $n_B$ にあるスピンBのエネルギーの情報も含まれている。Aの測定の瞬間にBの波動関数の部分的収縮も起きることで、アリスにとってはBに取り出し可能なエネルギーが突如として出現する。なおBの波動関数の収縮の強さとBに現れるエネルギー量はAとBの相関の強さに依る。次にアリスはBの前にいるボブへ $\mu$ の情報を伝えるとしよう。この系は非相対論的であり、系のダイナミクスによってエネルギーが拡散する速度は測定結果 $\mu$ をアリスからボブに伝える古典通信の速度よりも十分に遅いと仮定できる。連絡をもらったボブにとってもBの波動関数の収縮が起きて、 $\mu$ の値次第で使用できるエネルギーがBに現れる。 $\mu$ の値毎に異なる局所操作を選択できるようになり、それらをBに行うと、エネルギー密度の量子揺らぎを抑制することで、零より小さな負のエネルギー密度を持つ

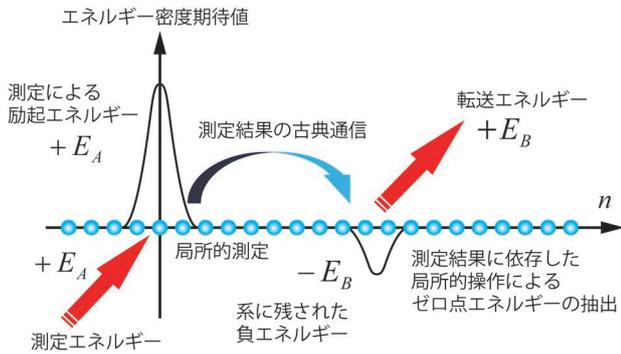


図2 スピン鎖系におけるQETの概念図。アリスのスピンを測定するとエネルギー $E_A$ が系に注入されて局所的励起状態ができる。アリスからその測定結果を教えられたボブは、自分のスピんに測定結果に依存させた局所的操作を行い、エネルギー $E_B$ を取り出す。その代償として $-E_B$ の負エネルギーが系に残される。

領域を作り出せる。そして余った正の平均エネルギーをスピン鎖から外に取り出せるのだ。つまりBは「無」の局所的基底状態にあったにも関わらずBから正のエネルギー $E_B$ を抽出できる。<sup>17-20, 8)</sup> これはB周辺に存在していた零点エネルギーの一部をアリスの情報に基づいて外部に抜き出したことに対応している。このことはアリスが測定のためにAに注入した $E_A$ の一部を、ボブが「無」の状態にあるBから $E_B$ として取り出したようにも見える。アリスとボブの使い勝手から見ると一種のエネルギー輸送として捉えることもできるため、この量子プロトコルは量子エネルギーテレポーテーション (Quantum Energy Teleportation; QET) と呼ばれている。従来の量子テレポーテーション<sup>21)</sup> が量子情報のみを転送していたのに対して、QETはプロトコルユーザーに対して使用可能なエネルギーの転送を実質的に達成している。図2にこのQETプロトコルの概念図を図示した。 $E_B$ はAB間の距離が大きくなると減少するが、多体系を相転移点直上に設定すると、 $E_B$ の減少は指数関数的ではなくべき関数的に留まる。<sup>17)</sup> またアリスの情報さえあればB以外のスピンからも零点エネルギーを取り出すことはできる。但し各サイトから取り出されるエネルギーの合計は、スピン鎖の全エネルギーの非負性により、 $E_A$ より大きくなることはない。

以下では一番簡単な具体例として2体の横磁場イジング系を使ったミニマルQETモデルを紹介しよう。<sup>22)</sup> 図3にその概念図を与えた。ハミルトニアン

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_B + \hat{V}$$

は3つの項から成り、各項は

$$\hat{H}_A = h\hat{\sigma}_A^z + \frac{h^2}{\sqrt{h^2 + k^2}},$$

$$\hat{H}_B = h\hat{\sigma}_B^z + \frac{h^2}{\sqrt{h^2 + k^2}},$$

$$\hat{V} = 2k\hat{\sigma}_A^x\hat{\sigma}_B^x + \frac{2k^2}{\sqrt{h^2 + k^2}}$$

で与えられる。ここで $h$ と $k$ はエネルギー次元を持つ正の

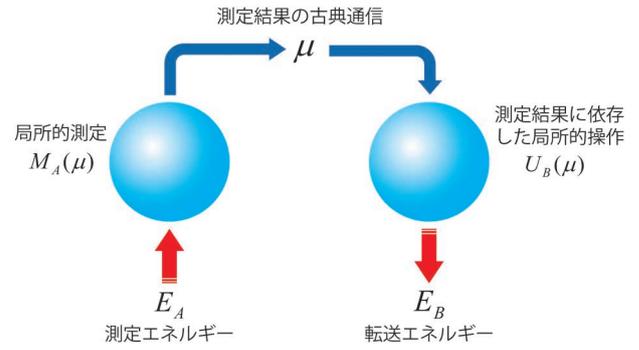


図3 2量子ビット系でのミニマルQETの概念図。

定数であり、 $\hat{\sigma}_A^x(\hat{\sigma}_B^x)$ は各々のパウリ演算子の $x$ 成分、 $\hat{\sigma}_A^z(\hat{\sigma}_B^z)$ は $z$ 成分である。各項に足されている定数部分は $\hat{H}_A, \hat{H}_B, \hat{V}$ の基底状態での期待値が零になるように定められている。 $[\hat{\sigma}_A^x, \hat{V}] = [\hat{\sigma}_A^x, \hat{H}_B] = 0$ が成り立つために、このモデルにはAの $\hat{\sigma}_A^x$ を測定しても $\hat{V}$ と $\hat{H}_B$ に測定による攪乱がないという特徴がある。(VにはAの演算子が $\hat{\sigma}_A^x$ しか含まれていないことに注意。)このおかげで相互作用をする2体系でも非自明なQETを考えることが可能となる。アリスが基底状態 $|g\rangle$ にあるAB系で $\hat{\sigma}_A^x$ を測定すると、受動性のために

$$E_A = \frac{h^2}{\sqrt{h^2 + k^2}}$$

というエネルギーがスピン鎖に注入される。これをQETの入力エネルギーとみなす。このエネルギーは系の時間発展とともにBへ移動していく。その時間変化は測定後状態での $\hat{H}_B$ と $\hat{V}$ のハイゼンベルグ演算子の期待値である

$$\langle \hat{H}_B(t) \rangle = \frac{h^2}{2\sqrt{h^2 + k^2}} [1 - \cos(4kt)],$$

$$\langle \hat{V}(t) \rangle = 0$$

から具体的に見てとれる。これから $t_{\text{et}} = \pi/(4k)$ 程度の時間スケールでAからBにエネルギーが送られることが分かる。しかしこれは通常のエネルギー輸送現象に過ぎない。QETでは $t_{\text{et}}$ よりはるかに短い時間で、AからBにエネルギーを転送できるのである。実際

$$\tan(2\theta_\mu) = -\mu \frac{hk}{h^2 + 2k^2}$$

を満たす $\mu$ に依存した実数パラメータ $\theta_\mu$ を用いて

$$\hat{U}_B(\mu) = \cos \theta_\mu + i\sigma_B^y \sin \theta_\mu \quad (6)$$

というBのユニタリ変換を考えよう。ここで $\sigma_B^y$ はBに関するパウリ演算子の $y$ 成分である。非相対論的な設定からアリスからボブへの測定結果の伝達にかかる時間間隔を零に近似すると、(6)式の操作により

$$E_B = \frac{h^2 + 2k^2}{\sqrt{h^2 + k^2}} \left[ \sqrt{1 + \frac{h^2 k^2}{(h^2 + 2k^2)^2}} - 1 \right]$$

というエネルギーが測定直後でもBから取り出せることが示せる。<sup>22)</sup>これがQETによって転送されたエネルギーである。なおこれまでの量子テレポーテーションのプロトコ

ル<sup>21)</sup>をそのまま用いた場合には $E_B$ は必ず負になり、 $B$ に対してもエネルギーを与えるだけで取り出すことはできない。

QETは温度零の基底状態だけでなく、低温領域のギブス状態にも有効である。ミナルQETモデルにおいて温度 $T$ のギブス状態を考えよう。<sup>23)</sup> 正の値を持つ $h, k$ を与えた時に

$$\sqrt{h^2+k^2} \cosh\left(\frac{2k}{T_e}\right) = k \sinh\left(\frac{2\sqrt{h^2+k^2}}{T_e}\right)$$

から一意に定まる閾値温度 $T_e$ の高温側では $A$ と $B$ の間の量子纏れは完全に消滅するが、低温側では量子纏れが存在する。更に $T_p \leq T_e$ を満たす、

$$\left[ k \sinh\left(\frac{2\sqrt{h^2+k^2}}{T_p}\right) + \sqrt{h^2+k^2} \sinh\left(\frac{2k}{T_p}\right) \right]^2 \\ = 2(h^2+k^2) \cosh\left(\frac{2k}{T_p}\right) \left[ \cosh\left(\frac{2\sqrt{h^2+k^2}}{T_p}\right) + \cosh\left(\frac{2k}{T_p}\right) \right]$$

で定義される閾値温度 $T_p$ より低温側では受動性が成り立つ。一般にギブス状態に任意のユニタリー変換を施すとその平均エネルギーは必ず増加することが知られているが、<sup>24,25)</sup>  $T < T_p$ で成り立つギブス状態の受動性はそれより強い。測定を含めた任意の局所的な物理的操作でも必ず $AB$ 系をより励起してしまうのである。任意の物理的操作は注目系の他に任意の外部補助量子系を用意して、その合成系に対してユニタリー操作をすることで得られる。この操作の注目系部分については数学的に量子状態に対するトレース保存完全正写像(Trace-Preserving Completely-Positive Map; TPCP写像)で記述できることが量子情報理論では知られている。<sup>16)</sup> そして $T < T_p$ を満たす低温ギブス状態に $A$ または $B$ の局所的TPCP写像を施して得られる状態でのエネルギー期待値は、操作前に比べて大きくなるのが解析的に証明できる。<sup>23)</sup> つまり局所的であればどんな手段でも使えるのに、低温のギブス状態にある $AB$ 系からエネルギーを取り出すどころか、逆に $AB$ 系にエネルギーを奪われてしまう。素朴には任意の温度で $B$ から局所的に熱エネルギーを取り出せるように思えるが、これは $T > T_p$ の高温領域か、またはハミルトニアンが生成する時間発展等の大局的操作を併用する場合しか実現しない。 $A$ と $B$ の間に働く相互作用 $\hat{V}$ のために低温の熱エネルギーは量子性が強く、零点エネルギーと同様に $B$ から局所的に取り出すことはできないのだ。しかしこの低温領域でも上記のQETプロトコルを用いれば、受動性が壊れて $B$ からエネルギーを取り出すことが可能になる。<sup>23)</sup> 従ってこの低温領域でのQETは、測定による情報を利用して部分系からより多くのエネルギーを抜き出す熱力学のマクスウェルデーモンの量子的拡張とも言える。

QETにおいて情報量とエネルギー量との間には密接な関係がある。基底状態から量子揺らぎに関する情報をより多く取り出す測定を行えば、より大きなエネルギーを転送

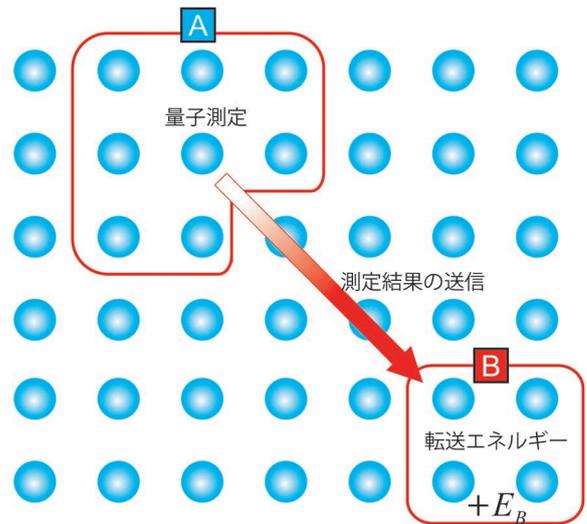


図4 スピネットワーク系におけるQETの概念図。領域 $A$ の測定により得られた結果を用いて領域 $B$ からエネルギー $E_B$ を取り出せる。 $E_B$ は(12)式を通じて領域 $A$ とその補領域 $\bar{A}$ との間のエンタングルメントの下限を与える。

できることは、量子光学系のQETモデルで確かめられている。<sup>26)</sup> また零温度でのQETは明らかに基底状態の量子纏れが存在しなければ働かない。従ってある量のエネルギー転送を実現するQET系では、ある一定以上の量子纏れが基底状態に存在する。このような関係は実際にミナルQETモデル<sup>22)</sup>や調和振動子鎖におけるQETモデル<sup>27)</sup>において不等式の形にまとめることができる。また1次元スピネットワークを含む任意次元のスピネットワーク系では、任意の測定操作やその測定結果に依存したユニタリー操作でのQETに対して普遍的な量子纏れと転送エネルギーの不等式を導くことができる。スピネットワークのある部分系 $A$ に対して測定を行い、その結果に依存したユニタリー操作を別な部分系 $B$ に施して $E_B$ の転送エネルギーを得たとしても、図4に2次元系でこの設定を図示した。このとき、全ネットワークから $A$ を取り除いてできる部分系 $\bar{A}$ と $A$ の間のエンタングルメントエントロピー $S_{A\bar{A}}$ に対して

$$S_{A\bar{A}} \geq \frac{E_B^2}{4\|\hat{H}_B\|^2} \quad (7)$$

という関係が成り立つ。<sup>28)</sup> ここで $\hat{H}_B$ は $E_B$ を取り出す部分系 $B$ 周辺に局在するエネルギー演算子であり、 $\|\cdot\|$ は行列ノルムである。

## 6. 相対論的量子場のQET

ここでは質量零の1次元自由ボゾン場 $\hat{\phi}$ を用いたQETモデルを紹介する。これは後述するようにアナロジー系としての量子ホール系の端電流に適用することができ、<sup>29,30)</sup> QETの実験的検証が有望なモデルでもある。更に次章のように2次元ブラックホール時空の物理にも直接応用でき、<sup>31)</sup> ブラックホールエントロピー問題にも大きな示唆を与える。 $x^\pm = t \pm x$ という光円錐座標を用いるとこの場のハイゼンベルグ演算子は $\partial_+ \partial_- \hat{\phi} = 0$ という運動方程式を満た

す。この解は左向き進行波成分  $\hat{\phi}_+(x^+)$  と右向き進行波成分  $\hat{\phi}_-(x^-)$  の和で書けるが、以降では左向き進行波にだけ注目する。特に赤外発散が現れない  $\hat{\Pi}_+(x^+) = \partial_+ \hat{\phi}_+(x^+)$  という場の演算子を考える。スピン系と異なり、量子場系ではある特定の空間点の場を測る理想測定が紫外発散のせいで物理的に実現できない。そこで必ず測定器のプロープの役目をする有限自由度の物理系  $D$  を用意して、それを量子場  $\hat{\Pi}_+$  と相互作用させて、 $\hat{\Pi}_+$  の持っている情報の一部を  $D$  に取り込む必要がある。 $\hat{\Pi}_+$  との相互作用が切れた後、信号の増幅（マクロ化）を施してから  $D$  の理想測定をして、 $\hat{\Pi}_+$  に関する情報を読み出す。実は、この間接測定法は数学的にも一般的な測定を記述する強力な解析ツールであることが知られている。一般に間接測定に対して測定値  $\mu$  を与える測定演算子  $\hat{M}_\mu$  が必ず与えられ、それは全ての測定出力に関する和に関して

$$\sum_{\mu} \hat{M}_{\mu}^{\dagger} \hat{M}_{\mu} = \hat{I} \quad (8)$$

というユニタリー条件を満たす。<sup>16)</sup> 有限系での理想測定では  $\hat{M}_{\mu}$  は通常のエルミートな射影演算子  $\hat{P}_{\mu}$  になるが、一般には  $\hat{M}_{\mu}$  はエルミート演算子でも射影演算子でもない。測定される系の状態を  $|\Psi\rangle$  とすると、測定結果  $\mu$  の出現確率は  $p_{\mu} = \langle \Psi | \hat{M}_{\mu}^{\dagger} \hat{M}_{\mu} | \Psi \rangle$  で計算され、 $\mu$  が観測された後の測定された系の状態は  $\hat{M}_{\mu} |\Psi\rangle / \sqrt{p_{\mu}}$  となる。逆に (8) 式を満たす任意の演算子集合  $\{\hat{M}_{\mu}\}$  に対して、必ず対応する間接測定モデルを構成することができる。<sup>32)</sup> 従って (8) 式を満たす任意の  $\{\hat{M}_{\mu}\}$  を考えることは任意の量子測定を考えることに対応している。ここでは例として 2 準位スピン系の  $D$  を考えて、アリスのいる空間領域内  $R_A$  の  $\hat{\Pi}_+(x)$  から 1 ビットの情報を取り出す測定モデルを紹介する。 $D$  の初期状態としてパウリ演算子の  $z$  成分  $\hat{\sigma}_D^z$  のアップ状態  $|+1\rangle$  とする。 $R_A$  内だけ非零の実数値をとる関数  $\lambda_A(x)$  を用いて、時刻  $t=0$  の瞬間に  $\hat{\Pi}_+(x)$  は

$$\hat{H}_M(t) = \delta(t) \left( \frac{\pi}{4} + \int_{-\infty}^{\infty} \lambda_A(x) \hat{\Pi}_+(x) dx \right) \hat{\sigma}_D^z$$

という相互作用を  $D$  と行うとする。相互作用の後  $D$  に  $\hat{\sigma}_D^z$  の理想測定をし、もしアップ状態  $|+1\rangle$  に見出されれば測定結果を  $b=0$  と表記し、もしダウン状態  $|-1\rangle$  ならば  $b=1$  と表記する。この間接測定のモデルの測定演算子は

$$\hat{M}_{0A} = \cos \left( \frac{\pi}{4} + \int_{-\infty}^{\infty} \lambda_A(x) \hat{\Pi}_+(x) dx \right), \quad (9)$$

$$\hat{M}_{1A} = \sin \left( \frac{\pi}{4} + \int_{-\infty}^{\infty} \lambda_A(x) \hat{\Pi}_+(x) dx \right) \quad (10)$$

と計算される。<sup>31)</sup> これを用いると  $\hat{\phi}(x)$  の真空状態  $|0\rangle$  において各測定結果  $b$  が観測される確率は等しく、 $p_b = 1/2$  となることが分かる。そして測定後状態は  $b=0, 1$  に対して

$$|\psi_b\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\pi/4} |\lambda_A\rangle + (-1)^b e^{-i\pi/4} |-\lambda_A\rangle) \quad (11)$$

与えられる。ここで  $|\pm\lambda_A\rangle$  は古典振幅が  $\pm\lambda_A(x)$  に比例する  $\hat{\Pi}_+(x)$  のコヒーレント状態である。このモデルの特

徴は、測定後状態におけるエネルギー密度演算子  $\hat{T}_{++}(x)$  の期待値が

$$\langle \psi_b | \hat{T}_{++}(x) | \psi_b \rangle = \frac{1}{4} (\partial_x \lambda_A(x))^2 \quad (12)$$

と計算され、測定結果  $b$  に依らないことである。この性質は次章のブラックホール上の QET 思考実験でも使われる。この測定で  $\hat{\Pi}_+(x)$  には平均として

$$E_A = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} (\partial_x \lambda_A(x))^2 dx$$

のエネルギーが注入されて波束が形成される。この励起エネルギー  $E_A$  の波束は光速で左方向に逃げ去る。アリスの領域より右側にボブがいる領域  $R_B$  があるとしよう。アリスはボブに得られた情報  $b$  を時間  $T$  をかけて伝達する。ここで重要なのは  $\hat{\Pi}_+(x^+)$  に関して  $R_B$  は  $R_A$  の上流側にあるため、アリスが測定を通じて励起した波束のエネルギー  $E_A$  は決してボブには届かないという点である。古典通信の時間  $T$  がいくら長くなっても、 $R_B$  ではエネルギー期待値が零であるだけでなく、エネルギー揺らぎも真空状態と全く変わらない。つまりアリスからの情報を得る前まではボブにとって  $R_B$  の  $\hat{\Pi}_+(x)$  の量子状態は「無」を意味する局所的真空状態になっている。しかしアリスの情報をボブが受け取った途端に、ボブにとっての局所的真空状態は、汲み出せるエネルギーが  $R_B$  に「存在」する量子状態へと書き換えられる。そこで  $b$  に依存した

$$\hat{U}_{bB} = \exp \left[ i(-1)^b \theta \int_{-\infty}^{\infty} \lambda_B(x) \hat{\Pi}_+(x) dx \right] \quad (13)$$

というユニタリー変換をボブは  $\hat{\Pi}_+(x)$  の零点揺らぎに作用させる。ここで  $\lambda_B(x)$  は  $R_B$  内だけで非零の実数値をとる関数であり、実数パラメータ  $\theta$  は取り出すエネルギーが最大になるように決められる。その結果、

$$E_B = \frac{|\langle -\lambda_A | \lambda_A \rangle|^2}{\pi^2 \int_{-\infty}^{\infty} (\partial_x \lambda_B(x))^2 dx} \left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda_A(x_A) \lambda_B(x_B)}{(x_B - x_A + T)^3} dx_A dx_B \right)^2$$

で与えられるエネルギーをボブは得る。<sup>31)</sup> 量子場には負エネルギー  $-E_B$  の左進行波束が形成され、アリスが作った正エネルギー  $E_A$  の波束を追いかける。この量子場 QET の時空における模式図を図 5 に与えた。ファインマンダイアグラムのように図 5 では、時空上を移動していたエネルギー  $E_A$  が、同じエネルギーの量子場の波束と測定結果の古典情報  $b$  を対生成している。更に  $b$  が時空をしばらく伝搬した後で、 $b$  は正の転送エネルギー  $+E_B$  と負の波束エネルギー  $-E_B$  を対生成しており、「モノ」であるエネルギーと「コト」である情報が絡み合う量子情報物理学の深い本質を端的に表している。

量子場の QET ではどのくらい遠方までエネルギーを転送できるのだろうか。実は真空状態を使用する場合、転送エネルギーの大きさに対して以下の上限があることが証明できる。<sup>30)</sup>



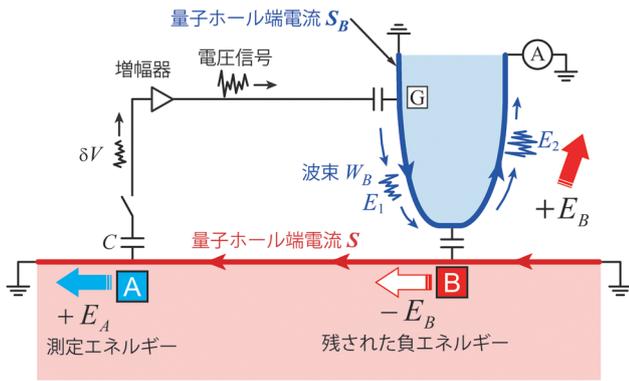


図7 量子ホール系の端電流を用いたQET実験提案の概念図。オーダー評価では $O(10)\mu\text{m}$ の距離を離れても $E_B=O(100)\mu\text{eV}$ のエネルギーを転送できると考えられており、現在の実験技術、すなわちミリケルビン温度を実現する極低温技術、半導体ナノテクノロジー、超高感度エレクトロニクスなどを駆使して、十分検出可能なレベルと考えられる。

依存した影響を $S$ に与える。これがボブによる測定結果に依存した操作に対応する。 $W_B$ は $S$ との相互作用の間に平均エネルギーを $E_2$ に変化させて、エネルギー $S_B$ の軌道に沿って $S$ から離れる。 $W_B$ がもし $\delta V$ の依存性を持たない波束ならば、 $S$ の基底状態の受動性により $W_B$ のエネルギー変化分 $E_B=E_2-E_1$ は負になるが、 $\delta V$ の依存性のために受動性が破れて $E_B>0$ とできることが分かる。これをQETによってボブが受け取る転送エネルギーとみなす。オーダー評価では $O(10)\mu\text{m}$ の距離を離れても $E_B=O(100)\mu\text{eV}$ のエネルギーを転送できると考えられており、これは、現在の実験技術、すなわちミリケルビン温度を実現する極低温技術、半導体ナノテクノロジー、超高感度エレクトロニクスなどを駆使して、十分検出可能なレベルと考えられる。

## 7. ブラックホールエントロピーとQET

前章の2次元時空での量子場のQETを用いて、ブラックホールエントロピーに対する思考実験を考えよう。<sup>31,8)</sup> CGHSモデル<sup>35)</sup>等の2次元重力理論でも重力崩壊で古典的にはブラックホールが形成される。2次元ブラックホールは球対称な高次元ブラックホールを近似的に記述するモデルでもあり、その場合には1次元空間の右側無限遠方を3次元空間の半径が無限大の漸近的平坦領域とみなし、左側領域に地平面が作られるように座標を張ることが多い。ここでも1次元空間の左右をそのように対応させよう。

以下では物質場は量子的に取り扱うが、時空は古典的に扱う。この近似の正当性をみるために、例えば高次元モデルで量子化されたアインシュタイン方程式

$$\hat{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \hat{g}_{\mu\nu} \hat{R} = 8\pi G \hat{T}_{\mu\nu}$$

を想定してみよう。ここで演算子順序は無視している。この右辺に、 $N$ 個の自由ボゾン量子場 $\hat{\phi}_n$  ( $n=1\sim N$ )のエネルギー運動量テンソルの和を代入する。そして重力定数 $G$ と $N$ の積を一定にして $N$ を大きくすると、大数の法則により方程式左辺の重力場の量子揺らぎは無視できるようにな

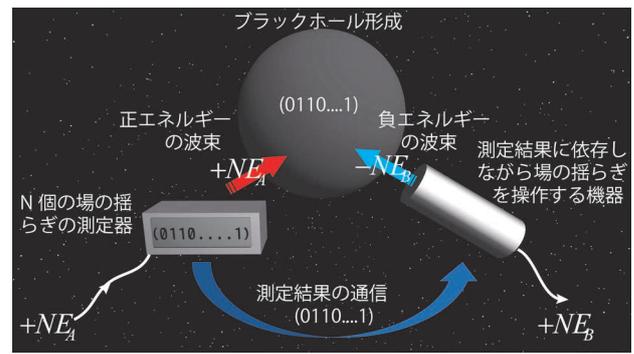


図8 QETを用いたブラックホール思考実験。 $N$ 個の量子場の零点振動を測定することで生成された励起状態を重力崩壊させてブラックホールを作る。得られた $N$ ビットの測定情報を用いて地平面外部でQETを行うと、実効的にブラックホールからエネルギーを取り出せ、ブラックホールのエントロピーは減少する。

る。その結果、時空は古典的な扱いが可能となる。アインシュタイン方程式において左辺には古典的重力自由度が現れ、右辺には量子的物質場のエネルギー運動量テンソルの初期状態での期待値が現れる。

QETの思考実験では、初期条件として各ボゾン場の真空状態 $|0\rangle$ にとっておく。この時点では時空は平坦なミンコフスキー時空である。ここで図8の概念図のようにアリスが各物質場の零点振動に対して(9)式、(10)式の測定を行い、合計 $N$ ビットの情報 $(b_1 b_2 \dots b_N)$ を得るとしよう。各物質場は測定結果 $b_n$ に応じて(11)式で定義される $|\psi_{b_n}\rangle$ という励起状態になる。物質場のエネルギー密度の期待値は $b_n$ の値に依らずに(12)式の分布を持つ。正エネルギー $NE_A$ の波束群は、高次元時空内での自己重力により重力崩壊を起こして最後にはブラックホールになる球対称分布した物質に対応している。2次元時空モデルとしては波束群が空間左方向に移動しながら質量 $M_{bh}=NE_A$ のブラックホールを形成する。そしてホーキング放射が右側無限遠方に向けて放出されることも確かめられる。<sup>35)</sup> ブラックホールは熱的な存在であり、固有のエントロピー $S_{bh}$ を持つ。3次元以上の時空では一般に $S_{bh}$ は地平面の面積 $A_{bh}$ に比例し、重力定数 $G$ を用いて $S_{bh}=A_{bh}/(4G)$ で定義される。また4次元球対称ブラックホールでは地平面の半径 $r_{bh}$ は質量 $M_{bh}$ に対して $r_{bh}=2GM_{bh}$ 、温度は $T_{bh}=1/(8\pi GM_{bh})$ で与えられている。もし $GM_{bh}\rightarrow\infty$ の極限をとれば温度 $T_{bh}$ は零となって放射は止まる。この場合ホーキング放射で $M_{bh}$ と $S_{bh}$ を減らすことはできなくなるが、それはQETを用いると可能となる。図8に、その概念図を与えた。アリスが得た情報 $(b_1 b_2 \dots b_N)$ をアリスから離れた場所にいるボブに伝える。そしてボブは自分の領域の各量子場の零点振動に(13)式の実操作を行う。すると負エネルギー $-NE_B$ を持つ波束群が形成され、地平面に吸収される。その結果、 $M_{bh}$ と $S_{bh}$ は減少して地平面は後退する。ボブの手元には $NE_B$ の正エネルギーが残る。ブラックホールに吸い込まれてその内部の正のエネルギーと対消滅する負のエネルギー波束を、ファインマンダイアグラムのように時間を逆行する正のエ

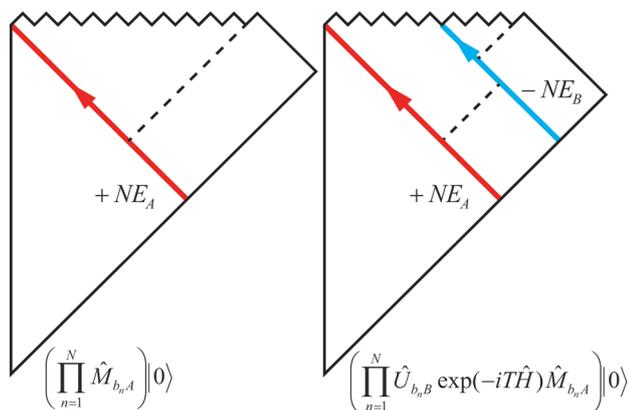


図9 QETを用いたブラックホール思考実験におけるペンローズ図。左図が測定で作られた励起が重力崩壊をするだけでQETを行わない場合であり、右図がQETを行った場合に対応する。右図では負エネルギーを吸収することで地平面は後退し、ブラックホールエントロピーが減少している。

エネルギー波束とみなせば、このQETは地平面内部からエネルギー  $NE_B$  を抽出する過程とも解釈できる。

図9の左側にQETを行わない場合の時空構造を表すペンローズ図を与え、右側にQETを行った場合のペンローズ図を与えた。ここで強調すべきことは、アリスがせっかく得た測定情報を間違えて捨ててしまってボブに伝えることができなければ、地平面を後退させることも  $S_{bh}$  を減少させることも不可能になる点である。このことは地平面外部の物質場の零点振動に書き込まれている情報がブラックホールエントロピーの起源とも深い関係にあることを意味している。

このように量子情報物理学は従来の基礎的諸問題に対しても新しい切り口を与え、展開していく力を秘めている。日本でも多くの方にこの分野へ参入して頂ければと願っている。

本稿の執筆にあたり協同研究者である南部保貞氏、泉田渉氏、松本路朗氏、布能謙氏、M. Frey氏、K. Gerlach氏に感謝します。また草稿に目を通していただき、貴重なご意見をくださった細谷暁夫氏、森川雅博氏、筒井泉氏、隅野行成氏にも感謝いたします。

## 参考文献

- 1) S. Ryu and T. Takayanagi: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 181602.
- 2) E. H. Lieb and M. B. Ruskai: Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 434; J. Math. Phys. **14** (1973) 1938.
- 3) A. Kitaev and J. Preskill: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 110404.
- 4) M. Levin and X-G. Wen: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 110405.
- 5) G. Vidal: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 220405.
- 6) G. Chiribella, G. M. D'Ariano and P. Perinotti: Phys. Rev. A **84** (2011) 012311.
- 7) 現代的コペンハーゲン解釈は意識的か無意識的かは別にして量子情報分野を中心に多くの研究者によって採用されているが、誰が最初に成文化して提出したかについてはよく分からない。但し少なくとも下記文献では総括的にこの解釈論を述べている。C. A. Fuchs and A. Peres: Phys. Today **53** (2000) 70。しかし次の文献でも、“A quantum-mechani-

- cal state being a summary of the observers' information about an individual physical system changes both by dynamical laws, and whenever the observer acquires new information about the system through the process of measurement.”と既に明言されている。J. B. Hartle: Am. J. Phys. **36** (1968) 704。なお文献8では具体例を多用しながら解説されている。
- 8) 堀田昌寛：『量子情報と時空の物理』SGC103 (サイエンス社, 2014)。
  - 9) A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen: Phys. Rev. **47** (1935) 777.
  - 10) M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw and A. Zeilinger: Nature **401** (1999) 680.
  - 11) C. M. Caves, C. A. Fuchs and R. Schack: Phys. Rev. A **65** (2002) 022305.
  - 12) W. G. Unruh: Phys. Rev. D **14** (1976) 870.
  - 13) L. Susskind, L. Thorlacius and J. Uglum: Phys. Rev. D **48** (1993) 3743.
  - 14) C. R. Stephens, G. 't Hooft and B. F. Whiting: Class. Quant. Grav. **11** (1994) 621.
  - 15) D. Harlow and P. Hayden: JHEP **1306** (2013) 085.
  - 16) M. A. Nielsen and I. L. Chuang: *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000)。
  - 17) M. Hotta: Phys. Lett. A **372** (2008) 5671.
  - 18) M. Hotta: Phys. Rev. D **78** (2008) 045006.
  - 19) M. Hotta: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 034001.
  - 20) 以下のURLからQETのレビュー記事がダウンロード可能である。  
<http://www.tuhep.phys.tohoku.ac.jp/~hotta/extended-version-qet-review.pdf>
  - 21) C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres and W. K. Wootters: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1895.
  - 22) M. Hotta: Phys. Lett. A **374** (2010) 3416.
  - 23) M. Frey, K. Gerlach and M. Hotta: J. Phys. A: Math. Theor. **46** (2013) 455304.
  - 24) W. Pusz and S. L. Woronowicz: Commun. Math. Phys. **58** (1978) 273.
  - 25) A. Lenard: J. Stat. Phys. **19** (1978) 575.
  - 26) M. Hotta: J. Phys. A: Math. Theor. **43** (2010) 105305.
  - 27) Y. Nambu and M. Hotta: Phys. Rev. A **82** (2010) 042329.
  - 28) M. Hotta: Phys. Rev. A **87** (2013) 032313.
  - 29) G. Yusa, W. Izumida and M. Hotta: Phys. Rev. A **84** (2011) 032336.
  - 30) M. Hotta, J. Matsumoto and G. Yusa: Phys. Rev. A **89** (2014) 012311.
  - 31) M. Hotta: Phys. Rev. D **81** (2010) 044025.
  - 32) M. Ozawa: J. Math. Phys. **25** (1984) 79.
  - 33) E. E. Flanagan: Phys. Rev. D **56** (1997) 4922.
  - 34) D. Yoshioka: *The Quantum Hall Effect* (Springer, Berlin, 2002)。
  - 35) C. Callan, S. Giddings, J. Harvey and A. Strominger: Phys. Rev. D **45** (1992) R1005.

