

- 量子コンピュータと光周波数標準
- 超弦理論の主役 Dブレーン
- 小特集「量子もつれ」
- 地球型惑星の内部進化

NO.

12

2014 | VOL.69

B U T S U R I  
日本物理学会誌



©1982 CERN



日本物理学会 | [www.jps.or.jp](http://www.jps.or.jp)

# 物理学会の財政

川村 光 〈会計担当理事〉

小生、昨年4月から、物理学会の会計理事を務めさせていただいています。それまでは物理学会の本部業務とはほとんど全く縁がない一会員だったのですが、斯波前会長からのお声掛けもあり、晴天の霹靂に近い形で、物理学会の主として会計関係の業務に携わることになりました。早いもので、それから、もう1年半以上が経ちます。理事会というのも、その時から初めて出席させていただきましたが、会長をはじめとする理事・監事の皆さん方には、全くのボランティアであるにもかかわらず、本当に長時間にわたって熱を込めた議論を展開されるのを目の当たりにし、大変感銘を受けました。

さて、まずは少し仕事の話です。実は、物理学会はここ数年かなり大幅な赤字が続いています。就任当初は必ずしも認識していなかったのですが、そのような巡り合わせに出会ったため、結果的には、物理学会の赤字状況の検討とその対策に頭を悩ませる1年間となりました。昨2013年度は理事会のもとに設置された「財政問題検討ワーキンググループ」、本2014年度は「財政問題対策ワーキンググループ」を主舞台として、さらに最終的には理事会の場で、財政問題に関する様々な検討と議論を行ってきました。その結果、過去30年間にわたって据え置かれてきた年会費についても、2016年1月からスタートする2016会計年度より、過去の消費増税分に対応した一律1,000円の値上げを会員の皆様にお願ひせざるを得ない状況です。会誌8月号誌上に会計理事の連名で「物理学会の財政状況について」という説明記事を書きましたので、詳しくはそちらをご覧ください。今回お願ひする会費値上げは赤字対策の一環として行わせていただくものです。理事会では、今回お願ひする会費値上げ以外にも、赤字の原因の一つとなっているJPSJ (Journal of

the Physical Society of Japan) の赤字解消策や、年次大会・秋季大会の収支改善策等を、サービス向上とも抱き合わせた形で講じつつあります。それぞれの問題については、これまでの巻頭言でも、各理事の方から説明、話題提供がありましたので、ご参照いただければと思います。

この他にも、理事会では、現行の会員とは別に、「会友」制度の導入を進めつつあります。現状では、一旦会員になった大学院生(大学院生の会費割引が受けられる)についてもその相当部分が、就職等で卒業するとともに物理学会を退会されていきます。これは、会費収入減という財政面からのみならず、物理学会と社会との接点を広く保つという意味からも、大変もったいない話です。今回導入を進めつつある「会友」制度では、物理学会を退会される大学院生の会員について、退会時に希望があれば、以後大学院生割引の会費に比べても大幅な割引となる会友料金を「会友」として物理学会との縁を保っていただき、例えば毎号の物理学会誌の電子版が閲覧できるといった各種サービスが受けられるというものです。2017年1月よりスタートする2017年度からの導入を目指していますので、現在大学院生でこの制度に該当しそうな会員の皆様方は、是非検討してみてください。会友制度の詳細については、今後も、継続してアナウンスさせていただく予定です。

さて、もしこれらの施策が着実に実行できれば、毎年の予算・決算においても収支がほぼバランスしたところまでは持っていけるのではないかと、会計理事としては期待しております。皆様方のご理解とご協力をお願ひする次第です。

というわけで、会費値上げは避けて通れないステップと理解していますが、マア誰にとってもあまり心楽しい話で

はありませんよね。それで、最後に、少し大きい話をさせていただきます。このような時代と世相なのですが、日々物理の探求に励む研究者あるいは物理学を志す人々の拠り所としての物理学会の重要性は、このような中でこそ、今後ますます高まっていくのではないのでしょうか？ 物理学会が、その自由闊達な雰囲気と学問の自由と独立性を保ち、次の世代につなげて行くことが今ほど求められている(そして、そのこと自体が相当の困難を伴う)時代はなかったかもしれません。例えば最近のSTAP細胞の騒ぎなどを見るにつけ、科学の行く末に漠然とした不安を覚えるのは、多分小生ばかりではないでしょう。物理学にとっても、他人事ではありません。我々は、今、危機の上にいるように思います。そういう意味でも、自然科学の最も基礎的部分を担っている我々物理学者は、ある種の「使命」を帯びているのではないのでしょうか。そして、そのような物理学会に課された「使命」を果たしていく上で何よりの前提となるのが、その財政基盤を安定化させることだと思います。「何だ、いきなり金の話に戻るのかよ」と思われるかもしれませんが、しっかりした財政基盤の上に自立してこそ、物理の各フロンティアでの先端的研究の展開から始まり、最も基礎的な部分を担う科学者として広い視野の下での科学者コミュニティや社会に向けての発信、次代を担う若者の育成と教育といった諸々の事柄が、真の意味での現実味と実質を帯びてくるのだと思います。

赤字と会費値上げという辛気臭い話から入った割には、最後は、ちょっと大風呂敷気味の話になりました。物理学と物理学会が、自由、活発で健全な科学と社会の背骨の役割を果たせるならば、こんなに素晴らしいことはないでしょう。

(2014年8月27日原稿受付)

巻頭言 Preface

物理学会の財政

Finance of the Physical Society of Japan

川村 光 …… 827

Hikaru Kawamura

現代物理のキーワード Trends

量子コンピュータと光周波数標準

Quantum Computer and Optical Clocks

早坂和弘 …… 830

Kazuhiro Hayasaka

超弦理論の主役 Dブレーン—ゲージ場の理論と超弦理論の接点—

D-Branes in Superstring Theory

寺嶋靖治 …… 832

Seiji Terashima

小特集「量子もつれ」 Quantum Entanglement

はじめに

Foreword

834

ベル不等式：その物理的意義と近年の展開

Bell's Inequality: Its Significance in Physics and Recent Ramifications

筒井 泉 …… 836

Izumi Tsutsui

量子もつれの基礎および量子情報や物理との関係

Basics of Quantum Entanglement for Quantum Information and Physics

井元信之 …… 845

Nobuyuki Imoto

多様な量子もつれの実現と新たな応用

Various Types of Quantum Entanglement and Their Emerging Application

竹内繁樹 …… 852

Shigeki Takeuchi

交 流 Interdisciplinary

地球型惑星の内部進化：火星からスーパー地球まで

The Mantle Evolution in Terrestrial Planets: From Mars to Super-Earths

小河正基 …… 860

Masaki Ogawa

最近の研究から Researches

単一光子による決定論的な量子状態スイッチング

Deterministic Switching of a Superconducting Qubit by a Single Microwave Photon

越野和樹, 猪股邦宏, 中村泰信, 山本 剛 …… 870

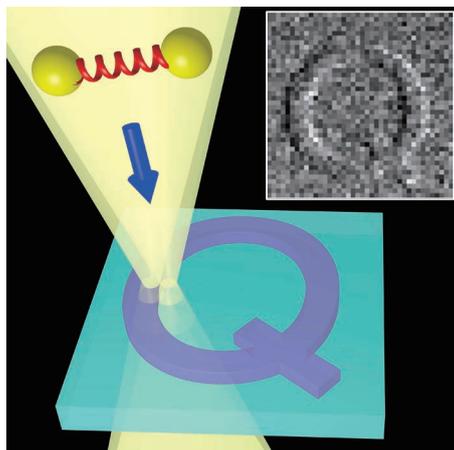
Kazuki Koshino, Kunihiko Inomata, Yasunobu Nakamura and Tsuyoshi Yamamoto

実験データからピークの数推定するには？—スペクトル分解とベイズ統計—

How Can the Number of Peaks be Estimated from Experimental Data?—Spectral Deconvolution and Bayesian Statistics—

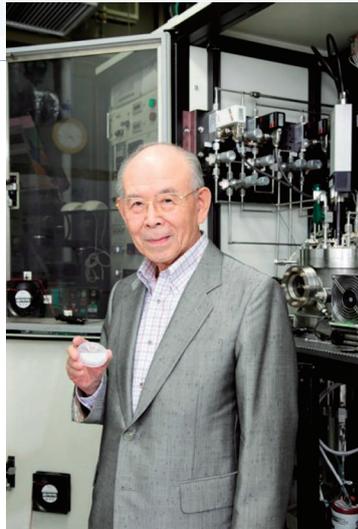
永田賢二, 杉田精司, 佐々木岳彦, 岡田真人 …… 876

Kenji Nagata, Seiji Sugita, Takehiko Sasaki and Masato Okada



小特集「量子もつれ」(多様な量子もつれの実現と新たな応用)

量子もつれ光子対は、量子コンピュータや量子通信のほかに、計測分野への応用も期待されています。最近、量子もつれ状態にある光子対を光源に利用した微分干渉顕微鏡、「量子もつれ顕微鏡」を実現しました。



学界ニュース (2014年ノーベル物理学賞に赤崎勇, 天野浩, 中村修二の3氏)

2014年のノーベル物理学賞を受賞された赤崎勇名誉会員。赤崎先生の手には持たれているのは、赤崎先生・天野先生が実現されたサファイア基板上に低温バッファ層を介して作製したGaNの結晶です。また、背景はその結晶を作るための有機金属化合物気相成長装置です。(名城大学提供)

<b>JPSJの最近の注目論文から</b>	8月の編集委員会より	安藤恒也 …… 881
<b>学界ニュース</b>	2014年ノーベル物理学賞に赤崎勇, 天野浩, 中村修二の3氏	佐藤勝昭 …… 884
	Hermann Weyl Prize 2014: 立川裕二氏	江口 徹 …… 886
	第14回素粒子メダル: 萩原 薫氏, 日笠健一氏	大河内 豊 …… 886
	第18回久保亮五記念賞: 笹本智弘氏	西森秀稔 …… 886
		888
<b>新著紹介</b>		890
<b>男女共同参画推進委員会だより</b>		891
<b>掲示板</b>	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	894
<b>行事予定</b>		897
<b>会告</b>	■2014年会費未納の方へお知らせ ■2015年分(2015年1月~12月)会費自動振替の実施について ■賞および研究助成の候補者の募集について ■第70回年次大会の宿泊・交通等の案内(今回は旅行業者による取扱いはありません) ■第11回Jr.セッションの開催 ■第70回年次大会会場における託児室の設置について ■第70回年次大会の参加登録・講演概要集(Webアクセス権および記録用DVD版)購入のご案内(講演申込者以外の方への案内です) ■第70回年次大会講演概要集原稿の書き方および提出について ■2014年11月1日付新入会者	893
<b>本会記事</b>	■2014年秋季大会 ■2014年秋季大会の忘れ物 ■日本物理学会 第9回若手奨励賞受賞者46名(五十音順)	906
<b>本会関係英文誌目次</b>		i
<b>第69巻(2014)総目次</b>		vii
	<b>主題別索引・著者索引・新著紹介原著者索引</b>	



### 表紙の説明

ベル不等式とその実験的な検証方法について、黒板をつかって議論をしているベル(John Stewart Bell, 1928-1990)。1982年にCERNを訪問した時の写真と推測される(写真提供: CERN)。ベルは1964年に出版した論文において、「実在性」と「局在性」の両方を有する理論では、必ずベル不等式と呼ばれる不等式を満たさなければいけないことを示した。量子力学が正しければ、ベル不等式が破れることが示される。黒板に書かれている不等式はベル不等式、等式は量子力学の結果をそれぞれ表し、下の図はベル不等式を検証するための実験の模式図である。ベル不等式は量子情報理論の基礎を与える重要な概念である。ベル不等式論文の出版から50周年の節目にあたって、会誌編集委員会では「量子もつれ」小特集を企画した。3名の著者(筒井泉氏, 井元信之氏, 竹内繁樹氏)による解説記事が本号に掲載されている。

# 量子コンピュータと光周波数標準

Keyword: 量子論理分光

## 1. はじめに

現在、国際単位系の時間基準（一秒）は、セシウム原子基底状態超微細構造間のマイクロ波遷移（約9.2 GHz）によって定義されている。近年、光周波数領域（ $10^{14}\sim 10^{15}$  Hz）の遷移を利用した原子時計の不確かさがセシウム原子時計のそれを凌駕するようになってきており、2019年以降に一秒の再定義が予定されている。光周波数標準の有力な候補として、冷却中性原子集団による光格子時計と、イオントラップ中の冷却イオンによる単一イオン光周波数標準が相補的な関係を保ちながら発展してきた。特に後者では、アメリカ国立標準技術研究所（NIST）のグループによって「量子論理分光」が開発され、アルミニウムイオン遷移周波数を  $10^{-18}$  台の不確かさで決定するにまで至っている。この貢献によりワインランド（David J. Wineland）が2012年のノーベル物理学賞を受賞したことは記憶に新しい。本稿では量子論理分光の背景、概要とその応用について述べる。

## 2. 単一イオン光周波数標準

$\text{Al}^+$  光周波数標準の基本となる単一イオン光周波数標準はデーメルト（Hans G. Dehmelt）により1982年に提案された。<sup>1)</sup> この提案では、イオントラップ中でレーザー冷却された単一イオンの吸収スペクトル中心にレーザー周波数をフィードバック制御して正確な光周波数を生成する。このレーザーは正確な一秒を生成するので時計レーザーと呼ばれる。静止した単一イオンの使用により、熱運動によるドップラーシフトの消失と長時間観測による狭スペクトル線幅が可能となる。また、周波数シフトが小さいアルカリ土類金属型電子配置イオン種（ $\text{Al}^+$ ,  $\text{In}^+$  等）の使用により、18桁の周波数精度が予想された。同提案では、時計レーザーでイオンが長寿命準位に励起された確率を計測する方法として電子シェルビング法（electron shelving）と称される量子状態観測法が用いられる。デーメルトが想定するエネルギー準位構造を図1(a)に示す。 $|\downarrow\rangle_C - |\uparrow\rangle_C$  遷移に共鳴する時計レーザー照射でイオンには重ね合わせ状態  $\alpha|\downarrow\rangle_C + \beta|\uparrow\rangle_C$  が生成され、 $|\beta|^2$  が最大となるようにレーザー周波数を制御する。短寿命の  $|\downarrow\rangle_C - |aux\rangle$  遷移に共鳴する検出レーザーの照射により、イオンは  $|\downarrow\rangle_C$  か  $|\uparrow\rangle_C$  に射影される。イオンが  $|\downarrow\rangle_C$  に射影された場合、図1(b)のように検出レーザーにより蛍光光子が繰り返し発生する。イオンが  $|\uparrow\rangle_C$  に射影された場合には、図1(c)のように蛍光光子は発生しない。この蛍光光子の有無により効率ほぼ100%で単一イオンが励起されたか否かという1ビットの

データを計測し、その統計から時計遷移スペクトルを計測する。この電子シェルビング法の特徴は、単一光子吸収を多数の蛍光光子発生の有無に変換するという一種の増幅効果にある。

## 3. 量子論理分光

電子シェルビング法は高効率量子状態観測法として、冷却イオン量子コンピュータ等の量子情報の研究でも広く用いられる。<sup>2)</sup> しかしながら、これを適用できるのは、(1) 繰り返し蛍光光子発生を行う閉じた検出遷移を持つこと、(2) 検出遷移を励起するコヒーレント光が発生可能であること、という条件を満たすイオン種に限られる。デーメルトの提案後、単一イオン光周波数標準として実際に研究が行われたのはアルカリ金属型電子配置イオン種（ $\text{Be}^+$ ,  $\text{Mg}^+$ ,  $\text{Ca}^+$  等）であった。これらの検出遷移用光源が直接のレーザー発振や波長変換により比較的簡単に準備できるのに対し、アルカリ土類金属型電子配置イオン種の検出遷移は真空紫外域（200 nm 以下）に存在しており、コヒーレント光の発生が技術的に困難である。 $\text{Al}^+$  の場合、超狭線幅（8 mHz）の時計遷移波長（267 nm）がレーザー高調波として発生可能であるものの、検出遷移が167 nmに存在するため電子シェルビング法を用いた光周波数標準は実現できなかった。

電子シェルビング法が適用不可能なイオン種に対して、電子シェルビング法が適用できる別のイオン種を同時にトラップして検出器として用いる分光法がワインランドらにより2002年に提案された。<sup>3)</sup> 観測したいのは時計レーザーを照射した後のイオン（以下、「時計イオン」と呼ぶ）の量子状態  $\alpha|\downarrow\rangle_C + \beta|\uparrow\rangle_C$  である。この量子状態を図2に示す以下の手順で検出用イオン（以下、「論理イオン」と呼ぶ）の量子状態  $\alpha|\downarrow\rangle_L + \beta|\uparrow\rangle_L$  にコヒーレントに転写する。(1) 時計イオンと論理イオンをイオントラップにロードし、量子化された重心振動モード（周波数  $\omega_c$ ）をレーザー冷却により基底状態  $|0\rangle_m$  まで冷却する。(2) 時計イオンに時計レーザーを照射して量子状態  $\alpha|\downarrow\rangle_C + \beta|\uparrow\rangle_C$  を生成する。(3) 時計イオンに、遷移周波数（ $\omega_c$ ）より  $\omega_c$  だけ低い周波数（ $\omega_c - \omega_c$ ）のレーザーパルス照射する。照射時間の調整により時計イオン量子状態を重心振動モードの量子状態  $\alpha|0\rangle_m + \beta|1\rangle_m$  に写すことができる。(4) 論理イオンに遷移周波数（ $\omega_L$ ）より  $\omega_c$  だけ低い周波数（ $\omega_L - \omega_c$ ）のレーザーパルス照射すると、重心振動モードの量子状態が論理イオンの量子状態  $\alpha|\downarrow\rangle_L + \beta|\uparrow\rangle_L$  に写される。このようにして

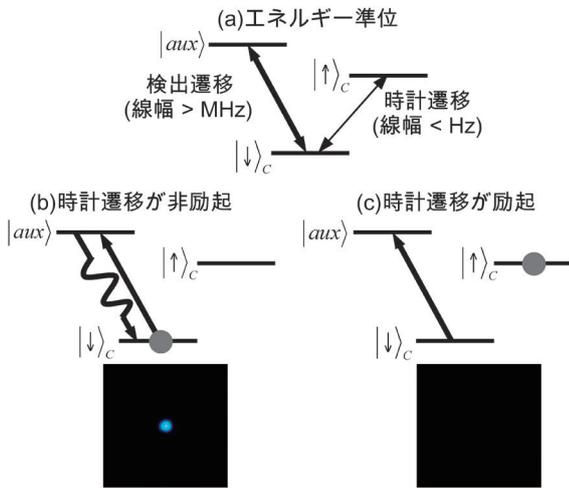


図1 デーメルトの電子シェルビング法によるイオン量子状態の観測。(a) エネルギー準位構造。(b) 時計遷移が非励起の際、検出遷移レーザーによりイオンは多数の蛍光光子を放出する。(c) 時計遷移が励起された際、イオンは蛍光光子を放出しない。写真は微弱光カメラにより撮影したカルシウムイオン。

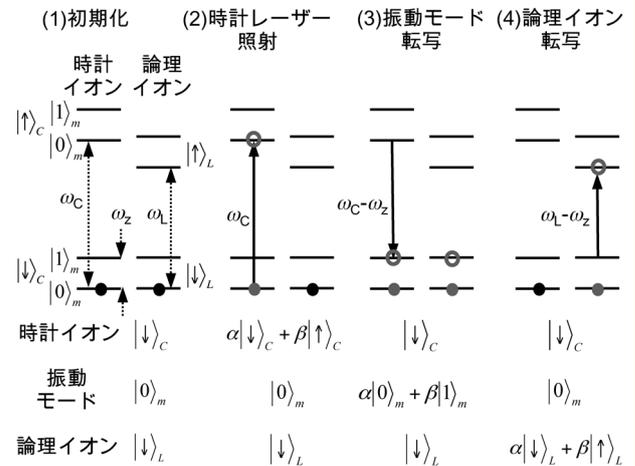


図2 量子論理分光法概要。イオンへの操作を上欄に、イオンの量子状態変化を下欄に示す ( $\alpha$ を●、 $\beta$ を○で示した)。詳細は本文を参照されたい。

論理イオンの量子状態へと写し取った時計イオンの量子状態に対して電子シェルビング法を適用することにより、時計イオンの吸収スペクトルが計測できる。

この分光法は2005年にAl<sup>+</sup>、Be<sup>+</sup>を用いて実証された。<sup>4)</sup>このとき、量子状態の転写過程がコヒーレントであることもラムゼイ分光法により実証している。ここで扱っている量子状態は二準位系の量子重ね合わせ状態、すなわち「量子ビット」である。複数イオンの量子ビット操作を、量子化されたイオンの重心振動モードを介して行う手法は、冷却イオン量子コンピュータの思想をそのまま分光法に応用したものであり、<sup>2)</sup>「量子論理分光 (Quantum Logic Spectroscopy; 以下 QLS と呼ぶ)」と呼ばれている。

#### 4. 量子論理分光の応用

QLSの光周波数標準への実装は、Al<sup>+</sup>を時計イオン、Be<sup>+</sup>を論理イオンとして2008年に実現し、単一Hg<sup>+</sup>光周波数標準との比較で $2.3 \times 10^{-17}$ の不確かさが報告された。<sup>5)</sup> <sup>27</sup>Al<sup>+</sup>に対して論理イオンを<sup>9</sup>Be<sup>+</sup>から<sup>25</sup>Mg<sup>+</sup>に変更し、質量差による冷却効率を改善した実験では $8.6 \times 10^{-18}$ の確度が報告され、現在、最も正確な光周波数計測の報告となっている。<sup>6)</sup> この不確かさは、イオン周辺の温度分布による黒体輻射電場によるACシュタルクシフトと不十分な冷却による二次ドップラーシフトにより制限されており、更なる改善が可能とされる。NIST以外の複数グループによりAl<sup>+</sup>、In<sup>+</sup>への実装が試みられている。

QLSにより実現する18桁の確度は精密計測のツールと

して期待される。実験室で動作する二台のAl<sup>+</sup>光周波数標準の一台を33 cm上昇させると、一般相対性理論の予言する $4.1 \times 10^{-17}$ の周波数増加が観測された。<sup>6)</sup> 平均速度10 m/s以下で運動するAl<sup>+</sup>の特殊相対性理論による周波数減少も観測された。<sup>6)</sup> 基礎物理定数時間変化の実験室での検証には、微細構造定数 $\alpha$ の変化に対して依存性が異なる原子種の遷移周波数の精密計測が有力とされている。 $\alpha$ 依存性の小さいAl<sup>+</sup>と大きいHg<sup>+</sup>を用いた一年を超える17桁の周波数計測により $\dot{\alpha}/\alpha$ の予備的な計測が行われ、 $\alpha$ の時間変化が無いことを示唆する結果が得られている。<sup>5)</sup>

#### 5. おわりに

原子集団を用いる光格子時計に対して、単一イオンを用いるイオン光周波数標準は確度に優れるとされてきた。Al<sup>+</sup>はその象徴的な存在であったが、確度がそれを超える光格子時計が報告され始めている。新たな局面に入った一秒の再定義へ向けた研究開発競争の進展が非常に興味深い。

#### 参考文献

- 1) H. Dehmelt: IEEE Trans. Instrum. Meas. **IM-31** (1982) 83.
- 2) J. I. Cirac and P. Zoller: Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4091.
- 3) D. J. Wineland, et al.: in Proc. of the 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology, ed. P. Gill (World Scientific, Singapore, 2002) pp. 361-368.
- 4) P. O. Schmidt, et al.: Science **309** (2005) 749.
- 5) T. Rosenband, et al.: Science **319** (2008) 1808.
- 6) C. W. Chou, et al.: Science **329** (2010) 1630.

早坂和弘 (情報通信研究機構)

(2013年11月20日原稿受付)

# 超弦理論の主役 D ブレーン

## —ゲージ場の理論と超弦理論の接点—

**Keyword:** D ブレーン

D ブレーンは、超弦理論<sup>\*1</sup>の研究において、双対性の研究以降、常に主役であった。特に、ハドロン物理、凝縮系物理等とも関係の深い AdS/CFT 対応に関係して、近年の超弦理論の研究を理解するうえで欠かせないものである。この D ブレーンとは何か、そして、超弦理論の非摂動的な理解に、いかに重要な役割を果たすのかを以下で説明したい。

まず、弦理論がどのようなものかを説明する。場の理論は、(摂動的には)時空を伝搬する粒子によって記述されるが、摂動的な弦理論は、閉弦と呼ばれる端を持たないひもでこの粒子を置き換えたものである。ここで、摂動論は場の理論のほんの一側面しか記述できないことを思い出すと、弦理論においても非摂動的な理解が重要であることがわかる。しかし、D ブレーンの理解が進む以前は、非摂動的には弦理論はほとんど何も理解されていなかった。

### 1. D ブレーンとは？

D ブレーンとは何か？ まず、ブレーンとは、空間的な広がりを持った物体の総称で、粒子、ひも、膜などを含む。D ブレーンは、弦理論において、「弦が端をもてる物体」というのが一つの定義と言って良い。<sup>\*2</sup>つまり、D ブレーン上では、弦が切れて端を持つことができる。しかし、この定義からは、そもそもなんでそんなものを考えるのかわからないだろう。そこで、これから、全く違う観点から D ブレーンを導入する。

弦理論に限らない一般的な話として、作用が与えられた時、対称性と、それに伴う保存量を考察することは重要であろう。決まった保存量を持つ粒子のうち、最小の質量を持つものは当然安定である。例えば、素粒子標準模型でいえば、十分低エネルギーで残る対称性は電磁気学におけるゲージ対称性であり、安定な粒子は電荷を持つ電子(や磁荷を持つ磁気単極子)である。

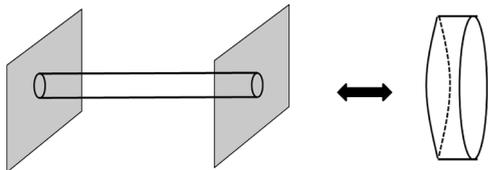


図1 (左)開弦が、D ブレーンから放出されて、時空を伝搬した後、他のD ブレーンに吸収される様子 (tree level のファインマン図)。 (右) この図は、開弦が一周回って戻ってくる様子 (1-loop 図) だと解釈しても良いはず。経路積分では、全ての可能な伝搬の仕方が現れることに注意。

超弦理論では、この電子に対応するものはあるだろうか？ まず、どのような保存量があるかを考えよう。閉弦は、その振動のパターンにより様々な粒子とみなせるが、エネルギーが非常に小さい状態だけを考えると、質量ゼロの粒子と見なして良い。この粒子は10次元の超対称性を持ったある重力理論(超重力理論)で記述されることが弦の摂動論からわかる。<sup>\*3</sup>この超重力理論は時空のメトリックの他に、 $B_{\mu\nu}$ ,  $A_\mu$ ,  $A_{\mu\nu\rho}$  のような反対称化された添え字を持つ場を含む。これは、電磁気のゲージポテンシャルの高次元への一般化のようなものであるが、ベクトルであった電磁場から、反対称テンソルに一般化されている。このような場もゲージ対称性を持つため、保存量が定義される(簡単のため、以後、電荷と呼ぶ)。しかし、ガウスの法則も反対称テンソルで置き換わったものになるため、電荷を持つ物体は、粒子から、高次元に広がったブレーンに置き換わる。<sup>\*4</sup>

D ブレーンとは、 $B_{\mu\nu}$  以外のゲージポテンシャルに対応する荷電ブレーンのことである。<sup>\*5</sup>電子の例のように、D ブレーンも電荷を持つ安定な状態であり、超弦理論で重要な役割を果たすことが予想される。ここで、最小の電荷を  $q$  とした時に、電荷  $Nq$  を持つブレーンの系は、 $N$  枚の D ブレーンがあると見なせる。実は、互いに離れた平行な  $N$  枚の D ブレーンは、電荷による斥力(クーロン力)と引力(重力)がちょうど釣り合うために安定な配位となる。<sup>\*6</sup>

この D ブレーンは、超重力理論では、荷電ブラックホール解の高次元での類似物として(非常に多くの D ブレーンが集まった場合は)記述される。しかし、この超重力理論による低エネルギーでの古典的な記述だけでは、D ブレーンについてほとんど何もわからない。

次に、この D ブレーンが弦の摂動論ではどう見えるかを考えてみよう。まず、超重力理論の作用を見る。すると、D ブレーンの単位体積当たりのエネルギーは、閉弦の相互作用の強さ  $g$  に反比例することがわかる。これと重力定数が  $g^2$  に比例することから、D ブレーンの「厚み」は、 $g$  に比例することもわかる。弦の摂動論は  $g$  を無限小として展

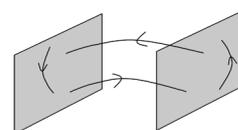


図2  $N$  枚の D ブレーンがある場合、 $N \times N$  種類の開弦が存在する様子を  $N=2$  として描いた図。(ある時間で止めた様子を描いている。)

開するので、Dブレーンは厚さがなく、さらに、無限に重いことから、固定された背景(外場)と見なせるようになる。この外場は質量を持つので、重力子、つまり、閉弦の放出源となっているはずである。この様子が図1左で描かれているが、この図は弦がDブレーン上で端を持っているということの意味する。(これは、図1左を連続的に動かして得られる図1右を見るとわかりやすい。)さらに、適切な境界条件を弦の端で課せば、図1の寄与が消えて、重力と高次元化されたゲージ場の寄与が釣り合っていることがわかる。つまり、電荷を持ったブレーンは、摂動的には弦が端を持てる厚さを持たない背景として記述される。<sup>1)</sup>

この端を持つ弦(開弦)の摂動論からは、質量ゼロの場として通常のゲージ場がDブレーン上に局在して存在することがわかる。特に、 $N$ 枚のDブレーンは、ゲージ群を $U(N)$ とする非可換ゲージ理論で(低エネルギーでは)記述されることがわかる(図2参照)。ここで重要なことは、摂動論から導出されたにも関わらず、非可換ゲージ理論自体は非摂動的に定義され得ることである。

## 2. Dブレーンの有用性

結局、電荷を持った安定なDブレーンは、低エネルギーでは(非摂動的に)非可換ゲージ理論で記述される。超弦理論とゲージ場の理論の間のこの具体的な結びつきがDブレーンによって与えられたことから、これまでに多くの重要な結果が得られている。

1. ブラックホールのエントロピーの統計力学的な導出: ゲージ理論でエントロピーを計算することにより、Dブレーンの二つの見方を使って、地平面の面積に比例するブラックホールのエントロピーが統計力学的に導出された。

2. AdS/CFT対応: 上の考察をさらに深めることにより、ある共形不変なゲージ場の理論とある重力理論が同じものだとするAdS/CFT対応が発見された。これは、低エネルギー有効理論を考えることが、(高次元に広がった)ブラックホールを用いた記述では地平面近傍(AdS空間となる)を考えることに対応することから導かれる。

3. 弦理論の双対性: 理論の間の同等性を意味する双対性は、対称性とその電荷を持つものが正確に対応するかをまず確かめる必要がある。そのため、弦理論の双対性の発見に関して、荷電Dブレーンは決定的な役割を果たす。

4. 場の理論の厳密な解析: 弦理論の双対性を使うことにより、超対称ゲージ場の理論の厳密な解析が超弦理論を使うことで行えることがある。

5. 素粒子現象論の模型: Dブレーン上には非可換ゲージ場がいるため、ブレーンを使った標準模型を含み得る模型を考えることができ、様々な新しい可能性が示唆さ

れた。

6. 非可換幾何: 実は、複数のDブレーンを考えると、ゲージ場だけでなくDブレーンの位置を表す座標も一般には行列となるため、非可換幾何と関係する。

他にも数学への応用等の様々な重要な結果がある。また、これまでは安定なDブレーンを考えてきたが、Dブレーンとその反対の電荷を持った反Dブレーンの組を考えることもできる。(電子-陽電子系のようなもの。)このような、安定でないDブレーンの系についても興味深い結果がある。<sup>\*7)</sup>

## 3. おわりに

超弦理論の摂動論を超えた研究は、試行錯誤を繰り返しながら現在まで発展を続けている。その中で、Dブレーンは主役であり続けた。しかし、現在の我々の超弦理論の理解は、木を見ているだけで、森を見ることができていないという印象が強い。今後、Dブレーンを通じて、まだまだ多くの驚きが超弦理論の研究から与えられると期待したい。

最後に、Dブレーンの参考文献としては、弦理論の教科書でもある文献2が良いだろう。日本語で書かれたDブレーン参考文献としては、例えば文献3がある。

### 参考文献

- 1) J. Polchinski: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4724.
- 2) J. Polchinski: *String Theory* (Cambridge Univ. Press, 1998).
- 3) 太田信義:『超弦理論・ブレイン・M理論』(シュプリンガー・ジャパン, 2002); 橋本幸士:『Dブレーン—超弦理論の高次元物体が描く世界像』(東京大学出版会, 2006); 今村洋介:『超弦理論の基礎—弦とブレーンの導入から』(サイエンス社, 2011).

寺嶋靖治(京都大学基礎物理学研究所)

(2014年2月19日原稿受付)

\*1 超弦理論は、量子重力や非可換ゲージ場の理論等は無矛盾に含むと考えられている理論であり、標準模型を超える素粒子現象論の有力な候補として、また、強結合の場の理論の解析、数学への応用等、非常に興味深い理論である。しかし、超弦理論の摂動的な「定義」は存在するが、摂動を超えたきちんとした「定義」として確定したものはない。従って、現在のところ、超弦理論とは、摂動的弦理論を含むように理論を整合的に構成しようとする試みであるとも言える。もちろん、この整合性の条件は非常に強く、我々の想像をはるかに超える非自明な理論が存在することが専門家の間では信じられている。

\*2 具体的にどのようなDブレーンが存在できるかは、理論が整合的になることから決める。

\*3 ここでは話を具体的にするため、平坦な10次元時空上のIIA型超弦理論と呼ばれるもの考える。

\*4 ブレーンの広がっている時空間(時間方向も含めた)次元はゲージポテンシャルの添え字の数と同じ。

\*5  $B_{\mu\nu}$ は、弦自体が持っている電荷に対応する。また、電荷の最小の値は理論の整合性から決まるので、最小電荷、最小エネルギーを持つブレーンを考えることができる。これは超対称変換の一部を保つ。

\*6 これは超対称性が残るためである。

\*7 一例をあげると、あらゆるDブレーンを組み合わせた系を考えたとしても、次元が決まった(例えば粒子的な)Dブレーンと反Dブレーンの束縛状態と見なせることが知られている。これは、Dブレーン上のゲージ場を介して、K理論、Kホモロジーと呼ばれる数学と関係する。

## はじめに

量子力学の建設直後に、アインシュタインがボーアと量子力学の基礎の解釈を巡って鋭く対立したことは良く知られる。量子力学は相補性原理に基づく新たな自然観を提供するものと考えたボーアに対して、アインシュタインは同僚のポドルスキーとローゼンとともに、1935年に論文を提出して量子力学の「不完全性」を主張した。これがEPR論文である。EPR論文はわずか4ページの短い論文であるが、簡潔な論理展開によって「量子力学的な状態とはなにか」について深い疑念が表明された。ここで用いられた思考実験は「EPRパラドックス」として有名である。EPR論文の重要性をいち早く理解したシュレーディンガーは同年、「猫のパラドックス」を考案して量子状態（波動関数）の不可解な性質を議論し、その核心となる量子力学の性質を「量子もつれ（量子エンタングルメント）」と表現した。

EPR論文は、ボーアが反論の論文を提出したこともあり、その後30年あまり忘れ去られることになる。ふたたびEPR論文が注目を集めるようになったのは、1964年にベルによって「ベル不等式」の論文が提出された後のことであった。EPR論文では、物理学の理論が持つべき性質として物理量の「実在性」と、物理的な影響は遠隔的なものではないとする「局所性」が要請された。ベルは、もし我々の世界がそのような「実在性」と「局在性」を持つ理論によって記述されているのであれば、測定値の相関はある不等式を満たさなければならないことを示したのである。一方、量子力学はこのベル不等式を破る。つまりベルは、この不等式の成否を実験で観測することで、アインシュタインとボーアの論争が実験的に検証可能であることを示したのである。その後、ベル不等式が確かに破れていることが、さまざまな実験系で検証された。これは、我々の世界ではアインシュタインの追い求めた局所実在性が成立せず、その意味で量子力学の予言が正しいことを再確認したものとなっている。

しかし、話はそれだけにとどまらない。「ベル不等式の破れ」は、素朴な古典的世界観（実在論）からの決別が必須であることを強く示唆し、その後の量子力学基礎論に大きな影響を与えた。またベル不等式論文により、量子力学には古典力学では記述できない「非局所相関」が存在することが強く示唆された。このような非局所相関は現在では「量子もつれ」と総称され、ベル不等式論文以降、特に1980年代から量子情報処理の研究においておおいに注目されることとなった。1990年代から「量子もつれ」を利用した「量子通信」「量子コンピュータ」などの量子情報処理の応用が活発に議論され、理論・実験が爆発的に進展した

ことは、読者もよくご存知のことだろう。

ここで一つ興味深いデータを示そう。図1は、EPR論文およびベル不等式論文の引用回数の推移を年度毎にプロットしたものである。EPR論文は長らく全く引用されていなかったが、ベル不等式の論文（1964年）以降、特に1970年代に入ってから急速に両者の引用数が増加することがみてとれる。2000年代に入ってもその勢いは衰えるどころか、さらに引用件数を増やしている。EPR論文・ベル不等式論文ともに、年を経るほど引用件数が増えるという稀有な論文なのである。この引用件数の推移は、上述の歴史的経緯、つまりEPR論文は出版から30年近く評価がなされなかったこと、ベル不等式論文によって着目されるようになったこと、その後の「量子もつれ」の研究の急速な進展などを、すべて物語っている。

2014年はベル不等式論文の出版から50周年の年である。この節目の年において、「量子もつれ」についての理解を深めることは意義あることであろう。「量子もつれ」は新聞報道でもお目にかかるほど有名なキーワードである一方で、専門家以外の研究者がその中身についてよく理解する機会がないのではないかと推測される。本小特集では「量子もつれ」および「ベル不等式」について、基礎概念の解説からはじめ、最新の研究動向までなるべくわかりやすい形で解説する。筒井氏にはベル不等式の初歩的な解説と最近の研究動向について、井元氏には量子もつれの理論的側面とその応用について、竹内氏には量子光学系における量子もつれ生成の現状について、それぞれご執筆いただいた。各氏には力のかもった素晴らしい原稿を脱稿していただいた。執筆者の皆様のご尽力とご協力に、会誌編集委員会を代表して深く感謝申し上げます。

（2014年10月6日原稿受付、

文責：加藤岳生）

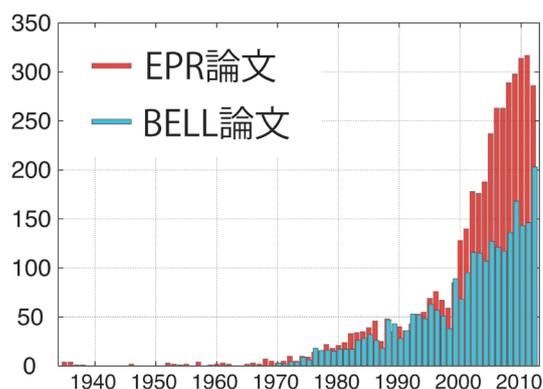


図1 EPR論文とベル不等式論文の引用回数の推移。

## 1. 「ベル不等式:その物理的意義と近年の展開」 (筒井泉著, 836 ページ～)

すでに述べたように、アインシュタインとボーアとの間には、量子力学の基礎の解釈を巡って鋭い対立が生じた。アインシュタインがボーアらのコペンハーゲン解釈に不満を抱いたのは、それが遠隔作用を禁じた局所性の破れを意味し、さらには物理量の実在性まで否定することになるとの直観からであったが、当時、これらの疑念は概念的なもので科学的な議論にはなじまないものと考えられた。1964年にこの膠着状況を打開し、その論点を実験的に検証可能であることを発見したのがベルであった。すなわち、ベルはアインシュタインが想定した実在性や局所性を持つ「完全な理論(隠れた変数の理論)」と量子相関の生み出す物理現象との矛盾を、ベル不等式という検証可能な形に表現することによって、問題を哲学的対象から科学的対象に引き戻したのである。本稿では、まずこれらの問題の背景を歴史的経緯を追って説明し、EPR論文の議論に基づいてベル不等式を導出するとともに、その物理的な意義を明らかにする。

さらに、1980年代以降、精力的に続けられているベル不等式の種々の検証実験の現状を報告する。量子力学の示唆する物理的実在は実験の設定などに依存する「状況依存性」を持つが、ベル不等式の検証結果は、たとえ状況変化が非局所(遠隔)的なものであっても、その依存性から遁れられないことを示す。

## 2. 「量子もつれの基礎および量子情報や物理との関係」(井元信之著, 845 ページ～)

ジョセフソンをして20世紀最大の発見と言わしめたベル不等式による局所実在論の検証法提案(1964年)。それ以後ベル不等式の破れを示す実験はことごとくエンタングルメント(量子もつれ)が使われていることから、量子もつれはまずサイエンスとしての重要性にその存在意義があった。一方1980年代から研究が成長してきた量子情報処理で不可欠の要素として、量子もつれはテクノロジー上の重要性が注目されるようになった。まず量子コンピュータに必要なことは衆目の一致するところである。量子暗号については、たとえそれがユーザーにとって量子もつれを使わなくて済むタイプの量子暗号でも、量子もつれを使ったハッカーの攻撃にも耐性があることを示す必要がある。さらにユーザーが量子もつれを使うタイプの量子暗号は、提供された量子暗号装置が信頼できなくてもデータだけからプライバシーが守られているか検証ができる。このように量子情報テクノロジーにおいて量子もつれは、重要というより、ほぼその構成要素そのものとなっている。そして近年、さらにサイエンスとしての意義が追加されるようになってきた。物性や宇宙論の分野でエンタングルメン

トの言葉が飛び交うようになってきたことがそれである。

出自から80年ほど経つ量子もつれは、このように多方面の可能性が追究されているが、本稿ではその基礎的な概念について述べ、その発生のしかたや基本的な使われ方を紹介する。量子もつれは目の前から宇宙にいたるあらゆる所に存在するが、そのほとんどは制御不能の状態である。それでも何らかの指標や理論の道具として有益である。情報処理や計測応用のために量子もつれを制御するのは高度なテクノロジーが必要であり、せっかく発生しても油断すると散逸する傾向にある。そうさせないための工夫や、散逸しても、し切らないうちに濃縮し直す等の工夫も不可欠である。そういった研究の現状についても触れる。

## 3. 「多様な量子もつれの実現と新たな応用」 (竹内繁樹著, 852 ページ～)

量子もつれ状態とは、「2つ以上の系(粒子)の状態(波動関数または密度行列)が、それぞれ単独の状態の直積では表せない」ものを言う。量子もつれ状態として、スピン一重項状態が良く例に出されるが、本来はそのような状態だけに限られない、もっと幅の広い概念である。例えば、EPR論文で取り上げられているのは、「運動量」と「位置」という連続量に関する量子相関である。実際、最近の研究では、さまざまな物理量に関する量子もつれが実現されている。さらに、その発生方法についても、進展が著しい。光子の量子もつれ状態は、1990年代は、バルクの非線形光学結晶を用いたパラメトリック下方変換が用いられていたが、最近はより高い変換効率や高機能性を目ざした新しいデバイス開発や、他の物理過程の利用の研究が進められている。また、その応用についても、当初のベル不等式の検証実験から、量子暗号、量子テレポーテーション、量子計算などの量子情報通信処理、さらに最近では、高感度・高分解能な光計測などさまざまな応用が出現しつつある。