## 著者紹介

堀田昌寛氏：専門は量子情報物理学。一般相対論。特に量子エネルギーテレポーテーションの理論的解析及び量子情報理論のブラックホール物理学への応用。

遊佐剛氏：専門は物性物理。現在は量子情報に関する実験的研究を行っている。

(2013年12月27日原稿受付)

## Quantum Energy Teleportation

Masahiro Hotta and Go Yusa

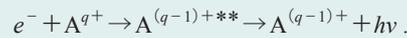
abstract: Nothingness is not empty in physics. It stands for the vacuum state of quantum fields with spatially entangled zero-point fluctuation. The vacuum entanglement allows for quantum protocols which attain energy transportation using only local operations and classical communication in an operational meaning. Thus the protocol is referred to as quantum energy teleportation (QET). QET is expected to be implemented by using quantum Hall edge currents. QET also sheds new light on the information loss problem of black hole evaporation.

## 多価イオンの衝突過程に現れるブライト相互作用効果

中村 信行 (電気通信大学レーザー新世代研究センター)

本稿では多価イオンと電子との衝突に関する筆者らの最近の研究を紹介する。ここで言う多価イオンとは、多くの電子が剥ぎ取られた高電離原子イオンを指す。そのようなイオンは高温プラズマ中に多く存在する。例えば、太陽コロナには鉄の多価イオンが飛び交っており、電子衝突により励起された鉄多価イオンが発するX線の分光は、古くからコロナの温度や密度を診断するための最も重要な手段の一つである。最新の太陽観測衛星である「ひので」にも、鉄多価イオンのスペクトルによる診断を目的とした高分解能分光器が搭載されている。<sup>1)</sup> また核融合実験炉プラズマでは、壁材から混入した重元素金属の多価イオンが、やはり電子衝突により励起されX線を発する。重元素多価イオンの発する高エネルギーX線はプラズマ温度を下げるため(放射冷却)、核融合実現の大きな障害となる。

このような高温プラズマ中の素過程を理解するため、多価イオンと電子の衝突過程は古くから調べられてきた。衝突において特に重要となり、良く調べられているのは、電離、励起、そして再結合である。電離は多価イオンの価数を変えるためプラズマ内の価数分布を決める過程であり、一方励起はX線放射を伴うため放射過程に寄与する過程である。再結合とは電子が捕獲されることにより多価イオンの価数を下げる過程であり、プラズマ内の価数分布を決めると同時に、X線放出も伴うため放射にも寄与する重要な過程である。特に2電子性再結合(Dielectronic Recombination; DR)と呼ばれる以下の過程は、共鳴的に大きな断面積を持つため特に重要となる。



プラズマ素過程としての重要性の他、純粋に原子物理あるいは原子衝突物理学的興味でも研究は盛んである。特に、重イオン蓄積リングや電子ビームイオントラップ(Electron Beam Ion Trap; EBIT)などの装置や実験技術の発展に伴い、ごく少数しか電子を持たないような重元素多価イオンの衝突過程に現れる相対論効果などが実験で調べられるようになってきた。

電気通信大学では、1995年に建設したTokyo-EBIT<sup>2)</sup>を用いて、重元素多価イオンの分光および衝突過程の研究を行っている。特に最近、DR過程に現れる顕著な相対論効果を調べている。DRでは上記反応式で表されるように、入射電子が多価イオンに捕獲されると同時に、多価イオンの内殻電子が励起される。重元素多価イオンの場合、この電子間相互作用にブライト相互作用と呼ばれる相対論効果が、軽元素の場合に比べて大きく現れるようになるが、我々はリチウム様イオンのDR過程を調べた結果、ある特定の中間状態を経るときに(つまり状態選択的に)、このブライト相互作用が共鳴強度を特異的に大きくすることを明らかにした。<sup>3)</sup> 更に、最終的に放出されるX線の角度分布にはブライト相互作用がクーロン相互作用を凌駕する支配的な寄与を示すことも明確にした。<sup>4)</sup> このような顕著なブライト相互作用がなぜ状態選択的に現れるのか、85年も以前にヘリウムの微細構造を精密に計算するためG. Breit<sup>5)</sup>によって導入されたブライト相互作用が、今また新しい疑問を投げかけている。

## —Keywords—

## 二電子性再結合：

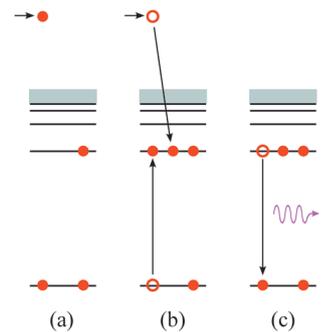
二重励起状態を中間状態とする共鳴的な再結合過程(下図参照)。自由電子がイオンの空軌道に捕獲されると同時に、その余剰エネルギーにより内殻電子を励起し、二重励起状態が形成される(下図(b))。二重励起状態が自動電離すれば初期状態(a)に戻り、共鳴弾性散乱となるが、重元素イオンの場合には蛍光収量が大きいので、放射により脱励起する(下図(c))。この一連の過程を二電子性再結合と呼ぶ。

## 電子ビームイオントラップ：

イオントラップとそれを貫く高密度電子ビームから成る多価イオン生成装置。電子衝撃による逐次電離で多価イオンを生成する。

## ブライト相互作用：

2電子間の相互作用における相対論的補正。磁氣的相互作用と遅延効果を含む。



二電子性再結合の模式図。  
(a) 初期状態、(b) 中間状態、  
(c) 終状態。

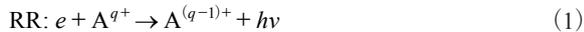
## 1. はじめに

### 1.1 ブライト相互作用

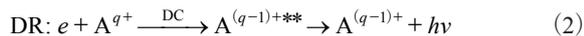
2つの電子間の相互作用において最も重要なものは、言うまでもなくクーロン相互作用である。加えて電子が互いに運動している場合には、その電流に起因する磁気的な相互作用が加わる。更に、電子スピンによる磁気モーメントも磁気的相互作用の担い手となる。これら磁気的相互作用はブライト相互作用<sup>5)</sup>と呼ばれ、電子間相互作用における相対論的補正を表していると言える。ブライト相互作用は、量子電磁力学では2電子間での1つの仮想光子のやり取りによって記述される。磁気的相互作用は仮想光子の横波成分から導き出されるため、ブライト相互作用には光子の速度が有限であることに起因する遅延効果が含まれる。ブライト相互作用の大きさは、クーロン相互作用に比べ、一般に  $(v/c)^2$  程度の大きさである ( $v$  は電子の速度、 $c$  は光速)。すなわち、非相対論的速度の場合にはブライト相互作用の効果は小さい。重元素の内殻電子のように相対論的速度で運動する電子が関与する場合には、ブライト相互作用はときに大きな寄与を示すが、それでも補正の域を出ないのが一般的である。

### 1.2 2電子性再結合

電子とイオンの再結合過程において、余剰エネルギーを光子として放出する過程は「放射性再結合」(Radiative Recombination; RR) と呼ばれる。



ここで  $h$  はプランク定数、 $\nu$  は放出される光の振動数である。RR は非共鳴的な過程であるが、2電子励起状態を介した共鳴的な再結合過程は「2電子性再結合」(Dielectronic Recombination; DR) と呼ばれる。



DR は上式に記したように、自動電離の逆過程である2電子性電子捕獲 (Dielectronic Capture; DC) と、それに伴い生成される2電子励起状態の光放射脱励起から成る。

DR は特定の衝突エネルギーにおいて極めて大きな断面積を持つ共鳴過程であるため、プラズマ中イオンの価数分布に強く影響する。その重要性は1940年代に Massey と Bates<sup>6)</sup> によって指摘され、1960年代には Burgess<sup>7)</sup> が、 $10^6$  K 程度の高温プラズマである太陽コロナにおいて、鉄多価イオンのDRが重要であることを示した。以降、天体プラズマや核融合プラズマに関係する多価イオンのDRの研究が精力的に進められてきた。

### 1.3 電子ビームイオントラップ (EBIT)

本稿の研究対象となっているような重元素多価イオンのDRを実験的に研究するには、蓄積リングを用いた合流ビーム法や、電子ビームイオントラップ (Electron Beam Ion Trap; EBIT) を用いる方法などがあるが、<sup>8)</sup> 蓄積リングは衝突エネルギーが低い場合、EBITは衝突エネルギーが高

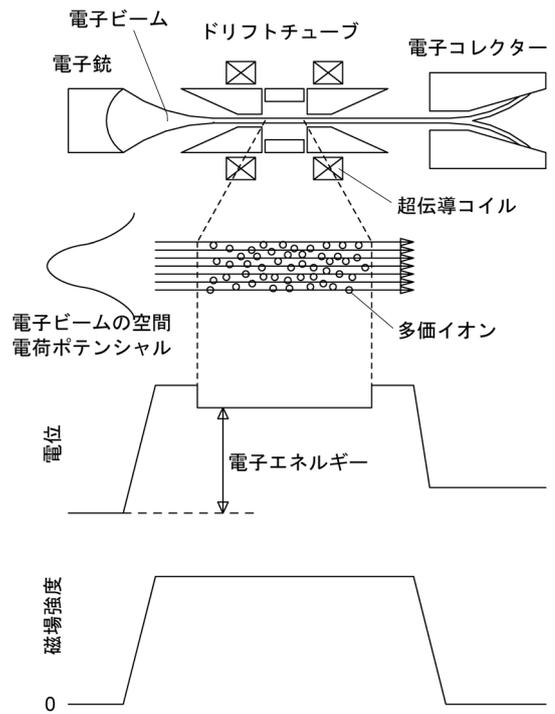


図1 電子ビームイオントラップの原理概略図。

い場合に特に有効である。

EBITによる多価イオン生成の原理を図1に示す。EBITの原理、および本稿の研究で使われたTokyo-EBITについては、過去の文献<sup>2,9</sup>に詳しく示されているので、ここではごく簡単に紹介するに留める。EBITはペニング様イオントラップとそれを貫く高エネルギー高密度電子ビームから成り、その主な構成物は、電子銃、ドリフトチューブ(イオントラップ)、電子コレクター、超伝導コイルである。ドリフトチューブは3つあるいはそれ以上に分割された円筒型電極から成り、そこに井戸型電位を印可することによって、軸方向にイオンを閉じ込める。径方向には、超伝導コイルによる軸方向の強磁場と、高密度に圧縮された電子ビームの空間電荷ポテンシャルによって、やはりイオンを閉じ込める。このように3次元的にトラップされたイオンが、高エネルギー電子による逐次電離を受け、多価イオンが生成される。電気通信大学のTokyo-EBITは、最大電子ビームエネルギーがおおよそ200 keVと高エネルギー仕様であり、電子をごく少数しか持たない重元素多価イオンを生成することができる。

## 2. EBITによる2電子性再結合の観測方法

2電子性再結合をEBITで観測する方法は主に二通りある。一つは放出されるX線を観測する方法である。<sup>10)</sup> 電子ビームエネルギーを走査しながら、放出されるX線のスペクトルを観測すると、非共鳴エネルギーにおいてはRRによるX線のみが観測されるが、共鳴エネルギーにおいてはDRの寄与によるX線強度の増大が見られる。一般に光電離の逆過程であるRRの断面積は計算値が信頼できる

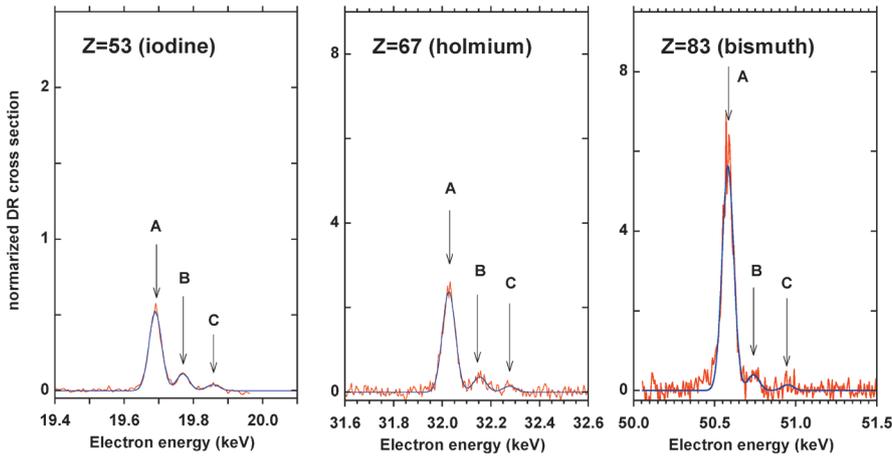


図2 電子ビームイオントラップ内の価数分布から導出したリチウム様イオンの2電子性再結合断面積。左から、ヨウ素 (Z=53), ホルミウム (Z=67), ビスマス (Z=83) に対する結果。A, B, Cはそれぞれ中間状態が  $[1s2s^2p_{1/2}]_{J=1}$ ,  $[1s2s2p_{1/2}]_{J=1}$ ,  $[1s2s2p_{1/2}]_{J=0}$  の場合を表す。

ため、このX線強度の増大分をRRのX線強度に規格化することで、DRの断面積を得ることが可能である。X線の強度はそれほど強くないため、通常は測定効率を考慮し、波長分散型分光器ではなく、エネルギー分散型の固体検出器が使われる。EBIT内部には複数の価数を持ったイオンが同時にトラップされるが、固体検出器の分解能では異なる価数状態からのX線の弁別は困難である場合が多い。

DRを観測するもう一つの方法は、トラップ内の価数分布を電子ビームエネルギーの関数として測定する方法である。<sup>11)</sup> 平衡状態におけるトラップ内の価数分布 (隣接する価数  $q$  および  $q+1$  を持ったイオンの密度比) は、関連する過程の断面積で以下のように表すことができる。<sup>12)</sup>

$$\frac{n_q}{n_{q+1}} = \frac{\sigma_{q+1}^{RR} + \sigma_{q+1}^{DR} + \langle \sigma_{q+1}^{CX} \rangle}{\sigma_q^{\text{ion}}} \quad (3)$$

ここで  $\sigma^{RR}$ ,  $\sigma^{DR}$ ,  $\sigma^{\text{ion}}$  はそれぞれ電子との衝突におけるRR, DR, 電離の断面積であり、 $\langle \sigma_{q+1}^{CX} \rangle$  は残留気体との衝突による電荷移行の実効断面積<sup>12)</sup> である。式(3)の右辺の中で  $\sigma_{q+1}^{DR}$  は共鳴エネルギーのみで大きな値を取るため、電子エネルギーに対して鋭い依存性を持っているが、他の項は電子エネルギーに依存しないか、緩やかな依存性しか持っていない。従って、右辺のうちで緩やかな電子エネルギー依存を持つ項 (すなわち  $[\sigma_{q+1}^{RR} + \langle \sigma_{q+1}^{CX} \rangle] / \sigma_q^{\text{ion}}$ ) を  $B(E_e)$  とすると、式(3)は以下のように変換できる。

$$\frac{\sigma_{q+1}^{DR}}{\sigma_q^{\text{ion}}} = \frac{n_q}{n_{q+1}} - B(E_e) \quad (4)$$

電離断面積  $\sigma_q^{\text{ion}}$  が一定とみなすことのできる狭いエネルギー範囲においては、式(4)は相対的なDR断面積を表しているとみなすことができる。価数分布はEBITからトラップ内のイオンを引き出し、偏向電磁石を用いて価数弁別することで測定する。

前述のX線による観測では、RRに規格化することにより絶対値が得られることが利点である一方、異なる価数からの寄与が重なって観測されることが欠点である。逆に価数分布による観測では、異なる価数からの寄与は電磁石により完全に分離できる一方、断面積の絶対値を得ることが困難であるという難点がある。また、イオンの引き出し効

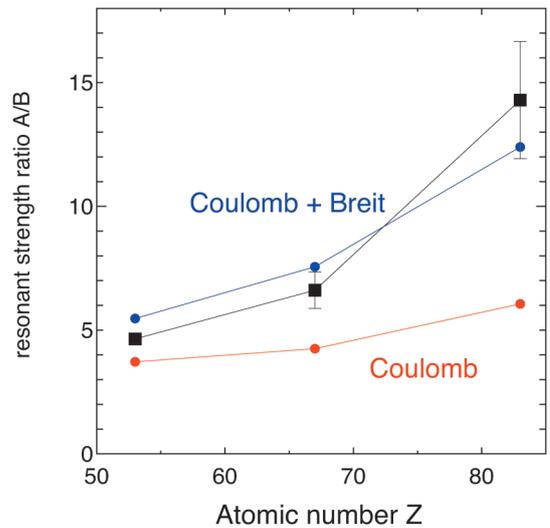


図3 共鳴強度比 (図2におけるAとBの比) の原子番号依存性。黒点が実験値で、赤はクーロン相互作用のみを考慮に入れた計算結果、青はブライト相互作用を考慮した計算結果。

率もそれほど良くはないが (おおよそ  $10^{-1}$  の程度)、X線観測の立体角 ( $< 10^{-3}$ ) よりは大分良いので、測定効率の面では価数分布による方法が有利である。

### 3. 共鳴強度に対するブライト相互作用の効果

価数分布によってリチウム様イオンの以下のDR過程をヨウ素 (Z=53), ホルミウム (Z=67), ビスマス (Z=83) について測定した例を図2に示す。

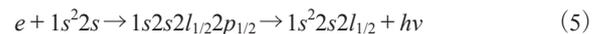


図2は、リチウム様イオンに対するベリリウム様イオンの比を電子ビームエネルギーの関数としてプロットしたものであるが、式(4)の  $B(E_e)$  に相当する部分を既に引いているので、縦軸は相対的なDR断面積と考えることができる。この領域には主に、 $[1s2s^2p_{1/2}]_{J=1}$  (A),  $[1s2s2p_{1/2}]_{J=1}$  (B),  $[1s2s2p_{1/2}]_{J=0}$  (C) の3つの共鳴状態を経由するDRのピークが見られるが、BあるいはCに対して、Aの共鳴の強度が原子番号とともに相対的に増加していることが分かる。これを定量的に評価するため、ピークBに対するピ

ークAの強度を原子番号の関数としてプロットしたものが図3の黒四角である。図中、カラーの丸印は理論計算であるが、赤はクーロン相互作用のみを考慮して計算された値である。図より明らかなように、クーロン相互作用のみを考慮した計算結果は実験と大きな隔たりがあり、特にビスマス ( $Z=83$ ) においては2倍程度にも及ぶ違いがあることが分かる。一方、ブライト相互作用を考慮に入れた計算結果が青で示されている。図から分かるように、ブライト相互作用を考慮することによって値が大きく修正を受け、実験値を良く再現するようになることが分かる。つまり、実験で観測された強い原子番号依存性はブライト相互作用に起因していると結論することができる。<sup>3)</sup> これは、共鳴状態Aに関してのみ(つまり状態選択的に)、自動電離確率がブライト相互作用によって大きく増加(〜2倍)することに起因している。

#### 4. 角度分布に対するブライト相互作用の効果

前章で紹介した著者らの研究に触発され、DRにより放出されるX線の角度分布に対するブライト相互作用の効果を理論的に調べた研究がFritzscheら<sup>13)</sup>によって行われた。それによれば、前章の例で紹介したリチウム様イオンのDRにおいて、共鳴状態Aを介して放出されるK X線の角度分布が、ブライト相互作用によって本質的に変化することが示された。すなわち、クーロン相互作用のみを考慮に入れた場合には90度方向で極小を取る分布が、ブライト相互作用を考慮することによって90度方向で極大となることが示された。放出されるX線の角度分布 $W(\theta)$ は、共鳴状態の磁気量子数分布によって決まるため、以下で定義される整列因子 $A_2$  (alignment parameter) により表現することができる。

$$A_2 = \sqrt{2} \cdot \frac{\sigma_{\pm 1} - \sigma_0}{2\sigma_{\pm 1} + \sigma_0}. \quad (6)$$

ここで $\sigma_{M_j}$ は磁気量子数 $M_j$ の占有率である。例えば、 $J=1 \rightarrow 0$ 遷移については、角度分布は $A_2$ により以下のよう表される。

$$W(\theta) \propto 1 + \frac{A_2}{\sqrt{2}} P_2(\cos \theta). \quad (7)$$

Fritzscheらの計算によれば、 $Z=92$ のウランの場合でクーロン相互作用のみを考慮した場合には $A_2=0.468$ であるものが、ブライト相互作用を考慮に入れることによって $-0.314$ となることが予言された。 $A_2$ が正であることは90度方向で極小を取ることを意味し、負であることは逆に極大を取ることを意味する。

第1.3章で述べたように、EBITでは放出X線の観測でもDR過程を調べることができるが、X線観測のためのポートは電子ビームに対して90度方向にしか設けられていない。つまり、角度分布を直接測定することは不可能である。そこで我々は、X線による観測と前章の価数分布による測定を組み合わせることで整列因子を実験的に得ることを試

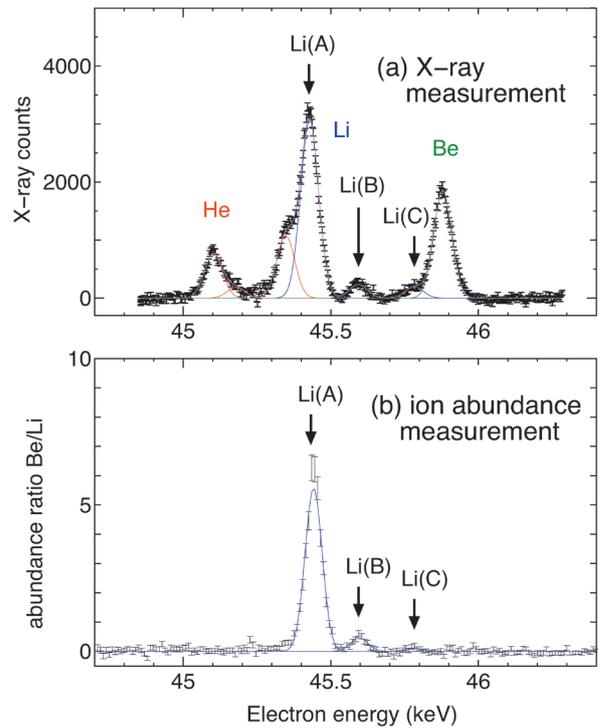


図4 金多価イオンに対する2電子性再結合の測定例。(a) X線による測定。(b) 価数分布による測定。Li(A), Li(B), Li(C)はそれぞれ図2のA, B, Cと同じ共鳴状態を介するリチウム様イオンの2電子性再結合。(a)におけるHe, Beは、トラップ内に混在するヘリウム様イオン、ベリリウム様イオンの2電子性再結合による寄与。

みた。図4は、金 ( $Z=79$ ) イオンに対する測定例である。図4(a)はX線による測定であり、K X線強度を電子エネルギーの関数として示している。測定に使用したGe検出器の分解能では、EBITのトラップ内に含まれる複数の価数のイオンからの寄与を分解することはできないが、重元素では各共鳴状態の共鳴エネルギーが比較的大きく離れているため、図のようにフィッティングをすることにより、価数ばかりでなく共鳴状態を分離することも可能となっている。一方、図4(b)は前章同様の価数分布による測定であり、図2と同様の結果を金 ( $Z=79$ ) について得たものである。図4(a)および(b)の縦軸はいずれも相対的なDR断面積に相当するが、\*1 (a)のX線による測定は90度方向における微分断面積、(b)の価数分布による測定は全放出立体角にわたる積分断面積に相当する。ブライト相互作用によって角度分布が強い影響を受けると予言されており本研究において興味があるのは、 $[1s2s^22p_{1/2}]_{J=1}$ を介する共鳴(図中のLi(A))である。一方、その隣の $[1s2s2p_{1/2}]_{J=1}$ を介する共鳴(図中のLi(B))は、 $[1s^22s2p_{1/2}]_{J=0}$ もしくは $[1s^22s2p_{1/2}]_{J=1}$ への遷移によりX線を放射するが、電子配置が等しく全角運動量のみ異なるそれらの準位への分岐比が1:2であることを考慮すると、原理的に等方的な角度分布を持っている。<sup>3)</sup> 従って、このLi(B)の強度で規格化したLi(A)の強度を、X線による微分測定の場合と、価数分布による積

\*1 異なる価数同士の相対強度はトラップ内イオンの価数分布にも依存するので定量的意味はない。

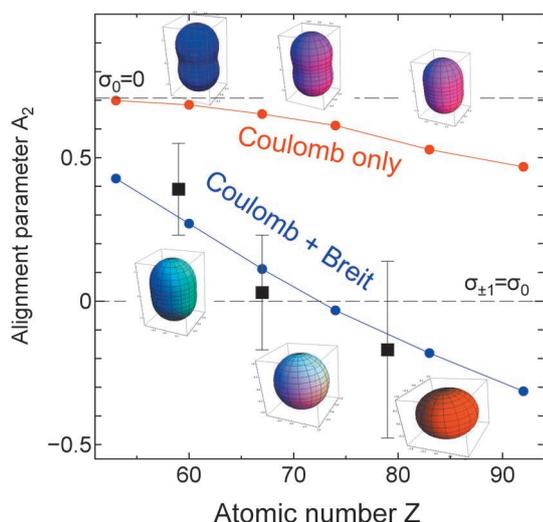


図5 共鳴状態  $[1s2s^2 2p_{1/2}]_{J=1}$  を介する2電子性再結合過程において放出されるX線の角度分布. 黒点が実験値で, 赤はクーロン相互作用のみを考慮に入れた計算結果, 青はブライト相互作用を考慮した計算結果.  $\sigma_0=0$  の点線は  $\sigma_{\pm 1}$  の占有率が100%であることを示す. 一方,  $\sigma_{\pm 1}=\sigma_0$  の点線は磁気量子数分布が均等であり, 角度分布が等方的であることを示す. 挿入図は,  $Z=53, 67, 83$  における角度分布を3次元的にプロットしたものの.

分測定の場合と比べてすることで, 目的とする角度分布を得ることが可能である. 得られた角度分布を整列因子  $A_2$  として表した結果を図5に示す. 金 ( $Z=79$ ) の他, プラセオジウム ( $Z=59$ ), ホルミウム ( $Z=67$ ) における結果も示している. 赤丸と青丸で示されたのはFritzscheらによる予言であるが, 前者はクーロン相互作用のみを考慮したもので, 後者はブライト相互作用も考慮に入れたものである. 図に示されたように, クーロン相互作用のみを考慮した場合には, 比較的原子番号  $Z$  が小さいときに  $\sigma_{\pm 1}$  の占有率がほぼ100%であり,  $0^\circ$  方向の放射が強くなる.  $Z$  が大きくなるにつれ  $\sigma_0=0$  の占有率も多少増加し, 結果として  $A_2$  が減少するが,  $Z$  依存性はさほど大きくない. 一方, ブライト相互作用を考慮に入れた場合には, 強い  $Z$  依存性を示し,  $Z=75$  の近辺でほぼ等方的となり, 更に大きな  $Z$  では  $90^\circ$  方向の放射が優勢となる. これらの計算と我々の実験との比較により, この支配的なブライト相互作用の影響が明瞭に実証されていることが分かる.<sup>4)</sup> これはより詳しい計算によれば, ブライト相互作用の寄与により磁気量子数  $M_J=0$  への断面積が顕著に増大することに起因している.<sup>13, 14)</sup>

## 5. おわりに

重元素多価イオンの2電子性再結合 (DR) において, ブライト相互作用が共鳴強度を特異的に大きくする例のあることを明らかにした. 更に, 最終的に放出されるX線の角度分布にはブライト相互作用がクーロン相互作用を凌駕する支配的な寄与を示す例があることも明確にした. これらはいずれも共鳴状態  $[1s2s^2 2p_{1/2}]_{J=1}$  を介するDRについて

得られた結果であるが, 他の共鳴状態についてはそれほど大きい影響を与える例は筆者らをはじめとする後続の研究においては見つかっていない. なぜ, この  $[1s2s^2 2p_{1/2}]_{J=1}$  についてのみ状態選択的に強いブライト相互作用効果が表れるのか, 現在のところその理由は明確ではない. より多くの価数や共鳴状態について系統的に研究を進め, その定性的な理解を得ることが今後の目的と言える.

最後に, 本稿で取り上げた実験成果, 特に角度分布に対する結果は, 電気通信大学の大学院生であった胡智民博士 (現在ハイデルベルグ大学) によって得られたものであることを記す. また, 本研究における理論解析は, 北京IAPCMの李月明教授, 筑波大学の全曉民准教授, 核融合科学研究所の加藤太治准教授との共同研究により行われた. 本稿の研究を可能としたTokyo-EBITの建設をおおよそ20年前に推進された電気通信大学の大谷俊介名誉教授が, 誠に残念なことに本年1月4日に永眠された. 衷心よりご冥福をお祈りしたい.

## 参考文献

- 1) J. Culhane, *et al.*: Sol. Phys. **243** (2007) 19.
- 2) 中村信行, 大谷俊介: 日本物理学会誌 **52** (1997) 919.
- 3) N. Nakamura, A. P. Kavanagh, H. Watanabe, H. A. Sakaue, Y. Li, D. Kato, F. J. Currell and S. Ohtani: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 073203.
- 4) Z. Hu, X. Han, Y. Li, D. Kato, X. Tong and N. Nakamura: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 073002.
- 5) G. Breit: Phys. Rev. **34** (1929) 553.
- 6) H. S. W. Massey and D. R. Bates: Rept. Prog. Phys. **9** (1943) 62.
- 7) A. Burgess: Astrophys. J. **139** (1964) 776.
- 8) 渡辺裕文, 加藤太治: プラズマ核融合学会誌 **83** (2007) 660.
- 9) 坂上裕之, 中村信行: プラズマ核融合学会誌 **83** (2007) 671.
- 10) D. A. Knapp, R. E. Marrs, M. A. Levine, C. L. Bennett, M. H. Chen, J. R. Henderson, M. B. Schneider and J. H. Scofield: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2104.
- 11) R. Ali, C. P. Bhalla, C. L. Cocke, M. Schulz and M. Stockli: Phys. Rev. A **44** (1991) 223.
- 12) H. Watanabe, H. Tobiyama, A. P. Kavanagh, Y. M. Li, N. Nakamura, H. A. Sakaue, F. J. Currell and S. Ohtani: Phys. Rev. A **75** (2007) 012702.
- 13) S. Fritzsche, A. Surzhykov and T. Stöhlker: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 113001.
- 14) 胡智民: Ph.D. thesis, 電気通信大学 (2012).

(2014年2月1日原稿受付)

## Breit Interaction Effects in Collision Processes of Highly Charged Ions

Nobuyuki Nakamura

abstract: We present the Breit interaction effects on dielectronic recombination processes of highly charged heavy ions. Experimental results obtained by using the Tokyo electron beam ion trap clearly demonstrate state-selective strong Breit interaction effects, which notably enhance the resonance strength and dominate the angular distribution of emitted X-rays.

## 磁気構造変化の実時間追跡

元屋清一郎 (東京理科大学理工学部)

強磁性や反強磁性といった磁気秩序の形成や磁気構造の変化など磁性体における相転移は、温度・磁場などの外場の変化に従って直ちに起きるものとされてきた。例外としてスピングラス(薄い磁性原子濃度を持ち特殊な磁気転移を示す物質)や永久磁石材料など不規則性や不均一組織を持つ物質では長時間にわたる磁気的性質の変化があることが知られている。しかし、これまで3次元の規則構造を持つ物質での磁気秩序の形成過程や磁気構造の変化過程を直接観測したという報告はなかった。私たちは最近CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>という化合物で磁気構造が数時間から数十時間にわたって変化していく現象を偶然発見した。

磁化測定などからこの物質ではCeの持つ磁気モーメントが4.1 K以下で反強磁性に秩序し(中間温度相)、さらに温度を下げると3.3 Kで別の磁気構造(低温相)へと相転移すると考えられていた。この逐次相転移と呼ばれる現象自身は珍しいものではない。しかし、この物質の磁気構造を決めるために行なった中性子回折実験では次のような新奇な振る舞いが観測された。

試料を4.1 K以上の常磁性相から低温相の温度に冷却した直後には途中に通過した中間温度相の磁気構造に対応する磁気ブラッグ反射のみが観測された。時間経過とともにこの反射強度は減少し、代わって低温相の磁気構造に対応する反射強度が数時間という長い時間をかけて増加した。しかし、それぞれのブラッグ反射の位置には変化はみられなかった。この結果は2種類の磁気構造を持つ領域が共存し、各領域の体積比が長時間にわたって連続的に入れ替わる現象であることを示している。これは誘電体の構造相転移で見られる長い潜伏時間を伴う1次相転移とは全く異なる現象である。

CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>が示す磁気的特徴(逐次相転移

とメタ磁性転移)をキーワードとして他の物質を探索したところいくつかの物質でも類似の現象が見られた。このうちCa<sub>3</sub>Co<sub>2</sub>O<sub>6</sub>は磁性原子であるCoの1次元鎖が三角格子を作るフラストレート磁性体である。

時間変化の存在を考慮した中性子散乱実験から低温での磁気構造が決定された。1次元鎖を作るCo原子の磁気モーメントは(10 Kでは)1,150 Åにわたる強磁性的に整列した領域が方向を反転して繰り返されており、この方向を反転する位置が三角格子の上で周期的に移動してc軸方向に2,300 Åの周期を持つ3次元磁気秩序を形成している。この磁気的周期は温度とともに連続的に変化する。しかし、温度を変えると磁気的周期がその温度での平衡値に達するのにやはり数時間から数十時間を要するという特徴を示した。CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>で観測された時間変化は2つの定まった構造の間での不連続な変化であるのに対して、磁気構造の周期が連続的に時間変化するという点において異なる種類の時間変化と言える。

これら2つの物質を含め、長時間にわたる磁気構造の変化を見いだした物質に共通する特徴は強磁性面あるいは強磁性鎖の存在と競合する磁気相互作用によるフラストレーションである。これらの物質の磁気構造の変化は強磁性面の方向や強磁性鎖の長さの変化によって達成される。しかしこれらは大きなエネルギー障壁のため一斉には起こり得ない。まず転移の核となる磁化の反転した小領域が形成された後、核と周囲との境界が移動する方式で平衡相の領域拡大が進行すると考えられる。CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>ではこの核生成速度の遅さが長時間変化の要因であることも検証された。他の多くの物質でもここで紹介したような時間に依存する現象が見落とされてきたのかもしれない。

### —Keywords—

**中性子散乱による磁性研究：**中性子線を物質に入射するとX線の場合と同様に回折現象が生じる。X線を散乱する主体は電子の電荷であるが、中性子は原子核によって散乱される。また、中性子は磁気モーメントを持っているので磁気モーメントを持つ原子との間にはたらく磁気的力によっても散乱される。従って、中性子線は原子の配列(結晶構造など)と磁気モーメントの配列(磁気構造など)両方の情報を与える。物質研究に使われるのは通常熱中性子と呼ばれる領域の中性子線(0.1 nm程度のド・ブロイ波長を持つ)であり、固体中の格子振動や磁性体のスピン波などの励起エネルギーと同程度の運動エネルギーを持つ。従って、エネルギーの授受を伴う散乱(非弾性散乱)の観測も容易であり、これらの励起現象の研究にも威力を発揮する。磁性研究の面から見れば中性子散乱は磁気構造などの静的情報だけでなく、スピン波励起、結晶場励起などの動的情報をも与えてくれる得がたい実験手段である。

### メタ磁性転移：

一部の反強磁性体では、外部からかけた磁場の強さがある臨界磁場に達すると磁化が急激に増加する現象が見られる。これをメタ磁性転移と呼ぶ。また、類似の磁化のジャンプは常磁性状態を基底状態に持つ物質においても観測されることがあるがその起源には未解明の部分が多い。

## 1. 長時間変化発見のきっかけ

これまでスピングラスや永久磁石材料のような「乱れ」や「不均一性」を持つ物質を除いて3次元の均一な物質における磁気相転移は外場の変化に対して直ちに生じるものと考えられてきた。そして、これらの物質における磁気秩序の形成過程や磁気構造の変化過程を直接観測したという報告はなかった。私たちは最近、磁気構造が長時間にわたって変化していく現象を偶然発見した。この物質は $\text{CeIr}_3\text{Si}_2$ という化合物で電気抵抗、比熱、磁化率の測定から4.1 K以下の温度で磁気秩序が生じ、さらに3.3 K以下で別の磁気構造に変化すると考えられていた。また、印加磁場の増加とともに磁化が階段状に多段階に増加すること（多段メタ磁性転移）も既に解っていた<sup>1,2)</sup>。そこで単結晶試料による中性子回折実験によってそれぞれの温度、磁場領域での磁気構造を決定することを計画した。

原子レベルでの物質の構造（結晶構造）を決定するためには主にX線回折が使われる。この測定は物質中の個々の原子で散乱されたX線の波が原子配列の規則性を反映して干渉し、特定の方向に強く反射される現象（結晶による回折現象）を利用している。中性子線を物質に当てた時もX線の場合と同じように回折現象が起こる。しかし、X線を散乱する主体が電子の電荷であるのに対して、中性子は原子核によって散乱される。また中性子は磁気モーメントを持っているので磁気モーメントを持つ原子との間にはたらく磁気的な力によっても散乱される。従って、X線が電子の密度分布を通じて原子の配列に関する知見を与えるのに対し、中性子は原子核との相互作用（核散乱）に加えて磁気モーメントとの相互作用（磁気散乱）によって、原子の配列（結晶構造など）と磁気モーメントの配列（磁気構造など）両方の情報を与える。

物質研究には通常0.1 nm程度（固体中の原子の間隔程度）の波長を持つ熱中性子と呼ばれる中性子線を用いる。熱中性子は原子炉中に高密度で分布しており、実験孔を通じて炉外に取り出したのち波長が選別（単色化）される。単色化された中性子線が単結晶試料に入射するとその結晶構造や磁気構造を反映していくつかの特定の方向に反射線（ブラッグ反射線という）が観測される。多数のブラッグ反射線の方向や強度を測定してそれらを矛盾なく再現する構造を求めるのが中性子回折実験による構造研究の基本である。

予備的測定からこの物質では3.3 K以下（低温相）で結晶構造の3倍周期を基本とする磁気秩序が形成され、3.3 Kから4.1 Kの範囲（中間温度相）ではより複雑な磁気構造に変化するらしいことが解っていたので、それぞれの温度範囲での磁気構造を決定するための測定を始めた。ある日、温度を下げて低温相の磁気構造に対応する反射線を測定するとカウント数が前回の同じ温度での測定値よりずっと少ないことに気づいた。中性子回折実験ではよくあるように、試料の方位や装置の設定角度のわずかなずれが原因かと思

って再調整しても回復しなかった。数時間悪戦苦闘しているところと徐々に前回の測定値に近づいた。しかし、装置の設定角度などは最初の状態と全く同じであった。これが時間変化発見のきっかけであり、最初は自分自身この現象を信じられなかった。

## 2. $\text{CeIr}_3\text{Si}_2$ における磁気構造の時間変化

この現象を解明するため試料を4.1 K以上の常磁性相から低温相の温度まで急速に冷却した後、中間温度相と低温相それぞれの磁気構造に対応する磁気ブラッグ反射を時間を追って連続測定した<sup>3,4)</sup>。回折実験では通常、試料結晶の方位、散乱角度（入射線と反射線の進行方向の差で、X線や中性子の運動量変化に相当する）をスキャンすることによって逆格子空間を移動しながら反射の強さを計測する。図1は1 Kへ冷却後の経過時間毎の(a) 中間温度相、(b) 低温相の磁気ブラッグ反射パターンの変化を示す。横軸はそれぞれの相における磁気ブラッグ点周辺の逆格子線上の座標、縦軸は中性子のカウント数を表す。

冷却直後は途中に通過した中間温度相での磁気構造に対応する反射のみが観測された。時間経過とともにこの信号の強度は減少して、入れ替わるように低温相の磁気構造に対応する磁気ブラッグ反射の強度が次第に増加した。十分時間が経過（この温度では約20時間）すると低温相の信号のみが観測された。この時間変化の過程では低温相、中間

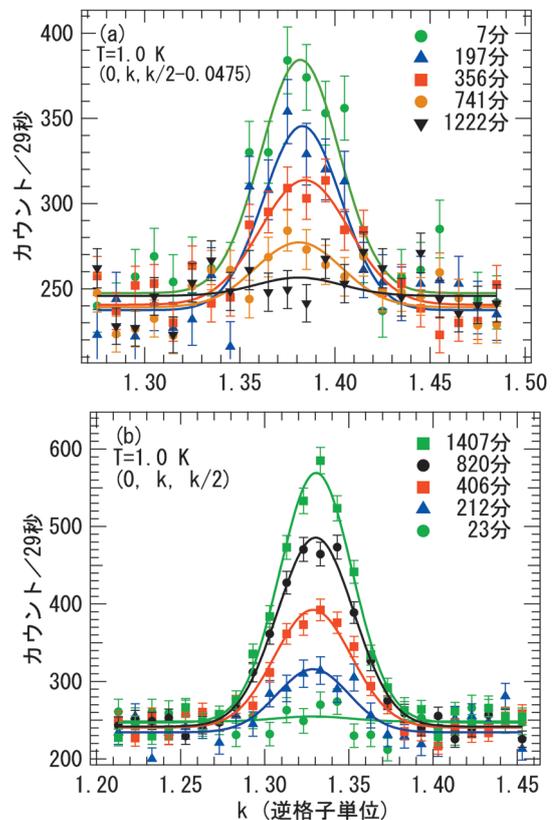


図1  $T=1.0\text{ K}$ に冷却した後の $\text{CeIr}_3\text{Si}_2$ における(a) 中間温度相、(b) 低温相各々の磁気構造に対応する磁気ブラッグ反射パターンの時間変化。(文献4から転載。)

温度相それぞれの磁気構造に対応する磁気ブラッグ反射の位置の移動はみられない。これは磁気構造が連続的に変化するのはではなく、低温相、中間温度相それぞれの磁気構造の領域の体積比が時間変化することを示している。

試料を中間温度相あるいは低温相の温度に長時間保持すると観測される磁気反射はそれぞれの温度相に対応したものだけとなる。このような状態になった後、多数の磁気反射の位置と強度を測定して解析した。その結果、低温相は結晶周期の3倍、中間温度相では8倍の周期を持つ構造であることが解った。

図2は(a)中間温度相、(b)低温相の磁気構造を模式的に表したもので、ある結晶面( $b-c$ 面)にある磁性原子(Ce原子)の位置を示している。2個の磁性原子を含む小さな区画はこの物質の化学的単位格子( $a \times b \times c$ )を示す。中間温度相、低温相における磁気単位格子は青色で塗られた区画であり、それぞれ( $a \times 8b \times 8c$ )、( $a \times 3b \times 3c$ )である。磁気モーメントの大きさは約1ボーア磁子であり、白、黒のマークの位置にある磁気モーメントは互いに反対方向を向いている。紙面に垂直方向( $a$ 軸方向)に並ぶCe原子の磁

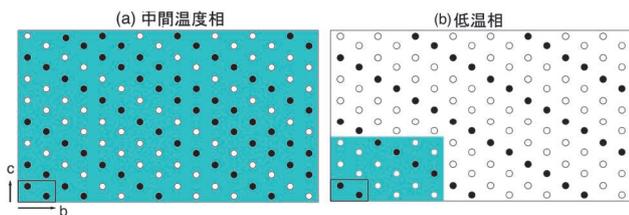


図2  $\text{CeIr}_3\text{Si}_2$ の(a)中間温度相および(b)低温相の磁気構造モデル。青色で塗られた区画は磁気単位格子を示す。

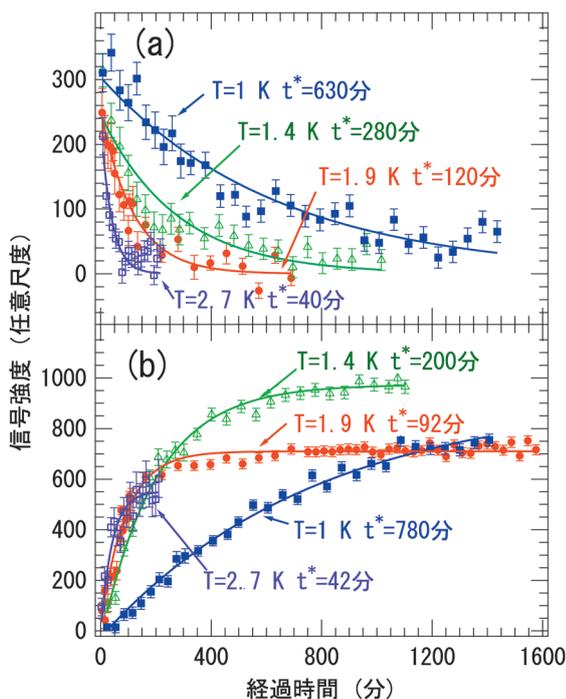


図3 低温相の各温度に冷却した後の $\text{CeIr}_3\text{Si}_2$ における(a)中間温度相、(b)低温相の磁気構造に対応する磁気ブラッグ反射強度の時間変化。(文献4から転載。)

気モーメントの方向はすべて同じである。従って、同じ(011)面上にあるCe原子の磁気モーメントはすべて同じ方向であり強磁性面を作っている。互いに反対方向の磁気モーメントを持つ強磁性面を+、-で表すと、低温相では+-の繰り返しで、中間温度相では+-+-+-の繰り返しで積層した構造となっている。低温相の構造は+-の面の数が等しくない(フェリ磁性)構造である。

時間変化の実験に戻り、他のいくつかの低温相領域の温度へ冷却した場合にも同様の測定を行なった。図3は種々の温度へ冷却した後の中間温度相、低温相それぞれの信号強度の時間変化を示す。それぞれの信号強度は冷却後の経過時間に対して指数関数に従って変化することが解った。さらに、図中に $t^*$ として示した変化の特性時間はアレニウス則と呼ばれる熱活性型の温度依存性を示した。なお、本稿では中性子回折実験の結果のみ紹介しているが $\text{CeIr}_3\text{Si}_2$ をはじめ以下で述べる磁気構造の時間変化が観測されたすべての物質では磁化測定においても顕著な時間変化が観測されていることを付記する。

### 3. 時間変化のメカニズム

磁気構造の時間変化がそれぞれの構造を持つ領域の体積比が入れ替わることによって起こることが解ったが、その微視的機構を知るためには総体積でなく各領域の空間分布、すなわち個々の領域の大きさ(磁気相関長)の時間変化を知ることが必要である。図1に示した磁気ブラッグ反射のパターンは中間温度相、低温相でそれぞれ(0, 11/8, 5/8)、(0, 4/3, 2/3)という磁気ブラッグ点を中心に有限の幅を持っている。この幅は装置の分解能による幅と試料の磁気相関長が有限であることによる幅の重ね合わせである。通常の実験では既知の装置分解能を補正して磁気相関長を求めることができる。しかし、図1に示した初期の実験では冷却直後からの経過時間ごとに短時間で測定を完了する必要から強度を優先して分解能を犠牲にした測定となった。このため装置の分解能による幅が大きすぎて磁気相関長に関する十分な情報を得ることができなかった。

磁気相関長の変化に関する十分な知見を得るため米国のオークリッジ国立研究所の高性能原子炉に設置された中性子散乱装置を用いた実験を新たに行なった。この実験では計測強度との兼ね合いから1,000 Å以下の磁気相関長が測定できるように装置の空間分解能を設定した。時間分解能についても冷却直後の短時間領域では1回のスキャンごとの計測時間を短縮して約4分ごとの時間変化を追跡できるように改善した。装置の分解能を上げたことと1回のスキャンの計測時間を短縮したことによる反射強度の低下は、試料冷却後の測定サイクルを最大15回繰り返し、同じ経過時間ごとのデータを加算することによりカバーした。

図4は1.6 Kでの測定から求めた各相の磁気ドメインサイズの時間変化を示す。ここで言う磁気ドメインとは同じ磁気構造を持つ連続した領域を意味する。注目すべき点は

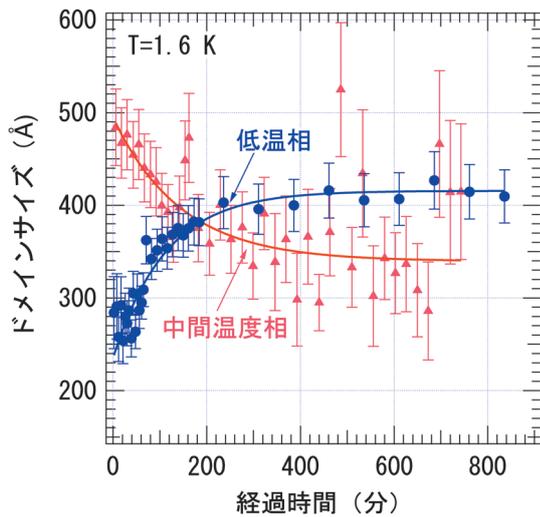


図4 CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>における中間温度相, 低温相の各磁気ドメインサイズの時間変化.

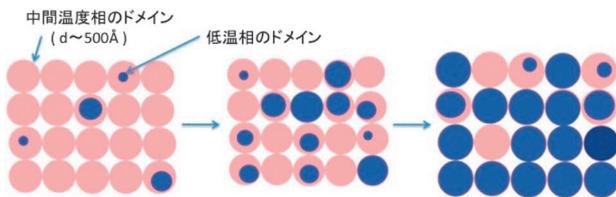


図5 CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>における磁気構造変化の時間進行モデル.

磁気ドメインサイズの変化の特性時間が同じ温度での磁気ブラッグ反射強度の変化の特性時間に比べて短いことである。両者の差は低温相の磁気構造についての特性時間においてより顕著であった。この結果は以下に述べるように磁気構造の変化が空間的に一様に進行しているのではないことを示している。

図3で示した低温相, 中間温度相それぞれの磁気構造に対応する磁気ブラッグ反射強度の時間変化と, 図4で示したそれぞれの相の磁気ドメインサイズの時間変化を合わせて見ると, 磁気構造の時間変化は図5で示すような経過をたどって進行すると考えられる。

試料を常磁性相から低温相の温度へ急冷した直後, 試料全体は約500 Åの大きさの中間温度相の磁気構造を持つ領域(磁気ドメイン)に分割されている。やがてこの磁気ドメインの中に低温相の磁気構造を持つ小さな領域(核)が生じこの核が成長する。先に述べたように, 低温相の磁気ドメインサイズの成長速度がブラッグ反射強度の増加速度に比べて早いことは, 個々の核の成長する速度は核が生成される速度より早いことを示している。冷却後の初期段階では低温相の磁気構造を持つ領域としては小さな磁気ドメインしか存在せず, その大きさの時間変化が顕著に観測される。しかし, 時間が経過して最終的な大きさ(約400 Å)にまで成長したドメインの数が増えるとブラッグ反射のパターンは幅の狭い中心部のピークが支配的になり, この幅はもう時間変化しないように見える。しかし中心部のピーク

強度の増加が続いている間は新たな核が生じてそれらの成長が続いているに違いない。この推論は, 中心部に強いピークを持つブラッグ反射パターンと冷却後の短時間領域で観測されていた小さな磁気ドメインを起源とする広い幅を持つ反射の共存を示すことによって確認できるはずである。今回の実験条件ではこれを間違いなく示すことは難しかったができればいつか再挑戦してみたい。

次にこの物質での磁気構造の変化が遅い理由について考えてみる。図2に示した2つの磁気構造間の転移は1次転移である。この2つの構造を重ねてみると中間温度相から低温相の構造に変化するためにはいくつかの強磁性面の磁気モーメントが一斉に逆転しなければならないことが解る。このような一斉反転はエネルギー的に起こりえず実際には図5で示したように小さな低温相の構造を持つ領域(核)が中間温度相の領域の中に生まれて, その境界が移動することによって全体が低温相の構造へと変化する。CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>においてはこの核生成の速度がきわめて遅いため中性子回折という遅い測定手段でも時間変化が観測されたと考えられる。

冒頭でも述べたように磁気的性質の長時間変化はスピンガラスや永久磁石など「乱れ」や不均一な組織を含む物質で起こることが知られている。CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>は均一な物質のほうではあるが不純物や欠陥の混入によるわずかな「乱れ」の存在は否定できない。そこで磁性原子Ceの一部を非磁性のLaで置き換えて多くの乱れを積極的に導入した試料(Ce<sub>0.98</sub>La<sub>0.02</sub>)Ir<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>を作成して同様の実験を行なった。<sup>5)</sup> この物質においても磁気構造の長時間変化は観測され, その特性時間にはCeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>での値との大きな違いは見られなかった。この結果は長時間変化の現象は予期しないわずかな「乱れ」によるものでなく, この物質固有の性質であることを示している。

#### 4. 他の物質の探索と類似の研究例

CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>における磁気構造の長時間変化の観測をきっかけに類似の現象が他の物質でも起こっているのではないかと考えて探索を始めた。CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub>と同じく逐次磁気転移と多段階メタ磁性転移を示す物質を選び, 磁化率測定と中性子回折測定を行なった結果Ca<sub>3</sub>Co<sub>2</sub>O<sub>6</sub>, PrCo<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>, TbNi<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>等の物質で磁気構造の長時間変化を検出した。<sup>6,7)</sup> このうちCa<sub>3</sub>Co<sub>2</sub>O<sub>6</sub>は磁性原子であるCoの1次元鎖が三角格子を作る結晶構造を持つ。この構造の特徴からフラストレート磁性体としての興味を持たれこれまで多くの研究がなされてきた。<sup>8,9)</sup> 巨視的測定からT<sub>c1</sub>=25 KとT<sub>c2</sub>=13 Kで2つの磁気転移があること, 低温で多段階のメタ磁性転移を示すことなどが知られていた。しかし, 時間変化の存在が知られていなかったためか低温での磁気構造の解明には至らなかった。

時間変化の存在を踏まえて行なった中性子回折実験の結果から決定した磁気構造を図6に示す。六方晶格子のc軸

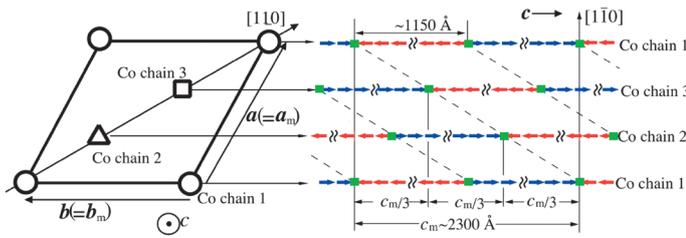


図6  $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ の磁気構造。(文献6の図を変更して転載。)

に沿う1次元鎖を作るCo原子の磁気モーメントは $T_{c2}$ 以下では $1,150 \text{ \AA}$ にわたる強磁性に結合した領域が方向を反転して繰り返している。そしてこの方向を反転する位置(右側の図中に緑色の四角で示した)が三角格子の上で周期的に移動して $c$ 軸方向に $2,300 \text{ \AA}$ の周期を持つ3次元秩序を形成している。 $T_{c2}$ 以上では磁氣的周期は温度上昇とともに短くなる。

この物質で観測された磁気構造の時間変化は次のとおりである。 $T_{c1}$ 以上の温度から急冷した直後には温度に関わらず約 $1,200 \text{ \AA}$ の周期構造が形成されている。この周期は時間経過とともに上記の(温度に依存する)平衡値に近づく。この変化の特性時間は非常に長く(例えば $8 \text{ K}$ では約 $460$ 分)、 $\text{CeIr}_3\text{Si}_2$ の場合と同じく熱活性型の温度依存性を示す。

$\text{CeIr}_3\text{Si}_2$ などで観測された時間変化は2つの定まった構造の間で各々の構造を持つ領域の体積比が変化するのに対して、 $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ では磁気構造の周期が連続的に時間変化するという点において全く異なる現象と言える。 $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ についても磁性原子の一部を非磁性原子で置き換えた物質での測定も行なった。<sup>10)</sup> このような「乱れ」を導入した系でも磁気構造の特徴は同じであり、長時間変化の特性時間にも大きな違いは見られなかった。なお $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ については別の磁気構造を主張する報告もある。<sup>11)</sup>

冒頭にも述べたように3次元の均一な物質における磁気相転移の時間発展を直接観測した先行研究を著者はまだ見つけていない。しかし、ここで紹介した現象と類似の磁氣的性質の時間依存性に関する先行研究がある。それらを紹介して本研究との差異についても言及しておきたい。3次元規則構造を持つ物質における磁気構造の時間変化としては希土類金属エルビウム(Er)の研究が報告されている。<sup>12,13)</sup> Erの結晶構造は六方最密構造であり $84 \text{ K}$ 以下で $c$ 軸方向に磁気モーメントを向けたスピン密度波構造へと磁気秩序する。冷却を続けると $54 \text{ K}$ 以下で $a$ - $c$ 面内のサイクロイド構造に転移し、さらに $19 \text{ K}$ 以下で $c$ 軸方向に強磁性成分を持つコニカル構造へと1次転移する。この $19 \text{ K}$ の転移温度を横切る温度変化に対して磁気構造の時間変化が調べられた。実験は磁気構造の変化に伴って生じる格子定数の変化をX線回折パターンの変化として追跡する方法がとられた。この測定により温度上昇、低下いずれの場合も磁気構造変化は非常に長い潜伏時間を伴うことが解った。

例えばコニカル構造を持つ低温相の $13 \text{ K}$ から転移温度より $0.5 \text{ K}$ 高温の $19.5 \text{ K}$ へと昇温した場合には50分間は何も変化がなく、突然ごく短時間の間に試料全体がサイクロイド構造へと転移することが観測された。この潜伏時間は低温側、高温側とも転移温度 $19 \text{ K}$ からの温度差に依存して変化し、転移温度に近づくにつれて発散的に増加することが観測されている。

Erで見られた転移の特徴は長い潜伏時間は示すものの転移自身は短時間で完了すること、潜伏時間が転移温度からの温度差に依存すること、結晶歪の長距離相互作用が重要な役割をしているなどの点で誘電体で見られる潜伏時間を伴う構造相転移と類似のものと考えられる。

もう1つの研究例は2次元希釈磁性体 $\text{Rb}_2\text{Co}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{F}_4$ における磁気秩序形成過程の観測である。<sup>14)</sup> この物質の母物質である $\text{Rb}_2\text{CoF}_4$ はダブルペロブスカイト構造を持つ。 $c$ 面内で正方格子を作るCo原子間の磁氣的相互作用は強いが面間の相互作用は弱い。このため、磁気転移温度( $T_N = 101 \text{ K}$ )をゆっくり通過する冷却条件の時には3次元の磁気秩序が実現されるが急冷した場合には $c$ 面内の2次元反強磁性秩序のみが実現され異なる $c$ 面間には磁氣的相関が発生しない。すなわち急冷によって2次元秩序状態が凍結されることが知られていた。<sup>15)</sup> 凍結された2次元秩序状態から安定な3次元秩序状態への時間発展の過程を追跡することを目指して行なわれたのが池田氏の研究である。<sup>14)</sup> ここでは磁性原子Coを非磁性原子Mgで希釈することによって磁気転移温度近傍における熱揺らぎの効果を制御して3次元秩序形成過程を観測可能な時間スケールに調整する工夫がなされた。この結果中性子回折実験によって磁気秩序の形成過程をはじめて実時間で追跡することに成功した。急冷後の試料を $T_N = 42.8 \text{ K}$ より約 $1 \text{ K}$ 下の温度にまで加熱した場合には3次元秩序構造からのブラッグ反射強度は最初の30分間は $t^{1/2}$ に従い、その後は測定終了(約6時間)まで $\log t$ に従って増加することが観測された。時間変化の関数形と1次元のドメイン成長モデルとの関連が論文中で議論されていることから明らかなように、この研究で観測されているのは3次元秩序の形成過程ではあるが、その本質は1次元系における無秩序相から秩序相への相転移に他ならない。

## 5. まとめと今後の展望

$\text{CeIr}_3\text{Si}_2$ における偶然の発見をきっかけとして多くの物質でこれまで考えもしなかった磁気構造の長時間変化という現象を観測した。これらの物質はすべて逐次磁気転移と多段階のメタ磁性転移を示す物質であり、磁気相互作用が競合した状態(フラストレート状態)であることが推測される。このような物質では温度や磁場などの小さな変化で構造変化が起こる。また、強磁性面あるいは強磁性1次元鎖の存在もこれらの物質に共通する特徴である。これらのことからここで紹介した磁気構造の長時間変化は磁氣的フ

ラストレーションと強磁性面（あるいは強磁性1次元鎖）をキーワードとして統一的に理解できる現象であると考えている。

これまでスピングラスを除いて磁性の研究では「時間」は見向きもされない変数であった。J-PARCなど大型加速器による大強度のパルス中性子源での中性子散乱（回折）実験が普及してきた。ここで紹介した原子炉での実験よりさらに短い時間スケールでの時間分割測定が実施されてさらに面白い現象が見つかることを期待している。ここで紹介した中性子回折実験は東京大学物性研究所共同利用および日米科学協力事業「中性子散乱」の一環として実施された。お世話になった方々に深く感謝したい。

参考文献

1) Y. Muro, *et al.*: J. Mag. Mag. Mater. **310** (2007) 389.  
 2) K. Shigetoh, *et al.*: Phys. Rev. B **76** (2007) 184429.  
 3) K. Motoya, *et al.*: J. Phys. Conf. Series **200** (2010) 032048.  
 4) T. Moyoshi, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 014704.  
 5) K. Motoya, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 024708.  
 6) T. Moyoshi and K. Motoya: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 034701.  
 7) K. Motoya, *et al.*: J. Phys. Conf. Series **273** (2011) 012124.

8) S. Aasland, *et al.*: Solid State Commun. **101** (1997) 187.  
 9) H. Kageyama, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 1607.  
 10) T. Moyoshi and K. Motoya: J. Phys. Conf. Series **391** (2012) 012100.  
 11) S. Agrestini, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 097207.  
 12) M. Tadakuma, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 2074.  
 13) G. Masada and K. Tajima: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 1050.  
 14) H. Ikeda: J. Phys. C **16** (1983) 3563.  
 15) E. J. Samuelsen: J. Phys. Chem. Solids **35** (1974) 785.

(2013年10月29日原稿受付)

Real-Time Observation of Magnetic Structural Change  
 Kiyochiro Motoya

abstract: In uniform three dimensional magnets we had not expected to observe time variations of magnetic properties within an attainable time scale. Contrary to all expectations, a long-time variation of magnetic structure was observed in a non-diluted uniform magnet CeIr<sub>3</sub>Si<sub>2</sub> by means of time-resolved neutron scattering measurements. Subsequently, a different kind of time variation of magnetic structure was found in Ca<sub>3</sub>Co<sub>2</sub>O<sub>6</sub>. We describe the features of two kinds of time variations in these materials. A microscopic model of the long-time variation of magnetic structure is presented.

応用物理 第83巻 第9号(2014年9月号) 予定目次

Science As Art : 2匹のチンアナゴ.....川人愛子  
 特別記事 : 有機分子の発展と今後の展開について語る  
 .....石井久夫, 他  
 解説 : 学習指導要領改訂後の物理教育.....増子 寛  
 研究紹介  
 イオン液体を利用した有機デバイスの開発.....小野新平  
 結晶X線干渉計を用いたZeffイメージング法の開発  
 .....米山明夫, 他  
 ふく射流体シミュレーションによる極端紫外光源プラズマの  
 挙動解析.....砂原 淳

ミスト化学気相成長法を用いた大気圧薄膜形成と酸化物機能  
 デバイスのグリーンプロセス化.....川原村敏幸, 古田 守  
 ナノカーボン高分子アクチュエータ.....杉野卓司  
 新しい化合物半導体ガンマ線検出器.....人見啓太郎  
 ホットひといき, ほか  
 着たら, わかる(導電性シルク材料) .....塚田信吾  
 ゲルでレンズをつくる; 透明形状記憶ゲルを用いた眼内レンズ  
 .....宮 瑾  
 応用物理学会「女子会」(オブジョ), 始めました  
 .....根本香絵, 山田 明

# ピエゾ応答力顕微鏡を用いた有機強誘電体ドメイン構造と分極反転過程の可視化

賀川 史 敬 (理化学研究所創発物性科学研究センター)

堀内佐智雄 (産業技術総合研究所フレキシブルエレクトロニクス研究センター)

強誘電体は、不揮発性メモリ、キャパシタ、アクチュエータ、熱・圧力センサー、波長変換など、工学的に大変重要度の高い電子機能材料である。一方、材料を構成する元素に目を向けてみると、依然として材料開発が解決すべき課題は残されており、たとえば不揮発性メモリや圧電素子に広く用いられる $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$  (PZT) など、多くの強誘電体は有毒な鉛を含んでおり、また、その代替や光学応用にも利用される非鉛系強誘電体 $\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9$  (SBT) や $\text{LiTaO}_3$  (LT)、 $\text{LiNbO}_3$  (LN) は、ビスマスやリチウムといったレアメタルの多用が目立つ。このような元素を用いることなく、軽量でフレキシブル、大面積といった新たな機能を持つデバイス実現に向けても、著者らは特に炭素、水素、窒素を主成分とする有機強誘電体を中心に、材料開発と物性評価を進めている。その結果、これまでに10例を超える室温有機強誘電体を見出すことに成功し、低分子系は豊かな強誘電体材料基盤であることが分かってきた。

一方で、強誘電体一般の学理に対しては、有機強誘電体の登場は新しい展開をもたらさうだろうか？ たとえば有機電荷移動錯体系においては、スピンパイエルス機構に基づく磁性強誘電体(マルチフェロイックス)や、中性イオン性転移に基づく電子強誘電体が立て続けに発見されており、少なくとも新しい話題を提供していることは間違いない。本稿で焦点を当てるのは水素結合型の有機強誘電体であるが、分極の向きの異なる領域(ドメイン)が試料内に分布する、いわゆるマルチドメイン構造のトポロジーと電気分極の反転特性との相関と

いった、強誘電体に広く関係する問題に対して一定の知見を得ることに成功している。有機強誘電体が強誘電体一般の学理構築に貢献した一例であると言ってよいだろう。

電場による自発電気分極の反転は、強誘電体が示す最も基本的な機能性の一つであるが、この過程は異なる分極を持つドメインを隔てるドメイン壁の運動に密接に関連している。現実にはしばしば不完全な分極反転が観測されるが、その主な原因として結晶中の不純物や欠陥などによるドメイン壁のピン止めが知られていた。これに対し最近著者らは、マルチドメイン構造のトポロジー自体が実質的に反転可能な分極を決定する要因になりうることを見出したので、本稿でこれを紹介する。対象とした物質は酸と塩基が分子間で水素結合した、室温以上でも強誘電性を示す有機物である。単結晶において、ピエゾ応答力顕微鏡による微視的なドメイン観察と巨視的な分極履歴曲線の測定を相補的に行うことで、反転可能な電気分極とドメイン構造との相関を調べた。強誘電ドメイン壁は、その境界面の向きに応じて荷電ドメイン壁と非荷電ドメイン壁に分類されるが、本研究から荷電ドメイン壁は強くピン止めされる傾向にあり、それゆえ荷電ドメイン壁を多く含むマルチドメイン構造は不完全な分極反転を示すのに対し、荷電ドメイン壁が非荷電ドメイン壁に置き替わった場合は、バルクな分極反転が容易に起こることが明らかになった。以上の結果は、荷電ドメイン壁と非荷電ドメイン壁の割合が、実質的な分極反転を決める要因になりうることを示している。

## —Keywords—

### 自発電気分極：

物質中には大きさの等しい正電荷と負電荷の両方が存在するが、通常それぞれの重心位置は両者で一致しており、外部から電場を印加しない限り、物質全体としては電荷の偏りを持たない。この状態を常誘電相と呼ぶ。一方、強誘電相においては、それらの重心位置が一致しておらず、すなわち物質中で自発的に(外部から電場を印加することなく)電荷の偏りを持つ。これを自発電気分極と呼ぶ。偏りの大きさを表すのが電気分極量であり、強誘電体の特徴づける基本的な物理量の1つである。

### ピエゾ応答力顕微鏡：

圧電応答顕微鏡とも呼ばれる。強誘電体が圧電性を示すことを利用して電気分極の向きを可視化する手法。測定の際には、先端の非常に鋭いカンチレバーを通じて試料に電場を印加し、その際に圧電効果によって生じた局所的な試料のひずみをカンチレバーで同時に検知する。このひずみの方向は分極の方向と密接に関連しているため、カンチレバー真下の局所的な分極の向きを可視化することができる。

## 1. はじめに

まず本研究のキーワードである強誘電ドメイン壁について説明しよう。強誘電ドメイン壁は、強誘電分極  $P$  の向きとドメイン壁の面が成す角に応じて、荷電ドメイン壁または非荷電ドメイン壁に分類される。<sup>1)</sup> 非荷電ドメイン壁は、その境界面が  $P$  と平行な向きを持つドメイン壁であり、強誘電体に広く一般に見られる。一方、荷電ドメイン壁は、境界面が  $P$  と平行でないドメイン壁であり、正に荷電したドメイン壁と、負に荷電したドメイン壁にさらに分類される。ここで「荷電/非荷電」とはドメイン壁上の束縛電荷  $\rho_b$  ( $\equiv -\text{div } P$ ) が有限かゼロかを表している。仮に束縛電荷が他の電荷によって電氣的に補償されていないとすると、結晶内部に  $10^2$ – $10^4$  kV/cm 程度の反電場が生じることになり、これは巨大な電場エネルギーを伴う。また、反電場の強さは典型的な強誘電体における抗電場 (1–100 kV/cm) よりも大きく、そもそも電氣的に補償されていない荷電ドメイン壁が存在するという前提と矛盾してしまう。したがって荷電ドメイン壁が (準) 安定的に存在するためには、束縛電荷の大部分が逆符号の電荷によって電氣的に補償されている必要がある。<sup>2,3)</sup>

一般にマルチドメインの強誘電体に外部電場を印加すると、ドメイン壁に実効的な“圧力”がかかり、単一ドメイン化に向かってドメイン壁が移動するが、果たして荷電ドメイン壁と非荷電ドメイン壁の挙動は同じであろうか？ もし異なるのであれば、単一ドメイン化のし易さは、荷電・非荷電ドメイン壁の比率、すなわちマルチドメイン構造のトポロジーに依存するのだろうか？ 理論研究からは、荷電ドメイン壁は非荷電のものに比べ、電場に対して応答しにくいことが予言されており、その理由として (i) 荷電ドメイン壁が動く際には補償電荷も共に引きずるため、実効的に“重たく”なる<sup>4,5)</sup> (ii) 外部電場から及ぼされる“圧力”自体が補償電荷の存在によって低減されてしまう<sup>6–8)</sup> といった、2つのメカニズムが協力的に働くことが指摘されていた。しかし、一軸性の強誘電体において、荷電・非荷電ドメイン壁の挙動を直接比較した実験は、著者らが知る限り報告例はなく、本研究<sup>9)</sup> は上記の問題に対して実験の立場から答えを出すことを目的とした。

## 2. [H-6,6'-dmbp] [Hca] の結晶構造と強誘電性

荷電/非荷電ドメイン壁の電場下挙動を研究するにあたり、著者らは酸であるクロラニル酸 ( $H_2ca$  分子) と塩基である 6,6'-ジメチル-2,2'-ビピリジン (6,6'-dmbp) を溶液融合し、室温で結晶成長を行って得た水素結合型有機強誘電体 [H-6,6'-dmbp] [Hca] 塩に着目した。室温の結晶構造を図 1 (a) に示す。一見複雑に思われるかもしれないが、よく見ると dmbp 分子と Hca 分子が交互に、 $O-H\cdots N$  と  $N-H\cdots O$  という水素結合 (図 1(a) 中、破線) を介して、1 次元的に配列しているという構造であることが分かる。空間群は  $P2_1$  であり、 $\pm b$  軸方向に極性、すなわち一軸性の電気分

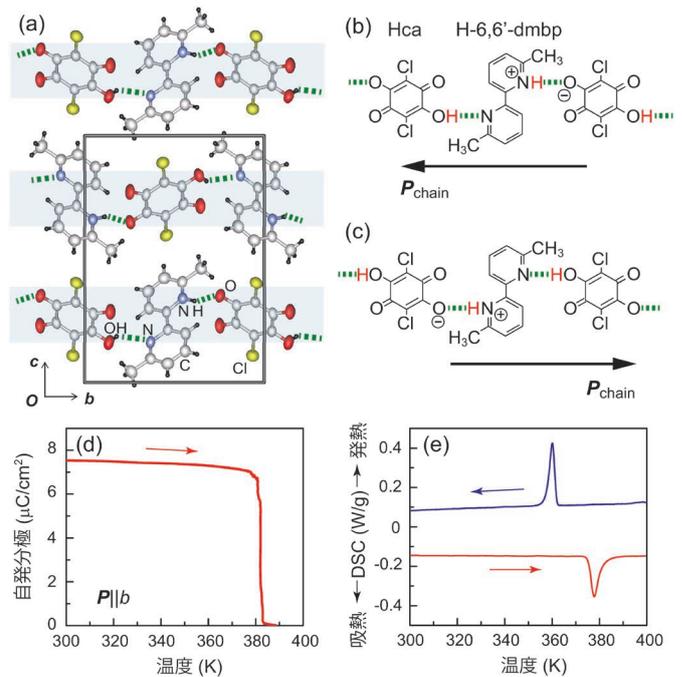


図 1 (a) [H-6,6'-dmbp] [Hca] の結晶構造。 (b, c) 水素結合鎖上のプロトン位置と強誘電分極  $P_{\text{chain}}$  の向きの関係。 (d) 焦電流測定から得られた自発分極の温度依存性。 (e) 示差走査熱量測定の結果。

極を持つ点群に属している。仮に水素結合上のプロトン ( $H^+$ ) や水素結合に伴う分子の変形などを無視すると、各々の分子上に反転中心を置くことができ、系は非極性で電気分極を持たないことに注意されたい。したがって、水素結合上のプロトン位置の秩序化が、結晶の反転対称性を破って極性を持つ (電気分極を発生させる) 主要因であると推察される。プロトンの秩序化は図 1 (b), (c) に示す 2 通りが考えられ、各水素結合においてプロトンが左側 (図 1 (b)) または右側の分子 (図 1 (c)) に共有結合することで、それぞれ左または右向きに電気分極が生じることが期待できる。実際に、電場を印加すると巨視的な電気分極反転が観測されることから (図 3 (c)), 水素結合間でプロトンの協同的な移動が起こり、図 1 (b) ⇌ (c) が切り替わったものと解釈することができる。分極の向きに関しては、正の電荷を持ったプロトンの偏りが系全体の電荷の偏りに直結していると考え、直観的に理解しやすいだろう。これは代表的な水素結合型強誘電体として知られる  $KH_2PO_4$  (KDP) における状況 (プロトンの変位方向と、それによって生じる強誘電分極の向きが互いに直交) とは対照的であり、<sup>10)</sup> この意味で [H-6,6'-dmbp] [Hca] は、より単純な水素結合型強誘電体と言えるかもしれない。

焦電流測定の結果からは、昇温時には 380 K 付近で急激に自発分極を失い、常誘電相へと転移する様子が見てとれる (図 1 (d))。示差走査熱量測定 (DSC) からは昇温時は 378 K に、降温時には 360 K に転移に伴う急峻な熱異常が見られており、また、転移温度に大きな温度履歴を持つことから、この系における強誘電転移は 1 次転移であることが分かる。一方、この系の結晶成長温度は室温であり、し

たがって、(結晶成長温度) < (強誘電転移温度, ~380 K) < (分解温度, >400 K) という関係が成り立っている. この関係は本研究において重要な意味を持っている. 前述のように, 本研究ではマルチドメイン構造と実質的に反転可能な分極の関係を解明することを目的の1つとしているが, これには異なるマルチドメイン構造を如何にして用意するかがポイントとなる. しかし以下に見るように, この系においては上記の温度関係を活かすことで比較的容易に達成されるものと期待できる. ここで, as-grownの結晶における強誘電ドメイン構造は結晶の成長過程で形成されたものであるのに対し, 一度常誘電相まで昇温し, その後再び室温強誘電相に戻した際のドメイン構造は, 相転移する際に形成されたものであることに注目されたい. すなわち, as-grownの結晶と一度常誘電相を経験した結晶(以下, 熱処理した結晶と呼ぶ)とでは, 分極ドメイン構造の形成過程が異なるため, その構造も異なると期待でき(後述するように, 実際に異なる), 分極履歴曲線の変化と対応させて議論することも難しくないだろう. これに対し, 他の水素結合型有機強誘電体, 例えばクロコロン酸においては,<sup>11)</sup> 少なくとも常圧下では(結晶成長温度) < (分解温度, ~450 K) < (強誘電転移温度) であり, as-grown結晶におけるマルチドメイン構造とは異なるドメイン構造を別個に用意する手立てが必ずしも明確でない. 室温以上, 結晶融解温度以下の中途な強誘電転移温度を有する [H-6,6'-dmbp] [Hca] は, 本研究の目的にうってつけであると言えよう.