本稿では、これらのさまざまな「量子もつれ状態」の実現とその新しい応用をいくつか紹介する。まず、量子もつれ状態の新たな生成法として、量子もつれ状態を抜き出す光量子回路「量子もつれフィルター」を紹介する。つぎに、光子数に関する量子もつれ状態を利用した、標準量子限界を超えた位相測定感度の実現と、その原理を微分干渉顕微鏡に応用した「量子もつれ顕微鏡」を紹介する。三番目の例として、最先端の擬似位相整合素子技術を利用した素子を用いた、超広帯域周波数もつれ合いの実現とその光量子断層撮影への応用について紹介する。周波数相関を持つ光子対による2光子量子干渉信号は、媒質の群速度分散の影響を受けないため、これを利用することで高精度の光コヒーレンストモグラフィが可能になる。最後に、今後の展望について述べる。

# ベル不等式：その物理的意義と近年の展開

筒井 泉 (高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所)

ベル不等式とベル定理の物理的な意義について、その歴史的背景と今日における影響を含めて解説する。EPR論文で提示されたアインシュタインの量子論に対する懐疑的立場は、ベルによって局所実在性を持つ隠れた変数の理論として体现されて、実験的にその可否が検証可能な形となった。それが2者間の相関に関するベル不等式であり、これまで数多くの検証実験が行われてきたが、本稿ではこれらの実験に共通する問題点と近年の展開を概観し、その物理的意味を吟味する。実験的に明らかとなったベル不等式の破れは、物理量の実在性がアインシュタインが想定したような局所的なものではなく、非局所的にも測定状況(文脈)に依存するものであることを示唆している。

## 1. はじめに

ベル不等式とそれに伴うベル定理の発見<sup>1)</sup>から半世紀の今年、その量子力学の基礎研究における意義の再認識と、量子情報科学など関連する諸分野における今後の波及効果を考える機運が高まっている。この「科学の最も深遠な発見<sup>2)</sup>と評されたベル定理とはいったい何であるのか、その物理学における意義はどこにあるのか、またベルの提議した問題は、その後、どのような道筋を辿ったのか。本稿ではこれらの点について、簡単ではあるが一つの完結した解説を試みる。

ベルの仕事の直接的な背景には、彼がベル不等式の導出の根拠としたアインシュタイン・ポドルスキー・ローゼン(EPR)論文の議論があり、さらに遡れば、量子力学の正統派解釈としてのコペンハーゲン解釈に対するアインシュタインの不信感に至る。アインシュタインの懐疑的態度は量子力学の建設当初から一貫したものであり、従ってベルの仕事を振り返ることは、量子力学の底流にある自然界の認識の問題を歴史的に辿ることになる。そこでまず、話を量子力学の勃興期におけるアインシュタインの疑念から説き起こすことにしよう。

## 2. 量子力学に対するアインシュタインの態度

1925年から翌年にかけて、ハイゼンベルクの行列力学とシュレーディンガーの波動力学という2つの形式によっ

て提示された量子力学には、当初からその数学的概念の解釈が問題となった。行列という珍奇な道具を用いる行列力学はもとより、波動という身近な描像に基づく波動力学においても、その素朴な描像が多自由度では使えなくなるなどの困難に遭遇し、この量子力学という新生児をどのように理解すべきかが、大きな課題となっていたのである。

そこでハイゼンベルクは、ミクロの世界には粒子の位置と運動量といった同時には測定できない物理量が存在し、それらの測定値の誤差と擾乱の積には下限があるという不確定性原理を提唱し、これを新たな物理的自然像として量子力学の理解を得ようとした。ボーアはさらにこれを概念化した相補性原理を提唱し、アインシュタインの相対性理論が相対性原理に基づいて構成されたように、あたかも量子力学が相補性原理に基づいて構成されるかの如くの装いを施した。このような量子力学の意味づけは、ボーアと彼のコペンハーゲンの研究所に出入りしたハイゼンベルクやパウリ、ディラック、ボルンといった多くの若手研究者らによって短期間のうちになされ、その結果、量子力学についての統一見解のようなものが醸成された。この『コペンハーゲン解釈』はその後、広く一般に浸透し、長年にわたり量子力学の公式見解としての地位を占めるようになる。

ところがシュレーディンガーはこの公式見解に同調せず、アインシュタインもまた懐疑的であった。その理由は、コペンハーゲン解釈が示唆する自然界の非決定性、非局所性、非実在性にあった。このうち非決定性とは、量子力学では測定の結果が確率的であることが自然界の本質であるとする、すなわち因果律<sup>\*1)</sup>の放棄を指す。ボルンの確率規則によれば、波動関数 $|\psi\rangle$ で表される量子状態の系に対して物理量 $A$ を測定したときに測定値 $a$ を得る確率は、対応する物理量(自己共役)演算子 $\hat{A}$ の固有状態 $|a\rangle$ との内積の二乗 $|\langle a|\psi\rangle|^2$ で与えられる。しかしもし波動関数 $|\psi\rangle$ がボーアらの主張するような個々の系の状態を表したのではなく、系の集団(アンサンブル)に対応するものであ

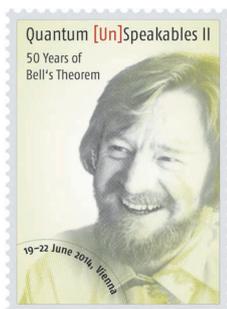


図1 ジョン・スチュワート・ベル。本年6月、ウィーン大学で開催されたベル定理50周年記念国際会議のロゴ(©IQOQI Vienna)。

\*1) ここでの因果律とは決定論としての意味であり、空間的な2点間の因果的関係を禁ずる相対論的因果律の意味ではない。

るならば、ボルンの確率は集団に属する系の持つ物理量  $A$  の値のばらつきを表すものに過ぎず、個々の系には依然として決定論が成立しているとも考えられる。アインシュタインはこのような観点から量子力学を統計力学に類似したものと位置づけ、波動関数のアンサンブル解釈を主張していた。

二番目の非局所性も、波動関数  $|\psi\rangle$  の解釈から派生する性質である。粒子の位置を測定したとき、位置  $x$  で見つかる確率密度は  $|\langle x|\psi\rangle|^2$  で与えられるが、射影仮説によれば測定後の波動関数は「瞬間的」にその一点  $x$  に収縮するとされる。従って、もし波動関数  $|\psi\rangle$  が1個の粒子の状態を表すのならば、測定前の広がった存在の粒子に起きる収縮は物理現象の局所性に反するのではないか。一方、波動関数のアンサンブル解釈では、確率密度は集団に属する多くの粒子の分布を示すものに過ぎないから、測定による波動関数の収縮は局所性の破れを意味しない。

最後の非実在性は、物理量の測定に関して生じる。物理量  $A$  の測定により得られた測定値  $a$  は、測定前に系が持っていたものだろうか。ボーアは、量子力学における測定結果の確率的なばらつきは系と測定器との相互作用の結果であって、測定値は測定操作を通して出現するものであり、測定前に実在する測定値といった検証できないことを論じるべきではないとした。しかし、測定前の物理量には何らかの実在の要素があって、それが測定結果を定めているとも考えられる。そうであれば、測定に伴う誤差と擾乱として説明されるハイゼンベルクの不確定性原理は、必ずしも成立しない可能性がある。

アインシュタインのボーアらに対する公式の反論は、1927年と1930年の2回にわたるソルベイ会議においてなされた。これらの席上、アインシュタインは思考実験によってハイゼンベルクの不確定性原理の破れを示そうとしたが、ボーアは測定器の影響を考慮した反駁に成功し、特に2回目の議論でのアインシュタイン自身の一般相対論を引き合いに出した劇的な論駁は印象深い。

アインシュタインは決して量子力学が誤っていると考えていたのではなく、有用な理論として高く評価していた。しかしその根底には何らかの基礎理論があり、量子力学はその有効理論に位置づけられるべきものと考えていた。そうであれば、ボーアらのコペンハーゲン解釈は必要なく、それに伴って生じる非決定性、非局所性、非実在性といった、物理学にとって望ましくない性質を避けられるだろう。つまり、アインシュタインは量子力学そのものよりも、むしろこれに付随するボーアらの解釈に不服だったのである。

但し、問題のコペンハーゲン解釈なるものがいったい何を指すかについては、これを先導したボーアとハイゼンベルクの間にも不一致があり、さらに彼ら自身の主張も時間の経過とともに微妙に変遷したことから、その確たる内容を定めることは難しい。例えば、コペンハーゲン解釈の旗印としてしばしば採り上げられる波動関数の収縮をボーア

が認めた形跡はなく、また別の旗印であるボルンの確率解釈についてはアインシュタインは受容していたのである。試みにコペンハーゲン解釈の共通項を抽出するとすれば、波動関数による系の状態記述が「完全」なものであるという主張に集約されるかも知れない。<sup>3)</sup> 確かに波動関数のアンサンブル解釈をとるアインシュタインにとっては、個々の系の状態にはさらに精密な記述が原理的に可能であり、それゆえ波動関数の記述は「不完全」なものとなるが、これはボーアが画然と否定していたことである。そしてアインシュタインの逆襲は5年後、他ならぬこの完全性を巡って行われることになる。

### 3. EPR論文と量子力学の不完全性

アインシュタインは1935年に、若い同僚のポドルスキーとローゼンとともに『物理的実在の量子力学的記述は完全だと考えられるだろうか?』と題した論文を発表した。<sup>4)</sup> 後にEPR論文としてあまねく知られることになるこの論文は、その題目の示唆する通り、量子力学における波動関数(量子状態)の記述が不完全であることを論証しようとしたものである。ここで「完全な物理理論」とは、すべての「物理的実在の要素」に対応するものを持つ理論を指し、そしてその「物理的実在の要素」とは、対象の状態をまったく乱さずに物理量の値を確実に(100%の確率で)予言できることをその十分条件とした。物理量の値を定めるにはこれを確実に予言できなければならず、またそのための測定が対象の状態を乱してしまうならば、その実在性を想定することが困難になるだろう。量子力学において、この意味で物理量  $A$  の実在が保証される典型例は、状態が演算子  $\hat{A}$  の固有状態  $|a\rangle$  の場合である。実際、このとき  $\hat{A}$  の測定結果が  $a$  となることは確実に予言でき、測定後の状態が射影仮説によって測定後も同じ固有状態  $|a\rangle$  に留まるとすれば、この測定は系を何ら乱していないことになる。

さてこれらの準備の下で、EPRは量子力学の波動関数が物理的実在の要素に忠実に対応しない場合があることを示す。EPRがこの反例に挙げた状態は位置や運動量の重ね合わせ状態であるが、以下ではより単純な例として、後にボーム<sup>5)</sup>の挙げた2個のスピン1/2(以下  $\hbar=1$  とする)の粒子が作るスピン1重項状態を使ってこれを説明しよう。

いま  $|+z\rangle, |-z\rangle$  をそれぞれスピンの  $z$  成分  $\hat{s}_z = \sigma_z/2$  の固有状態  $\sigma_z|\pm z\rangle = \pm|\pm z\rangle$  とする。2個の粒子を1, 2のラベルをつけて区別し、それらの1重項状態

$$|\psi_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+z\rangle_1|-z\rangle_2 - |-z\rangle_1|+z\rangle_2) \quad (1)$$

を準備する。この2粒子を互いに遠く引き離し、一方に対するどんな操作の影響も、他方に瞬時には及ばないようにしよう。例えば粒子1を地球上に置き、粒子2を254万光年離れたアンドロメダ銀河に置くとすれば、測定の影響はその伝播速度が光速を超えない限り、到達に254万年はかかることになる。

量子力学によれば、1重項状態 $|\psi_S\rangle$ のときに地球上の粒子1のスピンの $z$ 成分(の2倍)を測定すると、測定結果は等確率で+1または-1となる。そしてボルの確率解釈の規則から、地球上の粒子のスピンの $z$ 成分の測定値が+1であればアンドロメダ銀河の粒子のスピンの $z$ 成分の測定値は-1であり、逆に地球上で-1ならばアンドロメダでは+1となることが分かる。<sup>\*2</sup>つまり、地球上の粒子のスピンの $z$ 成分の測定結果から、アンドロメダ銀河の粒子のスピンの $z$ 成分の値を確実に予言することができる。しかも、地球上の測定はアンドロメダ銀河の粒子に瞬間的には何ら影響を与えないと考えられるから、対象の状態を乱さずに確実に予言できるものという上の物理的实在の定義により、アンドロメダ銀河の粒子のスピンの $z$ 成分は物理的实在の要素だと見なすことができる。

ところが、式(1)の1重項状態のような量子もつれ状態は、全系の状態が(純粋状態として)確定していても部分系の状態は確定していないという、古典系にはない顕著な特徴を持つ。実際、1重項状態は回転対称であって各粒子のスピンの成分は確定した値を持たず、それゆえ $z$ 成分の固有状態の代わりに例えば $x$ 成分の固有状態 $|\pm x\rangle$ を用いて

$$|\psi_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+x\rangle_1|-x\rangle_2 - |-x\rangle_1|+x\rangle_2)$$

と書き直すこともできる。その結果、もし地球上でスピンの $z$ 成分の代わりに $x$ 成分を測ったとしても、同様にその測定結果からアンドロメダの粒子の $x$ 成分の値を確実に予言できる。従って同じ理由から、アンドロメダの粒子の $x$ 成分もまた物理的实在の要素だと見なされる。

どの方向のスピンを測定するかは地球上の測定者の自由な選択であり、アンドロメダの粒子の与り知らぬことだから、アンドロメダの粒子のスピンは、 $z$ 成分も $x$ 成分も同時に物理的实在でなければならないことになる。ところが量子力学によれば、1個の粒子の異なるスピンの成分は互いに交換せず、(スカラー粒子でない限り)同時に確定した値を定めることができない。上の例で言えば $[\sigma_z, \sigma_x] \neq 0$ ゆえに $\sigma_z$ と $\sigma_x$ の同時固有状態は存在せず、それらの測定結果はばらつくから、実在量である筈の $z$ 成分と $x$ 成分の値を確実に予言することができない。すなわち、スピン1重項状態は、すべての物理的实在の要素に対応するものを持つべしという上の物理理論の完全性条件に合致しない反例となっており、従って量子力学は物理理論として不完全である。これが、EPR論文の主張であった。

但しこのEPRの論証には、暗黙裡に2つの仮定が用いられていた。その1つは、

・**局所性** 遠く離れた部分系は互いに影響を及ぼさないであり、もう一つは

・**選択自由性** 測定者は自由に測定方法を選択できるという測定者の自由意思である。ここで肝要な点は、物理

量の実在性が量子もつれの特徴と局所性の仮定から導かれることである。このことと上の選択自由性を組み合わせれば、位置と運動量(上の例では粒子2のスピンの $z$ 成分と $x$ 成分)のような同時測定できない物理量の組に対しても、同時に実在性が保証できることになる。すなわち、1粒子系の場合にはこれらの量は不確定性原理により同時測定ができず、従って物理量が同時に存在することは言えないが、相関を持つ2粒子系ではそれが可能になる。

EPR論文へのボーアの反論は、直ちに同じ専門誌に同じ題目で(その含意は反語的ではなく肯定的なものとして)発表された。<sup>6)</sup>ボーアの反論は論旨が錯綜したものであったが、その論点は、物理的实在のEPRの定義は正しいものではなく、系と測定装置を含めた全体の設定が将来の測定を定めるのであるから、そのような全体設定を以て物理的实在とすべきとするものであった。つまり、上の例で言えば、粒子1のスピンの $z$ 成分と $x$ 成分を測るには異なる測定装置の設定を必要とするのだから、例えば粒子1のスピンの $z$ 成分を測る設定の場合に粒子2のスピンの成分を測ることはその $z$ 成分の実在性のみであって、 $x$ 成分の実在性を論ずることができないとしたのである。

興味深いことに、ボーアは遠く離れた2粒子の間には「力学的擾乱」の影響が及ばないことを認める一方で、物理量の実在性が測定の設定に依存すること、つまり、粒子1に施した操作は粒子2について何が言えるかを規定するという、謂わば「意味論的擾乱」の存在を主張したのである。<sup>3)</sup>このボーアの反論は相補性原理の教条的な適用によるものであったため、これを信奉しないアインシュタインには説得力がなかった。逆に、ボーアが測定による「力学的擾乱」を認めなかったにも拘わらず、結果的に(粒子2の物理量に)不確定性原理が成立するような議論を行ったことは、コペンハーゲン一派による不確定性原理の説明—量子力学における測定とそれに必然的に伴う擾乱に起因する—がさほど自明なものではないことを示唆したものとなった。

EPRの議論の根幹は、局所性の仮定と量子もつれ状態のもたらす2粒子の測定値の完全相関にあった。EPR論文が発表された直後、これに触発されたシュレーディンガーは3部作の論考を書き上げる。<sup>7)</sup>後年有名になる「シュレーディンガーの猫」の挿話はここに生まれるが、これは量子もつれの相関をマクロの世界まで引き延ばすことによって、その奇妙な状況を具現化したものである。また彼は、量子もつれ状態の系は部分系の状態から全系の状態が構成できない—部分の和は全体ではない—という事実こそが、量子力学を特徴づける顕著な性質だと断じて、これに対して「もつれ」(Verschränkung)という用語を初めて導入した。

これらの重要性にも拘わらず、当時、アインシュタインとボーアの論争を検証し、その是非を吟味することは殆どなされなかった。これは、当時の若い世代の物理学者の間での量子力学におけるボーアの権威に加えて、後に触れる1932年にフォン・ノイマンが提出した数学的定理への信

<sup>\*2</sup> 測定による状態変化が射影仮説に従う場合には、それぞれの測定結果に応じて、状態 $|\psi_S\rangle$ は $|+z\rangle_1|-z\rangle_2$ または $|-z\rangle_1|+z\rangle_2$ に収縮する。

表1 量子力学と隠れた変数の理論の対応. 量子力学において波動関数 $|\psi\rangle$ によって指定された物理系の状態は, 隠れた変数の理論では $\lambda$ の分布関数 $\rho(\lambda)$ によって指定され,  $\rho(\lambda)=\rho_\psi(\lambda)$ と書かれるべきものである.

	決定因子	物理量Aの測定値	状態指定	期待値 $\langle A \rangle$
量子力学	なし	演算子 $\hat{A}$ の固有値 $a_1, a_2, \dots$ のどれか (確率的)	$\psi$ 波動関数	$\langle \psi   \hat{A}   \psi \rangle$
隠れた変数の理論	$\lambda$	$A(\lambda)$ (決定論的)	$\rho(\lambda)$ 分布関数	$\int d\lambda \rho(\lambda) A(\lambda)$

奉が大きな要因であった. その結果, 長年にわたりアインシュタインの立場から量子力学の基礎を再考することは禁忌に等しいものになった. この禁忌の封印を解く契機となったのが, EPR からほぼ30年後のベルの仕事であった.

#### 4. 隠れた変数の理論とベル不等式

1964年, 北アイルランド出身のCERNの理論家ベル(John Stewart Bell: 1928-1990)が, 画期的な論文を提出した.<sup>1)</sup>『アインシュタイン・ポドルスキー・ローゼンのパラドックスについて』と題されたその論文は, EPR論文の内容を再吟味し, アインシュタインらが不完全だと見なす量子力学を補完するような完全な理論は, 量子力学の予言と矛盾するという驚くべき事実を提示するものであった. これにより, アインシュタイン・ボーア論争は波動関数の解釈を巡る哲学論議ではなく, 実証可能な科学の対象であることが判明したのである.

ベル論文の重要な功績の一つは, EPRの議論に基づいて, 量子力学を補完した理論に数学的な形式を与えたことである. EPRによれば, 一重項状態にある遠く離れた2個の粒子のそれぞれの(スピンの)物理量は, 局所性によって測定以前からの実在性が保証されている. 従ってその測定結果は既に定まっていた筈であり, 完全な理論はこの測定値を予言できなければならない. いまそのような完全な理論が存在するとして, そこでの測定結果を定める変数を $\lambda$ で表せば( $\lambda$ は多変数でも構わない), 物理量 $A$ を測定したときの測定値は $\lambda$ の関数として $A(\lambda)$ と書ける. 変数 $\lambda$ の値を知ることができれば, 毎回の測定値が確実に予言できるが, 残念ながら何らかの理由でそれはできないと考えよう. その意味で $\lambda$ は「隠れた変数」であり, またこのような理論は**隠れた変数の理論**と呼ばれる.

さて状態 $|\psi\rangle$ の下での測定結果のばらつきは, 隠れた変数 $\lambda$ の値が測定毎にばらつく結果として理解される. そこで $\rho(\lambda) \geq 0$ をこのばらつきを表す分布関数とし, 全確率が1であることを規格化条件 $\int d\lambda \rho(\lambda) = 1$ によって保証しよう.すると物理量 $A$ の測定結果の期待値 $\langle A \rangle$ は,



図2 2粒子のスピンの相関の測定. 量子もつれさせた2粒子を生成して十分に左右に引き離れた後, それぞれのスピンの $a, b$ の成分を測定し, それらの相関を調べる.

$$E(A) = \int d\lambda \rho(\lambda) A(\lambda) \quad (2)$$

で与えられる. 隠れた変数の理論に課せられた使命は得られる測定値を予言することであるが, 量子力学は統計的にはそれを正しく予言するから, 隠れた変数の理論はこれを再現しなければならない. つまり, 測定値 $A(\lambda)$ は演算子 $\hat{A}$ の固有値 $a$ のどれかであり, その期待値は量子力学のもの

$$E_{\text{QM}}(A) = \langle \psi | \hat{A} | \psi \rangle \quad (3)$$

と一致 $E(A) = E_{\text{QM}}(A)$ しなければならない(表1参照).

さてEPRの想定した遠く離れた1重項状態 $|\psi_S\rangle$ にある2粒子に対して, それぞれのスピンを測定することを考える. スピンをどの方向に測定するかは測定者が自由に選択できるものとし, 選んだ粒子1,2のスピンの測定方向をそれぞれ単位ベクトル $\mathbf{a}, \mathbf{b}$ で表す. 各々の測定値を $A(\mathbf{a}, \lambda), B(\mathbf{b}, \lambda)$ とすれば, それらの期待値は(2)によって得られ, また測定値の相関は, もし一方の粒子の測定結果が他方の粒子の測定方向や測定結果に依存しないという局所性が満たされているならば,

$$C(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \int d\lambda \rho(\lambda) A(\mathbf{a}, \lambda) B(\mathbf{b}, \lambda) \quad (4)$$

で与えられる. ここで, これらの物理量はスピンであるから, その測定値は $A(\mathbf{a}, \lambda) = \pm 1, B(\mathbf{b}, \lambda) = \pm 1$ のどれかになることに注意しよう(図2). また2つの粒子は1重項状態にあるから, 同じ方向 $\mathbf{a} = \mathbf{b}$ に測定した場合には, その結果は完全(反)相関していることになる. これは, 実際に測定値が得られる確率事象(すなわち $\rho(\lambda) \neq 0$ である $\lambda$ )に対しては

$$A(\mathbf{a}, \lambda) = -B(\mathbf{a}, \lambda) \quad (5)$$

であることを意味する. これらより, 等式

$$\begin{aligned} A(\mathbf{a}, \lambda) B(\mathbf{b}, \lambda) - A(\mathbf{a}, \lambda) B(\mathbf{c}, \lambda) \\ = -A(\mathbf{a}, \lambda) A(\mathbf{b}, \lambda) [1 - A(\mathbf{b}, \lambda) A(\mathbf{c}, \lambda)] \end{aligned}$$

が導かれるが, ここで両辺に確率分布 $\rho(\lambda)$ を掛けて $\lambda$ で積分して絶対値を取ると,  $|A(\mathbf{a}, \lambda)| = 1$ より, 相関に対する不等式

$$|C(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - C(\mathbf{a}, \mathbf{c})| \leq 1 + C(\mathbf{b}, \mathbf{c}) \quad (6)$$

を得る. これが文献1において導かれた隠れた変数の理論

における相関に対する条件であり、最初のベル不等式である。

さて量子力学によれば、1重項状態 $|\psi_S\rangle$ のときの相関はそれぞれの粒子のスピンの測定方向 $\mathbf{a}, \mathbf{b}$ の成す角度を $\theta_{ab}$ とすると

$$C_{QM}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \langle \psi_S | (\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\sigma})_1 \otimes (\mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma})_2 | \psi_S \rangle = -\cos \theta_{ab} \quad (7)$$

となる。これが隠れた変数の理論の相関(4)によって再現できるのであれば、それらの組み合わせはベル不等式(6)を満たす筈であるが、それはできないことは、例えば $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ を同一平面の上に取り、それらの成す角度を $\theta_{ab} = \theta_{bc} = \pi/4$ ,  $\theta_{ac} = \pi/2$ とすれば直ちに確かめられる。つまり隠れた変数の理論は、量子力学の相関を再現できない。

ベルの論文から5年後にクラウザーらは、完全相関(5)を要請せずとも同様の不等式を導けることを指摘した。<sup>8)</sup>すなわち、一般的な状態にある2粒子に対して、粒子1には $\mathbf{a}, \mathbf{a}'$ 、粒子2には $\mathbf{b}, \mathbf{b}'$ のそれぞれ2方向に、全部で4通りの組み合わせの測定を行って4種類の相関を作る。すると任意の $\lambda$ の下で、それらの値は次の等式を満たす。

$$\begin{aligned} & A(\mathbf{a}, \lambda)B(\mathbf{b}, \lambda) + A(\mathbf{a}, \lambda)B(\mathbf{b}', \lambda) \\ & + A(\mathbf{a}', \lambda)B(\mathbf{b}, \lambda) - A(\mathbf{a}', \lambda)B(\mathbf{b}', \lambda) \\ & = A(\mathbf{a}, \lambda) [B(\mathbf{b}, \lambda) + B(\mathbf{b}', \lambda)] \\ & + A(\mathbf{a}', \lambda) [B(\mathbf{b}, \lambda) - B(\mathbf{b}', \lambda)] \\ & = \pm 2. \end{aligned}$$

ここで最後の等式は、 $B(\mathbf{b}, \lambda) + B(\mathbf{b}', \lambda)$ と $B(\mathbf{b}, \lambda) - B(\mathbf{b}', \lambda)$ のうち、必ず一方が0、他方が $\pm 2$ となることによる。ここで前と同様に両辺に確率分布 $\rho(\lambda)$ を掛けて $\lambda$ で積分し、その上で絶対値を取ると、相関の定義(4)から不等式

$$|C(\mathbf{a}, \mathbf{b}) + C(\mathbf{a}, \mathbf{b}') + C(\mathbf{a}', \mathbf{b}) - C(\mathbf{a}', \mathbf{b}')| \leq 2 \quad (8)$$

を得る。この不等式(8)は2粒子の完全相関状態を前提にしないために適用範囲が広く便利であることから、実験的にはこれを検証の対象とすることが標準的になっており、それゆえ**ベル不等式**としてはこれ(文献8の著者名からCHSH型ベル不等式とも呼ばれる)を指すことが多い。

元のベル不等式(6)と同様、量子力学の相関はこの不等式をも破る。その端的な例として、再び相関が(7)で与えられる1重項状態のときを考察しよう。いま4つの測定方向を同一平面上に取り、角度差をそれぞれ $\theta_{ab} = \theta_{ab'} = \theta_{a'b} = \theta_{a'b'} = 3\theta$ となるように取って、その際の不等式(8)の左辺を $S(\theta)$ と置く。量子力学の相関(7)を用いて $S(\theta)$ を評価し、これを不等式に代入すると

$$S(\theta) = |3 \cos \theta - \cos 3\theta| \leq 2 \quad (9)$$

となるが、例えば $\theta = \pi/4$ のとき $S(\pi/4) = 2\sqrt{2}$ となって不等式の上限值2と明らかに矛盾する。すなわち、量子力学の予言するところ、上の不等式の前提条件である局所性を満たす隠れた変数の存在とは両立しない。これが**ベルの定**

理として知られる内容である。ここで使われた前提条件はベル局所性とも呼ばれ、2粒子の測定が(相対論的に)空間的に離れた時空点で行われるなど一定の条件が満たされれば、アインシュタインの局所性から導かれる。

さて前に述べたように、後者のベル(CHSH)不等式は完全相関を前提としていないために任意の状態に適用できる長所があるが、その代償として、EPRの用いた局所性と完全相関の組み合わせによる測定値の存在の議論が使えないから、物理量の実在性を独立に仮定しなければならない。これは測定値は測定過程の結果として非決定論的に生じるものではなく、隠れた変数 $\lambda$ によってあらかじめ定まっているとすること、すなわち

・**実在性** 測定値(を定める物理的要素)は測定前から存在する

という仮定である。従って、もしこのベル不等式(8)の破れが実験的に実証されれば、仮定した局所性、実在性、選択自由性の3つのうち、少なくとも1つを否定しなければならない。仮に最後の選択自由性を自明の前提とすれば、ベル不等式の破れは局所実在性の破れを意味することになる。

## 5. ベル不等式の検証実験とその展開

ベル不等式の実験的検証は、1970年代になっていくつもの研究グループにより、原子のカスケード崩壊の際に発生する2光子の偏光状態 $|H\rangle$ と $|V\rangle$ の相関を用いて行われるようになった。これらの実験の殆ど全てでベル不等式の破れが観測されたが、実験の信頼性には二つの点で問題があった。

その一つは**局所性の抜け穴**と呼ばれるもので、粒子間の距離が十分に大きくないために、一方の粒子のスピンの測定方向設定や測定結果の情報が他方の粒子の測定前に伝達される可能性が排除できず、ベル局所性の前提条件が満たされないことを指す。もう一つは**(検出)効率性の抜け穴**と呼ばれ、測定器の検出効率が一定の閾値(最大量子もつれの場合 $2(\sqrt{2}-1) \approx 82.8\%$ <sup>9)</sup>)以下の場合には、測定結果の統計的な偏りのため、非検出の測定結果を加えれば不等式が満たされる可能性が排除できないことを指す。これを避けるには、検出されたデータが非検出のものを含めた全体のデータを公平に反映するものになっているという**公平抽出性**を仮定せざるを得ないが、その正当化は難しい。

これらの問題に対処するため、2粒子の測定が空間的に離れた時空点で行われるよう、測定の前ランダムに方向を決める等の工夫を施し、従来に較べて統計的にも勝れた結果を得たのが1980年代前半のアスペの仕事<sup>10)</sup>であり、ベル不等式の検証実験として最も良く知られる。その報告では、相関の指標(9)の最大値は $S_{\text{exp}} = 2.697 \pm 0.015$ であり、実に $40\sigma$ という統計性でベル不等式の上限值 $S \leq 2$ を破る結果となっている。同時にその値は(測定の効率等を考慮して評価した)量子力学の予言値 $S_{QM} = 2.70 \pm 0.05$ と極めて近く、量子力学の正しさを強く印象づけている。1980年

表2 代表的なベル不等式の検証実験。対象系のほか、特徴として抜け穴の回避の程度や量子もつれの種類（空間）などを示した。

1972	Freedman-Clauser	光子	世界最初の試み
1982	Aspect et al.	光子	局所性 $\Delta$
1998	Weih's et al.	光子	局所性 $\circ$
2001	Rowe et al.	${}^9\text{Be}^+$ イオン	効率性 $\circ$
2006	KLOE (DAΦNE)	K-中間子	高エネルギー領域 & 内部 (flavor) 空間のもつれ
	Sakai et al.	陽子	ハドロン粒子
2007	Belle (KEK)	B-中間子	高エネルギー領域 & 内部 (flavor) 空間のもつれ
2009	Ansmann et al.	Josephson qubit	効率性 $\circ$ エネルギー 2 準位系
2010	Scheidl et al.	光子	局所性 $\circ$ 選択自由性 $\Delta$
2012	Hofmann et al.	${}^{87}\text{Rb}$ 原子	効率性 $\circ$
2013	Christensen et al.	光子	効率性 $\circ$

代後半からは、さらにパラメトリック下方変換による相関した2光子を用いた実験が行われるようになり、今日でも最も効率的な方法として用いられている。

ベル不等式の検証実験の近年の傾向は、主として操作しやすい光子や原子を用いて、すべての検証の抜け穴を同時に塞ぐ完全な検証を目指すものと、加速器によって生成される粒子系の量子もつれ状態を利用して、局所実在性の破れの検証対象の領域拡大を目指すものとの2種類に大別される。このうち前者では、1998年に局所性の抜け穴<sup>11)</sup>を、2001年には効率性の抜け穴<sup>12)</sup>をそれぞれほぼ完全に塞ぐことに成功しており、最近ではこれまで議論されなかった選択自由性についても考慮されるようになって、徐々にではあるが完全なベル不等式の検証が射程に入りつつある<sup>13)</sup>(表2)。一方、後者では原子核衝突反応により生成したスピン相関のある陽子対を用いたものや<sup>14)</sup>(図3)、高エネルギーの電子・陽電子対消滅反応によって生成したK中間子やB中間子を用いるものがあり、質量の重い粒子や内部(フレーバー)空間の量子相関によるベル不等式の検証が試みられている。<sup>15)</sup>このうちK中間子のCP固有状態 $|K^0\rangle$ と $|\bar{K}^0\rangle$ をスピンの2状態の代わりに使う実験は、当初からベルが提案していたものであった。<sup>16)</sup>

さてベル不等式の破れが確定的だとすれば、それは何を意味するのだろうか。手始めにベル不等式的前提の一つであるベル局所性の条件を分析すると、それは測定値 $A(\mathbf{a}, \lambda)$ 、 $B(\mathbf{b}, \lambda)$ が当該粒子の測定方向にしか依らず、他方の粒子の測定方向には依存しない(例えば $A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda)$ となっていない)というパラメーター独立性と、一方の粒子の測定結果が他方の粒子の測定結果に依存しないという結果独立性に分解できる。局所性の破れが起きていても、実験のみからはこのどちらの独立性の破れかは判定できないが、もしパラメーター独立性が破れていれば、これを利用して超光速通信の可能性が生じることは直観的にも明らかだろう。幸い(残念?)なことに、少なくとも量子力学ではその破れが起こらず、1重項状態のような量子もつれによる相関は超光速通信に使えない(no-signalling定理<sup>17)</sup>)。つまり、量

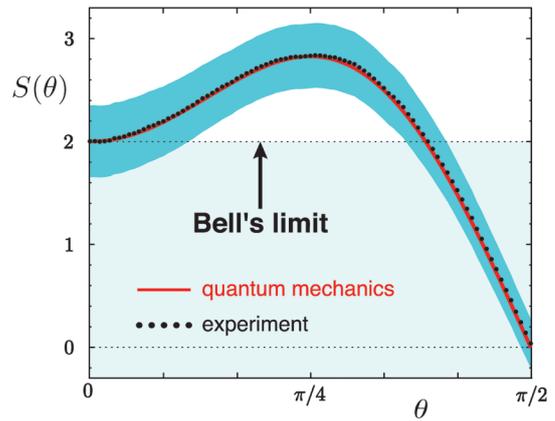


図3 陽子対を用いたベル不等式の検証実験の結果。<sup>14)</sup> 相関の指標(9)の実験値は局所実在論の上限2を超え、その角度依存性は量子力学の予言とよく一致している。

子もつれは後者の結果独立性を破るものであり、それが量子力学的相関を特徴づけている。結果独立性の破れは超光速通信には使えないことから、あたかも量子力学と相対性理論は「平和的共存」しているかのように見えるが、<sup>18)</sup>果たしてそれが本物であるかについては未だ判然としない。

一方、選択自由性は測定値 $A(\mathbf{a}, \lambda)$ において隠れた変数 $\lambda$ と測定方向 $\mathbf{a}$ が独立変数であることと、分布関数 $\rho(\lambda)$ が $\mathbf{a}, \mathbf{b}$ に依存しないことを指す。選択自由性は哲学的な問題でもあり、その条件の破れの検証は困難であるが、ツァイリンガーのグループによる最近の研究<sup>13)</sup>では、確率論的な隠れた変数の理論<sup>\*3)</sup>の場合には、一定の解決の見込みがあることが報告されている。

この選択自由性をしばらく措けば、ベル不等式の破れは局所性の破れか、あるいは実在性を含めた両者の破れを意味することになるが、そのどれに起因するかを知ることは次の重要な課題になる。その一つの試みとして、ベル局所性の前提のうち、パラメーター独立性の条件を落として非局所相関を許すものの、1粒子の物理現象は既知のものを再現するといった、特殊な非局所性を持つ隠れた変数の理論の満たす相関の不等式を2003年にレゲットが提出した。<sup>19)</sup>現在、このレゲット不等式や類似の不等式の実験的検証が進められつつあるが、既にそれらの破れが報告されており、最終的には実在性の否定に至る可能性もある。

これとは別の流れとして、1964年にベル定理が提出された後、その論理構造を精査し、より決定的な形で隠れた変数の理論と量子力学との矛盾を引き出そうとする試みが行われた。その中で良く知られたものに、1970年のウィグナーによる分布関数の存在に注目した分析、<sup>20)</sup>1990年のグリーンバーガーらによる3粒子系の(GHZ状態と呼ばれる)量子もつれ状態を用いた直接的な矛盾の導出、<sup>21)</sup>そして1992年のハーディによる2粒子系での矛盾の導出<sup>22)</sup>がある。不等式に基づく実験的検証は統計誤差を含むことか

\*3 隠れた変数は測定値を確率的に定めるとする隠れた変数の理論。この場合でも、測定値を平均値に置き換えれば全く同じ形のベル不等式が導かれる。<sup>16)</sup>

ら、後者の2つのような不等式に依らない非統計的な議論に基づく検証が望ましいが、実験設定が複雑になることが難点であった。その中であって、2009年に阪大の井元グループ<sup>23)</sup>が、ハーディの矛盾の実験的検証をアハロノフらの弱測定の方法を用いて成功させたことは記憶に新しい。

## 6. 物理的実在の状況依存性

ベルは1964年の画期的な論文の直前に、その伏線となる別の論文を書いていた。<sup>24)</sup> それは『量子力学における隠れた変数の理論について』と題するもので、投稿先の編集部の手不届で掲載は2年近く遅れたが、ベル定理の前触れとなる「物理的実在の状況(文脈)依存性」に関するもう一つの重要な定理を含むものであった。彼はここにおいて、先に述べたフォン・ノイマンの定理の不備を指摘し、隠れた変数の理論を長年の軛から解放したのである。

さてそのフォン・ノイマンの定理<sup>25)</sup>とは、物理量 $A, B, C$ に対応する量子力学の演算子 $\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}$ の間に関係式 $\hat{A} + \hat{B} = \hat{C}$ が成立するとき、隠れた変数の理論において同形の測定値の和則 $A(\lambda) + B(\lambda) = C(\lambda)$ を要請することは一般にはできないことを示したもので、もしこの要請が正当なものであれば、隠れた変数の理論は不可能になる。前述のように、量子力学と隠れた変数の理論では個々の測定値は等しく(測定値条件)、両者の期待値(3)と(2)も等しくなければならない。量子力学では $\hat{A} + \hat{B} = \hat{C}$ ならば期待値の和則 $E_{QM}(A) + E_{QM}(B) = E_{QM}(C)$ も成立するから、隠れた変数の理論でも和則 $E(A) + E(B) = E(C)$ が成立することになり、その観点から上の要請はもっともらしく見える。

しかしこの要請は一般には満たすことはできない。なぜなら、例えばスピン1/2の粒子系の物理量 $A, B$ としてその $z$ 成分と $x$ 成分を考えたとき、これらの測定値は量子力学での演算子 $\sigma_z, \sigma_x$ の固有値 $\pm 1$ のどちらかになるから、隠れた変数の理論の側でも $A(\lambda) = \pm 1, B(\lambda) = \pm 1$ のどれかである。一方、それらの物理量の和 $C$ に対応する量子力学の演算子 $\sigma_z + \sigma_x$ の固有値は $\pm\sqrt{2}$ となるが、もし隠れた変数の理論が測定値の和則の要請を満たすならば、 $C(\lambda)$ の和は $A(\lambda) + B(\lambda) = 0, \pm 2$ のどれかとなって、量子力学の結果とは一致しない。つまり、測定値の和則と測定値条件とは矛盾し、両者を満たす隠れた変数の理論は存在しない。

フォン・ノイマンが課した測定値の和則は、期待値の和則のための十分条件ではあるが必要条件ではなく、従ってこれを要請する必然性はない。また現実的にも、前の例のように物理量 $A, B$ が同時に測定できないもの( $[\hat{A}, \hat{B}] \neq 0$ )の場合には、実験的にこれらの値を一緒に得ることがないから、同時に測定値を割り当てる必要はない。この意味で、フォン・ノイマンの要請は一般に隠れた変数の理論を否定するためには不適切なものであった。

ベルはフォン・ノイマンの定理に上のような観察を行った後、さらに一歩進めて、それでは同時測定可能な物理量にのみ限定した場合にも、同様の否定的結果が得られるか

を検討した。そしてそのような結果が、1957年に提出されたグリーソンの定理<sup>26)</sup>から引き出されることを示したのである。この定理は確率論的公理から量子力学の統計解釈のボルンの公式を導くものであるが、その帰結として、任意の同時測定可能な物理量の組に対する統計的分散のない状態は存在せず、これより対応する隠れた変数の理論が存在しないことが結論される。このベルの考察は、これを1967年により明快な形で提示した論文<sup>27)</sup>が現れたことから、現在はその著者名を取ってコッヘン・スペッカー定理の名で知られるようになった。その主張は次のようなものである。

同時測定の可能な物理量 $A, B, C, \dots$ を測定したとき、隠れた変数の理論ではそれらの測定値として $A(\lambda), B(\lambda), C(\lambda), \dots$ が割り当てられる。一方、量子力学でこれらに互いに可換な演算子 $\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}, \dots$ が対応し、もし系の状態 $|\psi\rangle$ がそれらの同時固有状態にあるならば、測定値はそれぞれの固有値 $a, b, c, \dots$ で与えられる。そしてこれらの測定値は、隠れた変数の理論における値と等しい $A(\lambda) = a, B(\lambda) = b, C(\lambda) = c, \dots$ 。さて量子力学において、これらの物理量演算子は独立ではなく関係式

$$f(\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}, \dots) = 0 \quad (10)$$

を満たすものとしよう。このとき状態 $|\psi\rangle$ の下では、

$$f(\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}, \dots)|\psi\rangle = f(a, b, c, \dots)|\psi\rangle = 0$$

となるが、これは $f(a, b, c, \dots) = 0$ を意味するから、隠れた変数の理論における測定値も同形の関係式

$$f(A(\lambda), B(\lambda), C(\lambda), \dots) = 0 \quad (11)$$

を満たすことになる。 $a, b, c, \dots$ が現実には測定される量である以上、関係式(11)は必ず成立しなければならないが、量子系の次元が3以上の場合にはそれが不可能であることを示したのが、コッヘン・スペッカー定理である。

その証明はかなり複雑であるが、次元が4以上の場合の非常に簡単な証明を1993年にマーミンが見つけた<sup>28)</sup>ので、これを紹介しよう。まずこれまでと同様に2個のスピン1/2の粒子を用意し、それぞれの $x, y, z$ 方向のスピンを測定する。測定しない場合(恒等演算子 $I$ に対応)を含めて、それらの中から9種類の組み合わせを作り、図4のような3行3列の「マーミンの魔方陣」と呼ばれる柁目に配置しよう。この柁目の中のどの演算子も固有値 $\pm 1$ を持つが、面白いことに3行のどれを選んでも、その行に並んだ3つの演算子は可換でその積は $I \otimes I$ となる。同様に3列のどれを選んでも、その列に並んだ3つの演算子は可換でその積は $-I \otimes I$ となり、これらが上で述べた関係式(10)に対応する。例えば第1行の3つの演算子の場合には、 $(I \otimes \sigma_z) \cdot (\sigma_z \otimes I) \cdot (\sigma_z \otimes \sigma_z) - I \otimes I = 0$ が成立し、このような関係式が3行3列それぞれに全部で6つあることになる。