### 3. ピエゾ応答力顕微鏡 (PFM) の動作原理

本題に入る前に, 本研究における主要な測定ツールであるピエゾ応答力顕微鏡 (Piezoresponse Force Microscopy: PFM) の動作原理について簡単に触れておこう. PFMは強誘電体が一般に圧電性を示すことを利用して強誘電ドメインを可視化する手法であり, 測定の際には金属コートされた探針(先端の曲率半径は30 nm程度)を試料表面に接触させ, 探針より電場を印加しつつ走査を行う. このとき, 探針直下の試料表面においては, 逆ピエゾ効果を通じて局所的な変形が誘起される. 探針は試料表面と常に接触しているため, 試料表面の局所変形は持ち手の部分(カンチレバー)にたわみやねじれを引き起こす. 試料表面の局所変形の向きは, 電場印加方向とドメインの分極方向との相対関係で決まっているため, カンチレバーの変形を検出することで, 局所的な分極の向きが可視化される仕組みとなっている. より詳細は文献12を参考されたい.

水素結合型有機強誘電体におけるドメイン構造をPFMを用いて可視化した一例を図2に示す. ここで紹介するのは, 2-メチルベンゾイミダゾール (MBI) という, 別の水素結合型有機強誘電体である.<sup>13)</sup> 紙面の都合上, 結晶構造の詳細はここでは触れないが, 重要な点として, 擬正方晶の単位胞は互いに直交する2本の水素結合鎖を含み, それぞれにおいて2通りの分極配置をとることができるため, 結

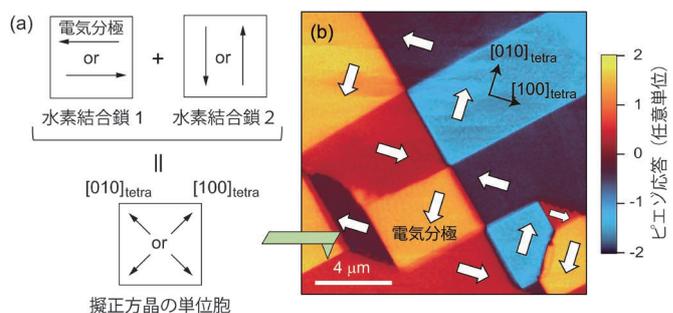


図2 (a) 2-メチルベンゾイミダゾールにおける水素結合鎖方向と巨視的な自発分極方向の関係を表した模式図. (b) PFMで可視化した面内分極ドメイン構造. カンチレバーの実験配置を併せて模式的に示した. カンチレバーのねじれとして検出されるピエゾ応答としては, カンチレバーと直交する方向への射影成分が大きい分極を有するドメインがより大きな応答を示していることに注意.

果として自発電気分極は擬正方晶の  $[100]$ ,  $[\bar{1}00]$ ,  $[010]$ ,  $[0\bar{1}0]$  方向の4通りをとりうるものが挙げられる(図2(a)参照). 実際にPFMを用いてドメイン構造観察を行った結果が図2(b)であり, 図2(a)の考察と矛盾なく, 4種類の強誘電ドメインが観測されている. また, これらドメインの分極がしばしば(アンチ)ボルテックス的な構造を形成している点は興味深い. 以上, ドメイン観察の結果から, MBIは二方向の分極軸が縮退している二軸強誘電性であることが結論づけられる.<sup>13)</sup> MBIはこれまで報告されている有機強誘電体の中で, 唯一の二軸性強誘電体となっている.

### 4. 荷電ドメイン壁と反転可能な電気分極

話を [H-6,6'-dmbp] [Hca] に戻そう. マルチドメイン構造と反転可能な分極との相関を明らかにするため, まず熱処理前後においてドメイン構造が変化しているかどうかをPFMを用いて調べた. 結果を図3(a), (b)に示す. 結晶成長温度と強誘電転移温度の関係から期待されたように, ドメイン構造は熱処理によって顕著に変化しており, 熱処理前は多くの荷電ドメイン壁 ( $-\text{div } \mathbf{P}$ が有限)が見られるのに対し, 熱処理後はほぼ非荷電ドメイン壁 ( $-\text{div } \mathbf{P}$ がゼロ)のみから成るラメラ構造をとっている. では, 分極反転特性はどうであろうか? 熱処理前後における分極反転特性を調べたところ, ~40 kV/cmの電場に対して, 熱処理前のas-grown結晶では反転する電気分極が  $1.3 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  であるのに対し, 熱処理後は  $7 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  と, 5倍以上増加することが分かった(図3(c)). なお, この値はこれまでに報告されている一連の酸-塩基型水素結合系の中では最も大きいものであることを付記しておく.<sup>14)</sup> 石橋(産総研)によって行われた第一原理計算の結果からは,  $10 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  の分極反転が予測されていることから(図3(d)), as-grown結晶における測定ではマルチドメイン構造のうち一部しか分極反転していない(多くのドメイン壁がピン止めされたまま)のに対し, 熱処理後は分極反転がバルクで進行し, 材料固有の特性が得られていることを窺わせる.

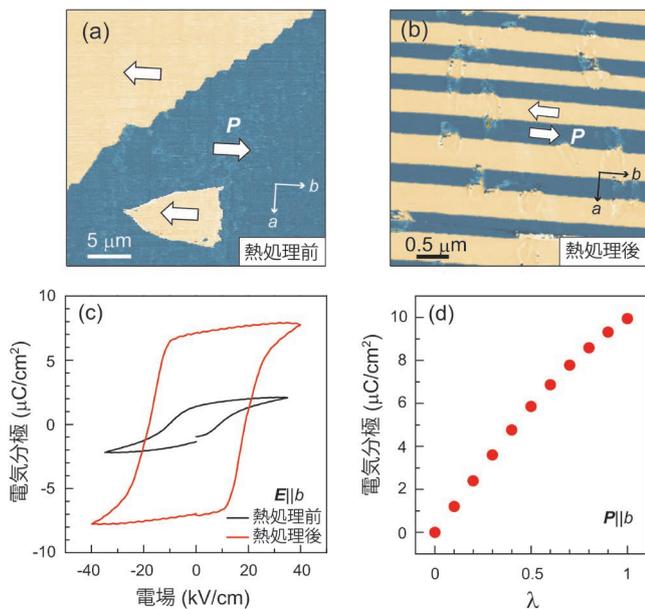


図3 (a, b) 面内PFMで可視化した, [H-6,6'-dmbp][Hca]における熱処理前後の分極ドメイン構造. (c) 熱処理前後における分極履歴曲線. (a), (b), (c)の実験はいずれも室温で行った. (d) 第一原理計算による, 常誘電状態 ( $\lambda=0$ ) から強誘電状態 ( $\lambda=1$ ) へと結晶構造を連続的に変形させた際に得られる強誘電分極.

以上の観測結果は, 荷電ドメイン壁は非荷電のものに比べて電場に対して応答しにくく, その結果バルクの分極反転を阻害すると考えるところと辻つまが合いそうである. この仮説をより確かなものにするため, 図4(a)のような実験配置を用いて, 分極反転過程のその場観察を行った. 図4(a)において, 直流電場  $V_{dc}$ , 交流電場  $V_{ac}$  はそれぞれ, 面内分極ドメインの駆動, 及びPFM観察時に逆ピエゾ効果を誘起するためのものである. 荷電ドメイン壁と非荷電ドメイン壁の電場下挙動を直接比較するために, まず as-grown 結晶において両者が同程度の割合で存在しているような領域を探した (図4(b)). 次に外部電極より分極方向 ( $b$  軸) に 21.9 kV/cm の直流電場を 4 秒間印加し, その後, 同一の場所のドメイン構造を再測定した結果が図4(c)である. 直流電場を印加することで, 非荷電ドメイン壁が分極軸垂直方向へシフトする様子が明確に観測されている (点線及び点線矢印参照). このようなドメインの成長は, しばしば sideways growth と呼ばれる. これに加え, 細いドメインが分極軸方向に成長する様子も観測されており (しばしば forward growth と呼ばれる), そのようなドメインはさらに強い直流電場下で (27 kV/cm を 10 秒間), sideways growth を示している (図4(d)). このような forward growth とそれに続く sideways growth は, キャパシタ構造における分極反転過程でよく観測される振る舞いと一致している.<sup>15)</sup> ここで, 図4(b)→(d)の過程において非荷電ドメイン壁はしばしばその境界面が全体としてシフトしているのに対し, 荷電ドメイン壁にはそのような振る舞いは見られない点に注目されたい (同様の傾向は他の試料においても確認された). 以上の結果は, 荷電ドメイン壁は非荷電ドメイン壁

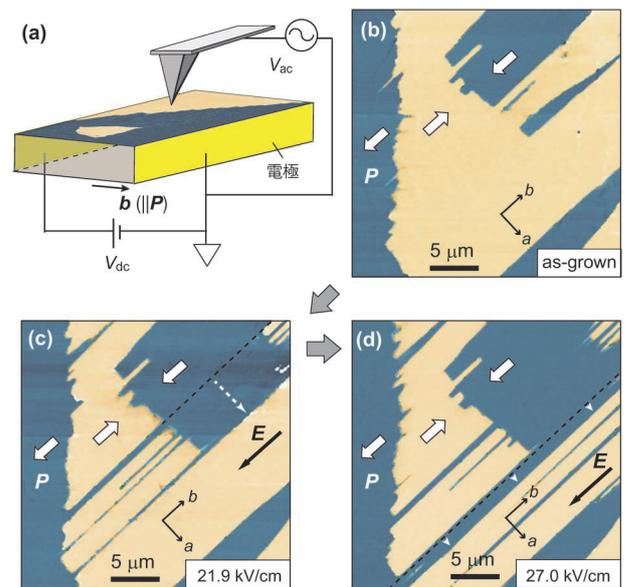


図4 PFMで可視化した, [H-6,6'-dmbp][Hca]における面内分極反転過程. (a) 実験配置の概略図. (b) 電場印加前の as-grown 結晶における強誘電ドメイン構造. (c, d) 面内電場印加後のドメイン構造. 点線と点線矢印は非荷電ドメイン壁の変位を強調したものである. (c) 及び (d) はそれぞれ 21.9 kV/cm の電場を 4 秒, 27.0 kV/cm の電場を 10 秒印加後のドメイン構造である. 実験はいずれも室温で行った.

に比べ電場で駆動されにくい傾向があることを示しており, なぜ図3(a)のようなマルチドメイン構造は単一ドメイン化されにくいのか, その起源を実空間観測から明らかにしたものとと言える.

## 5. 熱処理とドメイン構造に関する考察

最後に, なぜ熱処理によってマルチドメイン構造が主に非荷電ドメイン壁から成るものへと変化するのか, そのメカニズムについて著者らの考えを述べたいと思う. 考察の前提として, 荷電ドメイン壁上の束縛電荷は, 結晶中を移動できる逆符号の電荷によって補償されているものとした (図5(a)). なお, 試料の伝導度は室温において  $\sim 10^{-13} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$  である. 昇温によって, 試料が常誘電相へと転移すると, 定義より強誘電分極が消失し, したがって荷電ドメイン壁とその束縛電荷も消失する (図5(b)). その結果, 束縛電荷を補償するために荷電ドメイン壁上に集積していた電荷は, ある緩和時間を経て再び結晶中に拡散するだろう (図5(c)). この考察は, 強誘電体表面において, 相転移直後に補償電荷がある時間をかけて再分布することがしばしば観測されていることからの類推である.<sup>16, 17)</sup> その後冷却して系が再び1次転移を介して強誘電相へと転移した際, 仮に荷電ドメイン壁が形成されたとしても, 急峻な1次転移性のために, 短時間のうちに荷電ドメイン壁上の束縛電荷を補償するのに十分な電荷が再び集積することはできないと予想される. 結果として, 補償されていない荷電ドメイン壁は存在できず, 代わりに, 静電エネルギー的に最も安定である, 非荷電ドメイン壁から成るラメラ構造が優先的に形成されたものと著者らは考えている (図5

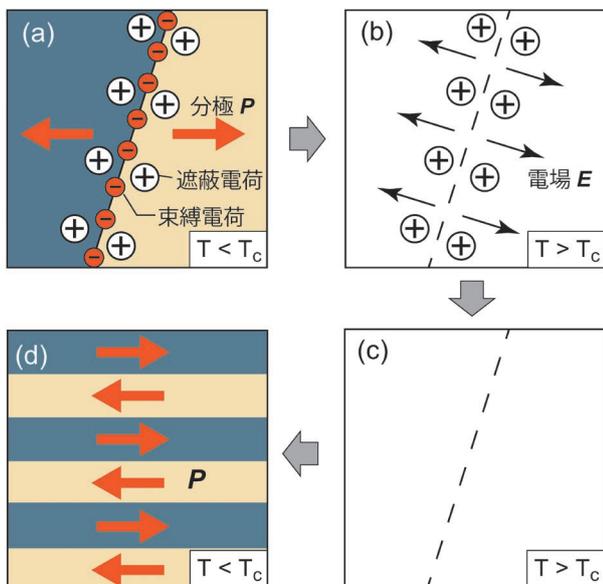


図5 熱処理による強誘電ドメイン構造の再形成過程の模式図。(a) as-grownのドメイン構造。(b) 昇温によって常誘電相へと相転移した直後の様子。(c) 熱平衡状態の常誘電相。(d) 常誘電相から再び室温の強誘電相へと戻した際のドメイン構造。ここでは負の束縛電荷を持つ荷電ドメイン壁を例にとった。

(d). 以上の考察は物質の詳細に依っていないことから、強誘電転移温度より低温で結晶成長し、かつ強誘電転移が急峻な一次転移であるという特徴さえ有していれば、この物質に限らず一般的に見られるものと期待される。実際、過去に報告してきた室温有機強誘電体に対しても、熱処理の適用を再検討することで、より大きな分極反転が得られることが著者らの予備実験において確認されている。有機強誘電体の材料固有の分極特性を引き出すための学術基盤が整いつつあると言えるかもしれない。

## 6. おわりに

強誘電分極の反転過程において、結晶中の不純物や格子欠陥などがドメイン壁の主要なピン止め機構として働くことはよく知られていたが、このような外因的要因に加え、荷電ドメイン壁の有無が分極反転特性に内因的に影響を与えることが、一連の実験・理論から明らかになってきた。室温有機強誘電体 [H-6,6'-dmbp] [Hca] は、後者のピン止め機構が分極反転特性を律速する主たる要因となった象徴的な例と言えよう。近年、強誘電ドメイン壁を能動素子として制御し様々な機能性を設計する“ドメイン壁ナノエレ

クトロニクス”が注目を集めており、<sup>18)</sup> 荷電・非荷電ドメイン壁を含むマルチドメイン構造の制御は、今後益々重要になっていくものと思われる。本稿で焦点を当てた内因的なピン止めは、このような広い文脈においても無視できない寄与を果たしている可能性があり、デバイス動作の最適化などを図る際には、結晶純度の問題と併せて考えていく必要があるだろう。

本研究は小林賢介博士、熊井玲児教授、畑原健佑氏、南直氏、石橋章司博士、村上洋一教授、十倉好紀教授との共同研究である。ここに各氏に感謝申し上げます。

## 参考文献

- 1) A. K. Tagantsev, *et al.*: *Domains in Ferroic Crystals and Thin Films* (Springer, New York, 2010).
- 2) M. Y. Gureev, *et al.*: *Phys. Rev. B* **83** (2011) 184104.
- 3) E. A. Eliseev, *et al.*: *Phys. Rev. B* **83** (2011) 235313.
- 4) W. L. Warren, *et al.*: *J. Appl. Phys.* **77** (1995) 6695.
- 5) Y. A. Genenko and D. C. Lupascu: *Phys. Rev. B* **75** (2007) 184107.
- 6) R. Landauer: *J. Appl. Phys.* **28** (1957) 227.
- 7) P. Mokry, *et al.*: *Phys. Rev. B* **75** (2007) 094110.
- 8) M. Y. Gureev, *et al.*: *Phys. Rev. B* **86** (2012) 104104.
- 9) F. Kagawa, S. Horiuchi, *et al.*: *Nano Lett.* **14** (2014) 239.
- 10) S. Kobal, *et al.*: *Phys. Rev. B* **71** (2005) 184102.
- 11) S. Horiuchi, *et al.*: *Nature* **463** (2010) 789.
- 12) E. Soergel: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** (2011) 464003.
- 13) S. Horiuchi, F. Kagawa, *et al.*: *Nat. Commun.* **3** (2012) 1308.
- 14) S. Horiuchi and Y. Tokura: *Nat. Mat.* **7** (2008) 357.
- 15) N. Balke, *et al.*: *Adv. Funct. Mater.* **20** (2010) 3466.
- 16) S. V. Kalinin and D. A. Bonnell: *Phys. Rev. B* **63** (2001) 125411.
- 17) X. Liu, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **89** (2006) 132905.
- 18) G. Catalan, *et al.*: *Rev. Mod. Phys.* **84** (2012) 119.

(2014年3月26日原稿受付)

## Ferroelectric Domain Structure and Polarization Switching Process in an Organic Ferroelectric Probed by Piezoresponce Force Microscopy

Fumitaka Kagawa and Sachio Horiuchi

abstract: Through a combination of polarization hysteresis loop measurements and piezoresponce force microscopy applied to a uniaxial organic ferroelectric, [H-6,6'-dmbp] [Hca] (6,6'-dimethyl-2,2'-bipyridinium chloranilate), we found that head-to-head (or tail-to-tail) charged domain walls are strongly pinned and thus impede bulk polarization switching, whereas antiparallel non-charged walls can participate in the switching process. Our findings suggest that to optimize the polarization switching in terms of magnitude and speed, the multi-domain topology should be considered.

# 光合成系の光捕集過程を構造に立脚して理解する： 理論と実験の融合で見えてきたこと

柴田 穰 (東北大学大学院理学研究科)

植物の光合成タンパク質には多くのクロロフィル (Chl) など色素分子が結合している。多数の色素のうちどれか一つが光子を吸収すると、励起状態はバケツリレー式のエネルギー移動により次々に隣の色素分子へと渡り、最終的に反応中心 Chl (最初の電子供与体, Primary Donor) へと到達しそこで光誘起電子移動反応に使われる。この光捕集と呼ばれる過程を担うのは、1つのタンパク質あたり数十個結合するアンテナ Chl である。アンテナ Chl は光合成タンパク質に非常に密に詰め込まれており、その励起状態はもはや一つの分子に局在しているという描像では記述できず、多数の分子間に量子力学的に非局在化した励起状態を考える必要がある。

21世紀に入り、植物型の光合成タンパク質の立体構造が次々に明らかにされた。一方、光合成タンパク質の光捕集過程を、上述した励起の非局在化を考慮しつつ構造情報に立脚して再現する微視的な理論的枠組みは、既に物理学者が概ね整備していた。具体的には、久保-豊沢のスペクトル形状理論、エネルギー移動の Förster 理論およびそれを非局在化した励起状態に拡張した一般化 Förster 理論、そして非局在化した励起状態間の緩和を取り扱う Redfield 理論などである。これらは摂動論的な理論であるが、適切に組み合わせることで調節パラメータなしに光合成系の光捕集ダイナミクスを定量的に再現することも原理的には可能である。しかし、現実には構造情報のみから予想することは困難なパラメータがある。タンパク質の低振動モードと電子励起状態とのカップリングを反映するスペクトル密度関数は、光学スペクトル形状の再現

に必須でエネルギー移動速度を決める重要な因子であるが、構造情報からの予測は難しく実験から求めたものが利用されている。さらに困難なのは、タンパク質に結合する各 Chl 分子の励起状態のエネルギー (サイトエネルギー) を決定することである。タンパク質に結合する色素分子のサイトエネルギーを、構造情報から精度高く予測する量子化学的な手法は現在でも確立していない。

現時点でサイトエネルギーを決める最も有効な手段は、吸収や蛍光、円偏光二色性、直線偏光二色性といった実験で得られる様々なスペクトルを最もよく再現するサイトエネルギーの組み合わせをフィッティングにより求めることである。この手法により、ようやく植物型光合成の光化学系 II タンパク質の光学スペクトルを概ね再現できる微視的理論モデルができてきた。とは言え、フィッティングから求められたサイトエネルギーの信頼性にはさらなる検証が必要であった。最近我々は、上述の微視的理論モデルを使って、光化学系 II のピコ秒時間分解蛍光ダイナミクスを再現することに成功した。5 K から 180 K までの広い温度領域で時間分解蛍光スペクトルを再現できたことは、この理論モデルがエネルギー移動経路などを概ね正しく再現していることを示している。こうした研究から、光化学系 II に存在する Primary Donor よりも低い励起状態を持つアンテナ Chl が、既知のタンパク質構造中のどの分子であるかが解明された。低い励起状態を持つ Chl の生物学的な機能は何なのか、今後の研究による解明が待たれる。

—Keywords—

## Primary Donor :

光合成タンパク質に結合する色素分子のうち、光誘起電荷分離反応が起きる特定の分子のことを、最初の電子供与体という意味で Primary Donor という。紅色細菌の光合成タンパク質の Primary Donor は、タンパク質複合体中央付近に結合する二つのバクテリオクロロフィルで構成されるスペシャルペアであることが知られている。

## サイトエネルギー :

タンパク質媒質中の様々な位置に結合しているクロロフィルは、各結合場所でそれぞれに異なる電場を感じるとともに、さまざまな立体障害を受けることでコンフォメーションも少しずつ異なっている。こうした環境の違いから、各クロロフィル分子の励起エネルギーは結合サイトごとに少しずつ異なる値となる。周囲の環境からの影響によりシフトした励起エネルギーをその分子のオンサイトエネルギー、または単にサイトエネルギーという。

## 1. はじめに

紅色光合成細菌の反応中心 (RC) タンパク質,<sup>1)</sup> アンテナ系タンパク質 (LH2: Light-Harvesting complex 2の略)<sup>2)</sup> の結晶構造解析は、光合成の光反応初期過程の研究における大きなブレイクスルーであった。これらの構造が解明される以前より、吸収スペクトルの解析などから光合成系では励起状態が複数の色素分子に広がっていることは認識されていた。<sup>3)</sup> LH2の美しい9回対称の構造(図1左)の解明は、非局在化した励起の重要性をより広く認識させるとともに、「なぜ生物はこのような高い対称性を持つ構造を選んだのか」という疑問を提示し多くの理論物理学者を引き付けた。<sup>4)</sup> 紅色光合成細菌は、植物と違い酸素を発生しない光合成を行う。酸素発生を伴う植物型光合成は、我々を含む酸素呼吸を行う全ての生物の生存に必須であり、その重要性は言うまでもないであろう。植物型の光合成タンパク質は、紅色光合成細菌のものよりはるかに複雑な構造を持つが、2000年代に入りそれらの結晶構造もほぼ出そろった。2009年に提出された光化学系II (PS II: Photosystem IIの略) タンパク質の分解能1.9 Åの結晶構造<sup>5)</sup> は、これまで謎であった水からの電子引き抜き反応の中心であるMnクラスターの構造を解明する画期的な成果で、光合成研究に新たなブレイクスルーをもたらしつつある。図1に、紅色光合成細菌のLH2と、植物型のPS IIの結晶構造を比較する。PS IIなどの植物型光合成タンパク質の構造が明らかになった現在、光合成研究者は「植物はなぜこのような規則性のない複雑な構造を選んだのか」という疑問にぶつかることとなった。

上記の疑問へ答えるためには、この複雑な系で光子が吸収された瞬間からその後起こる超高速の反応過程について、分子レベルで理解することが必要だろう。PS IIに結合する35個のChl分子の大部分は、集光装置の機能を果たすアンテナChlである。アンテナChlのうちの1つが光子を吸収すると、励起エネルギーは次々に隣のChlへと伝わり、最終的に電子移動反応が起こる反応中心Chl (PD: Primary Donorの略) へと到達する。この過程は光捕集と呼ばれ、フェムト秒 (fs)~ピコ秒 (ps) の超高速で進むこと

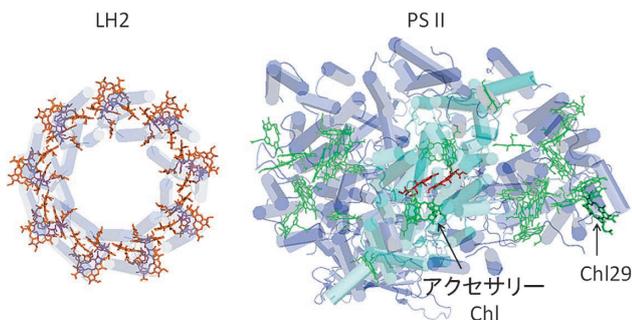


図1 脂質二重膜の法線方向から見た、紅色光合成細菌の光捕集タンパク質LH2(左)および植物型光合成のPS II(右)の構造。スペシャルペア(SP)は赤で、それ以外の色素分子はLH2についてはオレンジ色で、PS IIについては緑色で表示している。LH2, PS IIの構造はそれぞれ、Protein Data Bank登録データ、2 fkw, 3 arcに基づき、ソフトウェアPyMolにより作図した。

で量子収率ほぼ1の電子移動反応が実現されている。複雑な光合成系の光捕集過程を、構造情報に立脚して再現する微視的理論の枠組みは、大部分すでに物理学者が整備していた。摂動論的な取り扱いではあるが、原理的には調整パラメータなしで光捕集過程を再現可能である。しかし実際には、肝心のPDが既知のPS IIの構造上のどのChlに対応しているか分からなかったことや、各Chl分子の励起エネルギー(=サイトエネルギー)が分からなかったことから、植物型光合成系の光捕集過程を微視的理論により再現する研究はこれまで進展してこなかった。2005年に、PS IIのPDは図1に赤で示しているスペシャルペアではなく、その隣のアクセサリChlと呼ばれる分子であることが分かったこともあり、<sup>6)</sup> 近年ようやくその糸口となる研究が進展してきた。本稿では、PS IIでの光捕集ダイナミクスに関する我々の研究を中心に、その一端を紹介する。

## 2. 励起の非局在化

図1が示すように、植物の系ではLH2のような色素配置の高い対称性はないが、色素間距離は同様に短く励起状態の非局在化が重要なのは疑う余地がない。コヒーレントに広がった励起状態を扱うのに、励起が $m$ 番目の色素分子に局在した状態 $|m\rangle$ 、を基底に、以下のハミルトニアンを考える。

$$H_{ex} = \sum_m E_m |m\rangle \langle m| + \sum_{m,n} V_{mn} |m\rangle \langle n|$$

ここで、 $E_m$ は $m$ 番目の色素分子が周囲のタンパク質環境の影響を受けてシフトした励起エネルギーで、オンサイトエネルギーまたは単にサイトエネルギーと呼ばれる。 $V_{mn}$ は、分子 $m$ と $n$ の間の励起子相互作用である。このハミルトニアンを対角化することで局在励起状態の線形結合として非局在化した励起子状態 $|M\rangle$ 、が記述される。

$$|M\rangle = \sum_m c_m |m\rangle$$

現在主流となる光合成系での励起移動の描像は以下のようになる。1) 光吸収により、強く励起子相互作用する複数の色素に広がった励起状態が生成、2) 同じ分子集団で構成される低い励起状態へと緩和、3) より低い励起状態を持つ別の分子集団へと励起移動、4) 最終的にPDへと励起が到達し、電荷分離反応が起こる。3)における、ある色素分子集団から別の色素分子集団への励起移動速度の理論式は、1999年に住によって提出された。<sup>4,7)</sup> 分子間の励起移動速度の標準理論であるFörster公式の一般化であり、一般化Förster理論とも呼ばれる。一方、2)における励起子緩和のダイナミクスは、Redfield理論により定量的に扱うことができる。

## 3. PS IIの励起移動ダイナミクスを再現する微視的理論モデル

Rengerらは、前節に述べた描像を基に、PS IIでの光捕

集過程を定量的に再現する理論モデルを構築した。<sup>8,9)</sup> このモデルでは、「励起がいくつの色素分子まで広がるのか」という微妙な問題に対して、以下のように対処する。励起子相互作用  $V_{mn}$  の強さにある閾値を設け、それより  $V_{mn}$  が大きい場合に分子  $m$  と  $n$  は同じドメインに属する、というルールにより全部で37個ある色素分子をドメインに分割する。励起子相互作用の閾値は、色素分子の光学遷移における再配置エネルギー程度とし、ドメイン内では励起はコヒーレントに広がるがそれ以上には広がらないものとして扱う。  $N$  個の分子で構成されるドメインでは、  $N$  個の広がった励起状態が形成され、その間の緩和は Redfield 理論により、ドメイン間の励起移動速度は一般化 Förster 理論により、摂動論的に扱う。PDでの電子移動反応は、最新の知見<sup>6)</sup>に基づきアクセサリ-Chlの励起状態が含まれる励起子状態から起こるとする。その速度定数は、各励起子状態に含まれるアクセサリ-Chl励起状態の確率振幅に比例するとする。

上記モデルに基づいて光捕集過程とその後の電子移動のダイナミクスをシミュレーションにより定量的に再現するためには、i) 全色素ペア間の励起子相互作用  $V_{mn}$ , ii) 各色素のサイトエネルギー  $E_m$ , iii) フォノンのスペクトル密度関数  $J(\omega)$ , iv) フォノンと電子との相互作用強度を示すホアン-リー因子  $S$ , が入力パラメータとして必要となる。さらにより現実的な計算を行うためには、一つ一つのPS II分子ごとに構造が少しずつ異なることによるサイトエネルギーの不均一広がりを考慮することも必要となる。励起子相互作用  $V_{mn}$  は、PS IIの結晶構造から遷移双極子間の相互作用を双極子近似の範囲で計算することも可能だが、最近ではChl分子の量子化学計算の結果を利用してより精密に見積もる方法が種々開発されている。<sup>10)</sup> スペクトル密度関数  $J(\omega)$  に関しては、いくつかのChl結合タンパク質について極低温でのFluorescence line narrowingの実験から見積もられている例がある。Rengerらは、Chl結合タンパク質で実験的に得られた  $J(\omega)$  を解析的な関数で近似したものを利用している。タンパク質や高分子媒質に埋め込まれた色素分子の  $J(\omega)$  は、媒質が変わっても共通して数  $10 \text{ cm}^{-1}$  付近になだらかなピークを持つ関数形となることが知られており、<sup>11)</sup> 上記のような近似的な扱いの妥当性を支持している。

PS IIの光捕集ダイナミクスの定量的なシミュレーションを行う最大の難関は、結合するすべての色素分子のサイトエネルギー  $E_m$  を求めることである。9回回転対称性を持つLH2の場合には、結合する27個のBChlはそれぞれ3種類の結合サイトのどれかに結合しているため、決定すべきサイトエネルギーの数はただか3個であった。PS IIの場合、37個(うち2個は分子中心のMgのないフェオフィチン)の色素全てが異なる環境に結合しているため、37個のサイトエネルギー全てを決定する必要がある。タンパク質に結合した色素分子の励起状態エネルギーを、構造に

立脚して見積もる信頼性の高い手法は、現在でも確立していない。Rengerらが取った戦略は、報告されているPS IIの吸収スペクトルや円偏光二色性(CD)スペクトル、直線偏光二色性(LD)スペクトルを最もよく再現するサイトエネルギーをフィッティングにより決定する、というものであった。PS IIには37個の色素分子が結合しているが、さすがに37個のパラメータがあるフィッティングを行うのは現実的ではない。幸い、PS IIはCP43, CP47, RC、と呼ばれる3つのサブユニットに生化学的に分離することが可能である。これらのサブユニットには最大で16個(CP47)の色素が結合するが、彼らは16個のパラメータを、遺伝的アルゴリズムを用いたフィッティングにより決定した。決定したサイトエネルギーの不均一広がりは、ランダムなバラつきを生成した多数回の数値計算の結果を平均するモンテカルロ法により再現する。スペクトルの温度依存性をよく再現するように、iv)のホアン-リー因子が決定される。

Rengerのモデルは、PS IIの吸収スペクトル、CD、LDスペクトルをまずまずの精度で再現することに成功した。<sup>9)</sup> しかし、サイトエネルギーの決定は遺伝的アルゴリズムという信頼性が高いとは言えない手法に依拠している。実験結果とのより精密な比較により、このモデルとそのパラメータの妥当性を検証する必要があった。

#### 4. 低温でのPS IIのピコ秒時間分解蛍光の再現

図2に、PS IIの蛍光スペクトルの温度依存性を示す。180 Kでは683 nm付近に弱い蛍光ピークが見られるのに対し、77 Kに温度を下げると685 nmと695 nmの二つのピークが顕著となる。さらに温度を降下すると、685 nmのピーク強度が増大し、5 Kでは695 nmのピークは見かけ上消

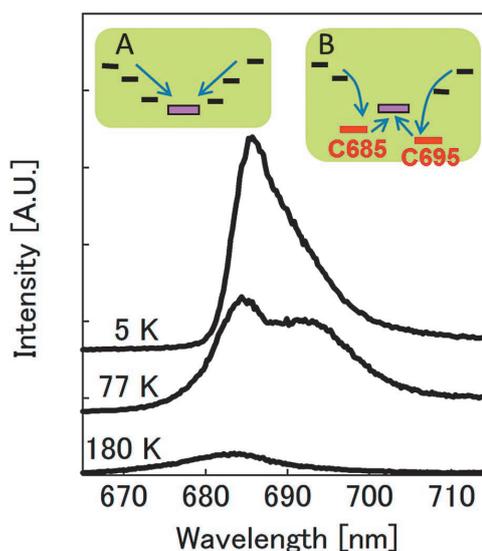


図2 PS IIの蛍光スペクトルの温度依存性およびアンテナChlのサイトエネルギー配置の模式図(挿入図)。挿入図の縦軸はエネルギー、横軸はタンパク質内のおよその位置を表し、黒線および太いピンクの線はそれぞれアンテナChlとPDの励起状態を示す。挿入図Aは効率の良い光捕集に理想的と考えられるロート型のエネルギー配置、挿入図BはPS IIの蛍光スペクトルの温度依存性を定性的に説明する、PDよりも低い励起状態を持つChlであるC685とC695(赤線)を経由するエネルギー配置。

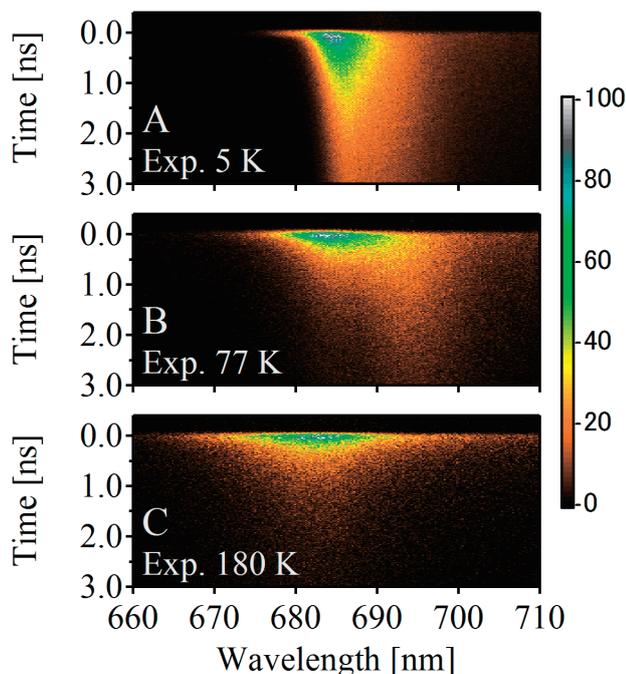


図3 PS IIの蛍光ダイナミクスの温度依存性. カラースケールは相対強度を示す.

失する. 一般に, 光合成系での高効率の光捕集は, 図2挿入図Aのようなロート状のサイトエネルギー配置により実現されていると考えられている. しかし, ここに示されるようなPS IIの蛍光スペクトルの温度依存性は, ロート状のサイトエネルギー配置では説明できない. この温度依存性は, 図2の挿入図BのようにPDよりもわずかに低いサイトエネルギーを持つ色素が少なくとも二つあるエネルギー配置を考慮することで定性的には説明できる. 以下ではこれらの低い励起状態を持つChlをその蛍光波長からC685とC695と呼ぶ. 室温から150 K程度の温度までは, C685やC695に励起エネルギーが渡った場合にも, PDへのエネルギーギャップを超えるのに十分な熱エネルギーが供給されるため, PDへのアップヒルのエネルギー移動が可能である. そのため, 光化学反応は依然として高効率に実現され, 蛍光収率も低いままである. しかし77 Kまで温度を下げると, C695からPDへのエネルギーギャップを超える熱エネルギーがもはや供給されなくなり, 一旦C695に励起エネルギーが到達した場合はそこから脱出できなくなり, 695 nmの蛍光として放出される. さらに温度が下がると, C685からPDへのエネルギー移動も起こらなくなるため, 685 nmの蛍光強度が増大する.

さて, Rengerのモデルは, 光捕集ダイナミクスおよびその温度依存性を定量的に再現できる枠組みであった. そこで我々は, 上記のような特徴的な温度依存性を示すPS IIの蛍光スペクトルをそのダイナミクスも含めて再現できるかどうかを検証することで, 彼らのモデルの妥当性が検証できると考えた.<sup>12)</sup> 図3に, ストリークカメラで測定したPS IIのピコ秒時間分解蛍光ダイナミクスを示す. サンプルは, パルス幅110 fs, 波長430 nmのパルスレーザーで励

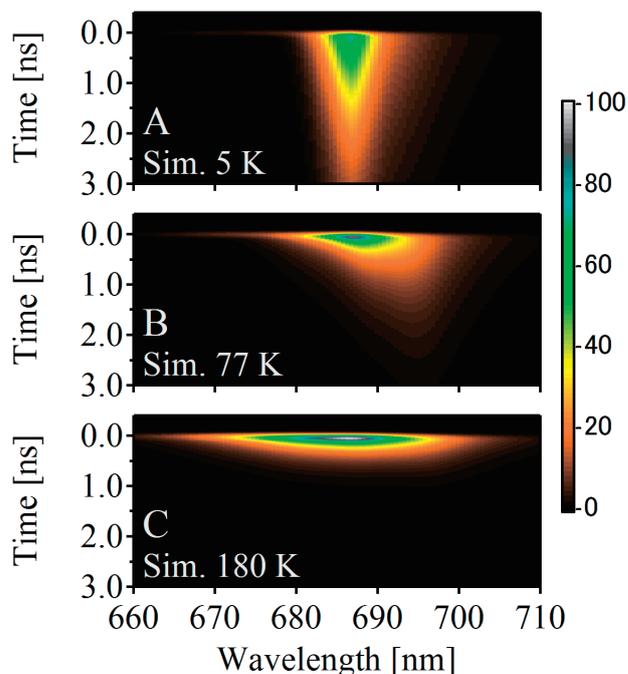


図4 PS IIの蛍光ダイナミクスの温度依存性を微視的モデルにより数値計算した結果. カラースケールは相対強度を示す.

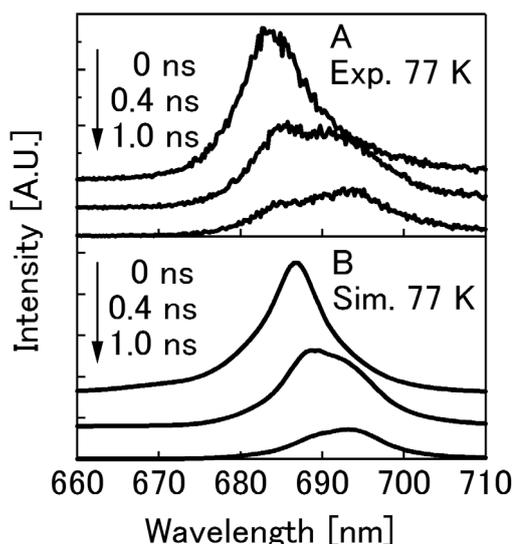


図5 77 KでのPS IIの時間分解蛍光スペクトル. Aは実験結果, Bは数値計算の結果で, それぞれ図3および図4のデータを200 psの時間範囲で積算して得た.

起している. 77 K, 5 Kともに670 nm付近に非常に速い蛍光減衰が見られるが, これは超高速のPDへのエネルギー移動およびPDでの光誘起電荷分離反応による消光を示す. 一方, 685 nmから695 nmにかけてC685およびC695からの遅い蛍光減衰が見られる.

PS IIの蛍光ダイナミクスをシミュレートするため, まず我々は, 梅名らの最新のPS IIの構造<sup>5)</sup>を基に励起子相互作用 $V_{mn}$ の強さを計算しなおした. 得られた $V_{mn}$ の値を用いて, Rengerらの研究<sup>8)</sup>に倣いPS IIのサブユニットのCD, LD, 吸収スペクトルが実験に合うようにサイトエネルギーを決定した. こうして得られたサイトエネルギー

を使って計算したPS IIの蛍光ダイナミクスの温度依存性を図4に示す。計算結果は、1) 180 Kでは広い波長範囲で速い蛍光減衰が見られる、2) 77 Kでは695 nmの遅い蛍光が、5 Kでは685 nmの遅い蛍光がそれぞれ主要な蛍光成分となる、といった実験結果の特徴を見事に再現している。図5には、77 Kにおける時間分解蛍光スペクトル(励起後0 ns, 0.4 ns, 1.0 ns)の実験結果(A)と数値計算の結果(B)を比較している。定量的にはピーク波長に若干のずれはあるものの、定性的な振る舞いはほぼ再現されていると言える。CDやLDなど静的なスペクトルを再現するように決定したサイトエネルギーを用いて、ダイナミックな蛍光減衰を広い温度範囲で再現できたことは、驚きに値する。37個全てのサイトエネルギーの正しい値が求まっているかは今後の検証がなお必要であるが、少なくともエネルギー移動のおおまかな経路は再現できているものと思われる。

## 5. おわりに

PS IIの蛍光ダイナミクスのシミュレーションにより、PDより顕著に低いサイトエネルギーを持つC695はタンパク質複合体の端に位置する孤立したChl29(図1右)1分子が担っていることが明らかになった。一方、もう一つの低エネルギー状態C685はCP43内の複数の色素から構成される非局在化した励起に対応していた。高効率な光捕集に対して建設的な寄与はないと思われるC695の役割は何か? PDよりも低いサイトエネルギーを持つことから、室温でも励起エネルギーはChl29に集中することになる。筆者はChl29に光捕集の効率を調節する安全弁の機能があるのではないかと考えている。極度の乾燥状態や過剰な光強度など、光合成の光化学反応が起こることが害となる環境では、励起エネルギーを熱エネルギーに変換して散逸させる機構を植物は発達させてきた。危険な環境下でのみChl29の近傍に一時的に消光分子種が生成されれば、Chl29に集中する励起エネルギーを効率よく消光できるようになり、高性能の安全弁として機能する。このような機構が働くことを証明できれば、「なぜこのような複雑な構造か?」の問いに少しは答えられることになるだろう。

ここで紹介したように、古くは久保-豊沢のスペクトル形状の理論から最近の住による一般化Förster理論まで、複雑な光合成系の光捕集過程を解析する上で日本の物理学者の貢献は小さくない。最近、2次元分光法による研究で、光合成タンパク質では電子励起状態間のコヒーレンスが数ピコ秒続くように見える現象が見いだされ、大きな興味を持たれている。<sup>13)</sup> こうした現象を解析するための、摂動論を超えた理論の構築にも日本の物理学者の貢献がある。<sup>14)</sup> とはいえ、このような研究から物理学として新しい領域が

開けてくるかは、これからの展開を見守る必要があるだろう。著者の立場は、この分野で分かっていないことを物理学、化学の言葉で解き明かしたい、ということに尽きる。光合成研究の魅力は、生物学、物理学、化学が絶妙にブレンドされた、まさに学際研究である点にある。ここで解説したサイトエネルギー決定に関しては、近い将来より精度の高い方法が開発されると期待している。そうすれば、複雑な光合成系の光捕集過程も、よりはっきりと見えてくるだろう。

最後に、本稿で取り上げた研究は岡山大の沈建仁教授、大阪市大の川上恵典博士、名古屋大の当時大学院生、西俊輔君、およびオーストリア Johannes Kepler University Linz の Thomas Renger 教授との共同研究であることを記す。また、本稿の執筆にあたり関西学院大の栗田厚氏に貴重なコメントを頂いた。これらの方々に感謝したい。

## 参考文献

- 1) J. Deisenhofer, *et al.*: Nature **318** (1985) 618.
- 2) G. McDermott, *et al.*: Nature **374** (1995) 517.
- 3) A. Scherz and V. Rosenbach-Belkin: Proc. Natl. Acad. Sci. **86** (1989) 1505.
- 4) 向井宏一郎ら: 日本物理学会誌 **56** (2001) 32.
- 5) Y. Umena, *et al.*: Nature **473** (2011) 55.
- 6) M. L. Groot, *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. **102** (2005) 13087.
- 7) H. Sumi: J. Phys. Chem. B **103** (1999) 252.
- 8) T. Renger and R. A. Marcus: J. Chem. Phys. **116** (2002) 9997.
- 9) G. Raszewski and T. Renger: J. Am. Chem. Soc. **130** (2008) 4431.
- 10) M. E. Madjet, *et al.*: J. Phys. Chem. B **110** (2006) 17268.
- 11) Y. Kanematsu, *et al.*: Phys. Rev. B **48** (1993) 9066.
- 12) Y. Shibata, *et al.*: J. Am. Chem. Soc. **135** (2013) 6903.
- 13) G. S. Engel, *et al.*: Nature **446** (2007) 782.
- 14) A. Ishizaki and G. R. Fleming: Proc. Natl. Acad. Sci. **106** (2009) 17255.

(2014年3月6日原稿受付)

## Toward Understanding of Light-Harvesting Dynamics in Photosynthesis Based on Structures: A Combination of Spectroscopy and Microscopic Theory

Yutaka Shibata

abstract: The picosecond time-resolved fluorescence spectra of photosystem II (PS II), a major protein of the plant-type photosynthesis, at 5–180 K are compared with the simulated spectra based on a microscopic theory. In the theory, exciton relaxations within a group of pigments and exciton transfers between the groups are treated on the basis of the Redfield theory and the generalized Förster theory, respectively. The simulated spectra well reproduced the temperature dependence of the time-resolved fluorescence spectrum of PS II, which is characterized by the emergence of a 695-nm fluorescence peak upon cooling down to 77 K and the decrease of its relative intensity upon further cooling below 77 K. The study revealed which chlorophyll molecule on the known PS II structure is responsible for the emission at 695 nm.

# サイエンスコミュニケーション

縣 秀彦 (国立天文台)

## 1. サイエンスと社会

サイエンスコミュニケーション(以下、SC)とは何か。万人が納得する明快な定義は未だ無い。今世紀に入ってから普及し始めた概念と言ってよいだろう。古今東西の研究者の多くは、高みから一般社会に対して物を言っているような気風があった。市民には科学知識や科学データを読み解くスキルが欠如しているので、一方的に知識を伝達するのみでよしとする考え方であった。

しかし、この考え方を見直す出来事が20世紀末に英国で相次いだ。1996年に発覚した人へのBSE(狂牛病)感染は、それまで政府や政府系研究機関が人には感染しないと明言していたため、科学行政や研究コミュニティへの市民の不信を生むきっかけとなった。同年、クローン羊ドリーが誕生し、一部の人間のみによる科学技術の発達とその応用が、人間の尊厳や価値観を破壊するのではないかという恐れや不安、すなわち生命倫理についての議論が社会現象化した。第2次世界大戦中のマンハッタン計画の実行や我が国での3.11での原発事故の事例のように、物理学のフィールドにおいても同様に、研究者コミュニティ内では解決・前進できない事例が増えつつある。これらはトランスサイエンス(科学に問うことはできても、科学だけではどう解決するか定まらない領域)と呼ばれる。現代社会において科学技術の発達は功罪両刃の剣であり、純粋な科学研究の成果がひとたび社会に還元されると、研究者の思惑を超えて人々を不幸に導くことも起こりうる。

一般論としてはあるが、蝸壺化したピアレビューシステム下で研究に没頭する研究者やその集団にとって、その研究成果が社会でどのような価値を生むかは正確には予想はできず、もし、そのことを議論する必要があるならば、別の複数の領域の専門家との議論、すなわち、「社会」との議論や同意が必要となるであろう。

## 2. 社会におけるサイエンス、社会のためのサイエンス

このような状況下、1999年にブダペストで開催された世界科学会議(当時の会長は吉川弘之氏)では、21世紀におけるサイエンスの責務は「知識のためのサイエンス」、「平和のためのサイエンス」、「発展のためのサイエンス」に加えて「社会におけるサイエンス、社会のためのサイエンス」であるとの合意を得た(ブダペスト宣言)。サイエンスをめぐる状況が、20世紀までとは異なることが明確に認識されるようになったのである。現代社会では、市民一

人ひとりがサイエンスに関心を持ちながらその本質を理解し、社会がかかえる課題に主体的に関与し、判断していくことが求められている[社会の文脈]。

私はストックルマイヤー(Stocklmayer)<sup>1)</sup>や平田<sup>2)</sup>の考えを延長し、サイエンスコミュニケーションとは、「サイエンスというものの文化や知識が、より大きいコミュニティの文化の中に吸収され、変質し、その結果が科学にも跳ね返ることで、社会全体や個人に影響を与えていく過程」と考えている。サイエンスと社会との繋がりを、その研究分野に関わる専門家集団(特定分野の学術コミュニティ、すなわちインサイダー)とその壁の外にいる人々(市民、アウトサイダー)との間の忌憚のない双方向コミュニケーションによって、該当するサイエンスと社会との繋がりについて、多様な意見を踏まえた上で合意形成を実現することが重要となっている。その合意は国際的にも国内的にも科学技術政策や市民からサポートされ、産学官民が協働して今日の社会的課題を解決していくことに繋がること望まれている。

その一方で、サイエンスは利便性や経済発展のためだけではなく、市民同士または市民と専門家がサイエンスを通じて繋がっていくことで、精神的に豊かに生きるための糧、科学文化でもある[個人の文脈]。科学の探究は昔から人間の知的好奇心のなせる業であり、特にピアサイエンスの分野においては、その成果が必ずしも文明の発展や経済活動に直接関与しなくても、芸術や文学、スポーツ等と同様に文化的な活動として尊重されるべきであろう。今日、文化的な活動の多くがプロフェッショナルのみが遂行するのではなく、多くの市民が余暇としてそれぞれのレベルに合わせて主体的に楽しんでいる。このことを、個人の幸福実現の一手段と考えるのなら、物理学が「文化としての科学」という側面を持つことは、物理学が科学技術の発展のみならず、個人の幸福実現にも寄与してきたことを示し、今後その役割は益々重要となっていくことであろう。

## 3. サイエンスコミュニケーション理論

以前「啓蒙」活動と呼んでいたような研究者側からの一方的な情報提供では、情報提供者へのフィードバックが起こりにくい。啓蒙とは「人々に正しい知識を与え、合理的な考え方をするように教えること」であり、あまりにも上から目線、傲慢な発想と思われてしまう。サイエンスが社会一般から支持されない理由は市民の知識の欠如に問題があるからで、専門家による啓蒙によって支持が得られる

はずだという考え方を欠如モデルと呼ぶ。欠如モデルのような古くからのSCの多くは、情報が上流から下流へとの一方向の流れであるので線形コミュニケーションモデルとも呼ばれている。

それに対し、ルーエンスタイン (Lewenstein)<sup>3)</sup>は、一般市民のサイエンスリテラシーが十分であるなら、サイエンスのテーマが専門家と市民の双方にとって同様に重要な場合、上流/下流の区別は意味がなく、線形のコミュニケーションはSCとして十分でないことを示した。ルーエンスタインによると、SCにおいては、経路やノードが蜘蛛の巣状に複合的に結びつき合い、どのコミュニケーション手法・情報源にも優位性がないモデルが存在する。これをウェブモデルという。ルーマン (Luhman)<sup>4)</sup>の、コミュニケーション共同体という概念は、このモデルを支持する考えとなっている。

一般市民は決して無知ではなく、個人個人が自身の豊かな知識と経験を持っており、そして学校教育だけではなく、多くの社会的相互作用を通じて身に付けた各自のアプローチによって、新しいサイエンスの情報に対応できるという考えを、コンテキスト・アプローチと呼ぶ。

#### 4. サイエンスコミュニケーションの実際

英国では、1998年頃から市民と研究者が議論できるサロン「サイエンス・カフェ」が研究者コミュニティ主催で実施されるようになった。最初に20~30分程度、研究者側が研究の紹介等をし、その後、参加市民と1時間程度対話(討議)するのが欧州でのサイエンス・カフェの一般的スタイルである。もともと欧州では、対話文化が重視され、多くの市民にも対話文化が浸透しているものと推察される。日本においても2003年頃から形式にこだわることなくサイエンス・カフェと称する多様な対話イベントが急速に普及した。今日、国内で年間二~三千件程度のサイエンス・カフェが実施されていると推察されるが、いまだ、もともとサイエンスに高い関心を寄せる人々の間のイベントに過ぎないのではとの指摘もある。しかし、従来の講演会やシンポジウムのスタイルと比べ、カフェスタイルでのくつろいだ雰囲気でのコミュニケーションによって、市民から専門家集団へのアプローチが格段にしやすくなったのは事実であろう。

同じく英国発の「サイエンス・フェスティバル(科学祭)」は市民が主体的に関われるSCイベントの事例として注目されている。1989年に始まったエジンバラ国際科学祭はイースターの頃14日間開催され、毎年100を超えるSCイベントが行われ7万人を超える市民や観光客が参加している。主催者はこのイベントを実施することを目的に設立されたNPO法人であり、行政や民間企業が資金提供をし、科学祭に積極的に関わっている。今では英国の15を超える都市で科学祭が開催されている。世界各地でも科学祭が実施されるようになりつつあるが、日本では2006

年にサイエンス・アゴラが東京・お台場で開催され、2009年には、はこだて国際科学祭と東京国際科学フェスティバルが地域イベントとして始まった。現在、同様の科学祭が愛知県、福岡県、静岡市、千葉市等各地で実施されている。科学祭のコンテンツは、個々の科学祭によってまちまちではあるが、主に、講演会やシンポジウム、ワークショップ、サイエンス・カフェ、施設公開、見学ツアー、展示、工作教室、アートや音楽との複合イベント、観察会、観望会、スタンプラリー等である。ただし、国内におけるこれらの科学祭の多くは、科学館の企画や大学・研究機関等によるアウトリーチ活動が多い。市民主催のイベントであっても個人の文脈として科学を楽しむ活動の範囲であり、市民側からのアプローチとしての社会の文脈に繋がるSCの機会は不十分なのが現状であろう。ただ、地域に住む子供や大人が科学を身近なものとして感じられる好機となっており、地域の体育祭や芸術祭が文化形成に寄与してきたのと同様に、今後は地域の科学祭が科学文化の創造に深く寄与していくに違いない。本誌読者にとっても気軽に参加できるSC活動の場が、全国各地に形成されつつあると言えよう。

一方、社会の文脈として問題解決を目指すSC活動としては、コンセンサス会議等がある。コンセンサス会議とは、市民が参加して行う科学技術の評価活動のことで、インサイダーである専門家パネルとアウトサイダーである市民パネルとの間で議論が交わされ合意形成を目指す。専門的な知識を持たない市民側が会議の主導権を握って会議が進行するところに特徴がある。日本においては大阪大学の小林傳司教授等がこの活動に取り組んでいる。さらに3.11後に注目されているのは、ミドルメディアのSCでの利用である。ミドルメディアとは、従来の新聞やTV・ラジオのようなマスメディアと、TwitterやFacebookに代表される、インターネットを用いた情報発信手段であるソーシャルネットワークサービス(SNS)や口コミといったパーソナルメディアの中間に位置するメディアのことだ。今日、情報の信頼性が揺らいでいる。一般にマスメディアからの情報のみで人々は判断行動を取らず、地域や帰属コミュニティのオピニオン・リーダーの意見を参考に判断をするケースが多いという。SC活動においても、その課題に対して直接会って話し合えるミドルサイズでの双方向コミュニケーション機会の確立が重要と考えられるようになってきた。<sup>5)</sup>

サイエンスは世界共通とは言え、サイエンスを理解する過程やサイエンスを楽しむ文化は、それぞれの国・地域の文化・歴史等によって異なっている。欧州でのSCにおけるキーワードが「対話」、米国が「理解」であるのに対し、日本においては「興味・関心」と「参加意識」と指摘されている。日本の社会や教育に適合したSC実践の研究が今後さらに重要になってくることであろう。SCを促進し、継続していくためには、全国ですでに行われている多様なSC活動をまずは繋ぎ、一般市民、教員、科学技術者、研究者、産業界、メディアおよび行政の関係者など社会の

多様な活動主体を積極的にSCに巻き込むことで、SCのネットワークをより頑強なものにしていく必要がある。つまり、いま必要とされているのは、多様な人々が同じ土台の上でSCについてフランクに語り合えるプラットフォームの構築ではないだろうか。こうして、全国の広範な仲間との交流を通じた情報と理念の共有を積極的に進めるために、「一般社団法人日本サイエンスコミュニケーション協会 (Japanese Association for Science Communication; JASC)」が、2011年12月末に設立され、現在350名ほどの会員が活動している。日本物理学会の会員各位もJASCやその他のSC活動に積極的に関与いただければと思う。

#### 参考文献

- 1) S. Stocklmayer, M. M. Gore and C. Bryant, eds.: *Science Communication in Theory and Practice* (Dordrecht, Amsterdam, 2001).
- 2) 平田光司:『科学プロデューサー入門講座』(国立天文台科学文化形成ユニット編, 科学成果普及機構, 2011) p. 52.
- 3) B. Lewenstein: *Social Studies of Science* **25** (1995) 429.
- 4) N. Luhman: *Communication Theory* **3** (1990) 251.
- 5) 小出重幸: *サイエンスコミュニケーション* **2** (2013) 24.

#### 非会員著者の紹介

縣 秀彦氏: 国立天文台准教授. 日本サイエンスコミュニケーション協会副会長. 専門は科学教育と科学コミュニケーション.

(2014年3月28日原稿受付)

### 日本物理学会誌 第69巻 第10号(2014年10月号) 予定目次

#### 巻頭言

物理学会の中で育つPTEP .....坂井典佑

#### 最近のトピックス

BICEP2によるインフレーション起源重力波の検出をめぐる  
.....佐藤勝彦, 羽澄昌史

#### 現代物理のキーワード

ゆらぎの定理—非平衡な世界の対称性— .....佐々真一  
滴の融合: 表面張力が駆動する流体動力学の一例として  
.....奥村 剛

#### 小特集「宇宙マイクロ波背景放射の新展開」

はじめに  
プランク衛星による宇宙マイクロ波背景放射温度異方性の  
最新観測結果.....小松英一郎  
宇宙マイクロ波背景放射の偏光: 現状と将来の展望  
.....小松英一郎, 羽澄昌史

#### 最近の研究から

原子核多体問題における対相関の新たな数理手法: パフィアン  
とグラスマン代数を使って.....大井万紀人, 水崎高浩  
鉄はどこから来たのか?—X線天文衛星「すざく」が  
明らかにした鉄大拡散時代  
..... Aurora Simionescu, Norbert Werner, 満田和久

#### 話題

COMET実験 .....久野良孝  
JPSJの最近の注目論文から 6月の編集委員会より  
.....安藤恒也

PTEPの最近の招待・特集論文から 2014年6月号より  
.....坂井典佑

#### ラ・トッカータ

有機/無機, 女性/男性のハイブリッド界面 .....石岡邦江  
新著紹介

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

## ノイズのカラー化による液晶電気対流の制御

通常、ノイズといえば不要な信号で、その発生原因と除去方法の研究が求められる。電気機器などの誤作動の心配はなくしたい、またノイズのない快適な環境で暮らしたいと願うのが我ら人間であろう。しかし、ノイズはそのネガティブなイメージばかりではない。例えば、 $1/f$ ノイズは扇風機からの風を自然らしき風へと変えるところに应用されている。また、普通は認知できない微弱な信号に適切なノイズを加えることによって、その微弱信号が検出できることもある。これは確率共鳴現象として広く知られている。

一方、「自発・自律性、階層性、自己組織化」などの新しい概念を生み出す非平衡散逸系の研究が近年、急速に発展している。非平衡散逸系の研究は、リズムやパターンを自発的に作り出すBelousov-Zhabotinsky (BZ) 反応系を中心に、対流系がその典型的な対象とされ、理論及び実験研究の成果が多く報告されている。本研究で取り上げた電気対流 (Electrohydrodynamic convection: EHC) は、異方性流体である液晶にある電圧以上の正弦波を印加すると系内に発生する (図1(上))。液晶系はその異方性から通常の熱対流 (Rayleigh-Bénard convection) とは比べものにならないほど多様な対流パターン (散逸構造) を提供し、対流パターンの博物館と言われている。さらに、EHCは電気制御現象であることから、非平衡散逸系におけるノイズの応答性を調べる格好の対象として精力的に研究されてきた。

最近、九州工業大学情報工学研究院のメンバーを中心とする研究グループは、非平衡散逸系におけるノイズ応答性を、液晶対流系を用いて調べた。その結果、これまでのホワイトノイズの強度だけでは説明できなかったその応答性が、カラーノイズによる外部特性時間 ( $\tau_N$ ) と液晶系の内部特性時間 ( $\tau_0$ ) 両方を定量的に制御することによって初めて明らかになった。その成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の2014年6月号に掲載された。

本研究では、まず、最も単純なロール対流パターン (Williams domain: WD) に外部電気ノイズを印加した場合、そのWD発生閾値 ( $V_c$ ) の変化を調べた。ホワイトノイズにおける閾値変化特性  $b$  (WDのノイズ応答感度: 図1(中)の直線の傾き) に関するこれまでの研究結果を踏まえて、外部カラーノイズの特性時間  $\tau_N (= (2\pi f_c)^{-1})$  を定量的に制御しながら、 $b$  を調べた。図1(中)の結果を定性的に言えば、次のようなことである。ある閾値 ( $V_{c0}$ ) で発生した安定なWDに外部電気ノイズが対流発生を邪魔するので、ノイズ強度 ( $V_N$ ) に比例してWDの正弦波閾値電圧 ( $V_c$ ) が増加する ( $b > 0$ )。これは (対流発生のために必要となる) 周期的

な正弦波に反するランダムなノイズ振動を考えると直感的に理解できる。その実験結果を説明する理論もこれらの研究の初期頃にすでに報告されていた。しかしながら、この直感的な理解はあくまでホワイトノイズ ( $\tau_N \rightarrow 0$ ) を考慮した場合に限定されることが最近分かってきた。図1(中)で示されているように、カットオフ周波数 ( $f_c$ ) が20 kHz

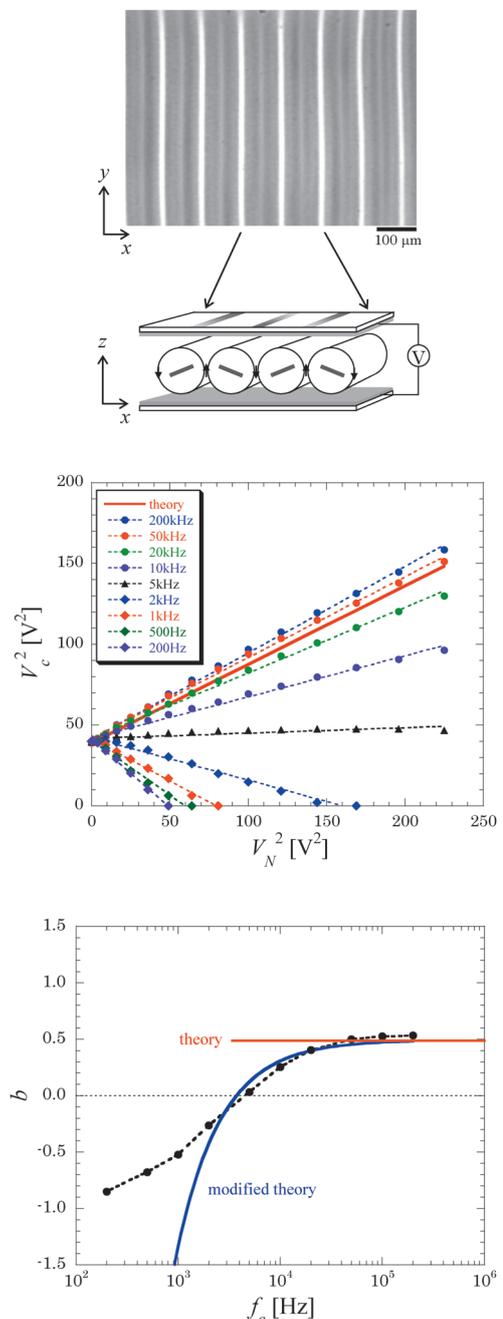


図1 電気対流の模式図と Williams domain (上), カットオフ周波数によるノイズ応答の違い (中), ホワイトノイズを考慮した従来の理論とカラーノイズを考慮した本研究の提案式 (下)。

以上のホワイトに近いノイズのみに理論式との一致が見られる。

ここで、本研究ではカラーノイズの外部特性時間 ( $\tau_N$ ) と液晶系の内部特性時間 ( $\tau_o$ ) を導入して以下のようなノイズ応答感度を提案した。

$$b_{\text{mod}} = b \left( 1 - h \frac{\tau_N}{\tau_o} \right)$$

ここでの  $h$  及び  $m$  は実験で決定される。上式は、極端にカラー化した場合 ( $f_c = 1$  kHz以下) を除いて、実験結果との良い一致が見受けられる (図1(下))。特に、対流発生を抑制するノイズ ( $b > 0$ ) だけではなく、それを助長するノイズ ( $b < 0$ ) が存在することが分かる。さらに、上式の液晶系の内部時間特性 ( $\tau_o$ ) に合わせて外部ノイズのカットオフ周波数 (上式では  $\tau_N$ ) を適切に選ぶと、ノイズの効果が現れないこともある ( $b \approx 0$ )。

つぎに、本研究では、上述した  $b$  の正と負を示すそれぞれの液晶系で対流パターンの相図を調べた。その違いは明らかで、ノイズをホワイト型として認識する液晶系 ( $b > 0$ ) は、従来のノイズ無印加時の対流パターンに加えて、ノイズ由来の新しいパターン (散逸構造) が現れるが、カラー型として認識する場合 ( $b < 0$ ) は新規のパターンが現れない。

通常の共鳴現象がシステムの固有時間特性 (固有振動数) と外部強制力の時間特性 (強制振動数) との関係で決まるように、外部ノイズもそのカラー化 ( $\tau_N$ ) と対象システムの内部時間特性 ( $\tau_o$ ) との関係が重要で、ノイズ効果はその関係によって質的に異なることが本研究で明らかになった。液晶系では  $\tau_o$  (電荷緩和時間) 以外にもいくつかスケールの異なる特性時間が存在する。カラーノイズの時間スケールとマッチングするものを探し出すことが重要である。最近、ナノテクノロジー、バイオテクノロジー、脳科学などの分野で試みられているノイズによる制御・応用において本研究の結果は示唆する点が多い。

## 原論文

Colored Noise-Induced Threshold Shifts and Phase Diagrams in Electroconvections

Jong-Hoon Huh and Shoichi Kai: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 063601.