さて今、隠れた変数の理論の側で9種類の物理量それぞれ

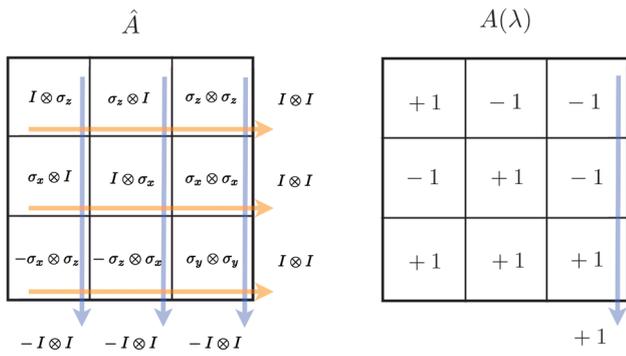


図4 マーミンの魔方陣。(左)量子力学では各行の3つの演算子の積は $I \otimes I$ となり、各列の3つの演算子の積は $-I \otimes I$ となる。(右)隠れた変数の理論ではそれぞれに測定値として+1または-1の値を割り当てるが、どのようにしても量子力学の演算子の満たす関係式をすべて同時に満たすことはできない。上の例では、右端の列の積が+1となり、量子力学の演算子の積に対応する値-1となっていない。

れに+1または-1の値を割り当てたとしよう。すると9つの枠にこのどちらかの値が入ることになるが、行と列のそれぞれに上で述べた関係式が成立するためには、これらの値にも同様の関係式(11)が成立しなければならない。これは、枠に割り当てた $\pm 1$ を横に3つ掛け合わせると+1、縦に3つ掛け合わせると-1となる(演算子 $I \otimes I$ の固有値は1のみだから、積に割り当てられた値は $\pm (I \otimes I)(\lambda) = \pm 1$ (複合同順)になる)ことを意味する。ところが行の3つの関係式を満たすには9つの枠目の中に全部で-1が偶数個必要だが、列の3つの関係式を満たすには-1が奇数個必要になり、これらは両立しない。つまり量子力学から導かれる測定値の関係式をすべて矛盾なく満たす物理量の割り当ては不可能であり、そのような隠れた変数の理論は存在しない。

このマーミンの魔方陣の例からわかるように、問題の所在は一つの同時測定可能な組だけでなく、複数の組に対して同時にすべての物理量に整合的な測定値を割り当てようとしたことにある。物理量 $A$ を共有する2つの同時測定可能な物理量の組 $S = \{A, B, C, \dots\}$ と $S' = \{A, B', C', \dots\}$ があったとき、量子力学としては同一の組に属する演算子は互いに可換であるが、別の組の属するもの同士はその限りではない(例えば $[\hat{B}, \hat{B}'] \neq 0$ )。従って一般にはこれらの2組 $S, S'$ の測定の設定状況は異なることになるが、そのような測定の状況に関わりなく、物理量 $A$ に同一の測定値 $A(\lambda)$ を割り当てることはできないこと—物理量の**状況依存性**—を示したのがコッペン・スペッカー定理であった。この状況依存性は、どのような隠れた変数の理論も避けられない厳しい掟である。

しかしながら、この掟によってもなお隠れた変数の理論を否定するには至らないとベルは見る。異なる実験設定によって測定される組 $S, S'$ は、そもそも同時に物理量が測定できないのだから、それらに共通する物理量 $A$ が同一の測定値を持たねばならない道理はない。対象系の振舞いと測定器との相互作用との峻別が不可能であるとしたボーア

の言説を利用して、ベルは「柔道のような」捌き<sup>29)</sup>で隠れた変数の理論をその死の淵から救済したのである。

このことは、ベル不等式における彼の狙いがどこにあるかを物語る。実在の状況依存性がボーアの主張するような測定値の測定過程への依存性の結果だとしても、もし測定の設定変更を測定対象から遠く離れたところで行うならば、その影響は及ばず状況依存性は現れないのではないか。言い換えれば、局所的な状況依存性は避けられないとしても、非局所的な状況依存性は避けられるのではないか。実のところ、この考察を具体化したものが前に述べたベル局所性の前提であり、そこから導かれた物理量の相関への条件が、ベル不等式なのであった。従ってベル不等式の破れは、物理量の状況依存性が局所的な実験設定の変化に起因するのではなく、実在の全体論的な性質に依るものだけということを示唆することになる。ボーアがEPR論文の反論で用いた「意味論的擾乱」の内容を、物理的な観点からあらためて考え直す時期に来ているのかも知れない。

## 7. おわりに

ベルは学生時代より量子力学のコペンハーゲン解釈に不信感を持ち、1952年のボームの隠れた変数の理論<sup>30)</sup>が実際に量子力学の結果を再現できるという事実を知っていた。隠れた変数の理論を否定したフォン・ノイマンの定理(英訳版の出版は1955年)の不備に直ちに気づいたのは、そのためである。但しボームの理論には非局所性の問題があったから、彼はそれが避けられないものかどうかを探った。そしてその考察を2本の論文にまとめたのが、今からちょうど半世紀前の1964年なのであった。アインシュタインの立場に理解を示したベルであったが、彼のベル定理とその実験的検証が、結果的にアインシュタインの想定した局所性や実在性に大きな疑問を投げかけることになったのは皮肉である。しかしこれは、彼の仕事が量子力学の根幹に鋭利な解剖のメスを入れ、その深奥を覗いた結果であった。

この稿ではベル不等式の意義を歴史的な背景とともに述べたが、量子力学の基礎に関する研究は、とりわけ1990年のベルの死後、量子情報科学の進展とともに一気に拡大し、現在でもその進展は著しいものがある。その中で、局所実在性や波動関数の解釈など、ベルの採り上げた問題の延長上にあるものとしては、非決定性に関する自由意志定理<sup>31)</sup>、波動関数の実在論的解釈に関するPBR定理<sup>32)</sup>、新たな実在量としての弱値や弱測定<sup>33)</sup>などが挙げられよう。もしベルが存命ならば、彼の孤独な考えを公表した半世紀前を回顧して、どのような感慨を抱くだろうか。懐かしいアイルランド訛を帯びた彼の眩きを、今、我々が聞くことができないのは残念である。

## 参考文献

- 1) J. S. Bell: Physics 1 (1964) 195.
- 2) H. P. Stapp: Il Nuovo Cimento 29B (1975) 270.
- 3) D. Home and A. Whitaker: *Einstein's Struggles with Quantum Theory: A Re-*

- appraisal* (Springer, 2007).
- 4) A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen: *Phys. Rev.* **47** (1935) 777.
  - 5) D. Bohm: *Quantum Theory* (Englewood Cliffs, Prentice-Hall, 1951) pp. 614.
  - 6) N. Bohr: *Phys. Rev.* **48** (1935) 696.
  - 7) E. Schrödinger: *Naturwissenschaften* **23** (1935) 807; 823; 844.
  - 8) J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony and R. A. Holt: *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 880.
  - 9) N. D. Mermin: *Ann. NY Acad. Sci.* **480** (1986) 422.
  - 10) A. Aspect, J. Dalibard and G. Roger: *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1804.
  - 11) G. Weihs, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 5039.
  - 12) M. A. Rowe, *et al.*: *Nature* **409** (2001) 791.
  - 13) T. Scheidl, *et al.*: *PNAS* **107** (2010) 19708.
  - 14) H. Sakai, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 150405.
  - 15) A. Apostolakis, *et al.* (CPLEAR Collaboration): *Phys. Lett. B* **422** (1998) 339; F. Ambrosino, *et al.* (KLOE Collaboration): *ibid.* **B 642** (2006) 315; A. Go, *et al.* (Belle Collaboration): *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 131802.
  - 16) J. S. Bell: *Introduction to the Hidden-Variable Question*, in "Foundations of Quantum Mechanics", Proc. Int. Sch. of Phys. 'Enrico Fermi', ed. B. d'Espagnat (Academic, New York, 1971).
  - 17) G. C. Ghirardi, *et al.*: *Europhys. Lett.* **6** (1988) 95.
  - 18) A. Shimony: *New aspects of Bell's theorem*, in "Quantum Reflections", eds. J. Ellis and D. Amati (Cambridge Univ. Press, 2000).
  - 19) A. J. Leggett: *Found. Phys.* **33** (2003) 1469.
  - 20) E. Wigner: *Am. J. Phys.* **8** (1970) 1005.
  - 21) D. M. Greenberger, M. A. Horne, A. Shimony and A. Zeilinger: *Am. J. Phys.* **58** (1990) 1131.
  - 22) L. Hardy: *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2981.
  - 23) K. Yokota, T. Yamamoto, M. Koashi and N. Imoto: *New Journ. Phys.* **1** (2009) 033011.
  - 24) J. S. Bell: *Rev. Mod. Phys.* **38** (1966) 447.
  - 25) J. von Neumann: *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Julius Springer-Verlag, Berlin, 1932).
  - 26) A. Gleason: *J. Math. Mech.* **6** (1957) 885.
  - 27) S. Kochen and E. P. Specker: *Journ. Math. Mech.* **17** (1967) 59.

- 28) N. D. Mermin: *Rev. Mod. Phys.* **65** (1993) 803.
- 29) R. Jackiw and A. Shimony: *Phys. Perspect.* **4** (2002) 78.
- 30) D. Bohm: *Phys. Rev.* **85** (1952) 166; 180.
- 31) J. H. Conway and S. Kochen: *Found. Phys.* **36** (2006) 1441; *Notices of the AMS* **56** (2009) 226.
- 32) M. F. Pusey, J. Barrett and T. Rudolph: *Nat. Phys.* **8** (2012) 475.
- 33) Y. Aharonov, S. Popescu and J. Tollaksen: *Phys. Today*, November (2010) 27.

#### 著者紹介



筒井 泉氏：専門は素粒子論，量子力学基礎論。最近は弱値や弱測定など，量子力学の新しい物理量の概念に興味を持つ。趣味は下町の徘徊。饅頭と芸者が嫌い。

(2014年4月1日原稿受付)

### Bell's Inequality: Its Significance in Physics and Recent Ramifications

Izumi Tsutsui

abstract: The significance of Bell's Inequality and Bell's Theorem in physics is reviewed, along with its historical background and recent ramifications. Bell's Inequality allows us to examine if Einstein's viewpoint, presented in the EPR paper and modeled into a local realistic hidden variable theory by Bell, is tenable against experimental verifications. Some of the prominent experiments are mentioned featuring possible loopholes and expansion in the scope of the tests. The observed violation of Bell's Inequality suggests that the physical reality, if granted, must be contextual and vulnerable to the influence of other parties even if they are remotely located.

# 量子もつれの基礎および量子情報や物理との関係

井元 信之 (大阪大学大学院基礎工学研究科)

量子もつれの基本的概念を2体の2準位系から多体の多準位系を例にとり解説する。量子もつれと切り離せない量子テレポーテーション、量子もつれの強度、生成法、弱い量子もつれから強いもつれへの濃縮法、情報や物性等各方面との関係について述べる。

## 1. はじめに

複数の系にまたがる量子状態が個々の系の状態に分離できないさまをシュレーディンガーはドイツ語で Verschränkung と呼び、同時にそれを entanglement と英訳した。<sup>1)</sup> この英語は糸や人間関係が複雑に絡まっている様子を表し、純粋な状態からはほど遠い乱雑さを表す。対してドイツ語の方は連座あるいは腕組みの意であり、乱雑な様相を表さない。entanglement が最大となるのは乱雑でない純粋状態であること(後述)を考えると、Verschränkung の方がよい。訳はさしずめ連結状態や量子相関となろうが、これは語感が地味である。一般には量子もつれと呼ばれたり、エネルギーやエントロピーのようにそのままエンタングルメントと書かれるが、本稿では語感が面白く字数が少ない利点を持つ「量子もつれ」で話を進める。

量子もつれは元々量子論の基本に関する議論に端を発し、近年では量子情報処理に不可欠の概念として研究が進展し、最近では物性物理でもその概念が使われるようになってきた。量子もつれはベル不等式を破るための必要条件になっている点で量子論の基本との関わりが深いが、ベル不等式についての解説はこの号の筒井氏の記事や文献2)に委ねるとして、この記事では量子もつれの概念・量子情報処理との関わり・物理での新たな使われ方について概観する。

## 2. 量子もつれとは

量子力学的な粒子(波としても振る舞う粒子)が2つあるとし、それぞれA, Bと名付ける。2つが独立に波数  $\mathbf{k}_A$ ,  $\mathbf{k}_B$  の平面波を成しているとする、全体の波動関数は

$$\psi(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = e^{i\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_A} e^{i\mathbf{k}_B \cdot \mathbf{r}_B} \quad (1)$$

のように単なる積で表される。時間依存部  $e^{-i\omega_A t}$ ,  $e^{-i\omega_B t}$  や規格化定数は省いた。一般に2粒子の波動関数は6次元の配位空間を伝わるが、この波動関数は3次元実空間を伝わる2つの波動関数に分離されている。これは「もつれていない」状態である。

次に、波数が  $\mathbf{k}_A + \mathbf{k}_B = \text{const.} \equiv \mathbf{k}_0$  の関係にある波動関数がいくつか重ね合わさった状態にあるとしよう。パラメトリック下方変換 ( $\mathbf{k}_0$  はポンプ光の波数) や粒子-反粒子対発生 ( $\mathbf{k}_0 = 0$ ) で作られる状態である。それは(1)式を重ね合わせて

$$\psi(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_A} e^{i[(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_B]} \quad (2)$$

と表される。 $\mathbf{k}$  が連続ならば和は積分になる。この波動関数は3次元空間を伝わる2つの波動関数の積の形に分離できず、6次元の配位空間を伝わる形でしか書けない。(2)式において粒子Aの波数を観測して  $\mathbf{K}$  という値を得たとすれば、 $\mathbf{k}$  の和または積分がとれて  $\mathbf{K}$  単独になるので、Bの波数は自動的に  $\mathbf{k}_0 - \mathbf{K}$  に決まる。このことから状態が分離していないことがわかる。波数は運動量なので、2つの粒子の運動量が強く関連していることになる。それだけでなく、位置も強く関連している。実際(2)式で  $\mathbf{k}$  を連続量として積分を実行すると

$$\psi(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_B} \int d\mathbf{k} e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_B)} = \delta(\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_B) \quad (3)$$

となる。最後の等号で定数  $(2\pi)^3$  や位相因子  $e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_B}$  は省いた。<sup>3)</sup> これは粒子Aの位置を観測したら粒子Bも対応する位置にいることを意味する。すなわち粒子Aの検出を伝令としてそのときのBの位置が知れるので、これはいわゆる「伝令付き」単一光子の発生に用いられている。位置と運動量のように不確定関係にある物理量それぞれについて複数粒子間で強い相関を示すのも量子もつれの特徴である。有名なEPR (Einstein-Podolsky-Rosen) の論文<sup>4)</sup> でアインシュタインは(2)式の状態を例に挙げ、Aの位置を知りたいれば直接測りAの運動量は間接的にBのそれを測ることにすればどちらも実在であろうと指摘した。これがシュレーディンガーの論文<sup>1)</sup> を触発した。

## 3. n体のm準位系

量子もつれが現れる最も簡単な系は2個の2準位系である。2つの準位をケット記号で  $|0\rangle, |1\rangle$  と名付けると、粒子AとBが  $|0\rangle_A |0\rangle_B$  とか  $|1\rangle_A |1\rangle_B$  のように積で表されるときは(1)式と同様もつれていない状態である。しかし

$$|\psi\rangle = \sqrt{p} |0\rangle_A |0\rangle_B + \sqrt{1-p} |1\rangle_A |1\rangle_B \quad (4)$$

のような場合は(2)式と同じく「もつれて」いる。 $p=0$  や  $p=1$  のときは単なる積状態なので、量子もつれに強さというものがあるとすれば、 $p=1-p=1/2$  のとき最大になると予想される。その予想は正しいので先取りすると、

$$\begin{aligned}
|\phi^+\rangle &\equiv \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \\
|\phi^-\rangle &\equiv \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} - \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \\
|\psi^+\rangle &\equiv \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \\
|\psi^-\rangle &\equiv \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} - \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array}
\end{aligned}$$

図1 2体の2準位系の量子もつれ. 単位と位相 $0\cdot\pi$ の組み合わせで4つのベル状態がある.

$$\frac{|00\rangle+|11\rangle}{\sqrt{2}} \quad (5)$$

となるが, これを $|\phi^+\rangle$ と書いて, ベル状態と呼ぶ. 添え字ABを書かないのは誤解がないため省略したもので, 00 (または11)の左の0 (または1)が粒子Aで右が粒子Bと約束する簡略記法である. さらに規格化定数の $1/\sqrt{2}$ すら省略することがある. 最大もつれ状態は無数にあるが, (5)式と直交基底をなすものは他に3つあり, それぞれ $|\phi^-\rangle \equiv |00\rangle - |11\rangle$ ,  $|\psi^+\rangle \equiv |01\rangle + |10\rangle$ ,  $|\psi^-\rangle \equiv |01\rangle - |10\rangle$ と定義され (規格化定数は省いた), これらもベル状態という. 2粒子のヒルベルト空間は4次元だが, その基底の最も単純な選び方は $|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$ のようにもつれていないものだけから成る基底であろう. 逆に $|\phi^+\rangle, |\phi^-\rangle, |\psi^+\rangle, |\psi^-\rangle$ はどれも最大もつれ状態であるベル状態ばかりから成る基底である. 単純基底とベル基底の基底変換は量子テレポーテーションのところで重要となる. 図1に4つのベル状態を2準位系のイラストで描いた.

なお量子情報の分野では2準位系のことをqubit (量子ビット)と呼ぶ. 2準位といっても, エネルギー的には等しい2状態であることが多い. 無磁場中のスピンのx方向のupとdown (またはy方向またはz方向のupとdown), 1つの光子の縦横偏光 (または $\pm 45$ 度偏光または右回りと左回りの円偏光) などである. なお $|\phi^+\rangle, |\phi^-\rangle, |\psi^+\rangle, |\psi^-\rangle$ のうち最初の3つは粒子の入れ替えに対して変化しないが, 最後の $|\psi^-\rangle$ は符号が反転する.  $|\psi^-\rangle$ はシングレット状態, 最初の3つはトリプレット状態と呼ばれる. これらのベル状態にある2つの量子ビットのことをベルペアと呼ぶ.

次なる複雑化は (a) 多体の2準位系すなわち多qubit系へ進むか, (b) 2体の多準位系か, (c)  $n$ 体の $m$ 準位系へ進む方向がある. まず (a) の方向であるが, 3体の2準位系ではGHZ状態<sup>5)</sup>と呼ばれる

$$|\text{GHZ}\rangle \equiv \frac{|000\rangle + |111\rangle}{\sqrt{2}} \quad (6)$$

という量子もつれ状態と, W状態と呼ばれる

$$|W\rangle \equiv \frac{|100\rangle + |010\rangle + |001\rangle}{\sqrt{3}} \quad (7)$$

という量子もつれ状態がある.

図2にGHZ状態とW状態を描いた. 3体の場合これ以外の量子もつれはないことがわかっている. 「ない」の意

$$\begin{aligned}
|\text{GHZ}\rangle &\equiv \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \\
|W\rangle &\equiv \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array}
\end{aligned}$$

図2 3体の2準位系の量子もつれ.

$$\begin{aligned}
|\text{GHZ}_4\rangle &\equiv \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \\
|W_4\rangle &\equiv \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \\
|C_4\rangle &\equiv \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} - \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array}
\end{aligned}$$

図3 4体の2準位系の量子もつれの例. 上からGHZ状態, W状態, クラスタ状態.

$$\begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array}$$

図4 2体の4準位系の量子もつれの例.

味は後述のLOCCという概念のところで説明する.

4体の2準位系でもGHZ状態

$$|\text{GHZ}_4\rangle \equiv \frac{|0000\rangle + |1111\rangle}{\sqrt{2}} \quad (8)$$

と, W状態

$$|W_4\rangle \equiv \frac{|1000\rangle + |0100\rangle + |0010\rangle + |0001\rangle}{\sqrt{4}} \quad (9)$$

という量子もつれ状態がある. これ以外にもクラスタ状態と呼ばれる

$$|C_4\rangle \equiv \frac{|0000\rangle + |0011\rangle + |1100\rangle - |1111\rangle}{\sqrt{4}} \quad (10)$$

などがある. この状態は一方向量子計算に使われる. 最後の項がマイナスであることは重要である. もしプラスならその状態は $(|00\rangle_{AB} + |11\rangle_{AB})(|00\rangle_{CD} + |11\rangle_{CD})/2$ と因数分解され, これはAとBはもつれており, CとDももつれているがAB系とCD系に二分すると積状態になっていることを意味する. しかし(10)式は1カ所マイナスなのでどのように仕切りを入れてももつれていない. 図3に $|\text{GHZ}_4\rangle, |W_4\rangle, |C_4\rangle$ を描いた. 4体の場合, これ以外の量子もつれもあると確信されるが, 万人が満足の行く量子もつれの分類法は今のところない.

次に (b) の2体の多準位系の方向であるが, たとえば2体の4準位系を例にとると, 4準位すべてを等振幅等位相で足し合わせると

$$\frac{|00\rangle + |11\rangle + |22\rangle + |33\rangle}{\sqrt{4}} \quad (11)$$

という状態になる. 図4にそれを描いた. このように等振幅で足し合わせた状態は最大もつれ状態 (MES: Maximally Entangled State) と呼ばれる.

準位が4つでなく多数あるいは連続的になれば(11)式は

$$\sum_n |n\rangle_A |n\rangle_B \quad \text{あるいは} \quad \int dx |x\rangle_A |x\rangle_B \quad (12)$$

のように表される. ただし規格化定数は省いた. 物理的に

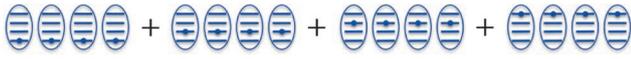


図5 4体の4準位系の量子もつれの例.

発生できる状態としては規格化できなければならないので、和や積分の範囲を有限にするか分布を一様でなくしたものになる。xは連続的に分布する準位のサフィックスであるが、準位に限らず何らかの「モード」でよい。たとえば(2)式の量子もつれ状態をブラケット記号で(ついでに波数kでなく角振動数 $\omega$ )で書くと、

$$\int d\omega |\omega\rangle_A |\omega_0 - \omega\rangle_B \quad (13)$$

のように書かれるが、これは非線形光学結晶に角周波数 $\omega_0$ の強いレーザー光(ポンプ光と呼ばれる)を照射したときに生成される「もつれた光子対」の状態で、光の量子情報処理実験では日常的に使われる。実際に使われる状態は(13)式の積分変数 $\omega$ の範囲は一先に書いたように一無限ではなく、位相整合条件と呼ばれる条件を満たす中心角周波数の回りに分布する重みを付けた積分となるが、中心角周波数の近くしか興味がない場合は概念的に(13)式のように書かれる。<sup>6)</sup>

最後は(c)の多体の多準位系の方向である。4体の4準位系を例にとると、たとえば4体すべての準位が揃った状態を等振幅等位相で足し合わせた状態は

$$\frac{|0000\rangle + |1111\rangle + |2222\rangle + |3333\rangle}{\sqrt{4}} \quad (14)$$

という状態になる。図5にそれを図示した。

さて、量子もつれを有する複数の系の1つだけに着目したときの状態を考えよう。まず全系の密度演算子を $\hat{\rho}$ とすると、そのトレースは1になる。密度演算子を対角化する基底で密度行列にするとそれぞれの基底にある確率が対角成分に並ぶので、これは「個々の基底にある確率を足すと1」を意味する。つまり全系がどの基底にあるかを見ないのであれば、何らかの基底にある確率は1であり、これが $\text{Tr}[\hat{\rho}] = 1$ に対応している。複数の系にまたがる場合も、系Bの中身を見ないことは系Bだけトレースをとることに対応する。そうすれば、系Bが何らかの基底にあってもそれは見ずに捨てたときの系Aの密度演算子が残る。すなわち $\hat{\rho}_A = \text{Tr}_B[\hat{\rho}] = \sum_{nB} \langle n | \hat{\rho} | n \rangle_B$ である。この $\text{Tr}_B$ のことを( $\text{Tr}_A$ もそうであるが)部分トレースという。簡単のため2つの量子ビット系で(4)式の $|\psi\rangle$ を例にとると、 $\hat{\rho} = |\psi\rangle\langle\psi|$ としてただちに

$$\hat{\rho}_A = p|0\rangle\langle 0| + (1-p)|1\rangle\langle 1| \quad (15)$$

を得る。 $p=0$ または $p=1$ ならばこれは系Aが $|1\rangle$ か $|0\rangle$ に決まっている純粋状態であり、 $p=1/2$ のときどちらか全くわからない最大混合状態であり、それ以外の $p$ は「どちらか多少はわかる」混合状態を表す。(純粋状態か混合状態かの判定は、 $\hat{\rho}$ が純粋状態であるための必要十分条件 $\hat{\rho}^2 = \hat{\rho}$ を確

認すればよい。)

したがって「量子もつれが最大の状態とは、部分トレースをとったとき最大混合状態を示す状態」と言える。もちろん系Aと系Bに分割するときヒルベルト空間のサイズに注意しなければならないし、多体の多準位系ではどんな分割の仕方でもコンシステントにこれが言えるとは限らない、という注意を払う必要はあるが。

この考え方を進めると、部分系Aの密度演算子のフォン・ノイマンエントロピー $S_A \equiv -\text{Tr}_B[\hat{\rho} \log \hat{\rho}]$ —これは(15)式の場合は $-[p \log p + (1-p) \log(1-p)]$ であるが—これをもって量子もつれの強さと言うことができそうである。確かにこの定義は積状態 $p=0$ または1のときに0となり、 $p=1/2$ のときに最大となる。2準位系に限らず、全系が純粋状態のときこの定義は有効である。全系が純粋状態のとき一般に $S_A$ は $S_B \equiv -\text{Tr}_A[\hat{\rho} \log \hat{\rho}]$ に等しいので、AとBのどちらのトレースをとるかに依らない。この量はエンタングルメント・エントロピーと呼ばれることがある。<sup>7)</sup>

全系がもともと混合状態のときは注意を要する。このとき全系のフォン・ノイマンエントロピー $S$ は元来正なので、部分系のフォン・ノイマンエントロピーが正であることが観測されたとしても、それが量子もつれによるものなのか元々の不確かさによるものかすぐにはわからないからである。

#### 4. LOCC

先に複数の系の状態が個々の積状態に分離されるならばそれは量子もつれ状態ではないと書いた。これは純粋状態の積か混合状態の積かに依らず正しい。では積状態に書けない状態はただちに量子もつれ状態かという、そうとは限らない。たとえば

$$\hat{\rho} \equiv p|00\rangle\langle 00| + (1-p)|11\rangle\langle 11| \quad (16)$$

という密度演算子で書かれる混合状態を考える。これは純粋状態の積でないことはもちろん、混合状態の積でもない。系AとBを1つのブラケットに入れてしまう略記を使わずきちんと書けば、これは

$$p|0\rangle_A \langle 0| \otimes |0\rangle_B \langle 0| + (1-p)|1\rangle_A \langle 1| \otimes |1\rangle_B \langle 1| \quad (17)$$

と書かれるが、これは粒子AとBの密度演算子の積の和である。ではこれを量子もつれと呼ぶかという、呼ばない。なぜならば、確かに粒子AとBの間には準位の相関はあるが、 $|00\rangle$ と $|11\rangle$ の間の位相関係は全く不定である。準位と位相のように不確定関係にある量の両方が相関を示すわけではないので、それは量子もつれではない。(17)式が(4)式と異なっていることは、(4)式の密度演算子 $|\psi\rangle\langle\psi|$ を書いてみれば

$$p|0\rangle_A \langle 0| \otimes |0\rangle_B \langle 0| + (1-p)|1\rangle_A \langle 1| \otimes |1\rangle_B \langle 1| + \sqrt{p(1-p)}(|0\rangle_A \langle 1| \otimes |0\rangle_B \langle 1| + |1\rangle_A \langle 0| \otimes |1\rangle_B \langle 0|) \quad (18)$$

となり、あくまで混合状態である(17)式とは別ものであることからわかる。

以上の考察から、2体の量子もつれとして次のような定義が考えられる。系Aの密度演算子 $\hat{\rho}_n^{(A)}$ と系Bの密度演算子 $\hat{\sigma}_n^{(B)}$ を用いて、(16)式を一般化した

$$\hat{\rho} = \sum_n p_n \hat{\rho}_n^{(A)} \otimes \hat{\sigma}_n^{(B)} \quad (19)$$

のように全系の密度演算子 $\hat{\rho}$ が書ける場合は「もつれていない」と言い、こう書けない場合に「もつれている」と定義する。ここで $p_n$ は非負で $\sum_n p_n = 1$ の確率分布をなす。もし特定の $n$ に対して $p_n = 1$ でそれ以外の $p_n$ が0ならば(19)式は積状態となるので、この定義は単なる積状態も含んでいる。以上は2体系に限らず多体の場合も同様である。

量子もつれを物理的に作るにはどのような条件が必要だろうか？先に述べたようにある種の非線形光学結晶に強いポンプ光レーザーを照射すれば(13)式あるいは(2)式で表される量子もつれ光子対を作ることができる。一般に、もつれていなかった2つの系をもつれさせるには物理的相互作用が必要である。初めから離れていたもつれない系を没交渉のままもつれさせることはできない。この場合、電話やメールで連絡をとることが許されるならば古典相関を形成することはできる。

2つの光子を電話連絡だけでももつれさせることはできなさそうである。(16)式あるいは(17)式あるいはそれを一般化した(19)式のような古典相関しか持たない状態ならば、いうまでもなく電話連絡だけで相関を作ることができるが。

この「離れた二人が電話連絡だけで行い得る操作」を考えてみる。系AとBが離れている場合、系Aのところにいる人(慣例によりアリスと呼ぶ)はもちろん系Aに物理的操作をすることができ、系Bのところにいる人(ボブと呼ぶ)は系Bに物理的操作ができる。物理的操作とはユニタリ変換のような可逆なもの、観測や散逸・デコヒーレンスといった不可逆なものも含む。しかしアリスは系Bを直接操作はできないしボブは系Aを直接操作することはできない。もちろんアリスもボブも系Aと系Bを相互作用させることはできない。しかしアリスとボブは電話やメールで連絡を取り合い、自分がした操作や測定の結果を互いに伝え合うことはできるとする。アリスはボブへの連絡を通じてボブが系Bに施す操作の選択に影響を与えることはできる。同様にアリスもボブからの連絡に応じて系Aに施す操作を変えることができる。アリスとボブが離れた地点にいる場合、せいぜいこのような通信とローカルな操作を有限回行うことが、最大限できることである。これを、local operation and classical communicationの頭文字をとってLOCCと呼ぶ。なぜclassical communicationと言うかというと、電話やメールなど通常の通信は量子通信ではなく古典通信だからである。

系AとBがもともと量子もつれ状態にないとき、この

ようなLOCCだけで量子もつれ状態に変えることはできない。逆に言えば、量子もつれとはLOCCで創出できないものという特徴付けをしてもよい。

以上は2体系に限らず多体の場合も同様である。ここで(7)式直後に「3つの量子ビットがもつれた状態はGHZ状態とW状態以外にない」と書いたことを思いだそう。これは「GHZ状態とW状態は3体間のLOCCでは移りあえない。しかしこれ以外にLOCCで移りあえない3体の量子もつれ状態はない」という意味である。正確に言うと確率1でなくてもよいLOCC(確率的LOCC、SLOCCと呼ばれる)で移りあえるか、あるいはそれでも移りあえないかという意味である。SLOCCの観点から3体の2準位系(3つの量子ビット)についての分類はクリアであり、<sup>8)</sup>3体の2準位以上の系については、いくつかの場合について<sup>9)</sup>クリアになっている。しかしより高準位な系や4体以上の系になるとSLOCCによる方法では「係数が少しでも違ふと移りあえないので別のもつれ」という、ややつまらないことになってしまう。GHZやW以外にクラスター状態その他の有用な量子もつれ状態があり、それらの性質などはよくわかっているが、全く一般の状態についてSLOCCに根ざした方法でつまらない分類はまだ発展途上である。

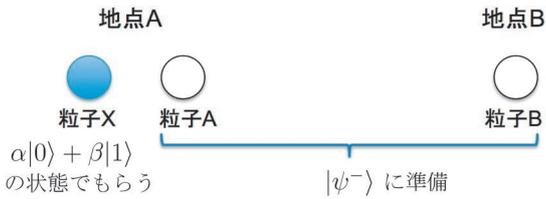
## 5. 量子テレポーテーション

量子テレポーテーションは量子情報処理実現のために必要であるという実用上の意義があるだけでなく、量子情報処理の根本にかかわる極めて重要な概念である。

いま、地点Aにある系Xの量子状態を地点Bに配送するというタスクを考える。簡単のため系とは量子ビットすなわち $|0\rangle$ と $|1\rangle$ の2状態のみとする系とする。具体的には1つの光子が水平偏光の状態を $|0\rangle$ で表し、垂直偏光を $|1\rangle$ で表すと、45度偏光は $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ 、-45度偏光は $(|0\rangle - |1\rangle)/\sqrt{2}$ 、左回り円偏光は $(|0\rangle + i|1\rangle)/\sqrt{2}$ 、右回り円偏光は $(|0\rangle - i|1\rangle)/\sqrt{2}$ となる。スピンの方が慣れている場合はxスピン、yスピン、zスピンそれぞれupとdownの状態が対応する。このような光子あるいはスピンを地点AからBへ直接運べば、もちろん配送タスクは遂行される。しかし光子やスピンを散逸やデコヒーレンスから守って運ぶことは至難である。そこで量子テレポーテーションが登場する。物理系そのものを送るのでなく、地点Bに受け皿となる物理系があって、その状態を系Xの量子状態にするという手法である。

例として系Xの量子状態が $\alpha|0\rangle_X + \beta|1\rangle_X$ という重ね合わせ状態であるとしよう。ただし $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ である。 $\alpha$ や $\beta$ を知っているなら、地点Aから地点Bに電話をかけて「そちらで $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ の光子なりスピンなりを作れ」と言えば済む話なので、系Xの量子状態を知らないとする。

いま量子ビットXの他に、ベル状態の1つである $|\psi^-\rangle_{AB} \equiv (|0\rangle_A |1\rangle_B - |1\rangle_A |0\rangle_B)/\sqrt{2}$ であるような量子ビットAと量子ビットBをそれぞれ地点Aと地点Bに持っていたと



→ 粒子XとAの系をベル測定してベル状態  $|\psi^- \rangle$  を得た場合、粒子Bは自動的に元のXの状態になっている。他の3つのベル状態のどれかだった場合も、粒子Bを物理的に容易に  $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$  に変換できる。

図6 量子テレポーテーション。

しよう。すると系Xと系ABは独立なので単なる積となり、全系の状態は

$$\begin{aligned}
 |\Psi\rangle &= (\alpha|0\rangle_X + \beta|1\rangle_X) \frac{|0\rangle_A|1\rangle_B - |1\rangle_A|0\rangle_B}{\sqrt{2}} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha|0\rangle_X|0\rangle_A|1\rangle_B - \alpha|0\rangle_X|1\rangle_A|0\rangle_B \\
 &\quad + \beta|1\rangle_X|0\rangle_A|1\rangle_B - \beta|1\rangle_X|1\rangle_A|0\rangle_B)
 \end{aligned} \tag{20}$$

ここで量子ビットXとAの基底としてベル基底  $|\psi^- \rangle_{XA}$ ,  $|\psi^+ \rangle_{XA}$ ,  $|\phi^- \rangle_{XA}$ ,  $|\phi^+ \rangle_{XA}$  を用いると、その結果は

$$\begin{aligned}
 |\Psi\rangle &= -\frac{1}{2} [ |\psi^- \rangle_{XA} (\alpha|0\rangle_B + \beta|1\rangle_B) \\
 &\quad + |\psi^+ \rangle_{XA} (\alpha|0\rangle_B - \beta|1\rangle_B) \\
 &\quad - |\phi^- \rangle_{XA} (\alpha|1\rangle_B + \beta|0\rangle_B) \\
 &\quad - |\phi^+ \rangle_{XA} (\alpha|1\rangle_B - \beta|0\rangle_B) ]
 \end{aligned} \tag{22}$$

となることが簡単に示される。これは量子ビットXAが(1)  $|\psi^- \rangle$  と観測されたなら量子ビットBは  $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$  で、(2)  $|\psi^+ \rangle$  と観測されたなら量子ビットBは  $\alpha|0\rangle - \beta|1\rangle$  で、(3)  $|\phi^- \rangle$  と観測されたなら量子ビットBは  $\alpha|1\rangle + \beta|0\rangle$  で、(4)  $|\phi^+ \rangle$  と観測されたなら量子ビットBは  $\alpha|1\rangle - \beta|0\rangle$  であることを意味する。このようにベル基底に射影する測定をベル測定というが、結果が(1)なら何もしなくても量子ビットBは元のXの状態になっており、(2)なら位相反転をすればよく、(3)ならビット反転をすればよく、(4)ならその両方を反転すればよい。かくしてどの結果が出ても無駄なく元のXの状態が量子ビットBに出現するのである。これが量子テレポーテーションである。

言い換えると、量子ビットXをもらう以前に(あるいはXを保存しておけるなら以後でもよいが)ベル状態にある量子ビットAとBをそれぞれ地点AとBに配っておけば、後はXとAのベル測定を地点Aで行い、測定結果を地点Bに電話(古典通信)すればよい。量子ビットXを物理的に地点Bに運ばなくてもその量子状態が地点Bに出現することからテレポーテーションと呼ばれる。この方法は地点AからBへ測定結果を伝えるというステップを含んでいるので、そこが光速を超えることができないため、量子テレポーテーション全体としては光速を超えて「量子状態転送」することはできない。

先に「このタスクを行う我々はXの状態を知らないと仮定する」と書いたが、知っているでも電話連絡だけでは済まず量子テレポーテーションを使わなければならない場合がある。それはXがどこかにある系Yと量子もつれ状態になっている場合である。たとえば(4)式のような量子もつれ状態にある2つの量子ビットの片割れは、それだけ見ると(15)式のような混合状態になっているが、それを知っていたとして地点Bに「(15)式の状態を作れ」と電話したとしても、単独で(15)式の状態になっているBしか作れず、(4)式のようにYともつれているBにはならない。このようなときも量子テレポーテーションを使えば量子もつれを保ったまま転送できるのである。

実用的な見地から言うと、量子暗号を100kmよりずっと遠距離で行おうとすると、光ファイバーだろうが空間ビームだろうが大きな光損失が避けられないため、この量子テレポーテーションの世話にならなければならない(量子リピーター)。この場合、ベル状態にある光子ペアの配送が(光損失のため)失敗することは気にせず、成功するまで行い、成功したのを見届けてから最後にXを入力するという順序で、量子特有の脆弱性から重要な量子ビットXを守ることができる。これはXを入力してからそれをテレポートするという順序を逆転させて、「チャンネルを確立する」というサブルーチンを確保してからXを入力することができるからで、量子情報処理特有のことである。

一方、量子コンピューターへの応用を考えよう。これまでタスクは「単に量子状態を遠方に送る」と限定してきたが、実は「量子ビットXに量子コンピューティングの演算を施す」代わりに、ベル状態の片割れである量子ビットBに先に演算を施しておく、BにテレポートされるのはXにその演算を施した状態となる。昨今C-NOTなどの重要な量子演算はなかなか確率1で成功させることができていないが、そんな状況でもBへの演算を成功するまで行い、成功してからXをテレポートすれば(確率が低くても)Xを失わずに済む。これもサブルーチンを先に行ってからそのサブルーチンへのXの入力を行うことができるという量子情報処理特有の特質が使われている。これを複雑化したのがクラスター状態を用いた一方向量子計算であり、この方面の研究は最近活発に行われている。

このように量子テレポーテーションを行うには事前準備としてベル状態の配布を必要とする。もし配布する量子ビットAとBの状態が完璧なベル状態でないとどうなるか? もちろん量子テレポーテーションも完璧ではなくなる。ところがここに量子もつれの蒸留<sup>11)</sup>という方法がある。これは地点AとBに配布した粒子ペア  $A_1$  と  $B_1$ ,  $A_2$  と  $B_2$ ,  $A_3$  と  $B_3$ , ...,  $A_n$  と  $B_n$  が理想的ベル状態でなくても、地点AとBのLOCCだけで純粋なベルペアに蒸留することができるというものである。もちろんそのときペアの数は  $n$  より少ない  $m$  になる。量子もつれ蒸留は簡単な場合に実験も行われている。<sup>12)</sup> 特に量子もつれ劣化の原因が光通

信特有の「集団的ノイズ」と呼ばれる雑音であるとき、蒸留の方法は洗練されてきており、初期の実験<sup>13)</sup>から最新の改良提案<sup>14)</sup>まで研究が進んでいる。

## 6. 量子もつれの強さ

前節最後で「もつれ度合いの弱い $n$ 個のペアから純粋なベルペアを $m$ 個蒸留できる」と書いた。そうであるならば $m/n$  (これは1より小さい)を量子もつれの強さの指標とすることができそうである。 $n$ も $m$ も整数であるから、 $\lim_{n \rightarrow \infty} (m/n)$ のような漸近的定義をとる必要があるが、この定義による量子もつれ強度の指標を distillable entanglement (通常 $E_D$ と書かれる)と呼ぶ。つまり「その強度のペア1つから平均何個(1より小さい)のベルペアが蒸留できるか」である。

一方、離れた系AとBに量子もつれを作るには LOCC だけではできないので量子通信—量子ビットを送ること—が必要である。そこで「そのペア1つを作るのに平均何個の量子ビット通信を必要とするか」(これも1より小さい)というのも量子もつれの強度を表す指標となる。これは entanglement cost と呼ばれ、通常 $E_C$ と書かれる。 $E_D$ も $E_C$ も全系が混合状態でも成り立つ定義であるが、具体的計算法は与えていない概念的な定義である。

他方、第3節で「フォン・ノイマンエントロピーが量子もつれの強さの指標になり得る」と述べた。これは計算法が与えられている定義であるが、純粋状態の場合の話であった。純粋状態に限るとこれは entanglement of formation と呼ばれるものに一致し、それは通常 $E_F$ と書かれる。以上3つの指標には $E_D \leq E_C \leq E_F$ の関係がある。

2体の2準位系(2量子ビット系)に話を限ると、より計算法が具体的なコンカレンスという指標も用いられるが、これは $E_F$ と関数関係にある。

このように量子もつれの強さを表す指標は種々提案されているが、これらに共通するのは「LOCCで量子もつれが増えることはない」という点である。あるいはこれが指標に要求される要請と言ってもよい。種々あっても2体系のようにもつれの大小関係を最大限に定量化するような指標の場合、最大もつれ状態は混合状態でなく純粋状態となっている。

以上のように量子もつれの強さを定量的に示す指標の他にも様々な見方がある。たとえば部分系の混合度の観点からはGHZ状態の方がW状態より量子もつれが強いわけであるが、逆に「粒子をひとつずつ失っていった場合に量子もつれがどのくらい残るか」という観点もある。GHZ状態はたったひとつ失うだけで量子もつれが消滅するが、W状態はいつまでも残る。それだけでなく、その減り方が最も遅い<sup>15)</sup>ので、粒子喪失に対する耐性が最大の状態とも言える。要はどの目的にも誰にも最適な指標がひとつあるのではなく、目的に応じて適切な概念なり指標なりを使うのである。

なお、量子もつれの詳細で優れた解説論文として文献16を挙げておく。

## 7. おわりに

量子もつれはベル不等式を破るための必要条件という重要性を有しているし、量子通信や量子コンピューティングに欠かせない基本技術である。そのような基本技術として使いたい場合、放っておくと環境との相互作用に対し脆弱な量子もつれを如何に忠実に形成し送り届け保持するかという問題がある。前述のようにこの方面の研究も盛んに行われているが、多数の弱い量子もつれ状態から少数の最大量子もつれ状態を蒸留する方法や集団的雑音に対して有効な雑音除去法などの研究が目覚ましく進んでいる。

一方、エンタングルメント・エントロピーはブラックホールのエントロピーと密接な関係があり、<sup>7)</sup>これが最近では物性物理へも広がってきている。<sup>17)</sup>たとえば相転移を表現するにはオーダーパラメーターに対する磁化などのマクロな量をプロットして、その変化が不連続あるいはなめらかでなく折れることを見るのが普通の方法であるが、これでは見えない相転移が量子もつれの強度をプロットすると見えてきたりする。このような新しい方向も含め、量子もつれの重要性和応用可能性は広がりかつ深まる一方である。深まっているとはいえ、これまで述べてきたように多体の多状態系の量子もつれの分類や指標など、未解決の問題も山積している。量子もつれそのものの研究も使い方の研究も、これから大いに発展していくことを期待したい。

## 参考文献

- 1) E. Schrödinger: Proc. of the Cambridge Philosophical Society **31** (1035) 555; *ibid.* **32** (1936) 446.
- 2) 井元信之: 数理科学 **49** (2011) 40.
- 3) (3)式は粒子AとBが同じ位置にあることを意味するので現代の実験状況と異なるように見えるが、次の文献4の(9)式の $X_0$ のような相対位置を組み込むと粒子AとBの相対位置が決まることになり、実験状況と合致する。
- 4) A. Einstein B. Podolsky and N. Rosen: Phys. Rev. **47** (1935) 777.
- 5) Greenberger, Horne, Zeilingerの頭文字をとってGHZ状態と呼ばれる。D. M. Greenberger, M. A. Horne and A. Zeilinger: *Bell's Theorem, Quantum Theory, and Conceptions of the Universe*, ed. M. Kafatos (Kluwer, Dordrecht, 1989) pp. 69-72; arXiv: 0712.0921.
- 6) パラメトリック下方変換でポンプ光が強い場合、光子ペアが1つだけでなく複数できる。その場合(12)式の左式の和の中にボルツマン因子がかかり、このとき規格化定数はカノニカル分布の分配関数の値となる。これは粒子-反粒子生成も同じである。このように現実の状態は常に規格化可能である。
- 7) たとえばブラックホールの傍で起こる粒子-反粒子生成において片方がブラックホールに吸い込まれた場合、外からはもう一方が放射されたように見える。その数分布がボルツマン因子に比例するため、それがブラックホールの温度とも関係するし、放射される粒子数のエントロピーはエンタングルメント・エントロピーに等しくなる。
- 8) A. Acin, D. Bruss, M. Lewenstein and A. Sanpera: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 040401.
- 9) A. Miyake: Int. J. Quantum Information **2** (2004) 65.
- 10) C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres and W. K. Wootters: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1895.
- 11) C. H. Bennett, H. J. Bernstein, S. Popescu and B. Schumacher: Phys. Rev. A **53** (1996) 2046.
- 12) J-W. Pan, S. Gasparoni, R. Ursin, G. Weihs and A. Zeilinger: Nature **423**

(2003) 417.

- 13) T. Yamamoto, M. Koashi, S. K. Ozdemir and N. Imoto: Nature **421** (2003) 343.
- 14) H. Kumagai, T. Yamamoto, M. Koashi and N. Imoto: Phys. Rev. A **87** (2013) 052325.
- 15) M. Koashi, V. Buzek and N. Imoto: Phys. Rev. A **62** (2000) 050302.
- 16) R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki and K. Horodecki: Rev. Mod. Phys. **81**(2) (2009) 865.
- 17) 高柳 匡, 笠 真生: 日本物理学会誌 **62** (2007) 421; 高柳 匡, 西岡 辰磨, 笠 真生: 同 **69** (2014) 361; 古川俊輔, 白石潤一: 同 **69** (2014) 541.

#### 著者紹介



井元信之氏: 東京大学大学院工学系研究科(物理工学)修了。NTT物性科学基礎研究所・総合研究大学院大学教授を経て現職。

(2014年6月19日原稿受付)

## Basics of Quantum Entanglement for Quantum Information and Physics

Nobuyuki Imoto

abstract: The basic concept of entanglement is introduced taking examples from the simplest two two-level systems to many multi-level systems. Related concepts are explained such as quantum teleportation, magnitude of entanglement, generation method, concentration of weakened entanglement, and also relationships between different areas such as information, communication, and condensed-matter physics are described.

# 多様な量子もつれの実現と新たな応用

竹内 繁樹 (京都大学工学研究科)

量子もつれ状態とは、複数の独立した状態の直積では表せない状態である。その例としては、スピン一重項状態がよく用いられるが、実際にはさまざまな「もつれ状態」がある。本稿では、これらさまざまな量子もつれ状態の発生や応用の最近の進展について紹介する。まず、入力された独立した光子対に対し、その特定の偏光相関を抜き出し、量子もつれ状態へと変換する光量子回路「量子もつれフィルター」を紹介する。次に、複数経路の光子数に関するもつれ状態 (NOON 状態) とその状態を用いた高感度位相測定や顕微鏡への応用について説明する。最後に、時間・周波数に関する量子もつれ状態とその量子光コヒーレンストモグラフィへの応用について述べる。

## 1. はじめに

量子もつれ状態と聞いて、読者の皆様はどのような状態を思い浮かべられるだろうか。おそらく多くの方は、スピン 1/2 粒子 2 つの粒子 A, B が、全体として一重項状態

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_A|\downarrow\rangle_B - |\downarrow\rangle_A|\uparrow\rangle_B) \quad (1)$$

にあるもの、あるいは 2 つの光子 A, B の場合、水平偏光、垂直偏光をそれぞれ  $|H\rangle$ ,  $|V\rangle$  としたとき

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_A|V\rangle_B - |V\rangle_A|H\rangle_B) \quad (2)$$

という状態ではないだろうか。実際、ベルの不等式<sup>1)</sup>の説明では、これらの状態がよく用いられている。

しかし、量子もつれ状態とは、「2 つ以上の系 (粒子) の状態 (波動関数または密度行列) が、それぞれ単独の状態の直積では表せない」ものを言い、式 (1), (2) の状態に限られない、もっと幅の広い概念である。例えば、アインシュタイン、ポドルスキー、ローゼンによる、いわゆる EPR 論文<sup>2)</sup>で取り上げられているのは、「運動量」と「位置」という連続量に関する量子相関である。実際、最近の研究では、さまざまな物理量に関する量子もつれが実現されている。

さらに、その発生方法についても、進展が著しい。ベルの不等式<sup>1)</sup>の発見直後の 1960~80 年代前半には、原子からの 2 光子カスケード発光過程が利用されていた<sup>3)</sup>が、1980 年代後半のマンデル (L. Mandel) らによる、一連のすばらしい研究<sup>4,5)</sup>により、パラメトリック下方変換を利用した光子対発生が主流となった。1990 年代は、ポンプ光から光子対への変換媒質として、バルク (数ミリメートル角程度の単結晶) の非線形光学結晶が用いられていたが、最近はより高い変換効率や高機能性を目指し、擬似位相整合素子の研究が進められている。また、さまざまな媒質での 4 光波混合過程も利用が進んでいる。<sup>6)</sup>

また、量子もつれ状態の利用も、1980 年代までは、おもにベルの不等式の検証実験が目的であった。しかし、1991 年に量子もつれ状態を利用した量子暗号の提案<sup>7)</sup>がなされ、以降、量子テレポーテーション、<sup>8)</sup> 量子計算<sup>9,10)</sup>のリソースとして注目されるようになった。さらに最近で

は、量子情報通信処理という枠組みを超え、高感度・高分解能な光計測など、さまざまな応用が出現しつつある。

本稿では、これらのさまざまな「量子もつれ状態」の実現とその新しい応用について、我々の研究を例として紹介する。まず、量子もつれ状態の新たな生成法として、量子もつれ状態を抜き出す光量子回路「量子もつれフィルター<sup>11)</sup>」を紹介する。次に、光子数に関する量子もつれ状態を利用した標準量子限界を超えた位相測定感度の実現<sup>12)</sup>と、その原理を微分干渉顕微鏡に応用した「量子もつれ顕微鏡<sup>13)</sup>」を紹介する。三番目の例として、最先端の擬似位相整合素子技術を利用した素子を用いた、超広帯域周波数もつれ合いの実現<sup>14)</sup>とその光量子断層撮影への応用<sup>15)</sup>について紹介する。周波数相関を持つ光子対による 2 光子量子干渉信号は、媒質の群速度分散の影響を受けないことを利用して、媒質の分散の影響を受けない光コヒーレンストモグラフィが可能になる。最後に、今後の展望について述べる。

## 2. 量子もつれフィルター

光学実験でよく用いられる部品に、「偏光フィルター」がある。これは、ある特定の直線偏光 (例えば垂直偏光) 成分のみを通すものである。直線偏光の光子は、水平偏光  $|H\rangle$ 、垂直偏光  $|V\rangle$  との重ね合わせ状態として次のように表される。

$$|\phi\rangle = \cos\theta|H\rangle + \sin\theta|V\rangle \quad (3)$$

ここで、 $0 \leq \theta < \pi$  は水平からの偏光の傾きを表す。このような状態の光子を、上述の偏光フィルターを通過させると、確率  $\sin^2\theta$  で垂直偏光を持った光子として出力される。

量子もつれフィルターとは、この偏光フィルターを 2 つの光子の偏光の相関を抽出できるように拡張したものである。<sup>16)</sup> 今回実現したフィルターは、2 つの光子が両方とも垂直偏光もしくは両方とも水平偏光の場合、もしくはそれらの重ね合わせ状態のみを透過する (図 1)。たとえば、斜め 45 度偏光 ( $|P\rangle = 1/\sqrt{2}(|H\rangle + |V\rangle)$ ) の光子を 2 つ入力した場合、その状態は

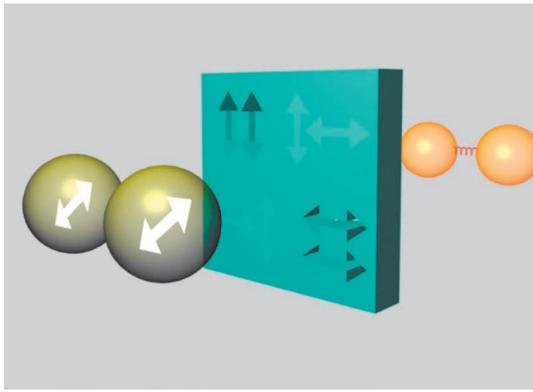


図1 量子もつれフィルターの概念図.<sup>11)</sup>

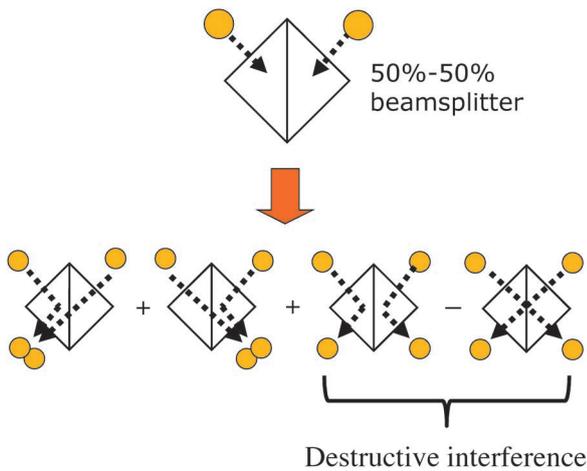


図2 Hong-Ou-Mandel 干渉.<sup>4,17)</sup>

$$|P\rangle_A |P\rangle_B = \frac{1}{2} (|H\rangle_A |H\rangle_B + |H\rangle_A |V\rangle_B + |V\rangle_A |H\rangle_B + |V\rangle_A |V\rangle_B) \quad (4)$$

と表される。この状態を量子もつれフィルターに入力すると、偏光が互いに異なる状態、 $|H\rangle_A |V\rangle_B$ 、 $|V\rangle_A |H\rangle_B$ が消去され、出力状態は

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_A |H\rangle_B + |V\rangle_A |V\rangle_B) \quad (5)$$

となる。これは、式(2)とは表式が異なるが、光子 A, B の独立した偏光状態の積の形で表すことができず、「量子もつれ状態」である。

我々は、この「量子もつれフィルター」の機能を持つ光量子回路を提案、<sup>16)</sup> 実現した。<sup>11)</sup> その際に重要となったのが、2光子量子干渉という現象である。発見者の名前から、Hong-Ou-Mandel干渉、またはHOM干渉とも呼ばれる。<sup>4)</sup> 2つの光子を、別々のポートから、反射率と透過率が共に50%の半透鏡に入射すると(図2)、一方の光子が反射し他方の光子が透過する場合などの、4つのプロセスが考えられる。しかし、入力された2つの光子がまったく区別がつかない場合、「光子が両方とも反射」、「光子が両方とも透過」の2つのプロセスの結果は区別がつかず、この2つのプロセス間の干渉(量子干渉)が生じる。その確率振幅を

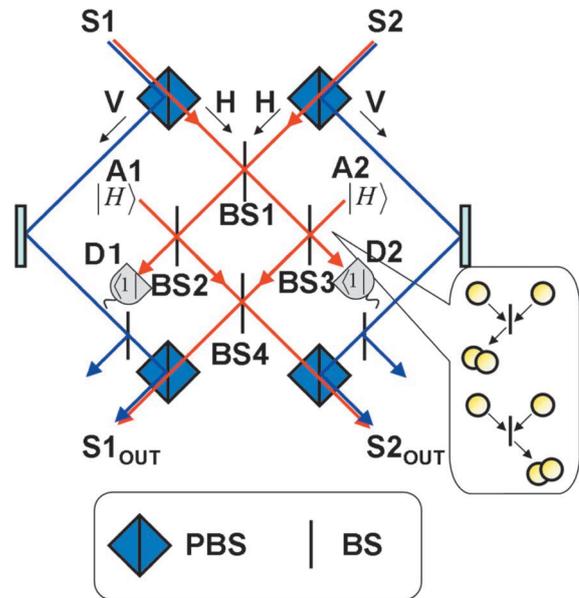


図3 量子もつれフィルターの光量子回路。<sup>11,16)</sup> PBSは水平偏光(H)を透過し、垂直偏光(V)を反射する偏光ビームスプリッター、BS1~BS4は、透過率、反射率ともに50%の半透鏡である。光路は、青色と赤色の線によって表され、それぞれ垂直偏光成分、水平偏光成分に対応している。光子検出器D1, D2の両方が、光子を1つ検出した場合に、量子フィルター操作は成功する。

計算すると、絶対値の大きさは等しく符号が逆のため、完全に打ち消し合うことが分かる。結果として、図2の左側2つのプロセスしか生じず、2つの光子はいずれか一方のポートから、共に出力される。これが、2光子量子干渉である。この現象のもう少し詳しい解説は文献17を参照して欲しい。

図3に、我々の提案した光量子回路<sup>16)</sup>を示す。光量子回路に入力される2つの光子は、それぞれS1, S2の2つのポートから同時に入力される。それらの光子が、半透鏡BS2, BS3に到達するのにタイミングを合わせて、水平偏光光子(補助光子)をA1, A2のポートから入力する。そして、検出器D1, D2のそれぞれで同時に光子が1つずつ検出された場合、前述の「量子もつれフィルター」操作がなされた後の状態を持つ光子がS1\_OUT, S2\_OUTから出力される。

この光量子回路のカギを握っているのが、半透鏡BS2, BS3における2光子量子干渉である(図3の挿図)。今、BS3の左上方の経路から光子が1つだけ入力されたとしよう。この回路の前段にある偏光ビームスプリッター(PBS)は、水平偏光を透過し、垂直偏光を反射する。このため、BS3に到達する光子の偏光は、水平偏光と決まっている。その光子と同じタイミングでA2から水平偏光を持った補助光子が入力されると、2光子量子干渉により、検出器D2では、「光子が検出されない」か、あるいは「光子が2つ検出される」のいずれかの事象となり、「光子を1つ検出する」ケースは生じない。逆に、検出器D2で「光子を1つ検出」するのは、BS3の左側から入力される光子数が、0個か2個の場合に限られる。

いま、水平偏光と垂直偏光の2つの光子が、S1, S2から

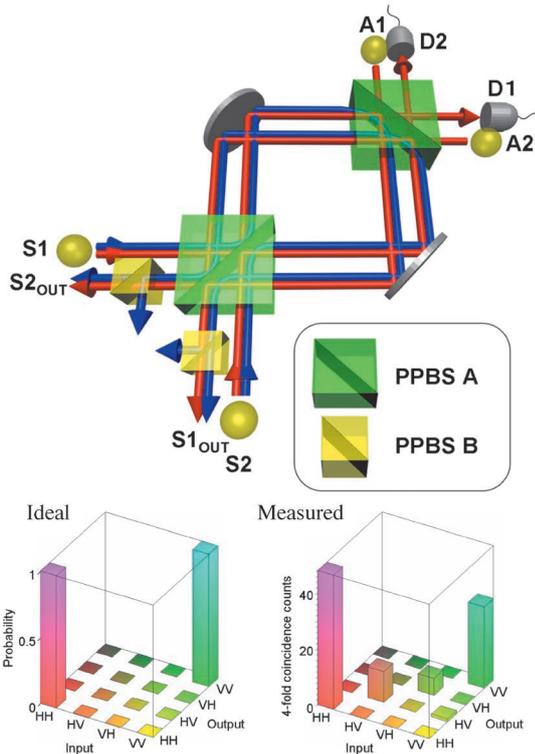


図4 量子もつれフィルターの実験装置と結果.<sup>11)</sup> 部分偏光ビームスプリッター (PPBS) について、PPBS Aの水平偏光および垂直偏光に対する反射率はそれぞれ0.5と1. またPPBS Bの水平偏光と垂直偏光に対する透過率は0.5と1. 実験結果の左側は、それぞれの入力に対する出力の理想的な確率、右側は、対応する、800秒積算の4光子同時計数結果.

入力された場合を考えよう. すると、BS1には、左側か右側のいずれかから、水平偏光を持った光子が1つだけ入力されることになる. その光子は、BS2またはBS3のいずれかに送り込まれる. いま、BS3に送られた場合を考えよう. すると、先程見たように、BS3で、完全な2光子干渉が生じ、検出器D2が光子を1個検出するケースは生じない. 逆に、BS2に送りこまれたとすると、今度は検出器D1が光子を1個検出するケースは生じない. 以上のことから、水平偏光と垂直偏光の2つの光子が、S1, S2から入力された場合には、「検出器D1, D2のそれぞれで同時に光子が1つずつ検出される」という事象はあり得ないことが分かる.

この逆に、入力された光子が「両方水平」あるいは「両方垂直」の場合には、「検出器D1, D2のそれぞれで同時に光子が1つずつ検出」という事象が生じる. しかしこの事象からは、それら2つの入力状態は区別できず、その結果、その2つの状態間の位相関係 (コヒーレンス) を保ったまま、これらの事象を区別せずに抜き出すことができる.

量子もつれフィルターの実験装置を図4に示す.<sup>11)</sup> 変形サニャック干渉計と、入力された偏光状態に応じて反射・透過率の異なる「部分偏光ビームスプリッター (PPBS)」を組み合わせることで、安定でコンパクトな実装を実現した. 図4左下が、理想的な量子もつれフィルターの動作を表している. 入力光子の偏光が両方水平 (HH) と両方垂直 (VV) の場合は、確率1でそのままの状態が出力されるが、入力

がHV, あるいはVHの場合には、いずれの状態も出力されない. 図4右下の実験結果から、HHとVVの入力状態は高い確率でそのままの状態が出力されるが、HVとVHの状態が入力の場合については、その出力が大きく抑制されていることが分かる. 実験では、さらに重ね合わせ状態の入力についても同様の実験を行い、もつれ合い生成能力の存在を確認している.

この量子もつれフィルターは、劣化した量子もつれ状態の純化など、多様な応用が可能である. また、このような、2光子量子干渉を用い、さまざまな機能を持つ光量子回路が実現されている.

### 3. 経路間の量子もつれと位相測定感度

この節では、光子数に関する量子もつれ状態と、それを利用した標準量子限界を超えた位相測定感度の実現について紹介する.

そのための準備として、まず、光子数状態について簡単に説明しよう. ある単一の空間モード・偏光状態に $k$ 個光子が存在する状態を、 $k$ 光子状態 ( $k$ 光子フォック状態)  $|k\rangle$  と呼び、

$$|k\rangle = \frac{1}{\sqrt{k!}} (a^\dagger)^k |0\rangle \quad (6)$$

と表される.<sup>18)</sup> ここで、 $a^\dagger$ は光子の生成演算子、 $|0\rangle$ は真空である. ある単一の空間モード・偏光状態の任意の光の状態は、

$$|\phi\rangle = \sum_{k=0}^{\infty} C_k |k\rangle \quad (7)$$

と表される. ここで、 $C_k$ は複素振幅である. たとえば、レーザー光などのコヒーレント状態については、その振幅を $\alpha$ として

$$C_k = \exp\left(\frac{-|\alpha|^2}{2}\right) \frac{\alpha^k}{\sqrt{k!}} \quad (8)$$

で与えられる.

次に、光子数に関する量子もつれ状態について説明する. いま、2つの光の経路 (光路とも言う) A, Bについて、「経路Aに光子が $N$ 個 (経路Bには0個)」という状態と「経路Bに光子が $N$ 個 (経路Aには0個)」という状態の重ね合わせ状態を考える.

$$|\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|N, 0\rangle_{A,B} + |0, N\rangle_{A,B}) \quad (9)$$

ここで、 $|N, 0\rangle_{A,B}$ は $|N\rangle_A |0\rangle_B$ の略記である. この状態は、式(7)で与えられるような任意の光の状態を考えても、経路A, Bの状態のそれぞれの単純な積としては書き表すことができず、すなわち「量子もつれ状態」である. 式(9)は、式の形の語呂合わせから、「NOON (ヌーン) 状態」と呼ばれる.

このような状態の2つの経路間の位相差を位相板で変化させながら、干渉結果を光子検出器で検出する場合を考えよう. 図5の左側は、 $N=1$ のNOON状態の場合であり、

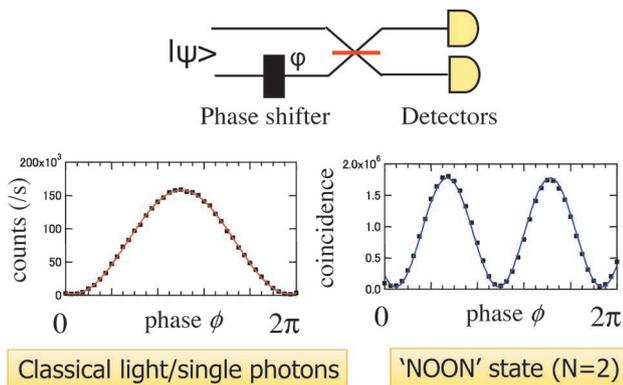


図5 1光子干渉計と多光子量子干渉計。古典的な光や単一光子を用いた干渉縞(左)に対して、2光子NOON状態で作られる干渉縞(右)の周期は半分になっている。

通常の光の干渉と同様に、 $2\pi$ の周期の干渉縞が得られる。一方、図5の右側は、 $N=2$ のNOON状態を入力し、2つの光子検出器が同時に光子を検出する、同時計数をプロットしたものである。この場合、 $N=1$ の場合の半分の周期の干渉縞が得られる。一般の $N$ については、周期は $2\pi/N$ になる。理由は、 $N$ 光子状態 $|N\rangle$ が位相板を通過する際に、光子数 $N$ に比例した位相変化を受けるためである。

ところで、光学干渉を利用した光の位相測定は、距離や物質の密度を精密に計測する手段として広く用いられている。しかし、レーザー光などの「古典光」を光源に用いる場合、光の粒子的な性質に起因するノイズ(ショットノイズ)と、信号の大きさが等しくなると精度の限界となり、その光に含まれる光子数(光強度) $n$ に対して $1/\sqrt{n}$ という限界(標準量子限界)が存在する。これに対して、たとえば式(9)のNOON状態を用いると、このすぐ後で示すように、その位相測定感度を、標準量子限界を超え、 $\sqrt{N}$ 倍向上できる。このように、標準量子限界を超えた位相測定感度は、「位相超感度(Phase super sensitivity)」と呼ばれる。<sup>19)</sup> また、位相超感度を実現するには、光源に何らかの「非古典性」が必要であり、いかに検出装置を工夫しても、古典的な光源では実現できないことが知られている。<sup>20)</sup> このように、位相超感度は、古典と量子を分ける重要な指標ともなっている。

ここで感度を増大できる理由を簡単に示す。<sup>12,21,22)</sup> 干渉計の測定精度 $\Delta\phi$ は、出力光子数を $n$ 、その揺らぎを $\Delta n$ とすると、

$$\Delta\phi = \frac{\Delta n}{|\partial n / \partial \phi|} \quad (10)$$

で与えられる。レーザー光の場合、ショットノイズにより $\Delta n/n = 1/\sqrt{n}$ 、また振幅で規格化した傾き $|\partial n / \partial \phi|/n$ の最大値は1なので、 $\Delta\phi_{\text{SQL}} = 1/\sqrt{n}$ となる。これが標準量子限界である。

一方、同じ総光子数 $n$ のもと、 $N$ 光子NOON状態による多光子量子干渉を測定に用いる場合、1回あたりの測定で用いる光子数は $N$ 、測定回数は $m = n/N$ となり、出力の揺

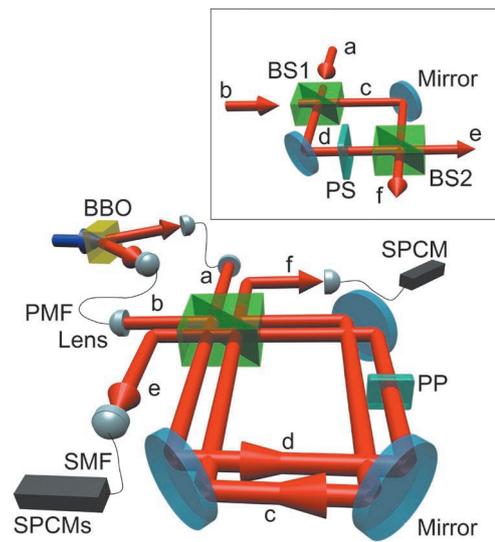


図6 4光子量子干渉実験装置。<sup>12)</sup> BBOは、 $\beta$ -メタホウ酸バリウム、PMFは偏波保持ファイバ、SPCMは光子検出器、PPは位相調整板。挿入のBS1、BS2は透過率、反射率が50%の半透鏡、PSは位相シフタ。a~fは光の経路(モード)を示すための記号。

らぎ $\Delta m$ は $\sqrt{n/N}$ となる。一方、NOON状態の干渉縞の周期は $1/N$ 倍になるため、規格化された干渉縞の傾き $|\partial m / \partial \phi|/m$ の最大は $N$ になる。よって

$$\Delta\phi = \frac{\Delta\phi_{\text{SQL}}}{\sqrt{N}} \quad (11)$$

となり、標準量子限界に対し、測定感度は $\sqrt{N}$ 倍増大することになる。

以上の議論は、図5の干渉縞が完全な場合、つまり位相差が0の際に出力値が0になることを前提としていた。しかし実際の実験では、経路の重なり方の不一致など、さまざまな不完全さにより出力値は0にならない。この指標となるのが、干渉縞の相対的な振幅の大きさを示す、明瞭度 $V$ であり、干渉縞の「(最大値-最小値)/(最大値+最小値)」で与えられる。 $V=1$ が理想的な場合で、実際には1から0までの値を取る。 $V$ が小さくなるほど、位相測定感度は低下する。

我々は、 $N=4$ のNOON状態を用いた多光子量子干渉実験を行い、位相超感度の条件を満たす干渉縞の観測に成功した。<sup>12)</sup> 実験装置を図6に示す。パラメトリック下方変換で発生させた2つの2光子状態 $(|2, 2\rangle_{a,b})$ を半透鏡に入射すると、量子干渉の結果

$$\frac{\sqrt{6}}{4}(|4, 0\rangle_{c,d} + |0, 4\rangle_{c,d}) + \frac{1}{2}|2, 2\rangle_{c,d} \quad (12)$$

という、4光子NOON状態(第1項)と $|2, 2\rangle_{c,d}$ の重ね合わせ状態が得られる。この状態を再度半透鏡で干渉させると、4光子NOON状態からは経路eに3光子、経路fに1光子という $|3, 1\rangle_{e,f}$ という状態が得られるが、 $|2, 2\rangle_{c,d}$ からは、 $|3, 1\rangle_{e,f}$ という状態は得られない。つまり、経路eに3光子、経路fに1光子存在する場合を検出すれば、4光子NOON状態による干渉を選び出すことができる。その事象選択に関わる効率 $\eta$ を本質的効率(intrinsic efficiency)と呼び、こ

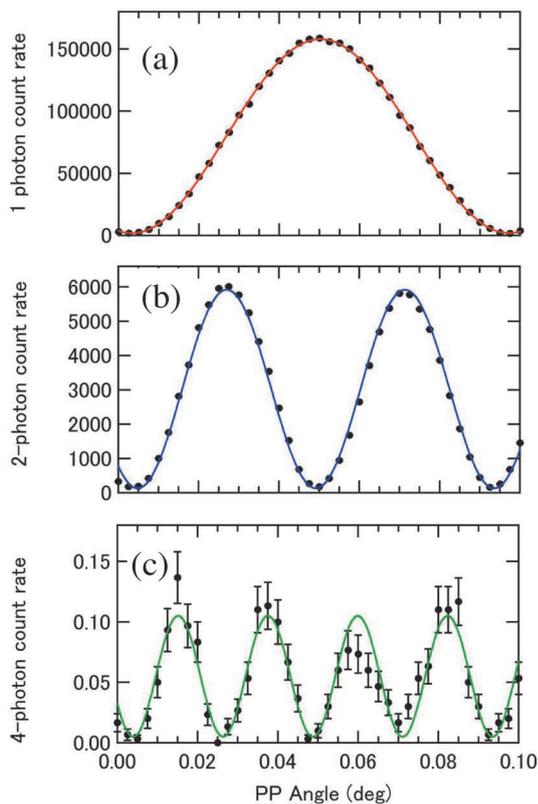


図7 多光子量子干渉実験結果.<sup>12)</sup> (a)は、単一光子状態入力 $|10\rangle_{ab}$ で、モードeでの光子計数値(1秒積算)。(b)は、 $|11\rangle_{ab}$ を入力し、モードe, fでの同時計数値(300秒積算)。(c)は、 $|22\rangle_{ab}$ を入力し、モードeで3光子、モードfで1光子の4光子同時計数値(300秒積算)。

の場合 $\eta=3/8$ である。 $\eta=3/8$ の4光子干渉計が標準量子限界を超えるためには、82%以上の明瞭度が必要となることが知られている。<sup>21)</sup>我々は、変形サニャック干渉計を用いて実現した長時間安定な多光子干渉計と、高い量子干渉性を持つ2光子対状態光源を用いて、実験を行った。

実験結果を図7に示す。図7の(a), (b), (c)は、それぞれ1光子干渉実験結果、 $N=2$ および $N=4$ のNOON状態による量子干渉実験結果である。干渉縞の周期が、 $1/N$ になっていることが分かる。また、図7(c)の干渉縞は、 $V=91\pm6\%$ と、標準量子限界を超えるために必要な明瞭度82%を十分に上回ることができた。

#### 4. 量子もつれ光の顕微鏡への応用

この、「位相超感度」を、実際の測定技術へ応用したいとの考えから、最近我々は「量子もつれ顕微鏡」を提案、実現した。<sup>13)</sup>図8(a)に、共焦点型の微分干渉顕微鏡(DIM)を示す。2つに分けられた参照光の間では、サンプルの隣接する異なる2点を通過する際に、そのサンプルの厚みや屈折率差により、位相差 $\phi$ が生じる。再度干渉した結果を検出する。最近、この共焦点型DIMを用いた、氷の結晶成長過程の1分子ステップ観察も報告されている。<sup>23)</sup>この垂直方向分解能は、信号雑音比が1になる微小位相変化で与えられる。レーザー光などの古典光の場合は、標準量子限界が、与えられた参照光強度に対する垂直方向分解能を

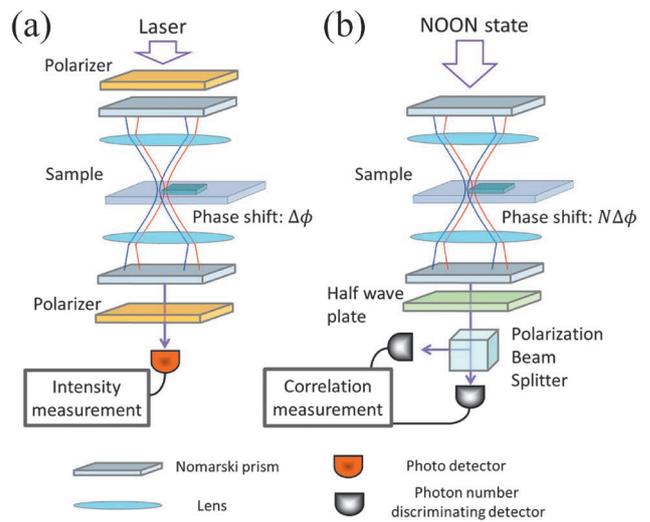


図8 量子もつれ顕微鏡の概念図。<sup>13)</sup> (a) 共焦点微分干渉顕微鏡。斜め45度偏光の光を、ノルマルスキュープリズムで2つの偏光のビームに分離し、それらがサンプルの隣接するスポットに集光された後、再びノルマルスキュープリズムで合波される。2つのビームの光路差に応じ、偏光角度が回転し、結果として偏光子を通過した後の出力強度変化として検出される。(b) 量子もつれ顕微鏡。光源として、経路に関する光子数もつれ状態であるNOON状態を用いる。干渉結果は、同時計数値として記録する。

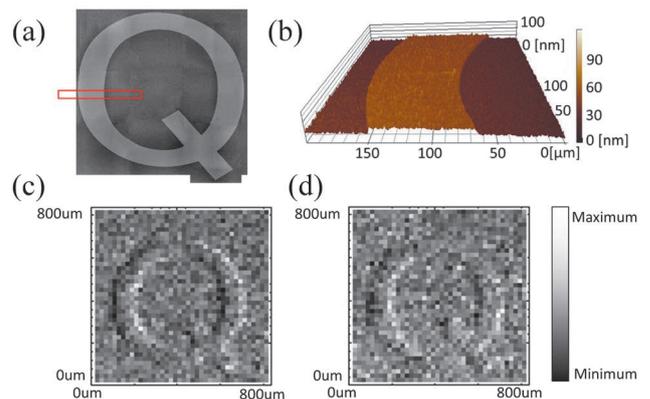


図9 量子もつれ顕微鏡実験結果。<sup>13)</sup> (a), (b) Q字を浮き彫りにしたガラスサンプルの原子間力顕微鏡像。(b) (a)の赤枠の部分の拡大像。浮き彫り部の高さは17 nm。(c) 量子もつれ顕微鏡で得た像。(d) 古典光をプローブ光とした、微分干渉顕微鏡像。

決めることになる。

しかし、参照光に量子もつれ光を用いることで、この限界を超えることが可能である。図8(b)に、提案した量子もつれ顕微鏡を示す。参照光として、 $N$ 光子NOON状態を用いると、サンプル部で得られる位相シフトは $N\delta\phi$ となり、前節で述べたように、感度は標準量子限界よりも $\sqrt{N}$ 倍高くなる。

実験では、我々は2光子NOON状態( $N=2$ )を参照光として用いた(図9)。サンプルには、光リソグラフィーを用いて作成した、厚さ17 nmでQという文字を浮き彫りにしたガラス板を用いた(図9(a), (b))。図9(c)と(d)は、それぞれ、量子もつれ光と、単一光子列を参照光として用いて得た2次元走査像である。両者とも、参照光強度としては、ピクセルあたり920光子でそろえている。つまり、図9(c)では、460対の2光子NOON状態を、図9(d)では920個の

単一光子を用いている。Q字の浮き彫りの段差は、図9(c)でははっきりしているのに対し、図9(d)ではぼやけている。より詳細な解析から、図9(c)の信号雑音比は図9(d)より1.35倍高く、この値は、2光子干渉の明瞭度等を考慮した理論予測と一致している。

## 5. 時間・周波数の量子もつれと、光量子トモグラフィ

最後に、光子の時間・周波数もつれ状態とその応用について紹介しよう。ポンプレーザー（角振動数 $\omega_p$ ）を非線形光学結晶に照射すると、パラメトリック下方変換過程により、光子対が発生する。エネルギー保存則により、光子対（シグナル光子とアイドラ光子）は、その角振動数 $\omega_s, \omega_i$ が次の関係を持つ、時間・振動数もつれ状態にある。

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (13)$$

図10(a), (b)は、シグナル光子とアイドラ光子の2光子波動関数を、時間で図示したものである。図10(b)は、上述のパラメトリック下方変換により発生した光子対の場合で、アイドラ光子の検出時刻 $t_i$ は、シグナル光子の検出時刻 $t_s$ と強い相関を持ち、ほぼ同時刻 $t_s \sim t_i$ に検出されることが分かる。この同時刻性は、相関時間 $\Delta t$ で評価できる。一方、図10(a)は、シグナル光子とアイドラ光子が完全に独立し、相関を持たない場合である。ほぼ同時刻に、独立に発生した、単一光子の対などが対応する。このような2光子を検出する場合、アイドラ光子の検出時刻 $t_i$ の分布は、シグナル光子の検出時刻 $t_s$ によらない。

これらの図を2次元フーリエ変換し、振動数で表示したものを図10(c), (d)に示す。時間的に独立した光子対は、振動数表示でも相関を示さない(図10(c))のに対して、時

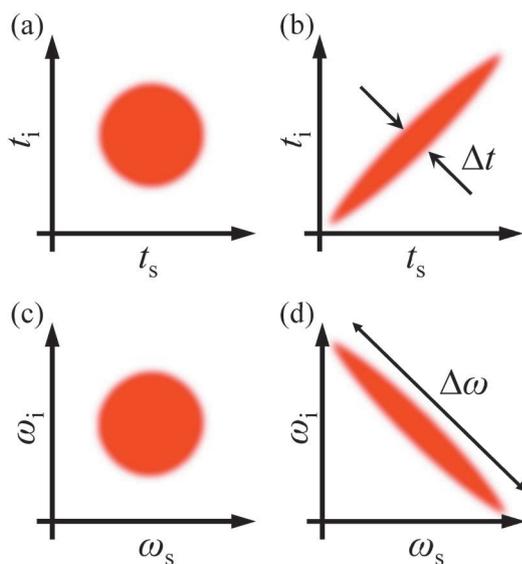


図10 光子の時間・周波数量子もつれ状態。(a) 時間相関のない、独立した光子対の2光子波動関数(時間軸で表示)。(b) 強い時間相関を持つ光子対の2光子波動関数。 $\Delta t$ は相関時間。(c) 独立した光子対の、周波数空間での2光子波動関数。(d) 強い時間相関を持つ光子対の周波数空間での2光子波動関数。 $\Delta\omega$ は光子対の周波数帯域。

間相関を持つ光子対は、振動数に関しても強い相関を示す(図10(d))。フーリエ変換の関係から、相関時間を短くするためには、広い帯域 $\Delta\omega$ を必要とすることが分かる。

最近、このような周波数相関を持つ光子対の実現や応用に関する研究が注目されている。その一つが、光コヒーレンストモグラフィ(OCT)<sup>24)</sup>への応用である。図11(a)に、OCTの原理を示す。光源から出力された光を、ビームスプリッタ(BS)で2つの経路にわけ、一方はサンプルに、他方は参照用ミラーに照射する。光源として十分な帯域を持った低コヒーレンス光源を用いると、サンプルで反射された光と、参照用ミラーで反射された光の光路長(経路長に屈折率をかけたもの)が等しい時、干渉信号が得られる。このため、参照用ミラーの位置をスキャンすることで、サンプルの内部構造を可視化することが可能になる。OCTは、現在、眼科での眼底観察などで、広く利用されている技術である。

そのOCTの光軸方向分解能を向上させるには、図11(a)に示した干渉縞の幅を狭くする必要がある。そのためには、低コヒーレンス光源の帯域を拡げる必要がある。しかし、帯域を拡げると、サンプル内部での群速度分散の影響により、逆に干渉縞が広がってしまう。そのトレードオフから、現在OCTの分解能は、5~10 $\mu\text{m}$ に留まっている。

この問題を解決し、分散がある媒質に対しても、分解能が劣化しない特徴を持つのが、タイチ(M. C. Teich)らの提案した量子光コヒーレンストモグラフィ(QOCT)である<sup>25,26)</sup>(図11(b))。パラメトリック下方変換過程を用いて発生させた光子対を、OCTと同様に、サンプルと参照ミ

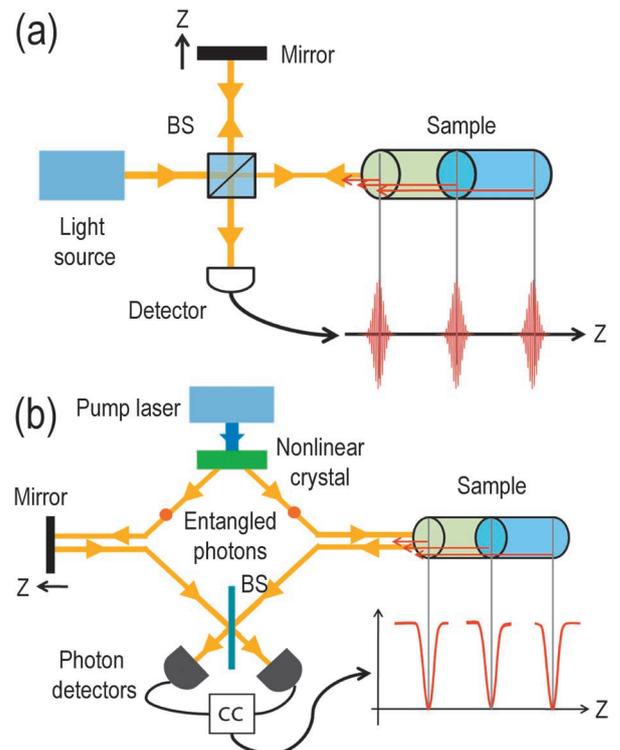


図11 (a) 光コヒーレンストモグラフィの概念図。BSは半透鏡。(b) 量子光コヒーレンストモグラフィの概念図。CCは同時計数。

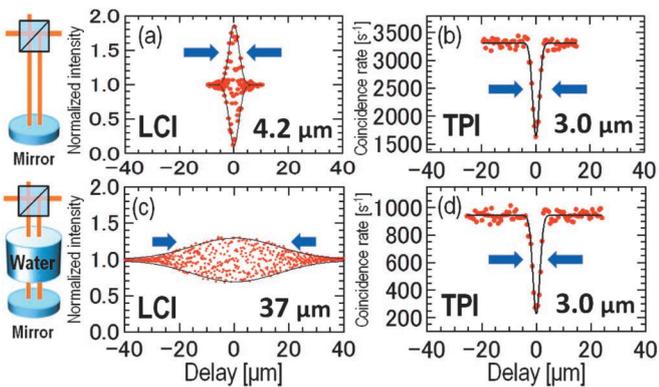


図12 光コヒーレンストモグラフィ (OCT) と量子コヒーレンストモグラフィ (QOCT) の分散耐性の比較。<sup>15)</sup> (a) 古典光を用いた、低コヒーレンス干渉縞。(b) 同じ帯域を持つ光子対による、2光子量子干渉ディップ。(c) 同じ条件で、光路中に、眼球の厚みに相当する厚さ25 mmの水を挿入して得た干渉縞。半値全幅が、4.2  $\mu\text{m}$  から37  $\mu\text{m}$  に増大している。これは、OCT分解能の著しい劣化を意味する。(d) 同じ条件で、光路中に、眼球の厚みに相当する厚さ25 mmの水を挿入して得た2光子量子干渉ディップ。半値全幅は両方3.0  $\mu\text{m}$  で、変化していない。これは、QOCT分解能が、水の挿入によっても維持されることを意味する。