(情報提供: 許 宗焄 (九州工業大学情報工学研究院))

## News and Comments

Functional Roles of Noise in Nonlinear Nonequilibrium Systems

Y. Hidaka: JPSJ News Comments **11** (2014) 10.

## トポロジカル超伝導体の渦糸に現れるスピン偏極マヨラナ粒子

固体は電流の流れやすさの順番に、金属、半導体、絶縁体の三種類に分類できることが知られている。しかし近年、内部は絶縁体で表面が金属であるという四種類目の奇妙な固体 (トポロジカル絶縁体) が発見された。しかも、それ

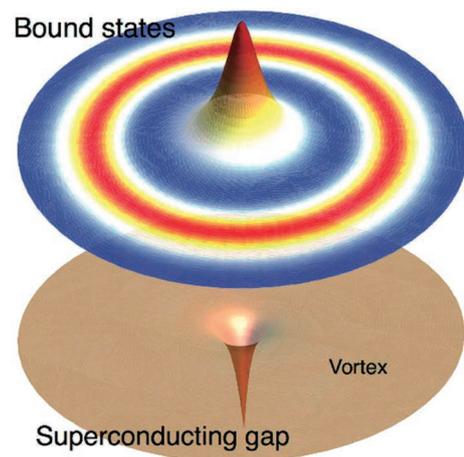


図1 スピン偏極したマヨラナフェルミオン (色はスピン偏極度を表している)。

はトポロジーという数学によって特徴付けられるため多くの研究者が注目している。更に、その物質群は熱起電力が高い等の性質をも有し、廃熱から電気を高効率で取り出す材料として、工学的にも注目されている。このようなトポロジカル絶縁体の一つである  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  は、銅をドーピングすることにより約 3 K で超伝導転移を起こすことが知られている。そして、この超伝導体は、内部が超伝導体で表面が金属であるという奇妙な超伝導体 (トポロジカル超伝導体) である可能性が指摘されてきた。

トポロジカル超伝導体の表面の金属状態では、マヨラナフェルミオンと呼ばれる特異な粒子が現れる。マヨラナフェルミオンは自分自身が反粒子であり、ニュートリノがその候補として期待されているが、現時点ではその実験的証拠はみつかっていない。そのような特異な粒子が、超伝導体中のクーパー対の存在によって電子と正孔が同一視されることで固体中に実現される。この特異なマヨラナ粒子は、超伝導体では、量子化された磁束を持つ渦糸内にも存在できることが知られており、渦糸内にマヨラナゼロモードが存在する場合、その統計性は非可換統計へと変化し、量子コンピュータ等の新しい素子への応用が期待され、注目を集めている。しかしながら、固体中においてもマヨラナフェルミオンを実験的に検出することは難しく、多くの実験及び理論家はその検出法に関して活発に研究を行っている。

最近、日本原子力研究開発機構・システム計算科学センターの研究グループは、トポロジカル超伝導体候補物質  $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$  の強いスピン軌道相互作用が渦糸芯での準粒子束縛状態に与える影響を解析的にも数値的にも調べ上げ、渦糸内にスピン偏極したマヨラナゼロモードが現れることを明らかにした。これは、磁束の周りを回る準粒子の軌道運動がスピン軌道相互作用を通じて準粒子のスピン構造に影響を与えることを意味しており、渦糸研究の長い歴史の中で初めての指摘に当たる。この成果は、日本物理学会が発行する英文紙 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の 2014 年 6 月号に掲載された。

母物質である  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  をはじめとするトポロジカル超伝導体の多くは、強いスピン軌道相互作用を持ち、その有効モデルは質量のある相対論的粒子を記述するディラック方程式で記述される。従って、これらの物質がトポロジカル超伝導体となった場合、固体中における相対論的粒子が超伝導化し、磁束の周りにマヨラナフェルミオンが現れ、興味深い状態の実現が期待できる。しかし、理論的に磁束とその準粒子束縛状態を扱おうとすると、空間的に非一様で自由度（スピンと軌道）が大きくなるため、三次元的な超伝導状態を対象とした場合は、多大な計算量を必要とする。

本研究においては、超伝導ディラック方程式のゼロエネルギー固有値を電子・正孔対称性を利用して解析的に解いた上、さらにチェビシェフ多項式展開法と呼ばれる計算量を劇的に低減可能な並列数値計算手法を用いて第一原理計算に基づいた強束縛モデルを数値的に解いた。どちらの計算においても、得られたマヨラナフェルミオンはスピン偏極しており、強いスピン軌道相互作用がその偏極の起源となっていることが分かった。これは、スピン軌道相互作用によって軌道角運動量  $L_z$  もスピン角運動量  $S_z$  も良い量子数では無くなり、その和である全角運動量  $J_z = L_z + S_z$  が良い量子数となったからである。そのため、マヨラナゼロモードは異なる軌道角運動量を持った上向きスピンと下向きスピンの重ね合わせ状態  $[(L_z, S_z) = (0, 1/2) \text{ と } (1, -1/2)]$  となった。こうして、 $L_z$  が小さい状態の方がより中心付近に集まるため、スピンの偏極することになる。また、このようなスピン偏極は渦糸芯が磁化することを意味しており、マヨラナフェルミオンを磁気的プローブによって検出できる可能性がある等、今後の研究の展開が大いに期待される。

## 原論文

Spin-Polarized Majorana Bound States inside a Vortex Core in Topological Superconductors

Yuki Nagai, Hiroki Nakamura and Masahiko Machida: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 064703.

〈情報提供：永井佑紀（日本原子力研究開発機構システム計算科学センター）

町田昌彦（日本原子力研究開発機構システム計算科学センター）〉

## News and Comments

Hunting Majorana Fermions in Topological Superconductors  
S. Ryu: JPSJ News Comments **11** (2014) 11.

## PbFCl型結晶構造を有する $\text{AP}_{2-x}\text{X}_x$ ( $\text{A}=\text{Zr, Hf}$ , $\text{X}=\text{S, Se}$ ) 新超伝導体群

本論文は、PbFCl型結晶構造を有する層状性新超伝導体群  $\text{AP}_{2-x}\text{X}_x$  ( $\text{A}=\text{Zr, Hf}$ ,  $\text{X}=\text{S, Se}$ ) の発見を報じるものである。最高の超伝導転移温度 ( $T_c$ ) は  $\text{A}=\text{Zr}$ ,  $\text{X}=\text{Se}$  とした  $\text{ZrP}_{2-x}\text{Se}_x$  ( $x=0.75$ ) において 6.3 K と比較的高く、また磁化率測定および結晶構造解析から  $\text{AP}_{2-x}\text{X}_x$  がバルクな超伝導体であることが証明されている。 $\text{AP}_{2-x}\text{X}_x$  は、A 原子

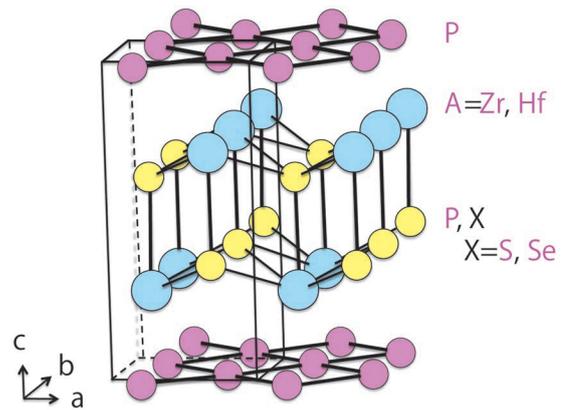


図1  $\text{AP}_{2-x}\text{X}_x$  ( $\text{A}=\text{Zr, Hf}$ ,  $\text{X}=\text{S, Se}$ ) の結晶構造。

のサイズおよびカルコゲンの種類とその置換量より、銅酸化物高温超伝導体、鉄系超伝導体のように  $T_c$  がドーム状に変化することが興味深い。PbFCl型結晶は、鉄系超伝導体  $\text{LiFeAs}$  と類似の層状構造を持つ (図1)。なお、これまでに鉄系超伝導体以外で PbFCl 型結晶構造を有する超伝導体は、 $\text{NaAlSi}$ ,<sup>1)</sup>  $\text{NbSiAs}$ <sup>2)</sup> が挙げられ、周辺物質の新超伝導体発見の可能性が今後も期待できる。

鉄砒素系超伝導体の発見以降、最近 JPSJ に報告されている層状構造を持つ超伝導体として、 $(\text{Ln, F})\text{OBiS}_2$ ,<sup>3)</sup>  $\text{Ba}_{1-x}\text{Na}_x\text{Ti}_2\text{Sb}_2\text{O}$  ( $0.0 \leq x \leq 0.33$ )<sup>4),5)</sup> が挙げられる。これらの超伝導体に関しては、それぞれの母物質として、 $\text{NaAlSi}$ ,<sup>6)</sup>  $\text{NbSiAs}$ <sup>7)</sup> の場合と同様、 $\text{LnOBiS}_2$ ,<sup>8)</sup>  $\text{BaTi}_2\text{As}_2\text{O}$ <sup>9)</sup> が既知の化合物として報告されていた。一方、 $\text{AP}_{2-x}\text{X}_x$  化合物群は  $\text{AP}_2$  ( $x=0$ , PbCl<sub>2</sub>型結晶構造)、 $\text{AX}_2$  ( $x=2$ , CdI<sub>2</sub>型結晶構造) の相研究において、これらの端組成とは全く異なる PbFCl 型結晶構造相として発見されたという経緯がある。これまで見過ごされてきた異なる結晶構造を持つ物質の間に存在する隠れた未知相を探索する手法により、新超伝導体発見が期待される。今回の  $\text{AP}_{2-x}\text{X}_x$  新超伝導体群の発見は、物性物理学の新分野を開拓する可能性を秘めた重要な発見であると評価できる。

この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の 2014 年 7 月号に掲載された。

## 参考文献

- 1) S. Kuroiwa, H. Kawashima, H. Kinoshita, H. Okabe and J. Akimitsu: Physica C **466** (2007) 11.
- 2) G. Ryu, Sung W. Kim, H. Mizoguchi, S. Matsuishi and H. Hosono: Eur. Phys. Lett. **99** (2012) 27002.
- 3) Y. Mizuguchi, S. Demura, K. Deguchi, Y. Takano, H. Fujihisa, Y. Gotoh, H. Izawa and O. Miura: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 114725.
- 4) T. Yajima, K. Nakano, F. Takeiri, T. Ono, Y. Hosokoshi, Y. Matsushita, J. Hester, Y. Kobayashi and H. Kageyama: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 103706.
- 5) P. Doan, M. Gooch, Z. Tang, B. Lorenz, A. Möller, J. Tapp, P. C. W. Chu and A. M. Guloy: J. Am. Chem. Soc. **134** (2012) 16520.
- 6) W. Westerhaus and H. U. Schuster: Z. Naturforsch. B **34** (1979) 352.
- 7) V. Johnson and W. Jeitschko: J. Solid State Chem. **6** (1973) 309.
- 8) M. P. Pardo, R. Céolin and M. Guittard: C. R. Seances Acad. Sci. C **283**

(1976) 735.

9) X. F. Wang, Y. J. Yan, J. J. Ying, Q. J. Li, M. Zhang, N. Xu and X. H. Chen: J. Phys. Condens. Matter **22** (2010) 075702.

## 原論文

New Intermetallic Ternary Phosphide Chalcogenide  $AP_{2-x}X_x$  ( $A = \text{Zr, Hf}$ ;  $X = \text{S, Se}$ ) Superconductors with PbFCI-Type Crystal Structure

Hijiri Kitô, Yousuke Yanagi, Shigeyuki Ishida, Kunihiko Oka, Yoshito Gotoh, Hiroshi Fujihisa, Yoshiyuki Yoshida, Akira Iyo and Hiroshi Eisaki: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 074713.

〈情報提供：鬼頭 聖 (産業技術総合研究所)〉

柳 陽介 (株式会社イムラ材料開発研究所)〉

## News and Comments

Discovery of New Layered Phosphide-Chalcogenide Superconductors

Y. Mizuguchi: JPSJ News Comments **11** (2014) 09.

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2014年4月に掲載可となった中から2014年5月の編集委員会が選んだ "Papers of Editors' Choice" (JPSJ 注目論文) を以下に紹介します。なお、紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ 注目論文」でも公開しています。論文は掲載から約1年間は無料公開しています。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、合わせてご覧下さい。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。

### 第70期 (2014年3月31日~2015年3月31日) 理事・監事

会 長	兵頭俊夫	副会長 (会長予定者)	藤井保彦
庶務理事	石田憲二・小林富雄・櫻井博儀・柴田利明・須藤彰三・松川 宏・三沢和彦		
会計理事	森 初果		
会誌編集委員長	川村 光・柴田利明(兼任)・松井哲男・松川 宏(兼任)		
刊行委員長	宮下精二	JPSJ 編集委員長	安藤恒也
	大槻東巳	監 事	PTEP 編集委員長 坂井典佑
			波田野野彰・三宅康博

## 屋久杉に残された<sup>14</sup>Cと宇宙線強度

江 沢 洋 (学習院大理)

『日本物理学会誌』の2月号におもしろい記事があった。三宅美沙・増田公明「屋久杉に刻まれた宇宙線現象」である。<sup>1)</sup> 昨年の「アイソトープ・ニュース」にも関連する記事がある。<sup>2)</sup>

屋久杉には2000年ほども育ち続けたものがあり、年輪を数えると、その年輪のできた年*t*が分かる。その年輪を削って、それが含む現在の<sup>14</sup>Cの量*x*を測る。<sup>14</sup>Cは半減期が $5.7 \times 10^3$ 年と知られているので、*x*を測れば、それが杉に取り込まれたときの量*y*も分かる。<sup>14</sup>Cは、宇宙線で2次的につくられた中性子が大気中の窒素核と衝突して $n + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{14}\text{C} + p$ の反応でつくられるので、<sup>14</sup>Cの量*y*が分かれば、それがつくられた年の宇宙線強度*z*が分かる。

宇宙線強度*z*をその年*t*に対してプロットすると、ときに鋭いピークが現れる。たとえば*t*=西暦775年、994年、超新星爆発があって宇宙線が急に増えたのか、ガンマ線バーストか、あるいは？という詮索の結果、どうも太陽表面の爆発によって地球に大量の陽子が降り注ぐことが原因らしいという考えに行き着く。

おおよそ、こういう話である。この原因について諸説あるようだが、<sup>3)</sup> その評価をする力はない。

この話は、それ自身おもしろいのだが、ぼくが興味をもったのは、学習院大学で木越邦彦が1965年頃にした同じ屋久杉に関する同じような研究を思い出したからでもある。木越は放射能を用いた年代測定の日本における草分けである。ひょっとして物理学会の会員の中にもこういうことがあったこと

に興味をもたれる向きもあるのではないか。

1965年の雑誌『科学』を取り出して木越の論文「屋久杉に残されたC-14濃度の経年変化」<sup>4)</sup>をみると、西暦0年から1900年までの*t*に対する年輪について<sup>14</sup>C濃度*y*のグラフが載っている。正確に言えば、<sup>14</sup>Cの濃度とは炭素1gに対する量のこと、200年あたり2~6個の*t*に対して

$$\bar{y} = \frac{(\text{炭素1g当たりの}^{14}\text{C} - \text{NBS標準濃度})}{\text{NBS標準濃度}} \times 100$$

をプロットしたグラフである。木越に聞くと、引き続き複数個の年輪から切り出した試料を一緒にして<sup>14</sup>Cの濃度を測ったという。

そして、*t*=750年と思しきところにピークがある！*t*=950年あたりにもピークがあるといえないこともない。三宅・増田論文と同じではないか。このほかに、木越のグラフには西暦250、1650年にもピークがあるが、これらは増田・三宅論文が調べた範囲の外である。

同じピークと言ったが、三宅・増田論文では、彼らも強調しているように、1年ごとの*t*に対してプロットしているのでピークの立ち上がりが鋭く、下りは緩やかであることが分かる。木越のグラフでは、いくつかの*t*で $\bar{y}$ がとびぬけて大きいだけである。木越はピークの原因について「100年程度の短い期間に大きな<sup>14</sup>C濃度の変化が起こりうる原因は現在のところ見あたらない」と言っている。1~2年で鋭く立ち上がるなどとは思ってもいない。老木の年輪に注目して<sup>14</sup>C濃度の経年変化

を調べたのは、おそらく木越が最初であろう。<sup>14</sup>C濃度の異常増加にあまり深入りしなかったのも止むを得ないことだったかもしれない。

実は、木越論文には宇宙線強度の長期変動を調べるため東大核研のグループが<sup>14</sup>C濃度の精密測定を計画していると記されているが、それについては知らない。1962年の『科学』に木越と小田 稔の「宇宙線と宇宙の歴史—アイソトープによる宇宙線永年変化の測定」<sup>5)</sup>があることを知るのみである。

木越のために一言さらに加えれば、木越論文<sup>4)</sup>の主な関心は<sup>14</sup>Cによる年代測定の年輪を用いたキャリブレーションにあったのだ。それは論文の副題「C-14年代測定の問題点」にも明らかである。この論文で木越は地球磁場と年輪で見た<sup>14</sup>C濃度とのBC 200からAD 1900にわたる永年変化に負の相関があることも示している。宇宙線を追い返す地球磁場と宇宙線による核反応で大気上層でつくられる<sup>14</sup>Cの量との相関であって、理論的に予想される相関が確かに見られたことは、地球磁場という時計と年輪という時計が合っていたことを示す。

木越は、この頃、核実験が彼の研究に及ぼした影響も論じている。<sup>6)</sup>

先生は本年7月6日、老衰のため亡くなられた。

### 参考文献

- 1) 三宅美沙, 増田公明: 日本物理学会誌 **69** (2014) 93.
- 2) 増田公明: アイソトープ・ニュース, 2012年12月号, p. 12.
- 3) I. G. Usoskin, et al.: Astron. Astrophys. **552** (2013) L3.
- 4) 木越邦彦: 科学 **35** (1965) 13.
- 5) 木越邦彦, 小田 稔: 科学 **32** (1962) 236.
- 6) 木越邦彦: 科学 **32** (1962) 624.

(2014年3月31日原稿受付)

# 長岡・ラザフォード・ボーア模型のすすめ

稲村 卓 ◇

ボーアの原子模型誕生100周年という現代物理学における記念すべき年(2013年)にあたり、長岡半太郎の再評価を本誌の話題として提供したい。今から5年前、本誌「歴史の小径」で世にいう土星型原子模型から長岡を解放すべきことを説いた。<sup>1)</sup> この小論をその最終章としたい。

去る2013年4月、理化学研究所(以下理研)一般公開日において、OBとして理研三太郎の一人である長岡半太郎の原子模型に関するポスター発表の機会があった。<sup>2)</sup> それは過激なタイトル「土星模型と誰が言った? おれは、言っていないぞ」長岡半太郎」となったが、事実なのだ。長岡は、当時の読者の理解を助けることを目的に土星系との類似性を挙げているけれども、ここでの系は土星系とは違っていると明確に述べている。<sup>3)</sup> 彼の提唱した原子模型が土星型と呼ばれることを好ましく思っていなかったことは、文献3のあとに続く論文ではまったく同じ系を別の名称「電子的原子」(Electron-Atom)の長岡による日本語表記)にしていることから推察できる。<sup>4)</sup>

理研公開日での筆者の結論は「長岡・ラザフォード・ボーア模型」(N-R-B model)とするのが最も妥当であるというものであった。これをさらに裏付ける目的もあったが、上記ポスター発表の準備をしている間に最近の高校教科書や大学参考書では原子模型に関してトムソン(J. J. Thomson)とラザフォード(E. Rutherford)は出てくるが長岡半太郎の名前が出てこないという憂慮すべき傾向が見られることに気がついたので、その原因を探るために昭和30年度(1955)から平成24年度(2012)までの高等学校物理教科書を調べることとした(脚注、年表も含む)。

## 高等学校物理教科書に見る「長岡半太郎の原子模型」取り扱い

上記の高校物理教科書すべて約240冊に目を通し、その中で原子模型を取り扱っている教科書187冊についてま

ず大きく3通りに分類した。

- 分類1: 長岡半太郎の原子模型(または長岡模型)と表記するもの 81冊(43.3%)
- 分類2: 長岡模型を土星型と表記するもの 41冊(21.9%)
- 分類3: 長岡半太郎の名前が出てこないもの 65冊(34.8%)

分類1には、土星の環など土星系を引き合いにださなければならず、太陽系類似とするものが少なくない、つまり、ラザフォードと同様な模型としている。この3分類が年代によりどのように変わってきたかを見るために、1955年から10年毎の統計を表1に示す(最近のみ8年間)。図1は、教科書出版社数増減の影響をなくすために、表のデータ(%)をプロットしたものである。ここでは検定年度座標は各10年間の中点を代表年としてプロットしている。図中に教科書執筆者に大きな影響を与えていると考えられる『長岡半太郎伝』<sup>5)</sup>と『理化学辞典』(岩波書店)の出版年がわかるように示した。

この図と表からわかる非常に特徴的なことは、『長岡半太郎伝』が出版されてそれが世の中に広まるまでは長岡の原子模型を土星型とする教科書執筆者がきわめて少なかったことである。『理化学辞典(第3版)』でも長岡の原子模型を土星型としてはいなかった。ところが、『長岡半太郎伝』では長岡模型を土星型原子模型としていたので、それを取り入れた『理化学辞典(第4版)』が出版されると、両者の影響は決定的になった、と言えよう。そうして、長岡の原子模型を土星型原子模型ときわめて限定的に表記する教科書が出てくるようになった。一方、1990年代までは長岡模型をラザフォード模型の先駆とする説明が多かった分類1に属する教科書が最近激減している。

1955年度検定というのは、長岡半太郎没後5年目にあたる。物理学者長岡の個人的影響がまだ色濃く残る時代であったと言ってよかろう。その時代に「土星型」とする教科書執筆者がなかったという事実は何を物語るものか? 長岡がそれを望んでいなかった、「土星模型と誰が言った? おれは、言っていないぞ」ということの証左ではなかろうか。

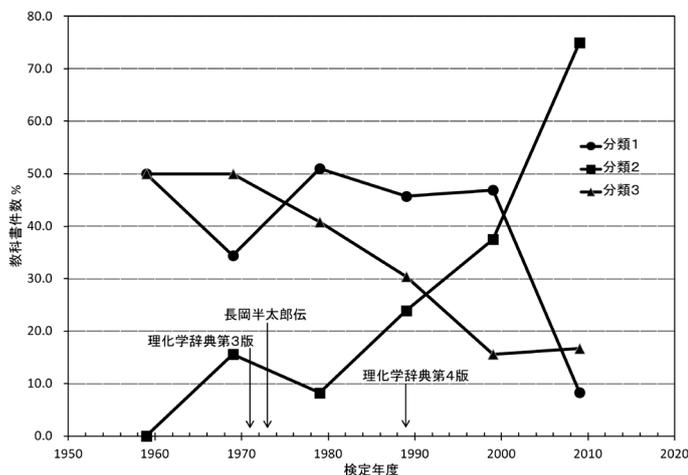


図1 高等学校物理教科書に見る「長岡半太郎の原子模型」取り扱いの変化。

表1 原子物理を取り扱っている高等学校物理教科書の年代別統計。分類については本文参照のこと。

年代	1955-1964 (%)	1965-1974 (%)	1975-1984 (%)	1985-1994 (%)	1995-2004 (%)	2005-2012 (%)
分類1	8 (50.0)	11 (34.4)	25 (51.0)	21 (45.7)	15 (46.9)	1 (8.3)
分類2	0 (0.0)	5 (15.6)	4 (8.2)	11 (23.9)	12 (37.5)	9 (75.0)
分類3	8 (50.0)	16 (50.0)	20 (40.8)	14 (30.4)	5 (15.6)	2 (16.7)

## 武三の嘆き

筆者の年代の物理学者は武谷三男先生を仲間内では「武三」(たけみつ)と親しみを込めて呼ぶのが習わしであった。ここでも、そのように呼ばせていただく。わが国における長岡半太郎の伝記の決定版『長岡半太郎伝』が出版された時、武三はその原子模型評価に大変ご立腹で、原子模型に関する主要な執筆者であった八木江里氏は「愛国心がない!」と叱られたそうである。<sup>6)</sup> その時の武三の嘆きは、昨今の高校教科書に現れている傾向を見ると、決して杞憂でなかった。

わが国の高校物理の教科書では、長岡模型に関してさまざまに違った説明がなされてきている。これは学習する生徒たちにとって甚だ迷惑なことだった、と言わざるをえない。今こそ、わが物理学会の統一の見解として「長岡・ラザフォード・ボーア模型」とすべきである。これをわが国から発信しなければ、武三が危惧したように、長岡の原子模型はその独創性を評価されることなく等閑に付されてしまうことだろう。わが国の教科書の傾向は、すでにそれを暗示している。土星型模型では画竜点睛を欠くのである。

## なぜ長岡・ラザフォード・ボーア模型か

長岡が原子の中心に重い正電荷の粒子があるとしたことは、まさに画竜である。<sup>3)</sup> 彼自身で点睛することは叶わなかったが、ラザフォードがそれをやってくれた。<sup>7)</sup> ラザフォードは長岡の論文に“Saturnian” atomとして触れてはいるが正当な引用とは言い難い。そこには作意があった。そのことに科学史家が触れていないのは理解に苦しむ

ところである。(科学史家の一人L. Badashは長岡模型がラザフォードに影響を与えた可能性を示唆している。<sup>8)</sup> 以下の文献9 p. 242にも同様な記述がある。) ラザフォードはその後ことある度に自分の模型は土星型原子とは違っていると強調していたことが推測される。<sup>9)</sup> 年毎にラザフォードの名声は高まり、お陰で長岡の名前も国際的に広く知られるようになったが、長岡模型は土星型模型として固定化され、その物理的意義も無視されるにいたった。ラザフォードのもくろみどおりになっている。わが国ではしかし、かつて教科書執筆者の多くが長岡模型とラザフォード模型が同等のものであったとしていた(分類1中の79%、ほぼ同等も含む)。日本人の独創性を尊重するという見地からすれば、武三と同じように、わが物理学会の諸先輩は妥当な判断をされていた。その中にさらに踏み込んで「長岡・ラザフォード・ボーアの原子模型」とした教科書があったことは注目に値する(有山兼孝他5名, 物理B 清水書院, 1966年度文部省検定)。

長岡模型の要点は原子中心に正点電荷 $*1E$ を置いたときのクーロン・ポテンシャルによる電子群の動力学にある。<sup>3)</sup> ラザフォードの模型も同様であり,<sup>7)</sup> 両者を同等とみることは当を得ている。分類1の教科書では天体系を例示しないものが比較的多いのは(62%)、両者の共通点を動力学にあると執筆者の多くが考えていたからであろう。太陽系や土星系との類似性を挙げることは、電子の軌道面は同一平面上にある必要がないので、<sup>3,7)</sup> 長岡やラザフォード

\*1 当時は原子番号 $Z$ が知られていない。重い原子では $E \gg e$ としている。今でいえば $E = Ze$ 。

の原子模型に関して誤解を生む。

世界的に「ラザフォード・ボーア模型」という表記は普通に見られる。これにならって、わが国の教科書にも長岡に言及することなく、「ラザフォード・ボーア模型」とする例が少くない(分類3)。一方、すでに述べたように「長岡・ラザフォード模型」とするなど両者を同等とする教科書も多かった。ならば、「長岡・ラザフォード・ボーア模型」とすることは自然な流れと言えよう。筆者の知る限り、外国には「長岡・ラザフォード模型」という発想はない。したがって、これはわが国から発信するほかないのである。

本論をまとめるにあたり、理研一般公開日のためのOBポスター展示企画担当者、鶴澤 洵氏、池上九三男氏、千葉誠一氏にはポスター準備の始めからご協力とご議論をいただいたばかりでなく、引き続き議論と激励くださったことに謝意を表します。また、教育図書館(国立教育政策研究所)には本調査に惜しめないご協力をいただき感謝に堪えません。

## 参考文献

- 1) 稲村 卓: 日本物理学会誌 **63** (2008) 61.
- 2) 理研公開日OBポスター2013(著者メールアドレス宛て請求).
- 3) H. Nagaoka: Phil. Mag. **7** (1904) 445.
- 4) H. Nagaoka: Tokyo Sugaku-Buturigakkwai Kijij-Gaiyo **2** (1904) 240; *ibid.* (1905) 280; *ibid.* 316; *ibid.* 335.
- 5) 板倉聖宣, 木村東作, 八木江里: 『長岡半太郎伝』(藤岡由夫監修, 朝日新聞社, 1973).
- 6) 八木江里: 私信, 2013年1月.
- 7) E. Rutherford: Phil. Mag. **21** (1911) 669.
- 8) L. Badash: Physics Today **20**, no. 4 (1967) 55.
- 9) 例えば, D. Wilson: *Rutherford, Simple Genius* (MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1983) pp. 386-389.

(2013年9月19日原稿受付)

## 八木浩輔先生を偲んで

三明康郎

筑波大

初田哲男

理研

永宮正治

理研

八木浩輔先生(筑波大学名誉教授、浦和大学名誉教授・前学長)が5月18日に逝去されました。八木先生は、1934年のお生まれで、東京大学で学位を取得後、東大原子核研究所助手、大阪大学理学部助教授を務められ、1974年に筑波大学教授に就任されました。筑波大学では加速器センター長、自然学類長、副学長(研究担当)を歴任され、1998年に定年退職されました。その後、浦和短期大学(後に浦和大学)教授、浦和大学学長を務められました。以下、八木先生の足跡の一端を振り返りたいと思います。

1962年に東京大学原子核研究所(核研)の助手として活躍を始められました。当時核研の低エネルギー部には、日本を代表する複数の研究グループが存在し、坂井光夫氏の率いる $\gamma$ 線分光グループに拮抗する形で発展を遂げたのが、八木先生の属する核反応グループでした。顕著な業績として「対振動」の研究があります。

1967年に八木先生は大阪大学に助教授として赴任されましたが、この頃、学園紛争が広がり、一時は校舎の封鎖もありました。その間、八木先生は自宅の書齋に籠られ、『原子核物理学』(朝倉書店、1971、341頁)の執筆に没頭されました。刊行当時の武田暁氏による日本物理学会誌新著紹介(26(1971)862)において「率直に言って非常に素晴らしい好著である」と絶賛されたとおり、この教科書は第30刷を数える名著として現在も広く読まれております。また、1971年に八木先生は伊藤科学奨励賞を受賞されています。

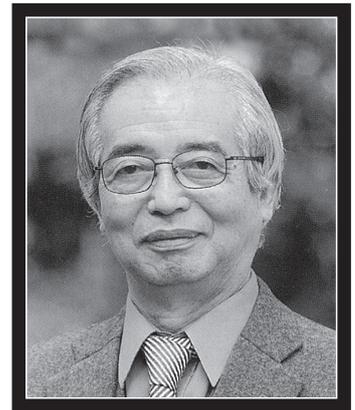
その後パークレーで研究を進めておられた八木先生は、創設されたばかりの筑波大学に1974年に教授として迎えられ、タンデム型静電加速器を筑波大学加速器センターに導入し、同加速器を用いた活発な研究活動を展開されました。偏極イオン源など偏極関連実験技術や核反応分析技術に裏打ちされた研究手法が高い評価を集め、著名国

際学術誌に数多くの論文発表を行い、TAC国際ワークショップ1985を開催されました。また、1991年にはPhysics Reports誌に二核子移行反応の機構に関する総合報告をまとめられました。

八木先生は1985年頃に大病をされましたが、その後研究方向の大きな転換を行い、宇宙初期に存在した超高温物質「クォーク・グルーオン・プラズマ」(QGP)の物理に急速に傾いて行かれました。八木先生は実験室でのQGP生成を目指す国際共同研究「PHE-NIX実験」の国内研究グループを組織し、日本側代表として同実験の執行委員に就任するなど、大きなリーダーシップを発揮されました。2000年には米国ブルックヘブン国立研究所で実験が開始され、QGPの生成が確認されました。特に、筑波大学グループが開発した高時間分解能飛行時間測定器を用いた粒子識別測定が、QGPの証拠を探り当てる上で学術的に大きな貢献となりました。また、同実験開始直前の1997年には、八木先生を共同議長として、国際会議“Quark Matter '97”が筑波大学で開催されました。これは当該分野で最も権威ある国際会議シリーズの第13回目で、アジアでの初めての開催に国内外から350名の参加者を得ました。八木先生にとっても大変印象深い会議だったようで、折に触れて話題にされていました。

QGP研究の急速な進展を受け、八木先生の発案で*Quark-Gluon Plasma*(八木、初田、三明共著:Cambridge大学出版会、2005、468頁)が、英文の本格的教科書として刊行されました。強い相互作用の理論、ビッグバン宇宙論、中性子星構造論、高エネルギー原子核実験とQGP探索などをカバーするユニークな教科書として世界的に広く読まれています。中国の原子核研究者による中国語訳の準備も進んでおり、八木先生はこの中国語版の出版を大変楽しみにされていました。

八木先生は、1996年から筑波大学



2010年頃の八木浩輔先生(浦和大学の御厚意による)

副学長(研究担当)として、大学運営に携わられ、陽子線医学利用研究センターの陽子線加速器導入などで活躍されました。また筑波大学退職後は、浦和大学教授・学長として、大学の正規授業を社会人に同時公開する試みなど、大学と社会の接点を拡大することに尽力されました。

八木先生は、折に触れ物理学会誌に記事を書かれています。なかでも、力のこもった解説記事「二核子移行反応と原子核内核子の対相関」(28(1973)744)や、ごく最近のエッセイ「ケンブリッジ大学とウールズソープ村におけるニュートン同時代体験その他」(68(2013)752)は、八木先生の深い学識と自然科学に対する深い愛情を如実に表しています。

浦和大学を2011年に引退されて以後、八木先生は呼吸器系の疾患等から入退院を繰り返しておられましたが、上述のQGP教科書の英語第二版の準備にも意欲的に取り組まれ、本年4月29日に初田・三明と打ち合せた際も、普段とお変わりなく現代物理の話題や神戸で行われる第25回目の“Quark Matter 2015”について熱く語っておられました。しかし、5月7日に緊急入院され、5月18日にお亡くなりになりました。ご家族に見守られ静かな最期を迎えられたとのこと。原子核物理学の実験研究はもとより、自然科学全般に関する広い視野と暖かい人柄で後進に多大な影響を与えた八木先生のご冥福を心よりお祈りします。

(2014年6月25日原稿受付)

M. Lewenstein, A. Sanpera and V. Ahufinger

## ULTRACOLD ATOMS in OPTICAL LATTICES: Simulating Quantum Many-Body Systems

Oxford Univ. Press, New York, 2012, xiv + 479p, 25 × 18 cm, £57.50 [専門・大学院向]  
ISBN 978-0-19-957312-7