ラーに照射する。そして、それぞれで反射した2つの光子を、半透鏡に入射し、出力を同時検出する。すると、サンプルで反射された光と、参照用ミラーで反射された光の光路長（経路長に屈折率をかけたもの）が等しい時、図2で説明した、2光子量子干渉により、光子は半透鏡のいずれか一方に2つとも出力されるため、同時計数率にディップが生じる（図11(b)挿図）。このように、OCTの低コヒーレンス干渉（古典干渉）の代わりに、2光子量子干渉を用いるのが、QOCTである。

QOCTの垂直方向分解能は、同時計数率のディップの幅で決める。このディップ幅は、偶数次の位相分散の影響を受けないことが知られていた。最近、我々は、分解能3~4  $\mu\text{m}$  の高分解能域で初めて、完全な分散耐性の実証に成功した。<sup>15)</sup> それぞれ同じスペクトル（中心波長808 nm、帯域幅75 nmのガウス型）の光源を用いた低コヒーレンス干渉（図12(a)）と2光子量子干渉（図12(b)）を示す。同じ帯域のガウス型スペクトルの光源の場合、2光子量子干渉ディップの半値全幅は、低コヒーレンス干渉の $1/\sqrt{2}$ 倍になる。図12(c), (d)は、光路中に厚さ25 mmの水を挿入した場合の結果である。水の群速度分散により、古典光を用いた低コヒーレンス干渉信号の半値全幅は、37  $\mu\text{m}$  と大きく劣化したのに対して、時間・周波数量子もつれ光を用いた2光子量子干渉ディップの半値全幅は、3.0  $\mu\text{m}$  と全く劣化していない。

QOCTの分解能をさらに高めるには、発生する周波数もつれ光子対の帯域をより拡大する必要がある。ハリス (S. E. Harris) は、分極反転周期をチャープさせた、擬似位相整合を利用した超広帯域周波数もつれ光子対の発生を理論提案した。<sup>27)</sup> その提案に基づき、我々は物質・材料研究機構の栗村グループと共同で、波長790~1,610 nmという超広帯域の量子もつれ光子対の生成に成功している。<sup>14)</sup> 将来

的には、擬似位相整合素子の微細化された分極反転用電極（ナノ電極）を用いることで、より広帯域な量子もつれ光の生成も期待される。

## 6. 終わりに

以上、さまざまな「量子もつれ状態」の実現とその新しい応用の例として、偏光量子もつれ状態を抜き出す光量子回路、経路の光子数に関する量子もつれ状態を利用した、古典光の限界を超えた高感度の光位相計測、それを微分干渉顕微鏡に応用した「量子もつれ顕微鏡」、広帯域周波数もつれ合いの実現とその光量子断層撮影への応用について紹介してきた。

今後は、これらのさまざまな量子もつれ状態の生成方法の研究が一層重要になるだろう。たとえば、経路のもつれ合いの光子数 $N$ として、今回 $N=4$ の研究を紹介したが、 $N=10$ の状態を実現できれば、同じ光量で3倍以上の感度を、または同じ感度を1/10のプロープ光量で達成できる。一方、量子光断層撮影 (QOCT) に関しては、古典OCTの限界を超える分解能の、分散媒質存在下での達成が期待される。ハリスは、超広帯域周波数もつれ光子対による、2光子吸収過程の高効率化を予言している。<sup>27)</sup> 量子もつれ光を用いた、新しい非線形光学や、光物性への展開も期待される。

また、多光子もつれ合いの実現は、その干渉の確率分布の予言に必要な計算量が、光子数10~20程度で現在のスーパーコンピュータに匹敵するという、いわゆる「ボソンサンプリング」の研究も最近注目されている。<sup>28)</sup>

光子の量子もつれ状態としては、他にも、 $n$ 光子状態 $|n\rangle$ の偏光に関する量子もつれや、光子の角運動量もつれなどの研究も進められている。それらについては、別の解説を参照して欲しい。<sup>17)</sup> また、本解説では、光子の量子もつれについてのみ取り上げたが、核スピンなど他の担体の量子もつれの計測応用なども進められている。<sup>29)</sup> 本稿がきっかけで、この活気ある分野に少しでもご興味をお持ち頂ければ、大変幸いである。

本稿で紹介した研究は、北海道大学笹木敬司教授、広島大学 Hofmann Holger 准教授、ブリストル大学 O'Brien Jeremy 教授、物質・材料研究機構栗村直主任研究員グループ、名古屋大学西澤典彦教授、南京大学 Peiheng Wu 教授グループ、浜松ホトニクス廣畑徹様、大阪大学田中秀和教授、榊原昇一様をはじめとする共同研究者のご協力のもと、研究室の岡本亮助教、岡野真之博士研究員、小野貴史博士研究員はじめ、スタッフ、学生各位と行った研究です。この場をお借りして感謝申しあげます。またこれらの研究に対する、科学技術振興機構戦略的創造研究推進事業 (CREST) をはじめ、文部科学省科学研究費、日本学術振興会科学研究費補助金、内閣府最先端研究開発支援プログラム、科学技術振興調整費、グローバル COE プログラム、光科学技術研究振興財団のご支援に感謝申しあげます。

## 参考文献

- 1) J. S. Bell: *Physics* **1** (1964) 195.
- 2) A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen: *Phys. Rev.* **47** (1935) 777.
- 3) A. Aspect, J. Dalibard and G. Roger: *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1804.
- 4) C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel: *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 2044.
- 5) Z. Y. Ou and L. Mandel: *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 50.
- 6) K. Edamatsu: *Jpn. J. Appl. Phys.* **46** (2007) 7175.
- 7) A. K. Ekert: *Phys. Rev. Lett.* **67** (2007) 661.
- 8) C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres and W. K. Wootters: *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 1895.
- 9) D. Deutsch: *Proc. R. Soc. London Ser. A* **400** (1985) 97.
- 10) 竹内繁樹: *日本物理学会誌* **54** (1999) 263.
- 11) R. Okamoto, J. L. O'Brien, H. F. Hoffman, T. Nagata, K. Sasaki and S. Takeuchi: *Science* **323** (2009) 483.
- 12) T. Nagata, R. Okamoto, J. L. O'Brien, K. Sasaki and S. Takeuchi: *Science* **316** (2007) 726.
- 13) T. Ono, R. Okamoto and S. Takeuchi: *Nature Communications* **4** (2013) 2426.
- 14) A. Tanaka, R. Okamoto, H. H. Lim, S. Subashchandran, M. Okano, L. Zhang, L. Kang, J. Chen, P. H. Wu, T. Hirohata, S. Kurimura and S. Takeuchi: *Opt. Express* **20** (2012) 25228.
- 15) M. Okano, R. Okamoto, A. Tanaka, S. Ishida, N. Nishizawa and S. Takeuchi: *Phys. Rev. A* **88** (2013) 043845.
- 16) H. F. Hofmann and S. Takeuchi: *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 147901.
- 17) S. Takeuchi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **53** (2014) 030101.
- 18) L. Mandel and E. Wolf: *Optical coherence and quantum optics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995) Chap. 10.
- 19) M. W. Mitchell, J. S. Lundeen and A. M. Steinberg: *Nature* **429** (2004) 161.
- 20) V. Giovannetti, S. Lloyd and L. Maccone: *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 010401.
- 21) K. J. Resch, K. L. Pregnell, R. Prevedel, A. Gilchrist, G. J. Pryde, J. L. O'Brien and A. G. White: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 223601.
- 22) R. Okamoto, H. F. Hofmann, T. Nagata, J. L. O'Brien, K. Sasaki and S. Takeuchi: *New J. Phys.* **10** (2008) 073033.
- 23) G. Sasaki, S. Zepeda, S. Nakatsubo, E. Yokoyama and Y. Furukawa: *Proc. Natl Acad. Sci. USA* **107** (2010) 19702.
- 24) D. Haug, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito and J. G. Fujimoto: *Science* **254** (1991) 1178.
- 25) A. F. Abouraddy, M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko and M. C. Teich: *Phys. Rev. A* **65** (2002) 053817.
- 26) M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko and M. C. Teich: *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 083601.
- 27) S. E. Harris: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 063602.
- 28) S. Aaronson and A. Arkhipov: *Proc. ACM Symp. on Theory of Computing, San Jose, CA* (2011) pp. 333; arXiv: 1011.3245.
- 29) J. A. Jones, *et al.*: *Science* **324** (2009) 1166.

## 著者紹介



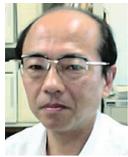
竹内繁樹氏：専門は量子光学、量子情報。光子の量子状態操作とその量子情報、量子計測への応用や、ナノフォトニックデバイスの研究を推進している。

(2014年3月27日原稿受付)

## Various Types of Quantum Entanglement and Their Emerging Application Shigeki Takeuchi

abstract: Quantum entangled states are the states which cannot be described by the product of two independent states. Even though singlet-type states are commonly used as examples, there are many other types of 'entangled states.' In this article, we introduce recent progresses of the generation and application of those various entangled states. First, we introduce a photonic quantum circuit 'entanglement filter', which can generate entangled states from independent single photons by filtering some specific correlations in polarization of the input photons. Second, the application of so-called 'NOON' states, which are the path-entangled states to enhance the sensitivity of optical phase measurement, is explained with an application to microscopy. Then, time-frequency entangled state of photons for the application of quantum optical coherence tomography is introduced.

# 地球型惑星の内部進化：火星からスーパー地球まで



小河 正基

東京大学大学院総合文化研究科

月や火星では火山活動は35億年以上前にピークを過ぎ、現在ではほとんど停止している。これに対し、火星の10倍程度の質量を持つ金星・地球では最近数億年間も活発な火山活動が起こっており、特に地球ではプレートテクトニクスにより様々な活動が現在でも起こっている。この地球型惑星のサイズと45億年を通じてのその惑星の活動史との間の相関をヒントに系統的に惑星内部の進化を理解することを目的として、進化を引き起こす二大要因であるマントル対流と火山活動の数値シミュレーションを行った。対流に乗ってマントル深部から高温の岩石が湧き上がってくると、マグマが生成され母岩から分離して地表に噴出し玄武岩という岩石からなる地殻が形成される。この火山活動は同時に、マントルの平均温度がソリダス以下になるまでマントルから効率よく熱を奪い(サーモスタット効果)、また、火山活動のエネルギー源である放射性元素をマントルから奪い地殻に濃集させる。火星のような小さな惑星では、リソスフェアは動くことのない岩石の固い殻として振る舞うため、地殻はいったん形成されるとマントルに還流することはない。このため火山活動により放射性元素は一方的にマントルから奪われ、火山活動自身も減衰し短命に終わる。サイズがより大きな金星や地球でもサーモスタット効果は有効

に働くが、マントル対流の起こり方は火星とは異なる。これら惑星では、サイズが大きいためマントル深部で圧力が高くなり、結晶が相転移を起こし岩石の密度が不連続に変化する。この相転移には、まだ放射性元素が惑星内部に豊富に存在した進化の初期ステージにおいてマントル対流を脈動させる働きがあり、この結果激しい火山活動が繰り返し引き起こされる(バースト)。このバーストにより、地殻はマントルに還流し、還流した地殻に含まれる放射性元素はマントルを45億年間熱し続ける。マントル進化の後期ステージに入ると、放射性元素の壊変のため還流した地殻の発熱量が減りバーストは沈静化しマントル対流はより定常的になるが、火山活動は穏やかながらも継続する。地球の場合プレート運動は、初期ステージではバーストのためカオティックになるが後期ステージになるとより秩序だったものへと変化する。このモデルで再現されたプレートテクトニクスの歴史は、大陸に刻まれた地球の活動史をよく説明する。他方、スーパー地球においては、強い断熱圧縮/膨張の効果のためマントル対流は抑制され、厚いリソスフェアが発達し、また、ハワイなどで見られるようなブルームによる火山活動は起こりそうにないことが明らかになりつつある。

## —Keywords—

### ソリダス：

岩石は様々な鉱物の集合体であるため、水の融解のようにある温度(融点)で全部が溶けるのではなく、ある温度範囲で温度の上昇とともに、融け易い成分から融けにくい成分へと徐々に融けていく。この時最も融け易い成分が融け始める温度をソリダスという。

### マグマ：

岩石が部分溶融してできた液体。

### リソスフェア：

地球型惑星の地表面付近(深さ100-150km程度まで)は地表面からの冷却のためマントル深部と比べて温度が低く、そのためこの部分を構成する岩石は流動性を失い固い。この低温で固い岩石の殻のことをリソスフェアと呼ぶ。

### プレート：

リソスフェアが割れて、相互に動くいくつかの断片に分かれた時、各々の断片をプレートと呼ぶ。

### スーパー地球：

近年我々の太陽系以外の太陽系が見つかっており、その中には我々の地球と同様、岩石の固い地面を持った惑星も存在する。そのような地球に似た惑星(地球型惑星)のうち地球より大きな質量を持つものをスーパー地球という。

### ブルーム：

熱膨張による浮力のためマントルの中を浮上する高温の岩石からなる雲のようなもの。地球では、ハワイに見られるような局所的な火山活動を引き起こす。

## 1. はじめに

地球の地質学的・地球物理学的調査や人工衛星を用いた惑星探査により、月や我々の地球など固い地面を持つ地球型惑星の表面地形や内部構造の研究が進み、今や、これらの惑星が45億年前の太陽系形成以来どのような進化の経路をたどったのかを系統的に理解することが可能になりつつある。本稿では、地球型惑星内部の進化を支配する二大要因である火山活動とマンテル対流の数値シミュレーションを通して筆者らが描いたこれらの惑星進化の全体像を解説し、さらに近年急速に観測が進みつつある地球型の太陽系外惑星の進化は我々の太陽系の地球型惑星の進化と何が異なり得るかを論ずる。なお、本稿は、筆者によるパリティの記事<sup>1)</sup>をより詳しくしたものである。

月や火星などの探査から、太陽系内惑星の活動史とその惑星のサイズには明瞭な相関が存在することが明らかになってきた。地球の1/100の質量しかない月では、地殻の大部分は45億年前の月形成期にできており、その後一時期活発だった「海」を形成した火山活動も、30-35億年前以降は終息に向かった。<sup>2)</sup>同様の火山活動史は水星についても推定されている。<sup>3)</sup>これに対し、地球の1/10の質量を持つ火星の火山活動史はやや異なる。およそ35億年前までに活発な火山活動はほぼ終息したという大まかな流れは変わらないが、その後もホットスポット型と呼ばれる月や水星にはない地球のハワイに似た火山が一部ごく最近まで活動を続けた。<sup>4,5)</sup>他方、地球や地球とほぼ同じ質量を持つ金星の火山活動史はこれらの小さな惑星のものとは大きく異なる。金星では最近の数億年間も活発な火山活動が起こった。<sup>6)</sup>また、地球では、その大きな特徴であるプレートテクトニクスは40億年前以降ずっと何らかの形で継続しており、これに伴う火山活動により継続的に大陸や海洋地殻が形成されてきた。<sup>7)</sup>このように惑星サイズと火山活動に明瞭な相関が存在することから、地球型惑星内部の進化は比較的簡単なモデルを用いて系統的に理解可能であることが期待される。

地球型惑星の活動や進化を支配しているのは、マンテル対流と火山活動である。一般に地球型惑星の内部は、金属鉄からなるコアとそれを取り巻く岩石からなるマンテルに分かれている。マンテルを構成する岩石は固体ではあるが、高温のため塑性変形し流体のように振る舞う。このため、少なくとも火星より大きな惑星のマンテルでは、その45億年の歴史を通じて対流運動が起こってきたと推定される。この時マンテルが十分高温であれば、マンテルを浮上する岩石中では圧力の低下によるソリダス温度の低下のためマグマが生じ、これが母岩から重力分離し地表面に噴出し玄武岩という岩石からなる地殻を形成する。これが本稿で扱う火山活動である。一般に母岩中の鉄などの高密度成分やウランなどの放射性元素は分配係数(平衡状態での固相中の濃度/液相中の濃度)が1より小さく、玄武岩はこれらの成分に富み高密度で強く発熱する。その分、マグマが抜

けた後の残渣マンテルは低密度で放射性元素に欠乏する。この火山活動によるマンテルの不均質化とマンテル対流やマグマの移動による熱物質輸送が絡み合うことにより、惑星内部の状態は時代と共に変遷していく。

## 2. マンテル対流のスケーリング

我々の太陽系内の地球型惑星は、45億年前に隕石の集積によって形成されたが、この際解放された重力エネルギーにより、マンテルは大規模な溶融を起こす程度にまで高温になったと考えられている。さらに、初期の惑星内部にはウランなどの放射性元素が豊富にあり、これらの元素の壊変の際に放出される熱によりマンテルは強く熱せられていた。地球型惑星の進化は、この初期の高温状態から出発し、放射性元素の壊変により内部加熱率が低下したり対流および火山活動により惑星内部から熱が放出されたりする過程で起こる。この冷却過程を理解する上で一つ障害となるのが、マンテル進化の45億年という時間スケールも数千kmという空間スケールも日常生活のスケールを遥かに超えるため、我々の直感が効きにくいことである。しかし、現在の地球のマンテル対流は熱対流でよく近似され、熱対流に対しては、流体力学では簡単なスケーリング則が存在することが知られている。これを用いてマンテル対流を身近な対流に置き換えて、どれほど対流は惑星内部の冷却に効きそうかをあたってみることにする。

スケーリングのためには、長さはメートルの代わりにマンテルの厚さ $d$ (地球では3,000 km)、時間は秒の代わりに $d^2/\kappa$ (地球では3,000億年、ただし $\kappa=10^{-6}$  m<sup>2</sup>/sは熱拡散率)を単位として計る。例えば、地球の45億年という年齢は $d^2/\kappa$ の0.015倍である。このときマンテルのような高粘性流体の熱対流は、粘性率 $\eta$ 、重力加速度 $g$ 、熱膨張による典型的密度変化量 $\Delta\rho$ を用いて以下で定義されるレイリー数 $Ra$ というたった一つのパラメーターで規定される。

$$Ra = (d/d_p)^3, \quad \text{ただし } d_p = (\eta\kappa/\Delta\rho g)^{1/3}. \quad (1)$$

ここで $d_p$ は対流の特徴的な長さスケールであり、以下に解説するブルームの大きさは経験的に $10d_p$ 程度と見積もられる。熱対流が起こるためには、レイリー数が $10^3$ くらいのある臨界値を超えることが必要である。

地球のマンテル対流の場合、 $\Delta\rho=100$  kg/m<sup>3</sup>、 $g=10$  m/sec<sup>2</sup>、 $\eta=10^{21}$  Pas程度で、 $Ra$ は $10^7$ のオーダーとなる。これを水の熱対流に置き換えると、このレイリー数は深さ $d=3$  cmの水槽内の対流に対応し、 $0.015d^2/\kappa$ という地球の年齢はおよそ2分に相当する。直感的に明らかのように、このような短い時間内に熱対流で深さ3 cmのお湯を十分冷ますことは不可能である。ここから類推すると、形成直後のマンテルが大規模に融けるような4,000 K以上の温度から、現在の地球に見られるように海嶺など限られた領域でしかマグマが生成されない1,600 K程度まで、マンテルの温度を対流だけで下げるのは困難である。

従来この困難は、粘性率の強い温度依存性を考慮することで回避されると考えられてきた。仮に、マントル対流は組成的に均質なマントルにおける熱対流であると仮定すると、 $k$ を熱伝導率(およそ $3\text{ W/km}^2$ )として定常状態で対流により惑星内部から放出される熱の流量 $q$ は

$$q \propto Ra^\beta k(T_m - T_s)/d \quad (2)$$

で見積もられることが経験的に知られている。<sup>8)</sup>(ここで $T_s$ は地表面温度、 $\beta$ は定数で経験的に $1/3$ と仮定される。)ここで重要なのがレイリー数 $Ra$ に現れる粘性率 $\eta$ の値である。一般に岩石の粘性率は温度に強く依存し、温度が $100\text{--}200\text{ K}$ 上昇するだけで1ケタ程度低下する。このため式(2)と簡単な熱収支モデルを用いて、高温だった初期のマントルは、 $Ra$ が高く対流により効率よく冷やされたと結論された。<sup>8)</sup>しかし、式(2)は簡単な熱対流に対して導かれたものである。プレート運動という独特の特徴を持ち、しかも火山活動の結果常に組成的に不均質化され続けている地球のマントルに式(2)が適用可能かどうかは明らかではない。そもそも火山活動によるそのような不均質化やマ

ントル対流による攪拌は、熱収支モデルでは無視されているがそれ自体マントル進化の重要な要素である。さらに、火山活動によるマントルの冷却は十分に考慮されてこなかった。火山活動を簡単な形で考慮したマントル対流と進化の数値シミュレーションも一部では行われてきたが、<sup>9)</sup>マントル湧昇域で生成した玄武岩マグマが母岩中を浸透し移動していくことによりマントル不均質構造や地殻が形成され、熱もマントル深部から地表面まで効率よく輸送されていくという火山活動の詳細を無視したモデルを用いたため、特にマントルが大規模に溶融しグローバルに火山活動が起きたと期待される初期の高温マントルの進化を数値的にシミュレートすることはできなかった。そこで、筆者らは火山活動の詳細をより現実的な形でモデル化し、火星・金星・地球のマントル進化のシミュレーションを行ってきた。以下にその概要を解説する。

### 3. 火星；マントル進化の基本型

#### (a) 火星のマントル進化

図1(a), (b)に、人工衛星による探査から明らかになっ

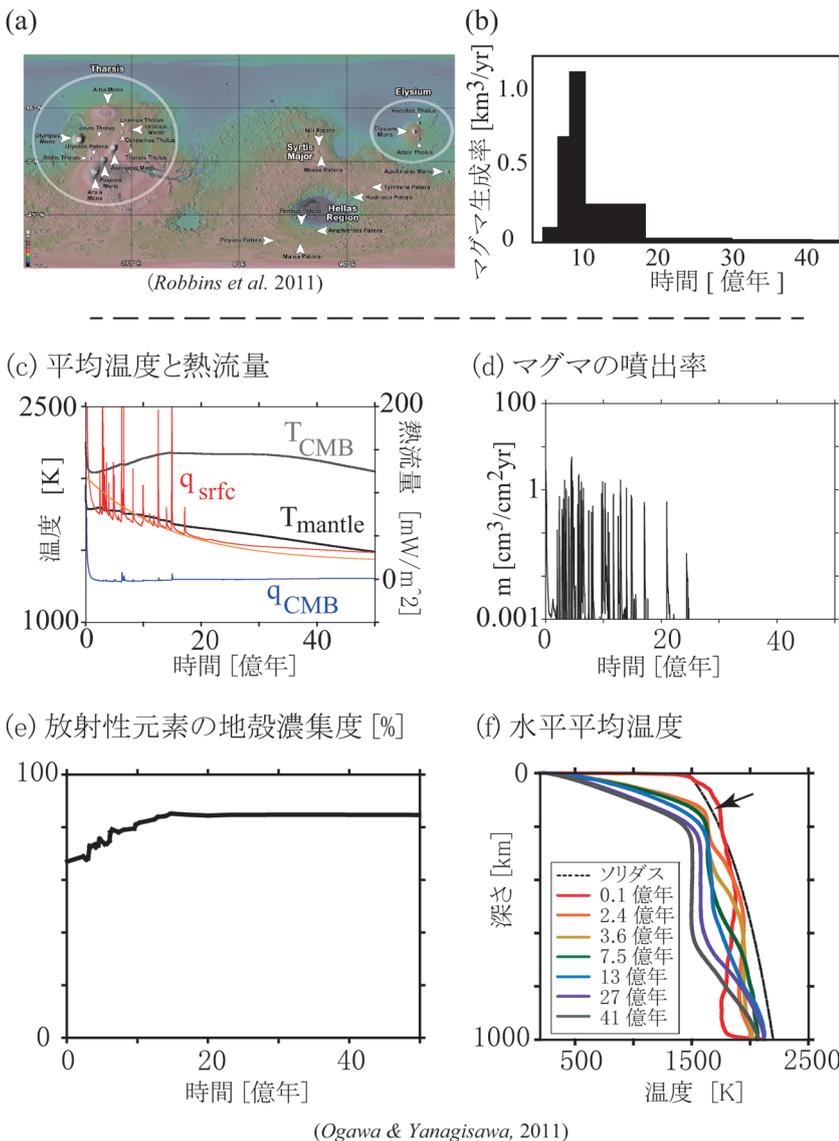


図1 (a) 火星の火山の分布。矢印の所に火山が存在する。(Elsevier Pub. Co.の許可を得て文献4より転載)。(b) マグマの噴出率の時間変化の推定。(文献5に基づきプロット)。(c)–(f) 火星のマントル進化モデルにおける図に示した諸平均量の時間発展。(文献10より抜粋)。(c) マントルの平均温度 $T_{\text{mantle}}$ 、コア・マントル境界の温度 $T_{\text{CMB}}$ 、地表面における熱流量 $q_{\text{srfc}}$ 、コア・マントル境界の熱流量 $q_{\text{CMB}}$ 、および、内部発熱量を地表面での熱流量に換算したもの(オレンジの曲線)の時間に対するプロット。(d) マグマの噴出率の時間変化。(e) 地殻への放射性元素の濃集度の時間変化。縦軸は地殻・マントル中の放射性元素の総量のうち地殻に含まれる量の割合。(f) 水平平均温度の深さに対するプロファイルの時間変化。矢印はリソスフェアの底のおよその位置を示す。

た火星の火山活動の歴史の概要を示す。<sup>4,5)</sup> 火星の歴史の中で、最初の5億年ほどの火山活動のことはよくわかっていない。それ以降は図1(a)に矢印で示したところでの火山活動やその周辺での溶岩の広がりがあったことが確認されている。特に白丸で囲った領域では一部最近まで火山活動が続いた。これらの火山活動について、表面地形データの解析からマグマの噴出率を推定すると図1(b)のようになる。<sup>5)</sup> この図から、定性的に火山活動が40-35億年前の頃は活発であったが、それ以降急速に衰えていったことがわかる。

筆者らが開発した、この火山活動の歴史と統合的なマンテル進化モデルの例を図1、図2に示す。<sup>10)</sup> ここでは、マンテルを二次元の矩形の箱でモデル化しており、箱の上面は温度  $T_s$  で一定の地表面に、底面はコア・マンテル境界(以下CMBと略す)に対応する。さらにCMBの下には、コアのモデルとして温度一様の熱浴を置く。3次元球殻で起きる火山活動とマンテル対流を2次元モデルでシミュレートすると火山活動によるマグマの生成率を過大に評価する傾向があるが、それ以上マンテル進化の定性的特徴が3次元球殻というマンテルの形状によって本質的に影響を受けることはなさそうである。<sup>10)</sup>

先に述べた通り、火星では45億年前の形成直後のマン

トルは高温でその最上部は大規模に融解し、いわゆるマグマオーシャンが発達したと考えられている。このことを模してモデルでも初期条件として高温マンテルを仮定しグローバルな火山活動を起こしている(図2の0.1億年のコマを参照)。この初期の火山活動により火星内部では、地表面に沿って放射性元素に富む玄武岩地殻、その直下に玄武岩マグマが抜けたあとの放射性元素に欠乏し組成的に密度が低い残渣物質から成る「欠乏層」、さらにその深部にマンテルの元々の組成に近い組成を持ち欠乏層よりは組成的に密度の高い「非欠乏層」と地殻の一部がマンテルに還流しCMBに堆積してできた層が発達する(図2の2.4億年参照)。地殻から欠乏層の最上部にかけては温度が低いため岩石は流動性を失い固い板のように振る舞うため玄武岩地殻の大部分はマンテルに還流することができない。(この固い板のことをリソスフェアと呼ぶ。)

このグローバルな火山活動に続く数億年間、マンテル深部の非欠乏層はそこに含まれる放射性元素により加熱され温度が上昇し(図2(a), 0.1-7.5億年)、その上の欠乏層では青矢印で示したように下からの加熱による熱対流が起こる。この際に欠乏層・非欠乏層境界から生じる高温のブルーム(滴のようなもの)の中でも特に温度の高いものは、図2(a)黒矢印で示したようにマグマを生成し図1(d)に示

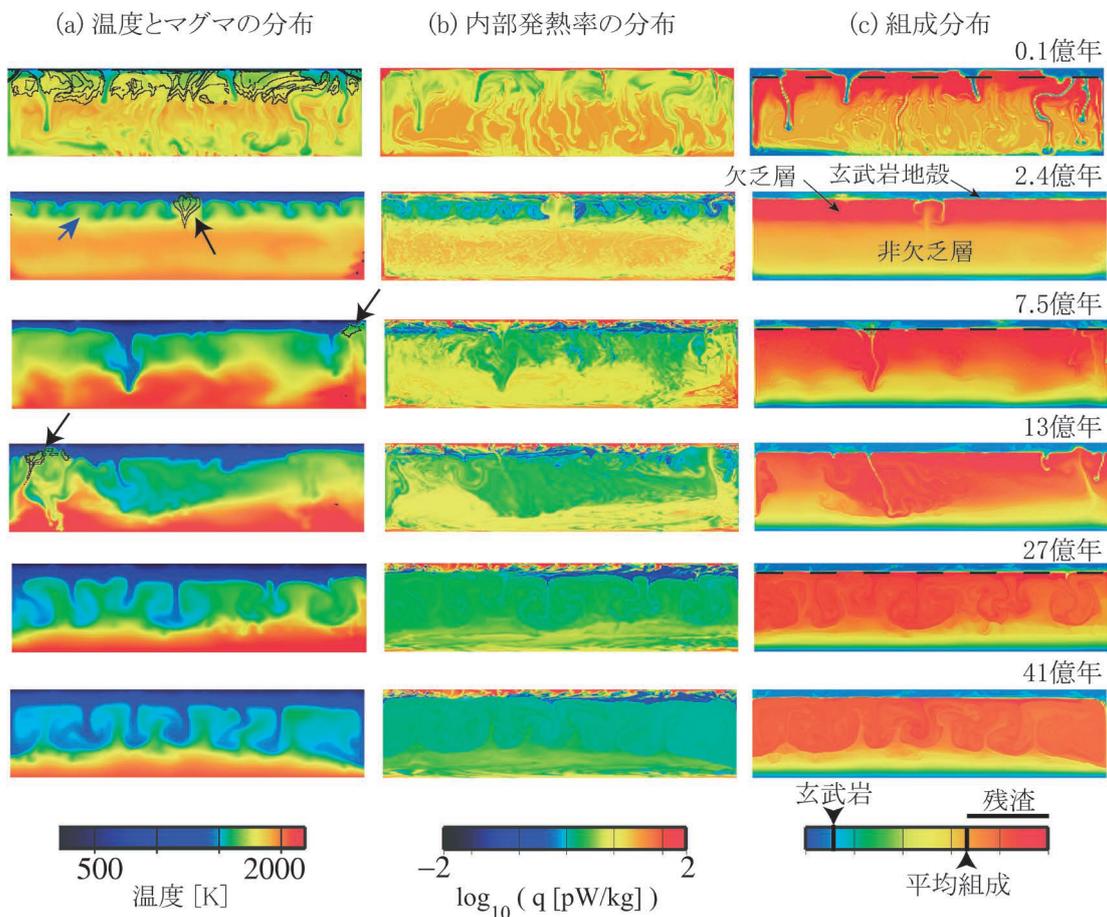


図2 図1で示したモデルについての温度、マグマの含有率、放射性元素の崩壊による内部発熱率、化学組成の分布の時間変化。マグマの分布は(a)において等値線で表す。(等値線間隔は2%。)マンテルの深さは1,000 km (=火星のマンテルの体積/地表面積)、幅は4,000 km。文献10より一部改変。

されるパルス的なマグマの噴出すなわち火山活動を引き起こす。このプルーム火山活動は、以下に詳しく述べる通り効率よくマントルから熱を奪うと同時に、非欠乏層からその熱源である放射性元素を奪い地殻へ濃集させる(図1(e)および図2(b)の2.4-27億年参照)。その結果マントル深部の非欠乏層とそこから浮上するプルームの温度は徐々に低下し(図2(a), 13-41億年), 図1(d)に示したようにプルーム火山によるマグマの噴出も20億年頃には終息する。また、非欠乏層は欠乏層における熱対流により浸食され40億年頃にはCMB付近にわずかに残るだけとなり、その分、欠乏層は厚くなる(図1(f), 図2)。

図2に示したプルーム火山活動は、図1(a)の矢印で示された火星のホットスポット型の火山活動に対応すると考えられ、図1(d)に示したマグマの噴出率の歴史は、図1(b)に示した早期に終息した火星の火山活動史をよく説明する。  
**(b) 火山活動の「サーモスタット効果」と「放射性元素の地殻への濃集」**

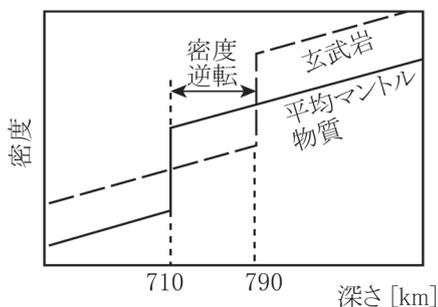
この火星のモデルにおける火山活動の歴史を支配しているのは、火山活動に起因する「サーモスタット効果」と「放射性元素の地殻への濃集」という二つのメカニズムである。

サーモスタット効果は図1(f)に示した水平平均温度分布の時間変化のプロットに顕著に現れている。マントル最上部で平均温度がソリダスを超えると、図2の0.1億年の

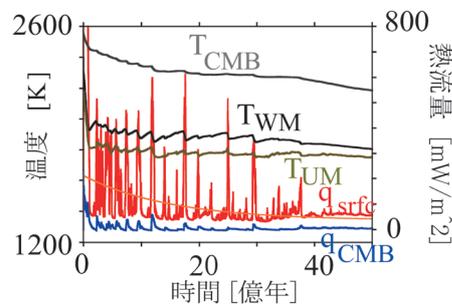
コマに見られるようにグローバルにマグマが生成される。ところがこのマグマが持つ浮力は、まだマントル深部に残っている高温物質をマントル最上部に吸い上げさらにマグマの生成を促進する。このポジティブフィードバックのため、マントル最上部は、その温度がリソスフェアの底(図1(f)の矢印参照)でのソリダス温度(1,700 K程度)以下になるまで効率よく熱を奪われる。さらに、この火山活動による強い冷却効果(サーモスタット効果)は、その後も深部の非欠乏層からの加熱にも関わらずマントル最上部に発達する欠乏層の温度を常に1,700 K以下に抑えるため、最初期に見られたような(図2の0.1億年)グローバルな火山活動は、二度と起こらない。このサーモスタット効果は、以下に論ずる金星・地球というより大きな惑星ではさらに有効に働き、これらの惑星の大きな熱容量にもかかわらず、マントルの温度は最初の1億年以内に初期値(2,500 Kと仮定)から1,800 K程度まで下がる。

他方、火山活動による放射性元素の地殻への濃集は、マントル最上部に発達するリソスフェアが固い不動の蓋として振る舞い、放射性元素を豊富に含む地殻がマントルへ還流するのを妨げている火星のような惑星における火山活動の歴史を理解する上で特に重要である。このような惑星では、放射性元素の地殻への濃集により図1(e), 図2(b)から読み取れるように火山活動のエネルギー源である放射性元

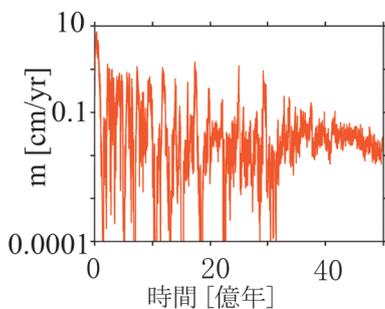
(a) 相転移による密度変化の模式図



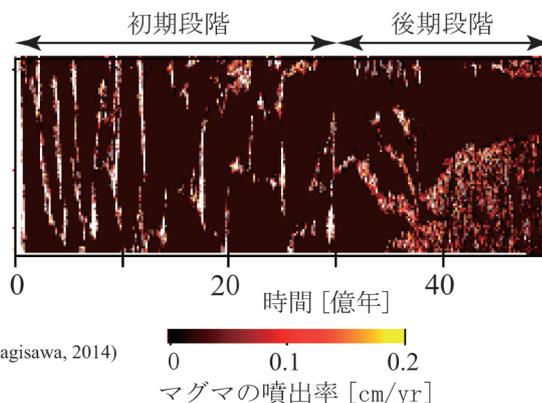
(b) 平均温度と熱流量



(c) マグマの噴出率



(d) 火山活動の分布



(Ogawa & Yanagisawa, 2014)

図3 金星のマントル進化モデルの例。(文献13より一部改変。)(a) 深さ710 km近辺での相転移によるマントル物質の密度変化の模式図。(b) 全マントルの平均温度 $T_{WM}$ 、上部マントルの平均温度 $T_{UM}$ 、地表面( $q_{surf}$ )とCMB( $q_{CMB}$ )での熱流量の時間に対するプロット。(c) マグマの噴出率の時間-水平座標平面上での分布。時間軸に垂直な直線一本はその時刻における地表面に対応し、マグマの噴出率の地表面に沿っての分布をカラーで表す。白い領域は噴出率が0.2 cm/yr以上の激しい火山活動が起こった地域と時間を示す。

素は一方的にマントルから奪われ続けるため、火山活動は短命に終わる。火星で35億年前以降急速に火山活動が衰えた(図1(b))のも、マントルが冷えたからというより、火山活動により放射性元素がマントルから奪われたからであると推定される。

#### 4. 金星の二段階進化：バーストによる地殻のマントルへの還流

火山活動による放射性元素の地殻への濃集は、もちろん金星でも起こる。しかも、金星でも火星と同様現在プレートテクトニクスは起こっておらず、<sup>6)</sup> 地殻はマントルに還流しているようには見えない。従って、火星から類推すると、金星でも放射性元素の地殻への濃集は、火山活動を早い時期に終息させると期待される。しかし、現実には金星表面には900個程度しかクレーターがなく、地表面の平均

年齢は5億年程度と見積もられる。<sup>6,11)</sup> (一般に惑星の表面は古くなるほどクレーター密度が高くなる。) この若い地表面の8割は火山平原により占められており、そのなかにプルーム起源と思われる多数の火山が分布し現在も活動していると推定されている。

この金星と火星の差はそのサイズの違いから来ると期待される。金星は火星より大きいので深部の圧力が高く、火星では起こらないマントル構成物質の相転移が起こる。そのため、平均的なマントル物質では深さ約710 kmで、また玄武岩ではそれよりやや深い約790 kmで密度が不連続に増加する。(以下金星のモデルでは710 kmより深部を下部マントルと呼ぶ。) この相転移のため、通常は平均マントル物質より高密度である玄武岩は、図3(a)に示した通りこの二つの相境界で挟まれた領域内ではより低密度になる。<sup>12)</sup> この密度逆転を考慮して筆者らが開発した金星のマ

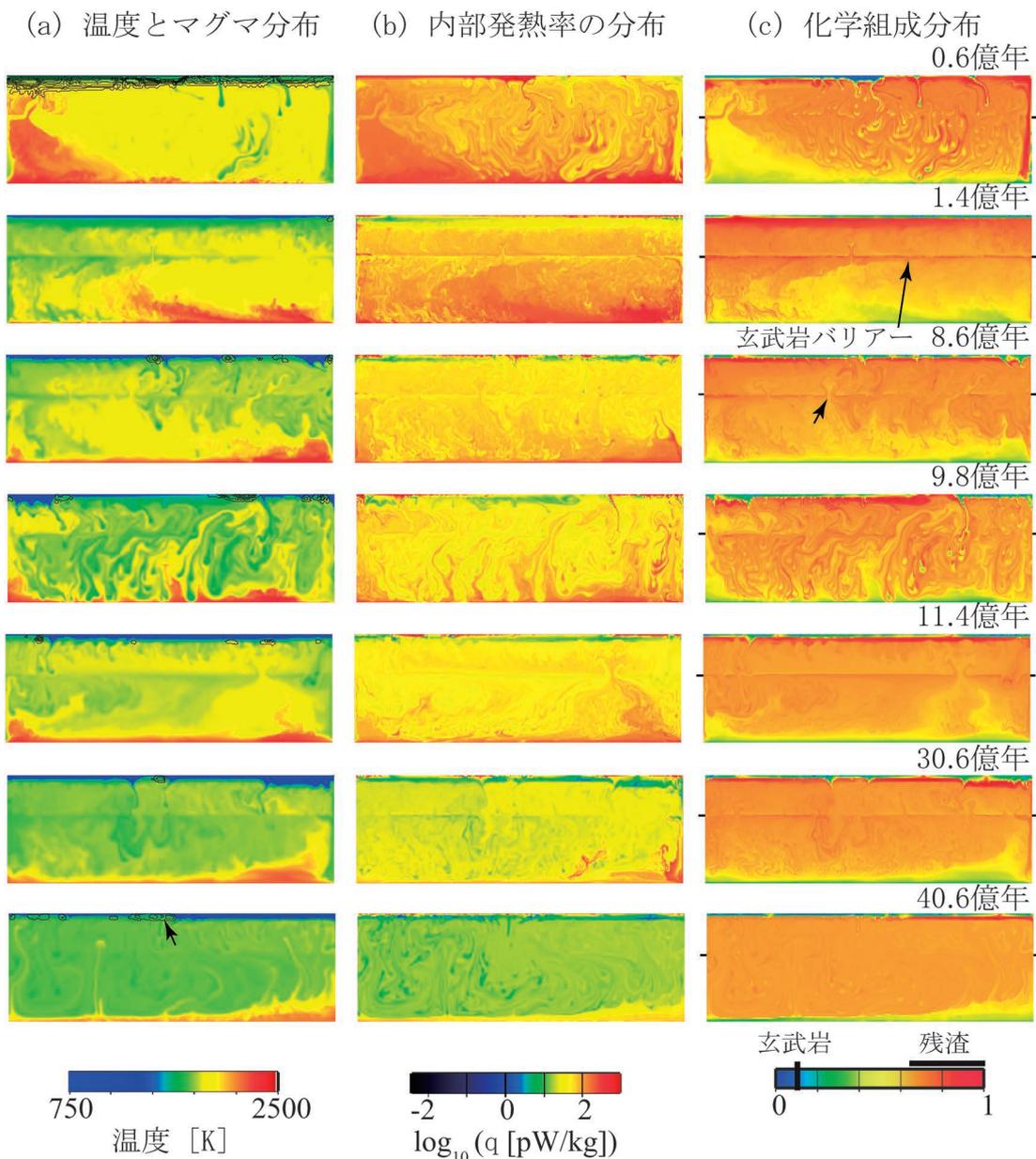


図4 図2と同じ。ただし金星のモデルについて、マントルの深さは2,000 km (=金星のマントルの体積/地表面積)、幅は6,000 km。文献13より一部改変。

ントル進化の数値モデルを図3, 図4に示す。<sup>13)</sup>

金星のマンテルも惑星形成直後は火星と同様大規模に溶融する(図4(a), 0.6億年). この結果, 前節で述べたサーモスタットが働き, 上部マンテルは初期温度(2,500 K)から1,800 Kまで急冷される(図3(b)). マンテルは強く攪拌され火星のモデルより均質化される(図4(c), 0.6億年). この時生成された玄武岩のかなりの部分はマンテルに還流し, CMBまで沈降する. しかし, 一部は密度逆転のため710 km相境界直上にトラップされ薄い層を形成する(図4(c), 1.4億年). この相境界に沿った玄武岩のなす層のことを以下玄武岩バリアーと呼ぶ. このバリアーのため, マンテル対流は一時的に上部マンテルと下部マンテルで別々に起こる二層対流となる. しかし, このバリアーは薄くそれほど強固ではないため, 下部マンテルの高温物質は時々漏れだし(図4(c), 8.6億年のコマの矢印参照), これが引き金となり一気に上部マンテルに流れ込み大規模な火山活動を起こす(図4, 9.8億年). このパルス的な流れと火山活動を以下では「バースト」と呼ぶ. このバーストにより生成された玄武岩の多くはマンテル深部に還流する. 玄武岩バリアーはバーストの際一時的に消失するが(図4(c), 9.8億年), バーストが収まると回復し, マンテル対流も再び二層対流となる. バーストは最初の20億年ほど繰り返し起こり(図3(d)の縦縞模様参照), 還流した玄武岩に含まれる放射性元素はマンテルを温め続ける(図4(a), (b)). し

かし, やがて放射性元素によるマンテルの内部加熱が弱くなると, 玄武岩バリアーは徐々に薄くなり, 30億年頃を境に消失する(図4(c), 30.6-40.6億年のコマ参照). 以降, 火山活動は連続的になり(図3(d)), マンテル対流はマンテル全体を流れが巡る全マンテル対流として起こるようになる(図4(a), 40.6億年のコマ参照).

このように, 図3, 図4は, 金星のマンテルはバーストを伴う間欠的二層対流により特徴づけられる初期ステージと, より連続的な全マンテル対流により特徴づけられる後期ステージの二段階で進化したことを示唆する. 初期ステージにおけるバーストは大量の地殻を下部マンテルに還流させ, この還流した地殻の発熱が, 最近も活発に起こっている金星の火山活動のエネルギー源となっていると考えられる. すなわち, 金星と火星の違いを生み出す原因は, 金星の大きなサイズのため初期に玄武岩バリアーが発達することであると推測される.

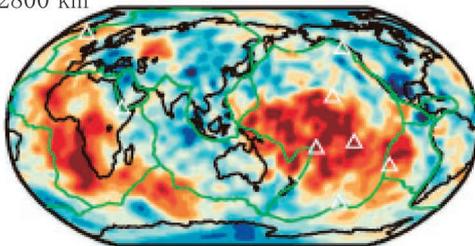
## 5. 地球の二段階進化: 「バースト」と「プレート」

### (a) 地球の活動史と内部構造: 概観

地球ではそのサイズが金星とほぼ同じであるにもかかわらず, 金星にはないプレートテクトニクスが起こっている. これは, 地球には海があり海水がプレート境界に入り込んで潤滑剤となり隣り合ったプレートがお互いに滑るのを可能にしているためであると推察されている.<sup>6)</sup> 長年にわた

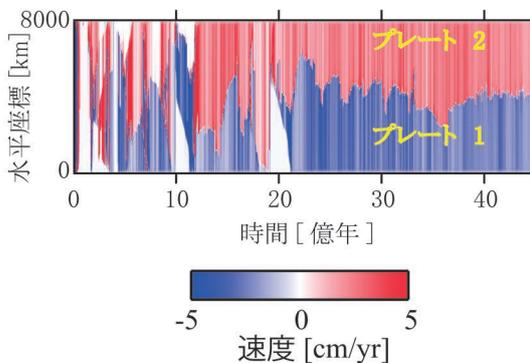
(a) 地球の地震波速度構造 (S波)

深さ 2800 km

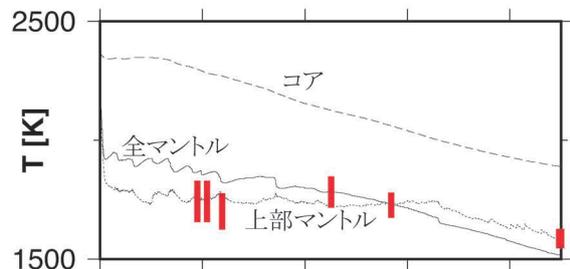


(Ritsema et al., 2011)

(c) プレート速度分布



(b) 平均温度



(d) 火成活動の分布

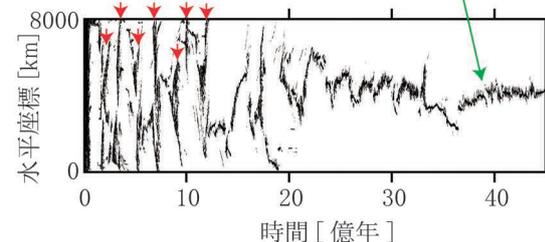


図5 (a) 地球の深さ2,800 kmにおける地震波S波速度の水平平均値からの偏差。(文献16 “S40RTS: a degree-40 shear-velocity model for the mantle from new Rayleigh wave dispersion, teleseismic traveltime and normal-mode splitting function measurements” のFigure 6より転載。) 青はS波速度の速いところ, 赤は遅いところを示す。カラーバレットのフルスケールは±2%に対応。(b)-(d) 地球のマンテル進化モデルの例。(文献17より一部改変。) (b) 上部マンテル・全マンテル・コアの平均温度の時間に対するプロット。赤の縦線は各時代において岩石学的に見積もられた地球の上部マンテルの温度。<sup>14)</sup> (c) プレート速度(すなわち地表面における水平流速)の分布の時間変化。正の速度は図6に示すスナップショットでプレートが右に動いたことを表す。(d) マグマが噴出している場所の時間変化。赤の矢印は初期ステージ(本文参照)におけるバーストによる火山活動を示す。

る大陸の地質調査から、このプレートテクトニクスの起こり方はおよそ25億年前を境に大きく変化したことが明らかになった。<sup>14)</sup> すなわち、最近の25億年間、地球は現在と同様に定常的に動く限られた数の差し渡し数千kmに及ぶ大きなプレートに覆われてきたが、それ以前の地球はカオティックな運動をする小さな無数のプレート片により覆われていたと推測されている。<sup>14,15)</sup> このおよそ25億年前に起こった変化こそは、地球の進化の最も重要な要素の一つである。

このプレートテクトニクスの歴史とならんで、地震波トモグラフィーにより明らかになったマントル深部の構造も重要な意味を持つ<sup>16)</sup> (図5(a))。それによると、プレートが最近数億年間沈み込み続けた環太平洋とヒマラヤからアルプスにかけての地域の下のマントル上には地震波速度の速い領域、すなわち沈み込んだプレートが溜まってできた低温の領域(「スラブの墓場」と呼ばれている)が広がっており、対照的にアフリカの下と南太平洋の下には、地震波速度の遅い高温の領域(「Large Low Shear Velocity Province」または「LLSVP」と呼ばれている)が広がっている。過去

数億年間に沈み込んだプレートがCMB上にいまだに溜まっていることから、プレート運動に伴うマントル対流により物質がマントル内を一巡するには十億年のオーダーの時間がかかることが示唆される。他方LLSVPは、高温で熱膨張による浮力を持っているにも関わらずCMB上にとどまっていることから、周りのマントルと比べて化学組成的に高密度の物質でできていると推測される。このLLSVPの存在も地球進化に制約を与える。

#### (b) マントル進化モデル

地球の進化の概要を理解するため、筆者らは金星の二段階マントル進化モデルにプレートテクトニクスのモデルを組み込み、地球の進化モデルを開発した。その一例を図5、図6に示す。<sup>17)</sup> ここでも、火星や金星と同様マントルを2次元矩形領域でモデル化しているが、以下に述べるモデルの定性的特徴は矩形の幅には依らないことを確認しており、また、3次元空間で起こっている現象を2次元でモデル化していることも本質的に重要とは思われない。

図5(c), (d)から明らかのように、このモデルにおける地球のマントルも2段階で進化する。最初の10億年ほど

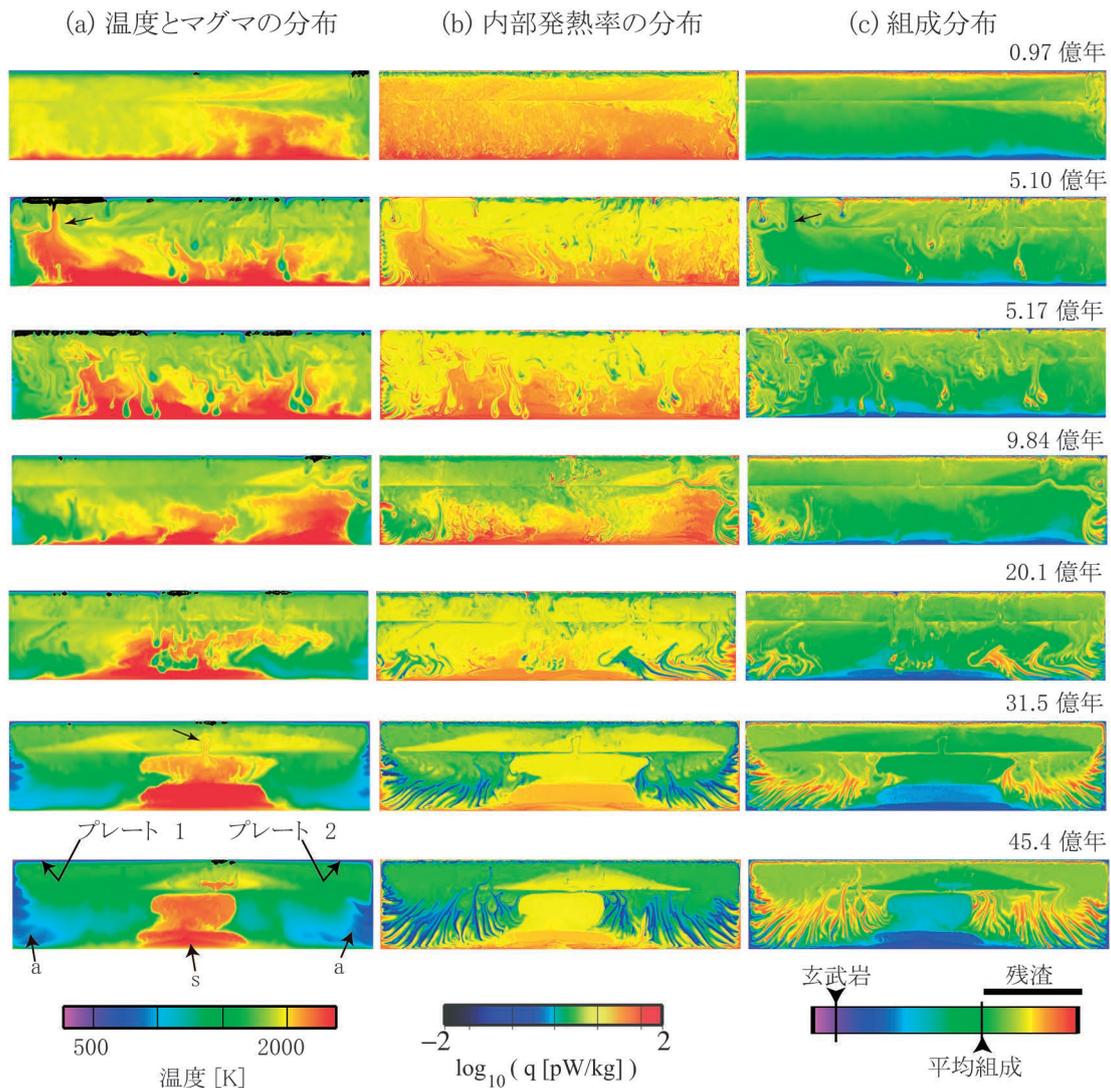


図6 図2と同じ。ただし図5に示した地球のモデルについて、マントルの深さは金星と同様2,000 km、幅は8,000 km。(文献17より一部改変。)

の間、火山活動は繰り返しパルス的に広範囲にわたって起こり(図5(d)の赤の矢印参照)、プレート運動のパターンは強い時間依存性を示す(図5(c)). しかし、パル的な火山活動は放射性元素の崩壊と共にやがて収まる。それに伴って20億年以降は2枚のプレートがほぼ定常的に運動しており、この2枚のプレートが分かれる境界で、現在の地球でも見られる海嶺の火山活動が連続的に起こる(図5(d)). 10-20億年の期間は、この二つのステージの間の遷移的な期間であるが、以下では初期ステージに含める。この二つのステージにおけるマントル対流や火山活動の起こり方を図6に示す。

地球でも金星同様、グローバルな火山活動によるサーモスタット効果のため、最初の3千万年ほどの間マントルは急冷され、特に上部マントルの温度は以降1,800 Kを超えることはない(図5(b), 図6(a)). このグローバルな火山活動により生じた玄武岩の多くはCMB上に堆積し、玄武岩バリアーもこの時期に形成される。(図6, 0.97億年参照). 玄武岩バリアーは頻繁にバーストを引き起こし、プレート運動をカオティックにする(図5(c), (d), 図6, 5.10, 5.17億年).

しかし、やがて放射性元素の壊変が進み、マントル深部の温度が低下すると(図6), 金星同様バーストは収まり、20億年頃を境にマントルの進化は後期ステージに入る。プレート運動はより定常的になり、沈み込んだプレートはCMB上に溜まる一方(図6(a), 45.4億年の矢印a), 海嶺では火山活動が継続的に起こるようになる。海嶺で生まれた玄武岩地殻は沈み込んだ後CMB上に蓄積し、顕著な「玄武岩溜まり」を形成する(図6, 20.1-31.5億年). 他方、玄武岩地殻が抜けた後のプレートの残渣部分は組成的浮力を

持ち、沈み込んだ後温まるにつれ玄武岩地殻から分離し、20億年ほどの時間をかけてゆっくり浮上していく(図6(c), 20.1-45.4億年のオレンジの部分). 海嶺火山活動の結果、後期ステージのマントルは初期ステージより組成的に不均質になる。

図6(a) (45.4億年)の矢印aとsで示した沈み込んだプレートの溜まりと高温の玄武岩溜まりは、それぞれ地震波トモグラフィーで明らかになったスラブの墓場とLLSVP(図5(a))をよく説明する。また、図5(c)に示したプレートテクトニクスの歴史は、(a)項に述べた初期のカオティックな運動から現在のより定常的な運動への変化という地球のプレートテクトニクスの歴史とよく合致する。さらに、上部マントルの温度が最初期の3千万年を除き1,800 K以下に抑えられるという結果は、岩石学的に見積もった地球の上部マントルの温度と整合的である(図5(b)).

## 6. 「大きな地球」ではすまないスーパー地球

以上述べた我々の太陽系の地球型惑星のマントルの深さ  $d$  は、一番大きい地球でも熱的スケールハイト  $H=C/\alpha g$  の0.5倍程度である。(ここで  $C=1,000 \text{ J/kgK}$  は比熱、 $\alpha=1.7 \times 10^{-5}/\text{K}$  は熱膨張率のマントル全体での平均値。)しかし、地球の10倍の質量を持つスーパー地球では  $d=0.8H$  程度となり、対流運動の際に起こる断熱膨張・圧縮による温度変化の対流への効果が無視できなくなる。この事情を地球の10倍の質量を持つスーパー地球のマントルにおける熱対流の数値シミュレーションの例を用いて説明する<sup>18)</sup>(図7). このシミュレーションではマントルは放射性元素を持たず地表面とCMBの温度は固定されている ( $T_s=0.3$ ,  $T_{\text{CMB}}=1.1$ , 温度のスケールは任意). マントルの厚さ

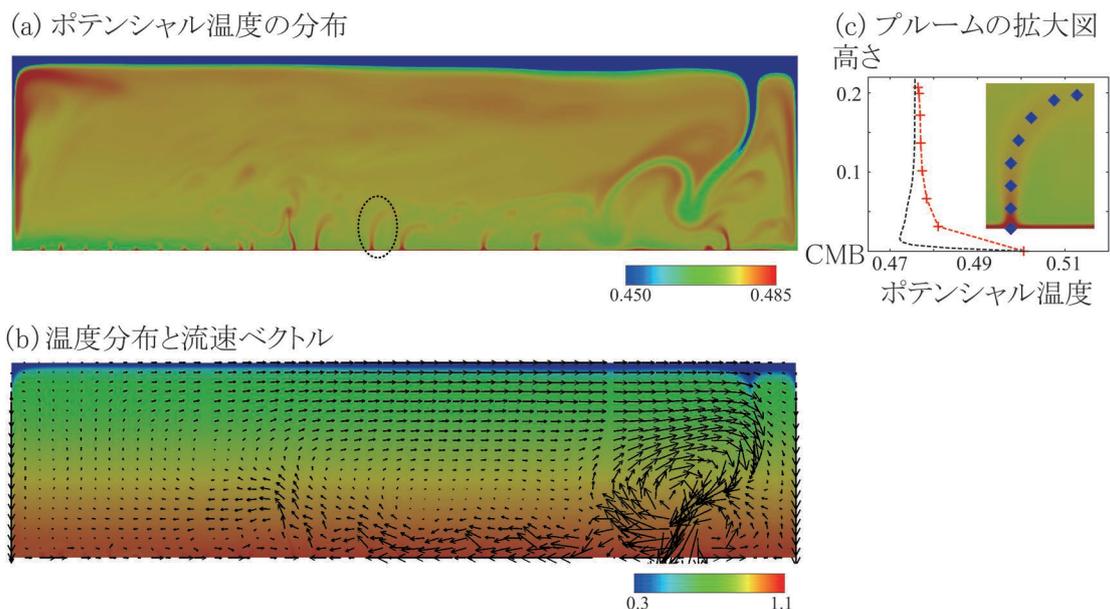


図7 地球の10倍の質量を持つスーパー地球のマントルにおける熱対流の数値モデル。<sup>18)</sup> (a) ポテンシャル温度 (b) に示す温度分布から断熱圧縮による温度上昇の寄与を差し引いたもの)の分布. (b) 温度(カラスケール)と流速(矢印)の分布. (c) (a)において破線で囲ったプルーム内の温度分布. 挿入図中のダイヤモンドで示した点におけるポテンシャル温度(赤の点線)と(a)に示すポテンシャル温度の水平平均値をコア・マントル境界(CMB)からの距離に対してプロットしている。

は6,000 km, レイリー数は $10^{10}$  (地球の値の100-1,000倍)を仮定している. また火星のモデルと同様, 粘性率の温度依存性のため地表面に沿ってリソスフェアが発達し対流はその下で起こっている.

図から読み取れるように, 地表面とCMBの温度差 $T_{\text{CMB}} - T_s = 0.8$ のうち, 断熱圧縮の効果を差し引くと残りは0.035しかなく(図7(a)), しかもそのうち実際に対流が起こっているリソスフェアの下面からCMBまでの温度差は0.015程度しかない. このように実際に対流を駆動する温度差が小さいためCMBから浮上するブルームは小さく, 浮上する途中で浮力を失い地表面に達することはない(例えば図7(a)の点線で囲ったブルーム参照). また, リソスフェアの厚さは600 kmにもなり, 断熱圧縮の効果がない場合と同じレイリー数で期待される厚さの3-4倍程度ある.

高温ブルームが地表面まで浮上できず, またリソスフェアが非常に厚いという結果から, 太陽系内惑星に見られるブルームによる火山活動はスーパー地球では困難なことが予想される. 上述の火星・金星・地球のモデルから明らかのように, このことはマントル進化に大きな影響を及ぼす. また, リソスフェアが厚いという結果は, スーパー地球ではプレートテクトニクスも困難であることを示唆している. 一般に, プレートテクトニクスが起きるためには, 何らかの方法で高い応力を発生させてリソスフェアを割り, さらにそれを曲げてマントルに沈めなければならない. しかし, あまりリソスフェアが厚くなると, 割ることも曲げて沈み込ませることも困難である. さらに, リソスフェアが地表面からの熱拡散による冷却の結果図7に示した厚さになるまでには, 36億年程度の時間がかかる. このことは, スーパー地球では, リソスフェアの厚さが定常値に落ち着くまでに, 惑星の年齢と同程度の時間がかかることを意味しており, リソスフェアの厚さが100 km程度しかなくこの緩和時間が1億年程度と惑星の年齢と比べて十分に短い太陽系内地球型惑星の内部進化と, 進化のプロセスが根本的に異なることを示唆している. これらの断熱圧縮に起因する進化プロセスの差異の全貌を解明するためには, 今後さらに, 強い断熱圧縮の効果の下でのマントル進化の数値シミュレーションを行う必要がある.

#### 参考文献

- 1) 小河正基: *パリティ* **28** (2013) 48.
- 2) T. Morota, *et al.*: *Earth Planet. Sci. Lett.* **302** (2011) 255.
- 3) J. W. Head, *et al.*: *Science* **333** (2011) 1853.
- 4) S. J. Robbins, *et al.*: *Icarus* **211** (2011) 1179.
- 5) R. Greeley and B. D. Schneider: *Science* **254** (1991) 996.
- 6) F. Nimmo and D. McKenzie: *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* **26** (1998) 23.
- 7) B. F. Windley: *The evolving continents, 3rd edition* (John Wiley and Sons, 1995) 526 pp.
- 8) D. Breuer and W. B. Moore: *Dynamics and thermal history of the terrestrial planets, the Moon, and Io, Treatise on Geophysics*, **10** (Elsevier, 2007) pp. 299-348.
- 9) P. J. Tackley: *Mantle Dynamics, Treatise on Geophysics*, **7** (Elsevier, 2007) pp. 437-505.
- 10) M. Ogawa and T. Yanagisawa: *J. Geophys. Res. Planet* **116** (2011) E08008 doi:10.1029/2010JE003777.

- 11) E. E. Bjornes, V. L. Hansen, B. James and J. B. Swenson: *Icarus* **217** (2012) 451.
- 12) T. Irifune and A. E. Ringwood: *Earth Planet. Sci. Lett.* **117** (1993) 101.
- 13) M. Ogawa and T. Yanagisawa: *J. Geophys. Res. Planet* **119** (2014) 867 doi:10.1002/2013JE004593.
- 14) T. Komiya: *Phys. Earth Planet. Inter.* **146** (2004) 333.
- 15) M. J. de Wit and R. A. Hart: *Lithos* **30** (1993) 309.
- 16) J. Ritsema, *et al.*: *Geophys. J. Int.* **184** (2011) 1223.
- 17) M. Ogawa: *J. Geophys. Res. Solid Earth* **119** (2014) 2462 doi:10.1002/2013JB010315.
- 18) T. Miyagoshi, *et al.*: *Astrophys. J. Lett.* **780** (2014) L8 doi:10.1088/2041-8205/780/1/L8.

#### 非会員著者の紹介

小河正基氏: 東京大学大学院総合文化研究科准教授. 理学博士. 1985年東京大学大学院理学系研究科地球物理学専攻博士課程修了. 1986年東京大学理学部研究生. 1988年愛媛大学理学部地球科学科助手. 1994年より現職. 主な研究分野は地球型惑星の内部進化. マントル対流や火山活動の数値シミュレーションを主な研究手段としている.

(2014年3月17日原稿受付)

#### The Mantle Evolution in Terrestrial Planets: From Mars to Super-Earths

Masaki Ogawa

abstract: There is a prominent correlation between the size of a planet and the history of the magmatic activity on that planet. In small planets like the Moon and Mars, magmatism was active only for the first one billion years of their history and waned after that. On Venus and the Earth, magmatism has been active during the last several hundred million years, and on the Earth, plate tectonics operates to cause various types of activities on the surface even at present. Hinted by this correlation, I have systematically developed a numerical model of mantle evolution in terrestrial planets (Earth-like planets that have the solid surface.) There are two agents that dominate mantle evolution, magmatism and mantle convection. Magmatism induced by mantle convection generates the crust, makes the mantle compositionally heterogeneous, and extracts heat and heat producing elements (HPEs) like Uranium and Thorium, which are the energy source of the magmatism itself, from the mantle. Magmatism keeps the temperature in the mantle below the solidus temperature regardless of the planetary size. The extraction of HPEs from the mantle by magmatism causes it to wane early in the history of a small planet like Mars where the outermost part of the mantle behaves as a rigid spherical shell that inhibits recycling of the crust into the mantle. In Venus and the Earth, however, several high-pressure induced phase transitions of the mantle-constituent minerals make mantle convection pulsating during the earlier stage of mantle evolution when the mantle contains abundant HPEs. The pulses of mantle convection (or bursts) induce vigorous magmatism, stir the mantle, and let a significant portion of the crust recycle into the mantle. The HPEs contained in the recycled crust serve as the energy source of the magmatism that continues throughout the 4.5 billion years history of the planets. On the Earth, mantle bursts make plate motion chaotic on the earlier stage of its history, but plate motion becomes steadier on the later stage as HPEs decay. It is dangerous to try to understand the evolution of super-Earths (terrestrial planets of extra-solar system that are larger than the Earth) by a simple extrapolation from that of the planets in our solar system, because adiabatic compression considerably impedes mantle convection.

# 単一光子による決定論的な量子状態スイッチング

越野和樹 〈東京医科歯科大学教養部〉

猪股邦宏 〈理化学研究所創発物性科学研究センター〉

中村泰信<sup>†</sup> 〈東京大学先端科学技術研究センター〉

山本剛<sup>†</sup> 〈日本電気株式会社スマートエネルギー研究所〉

多数の量子ビットからなるスケーラブルな量子回路を動作させることは量子情報処理をはじめとする「量子状態工学」の究極の目標であり、空間的に局在した物質量子ビット間を、優れた量子コヒーレンスと伝播性をあわせ持つ光子によって量子的に接続することが、その自然な実装方法の一つであろう。ところが、個々の光子を原子などの物質量子ビットと効率良く相互作用させることは簡単では無い。例えば自由空間中の原子にひとつの光子を照射しても、ほとんどの場合光子は原子と相互作用せず素通りしてしまう。この原因は、照射光と原子発光の空間モード形状が著しく異なるためである。この困難を打破しうるのが「導波路 QED 系」と称される一次元的な光学系である。この系では、原子や人工原子からの発光がファイバーや導波路などの一次元モードへとほぼ完全に誘導される。よって、この系において一次元モードから原子へ励起光を照射すると、照射光と原子からの散乱光との空間モードが良く一致しているため両者は強く干渉する。その結果、光子が原子を「素通り」する確率振幅を消去し、光子と原子との相互作用効率を劇的に増強することができる。

本稿では、一次元的に伝播する光子が、 $\Lambda$ 型の許容遷移を持つ三準位系 ( $\Lambda$ 系) により反射される状況、特に  $\Lambda$  系の二つの輻射緩和レートが等しい場合に着目する。このセットアップにおいて  $\Lambda$  系に共鳴する光子をひとつ入射すると、 $\Lambda$  系は必ずラマン型遷移を経てもう一方の量子状態へとうつり、入射光子はエネルギー保存を満たすよ

う周波数変換を受けたのち反射方向に出射されることが理論的に予言されている。これは、光子の周波数にエンコードした「光子量子ビット」と  $\Lambda$  系の二つの基底状態にエンコードした「物質量子ビット」とが一回の反射によって交換すること、すなわちハイブリッド量子回路におけるメディア変換器や双方向量子状態メモリ (交換ゲート) への応用可能性を示唆している。

本稿では、超伝導量子ビットを人工原子、マイクロ波伝送線路や共振器を電磁場モードとして用いる「超伝導回路 QED 系」における上述の現象の観測を報告する。具体的には、離調の大きな原子-共振器系を外場によりドライブし、回転座標での固有状態である「着衣状態」により輻射緩和レートの揃った  $\Lambda$  系を構成する。また  $\Lambda$  系への入射波として、単一マイクロ波光子の代わりに微弱な定常マイクロ波を照射する。まず反射波の振幅を測定し、振幅がほぼ完全に消滅していること (減衰率 99.7%) を確認した。これは  $\Lambda$  系による入射波の完全吸収 (インピーダンス整合) を意味している。次に出力場のパワースペクトルを測定し、入射光子の約 74% が周波数下方変換を受けていることを確認した。効率の不完全性は  $\Lambda$  系の吸収飽和が主原因であり、単一光子の入射に対しては効率 100% の決定論的変換に近づくことが期待される。この過程は別の周波数の光子との相互作用なしにおこる「線形光学」的な下方変換と言える。これらの測定結果は、単一のマイクロ波光子が超伝導量子ビットの状態を決定論的にスイッチすることを強く裏付けている。

## —Keywords—

### ラマン型遷移:

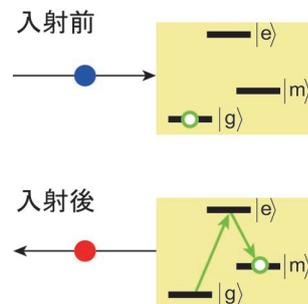
物質中に光を入射したときに、散乱光に入射光と異なる振動数の光が含まれる現象をラマン効果という。入射光子が系とエネルギーのやりとりを行って異なる振動数の光子に変換する遷移は、広くラマン型遷移と呼ばれる。

### 超伝導回路 QED:

超伝導細線を平行に並べると、同軸ケーブルと類似の回路ができ、理想的なマイクロ波の導波管を作製することができる。さらにこれを、別に作製した超伝導量子ビットと強く結合させることもできる。このような電磁場モードと小数準位系の系は、電磁場空洞 (キャビティ) 中の原子と似ており、超伝導回路 QED (Quantum Electrodynamics) と呼ばれる。

### 着衣状態:

周期外場下ではエネルギー固有状態と似た性質をもつ「準エネルギー固有状態」を定義することができる。このような状態を「着衣状態」と呼び、特に回転波近似を採用すると、「外場とともに位相が回転する基底」に基底変換することで、時間に依存しないハミルトニアンを導出でき、着衣状態はその固有状態として定義できる。



単一光子による  $\Lambda$  系のスイッチング

<sup>†</sup> 理化学研究所創発物性科学研究センター

## 1. はじめに

励起状態にある原子が自由空間中に光子を放出して基底状態に緩和する自然放出は、量子力学の創成期から知られている基本的な緩和過程である。それではその逆過程である「自然吸収」、すなわち自由空間中にある光子を基底状態にある原子が完全に吸収して励起状態に至る過程はあるだろうか？ 一般には、自然放出は散逸の一種、つまり不可逆過程と捉えられることが多く、このような過程は起こり得ないと思われるかも知れない。しかしながら、自然放出は原子と連続自由度を持つ輻射場との可逆な（ユニタリーな）時間発展の結果として起こる。それゆえ、自然放出光子を「反転」して原子に入射できれば、原理的にはその光子を完全に原子に吸収させることができる。すなわち、入射光子の波動関数が、原子の生存確率を反転した指数関数型の時間形状を持つ（時間モード整合）、原子の双極子放射パターンに一致する空間形状を持つ（空間モード整合）、という二種類の条件を満たせばよい。もちろん現実的にはこのような光子を準備することは容易ではない。例えば、自由空間中にある原子にレーザー光を照射したとしても、空間モードの不整合のためにその散乱断面積は小さく、ほとんどの光子が原子を素通りしてしまう。

一方、近年になって、原子（量子ドットや超伝導量子ビットなどの人工原子を含む）をファイバーや導波路中の一次元光子場に強く結合させることにより、原子からの放出光がほぼ完全に一次元モードへと誘導される「一次元光学系」を多様な物理系において実現できるようになった。このような系は「導波路量子電磁気学（QED）系」と称される。<sup>1)</sup> このセットアップにおいて一次元モードから原子に励起光を入射すると、入射光と原子発光の空間モードが良く整合しているため、両者が強く干渉する。<sup>2)</sup> その結果、量子状態制御の観点からは好ましくない「素通り」の事象を禁制にすることができ、個々の光子をきわめて効率よく原子と相互作用させることができる。これが一次元光学系の魅力である。

このような一次元光学系は、原子と共振器との結合系である「共振器QED系」において初めて実現された。そこでは、共振器のPurcell効果を利用して、原子からの輻射を外部共振器モードとよばれる共振器からのリーク場に誘導し、高い一次元性を達成している。<sup>3-7)</sup> 一方、超伝導量子ビットを原子として、マイクロ波伝送線路や共振器を電磁場モードとして用いる「超伝導回路QED系」では、原子を直接導波路に結合させるだけで高い一次元性を達成しており、<sup>8-10)</sup> また他の光学系でも直接結合型の導波路QED系を構築する研究が進んでいる。<sup>11-13)</sup> このように共振器QED系と導波路QED系には密接な関係があるが、共振器QED系においては共振器内部の物理に着目し外部を全て環境自由度と考えるのに対し、導波路QED系においては輻射緩和先である一次元伝播モードを量子系の構成要素とみなしそれを積極的な制御の対象とする点に特徴がある。導波路

QED系の性能指標は光の一次元性であり、原子が自然放出光を標的次元モードへと放出する効率（ $\beta$ 値）で定量化される。

## 2. 一次元光学系における $\Lambda$ 系の光学応答

本稿で議論するのは、半無限導波路中を一次元的に伝播する光子が導波路の端に位置する三準位系と相互作用する状況（図1）である。<sup>14-18)</sup> 三準位系の固有状態を下から $|g\rangle$ ,  $|m\rangle$ ,  $|e\rangle$ とし、 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ ,  $|m\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 間の光学遷移が許容であるものとする。このように励起状態 $|e\rangle$ が二つの緩和経路を持つ三準位系を、その準位構造がギリシア文字の $\Lambda$ に似ていることから、 $\Lambda$ 型三準位系（ $\Lambda$ 系）と呼ぶ。また簡単のため、完全な一次元性を仮定して話を進める。すなわち、光子は導波路端において完全に反射され、 $\Lambda$ 系に吸収された場合は導波路中へと再放出されるとする。

この $\Lambda$ 系が基底状態 $|g\rangle$ にあり、導波路から $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 遷移（周波数 $\omega_{eg}$ ）に共鳴する単一光子を入射すると、次の三通りの過程が起こりうる：(a) 光子が $\Lambda$ 系を励起しない単純反射過程、(b) 光子が $|g\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |g\rangle$ の遷移を誘起する弾性散乱過程、(c) 光子が $|g\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |m\rangle$ の遷移を誘起する非弾性散乱過程。もし $\Lambda$ 系が自由空間中にあるとすると、(a) は光子が原子を素通りする過程、(b) は原子による弾性散乱過程、にそれぞれ対応するが、両者は出射光子の空間形状が大きく異なるためほとんど量子干渉をおこさない。また(c) は $\Lambda$ 系の終状態が異なるため干渉しない。ところが、図1のように $\Lambda$ 系からの輻射が一方向に限定されている場合、(a), (b) の出射光子の空間形状が一致するため、両者が強く干渉する。特に、 $|e\rangle$ 準位からの二つの輻射緩和レート $\Gamma_{eg}$ ,  $\Gamma_{em}$ が等しく、かつ入射光子のパルス長が十分長いときには、過程(a), (b)の確率振幅が破壊的干渉により完全に消失し、過程(c)が決定論的に（確率1で）起こることになる。

つまり、 $\Lambda$ 系が状態 $|g\rangle$ にあるときは、周波数 $\omega_{eg}$ の入射光子を必ず吸収し周波数 $\omega_{em}$ の光子を放出して状態 $|m\rangle$ に遷移する。よって反射の前後で、光子と $\Lambda$ 系の量子状態は $|\omega_{eg}\rangle|g\rangle \rightarrow -|\omega_{em}\rangle|m\rangle$ のように変化する。ここで負号は反射光子の位相反転に由来する。同様に、 $|\omega_{em}\rangle|m\rangle \rightarrow -|\omega_{eg}\rangle|g\rangle$ となる。一方、 $\Lambda$ 系が状態 $|g\rangle$ にあり周波数 $\omega_{em}$ の光子が入射したときには、光子は $\Lambda$ 系に非共鳴であるため $\Lambda$ 系はほとんど励起されず、図1(a)の単純反射過程が支配的になる。つまり $|\omega_{em}\rangle|g\rangle \rightarrow |\omega_{em}\rangle|g\rangle$ 、同様に $|\omega_{eg}\rangle|m\rangle \rightarrow |\omega_{eg}\rangle|m\rangle$ となる。量子力学における時間発展の線形性か

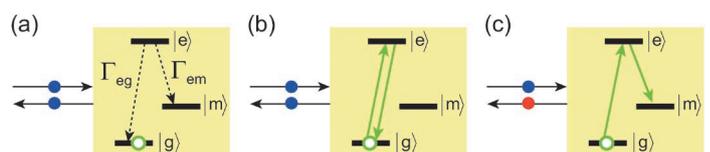


図1 一次元光学系における光子と $\Lambda$ 系の相互作用。(a) 単純反射、(b) 弾性散乱、(c) 非弾性散乱。 $\Gamma_{ij}$ は $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 遷移の輻射緩和レート。

ら、これら4つの過程は

$$\begin{aligned} & (\mu_1|e_{em}\rangle + \mu_2|e_{eg}\rangle)(v_1|g\rangle + v_2|m\rangle) \\ \rightarrow & (v_1|e_{em}\rangle - v_2|e_{eg}\rangle)(\mu_1|g\rangle - \mu_2|m\rangle) \end{aligned} \quad (1)$$

とまとめられる。つまり、光子の周波数にエンコードされた量子情報と、 $\Lambda$ 系の二つの安定状態にエンコードされた量子情報とが、一回の反射により交換することがわかる。<sup>16)</sup>

### 3. 共振器QEDにおける分散結合領域

本稿では、ドライブされた二準位原子、共振器、半無限導波路の三者が図2のように結合した系を考察する。<sup>19,20)</sup> まずは共振器QED系と呼ばれる、二準位原子と共振器との結合系について考えよう。この結合系をドライブし、その着衣状態によって前述の $\Lambda$ 系を構成する。結合系のハミルトニアンはJaynes-Cummingsモデルと呼ばれ、 $\hbar=1$ として次式で与えられる。

$$\mathcal{H}_{JC} = \bar{\omega}_q \sigma_{ee} + \bar{\omega}_r a^\dagger a + g(\sigma_{eg} a + a^\dagger \sigma_{ge}) \quad (2)$$

$\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$  は原子の遷移演算子、 $a$  は共振器モードの消滅演算子であり、 $\bar{\omega}_q, \bar{\omega}_r$  は量子ビットおよび共振器の共鳴周波数、 $g$  は両者のコヒーレントな結合をそれぞれ表す。

共振器QEDでは、原子と共振器とが共鳴している状況を扱うことが多いが、ここでは両者が分散的に結合している場合、すなわち離調 $|\bar{\omega}_r - \bar{\omega}_q|$ が結合 $g$ より十分大きい場合を議論する。<sup>21,22)</sup> 共振器中の光子数を $n$ とし、原子-共振器系の状態ベクトルを $|q, n\rangle$  ( $q = e, g; n = 0, 1, \dots$ )と表す。結合 $g$ は $|g, n+1\rangle$ と $|e, n\rangle$ とを結びつけるが、大きな離調のために状態の混成はほとんどおこらず、固有エネルギーのみが分散シフトと呼ばれる繰り込みを受ける。その結果、 $|g, n\rangle, |e, n\rangle$ のエネルギーはそれぞれ

$$\omega_{g,n} = n\omega_r, \quad (3)$$

$$\omega_{e,n} = \omega_q + n(\omega_r - 2\chi), \quad (4)$$

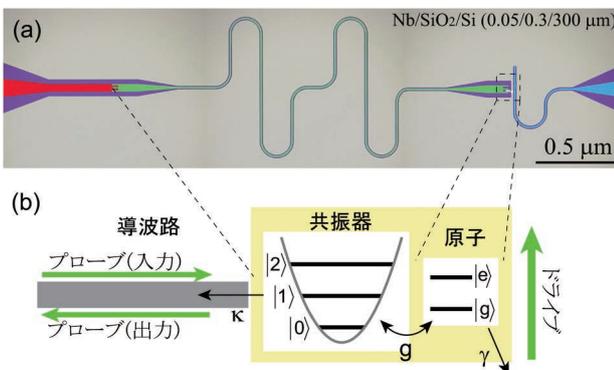


図2 (a) デバイスの顕微鏡写真。プローブ入出力用の半無限マイクロ波導波路(赤)、共振器(緑)、量子ビットドライブ用導波路(青)。共振器右端に超伝導磁束量子ビット(原子)が内蔵されている。(b) デバイスの概略図。 $g$ : 原子-共振器結合、 $\kappa$ : 共振器から導波路への輻射緩和レート、 $\gamma$ : 原子の無輻射緩和レート。

となる。ただし $\chi = g^2/(\bar{\omega}_r - \bar{\omega}_q)$ 、 $\omega_r = \bar{\omega}_r + \chi$ 、 $\omega_q = \bar{\omega}_q - \chi$ である。図2(a)のデバイスでは $\chi/2\pi = 40$  MHz、 $\omega_q/2\pi = 5.461$  GHz、 $\omega_r/2\pi = 10.678$  GHzである。この原子-共振器結合系の主たる緩和過程は、共振器から導波路への輻射緩和、原子から環境への無輻射緩和、の二つである。それらのレートを $\kappa, \gamma$ で表すと、 $\kappa/2\pi = 16.4$  MHz、 $\gamma/2\pi = 0.2$  MHzである。

共振器の共鳴周波数は、原子が基底状態のとき $\omega_r$ 、励起状態のとき $\omega_r - 2\chi$ となり、原子の量子状態に依存して $2\chi$ だけシフトする。同様に原子の遷移周波数は $\omega_{e,n} - \omega_{g,n} = \omega_q - 2n\chi$ となり、共振器中光子数 $n$ に比例したシフトを示す。換言すると、原子と共振器の間に、量子非破壊測定に必要な「対角的」相互作用が生じている。これらのシフトを分光実験で観測するためには、分散シフト $\chi$ が原子や共振器の線幅 $\gamma, \kappa$ に比べて十分大きい必要があり、この条件を満たす領域を強分散領域という。超伝導回路QED系では大きな結合 $g$ を利用して強分散領域を達成することができ、超伝導量子ビットの非破壊読み出し<sup>23-25)</sup>や共振器中の光子統計の観測<sup>26)</sup>へと応用されている。

### 4. ドライブ場と着衣状態

つぎに、二準位原子に対するドライブ場の効果について議論する。<sup>27)</sup> 本研究では、原子周波数に近い単色ドライブ場 $E(t) = E_d \exp(-i\omega_d t)$ を用いる( $\omega_d = \omega_q$ )。原子からドライブポートへの輻射緩和レートを $\gamma_c$ とすると、ドライブ項は $\mathcal{H}_{dr}(t) = \sqrt{\gamma_c} [E(t)\sigma_{eg} + E^*(t)\sigma_{ge}]$ で与えられる。分散領域における前節の結果を用い、またドライブ周波数 $\omega_d$ での回転座標系に移行すると、ハミルトニアンは静的になり