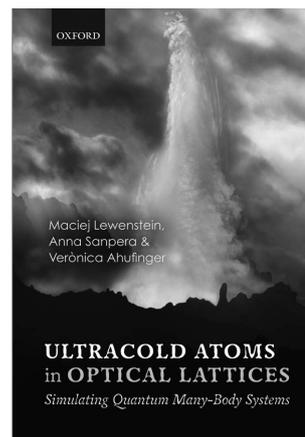
渡辺 信一 (電通大情報理工)

本書は、近年、発展の目覚ましい光格子中の極低温原子の理論について網羅的に書かれた極めて野心的な本だ。物性理論において、古典計算機の力を超えた量子力学的問題を、光格子中の極低温原子を用いた実験によって擬似的に解いてはどうかと考える。そのため多くのページを、物性における格子系の量子多体問題との関連に割いている。極低温原子は本来、量子エレクトロニクス(量エレ)の対象であるが、光格子を理想的な周期場と考えると、極低温原子は光格子中をホップできるコヒーレントな物質波と捉えられる。固体の低温現象と類似の現象の発現はなるほどと頷ける。実際、光格子の高さを制御することで超流動相とモット絶縁体相の間の転移が観測されて12年ほど経過し、ボーズ・ハバード模型も量エレの分野に浸透した。レーザーでかなり複雑な結晶構造も構築できることから、最近ではフラストレーション、フラットバンド、ディラック錐など、量エレには耳慣れないテーマの論文も見かける。

このような事情の中で、本書は2010年ころまでに報告された量子シミュレーターの研究成果を集大成した

最初の本と言ってよいだろう。量エレを背景とする読者には物性の多体問題への導入として、物性を背景とする読者には極低温原子物理への誘いとして書かれたようだ。約千件に及ぶ莫大な文献を備えているので、最近の研究の概要を知りたいとか、特定のテーマについての取っ掛かりにしたいと望むなら、豊富な情報を提供してくれる。半面、量エレと物性の両方に精通していることが読破の要件になるので、単独では教科書に向かないだろう。

本書は全15章からなる。前半の1章から6章までは網羅的な導入部だ。古典および量子相転移や周期系の基本概念などを踏まえて、量子シミュレーターで何ができるかを概説後、ボゾン系、フェルミオン系、混合系のハバード模型の物理と種々の計算手法の概略が述べられている。後半の7章から14章は光格子中の冷却原子を利用できる研究対象が紹介されている。例えば、スピン系、極低温双極子ガス系、無秩序系、スピングラス、フラストレートした系(反磁性)等々およびその理論的解析手法などである。また、“人工”ゲージ場を中心に量子ホール効果やディラック錐を持つ系の多体問題などを、



量子情報の視点から取り上げて議論している。最後の章ではKITP conferenceなどで提供された話題を列挙する形で、今後発展的に継続されるべき課題や新しいトレンドが書かれている。

総じて、専門家にとっては座右の書として活用できるかもしれないが、記述の難易度が章によって教育的なものから難解なものまでかなりばらつきがあるため、冷却原子、量子情報、固体物性に習熟していない大学院生がじっくり読むべき教材としては重過ぎる。トピックを限定したうえで、原子物理の教科書、例えばC. Cohen-Tannoudji氏らによる*Advances in Atomic Physics* (2011)や冷却原子理論の教科書、例えばM. Ueda氏による*Fundamentals and New Frontiers of Bose-Einstein Condensation* (2010)を適宜参照しながら読むことは可能だろう。

(2014年4月14日原稿受付)

畠山力三, 飯塚 哲, 金子俊郎

## プラズマ理工学基礎

朝倉書店, 東京, 2012, vii + 180p, 21 × 15 cm, 本体2,900円(電気・電子工学基礎シリーズ11) [大学院・学部向]  
ISBN 978-4-254-22881-6

榎田 創 (産総研)

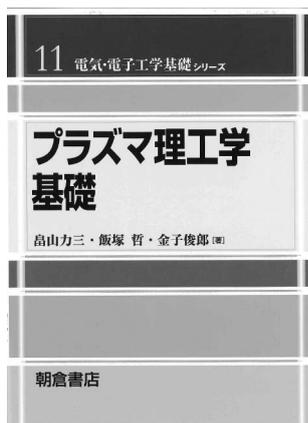
本書は、タイトルにあるように、電気・電子工学基礎シリーズの一つとしてプラズマ理工学を学ぶための基礎的な教科書である。特筆する点としては、全体の約3分の1のページ数を用いて、

後半の第8章及び第9章において、低温プラズマによる材料プロセス技術、更には、環境、バイオテクノロジー、医療分野への展開に関して、最新のプラズマ技術についての記述がなされて

いるところがあげられる。

一般に、プラズマ理工学を十分に理解するためには、電磁気学、力学、流体力学、統計熱力学、原子物理学、化学反応論等の基礎的な知識が必要となる。本書では、ページ数が限られた中で、系統的にプラズマ理工学を理解するために、それらの最小限の基礎知識で理解できるように多くの図を用いてアレンジされている。

第1章ではプラズマの基本特性について、第2章では電磁気学を基にした



プラズマの流体方程式について記述されている。第3章及び第4章ではプラズマの静電的かつ電磁氣的性質に関する記述が述べられており、表面波を利用した高密度プラズマ生成による成膜研究や、地球磁気圏におけるプラズマの流れと磁場の相互作用についても紹介されている。中盤の第5章及び第6章では、プラズマの生成原理と生成法について記述がなされ、第7章では、

最低限、理解しておきたいプラズマ計測法と活性種計測法について記述がなされている。

そして、第8章、第9章では、材料・環境・宇宙工学とナノバイオ工学・医療へのプラズマ応用として、特に、大気圧非平衡プラズマの発生法と応用が紹介されている。以前は、絶縁液中での異常放電などを回避することが重要であったが、最近では、液中での安定したプラズマを積極的に利用したプロセス技術の展開が模索されており、各種溶液処理に関する紹介がなされている。更に、ボトムアップ・ナノテクノロジーへの応用として、新規電子デバイス創成、ナノカーボン材料創製、創薬などのナノバイオ物質創製への展望が盛り込まれている。また、治療・診断への展開に関するプラズマ技術についても記述がなされている。

気相、気相-液相界面、液中におけるプラズマ現象において、放電の基礎と各種プラズマ生成法、各種計測・評

価法について系統的に理解を進めていく上で、基礎となる書と言える。

本書は、各章に演習問題が挿入され、大学学部高学年から大学院前期課程に最適であると考えられるが、最新の応用技術に関する内容も記述がなされているため、企業の技術者の入門書としても活用されるものである。必要ときに、素早く要点を押さえ、追々詳しく理解するというスタイルにも合致するであろう。著者も記しているように、本書を基点としてプラズマ理工学に親しみを覚え、更なる専門的な知識と技術を磨いていくための良き手引書である。

(2014年4月21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。

## 図書リスト

### 最近の寄贈書

T. M. Helliwell 著, 江里口良治訳: ヘリウェル特殊相対論; 本質を理解するための3つの規則

丸善, 東京, 2014, xi+246p, 26×18 cm, 本体3,900円

ISBN 978-4-621-08639-1

音羽電機工業株式会社編, 横山 茂, 石井勝著: 写真で読み解く雷の科学

オーム社, 東京, 2011, 111p, 21×15 cm, 本体1,800円

ISBN 978-4-274-50354-2

上出洋介: 国際誌エディターが教えるアクセプトされる論文の書きかた

丸善, 東京, 2014, vii+223p, 21×15 cm, 本体2,000円

ISBN 978-4-621-08690-2

須藤彰三, 岡 真監修, 齊藤英治, 村上修一著: スピン流とトポロジカル絶縁体; 量子物性とスピントロニクス の発展

共立出版, 東京, 2014, vii+160p, 21×15 cm, 本体2,000円 (基本法則から読み解く物理学最前線1)

ISBN 978-4-320-03521-8

須藤彰三, 岡 真監修, 秋葉康之著: クォーク・グルーオン・プラズマの物理; 実験

室で再現する宇宙の始まり

共立出版, 東京, 2014, vii+184p, 21×15 cm, 本体2,000円 (基本法則から読み解く物理学最前線3)

ISBN 978-4-320-03523-2

南 和彦: 格子模型の数理物理: Free fermion系, Bethe 仮説, Yang-Baxter 方程式, 量子群

サイエンス社, 東京, 2014, ii+135p, 26×18 cm, 本体2,222円 (SGCライブラリ-108)

ISSN 4910054700640



## 実効欺瞞語

高木 伸



会誌2013年3月号の泉 雅子氏による交流記事「放射線の人体への影響」<sup>1)</sup>(以下「交流記事」)に関し、同10月号「会員の声」に、「放射線被曝を過小評価している」との批判<sup>2)</sup>と「(泉氏からの)コメント」<sup>3)</sup>が掲載されました。本稿は、それとは別の観点から、「交流記事」が下記の点において不適切であることを指摘したいと思います：

- (i) 「冷温停止状態」なる実効欺瞞語(後述)が無批判に使われている。
- (ii) 「冷温停止状態・冷温停止・cold shutdown」なる三語が同義語の如くに使われているがゆえに自己矛盾がある。
- (iii) 主題と直接には関係のない上記三語が「頭書・最終節(結び)・abstract」なる最重要箇所が登場している。

2013年4月以来一年弱にわたり会誌編集委員会を通じて泉氏に訂正を促せぬかと試みましたが奏功せず、やむを得ず「会員の声」に投稿する次第です。泉氏が訂正なさいますよう、また編集委員会もそのように泉氏に促すなど然るべく対処して下さい。要望します。このようなことに時間を割かねばならないのは不本意であり残念です。以下、会員諸氏には周知のこととは思いますが上記に関し説明を記します。諸用語の定義や用例については末節4にG1-G4として引用しておきます。

### 1. 「冷温停止状態」なる実効欺瞞語

原子炉に関して「冷温停止」なる用語は、昔から使われており、原子炉が「健全」なままに「炉温が100℃未満かつ炉圧が大気圧」となった状態を指すものようです(例えばG1)。一方、「冷温停止状態」は、精確にいつ使われ始めたか筆者には特定できていませんが、筆者を含む一般人に見えるところに初めて現れたのは、3.11事故後の2011年4月に公表された「工程表」に於いてであったと思います[G2]。G1と異なるとG2が「号機ごとの状況に応じて」とか「十分に」とか曖昧な注釈を付けていることを不審に思った人も少なくなかったことでしょうか。「工程表」公表後しばらくは「冷温停止状態は冷温停止と(殆ど)同じこと」と思っていた人がマスコミ関係者

も含めて多かったようです。「冷温停止状態」の正式定義とおぼしきものは同年7月に示されました[G3]。「原子力の専門家」は、壊れた原子炉に対して「冷温停止」なる語は使えぬと認識していたに違いなく、本来なら誤解を避けるべく明確に異なる用語を使うべきでした。それにも拘わらず「冷温停止状態」なる紛らわしい新語を作ったことは、事故前とは決定的に違う状況になったという事実をできるだけ隠蔽しようとしたものと解されても仕方ありません。

一般に、「専門家」が業界用語を一般人に向けて垂れ流すことにより無用の混乱をきたすことがしばしばあり、これは「科学リテラシー」の観点からしても問題です。数年前の会誌の巻頭言<sup>4)</sup>にも『ある大学の工学部の方からは、科学リテラシーの講義には、「騙されないために」ではなく「騙さないために」という内容が盛り込まれているという話も伺いました。』と書かれています。垂れ流された語が「(世間を)騙す」ことを狙ったものであれば欺瞞語ですが、「専門家」の意図が何であれ結果として「(世間を)騙した」場合には実効欺瞞語と呼ぶことにします。「冷温停止状態」は実効欺瞞語の一例であり、これが会誌において無批判にコメント抜きで使われたことは看過できません。

### 2. 「冷温停止状態」と「cold shutdown」

「交流記事」には、内容が一致すべき頭書とabstractに、それぞれ「冷温停止状態」と「cold shutdown」[G4]なる全く意味の異なる用語が使われています：「原子炉は冷温停止状態に至り、事故そのものは収束に向かいつつあるが、…」(頭書)、「The nuclear reactor of Fukushima power plant finally reached cold shutdown…」(abstract)。さらに、「原子炉は冷温停止に至ったが、…」(最終節)も少なくとも頭書と矛盾しています。G1またはG4とG3の違いから明らかな通り、上述の1.と相俟って、「(冷温停止か冷温停止状態かは)言葉の言い回しの問題で著者の裁量の範囲」などと看過することはできません。

### 3. 「頭書・最終節・abstract」の不備

頭書とabstractが異なることは、日本語を解せずabstractだけしか読まぬ読者に日本語記事とは異なる情報を提供することを意味します。また、福島第一原発の状況云々が「交流記事」の主題ではないにも拘わらず、主旨を的確に提示すべき「頭書・最終節・abstract」に、上記2.に引用した三つの表述が登場していることは奇妙です。

この三表述については、主題ではないがゆえに本文にて全く触れられておらず、根拠の提示がありません。「事故」でなく「事故そのもの」とは何か、あるいは「収束」とはいかなる意味か、についても説明されていません。)上述の1.および2.と相俟って、「記事自身の科学的な内容と無関係な部分であり、訂正を出すような問題ではない」などと看過することはできません。

### 4. 用語について(引用)

G1. 「冷温停止」の用例<sup>5)</sup>：

“冷やすの状況[ママ] その1 1) 原子炉水位を維持 2) 原子炉水が沸騰しない状態まで冷却 ・原子炉温度100℃未満(冷温停止) ・原子炉圧力大気圧”

G2. 「冷温停止状態」の初出<sup>6)</sup>：

“目標と対策 ステップ1 安定的に冷却できている。… ステップ2 冷温停止状態とする(号機ごとの状況に応じて十分に冷却されている)”

G3. 「冷温停止状態」の定義<sup>7)</sup>：

“・圧力容器底部の温度が概ね100℃以下になっていること。  
・格納容器からの放射性物質の放出を管理し、追加的放出による公衆被ばく線量を大幅に抑制していること。”

上記2条件を維持するため、循環注水冷却システムの中期的安全(各部位・部材の信頼性、多重性と独立性、異常時の余裕時間の評価、不具合・異常等の検知、復旧措置・必要時間の確認等)を確保していること。”

G4. 「Cold shutdown」の定義<sup>8)</sup>：

“The term used to define a reactor coolant system at atmospheric pressure and at a temperature below 200 degrees Fahrenheit following a reactor cooldown.”

### 参考文献

- 1) 泉 雅子：日本物理学会誌 **68** (2013) 141.
- 2) 山田耕作：日本物理学会誌 **68** (2013) 692.
- 3) 泉 雅子：日本物理学会誌 **68** (2013) 693.
- 4) 富永靖徳：日本物理学会誌 **62** (2007) 155.
- 5) 東電：新潟県中越沖地震について(2008.01.21) <http://www.aec.go.jp/jicst/NC/simin/sankon/siryotoyama/siry03.pdf#page=7>
- 6) 東電：福島第一原発事故の収束に向けた道筋(2011.4.17) <http://www.meti.go.jp/earthquake/nuclear/press2.pdf>
- 7) 原子力災害対策本部政府東電統合対策室：福島第一原発事故の収束に向けた道筋進捗状況(2011.7.19) <http://www.meti.go.jp/earthquake/nuclear/pdf/110719b.pdf>
- 8) U.S. NRC Glossary: Cold shutdown (Page Last Reviewed/Updated 2013.12.11) <http://www.nrc.gov/reading-rm/basic-ref/glossary/cold-shutdown.html>

(2014年3月28日原稿受付)

この訂正文要請に関しての会誌編集委員会の高木氏へのお答え(2014年2月18日付け書面)は以下の通りでした。「『事故時の冷温停止』という言葉は、本記事では単に温度が下がった状態を保っているという意味で使われており、言葉の言い回しの問題で著者の裁量の範囲と考えます。一部の「専門家」の間では特別な意味がある

かもしれませんが、その場合でも記事自身の科学的な内容と無関係な部分であり、訂正を出すような問題ではないと判断しました。」今回のご指摘でこれらの言葉が明確に使い分けられていることがよくわかりましたが、本交流記事での言葉の使い方は、記事の本筋とは関係なく、訂正文を出す必要はないと考えています。(会誌編集委員会)

- 1) 広く会員にとって関心があると思われる話題についての個人的な意見や感想を述べた投書を掲載します。
- 2) その内容に関する責任は投稿者が負います。

## 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/books/kejiban.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: [kejiban@jps.or.jp](mailto:kejiban@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、本会と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)

### ■東北大学金属材料研究所拠点研究員

1. 産学官連携研究員1名
2. HPCI戦略プログラム計算材料科学研究拠点
3. 文部科学省HPCI戦略プログラム(分野2「新物質・エネルギー創成」)から

の委託「計算材料科学技術推進体制の構築」を遂行する為に、(1) 計算材料科学的手法に基づくアプリケーションの開発と普及促進、(2) 計算材料科学分野における特別支援課題の推進を行う。

4. 2014年10月1日、又は可能な限り早期
5. 2015年3月31日迄(2016年3月31日迄延長可)
6. 博士課程修了、又は同等以上の能力者
7. ○履歴書 ○業績リスト ○博士号修得を確認できる書類 ○研究業績概要(計算プログラミングの経験を含め約2,000字) ○研究に関する抱負(約2,000字)
8. 決定次第(最長2014年9月30日(火))
9. ①980-8577仙台市青葉区片平2-1-1 東北大学金属材料研究所人事係  
②北海道大学大学院工学研究院材料科学部門准教授 大野宗一 電話011-706-6344 [mohno\\_eng.hokudai.ac.jp](mailto:mohno_eng.hokudai.ac.jp)
10. 封筒に「HPCI戦略プログラム拠点研究員応募書類」と明記。勤務地: 東北大学金属材料研究所及び協力研究者の所属する研究機関。詳細は<http://www.cmri-tohoku.jp/jobs>参照。

### ■高エネルギー加速器研究機構教員

- [I]
1. 教授1名(公募番号:素核研14-1)
  2. 素粒子原子核研究所
  3. 素粒子原子核研究所は、CERN・LHC加速器における国際共同実験アトラスを推進している。この研究グループに所属し、アトラス測定器のアップグレード計画を策定し推進する上で、指導的役割を果す。
  4. 2015年4月1日以降早期
  5. なし
  7. ○履歴書 ○研究歴 ○発表論文リスト ○着任後の抱負 ○推薦書又は参考意見書
  8. 2014年9月11日(木)17時必着
  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

務課人事第一係

②素粒子原子核研究所 徳宿克夫  
電話029-879-6077 [katsuo.tokushuku@kek.jp](mailto:katsuo.tokushuku@kek.jp)

10. 詳細は <http://www.kek.jp/ja/Jobs/> 参照。  
[II]

1. 教授1名(公募番号:素核研14-2)  
2, 5, 7, 8, 9①, 10は[I]に同じ。
3. 素粒子原子核研究所 Belle グループに所属し、Belle II 実験の建設・遂行、運営、及びデータ解析に主導的役割を果す。
4. 決定後早期
9. ②素粒子原子核研究所 堺井義秀  
電話029-864-5335 [yoshihide.sakai@kek.jp](mailto:yoshihide.sakai@kek.jp)

[III]

1. 准教授1名(公募番号:素核研14-3)  
2, 5, 7, 8, 9①, 10は[I]に同じ。
3. 素粒子原子核研究所ニュートリノグループに所属し、J-PARCニュートリノ実験において中核的役割を果す。特にビーム強度増強を主眼としたニュートリノビーム施設の性能向上を主導する。
- 4は[II]に同じ。
9. ②素粒子原子核研究所 小林 隆  
電話029-864-5414 [takashi.kobayashi@kek.jp](mailto:takashi.kobayashi@kek.jp)

[IV]

1. 助教1名(公募番号:素核研14-4)  
2, 5, 7, 8, 9①, 10は[I]に同じ。
3. 素粒子原子核研究所KL崩壊グループに所属し、J-PARCハドロン実験施設での中性K中間子稀崩壊実験に従事すると共に、ハドロン実験施設の安全で円滑な運営を他のグループと協力して行う。勤務地は東海キャンパスとする。
- 4は[II]に同じ。
9. ②素粒子原子核研究所 小松原 健  
電話029-284-4757  
[takeshi.komatsubara@kek.jp](mailto:takeshi.komatsubara@kek.jp)

### ■千葉大学大学院融合科学研究科教授

1. 教授1名
2. ナノサイエンス専攻ナノ物性コース

3. 専門分野：広い意味での分子科学・分子が関与する物質科学。担当教育：ナノサイエンス専攻ナノ物性コースと工学部ナノサイエンス学科における研究指導、専門科目及び普通（一般教養）科目の講義。
4. 2015年4月1日迄の早期
5. なし
6. 博士号取得者で、分子科学又は分子が関与する物質科学の分野において優れた研究業績があり、学生の研究指導・教育に十分な能力と意欲のある方。
7. HP参照
8. 2014年9月30日(火)
9. ①263-8522千葉市稲毛区弥生町1-33千葉大学大学院融合科学研究科ナノサイエンス専攻ナノ物性コース Peter Krueger  
②同専攻 石井久夫 電話043-290-3524 ishii130 faculty.chiba-u.jp
10. 詳細は[http://www.adv.chiba-u.jp/?page\\_id=2054](http://www.adv.chiba-u.jp/?page_id=2054)参照。

#### ■国立天文台チリ観測所准教授

1. 准教授1名
2. 先端技術センター（東京都三鷹市）
3. 分野：応用物理学、電気・電子工学、又は電波天文学。職務：国立天文台が運用するALMAを含めた種々の望遠鏡に搭載するミリ波・サブミリ波帯ヘテロダイン受信機の研究開発及び既存受信機の保守、改良
4. 決定後早期
5. なし
6. 5年以上の低雑音受信機に関する研究開発経験。工学又は理学で修士又は同等以上。
7. ○以下を英文PDFにて提出 ○カバーレター ○履歴書(含研究歴) ○研究論文リスト ○主要論文3編のコピー ○職務に対する抱負と計画 ○照会可能者(複数)の氏名、連絡先 ○本人連絡先
8. 2014年10月1日(水)17時(日本時)必着
9. ①apply-alma-associate20140901 nao.ac.jp (応募専用)  
②国立天文台チリ観測所 長谷川哲夫 tetsuo.hasegawa nao.ac.jp
10. 応募に際しては必ず<http://www.nao.ac.jp/job-vacancy.html>の公募案内を参照し、職務の詳細や応募の注意等を確認のこと。

#### ■長崎大学教育学部教員

1. 教授又は准教授1名
2. 数理情報講座
3. 天文学、地学概論、地学実験Ⅰ・Ⅱ、中等理科教育b、小学校理科、卒業論文、生命と地球分野の教材研究、教養ゼミナール、等。
4. 2015年4月1日(予定)
5. なし
6. 上記の授業科目を担当でき、実験・実習の指導ができる者。当該分野の博士号取得者又は準ずる者。長崎市又はその近郊に居住できる者。
7. ○履歴書 ○略歴書 ○長崎大学教育学部教職員応募申請書 ○研究業績調書(以上、全て本学指定の様式) ○研究業績調書に記載した業績の現物又は写し ○今迄の教育実績(社会貢献活動含)の概要 ○長崎大学教育学部で研究と教育に携わる事への抱負 ○照会可能者2名の所属、氏名、連絡先
8. 2014年10月3日(金)必着
9. ①852-8521長崎市文教町1-14 長崎大学教育学部 藤木 卓  
②長崎大学文教地区事務総務課教育学部総務班 電話095-819-2263
10. 詳細は<http://www.edu.nagasaki-u.ac.jp/ja/about/recruit/>参照。

#### ■核融合科学研究所教員

- [Ⅰ]
1. 准教授1名
  2. ヘリカル研究部基礎物理シミュレーション研究系プラズマ複雑性シミュレーション研究部門
  3. 磁場閉じ込め核融合研究装置における対向壁材料を含む様々な物質とプラズマが相互作用する系のダイナミクスを対象とした複雑性シミュレーション研究を行い、核融合プラズマの総合的理解とヘリカル型数値実験炉の構築を目指す数値実験炉研究プロジェクトに貢献すること。
  4. 2015年4月1日以降早期
  5. 5年、在任中の業績評価により再任可
  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. 2014年10月14日(火)17時必着
  9. 核融合科学研究所管理部総務企画課人事・給与係 電話0572-58-2012
  10. 封筒に「基礎物理シミュレーション研究系プラズマ複雑性シミュレーション

研究部門(准教授)公募関係書類」と朱書き郵送の場合は書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/jinji/>参照。

#### [Ⅱ]

1. 准教授1名
2. ヘリカル研究部高密度プラズマ物理研究系磁場閉じ込め応用研究部門
3. ダイバータ及び燃料供給を中心とした熱・粒子制御等に関する磁場閉じ込め応用研究の高度化を推進する、共同研究を通じて関連する研究を促進する、及び大学院教育、若手人材の育成に尽力することを求める。研究の遂行において、LHD本体及びその付帯設備の安全・安定な運用を担うことを求める。
- 4, 5, 6, 7, 9は[Ⅰ]に同じ。
8. 2014年10月27日(月)17時必着
10. 封筒に「高密度プラズマ物理研究系磁場閉じ込め応用研究部門(准教授)公募関係書類」と朱書き郵送の場合は書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/jinji/>参照。

#### [Ⅲ]

1. 教授1名
2. ヘリカル研究部高温プラズマ物理研究系エネルギー輸送研究部門
3. 大型ヘリカル装置(LHD)で計画している重水素実験へ向けて、LHDの機器整備と安全管理に中心となって取り組み、重水素実験におけるプラズマの高性能化とその輸送研究を牽引する。その為、中性子計測をはじめとして放射線計測に関する十分な知識を有し、国内外の共同研究を推進しながら、リーダーシップを発揮して重水素実験を安全に遂行する事を望む。
- 4, 5, 6, 7, 9は[Ⅰ]に同じ。
- 8は[Ⅱ]に同じ。
10. 封筒の表に「高温プラズマ物理研究系エネルギー輸送研究部門(教授)公募関係書類」と朱書き郵送の場合は簡易書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/jinji/>参照。

#### [Ⅳ]

1. 教授1名
- 2, 8は[Ⅱ]に同じ。
3. ヘリカル型核融合炉に向けた学術基盤の構築と環状プラズマの総合的理解のために大型ヘリカル装置計画を推進する。大型ヘリカル装置本体等の運用に責任を持って当たり、これらを活用することによって熱・粒子制御等の研究の高度化を主導する。国内外の研究者と共同研究を組織し、関連する研究を促進すること、及び大学院教育、若手

人材の育成に尽力する。

4. 決定後早期
- 5, 6, 7, 9は [I] に同じ。
10. 封筒に「高密度プラズマ物理研究系磁場閉じ込め応用研究部門(教授)公募関係書類」と朱書き郵送の場合は書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/jinji/>参照。

#### ■首都大学東京理工学研究科准教授

1. 准教授1名
2. 物理学専攻
3. 物性理論。特に、強相関電子系の磁性及び超伝導の理論研究。
4. 2015年4月1日
5. なし
6. 大学院博士後期課程の教育及び研究指導を担当できる方。
7. ○詳細はHPを必ず参照 ○履歴書(様式有) ○研究業績リスト(様式任意) ○主要論文5編以内の別刷又はコピー各1部 ○研究業績概要(研究, 教育・指導実績, 外部資金, 社会貢献含。約2,000字, 様式任意) ○採用後の活動計画(研究, 教育, 社会貢献含。約2,000字, 様式任意) ○照会可能者2名の氏名, 肩書, 連絡先
8. 2014年10月14日(火) 必着
9. ①192-0397八王子市南大沢1-1 首都大学東京総務部人事課人事制度係  
②公募全般: 同上 電話042-677-1111 (ex. 1027, 1028) kyoinisaiyo\_jmj.tmu.ac.jp, 専門分野: 物理学専攻長 堀田貴嗣 電話042-677-2516 hotta\_phys.se.tmu.ac.jp
10. 封筒に「教員公募書類(2622物理・物性理論)在中」と朱書き簡易書留で送付(郵便又は信書便)。持参可。応募書類不返却。詳細は[http://www.houjin.tmu.ac.jp/recruit\\_teacher/tmu.html](http://www.houjin.tmu.ac.jp/recruit_teacher/tmu.html)参照。本学はダイバーシティに配慮しており、特に女性の積極的な応募を歓迎。

#### ■大阪市立大学大学院理学研究科教授

[I]

1. 教授1名
2. 数物系専攻物性物理学講座
3. 量子エレクトロニクス実験(量子縮退気体, 量子光学, 量子測定等の分野)
4. 2015年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(指定様式) ○研究業績リスト(a: 査読付原著論文, b: 査読付国際会議プロシーディングス, c: 著

書, d: 解説・総説, e: 特許, f: その他) ○国内外での学会・研究集会等での招待講演, 受賞等のリスト ○主要論文別刷5編以内 ○今迄に受けた科研費等外部資金リスト ○研究業績概要 ○着任後の研究計画 ○教育経験 ○教育に対する抱負 ○その他参考となる資料 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先

8. 2014年10月17日(金)
9. 558-8585大阪市住吉区杉本3-3-138 大阪市立大学法人運営本部職員課
10. 必ず[http://www.osaka-cu.ac.jp/ja/about/jobs\\_faculty/faculty](http://www.osaka-cu.ac.jp/ja/about/jobs_faculty/faculty)にて募集要項詳細(履歴書様式, 文字数, 書類郵送, その他注意事項)を確認のこと。

[II]

1. 教授1名
2. 数物系専攻宇宙・高エネルギー物理学講座
3. 宇宙線物理学実験
- 4, 5, 6, 8, 9, 10は [I] に同じ。
7. ○履歴書(指定様式) ○研究業績リスト(a: 査読付原著論文, b: 査読付国際会議プロシーディングス, c: 著書, d: 解説・総説, e: 特許, f: 国内外での学会・研究集会等での招待講演, 受賞等, g: その他) ○主要論文別刷5編以内 ○今迄に受けた科研費等外部資金リスト ○研究業績概要 ○着任後の研究計画 ○教育経験 ○教育に対する抱負 ○その他参考となる資料 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先

#### ■北海道大学大学院情報科学研究科助教

1. 助教1名
2. 情報エレクトロニクス専攻先端エレクトロニクス講座光エレクトロニクス研究室
3. 光の量子的な性質を活用した量子暗号等の通信・情報処理アーキテクチャとそれを実現する為のシステム・デバイスに関する分野。
4. 2015年4月1日
5. 5年, 審査の上1回のみ再任有
6. 博士号取得者及び着任時迄の取得見込者。
7. ○履歴書(<http://www.ist.hokudai.ac.jp/information/>からダウンロード) ○業績目録 ○最近5年間の主要論文3編以内の写し各1部(総説・解説はその写しも各1部) ○研究歴と研究業績概要(約1,000字) ○着任後の研究と教育に対する展望と抱負(約1,000字) ○

照会可能者1名の氏名, 所属, 連絡先

8. 2014年10月20日(月)
9. ①060-0814札幌市北区北14条西9丁目 北海道大学大学院情報科学研究科事務課総務担当  
②同研究科情報エレクトロニクス専攻 本村真人 電話011-706-7149 motomura\_ist.hokudai.ac.jp
10. 詳細は<http://www.ist.hokudai.ac.jp/information/recruit.php>参照。

#### ■理化学研究所仁科加速器研究センター研究員

1. 研究員1名
2. 仁科加速器研究センター初田量子ハドロン物理学研究室([http://www.riken.jp/research/labs/rnc/qtm\\_had\\_phys/](http://www.riken.jp/research/labs/rnc/qtm_had_phys/))
3. 原子核理論, 特に原子核構造, 原子核反応, 宇宙核物理に関連する分野における学際的研究に意欲をもつ若手研究者。
4. 2015年4月1日, 又はそれ以降早期
5. 定年制職員(60歳定年)
6. 理論物理学において高い研究実績を持つ博士号取得者。1年以上の海外研究歴を有することが望ましい。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績一覧 ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○研究概要, 今後の研究計画, 研究室運営参画への抱負(各A4, 2枚以内) ○獲得外部資金リスト ○推薦書2通(最低1通は日本以外の研究者から) ○推薦書は別送(e-mail不可, 推薦書の宛名は「理化学研究所理事長」とすること)
8. 2014年10月24日(金) 17時必着
9. 351-0198和光市広沢2-1 理化学研究所情報基盤棟3階 外務・研究調整部 研究調整課 rps-saiyo25\_riken.jp [http://www.riken.jp/careers/researchers/20140801\\_8/](http://www.riken.jp/careers/researchers/20140801_8/)

#### ■筑波大学プラズマ研究センター教員

1. 准教授又は助教(テニュア・トラック)1名
2. プラズマ研究センター(数理物質系, 応用理工学類, 電子・物理工学専攻)
3. プラズマ理工学・核融合分野。当センターの主要プロジェクト研究の推進。その為の装置開発・維持管理。学生教育と共同研究の推進。詳細は必ずHPの人事公募参照。
4. 2015年4月以降早期。
5. なし, 但し助教の場合はテニュア審査を行う
6. 博士号取得者

7. ○履歴書 ○業績リスト(原著論文査読の有無, 国際会議録, 解説・著書, その他に分類) ○主要論文別刷5編 ○研究業績概要(主要論文との関連を含め約2,000字) ○教育・研究計画書(約2,000字) ○推薦書又は照会可能者の氏名, 連絡先(2名以内)
8. 2014年10月24日(金) 必着
9. ①305-8577つくば市天王台1-1-1 筑波大学・プラズマ研究センター 市村真  
②今井 剛 電話029-853-7468  
imai prc.tsukuba.ac.jp
10. 封筒に「プラズマ分野人事書類在中」と朱書き書留で送付. 詳細は<http://www.prc.tsukuba.ac.jp/wp/> 参照.

#### ■鳥根大学総合理工学研究科助教

1. 助教1名
2. 物理・材料科学領域
3. 機能性材料科学(資源・環境・エネルギー分野へ応用可能なナノ/メソ空間材料の創製と評価及び機能発現(特に光機能)に関する実験的研究). 学部・大学院の専門科目及び共通教養科目を担当.
4. 2015年4月1日
6. 博士号取得者, 又は着任迄の取得見込者.
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○主要論文別刷3編以内 ○研究概要と着任後の研究計画 ○教育に関する実績と今後の教育に関する抱負 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○上記提出書類のPDFを入れたCD-R
8. 2014年10月31日(金) 必着
9. ①690-8504松江市西川津町1060 鳥根大学大学院総合理工学研究科 服部泰直  
②同研究科物理・材料科学領域 山田容士 電話0852-32-6396 yamadaya riko.shimane-u.ac.jp
10. 詳細は[http://www.shimane-u.ac.jp/introduction/recruit/recruit\\_prof/](http://www.shimane-u.ac.jp/introduction/recruit/recruit_prof/) 参照.

#### ■福岡工業大学工学部教員

1. 教授, 准教授又は助教1名
2. 電子情報工学科
3. 電子工学関連分野. 主な担当科目: 論理回路, 電子計測, 電気回路, 電子情報実験, 卒業研究等.
4. 2015年4月1日
6. 専門分野に研究業績がある博士号取得者, 又は着任迄の取得見込者. 大学院での教育・研究指導が可能なる方. 実験

的研究に業績があり, 教育経験のある方が望ましい.

7. ○履歴書(様式1) ○研究業績リスト(様式2) ○主要論文約5編の別刷又はコピー ○今迄の研究概要と今後の研究計画(約1,000字) ○本学での教育及び学務に対する抱負(約1,000字) ○様式1, 2は <http://www.fit.ac.jp/elec/> よりダウンロード ○論文別刷以外は電子媒体も提出
8. 2014年10月31日(金) 必着
9. ①811-0295福岡市東区和白東3-30-1 福岡工業大学教務課 本行義洋 電話092-606-0647  
②電子情報工科学科 善明和子 zenmyou fit.ac.jp
10. 封筒に「電子情報工学科教員(電子工学関連分野)応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付. ご希望の場合を除き, 提出書類原則不返却. 本学では助教も独立した研究室を持ち研究費も配分される.