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{JC+dr} = & \sum_n (\omega'_{g,n} |g, n\rangle\langle g, n| + \omega'_{e,n} |e, n\rangle\langle e, n|) \\ & + \sum_n \sqrt{\gamma_c} E_d (|e, n\rangle\langle g, n| + |g, n\rangle\langle e, n|), \end{aligned} \quad (5)$$

となる。ただし $\omega'_{g,n} = \omega_{g,n} - n\omega_d$ 、 $\omega'_{e,n} = \omega_{e,n} - (n+1)\omega_d$ であり、 $E_d$ を正の実数に選んだ。つまりドライブ場は、(i) 回転座標系において状態 $|g, n\rangle$ と $|e, n\rangle$ のエネルギーを接近させ、(ii) 両者の間に振幅に比例した結合をもたらすと、と

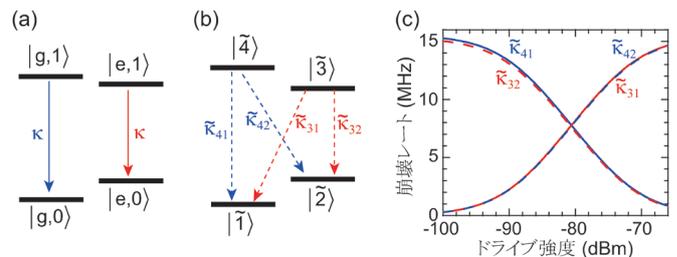


図3 (a) 回転座標における原子-共振器系の単位構造(弱ドライブ極限、 $E_d \rightarrow 0$ )。分散シフトのため、基底状態ラダーの単位間隔が励起状態ラダーよりも $2\chi$ だけ広い。ドライブ周波数の調節により、単位構造は入れ子型となる。輻射緩和は垂直方向にのみおこる。(b) 着衣状態の単位構造(有限ドライブ強度、 $E_d > 0$ )。ドライブによる単位混成のため、輻射緩和は二方向に分かれる。(c) 入れ子領域( $\omega_d = \omega_q - 2\pi \times 64$  MHz)での輻射緩和レートのドライブ強度依存性。ドライブ強度を増すと緩和レートの逆転がおこり、適切なドライブ強度で緩和レートが揃う。

いう二つの働きを持つ。本稿では単一光子レベルの微弱プローブ場に対する応答を扱うため、最低4単位  $|g, 0\rangle, |g, 1\rangle, |e, 0\rangle, |e, 1\rangle$  のみ関与する。

まず、弱ドライブ極限 ( $E_d \rightarrow 0$ ) の単位構造を考えよう。回転座標系では、ドライブ周波数  $\omega_d$  により左右のラダーの相対高さが制御できる。本系では、分散シフトのため左右のラダーで共振周波数が  $2\chi$  だけ異なっていることから、ドライブ周波数  $\omega_d$  を  $\omega_q - 2\chi < \omega_d < \omega_q$  の領域内を選ぶと、単位構造は図3(a)のような入れ子型 ( $\omega'_{e,0} < \omega'_{e,0} < \omega'_{e,1} < \omega'_{g,1}$ ) になる。この領域をドライブ周波数の「入れ子領域」とよび、それ以外を「非入れ子領域」とよぶことにする。

次にドライブ強度の効果を考える ( $E_d > 0$ )。ドライブ照射下での  $\mathcal{H}_{\text{sys}}$  の固有状態は着衣状態 (dressed state) と呼ばれる。図3(b)のように、それらをエネルギーの低い方から  $j=1, 2, 3, 4$  とラベルし、状態ベクトルを  $|j\rangle$ 、固有エネルギーを  $\tilde{\omega}_j$  と記す。式(5)から、ドライブ場は  $|g, 0\rangle, |e, 0\rangle$  を混成し着衣状態  $|\tilde{1}\rangle, |\tilde{2}\rangle$  を、 $|g, 1\rangle, |e, 1\rangle$  を混成し  $|\tilde{3}\rangle, |\tilde{4}\rangle$  を作る。位相変数  $\theta = \pi/4 - (1/2) \arctan((\omega_q - \omega_d)/2\sqrt{\gamma_c} E_d)$ 、 $\theta' = \pi/4 - (1/2) \arctan((\omega_q - 2\chi - \omega_d)/2\sqrt{\gamma_c} E_d)$  を定義すると  $|\tilde{1}\rangle = \cos \theta |g, 0\rangle - \sin \theta |e, 0\rangle$ 、 $|\tilde{2}\rangle = \sin \theta |g, 0\rangle + \cos \theta |e, 0\rangle$ 、 $|\tilde{3}\rangle = \cos \theta' |g, 0\rangle - \sin \theta' |e, 0\rangle$ 、 $|\tilde{4}\rangle = \sin \theta' |g, 0\rangle + \cos \theta' |e, 0\rangle$  と書ける。

## 5. 緩和レート制御：着衣状態エンジニアリング

本系は、共振器から導波路モードへの輻射緩和 ( $\kappa/2\pi = 16.4$  MHz) および原子から環境への無輻射緩和 ( $\gamma/2\pi = 0.227$  MHz) により緩和するが、前者が支配的であり優れた一次元性を保証している。着衣状態  $|\tilde{i}\rangle$  から  $|j\rangle$  への輻射および無輻射緩和レート  $\tilde{\kappa}_{ij}$ 、 $\tilde{\gamma}_{ij}$  は

$$\tilde{\kappa}_{ij} = \kappa |\langle \tilde{i} | a^\dagger | j \rangle|^2, \quad (6)$$

$$\tilde{\gamma}_{ij} = \gamma |\langle \tilde{i} | \sigma_{\text{eg}} | j \rangle|^2, \quad (7)$$

で与えられる。まず  $\tilde{\kappa}_{ij}$  に着目しよう。この緩和は  $|\tilde{3}\rangle, |\tilde{4}\rangle$  から  $|\tilde{1}\rangle, |\tilde{2}\rangle$  へとおこる。位相変数  $\theta, \theta'$  を使うと、式(6)より  $\tilde{\kappa}_{31} = \tilde{\kappa}_{42} = \kappa \cos^2(\theta - \theta')$ 、 $\tilde{\kappa}_{32} = \tilde{\kappa}_{41} = \kappa \sin^2(\theta - \theta')$  であるから、状態  $|\tilde{3}\rangle, |\tilde{4}\rangle$  からの輻射緩和レートは  $\kappa = \tilde{\kappa}_{31} + \tilde{\kappa}_{32} = \tilde{\kappa}_{41} + \tilde{\kappa}_{42}$  の総和則を満たしつつ、図3(b)のように状態  $|\tilde{1}\rangle, |\tilde{2}\rangle$  に分配される。

弱ドライブ極限 ( $E_d \rightarrow 0$ ) では混成がおこらず、図3(a)の四状態がそのまま固有状態となる。共振器モードの緩和は原子状態を変えないため、垂直方向におこる。単位のラベル付けに注意すると、図3(a)のような「入れ子領域」では  $\tilde{\kappa}_{32}$  と  $\tilde{\kappa}_{41}$  が優勢に、「非入れ子領域」では逆に  $\tilde{\kappa}_{31}$  と  $\tilde{\kappa}_{42}$  が優勢になることがわかる。このことは、位相変数 ( $\theta, \theta'$ ) が入れ子領域では  $(0, \pi/2)$ 、非入れ子領域では  $(0, 0)$  または  $(\pi/2, \pi/2)$  となることから確認できる。一方、強ドライブ極限 ( $E_d \rightarrow \infty$ ) においては式(5)の非対角項が支配的となり、どちらの領域でも  $(\pi/4, \pi/4)$  の最大混成状態が固有状態となり、 $\tilde{\kappa}_{31}$  と  $\tilde{\kappa}_{42}$  が優勢になる。

つまり、ドライブ周波数を入れ子領域に選ぶと、ドライブ強度の両極限において、緩和レートの逆転が生じることがわかる。図3(c)に緩和レート  $\tilde{\kappa}_{31}$ 、 $\tilde{\kappa}_{32}$ 、 $\tilde{\kappa}_{41}$ 、 $\tilde{\kappa}_{42}$  のドライブ強度依存性を示した。緩和レートの逆転のため、あるドライブ強度のもとで  $\tilde{\kappa}_{31} = \tilde{\kappa}_{32}$ 、 $\tilde{\kappa}_{41} = \tilde{\kappa}_{42}$  が達成されている。よって、このドライブ周波数・強度のもとで、着衣状態  $|\tilde{1}\rangle, |\tilde{2}\rangle, |\tilde{3}\rangle$  あるいは  $|\tilde{1}\rangle, |\tilde{2}\rangle, |\tilde{4}\rangle$  が緩和レートの等しい  $\Lambda$  系として機能する。

一方、無輻射緩和は  $|\tilde{1}\rangle, |\tilde{2}\rangle$  間および  $|\tilde{3}\rangle, |\tilde{4}\rangle$  間でおこるが、 $\Lambda$  系の基底状態を決める前者が重要である。本研究ではドライブ周波数を  $\omega_d = \omega_q - 2\chi$  に選び、下準位間の混成を抑制する。このとき  $|\tilde{1}\rangle = |g, 0\rangle$ 、 $|\tilde{2}\rangle = |e, 0\rangle$  であり、無輻射緩和は  $|\tilde{2}\rangle \rightarrow |\tilde{1}\rangle$  方向へレート  $\gamma$  でおこる。  $\kappa \gg \gamma$  であるため、これが  $\Lambda$  系における緩和の律速過程となる。

## 6. $\Lambda$ 系のマイクロ波応答：入射波の完全吸収と決定論的周波数変換

本節では、 $\Lambda$  系のマイクロ波光学応答を議論する。<sup>28)</sup> プローブとして単色マイクロ波  $E'(t) = E_p \exp(-i\omega_p t)$  を導波路から入射し、 $\Lambda$  系からの反射を出力場として測定する。前節で議論したように、この  $\Lambda$  系における緩和は  $|\tilde{2}\rangle \rightarrow |\tilde{1}\rangle$  の無輻射緩和  $\gamma$  で律速され、また入射波の単位時間あたりの光子数は  $E_p^2$  で与えられる。よって、弱プローブ領域 ( $E_p^2 \leq \gamma$ ) では、 $\Lambda$  系はほぼ基底状態  $|\tilde{1}\rangle$  にあり個々の光子に対する光学応答が観測できる。一方、強プローブ領域 ( $E_p^2 \geq \gamma$ ) では、 $\Lambda$  系の飽和のため状態  $|\tilde{2}\rangle$  の占有確率が増える。本研究では単一光子入射、すなわち弱プローブ領域が興味の対象だが、実験では測定に十分な信号雑音比を確保するため若干強めのプローブ光を用いている。

まず反射波の複素振幅を測定し、反射係数をプローブ周波数およびドライブ強度の関数として図4(a)に示した。ドライブ周波数は図3(c)と同じ入れ子領域の値に固定してある ( $\omega_d = \omega_q - 2\pi \times 64$  MHz)。図4(b)は対応する数値計算結果である。<sup>27, 29)</sup> 白点線は着衣状態間の遷移周波数を示しており、ラビ分裂のためドライブ強度に依存している。図4(a)および(b)において、反射係数がほぼ完全に消失する(振幅減衰率99.7%)スポットを二か所確認できるが、

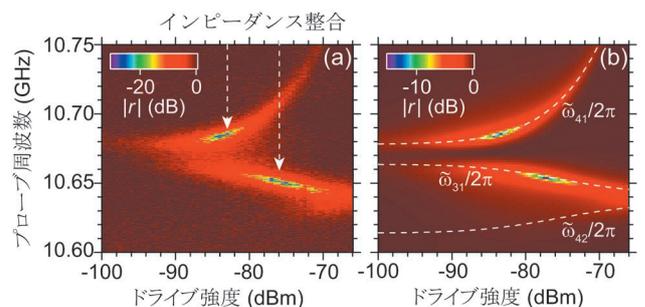


図4 プローブの反射係数。(a) 実測値、(b) 理論計算。ドライブ周波数は  $\omega_d = \omega_q - 2\pi \times 64$  MHz、プローブ強度は  $P_p = \hbar\omega_p E_p^2 = -146.2$  dBm。図3(c)との比較により、プローブが  $\Lambda$  系に共鳴し ( $\omega_p = \tilde{\omega}_{31}$  または  $\tilde{\omega}_{41}$ ) かつ  $\Lambda$  系の緩和レートがほぼ等しいとき、インピーダンス整合(完全吸収)がおこる。

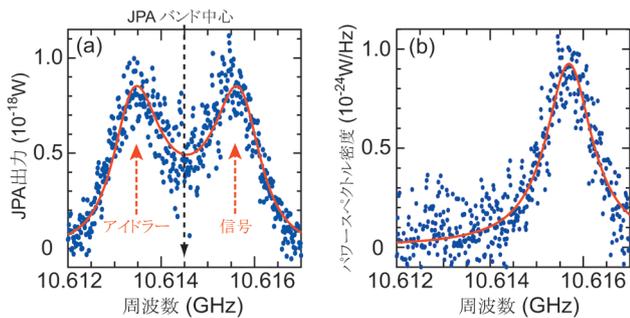


図5 下方変換光のパワースペクトル. (a) パラメトリック増幅器の出力  $P_{\text{out}}(\omega)$ . 右側が信号光 (反射波) によるピーク, 左側がアイドラー光によるピーク. 曲線は二つのローレンツ関数によるフィッティング. 入射周波数は 10.681 GHz であり, このプロットの遙かに高周波側にある. (b) 信号成分  $S_m(\omega)$ . 入射波と比べ 65 MHz 低周波側にシフトしている. 曲線は (a) で決めたパラメータに基づくローレンツ関数. 下方変換効率は  $74 \pm 8\%$ .

ここでは入射マイクロ波が  $\Lambda$  系に完全に吸収されている. これを電気回路の語法になぞらえて「インピーダンス整合  $\Lambda$  系」と呼んでいる. 図 3(c) との比較により, インピーダンス整合の条件は (i)  $\Lambda$  系の二つの緩和レートが等しいこと, (ii) 入射波が  $\Lambda$  系に共鳴していること ( $\omega_p = \tilde{\omega}_{31}$  または  $\tilde{\omega}_{41}$ ) である. より厳密には,  $\Lambda$  系の緩和レートがわずかに異なっているときにインピーダンス整合がおきていることが図 4 よりわかる. この主原因は強いプローブ光による  $\Lambda$  系の飽和であり, 弱プローブ極限ではこの差異は無くなる.<sup>\*1</sup>

インピーダンス整合下では, 図 1(a), (b) 両過程の相殺により反射波の振幅 (弾性散乱成分) がほぼ完全に消失する. その際, 入射光子のほとんどは図 1(c) のように  $\Lambda$  系にラマン型の遷移を誘起し, 周波数変換を受けて導波路中に反射されている. 図 4(a) の上側のスポットに対応する条件下での反射波のパワースペクトルを図 5 に示す. ただし, 本実験におけるプローブ強度では十分な信号雑音比が得られないため, パラメトリック増幅器 (JPA)<sup>30)</sup> による増幅と繰り返し測定による信号雑音比改善を行っている. ここで用いる JPA は, 周波数  $\omega_a = 2\pi \times 10.6145$  GHz の共振器に対して, その共振周波数に周期  $2\omega_a$  の変調を加えることで動作する. 増幅率は  $\omega_a$  を中心とし, 共振器寿命で決まるバンド幅 ( $2\pi \times 3.3$  MHz) を持っている. JPA 出力  $P_{\text{out}}(\omega)$  を図 5(a) に示す.  $P_{\text{out}}(\omega)$  は JPA のバンド中心に関して対称な二重ピーク構造となる. この理由は, JPA に入力する信号光の周波数を  $\omega$  とすると, JPA 出力には周波数  $\omega$  の信号光成分と周波数  $2\omega_a - \omega$  のアイドラー光成分とが同じ重みで含まれるためであり, 右側が信号光 (反射波) によるピーク, 左側がアイドラー光によるピークに相当する. 本スペクトルから信号成分を抽出したものが図 5(b) である. 入射プローブ波の周波数は 10.681 GHz ( $=\tilde{\omega}_{41}/2\pi$ ) であるが,

\*1 プローブ光が強いときは図 1 の状態  $|m\rangle$  の占有確率が増し,  $\Lambda$  系からの散乱光が弱くなる. そのとき, 反射波 (図 1(a)) を打ち消すためには, 弾性散乱成分 (図 1(b)) が非弾性散乱成分 (図 1(c)) よりも強い必要があり,  $\Gamma_{\text{eg}} > \Gamma_{\text{em}}$  の条件下でインピーダンス整合する.<sup>28)</sup>

反射波の中心周波数は 10.616 GHz ( $=\tilde{\omega}_{42}/2\pi$ ) へと 65 MHz 低周波側にシフトしている. スペクトル幅は本来  $\gamma/2\pi = 0.2$  MHz 程度と予想されるが, 量子ビット周波数の長時間揺らぎにより 1.2 MHz 程度と広がっている. 図 5(b) のスペクトルを積分し, プローブ光の周波数変換効率を求めると  $74 \pm 8\%$  となる. 一方, 同じ条件下での変換効率を理論で見積もると 68% となり, 概ね一致している. 変換の不完全性の原因は共振器の散逸および強いプローブ光による  $\Lambda$  系の飽和であり, 弱プローブ極限すなわち単一光子入射に対する効率は, 共振器散逸による制限値 (95%) に近づくと予想される.<sup>\*2</sup> もちろんこれは本質的な制約ではなく, 共振器散逸の改善により更に決定論的動作に近づけることができる.

## 7. おわりに

輻射緩和レートの揃った  $\Lambda$  系が一次元光子場と反射型配置で相互作用するとき (インピーダンス整合  $\Lambda$  系), 一次元場から入射する単一光子が決定論的に  $\Lambda$  系の量子状態をスイッチし周波数変換を受けて反射される. 我々は, 分散結合領域における超伝導回路 QED 系を外場によりドライブする「着衣状態エンジニアリング」によって上述の  $\Lambda$  系を実現した. この系に微弱な古典マイクロ波を単一光子の代替として入射し, (i) 反射波振幅の消失 (減衰率 99.7%), (ii) 入射光子の高効率下方変換 (効率 74%), を確認した. 効率の不完全性は実験上の制約によるものであり, 単一光子入射では決定論的変換が期待できる.

この現象は光学の観点から興味深い. 通常, 光の周波数変換は非線形光学媒質中を長距離にわたって伝播する光子間の相互作用を用いて達成される. ところが, 本現象では導波路中には本質的にひとつの光子しかなく, また導波路端における一回の反射で周波数変換がなされており「線形光学」的な過程とすることができる. 一方, 量子情報処理をはじめとする量子状態工学の観点からは, 本現象は多彩な応用の可能性を秘めている. 現実的な目標としては, 本稿で紹介した決定論的スイッチングと超伝導量子ビットの非破壊読み出しとを組み合わせ, マイクロ波領域での単一光子検出が可能になる. また大局的には, 式 (1) で表現される光と物質との量子状態交換や, 輻射幅程度の離調がある場合の量子もつれ生成を活用して, 物質量子ビットを導波路中の伝播光子によって「量子的に」結びつけ, 多数の量子ビットを含む量子回路を実現することが期待される.

本研究は科研費新学術領域 (DYCE, 量子サイバネティクス), 戦略的情報通信研究開発推進事業, 情報通信研究機構, 内閣府/日本学術振興会・最先端研究開発支援プログラム, 科学技術振興調整費 (地域産学官連携科学技術振興事業補助金) の助成を受けて行われました.

\*2 共振器散逸 (導波路モード以外へのエネルギー緩和) があっても, インピーダンス整合 (反射係数=0) は達成できる. 一方, 下方変換効率は共振器散逸に制限される.<sup>29)</sup>

## 参考文献

- 1) H. Zheng, D. J. Gauthier and H. U. Baranger: *Phys. Rev. A* **82** (2010) 063816.
- 2) M. J. Collett and C. W. Gardiner: *Phys. Rev. A* **30** (1984) 1386.
- 3) Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi and H. J. Kimble: *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 4710.
- 4) I. Fushman, D. Englund, A. Faraon, N. Stoltz, P. Petroff and J. Vukovic: *Science* **320** (2008) 769.
- 5) T. Aoki, A. S. Parkins, D. J. Alton, C. A. Regal, B. Dayan, E. Ostby, K. J. Vahala and H. J. Kimble: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 083601.
- 6) A. Reiserer, N. Kalb, G. Rempe and S. Ritter: *Nature* **508** (2014) 237.
- 7) T. G. Tiecke, J. D. Thompson, N. P. de Leon, L. R. Liu, V. Vuletić and M. D. Lukin: *Nature* **508** (2014) 241.
- 8) O. Astafiev, A. M. Zagoskin, A. A. Abdumalikov Jr., Yu. A. Pashkin, T. Yamamoto, K. Inomata, Y. Nakamura and J. S. Tsai: *Science* **327** (2010) 840.
- 9) I.-C. Hoi, C. M. Wilson, G. Johansson, T. Palomaki, B. Peropadre and P. Delsing: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 073601.
- 10) A. F. van Loo, A. Fedorov, K. Lalumiere, B. C. Sanders, A. Blais and A. Wallraff: *Science* **342** (2013) 1494.
- 11) M. Fujiwara, K. Toubaru, T. Noda, H.-Q. Zhao and S. Takeuchi: *Nano Lett.* **11** (2011) 4362.
- 12) R. Yalla, F. L. Kien, M. Morinaga and K. Hakuta: *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 063602.
- 13) S. Kato, S. Chonan and T. Aoki: *Opt. Lett.* **39** (2014) 773.
- 14) D. E. Chang, A. S. Sørensen, E. A. Demler and M. D. Lukin: *Nat. Phys.* **3** (2007) 807.
- 15) K. Koshino: *Phys. Rev. A* **79** (2009) 013804.
- 16) K. Koshino, S. Ishizaka and Y. Nakamura: *Phys. Rev. A* **82** (2010) 010301(R).
- 17) D. Withaut and A. S. Sørensen: *New J. Phys.* **12** (2010) 043052.
- 18) J. Gea-Banacloche and L. M. Pedrotti: *Phys. Rev. A* **86** (2012) 052311.
- 19) K. Inomata, T. Yamamoto, P.-M. Billangeon, Y. Nakamura and J. S. Tsai: *Phys. Rev. B* **86** (2012) 140508(R).
- 20) T. Yamamoto, K. Inomata, K. Koshino, P.-M. Billangeon, Y. Nakamura and J. S. Tsai: *New J. Phys.* **16** (2014) 015017.
- 21) A. Blais, R.-S. Huang, A. Wallraff, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf: *Phys. Rev. A* **69** (2004) 062320.
- 22) A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, J. Majer, M. H. Devoret, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 060501.
- 23) R. Vijay, D. H. Slichter and I. Siddiqi: *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 110502.
- 24) Z. R. Lin, K. Inomata, W. D. Oliver, K. Koshino, Y. Nakamura, J. S. Tsai and T. Yamamoto: *Appl. Phys. Lett.* **103** (2013) 132602.
- 25) Z. R. Lin, K. Inomata, K. Koshino, W. D. Oliver, Y. Nakamura, J. S. Tsai and T. Yamamoto: *Nat. Commun.* **5** (2014) 4480.
- 26) D. I. Schuster, A. A. Houck, J. A. Schreier, A. Wallraff, J. M. Gambetta, A. Blais, L. Frunzio, J. Majer, B. R. Johnson, M. H. Devoret, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf: *Nature* **445** (2007) 515.
- 27) K. Koshino, K. Inomata, T. Yamamoto and Y. Nakamura: *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 153601.
- 28) K. Inomata, K. Koshino, Z. R. Lin, W. D. Oliver, Y. Nakamura, J. S. Tsai and T. Yamamoto: *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 063604.
- 29) K. Koshino, K. Inomata, T. Yamamoto and Y. Nakamura: *New J. Phys.* **15** (2013) 115010.
- 30) T. Yamamoto, K. Inomata, M. Watanabe, K. Matsuba, T. Miyazaki, W. D. Oliver, Y. Nakamura and J. S. Tsai: *Appl. Phys. Lett.* **93** (2008) 042510.

(2014年5月8日原稿受付)

## Deterministic Switching of a Superconducting Qubit by a Single Microwave Photon

Kazuki Koshino, Kunihiro Inomata, Yasunobu Nakamura and Tsuyoshi Yamamoto

abstract: In one-dimensional optical setups, light-matter interaction is drastically enhanced by the interference between the incident and scattered fields. Particularly, in an “impedance-matched”  $\Lambda$  system, a single photon deterministically induces the Raman transition and switches the quantum state of the  $\Lambda$  system. Here we report implementation of such a  $\Lambda$  system by the dressed-state engineering in circuit QED and observation of perfect extinction of reflection and highly efficient down-conversion. These results lead to deterministic quantum gates between material qubits and microwave photons.

# 実験データからピークの数进行推定するには？ —スペクトル分解とベイズ統計—

永田 賢二 〈東京大学大学院新領域創成科学研究科〉

杉田 精司 〈東京大学大学院理学系研究科〉

佐々木 岳彦 〈東京大学大学院新領域創成科学研究科〉

岡田 真人 〈東京大学大学院新領域創成科学研究科〉

あらゆる物理学の分野において、実験データから必要な情報を抜き出す作業は日常に行われることである。特にデータの中から複数のピークを探し出し、その位置や広がり进行评估することは、実に多くの場面で重要となる。実験データからピーク位置の情報をフィッティングなどで取り出すこと自体は、グラフソフトなどを使えばそれほど難しいことではない。ところが「いったい何個のピークがあるのか」ということを判断することは難しい。ほとんどの場合、何個のピークがあるかを判断するのは解析者の直感に委ねられる。しかし、時に何個のピークがあるか迷うデータに遭遇することもあるだろう。例えば、右下の図は複数のガウス関数の和にノイズを加えて生成した、人工的な実験データである。果たして何個のピーク（ガウス関数）があるのか、判断できるであろうか。

データのみからピークの個数を決定することは、理論的にも難しい問題である。例えば、データとフィッティング関数の差（誤差関数）を最小化してピークの個数を決定しようとする、ピークの数を増やすことでいくらでも誤差を下げることで済んでしまう。このようなノイズまでフィッティングしてしまう「オーバーフィッティング」の問題を避けるためには、誤差関数だけでなく、モデルの複雑さとのトレードオフを兼ね備えた関数を考える必要がある。また同様の問題として、実験データを多項式で

フィットする問題を挙げることができる。 $n$ 点のデータに対して、 $n-1$ 次の多項式でフィットさせると、誤差なくすべてのデータをフィットさせることができるが、意味のないデータ解析であることは明らかであろう。このような、ピークの個数の決定や多項式の次数の決定の問題は、統計学の分野において「モデル選択」と呼ばれている。

モデル選択の問題に対しては、赤池情報量規準やベイズ情報量規準といった情報科学の分野で開発されたモデル選択規準が広く使われており、多項式フィッティングの問題をはじめとして、様々なモデル選択で一定の成功を収めている。しかし、ピーク個数の決定については、モデルに内在する数理的な構造の複雑さにより、これらのモデル選択基準の適用により決定することが困難である。最近になって、ベイズ推定とモンテカルロ法を組み合わせた新しい手法が開発され、ピーク個数の決定に応用されるようになった。この手法は、ベイズ推定で記述される評価関数に現れる量を「分配関数」「自由エネルギー」などに読みかえることで、モンテカルロ法を適用するといった特徴を持っている。

本稿では、なるべく専門性の高い内容は避け、ベイズ推定によるモデル選択の枠組みを概説し、実際に「右図は3つのピークが合成されている」と考えるのが最も自然であることを示す。

## —Keywords—

### ベイズ統計：

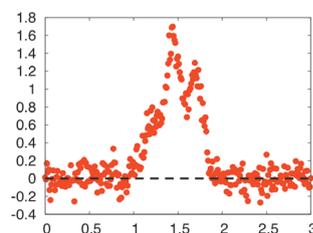
確率推論の枠組みの一つ。ベイズ統計による推定では、ベイズの定理 ( $P(B|A) = P(A|B)P(B)/P(A)$ ) を利用し、事象  $A$  を観測したときにその要因となる事象  $B$  の確率を推測する。 $P(B)$  は事前確率、 $P(B|A)$  は事後確率と呼ばれる。

### オーバーフィッティング：

統計学の分野において、データを説明するモデルが不適切にもかかわらず、与えられたデータをよく再現してしまう現象。この現象が起きると、他のデータに対するモデルの説明能力が失われる。

### 赤池情報量規準：

統計モデルの選択に利用される、モデルの良さを評価する指標の一つ。Akaike's Information Criterion (AIC) とも呼ばれる。データへの適合度だけでなくモデルの複雑さも考慮に入れた指標であり、1973年に統計数理研究所に所属していた赤池弘次が発表して以降、広く使われている。



人工的なデータ例。何個のピークがあるでしょうか？

## 1. はじめに

図1(a)のような複数のピークを持つデータを、図1(b), (c), (d)のような単一のピークを持つ関数の線形和に分解することを考えてみよう。ここでは、この問題をスペクトル分解と呼ぶ。図1(b), (c), (d)の3つの図は、分解するピークの個数 $K$ が異なる結果であるが、これらのうち、どれが適切だと思われるであろうか。図1(b)の $K=2$ の場合、左側のサブピークや中央の高い部分がフィットできていないように思われる。一方で、図1(c)の $K=3$ では、それらがフィットできているように思われるが、ノイズにまでフィットしている可能性は否めない。また、図1(d)の $K=4$ では、余分なピークを用いているように思われるが、フィット度合いは一番よい。

このように、データのみからピークの個数を決定することは難しい問題である一方、データ解析において重要である。スペクトル分解は、物理的観測量から対象物の物性を調べる分光で重要であり、物性物理学や生命科学・惑星科学など多様な分野で必須の課題として認識されている。その目的は、得られたピークから、ピーク位置などのパラメータを抽出し、そこからエネルギー単位などの物理量を求めることであり、ピーク数が適切でないと、正しく物理量を抽出できなくなってしまう。

このように、データのみからピークの個数を推定する「モデル選択」の問題は、実験データからの情報抽出を行う上で重要な課題である。本稿では、スペクトル分解におけるピークの個数を決定するモデル選択手法を紹介する。よく使われるモデル選択手法として、赤池情報量規準(AIC)<sup>1)</sup>やベイズ情報量規準(BIC)<sup>2)</sup>などの評価規準が知られている。しかし、スペクトル分解におけるピークの個数の決定の場合、モデルの階層性や非線形性などに起因する数理的な構造の複雑さにより、AICやBICにより適切に決定できないといった問題が存在する。<sup>3)</sup>近年、この問題

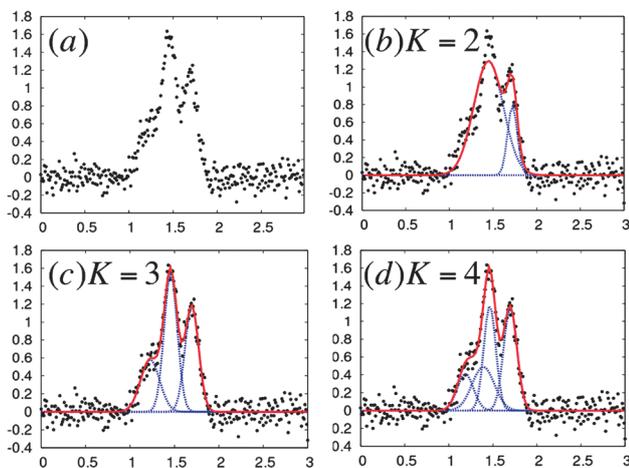


図1 スペクトル分解の一例。(a)は筆者が人工的に真のスペクトル関数を決め、ガウスノイズを加えて得られた人工的なスペクトルデータ。(b)(c)(d)は、(a)のスペクトルをピークの個数 $K$ を2,3,4として、フィットしたときの図。

に対し、ベイズ推定と交換モンテカルロ法を組み合わせた手法が開発され、<sup>4)</sup> スペクトル分解のピーク個数の決定に応用されるようになった。<sup>5)</sup> この手法は、ピークの個数を決定できるだけでなく、パラメータの最適化の際の局所解の問題も解決できるなどの利点を備えている。

本稿では、なるべく専門性の高い内容は避け、ベイズ推定によるモデル選択の枠組みを概説し、実際に、図1(a)のデータに適用し、ピークの個数として3個が適切であり、フィッティング結果として図1(c)が適切であると考えるのが最も自然であることを示す。

## 2. スペクトル分解の定式化

まずは、準備として、従来のスペクトル分解に関する定式化を行う。

スペクトル分解では、観測されたデータをガウス関数などの単峰の関数の足し合わせにより回帰する。すなわち、フィッティング関数 $G(x; \theta, K)$ を

$$G(x; \theta, K) = \sum_{k=1}^K a_k \exp\left(-\frac{(x-\mu_k)^2}{2\sigma_k^2}\right) \quad (1)$$

と定義し、観測データとフィッティング関数 $G(x; \theta, K)$ ができるだけ一致するように、パラメータセット $\theta$ を調整する。ここで、 $\theta = \{a_k, \mu_k, \sigma_k\}_{k=1}^K$ である。通常、このパラメータセットの最適化には、最小二乗法により行われる。すなわち、 $n$ 個のデータセット $D = \{x_i, y_i\}_{i=1}^n$ に対し、以下の平均二乗誤差 $E(\theta, K)$ を最小化することによりパラメータ $\theta$ を決定する。

$$E(\theta, K) = \frac{1}{2n} \sum_{i=1}^n (y_i - G(x_i; \theta, K))^2 \quad (2)$$

ここで、 $(y_i - G(x_i; \theta, K))^2$ は、データ $\{x_i, y_i\}$ とフィッティング関数 $G(x; \theta, K)$ の二乗誤差を表す。

従来のスペクトル分解には二つの問題がある。一つは、前述したように、ピーク数 $K$ をどのように決定するかである。単純に誤差関数 $E(\theta, K)$ を最小にしたければ、ピーク数 $K$ を多くすればよいが、ノイズにまでフィットしてしまい、真のピーク構造と誤った結果を抽出してしまう。

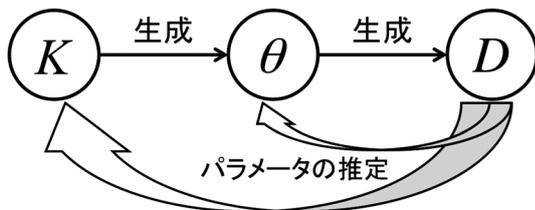
もう一つは、局所最適解の問題である。仮にピーク数を決めたとしても、誤差関数 $E(\theta, K)$ は、一般に局所最適解を持つことが知られており、最急降下法などの最適化法では、初期値に依存して、結果が異なってしまう。

## 3. スペクトル分解のベイズ推定

本節では、先述した二つの問題を解決する方法として、ベイズ推定に基づくスペクトル分解を紹介する。専門的な内容に深入りすることは極力避け、ベイズ推定の考え方を簡潔に紹介し、次節にて結果の紹介を行う。

### 3.1 ベイズ推定

ベイズ推定とは、問題を確率的に定式化し、ベイズの定理を用いることにより、因果関係をさかのぼることで、推定を行う枠組みである。この枠組みから、先述したパラ



### モデル選択, ピーク個数の推定

図2 スペクトル分解における因果関係とモデル選択.

メータ  $\theta$  についての最小二乗法も導出でき, さらには, ピークの個数  $K$  についての評価および決定も行うことができる.

まず始めに, データ生成の過程を確率的に定式化する. 図2は, スペクトル分解の因果関係を表したものである. まず, 確率  $p(K)$  に従い, ピークの個数  $K$  が与えられると考える. 次に, 与えられた  $K$  に従い, パラメータセット  $\theta$  が条件付き確率  $p(\theta|K)$  で与えられると考える. ここでは, 簡単のため,  $p(K)$  と  $p(\theta|K)$  は一様であるとする.

入力  $x$  に対する観測データ  $y$  は, 式(1)の真の関数  $G(x, \theta, K)$  に平均0分散1のガウスノイズ  $\epsilon$  が加えられて観測されるとする, すなわち,

$$y = G(x; \theta, K) + \epsilon \quad (3)$$

とする. これらの設定により, 観測データ  $y$  は, ピーク数  $K$  とパラメータセット  $\theta$  が与えられたもとの, 入力  $x$  の条件付き確率  $p(y|x, \theta, K)$  で生成される.

$$p(y|x, \theta, K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y - G(x; \theta, K))^2}{2}\right) \quad (4)$$

それぞれのデータ  $\{x_i, y_i\}_{i=1}^n$  が, 独立に得られたとすると, ピーク数  $K$  とパラメータ  $\theta$  が与えられたもとの,  $n$  個のデータ  $D = \{x_i, y_i\}_{i=1}^n$  の条件つき確率は,

$$p(D|\theta, K) = \prod_{i=1}^n p(y_i|x_i, \theta, K) \propto \exp(-nE(\theta, K)) \quad (5)$$

となる. 上式から, 確率分布  $p(D|\theta, K)$  は平均二乗誤差  $E(\theta)$  をエネルギー関数と考えれば  $n$  を逆温度とみなしたボルツマン分布として考えることができる.

このとき, 全ての変数に関する同時確率  $p(D, \theta, K)$  は, 以下のように表すことができる.

$$p(D, \theta, K) = p(D|\theta, K)p(\theta|K)p(K) \propto \exp(-nE(\theta, K)) \quad (6)$$

ここで  $p(K)$  と  $p(\theta|K)$  は一様であることを用いた. この同時確率を用いて, ベイズの定理により, データ  $D$  と基底関数の個数  $K$  が与えられたもとの, パラメータセット  $\theta$  の条件付き確率  $p(\theta|D, K)$  を以下のように表すことが可能になる.

$$p(\theta|D, K) = \frac{p(D, \theta, K)}{p(D, K)} \propto \exp(-nE(\theta, K)) \quad (8)$$

$$-\log p(\theta|D, K) = nE(\theta, K) + \text{const.} \quad (9)$$

この条件付き確率  $p(\theta|D, K)$  は, データ  $D$  が与えられた後のパラメータ  $\theta$  の分布であるため, パラメータ  $\theta$  の事後分布と呼ばれる. それに対し,  $p(\theta|K)$  は, データ  $D$  が与えられる前の分布であるため, 事前分布と呼ばれる.

式(8)と(9)より, 事後確率  $p(\theta|D, K)$  を最大化する  $\theta$  をパラメータ  $\theta$  の推定値とする最大事後確率推定は, 式(2)の最小二乗法から得られる  $\theta$  と一致することがわかる. これは, ベイズ推定の枠組みから最小二乗法を導出できることを意味する.

データ  $D$  が与えられた場合の, ピーク数  $K$  の事後確率  $p(K|D)$  は, ベイズの定理と周辺化を用いることで,

$$p(K|D) = \int d\theta p(D, \theta, K) \propto \int d\theta \exp(-nE(\theta, K)) \quad (10)$$

$$p(K|D) = \frac{p(D, K)}{p(D)} \propto p(D|K) \propto \int d\theta \exp(-nE(\theta, K)), \quad (11)$$

として与えられる. 先ほどと同様に,  $D$  が与えられたもとのピーク数  $K$  の推定は, 最大事後確率推定を用いて, 式(11)の事後確率  $p(K|D)$  を最大化する  $K$  を推定値とする. また式(11)の右辺は分配関数に相当する. 分配関数を用いて自由エネルギー  $F(K)$  を,

$$F(K) = -\log \int d\theta \exp(-nE(\theta, K)), \quad (12)$$

と定義する. 対数の単調性から, 事後確率  $p(K|D)$  を最大化する  $K$  と自由エネルギー  $F(K)$  を最小化する  $K$  は一致する.

### 3.2 交換モンテカルロ法

ベイズ推定によるスペクトル分解を実際に計算する際に, 二つの問題がある. 一つは, 式(8)に従いパラメータ  $\theta$  を最適化する際の局所解の問題, もう一つは, 式(11)の多重積分をいかに計算するかである.

この両者の問題を同時に解決するのが交換モンテカルロ法<sup>6)</sup>である. これはマルコフ連鎖モンテカルロ(MCMC)法の一つである. 式(8)の事後確率に逆温度  $\beta$  を導入した分布

$$p_\beta(\theta|D) = \frac{1}{Z_\beta(D)} \exp(-n\beta E(\theta)) p(\theta) \quad (13)$$

を複数用意し, 図3のように同時並列にサンプリングを行う. 各分布のサンプリングの途中に, 隣り合った温度間で確率的にサンプルを交換することで, ヒーティングとアニーリング効果を取り入れ, 局所解から脱却し, 効率的に大域解を探索することができる.

交換モンテカルロ法の利点は, 効率的に最適解が探索で

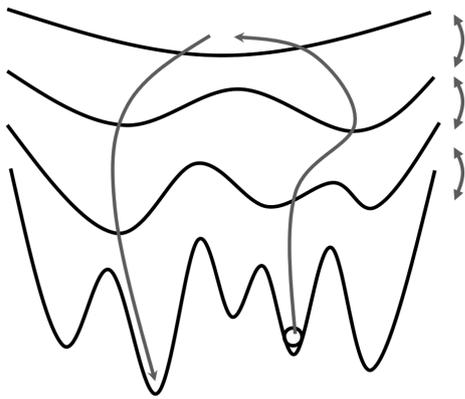


図3 交換モンテカルロ法の概念図.