#### ■明治学院大学法学部専任教員

1. 准教授又は専任講師1名
2. 法学部消費情報環境法学科
3. 物理学(学生実験を含む)及び情報処理科目を担当.
4. 2015年4月1日
5. なし
6. 着任時点で博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○教育研究業績書 ○主要論文別刷又はコピー5編以内各1部 ○今迄の研究概要 ○研究計画と教育に関する抱負 ○推薦書又は意見書2通 ○履歴書と教育研究業績書は本学指定の書式([http://www.meijigakuin.ac.jp/personnel/faculty\\_member\\_log/attachment/CV1-14.doc](http://www.meijigakuin.ac.jp/personnel/faculty_member_log/attachment/CV1-14.doc))
8. 2014年10月31日(金)
9. ①108-8636東京都港区白金台1-2-37 明治学院大学人事部人事課気付 法学部長 渡辺 充  
②saiyou mguad.meijigakuin.ac.jp
10. 封筒に「法学部教員(物理学)公募書類在中」と朱書き書留又は宅急便・ゆうパックで送付. 推薦書(意見書)は応募書類に同封するか「推薦書(物理学)在中」と朱書き推薦者から直送. 本学はキリスト教主義を建学の精神とする. この建学の精神を理解して下さることを希望する.

#### ■岐阜大学工学部教授

1. 教授1名

2. 電気電子・情報工学科応用物理コース
3. 物理学(主に原子核理論とその工学的応用)
4. 2015年4月1日
6. 博士号取得者. 上記専門分野において優れた研究業績を有し, 学部と大学院博士課程における教育・研究・組織運営に対する十分な能力と熱意のある方. 工学部の物理系基礎教育における重要業務を担う能力と意欲のある方. 全学の大学入試における重要業務を担う能力と意欲のある方. 全学共通教育を担当できる方.
7. HP参照
8. 2014年11月7日(金) 必着
9. ①501-1193岐阜市柳戸1-1 岐阜大学工学部電気電子・情報工学科応用物理コース 田中光宏  
②応用物理コース 青木正人 電話058-293-3053 masato.gifu-u.ac.jp  
<http://www.eng.gifu-u.ac.jp/ouyoubutsuri/20141107P1.pdf>

#### ■豊田工業大学工学部准教授

[I]

1. 准教授(Tenured又はTenureTrack)1名
2. 先端工学基礎学科
3. 表面科学及び関連分野
4. 2015年4月1日以降早期
6. 表面化学反応の実験的研究に十分な能力と研究業績を持ち, ナノスケールの新規な構造や特異な機能を持つ材料を設計して環境, エネルギー, バイオテクノロジー等に関連した機能材料を創製する先導的研究を推進し研究成果が大いに期待できる方. 更に理工系の博士の学位を有し, 学部, 大学院における研究指導, 物理学, 化学等の基礎科目及び量子力学, 物性工学等の専門科目の授業が担当できる方.
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編(コピー可) ○今迄の研究要約と着任後の研究計画・教育についての抱負(各A4, 約3枚) ○推薦者2名の氏名, 所属, 連絡先 ○本学指定の応募シート(<http://www.toyota-ti.ac.jp/bosyu/index.html> 参照)
8. 2014年11月21日(金)
9. ①468-8511名古屋市長久方2-12-1 豊田工業大学総務部 平戸 隆  
②表面科学及び関連分野准教授選考委員会 大石泰丈 電話052-809-1860 y-ohishi1 toyota-ti.ac.jp
10. 簡易書留で送付. 書類不返却.

[II]

1. 准教授 (Tenured 又は TenureTrack) 1 名
2. 工学部先端工学基礎学科
3. 半導体及び関連分野
4. 7, 9①, 10 は [I] に同じ.
6. 次世代半導体工学の分野 (例えば, 新概念に基づく光電変換・貯蔵・パワーデバイス等の基礎物性や素材・素子を含む) の先導的研究を推進し, 研究成果が大いに期待できる方. 更に理工系の博士の学位を有し, 学部, 大学院における研究指導, 基礎物理学, 電磁気学等の基礎科目及び電気・電子回路, 光・電子デバイス, 物性工学等の専門科目の授業が担当できる方.
8. 2014年12月12日(金)
9. ②半導体及び関連分野准教授選考委員会委員長 吉村雅満 電話 052-809-1851 job-semicon toyota-ti.ac.jp

■分子科学研究所助教

1. 助教1名
2. 協奏分子システム研究センター階層分子システム解析研究部門
3. タンパク質分子の構造・機能のデザインに意欲ある研究者. 当該研究部門の古賀信康准教授と協力して研究を行う.
4. できる限り早期
5. 6年を目途に転出を推奨
6. 修士課程修了者又は同等以上の学力者
7. ○推薦書(自薦は不要) ○履歴書(所定様式, HP参照) ○研究業績概要(A4, 2頁以内) ○業績リスト(所定様式, HP参照) ○主要論文5編以内の別刷又はプレプリント各2部
8. 2014年12月10日(水) 消印有効
9. 444-8585 岡崎市明大寺町西郷中38番地 自然科学研究機構岡崎統合事務センター総務課人事係 電話 0564-55-7113
10. 詳細は <http://www.ims.ac.jp/recruit/2014/> 参照. 当研究所は男女雇用機会均等法を遵守し男女共同参画に取り組んでいる.

■株式会社アイズファクトリー正社員

1. データサイエンティスト2~3名
2. 情報エンジニアリング部
3. データ解析手法を応用し, お客様企業の課題解決を支援: お客様からは「ダイレクトメール発送の最適化を図りたい」等, 様々な相談が寄せられる. そんな悩みを解決する為に, データ解析に基づいたモデル構築やマーケティング施策の支援を行う. 「bodais」を更に

進化させていく: 自社開発「bodais」の次期バージョンに新機能として反映させる為の提案を行っていく.

4. 要相談
5. なし(常勤)
6. 大学院修士課程修了又は同等以上
7. ○履歴書(写真貼付) ○職務経歴書(職歴がない方はアルバイト経験や研究内容等の資料があれば提示) ○在留資格のコピー(外国籍の方のみ) ○郵送又はe-mail添付で送付.
8. 2014年12月31日(水)
9. 101-0054東京都千代田区神田錦町1-23 宗保第2ビル (株)アイズファクトリー 人事担当者 電話 03-5259-9004 bs isfactory.co.jp <http://bodais.jp/company/>

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)

■SPring-8理論研究会

主催 SPring-8ユーザ協団体 (SPRUC)  
日時 2014年9月12日(金) 13:00~17:30  
場所 東京大学理学部1号館206号室(113-0033東京都文京区本郷7-3-1 電話03-5841-4005)

内容 SPring-8の放射光実験を解析する理論を紹介すると共に, 理論サイドから検証実験を提案して研究領域の創造を目指す. 更にSPring-8と大規模計算科学の連携による新しい研究コミュニティ形成を目的とする. 講演者: 坂井徹 (JAEA), 遠山貴己 (東京理科大), 筒井健二 (JAEA), 五十嵐潤一 (茨城大), 野村拓司 (JAEA), 岡田耕三 (岡山大), 石原純夫 (東北大), 佐藤正寛 (青学大), 岸根順一郎 (放送大)  
申込 不要(聴講歓迎)  
連絡先 679-5148 兵庫県佐用郡佐用町光都1-1-1 原子力機構SPring-8 坂井徹 電話0791-58-2623 sakai spring8.or.jp  
その他 詳細は <http://cmt.spring8.or.jp/workshop/workshop-20140912.shtml> 参照.

■スペクトロスコーピーで切り開く遷移金属化合物研究の最前線

主催 東北大学金属材料研究所  
日時 2014年9月30日(火)~10月2日(木)  
場所 東北大学金属材料研究所講堂(980-8577仙台市青葉区片平2-1-1 電話022-215-2035)

内容 スピン・電荷・軌道の電子自由度と格子振動の協奏・競合が顕著である遷移金属化合物は新規量子相の格好の舞台となっている. 銅酸化物や鉄ニクタイト系の高温超伝導やスピン・軌道相互作用に起因するイリジウム酸化物の異常物性, 遷移金属化合物磁性体に見られるスカーミオン状態等はその典型例. これらの多彩な物性を, 先端光源を活用したスペクトロスコーピーによって如何に解明するかという議論を集中して行う. 今後発展が期待される, 放射光や自由電子レーザーを用いた時間分解型のスペクトロスコーピーによる研究の方向性も議論する. 講演は全て英語による招待講演のみで, 海外からの講演者も複数予定.

定員 150名  
参加費 無料  
参加申込 e-mailで連絡先まで  
連絡先 980-8577仙台市青葉区片平2-1-1 ワークショップ実行委員会 [hightc@imr.tohoku.ac.jp](mailto:hightc@imr.tohoku.ac.jp) <http://www-lab.imr.tohoku.ac.jp/~hightc/>

■第9回高崎量子応用研究シンポジウム

主催 日本原子力研究開発機構原子力科学研究部門高崎量子応用研究所  
協賛 日本物理学会  
日時 2014年10月9日(木)~10日(金)  
場所 高崎シティギャラリーコアホール(370-0829高崎市高松町35-1 電話027-328-5050)

内容 イオン照射研究施設(TIARA), 電子線及びコバルト60ガンマ線照射施設等において実施された研究の成果の発表, 利用者や利用を計画している研究者が情報交換・討論を行うことにより量子ビーム応用研究の推進と施設の有効利用を図ることを目的として開催している.

定員 400名  
参加費 無料  
申込 e-mail又はFax(事前登録締切日以降当日受付)  
事前登録締切 2014年9月30日(火)  
連絡先 370-1292高崎市綿貫町1233番地 日本原子力研究開発機構 原子力科学研究部門 高崎量子応用研究所 放射線高

度利用施設部利用計画課 春山保幸  
電話027-346-9600 Fax 027-346-9690  
taka-sympo jaea.go.jp http://www.taka.  
jaea.go.jp/

#### ■物性科学シンポジウム

日時 2014年10月18日(土)13:00~17:00  
場所 姫路・西播磨じばさんセンター601  
会議室(670-0962 姫路市南駅前町123番  
電話079-289-2832)

内容 磁性から表面・ナノ系へと物性科学  
を振り返る。講演者:坂井徹(Spring-8),  
小泉裕康(筑波大), 上田和夫(東大),  
大門寛(奈良先端大), 河合伸(九州大),  
川合真紀(東大), 馬越健次(兵庫県立大)

定員 72人

参加費 無料

申込 不要

連絡先 679-5148 兵庫県佐用郡佐用町光  
都1-1-1 原子力機構Spring-8 坂井徹  
電話0791-58-2623 sakai spring8.or.jp

その他 詳細は[http://cmt.spring8.or.jp/  
workshop/workshop-20141018.shtml](http://cmt.spring8.or.jp/workshop/workshop-20141018.shtml)参照

#### ■多自由度電子状態と電子相関が生み出す 新奇超伝導の物理

主催 京都大学基礎物理学研究所

日時 2014年10月21日(火)~22日(水)

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  
075-753-7000)

内容 多自由度電子状態と電子相関が重要  
な役割を果たす様々な超伝導体について  
成果を上げている第一線の研究者を集め、  
最近の成果について討論すると共に、実  
験研究者の講演も織り交ぜて今後の超伝  
導研究の方向性について議論する。口頭  
発表とポスター発表を行う。参加登録、  
その他の情報の詳細はHP参照。

定員 80名

参加費 無料(懇親会費別)

参加申込締切 2014年9月21日(日)

連絡先 351-0198 和光市広沢2-1 理化学  
研究所創発物性科学研究センター 有田  
亮太郎 電話048-467-4022 super2014.  
ws yukawa.kyoto-u.ac.jp http://www2.  
yukawa.kyoto-u.ac.jp/~super2014.ws/home.  
html

#### ■金属学会セミナー「材料における拡散— 基礎および鉄鋼材料における拡散と関連 現象」

主催 日本金属学会

協賛 日本物理学会

日時 2014年10月24日(金)9:30~17:00

掲示板

場所 東京工業大学田町地区キャンパスイ  
ノベーションセンター(CIC)2階多目的  
室2(東京都港区芝浦3-3-6)

定員 50名

参加費 12,000円, 学生5,000円

連絡先 980-8544 仙台市青葉区一番町1-  
14-32 フライハイトビル2階 日本金属  
学会セミナー参加係 電話022-223-3685  
meeting jim.or.jp

#### ■International Symposium on Extended Molecular Dynamics and Enhanced Sampling: Nosé Dynamics 30 Years

主催 NOSE30実行委員会

日時 2014年11月10日(月)~11日(火)

場所 慶応義塾大学三田キャンパス北館ホ  
ール(108-8345 東京都港区三田2-15-45)

内容 MDシミュレーションにおける“能  
勢の熱浴”が発表されて30年になるのを  
記念して、“拡張系MD及びサンプリ  
ング手法”に関する2日間の国際シンポジ  
ウムを開催。分子シミュレーションの手  
法開発において国内外の第一線で活躍さ  
れている研究者に講演頂く(ポスター発  
表を募集)。

定員 200名

参加費 10/17迄:10,000円, 学生3,000円。  
10/18以降:15,000円, 学生5,000円

申込 HPより

ポスター講演申込締切 2014年9月30日  
(火)

事前参加申込締切 2014年10月17日(金)  
連絡先 NOSE30実行委員会(森下徹也:  
産業技術総合研究所ナノシステム研究部  
門)nose30years gmail.com [http://www.  
yasuoka.mech.keio.ac.jp/nose30/](http://www.yasuoka.mech.keio.ac.jp/nose30/)

#### ■第40回固体イオニクス討論会

主催 日本固体イオニクス学会

協賛 日本物理学会

日時 2014年11月16日(日)~18日(火)

場所 東京工業大学蔵前会館(152-0033 東  
京都目黒区大岡山2-12-1 電話03-5734-  
3737)

内容 討論主題:イオン導電性固体の創製  
と利用技術, 固体内イオン移動機構の解  
明, リチウム電池・燃料電池材料の基礎。  
参加費 7,000円, 学生3,000円(予約登録  
締切後:8,000円, 学生4,000円), 要旨  
集のみ:3,000円

講演申込締切 2014年9月2日(火)

講演要旨締切 2014年10月7日(火)

事前参加登録締切 2014年10月15日(水)  
連絡先 152-8552 東京都目黒区大岡山2-  
12-1 東京工業大学大学院理工学研究科

材料工学専攻河村研究室 第40回固体イ  
オニクス討論会事務局(事務局:河村  
憲一, 代表世話人:丸山俊夫) 電話  
03-5734-3137 ssi40 mtl.titech.ac.jp  
<http://www.mkg.mtl.titech.ac.jp/ssi40>

その他 懇親会(11月17日)参加費:7,000円  
(予約登録締切後:8,000円)。

#### ■第43回薄膜・表面物理基礎講座「3Dプ リンター技術の基礎と今後の発展」

主催 応用物理学会薄膜・表面物理分科会  
日時 2014年11月17日(月)

場所 筑波大学東京キャンパス文京校舎  
(112-0012 東京都文京区大塚3-29-1)

内容 3D造形技術は半導体造形から金型  
作製迄, 多くの産業・分野での活用が広  
がり始めている。現在は積層造形技術を  
支える熱源技術に注目が集まっている。  
しかし, 今後必要となる材料の範囲が大  
きく拡がることから, 造形物の組成や力  
学的特性評価技術に加えて, 界面制御技  
術等表面科学に基礎をおく幅広い要素技  
術の研究開発が不可欠になる。3D造形  
技術の基礎をなす積層技術の進展を紹  
介した後, 今後の発展において解決すべ  
き課題, 更に期待される薄膜・表面物理  
分野の貢献について解説する。電子材  
料構築技術として注目を集めているナ  
ノ構造作製技術に関しても解説する。

定員 120名

参加費 15,000円, 学生3,000円

申込 [https://annex.jsap.or.jp/limesurvey/  
index.php/557698/lang-ja](https://annex.jsap.or.jp/limesurvey/index.php/557698/lang-ja)にて

参加申込締切 2014年11月10日(月)

連絡先 113-0034 東京都文京区湯島2-31-  
22 7階 応用物理学会分科会担当 小  
田康代 電話03-5802-0863 oda jsap.or.  
jp

#### ■第31回量子情報技術研究会(QIT31)

主催 電子情報通信学会量子情報技術時  
限研究専門委員会

日時 2014年11月17日(月)~18日(火)

場所 東北大学さくらホール(980-8577 仙  
台市青葉区片平2-1-1 東北大学片平キ  
ャンパス内)

内容 量子情報, 量子計算, 量子暗号等広  
く量子情報技術に関わる理論的研究, 実  
験的研究, 計算機科学的研究, 数学的研  
究, 及び, その他関連分野(申込状況に  
より査読有)。

定員 200名

参加費 事前振込:4,000円, 学生1,000円。  
当日払い:5,000円, 学生2,000円(懇親  
会費別途)

口頭講演申込締切 2014年9月19日(金)  
ポスター講演申込締切 2014年10月3日(金)  
予稿原稿提出締切 2014年10月3日(金)  
参加申込締切 2014年10月24日(金)  
連絡先 東北大学電気通信研究所 枝松圭一, 三森康義, 吉田真人 qit31 quantum.riec.tohoku.ac.jp

#### ■分子アーキテクニクス研究会第5回研究会

主催 日本化学会分子アーキテクニクス研究会  
日時 2014年11月25日(火)~26日(水)  
場所 大阪大学豊中キャンパスシグマホール(560-0043 豊中市待兼山町1-3)  
内容 招待講演: 彌田智一(東工大), 依頼講演: 山田啓文(京大), Ferdinand Peper(情報通信研究機構), 一般講演(1講演約15~20分を予定), ポスター発表.  
定員 未定  
参加費 3,000円  
申込 <http://conf.molarch.jp/> より  
発表申込/予稿原稿/参加登録申込締切 2014年10月3日(金)  
連絡先 567-0047 茨木市美穂ヶ丘8-1 大阪大学産業科学研究所 第5回研究会事務担当 家裕隆 電話06-6879-8476 Fax 06-6879-8479 yutakaie sanken.osaka-u.ac.jp

#### ■第27回国際超電導シンポジウム(ISS2014)

主催 国際超電導産業技術研究センター  
日時 2014年11月25日(火)~27日(木)  
場所 タワーホール船堀(134-0091 東京都江戸川区船堀4-1-1)  
内容 超電導に関する国内外の著名研究者による特別基調講演をはじめ, 物理・化学, 線材・テープ, 薄膜・デバイス, システム応用の各分野における第一線の研究者による招待講演, 一般講演等, 約130件の口頭発表と約290件のポスター発表. 超電導材料や技術, 超電導を応用した機器, システム等を展示にて紹介.  
定員 特になし  
参加費 50,000円, 学生10,000円  
参加登録締切 2014年10月25日(土)  
連絡先 213-0012 川崎市高津区坂戸3-2-1 KSP R&D ビジネスパークビルA棟9階 国際超電導産業技術研究センター ISS2014事務局 電話044-850-1612 Fax 044-850-1613 <http://www.istec.or.jp>

#### ■総研大アジア冬の学校(AWS2014)

主催 総合研究大学院大学物理科学研究科

核融合科学専攻  
日時 2014年12月2日(火)~5日(金)  
場所 核融合科学研究所(509-5292 土岐市下石町322-6)  
内容 日本国内を含むアジア諸国の学生(学部生・大学院生)及び若手研究者を対象に, プラズマ物理の基礎から核融合をめざしたプラズマ実験, 核融合プラズマやプラズマの複雑現象のシミュレーションの講義を行う. 参加者の現在又は将来の研究に関するポスター発表や参加者と職員の交流の場としての懇親会, 大型ヘリカル実験装置LHDや仮想現実装置CompleXcopeの体験実習等も予定.

定員 30名  
参加費 無料  
参加申込締切 2014年10月31日(金)  
連絡先 509-5292 土岐市下石町322-6 核融合科学研究所 石黒静児, 大谷寛明 aws2014 nifs.ac.jp  
その他 詳細は<http://nsrp.nifs.ac.jp/aws2014/>参照. 旅費の補助は可能だが, 財源に限りがあるので希望に添えない場合がある. 旅費の補助を受ける方はポスター発表が義務.

#### ■量子エレクトロニクス研究会「バイオ・メディカルフォトニクスⅡ(仮)」

主催 応用物理学会量子エレクトロニクス研究会  
協賛 日本物理学会, 日本光学会, レーザー学会, 日本生物物理学会, バイオイメージング学会  
日時 2014年12月19日(金)~21日(日)  
場所 上智大学軽井沢セミナーハウス(389-0111 長野県北佐久郡軽井沢町大字長倉8-30 電話0267-42-2545)  
内容 近年, 生物学・医学において光を使った計測技術の重要性が高まっている. 昨年の研究会に引き続き, 計測対象から計測手法にわたる幅広い研究分野において第一線で活躍している研究者を講師として招き, 最新の成果を話して頂くと共に, この分野の今後の展開についてじっくり議論する. 実施形態: 特別講演1件(1時間), チュートリアル講演3件(各1時間), 招待講演10件(各40分), ポスター発表.  
定員 60名  
参加費 28,000円, 学生10,000円(宿泊費・食費込)  
申込 <http://annex.jsap.or.jp/qe/> より  
参加申込締切 定員に達し次第(最終: 2014年11月16日(日))  
連絡先 113-8656 東京都文京区本郷7-3-1

東京大学 小関泰之 電話03-5841-0426 ozeki ee.t.u-tokyo.ac.jp

#### 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科学研究奨励会 西川賞・小柴賞・諏訪賞・熊谷賞候補者募集

対象 高エネルギー加速器及び加速器利用に関する実験装置の研究において, 特に優れた業績を修めた研究者・技術者に授与し, もって加速器科学の発展に資することを目的とする. 西川賞: 高エネルギー加速器及び加速器利用に関する実験装置の研究において, 独創性に優れ, 且つ論文発表され, 国際的にも評価の高い業績を上げた, 原則として50歳以下(応募締切時)の単数又は複数の研究者・技術者. 小柴賞: 素粒子研究の為の粒子検出装置の開発研究において, 独創性に優れ, 国際的にも評価の高い業績を上げた, 原則として50歳以下(応募締切時)の単数又は複数の研究者・技術者. 諏訪賞: 高エネルギー加速器科学の発展上, 長期にわたる貢献等特に顕著な業績があったと認められる研究者・技術者・研究グループ. 熊谷賞: 研究開発, 施設建設等長年の活動を通じて, 高エネルギー加速器や加速器装置への顕著な貢献が認められる企業の加速器関係者.  
内容 年間表彰件数は各賞合計5件以内. 賞金は各賞30万円. 表彰盾は課題毎に授与.  
募集締切 2014年10月10日(金)  
書類提出・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内 高エネルギー加速器科学研究奨励会 電話/Fax 029-879-0471 info heas.jp <http://www.heas.jp/>  
その他 2014年11月上旬に推薦のあった者について高エネルギー加速器科学研究奨励会選考委員会で選考し, 理事会において決定する. 提出書類は「推薦書(HP掲載様式)」 「選考資料(研究業績に関する発表論文3編以内のコピー各2部)」.

■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。)

9月ユーザ名 : 14Sep

パスワード: Pieter797

10月ユーザ名 : 14Oct

パスワード: Leon677

## 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
2014年			
5月~11月	セラミックス大学2014 (CEPRO2014)	首都圏各地	69-4
9/3~5	第47回フラレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	名古屋市	69-6
9/4~6	第23回日本バイオイメージング学会学術集会「公開講座」・「学術講演会」	吹田市(大阪)	69-7
9/7~10	日本物理学会2014年秋季大会(中部大学)(領域2を除く物性)	春日井市(愛知)	日本物理学会
9/10~12	プラズマシミュレータシンポジウム2014	土岐市(岐阜)	69-8
9/11~12	第24回格子欠陥フォーラム「パワーデバイス開発のための格子欠陥評価・制御」	恵那市(岐阜)	69-7
9/11~12	第5回社会人のための表面科学ベーシック講座	東京	69-8
9/12	SPRING-8理論研究会	東京	69-9
9/18~21	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)	佐賀市	日本物理学会
9/24~25	第17回薄膜基礎講座	東京	69-8
9/24~27	Fujihara Seminar: Real-time Dynamics of Physical Phenomena and Manipulation by External Fields	苫小牧市(北海道)	69-7
9/30~10/2	スペクトロスコーピーで切り開く遷移金属化合物研究の最前線	仙台市	69-9
10/4	第19回久保記念シンポジウム「超伝導と線形応答」	東京	69-8
10/5~8	The 2nd Int. Symp. on Long-Period Stacking Ordered Structure and Its Related Materials	熊本市	69-8
10/8~11	日本物理学会2014年秋季大会(ハワイ)(核物理)	ハワイ島	日本物理学会・アメリカ物理学会合同
10/9~10	第9回高崎量子応用研究シンポジウム	高崎市(群馬)	69-9
10/15~17	第62回レオロジー討論会	福井市	69-5
10/18	物性科学シンポジウム	姫路市(兵庫)	69-9
10/19~22	第7回シリコン材料の科学と技術フォーラム2014(浜松)	浜松市(静岡)	69-5
10/21~22	多自由度電子状態と電子相関が生み出す新奇超伝導の物理	京都市	69-9
10/24	金属学会セミナー「材料における拡散—基礎および鉄鋼材料における拡散と関連現象」	東京	69-9
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4
11/4~6	第53回NMR討論会	吹田市(大阪)	69-8
11/4~12/5	国際滞在型研究会「Novel Quantum States in Condensed Matter」	京都市	69-6
11/6~8	第34回表面科学学術講演会	松江市	69-8
11/10	有機分子・バイオエレクトロニクス分科会講習会「有機半導体デバイスの界面分析の基礎と応用」	東京	69-8
11/10~11	Int. Symp. on Extended Molecular Dynamics and Enhanced Sampling: Nosé Dynamics 30 Years	東京	69-9
11/13~14	Int. Symp. on Recent Progress of Photonic Devices and Materials	神戸市	69-8
11/14	日本希土類学会第32回講演会	東京	69-8
11/16~18	第40回固体イオニクス討論会	東京	69-9
11/16~19	The 1st Int. Symp. on Interactive Materials Science Cadet Program	吹田市(大阪)	69-8
11/17	第43回薄膜・表面物理基礎講座「3Dプリンター技術の基礎と今後の発展」	東京	69-9
11/17~18	第31回量子情報技術研究会(QIT31)	仙台市	69-9
11/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(朱鷺メッセ)(領域2)	新潟市	日本物理学会, 応用物理学会, プラズマエレクトロニクス

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
11/22~24	第55回高圧討論会	徳島市	分科会, プラズマ・核融合学会 69-7
11/22~24	第35回日本熱物性シンポジウム	東京	69-7
11/24~28	4th Workshop on Quantum Simulations and Quantum Walks	KwaZulu Natal (南アフリカ)	69-6
11/24~28	2014 Int. Conf. on Artificial Photosynthesis	淡路市(兵庫)	69-7
11/25~26	分子アーキテクトニクス研究会第5回研究会	豊中市(大阪)	69-9
11/25~27	第27回国際超電導シンポジウム (ISS2014)	東京	69-9
11/26	第25回プラズマエレクトロニクス講習会~プラズマプロセスの基礎とその応用・制御技術~	東京	69-8
12/2~5	総研大アジア冬の学校 (AWS2014)	土岐市(岐阜)	69-9
12/19~21	量子エレクトロニクス研究会「バイオ・メディカルフォトンクスII (仮)」	軽井沢町(長野)	69-9
2015年			
3/21~24	日本物理学会第70回年次大会 (早稲田大学)	東京	日本物理学会
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会 (関西大学) (物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会 (大阪市立大学) (素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	大阪市	日本物理学会

## 編集後記

暫く前、とある高校でいわゆる出前授業というものをやる機会がありました。人生初めての経験でして、所属大学の担当部署から依頼が来たときはちらりとたじろぎました。取りあえず、現在の高校の教科書がどのような構成なのか、また内容なのかをチェックするために、教科書が置いてある書店に足を運んでみました。

いやあ驚きました。今はほとんどのページがフルカラーになっているんですね。中には索引までカラーにしている出版社もあり資源の無駄ではないかと思ったりもしましたが、どのページもきれいな絵や図や写真でいっぱい、紙質も非常によいです。ワクワクしつつ数冊購入しました(高校教科書等の(ほとんどのページの)フルカラー化は10年以上前に実現されていたことは後になって知りました。因みに「地学」の教科書は「宇宙」でいっぱいでした。いつから高校地学は天文学になったのか! 数式もほとんど無いし、今高校生だったら間違いなく地学をとります。「生物」は分子生物学でいっぱいでした。「化学」は苦手意識満載なので手に取らず)。

私は高校のとき使った物理の教科書(1985年製)を、ドップラー効果ってどんな式だったっけ~とか、磁力線の向きはS極からN極であってたっけ~(←間違い)とか、特に必要ないけど急に気になったときにちらりと参照するために研究室に置いているのですが、巻頭の8ページほどのカ

ラーページ以外は白黒で、改めて眺めるとなんとも味気ないです。やはりカラーはいいですね。同じ内容でも印象がまったく違います。

というわけで何が言いたいかといいますと、日本物理学会誌です。1月からかなりのページがフルカラーとなりました。すばらしいです。最初1月号が手元に届いたときは、表紙のデザインががらりと変わった(人工知能学会誌ほどのインパクトはなかったのですが)のとあわせて、おおっとうなっていました。カラー化されただけではありません。「現代物理のキーワード」が始まりました。永遠に続いて欲しい連載です。物理学的教養の涵養にうってつけのコーナーです。5月からは新シリーズもの「量子論の広がり—非局所相関と不確定性—」が始まりました。いやー楽しみです。ファインマンが「I think it is safe to say that no one understands quantum mechanics」と言った量子力学の根幹が見えてくるかもしれません。期待大です。ここまで本誌を進化させてこられた諸先輩編集委員の方々には頭が下がる思いでいっぱいです(インパクトがなかったなどと書いてすみません)。

というわけで、本年4月から編集委員となり、本誌がさらにすばらくなるよう微力ながら貢献できたらと思っている今日この頃です。因みに、まだ編集委員会には2回しか出席しておらず、ほとんど編集委員としての仕事をしておりません。仕事の仕方もよく分かっておりません。今までの文が人ごとっぽいのも無理ありません。今後

精進致します!

最後に、日本物理学会ホームページの会員専用ページから、2012年1月号からですがpdf化した学会誌をダウンロードできるようになっています。是非ともお手持ちのスマホ、タブレット等にダウンロード頂きまして「いつも傍らに日本物理学会誌」ライフを楽しみましょう。

桑本 剛<

## 編集委員

宮下 精二(委員長), 森川 雅博, 井岡 邦仁, 石岡 邦江, 今村 卓史, 岡田 邦宏, 沖本 洋一, 加藤 岳生, 角野 秀一, 桑本 剛, 小島智恵子, 関 和彦, 岸根順一郎, 高須 昌子, 常定 芳基, 長谷川修司, 松尾 泰, 松本 重貴, 水崎 高浩, 南 龍太郎, 望月 維人, 野口 博司, 李 哲虎, 目良 裕, 山本 隆夫, 渡邊 康, 平野 哲文, 板橋 健太, 藤山 茂樹(支部委員)

奥西 巧一, 黒岩 芳弘, 小山 晋之, 酒井 彰, 中村 光廣, 野村 清英, 前田 史郎, 松井 広志, 水野 義之, 山崎 祐司

## 新著紹介小委員会委員

平野 哲文(委員長), 大江純一郎, 片山 郁文, 桂 法称, 加藤 進, 小芦 雅斗, 合田 義弘, 郡 宏, 長谷川秀一, 廣政 直彦, 間瀬 圭一, 宮原ひろ子, 三輪 光嗣, 山本 貴博

(p. 670 より続く)

## Progress of Theoretical and Experimental Physics Vol. 2014, No. 6, 2014

### Special Section CMB Cosmology

Editorial.....	Hideo Kodama
Introduction to temperature anisotropies of Cosmic Microwave Background radiation.....	Naoshi Sugiyama
Results from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe .....	Eiichiro Komatsu and Charles L. Bennett (on behalf of the WMAP science team)
Inflation: 1980–201X.....	Jun'ichi Yokoyama
Distinguishing between inflationary models from cosmic microwave background.....	Shinji Tsujikawa
Primordial non-Gaussianity and the inflationary Universe .....	Tomo Takahashi
Impacts of precision CMB measurements on particle physics .....	Kazunori Nakayama
CMB spectral distortions and energy release in the early universe .....	Hiroyuki Tashiro
Cosmology from weak lensing of CMB.....	Toshiya Namikawa
CMB foreground: A concise review.....	Kiyotomo Ichiki
The integrated Sachs-Wolfe effect and the Rees-Sciama effect .....	Atsushi J. Nishizawa
Cosmological and astrophysical implications of the Sunyaev-Zel'dovich effect.....	Tetsu Kitayama
The Dark Ages of the Universe and hydrogen reionization	

.....Aravind Natarajan and Naoki Yoshida

### Letters

#### Theoretical Astrophysics and Cosmology

IceCube PeV-EeV neutrinos and secret interactions of neutrinos .....	Kunihito Ioka and Kohta Murase
---	--------------------------------

### Papers

#### Theoretical Particle Physics

Minimal fine tuning in supersymmetric Higgs inflation .....	Takumi Imai and K.-I. Izawa
Lattice energy-momentum tensor from the Yang-Mills gradient flow— inclusion of fermion fields.....	Hiroki Makino and Hiroshi Suzuki
Comments on multibrane solutions in cubic superstring field theory .....	E. Aldo Arroyo
Non-Abelian Chern-Simons actions in three-dimensional projective superspaces.....	Masato Arai and Shin Sasaki
$\mu$ term and supersymmetry breaking from 6D theory .....	Yuki Adachi, Naoyuki Haba, and Toshifumi Yamashita

#### Experimental Particle Physics

Search for inelastic WIMP nucleus scattering on $^{129}\text{Xe}$ in data from the XMASS-I experiment.....	H. Uchida et al.
---	------------------

#### Nuclear Physics

Analysis of the triaxial, strongly deformed bands in odd-odd nucleus $^{164}\text{Lu}$ with the tops-on-top model .....	Kazuko Sugawara-Tanabe, Kosai Tanabe, and Naotaka Yoshinaga
---	--

#### Theoretical Astrophysics and Cosmology

Dark radiation from a unified dark fluid model .....	Chao-Qiang Geng, Lu-Hsing Tsai, and Xin Zhang
---	---

### 本誌の複写をご希望の方へ

日本物理学会は、本誌掲載著作物の複写に関する権利を（一社）学術著作権協会（以下、学著協）に委託しております。

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、学著協より許諾を受けて下さい。

※企業等法人で、（公社）日本複製権センター（学著協が社内利用目的複写に関する権利を再委託している団体）と包括複写許諾契約を締結している場合を除く（社外頒布目的の複写については、学著協の許諾が必要です）。

※複写以外の許諾（著作物の転載等）に関しては、学著協に委託しておりません。

直接、日本物理学会（E-mail: [pubpub\\_jps.or.jp](mailto:pubpub_jps.or.jp)）へお問合せ下さい。

※日本国外における複写について、学著協が双務協定を締結している国・地域においてはその国・地域のRRO（海外複製権機構）に、締結していない国・地域においては学著協に許諾申請して下さい。

権利委託先 一般社団法人学術著作権協会  
〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル3F  
Fax: 03-3475-5619 e-mail: [info\\_jaacc.jp](mailto:info_jaacc.jp)

日本物理学会誌 第69巻 第9号（平成26年9月5日発行）通巻780号

©日本物理学会 2014

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

白勢祐次郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3-8-8

株式会社 国際文献社

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

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。