きることの他に、ピーク数の決定に必要な自由エネルギー  $F(K)$  も同時に計算できる点である。<sup>7)</sup> 逆温度  $\beta$  での自由エネルギー  $f(K; \beta)$  を定義すると、自由エネルギー  $F(K)$  は、

$$f(K; \beta) = -\log \int d\theta \exp(-n\beta E(\theta, K)), \quad (14)$$

$$F(K) = f(K; 1) = \int_0^1 d\beta \frac{\partial f(K; \beta)}{\partial \beta} \quad (15)$$

として表現することができる。ここで、式(15)の右辺の微分項は、

$$\frac{\partial f(K; \beta)}{\partial \beta} = \frac{\int d\theta nE(\theta, K) \exp(-n\beta E(\theta, K))}{\int d\theta \exp(-n\beta E(\theta, K))} \quad (16)$$

となり、平均二乗誤差  $E(\theta, K)$  の期待値になることを示している。交換モンテカルロ法では、複数温度でサンプリングを行うため、複数温度での平均二乗誤差  $E(\theta, K)$  の期待値は既に求められている。これらを用いて、式(15)の逆温度  $\beta$  における積分を数値的に行うことにより、自由エネルギー  $F(K)$  を数値的に導出することができる。

### 3.3 ベイズ情報量規準と自由エネルギー

最後に、自由エネルギー  $F(K)$  によるモデル選択手法と、ベイズ情報量規準 (BIC)<sup>2)</sup> によるモデル選択法の関係について述べる。ベイズ情報量規準は、自由エネルギー  $F(K)$  の多重積分について、式(12)の非積分関数を鞍点近似することで積分を実行し、導出される。その結果導出される情報量規準 BIC は、以下のように表される。

$$\begin{aligned} \text{BIC} &= -\log P(D|\theta, K) + \frac{3K}{2} \log(n) \\ &= nE(\theta, K) + \frac{3K}{2} \log(n) + \text{const}. \end{aligned} \quad (17)$$

ここで、式(17)の二項目の  $3K$  はパラメータ  $\theta$  の次元に由来するものである。上式より、BIC は、誤差関数  $nE(\theta, K)$  とモデルの複雑さに起因する項  $(3K/2) \log(n)$  の二つの項により成ることがわかる。

しかしながら、スペクトル分解の問題の場合、パラメータ  $\theta$  が階層的な構造を持つことや、モデルに含まれる非線形性などに由来し、鞍点近似で仮定するパラメータ  $\theta$  にお

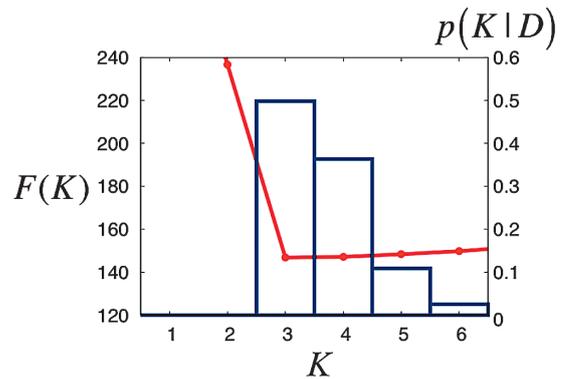


図4 ベイズ推定によるモデル選択の結果. 赤線は自由エネルギー  $F(K)$  の値を示しており、青のヒストグラムは、式(11)をもとに自由エネルギー  $F(K)$  より算出した事後確率  $p(K|D)$  の値を示す。

ける漸近正規性が成り立たず、自由エネルギー  $F(K)$  と BIC は一致しないことが知られている。また、このようなモデルで解析的な積分計算をするには、代数幾何学的手法である特異点解消を用いるの必要があり、<sup>3)</sup> 実行することが非常に困難である。このようなモデルにおいて、自由エネルギーを数値的に計算することは重要であり、本稿で紹介した交換モンテカルロ法による自由エネルギーの数値計算法は、現状で計算精度・計算時間の観点から優れた手法である。<sup>4,5)</sup>

## 4. 結果の紹介

本節では、実際に図1(a)のデータに、ベイズ推定によるモデル選択を適用した結果を紹介する。

ピーク数をベイズ推定により推定した結果を示す。図4は、図1のデータについて、自由エネルギー  $F(K)$  を計算した結果と、事後確率  $P(K|D)$  を示したものである。図4より、ピーク数が  $K=3$  のときに自由エネルギーが最小になり、 $K=3$  を正しく推定できていることがわかる。また、事後確率  $P(K|D)$  もピーク数が  $K=3$  のときに最大になっており、 $K=3$  を選択することが自然であることが伺える。

この様子を図1(b), (c), (d) のフィッティングの図を用いて説明する。自由エネルギーは、平均二乗誤差  $E(\theta, K)$  の期待値に対応するエネルギーと用いたモデルの複雑さを表すエントロピーの二つの項から成る。図1(b)に示す  $K=2$  の場合では、データをフィットできずに誤差が大きく、エネルギーが高い。一方、図1(d)の  $K=4$  では、誤差は  $K=3$  と同等であるが、パラメータの次元数が高くなったことにより、誤差最小を示すパラメータの密度が相対的に低くなり、エントロピーが減少する。その結果として、図1(c)の  $K=3$  のときに、エネルギーとエントロピーの釣り合いがとれたモデルとして選択されていることが伺える。

## 5. まとめ

本稿では、ベイズ推定を用いたデータ解析の例として、スペクトル分解の問題を取り上げ、適切にピークの個数  $K$

を決定するモデル選択の問題を紹介した。

このような統計手法を紹介すると聞かれる質問として、オープンなソフトウェアの存在についてが多いが、残念ながら、現状では途上の段階である。本手法などの解析がオープンなソフトウェアとして確立するには、より多くの事例研究が必要であると筆者は考え、そのためには、実験・計測の研究者と情報や統計の研究者との協働が必要不可欠であると考え。

こうした考えは、物理学だけでなく自然科学全般で浸透され始め、新たな新学術領域が発足されたことからその重要性は認知され始めている。<sup>8)</sup> 本稿が、物理学会の会員の方々にとって、少しでも統計学に興味を持っていただくきっかけになることを切に願ひ、結びの言葉とさせていただきます。

#### 参考文献

- 1) H. Akaike: IEEE Trans. Automatic Control **19** (1974) 716.
- 2) G. E. Schwarz: Ann. Statistics **6** (1978) 461.
- 3) S. Watanabe: Neural Computation **13** (2001) 899.
- 4) K. Nagata and S. Watanabe: IEEE Trans. Neural Networks **19** (2008) 1253.
- 5) K. Nagata, S. Sugita and M. Okada: Neural Networks **28** (2012) 82.

- 6) K. Hukushima, K. Nemoto: J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 980.
- 7) Y. Ogata: Ann. Inst. Statist. Math. **42** (1990) 403.
- 8) 科学研究費補助金新学術領域研究「スパースモデリングの深化と高次元データ駆動科学の創成」<http://sparse-modeling.jp/>

#### 非会員著者の紹介

杉田精司氏： 東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻教授。専門は惑星科学。特に天体衝突に興味を持ち、惑星探査にも力を入れている。

(2013年11月18日原稿受付)

#### How Can the Number of Peaks be Estimated from Experimental Data?—Spectral Deconvolution and Bayesian Statistics—

Kenji Nagata, Seiji Sugita, Takehiko Sasaki and Masato Okada

abstract: Spectral deconvolution, in which a multimodal spectrum is decomposed into a sum of unimodal peak function such as Gaussian or Lorentzian function, is widely used for spectroanalysis such as X-ray photoelectron spectroscopy. For the spectral deconvolution, it is very important to determine the number of peaks for fitting from the observed data only. In this article, we introduce the Bayesian approach to the spectral deconvolution.

### 日本物理学会誌 第70巻 第1号 (2015年1月号) 予定目次

#### 巻頭言

物理学会この1年……………兵頭俊夫  
現代物理のキーワード

美しく複雑な秩序……………下田正彦

#### 交流

ペロブスカイト型Co酸化物のスピンクロスオーバー現象：  
その歴史と現状……………浅井吉蔵, 小林義彦, 佐藤桂輔

#### 解説

アンダーソン局在の臨界現象—最近の実験・理論の新展開—  
……………小布施秀明

#### 最近の研究から

反応-拡散-駆動系として理解する細胞の形態変化  
……………石原秀至, 澤井 哲

5d電子系イリジウム酸化物における新奇な絶縁体と超伝導  
……………渡部 洋, 白川知功, 柚木清司

#### 実験技術

単一原子/光子を操作するナノ光ファイバー……………白田耕藏  
JPSJの最近の注目論文から 9月の編集委員会より  
……………安藤恒也

#### 歴史の小径

アルバート・クルーと走査型透過電子顕微鏡の開発：  
単原子の観察……………山口まり  
ラ・トッカータ

ドイツ・ハレ ポストク滞在記……………篠原 康  
追悼

Manuel Cardona教授を悼んで……………菅 滋正

#### 新著紹介

男女共同参画推進委員会だより

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

## ヘリカル磁性体CrAsにおける圧力誘起超伝導

電子-格子相互作用を媒介とした従来の超伝導体とは異なり、非従来型超伝導の多くは磁気秩序相の近傍で出現する。銅酸化物高温超伝導体や鉄系超伝導体もそのような超伝導体として分類され、磁氣的相互作用がクーパー対形成に重要な役割を担っていると考えられている。非従来型超伝導は未だ未解明な部分も多く、新しい物質系での発見は超伝導研究の発展において重要な寄与を与えるものとして位置づけられる。

最近、神戸大学大学院理学研究科物理学専攻の研究グループはヘリカル磁性体CrAsに圧力を印加することで磁気秩序を抑制し、加圧下で超伝導を出現させることに成功した。磁気相近傍で出現する超伝導としてはCr系物質で初めての例であり、研究者の間で多くの注目を集めている。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9月号に掲載された。

CrAsは古くから知られたヘリカル磁性体であり、磁気転移温度 $T_N$ は常圧で約265 Kである。結晶構造と過去の

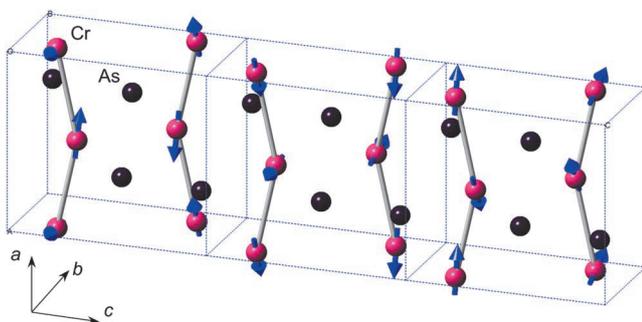


図1 CrAsの結晶構造と中性子散乱で報告されているヘリカル磁気構造。

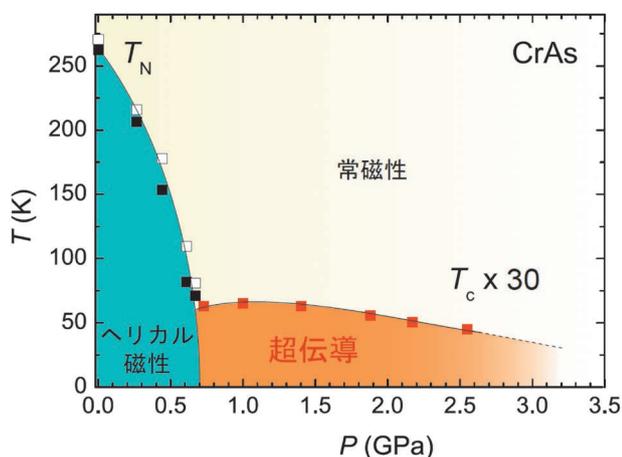


図2 CrAsの温度-圧力相図。ヘリカル磁性相は約0.7 GPaで消失し、約2.2 Kの超伝導が出現する。図では超伝導転移温度が30倍されている。

中性子散乱から報告されている磁気構造を図1に示す。斜方晶中のCrサイト、Asサイトは各々結晶学的に等価であり、Crはa方向にジグザグ鎖を形成している。Crあたり約 $1.7 \mu_B$ の磁気モーメントはab面内に横たわっており、c軸方向に進むにつれて、図のようにジグザグ構造の中で $120^\circ$ 回転し、隣り合うジグザグ鎖間の近接Crの間で逆方向に $180.5^\circ$ 回転するという非整合周期のヘリカル構造を形成している。265 Kの磁気転移においてb軸長が約5.5%、体積が約4%増大する大きな磁歪を伴うことも特徴であり、磁気転移は1次転移となる。

圧力印加によりこの磁気転移温度が減少し、ヘリカル磁性相が消失することは30年以上前に報告されていたが、低温における物性測定は十分に行われていなかった。今回、研究グループは純良単結晶試料を用いた電気抵抗測定を行い、ヘリカル磁性相が消失した状態で約2.2 Kの超伝導転移を発見するに至った。

図2に、この研究により得られたCrAsの温度-圧力相図を示す。約0.7 GPaの加圧によってヘリカル磁性相は消失し、常磁性相が安定となる。超伝導はヘリカル磁性相を抑制することによって出現し、超伝導転移温度 $T_c$ は約1.0 GPaで最大値2.2 Kをとり、更なる加圧で緩やかに減少していく。この温度-圧力相図はいくつかの鉄系超伝導体と類似しており、磁氣的相互作用と超伝導の間の強い関連がうかがえる。一方で、CrAsは鉄系超伝導体のような2次元的な結晶構造を持たず、また磁気構造も単純な反強磁性では無い点で、鉄系超伝導体を含む他の物質系との大きな違いも見られる。CrAsにおいて、どのような機構で超伝導が引き起こされているか興味深く、また、類似の物質での超伝導の発見の可能性など、今後の研究の進展が期待される。

### 原論文

Superconductivity of 2.2 K under Pressure in Helimagnet CrAs

H. Kotegawa, S. Nakahara, H. Tou and H. Sugawara: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 093702.

(情報提供：小手川 恒 (神戸大学大学院理学研究科))

### 明らかになった電荷ガラス形成のメカニズム

液体の結晶化には、核の生成・成長過程に伴う有限の時間を必要とする。逆に言えば、結晶化に必要な時間が十分に与えられないまま低温まで急冷された場合、液体は結晶化を起こすことなく凍結し、いわゆるガラス相(構造ガラス)が実現される。ガラス化に必要な冷却速度(臨界冷却速度)は、たとえば $\text{SiO}_2$ においては $\sim 10^{-2}$  K/min、水においては $\sim 10^8$  K/minと、その時間スケールは液体ごとに大

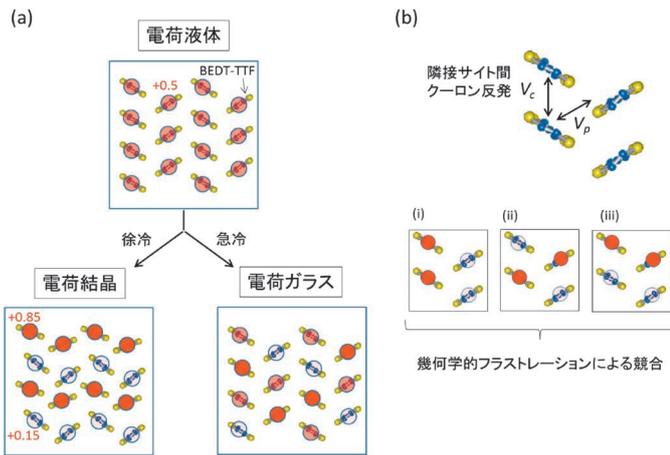


図1 (a) 電荷自由度における、液体、結晶、ガラス相の概念図。(b)  $\theta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>X(SCN)<sub>4</sub>における伝導面の結晶構造と、2種類の隣接サイト間クーロン反発  $V_p$ ,  $V_c$  (図中矢印)。クーロン反発の比  $V_p/V_c$  が1に近いと (i)-(iii) の電荷配列パターンがエネルギー的に拮抗することから、 $V_p/V_c$  は電荷のフラストレーション度合いを表しているものと言える。

大きく異なり、臨界冷却速度の低い液体はガラス形成能が高い(ガラスになりやすい)とも言える。一方、強相関電子系と呼ばれる物質群においては、高温において遍歴している電子が、低温において周期的に配列して局在する、いわゆる電荷秩序転移と呼ばれる現象がしばしば観測されるが、見方によっては、これは電荷の自由度における液体-結晶転移と捉えることもできる。それでは通常の液体の場合と同様に、電荷秩序転移(電荷の結晶化)を急冷によって抑制し、電荷配列のガラス状態を形成することはできるであろうか? 近年、有機導体  $\theta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>RbZn(SCN)<sub>4</sub>,  $\theta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>CsZn(SCN)<sub>4</sub> (以下、それぞれ  $\theta$ -RbZn,  $\theta$ -CsZn と略称) において、電荷が不均一に配列したガラス相が相次いで同定された。これらの有機導体は層状の結晶構造を持ち、BEDT-TTF分子から成る伝導層においては、電子間に働くクーロン反発のためにウィグナー型の電荷秩序相への不安定性を有する。実際、 $\theta$ -RbZn においては 200 K 以下で電荷秩序相へと一次相転移を示すものの、5 K/min 以上の冷却速度下ではこの転移は抑制され、長距離秩序を示さないまま低温で電荷がガラス状に凍結する(図1(a))。一方、 $\theta$ -CsZn においては 0.1 K/min で冷却しても電荷ガラスを形成しており、電荷ガラス形成に必要な臨界冷却速度、すなわち“電荷のガラス形成能”は、物質ごとに大きく異なるようである。しかし、電荷ガラス形成能を決めている微視的要因は何なのか、明確な答えは得られていなかった。

最近、東京大学工学系研究科物理工学専攻、理化学研究所創発物性科学研究センターのメンバーを中心とする研究グループは、 $\theta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>TiCo(SCN)<sub>4</sub> における臨界冷却速度が 150 K/min 以上であることを明らかにした上で、上記の二例を含む、計三種類の  $\theta$ 型 BEDT-TTF 塩における電荷ガラス形成能の系統性を調べた。これにより、BEDT-TTF から成る格子が正三角格子に近づくほど、電荷秩序形

表1  $\theta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>X(SCN)<sub>4</sub> (X=TiCo, RbZn, CsZn) における幾何学的フラストレーションと電荷ガラス形成の関係。フラストレーションが増大する ( $V_p/V_c$  が1に近づく) ほど、電荷ガラス相が有限の実験時間において実現しやすくなる。

	$\theta$ -TiCo	$\theta$ -RbZn	$\theta$ -CsZn
電荷フラストレーション ( $V_p/V_c$ )	0.835	0.871	0.917
ガラス化に必要な冷却速度 (K/min)	>150	~5	<0.1
電荷のガラス形成能	低	中	高

成に必要な時間が長くなり、結果として有限の実験時間においては、電荷秩序形成が間に合わずに電荷のガラス状態が形成されやすくなる傾向が実験的に明らかになった。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 8 月号に掲載された。

本研究で電荷ガラス形成能の系統性が議論された  $\theta$ 型 BEDT-TTF 塩は、伝導層において BEDT-TTF 分子が三角格子を形成していることに起因して、電荷の配列パターンに関して幾何学的フラストレーションが存在し、このフラストレーションの度合いは、図1(b)に示す2種類の隣接サイト間クーロン反発  $V_p$ ,  $V_c$  の比として表現することができると考えられた。研究グループはこの幾何学的フラストレーションの度合いが物質ごとに異なることに着目し、X=TiCo, RbZn, CsZn の物質について、実験的に得られた臨界冷却速度と  $V_p$ ,  $V_c$  の比(計算値)の関係を表にまとめた(表1)。これにより、 $V_p/V_c$  が1に近いほど(格子が正三角格子に近づくほど)フラストレーションが強くなり、臨界冷却速度が小さくなる(電荷のガラス形成能が上昇する)という系統性が明らかになった。通常の液体においては、一般に結晶化速度が速いものほど臨界冷却速度が速い。このことから表1に示されている傾向の背景には、電荷の配列パターンに関する幾何学的フラストレーションが強くなるほど、電荷の結晶化速度(電荷秩序の形成速度)が減少するという機構が働いているものと理解される。

フラストレーション下で最低温まで秩序相が抑制された先に起こり得る新奇な電子相の開拓は、凝縮系物理学における主要な研究テーマの一つであるが、本研究は、フラストレーションは秩序相への転移温度を抑制する他に、秩序化ダイナミクスを減速させるという効果を持つことを示したものであると言える。また、 $\theta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>X(SCN)<sub>4</sub> は急冷によって電荷秩序転移を妨げた場合にのみ電荷ガラス状態を発現することから、構造ガラスにおけるガラス形成過程と概念的により対応を見せており、今後、電荷ガラスの研究から得られた知見が、構造ガラスの理解においても新たな視点を与えることが期待される。

## 原論文

Systematic Variations in the Charge-Glass-Forming Ability of Geometrically Frustrated  $\theta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>X Organic Conductors

T. Sato, F. Kagawa, K. Kobayashi, A. Ueda, H. Mori, K.

Miyagawa, K. Kanoda, R. Kumai, Y. Murakami and Y. Tokura: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 083602.

〈情報提供：佐藤拓朗（東京大学大学院工学系研究科）  
賀川史敬（理化学研究所創発物性科学研究センター）〉

### News and Comments

Charge-Cluster Glass: Electrons Struggle with Frustration  
H. Seo and K. Hukushima: JPSJ News Comments **11** (2014) 14.

ここでは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7月に掲載可となった中から2014年8月の編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文)を紹介しています。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。

## 応用物理 第83巻 第12号 (2014年12月号) 予定目次

### 巻頭特別企画

ノーベル物理学賞への軌跡：青色LED研究開発ストーリー  
.....山下郁雄

2014年ノーベル化学賞授賞解説：回析限界を超える  
——超高解像度顕微鏡の開発.....吉田 彩

総合報告：8 mすばる望遠鏡から次世代30 m望遠鏡TMTへ；  
補償光学の原理と進展.....家 正則

### 解説

ナノ構造半導体におけるキャリア多体効果：太陽光を効率良く  
電力変換.....金光義彦

溶液成長法による無転位4H-SiCバルク結晶成長の試み  
.....且野克典

### 最近の展望

3D映像技術の最近の動向 .....陶山史朗

### 研究紹介

高移動度(111)B面をチャンネルにした三角形InGaAs  
トランジスタ.....入沢寿史

マルチバンドギャップ半導体ZnTeOと中間バンド型太陽電池  
応用.....田中 徹

ココだけのハナシ：普通の産学連携は1+1=0.5双方、  
倍努力して2+2=10を目指せ！ .....都甲 潔

ホッとひといき

チョコレートを食べるとノーベル賞がもらえるか？...丸山 宏

大気圧プラズマベンチャーのスタートアップ.....沖野晃俊

連載：「分子調理」の美味しい世界② .....石川伸一

支部だより：ボトムアップによる活性化.....白谷正治

## 2014年ノーベル物理学賞に赤崎勇，天野浩，中村修二の3氏

佐藤勝昭 〈東京農工大学，科学技術振興機構〉



赤崎勇氏 (名城大学提供)



天野浩氏 (名古屋大学提供)



中村修二氏 (応用物理学会提供)

2014年10月7日スウェーデン王立科学アカデミーのノーベル賞選考委員会は、今年のノーベル物理学賞を赤崎勇終身名城大学教授，天野浩名古屋大学教授，中村修二カリフォルニア大学教授の3名に授賞すると発表した。授賞理由は、「高輝度で省電力の白色光源を可能にした青色発光ダイオードの発明」である。<sup>1)</sup> 日本における研究成果がノーベル物理学賞を受賞したことは誠に喜ばしく，赤崎，天野，中村の3氏に心からお祝いを申し上げたい。

1895年11月27日にパリで出されたアルフレッド・ノーベルの遺言(Alfred Nobel's Will)によれば，ノーベル賞は「人類に偉大な利益をもたらした者」に授与されるべきで，物理学賞については「物理学分野における最も重要な発見または発明を行った者」に対して授与すると書かれている。<sup>2)</sup>

しかし，物理学賞のうち授賞理由に「発明」が明示されている例は，これまで極めて少なかった。「ガス貯蔵器に取り付ける自動調節機」(1912)，「サイクロトロン」(1939)，「位相差顕微鏡」(1953)，「泡箱」(1960)，「ホログラフィ」(1971)，「比例計数管」(1992)，「集積回路」(2000)，「CCDセンサー」(2009)のみで，今回の「青色発光ダイオード」(2014)は9件目なのである。2000年以降の3件とも社会に対するインパクトの大きさが評価されているが，

これは，1993年に出されたOECDの*Frascati Manual*第5版に記述されたOriented basic researchの考え方を反映していると考えられる。<sup>3)</sup> ここに，Oriented basic researchとは「現在または将来の問題解決の背景になりうる幅広い知識基盤を創出すると期待される基礎研究」と定義されるが，1970年代という早い時点で，青色発光デバイスの社会的重要性を予見し，その実現に向けて，幾多の困難を乗り越えながら，地道に問題点をひとつひとつ解決してきた赤崎氏の研究は，この言葉がぴったり当てはまると言えよう。

青色発光ダイオードの実現がなぜ難しかったのであろうか。青色発光素子実現のための半導体は，2.7 eVより大きな直接遷移型バンドギャップ( $E_g$ )をもつものでなければならない。ワイドバンドギャップ化合物半導体を使ってデバイスを作ることは一般に難しいとされる。結合のイオン性が強いこと，誘電率が低いこと，不純物準位の束縛エネルギーが大きくドーピングが難しいこと，格子整合する適切な基板がないことなどがその理由である。

ワイドギャップ半導体の候補としてGaN(バンドギャップ $E_g=3.4$  eV)とZnSe( $E_g=2.7$  eV)とが検討されたが，1970年代のはじめ頃はGaNより結晶成長と伝導性制御の容易なZnSeが主として研究されていた。しかし，赤崎

氏(当時の所属：松下電器東京研究所)は，「結晶成長と伝導度制御の困難を克服すれば，結晶学的に安定で，より短波長のデバイスの実現が可能と考え，あえて未踏のGaNのpn接合に挑戦することとした」と当時を振り返って述べている。<sup>4)</sup> 実際，赤崎氏のグループは，1978年に選択成長HVPE法で作製したGaN結晶を用いたMIS(金属/絶縁体/半導体)構造の青色発光素子の製作に成功したが，市販されることはなかった。

赤崎氏は，1981年に名古屋大学に教授の席を得てから，MOVPE(有機金属気相エピタキシャル成長)法を用いて鏡面のGaN単結晶薄膜を得るための試行錯誤を繰り返した。当時GaN単結晶基板は存在せず，16%もの格子不整合のあるサファイア単結晶基板が用いられたため界面の転位密度が高く結晶性の悪い結晶しか得られなかった。1985年赤崎氏は，天野氏(当時大学院生)の協力を得て，低温成長AlNバッファ層を挿入することによって格子不整合による界面エネルギーを緩和できることを見出し，鏡面の高品質GaNの結晶成長に成功した。<sup>5)</sup> このことが後の伝導度制御，pn接合LEDにもつながっている。

次に赤崎氏はp型結晶への挑戦を開始する。1960年代，ワイドギャップ半導体に不純物をドーブしようとす

ると、キャリアを補償するような欠陥ができる「自己補償効果」についての理論的な予言<sup>6)</sup>があり、良質のpn接合の作製は難しいというのが定説であった。赤崎氏は「GaNでは自己補償効果を議論するにはまだ早い。まず残留ドナーが $10^{10}$ – $10^{15}$  cm<sup>-3</sup>以下の高品質結晶を実現してから論ずるべきである」と考え、低温成長バッファ層技術で得られた残留ドナー濃度の低い結晶においてZn添加を試みた。

1987年、天野氏がZn添加GaN単結晶のカソードルミネッセンス測定をしている際に、青紫色発光の増大を確認した。しかし、同結晶は室温でのp型伝導は確認できなかった。1989年になり、今度はMg添加GaNに電子線照射を行ったところ、青紫色のドナー・アクセプター発光が明瞭に確認でき、ホール測定によるp型伝導を確認し、世界で初めてp型GaN結晶の作製に成功、さらに世界初のpn接合青色LEDを実現した。<sup>7)</sup>

一方、1978年日亜化学工業株式会社に入社した中村氏は、青色発光デバイスの開発を志し、1988年結晶成長学を学ぶため渡米する。1989年に帰国した中村氏は、独自に2フロー型MOVPE装置を開発、低温成長GaNバッファ層を用いたGaNの高品質結晶成長法を確立した。<sup>8)</sup> 中村氏は1991年電子照射によらず熱処理のみでもp型結晶の作製は可能であることを示した。<sup>9)</sup> 1992年には、InGaN混晶の作製に成功、1993年日亜化学は高輝度青色LEDの販売を開始した。

高効率のLEDを目指して赤崎氏のグループは1991年AlGaIn/GaN量子井戸構造の作製に成功した。<sup>10)</sup> 一方、中村氏のグループは1993年InGaIn/AlGaInダブルヘテロ構造<sup>11)</sup>のLEDをはじめて作製、1994年に量子効率2.7%を得た。<sup>12)</sup>

当初のInGaInエピタキシャル薄膜

は転位密度が $10^8$ – $10^{10}$  cm<sup>-2</sup>に達するような多数の結晶欠陥を含んでいるにも関わらずLEDはよく光った。GaAs系では $10^5$  cm<sup>-2</sup>を超えると光らないのに窒化物ではなぜ光るのであろうか。これはIn/Ga組成比が局所的に揺らいでおりIn-richな領域がポテンシャルの谷となって励起子(電子正孔対)を閉じ込めるため、転位など非発光中心に捕捉されにくくなるということで説明された。<sup>13)</sup>

赤崎氏は、AlGaIn/GaN/GaInN量子井戸構造によるレーザー発振に成功、<sup>14)</sup> ついで中村氏はInGaIn系多重量子井戸構造による青色半導体レーザー発振に成功した。<sup>15)</sup>

現在市販されている照明用の白色LEDは高効率の青色LEDからの青色と青色光で励起された蛍光体からの黄色発光との加色混合によってもたらされており10万時間という長寿命と低価格化が進んでいるが、将来的には赤、青、緑の3原色LEDによる白色照明が普及することが期待される。

以上述べたように青色LEDの発明の成功は、長年にわたって多くの研究者が既存の定説や理論に立ち向かって多くの困難を克服し果敢に挑戦し、苦境にあっても諦めない地道な努力の賜物といえる。特に、「結晶工学」の果たした役割が大きい。結晶工学は、物理学、化学、鉱物学、材料科学、電子工学までを広く含む学際分野である。赤崎氏は著書で、この学問領域は「サイエンス&アート」であると述べている。<sup>16)</sup> 国際結晶年の今年、結晶工学という学際研究がもたらした発明がノーベル物理学賞を受賞したことは、長年この分野に関係したものとして喜ばしい。

ノーベル物理学賞選考委員会の発表した「2014年ノーベル物理学賞の科学的背景」には、3氏が著者となるJJAP (Japanese Journal of Applied Physics) に

掲載された論文が10編も引用されている。JJAPは、応用物理学会と日本物理学会が物理学術誌刊行協会を作って育て、現在は応用物理学会が運営している国際誌である。筆者は、JJAPの運営にかかわったものの一人として、感慨ひとしおである。

赤崎・天野氏は、今後GaNのパワー半導体としての特性改善に取り組むと話しており、中村氏は、より高効率のLEDの実現を目指すとして述べている。お三方の、今後ますますのご活躍を祈りつつ、筆を置く。

#### 参考文献

- 1) [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2014/](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2014/)
- 2) [http://nobelprize.org/alfred\\_nobel/will/will-full.html](http://nobelprize.org/alfred_nobel/will/will-full.html)
- 3) OECD: *Frascati Manual* (1993) Fifth ed. para. 227, p. 50.
- 4) 赤崎 勇, 天野 浩: *Crystal Letters* **30** (2005) 100.
- 5) H. Amano, N. Seki, I. Akasaki and Y. Toyoda: *Appl. Phys. Lett.* **48** (1986) 353.
- 6) F. Mandel: *Phys. Rev. A* **134** (1964) 1073.
- 7) H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu and I. Akasaki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **28** (1989) L2112.
- 8) 中村修二: 日本国特許公告・平8-8217および日本国特許3257344 (1991).
- 9) 中村修二, 岩佐成人: 日本国特許2540791 (1991).
- 10) K. Itoh, T. Kawamoto, H. Amano, K. Hiramatsu and I. Akasaki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **30** (1991) 1924.
- 11) S. Nakamura, M. Senoh and T. Mukai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** (1993) L8.
- 12) S. Nakamura, T. Mukai and M. Senoh: *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) 1687.
- 13) S. Nakamura: *Science* Aug 14; **281** (5379) (1998) 955.
- 14) I. Akasaki, H. Amano, S. Sota, H. Sakai, T. Tanaka and M. Koike: *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** (1995) L1517.
- 15) S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku and Y. Sugimoto: *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) L74.
- 16) 赤崎 勇: 『青い光に魅せられて: 青色LED開発物語』(日本経済新聞出版社, 2013).

(2014年10月28日原稿受付)

## Hermann Weyl Prize 2014 : 立川裕二氏

江口 徹(立教大)

立川裕二氏(東京大学理学部准教授)がベルギーのゲントで開かれた第30回 International Colloquium on Group Theoretical Methods in Physics (ICGTMP)で、超対称ゲージ理論に関する貢献に対して Hermann Weyl 賞を授賞した。ICGTMPは以前から群論や数理論理学への重要な研究に対して Wigner 賞を贈呈してきたが、10年ほど前に優れた若手研究者に対する Weyl 賞を創設し、今回日本人としての初めての授賞となった。

立川氏の研究は2種類の( $N=2$ )超対称性を持ち、共形不変な4次元超対称ゲージ理論の力学の研究で、いわゆるサイバーク・ウィッテン(Seiberg-Witten)理論と呼ばれる分野に属している。サイバークとウィッテンは90年代半ばに超対称ゲージ理論の持つ正則性や双対性を巧みに用いて、理論の強結合領域を記述する有効ラグランジアンを決定した。これは発散や繰り込みが存在する非自明な4次元量子場の理論において初めて求められた厳密解でありその後の研究に著しい影響を与えた。

$N=2$ 超対称性を持つゲージ理論は物質場を適当に付け加えると、ベータ関数が打ち消し合って共形不変性を持つ。こうした共形不変な理論はM理論に現れるM5プレーン上の有効理論と考えるのが自然なことが知られている。M5プレーンは時空6次元に広がっているのでリーマン面上にコンパクト化すると、4次元の $N=2$ ゲージ理論と2次元共形場理論の dual な対が得られる。ガイオット(Gaiotto)はこの時リーマン面の分解をつなぎかえる写像類群にゲージ理論の双対変換が対応するものと考えた。

ガイオットの予想を具体化し詳細な形で示したのがアルダイ(Alday)、ガイオット、立川の仕事で、 $N=2$ ゲージ理論がゲージ対称性SU(2)を持つ場合に双対な2次元共形場の理論がいわゆるリュービル理論と完全に一致す

ることを示した。4次元の場の理論と2次元の場の理論の間にこのような正確な対応関係があることは大きな驚きで、近年得られた最も著しい成果のひとつである。アルダイ、ガイオット、立川の仕事はAGT予想と呼ばれ、ゲージ群がSU( $n$ )の場合にまで拡張されているが、現在ではほぼ証明されたものと考えられている。我が国の若手研究者による成果の発信が国際的に評価されたことはたいへん喜ばしいことである。

(2014年9月19日原稿受付)

## 第14回素粒子メダル : 萩原 薫氏, 日笠健一氏

大河内 豊(九大)

素粒子論及びその周辺分野で挙げられた顕著な業績を顕彰し、次世代のさらなる独創的研究が生み出されることを目的として、これに貢献した国内の研究者に贈られる素粒子メダルは、今年度(第14回)は次の方に授与されました。

第14回素粒子メダル受賞者: 萩原薫氏, 日笠健一氏

受賞業績: 素粒子標準模型の精密検証を可能にした理論計算の確立

K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld and K. Hikasa: Probing the Weak Boson Sector in  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$   
Nucl. Phys. B **282** (1987) 253.

(2014年8月25日原稿受付)

## 第18回久保亮五記念賞 : 笹本智弘氏

西森秀稔(東工大)

東京工業大学の笹本智弘氏が第18回久保亮五記念賞を受賞された。受賞題目は「非平衡統計物理学の厳密解による研究」である。笹本氏は、大学院生の頃より一貫して非平衡統計物理学における可解模型の研究に携わってきた。多くの人が挑戦してかなわなかった数々の問題に対する厳密解の導出に

成功し、非平衡系における相転移や普遍性の概念の確立と発展に決定的に重要な役割を果たしてきた。

最も傑出した例として、最近のKPZ方程式の解を挙げておこう。界面成長の模型として1986年に提案されたこの方程式は、界面成長の物理を解明する基本模型としてあらゆる角度から調べ続けられている。しかしながら、非線形性と確率的要素を含む高度な非自明性のために厳密解の導出はこれまでかなわず、数値計算や近似計算等を用いた解析に確固たる数理的正当性を与えることが難しい状況が続いていた。2010年になって、笹本氏はSpohn氏と共同で厳密解を導出し、研究者に衝撃を与えた。特定の初期条件を与えたときに界面の高さの分布が無次元行列式で表現できることを示し、それを用いて界面成長におけるゆらぎの分布が普遍性を持つことを導いた。この研究をきっかけとして実験が行われ、厳密解に基づく予言が検証された。ややもすると実験との距離が遠い数理モデルと見なされることもあったKPZ模型に対して、数理論理の方法を駆使して得られた厳密解が実験家を刺激して、KPZ方程式と現実の現象の見事な対応が完全に検証された事実は、非平衡統計物理学の範疇を超えた重要度を持って歴史に刻まれた。

上記の業績は突如として出現したのではなく、それに至る氏の数々の仕事の積み重ねの頂点に立つものである。その中でもよく知られたものとして、1次元非平衡定常系の基本的な模型である非対称排他模型(ASEP)の厳密解がある。1次元の格子点上にあって、排他原理を満たしながら右と左に違った確率で移動する粒子の様子を記述する単純な模型であるが、左右の境界条件に応じて相転移現象を示すことが数値計算や近似理論で知られていた。笹本氏は、1999年にこの模型の定常状態を表す厳密解がある種の直交多項式で表されることを示し、境界条件によって引き起こされる非平衡相転移研究に確固たる足場を築き新たなパラダイムを開拓した。この業績により、統計物理学において世界的に傑出した業績を挙げた若手に与えられる国際物理

学・応用物理学連合統計物理学委員会 (IUPAP C3) の Young Scientist Prize in Statistical Physics の荣誉ある第1回受賞者に選ばれと共に、西宮湯川記念賞や日本物理学会領域11若手奨励賞

も受賞した。

1999年のASEPの厳密解に関する業績はそれだけですでに世界的な注目を集める水準に達しているが、KPZ方程式の解を代表例としてその後もさら

に驚愕すべき成果を挙げ続けている。久保亮五先生の名前を冠した賞の受賞者として極めてふさわしい研究者である。

(2014年9月22日原稿受付)

### 『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、1. 会員番号、2. 氏名(非会員の方は連絡先、送付先住所)をメール(pubpub@jps.or.jp)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-S (11月5日発行) 目次

創刊20周年特別増刊号発行にあたって  
..... 『大学の物理教育』編集委員会

**特集 創刊20周年**  
座談会：『大学の物理教育』誌20年  
..... 鶴岡靖彦, 赤羽 明, 波田野 彰,  
清田勇毅, 発田孝夫, 並木雅俊

物理教育と日本物理学会.....中山正敏  
物理教育委員会基礎固めの頃.....兵頭俊夫  
2000年代の物理教育とその後.....合田正毅  
自然科学の次世代育成に若者の自発性を.....高橋憲明  
数学教育と大学入試.....宇野勝博  
物理教育とリメディア教育.....寺田 貢  
物理教育に期待する—バイオレオロジーの視点から—土橋敏明

**講義室**  
日本の高校物理の磁場もBだけがよい.....原 康夫, 広井 禎  
物理教育における工学への視点.....波田野 彰  
小学校における物理教育—「物理への入口」の充実を  
.....堀井孝彦

**実験室**  
学生実験で学ぶイオントラップ  
.....中野健一, 柴田利明, 宮地義之

東京理科大学理工学部における基礎物理実験教育.....盛永篤郎

**教育実践**  
物理教育に潜むジェンダーギャップ  
.....新田英雄, 植松晴子, 森口真靖

**教育報告**  
物理チャレンジ10周年と2022年国際物理オリンピック  
日本大会.....長谷川修司

**海外の動向**  
スケールアップ形式の物理授業を始めよう—ICT活用と  
アクティブラーニングの世界的な動きの中で.....土佐幸子  
アメリカの大学院教育.....園田英徳

**学会報告**  
広島県物理教育研究推進会の活動について  
..... 飯沼昌隆, 池永 寛, 大杉 節, 大藤幸雄, 佐藤 仁,  
西川恭治, 原田二郎, 福山友善, 前原俊信, 森吉千佳子

**談話室**  
キュリー家の人々と日本—キュリー夫人没後80周年  
.....吉祥瑞枝

**編集後記**

(※本特別増刊号は、『大学の物理教育』誌発刊20周年を記念して刊行し、会誌第69巻11号(2014年11月5日発行)に同封して会員の皆様全員に無料で配布いたしました。)

### Vol. 20-3 (11月15日発行) 目次

大学の物理教育への期待.....鶴岡靖彦

**年間特集大学入試**  
現状の大学入試からの「逸脱」という「願い」.....井上 賢

**講義室**  
フランスにおける原子力技術者教育の歴史.....小島智恵子

**実験室**  
地下水ラドンを線源とした霧箱によるアルファ線の観測  
.....角森史昭

**教育実践**  
「違和感」入り映像教材の開発.....今和泉卓也

**海外の動向**  
物理教育国際会議2014とアルゼンチンの学校訪問  
.....石井恭子, 興治文子

**連載物理オリンピックと物理教育**  
IPhO2014 カザフスタン大会に参加して.....杉山忠男

**図書室**  
『定理が生まれる：天才数学者の思索と生活』.....大野栄三

**教育に関する一言**  
..... 引原俊哉/荻谷麻子/濱崎立資/内藤智也/高橋卓也

**開催情報**  
寄贈書リスト  
『大学の物理教育』総目次 (vol. 20)  
編集後記

伏見康治著, 江沢 洋解説

## 伏見康治コレクション1; 紋様の科学

日本評論社, 東京, 2013, vi+366p, 22×16 cm, 本体5,400円 [広い読者向]

ISBN 978-4-535-60346-2

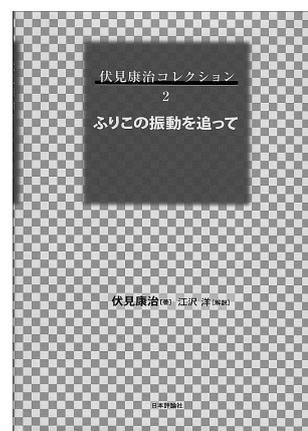
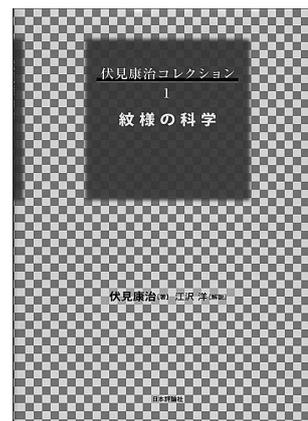
伏見康治著, 江沢 洋解説

## 伏見康治コレクション2; ふりこの振動を追って

日本評論社, 東京, 2013, vi+304p, 22×16 cm, 本体4,500円 [広い読者向]

ISBN 978-4-535-60347-9

並木雅俊 (高千穂大)



中学生の頃、『ガモフ全集』\*1に夢中になったことがある。伏見先生は、この全集のうち4つの巻を訳された。第4巻『原子の国のトムキンス』の訳者あとがきに、「背伸びをしてようやく学者の仲間に入れてもらっている人びととちがって、完全に対象を自家菜籠中のものにしてある大家であって、初めてできる芸当ですが、それにしてもだれにもわからせ、そして笑わせるガモフの手腕というものは、まったく真似のできない独自のものです」とある。伏見先生の本からは、ガモフにみられるアクロバティックさは感じられないが、これら2冊も、物理を自家菜籠中とした大家の書である。

『紋様の科学』は、『数学セミナー』に1967年5月号から1969年12月号のうち30回にわたって連載されたものを江沢洋先生が編集・解説をした書である(この期間、伏見先生は名古屋大学プラズマ研究所所長であった)。本書も連載回数と同じ30の章からなる。

連載執筆の動機は「日本の伝統のなかから、紋様の科学の素材となるものをできるだけ拾い出すということに

あった」。ここで科学の素材とは、群論を指している。その動機の通り、群論を用いて紋様を一般的・体系的に論じている。書名を「紋様」としてあるが、帯模様、彩色模様、すだれ模様、それに寄せ木細工などの和模様の多くを論じている。導入部に「紋とは点対称をもつ幾何学図形である」と定義し、 $n$ 割り回転対称性、応用としてヘキサモンド(伏見先生はヘキサモンドとしている)や紋の対称性を述べ、素朴な疑問から発展させており、読者をうまく導いている。エッシャーや錯視も題材とし、ロゲルギストのような雰囲気もあり、十分に楽しめる。

『ふりこの振動を追って』は、『数学セミナー』に1974年5月号から1977年2月号まで連載されたものを江沢先生が編集し、解説をした書である(伏見先生は、1977年より1982年まで、日本学術会議会長であった)。25の章(本文268頁)からなり、すべてふりこである。波動とのつながりである連続体の振動もない。「むだな道草をくったり、駄弁を弄したりという方ががらに合っている」とあるように、ゆっくりとふりこを語っている。

ふりこを表現するのによく使う「伸びない糸」という仮定はよい近似なのか、「ぶらんこ」の振幅を大きくしていくにはどうすればよいのか、「連成

ふりこ」におけるエネルギーの授受、竿灯の安定化と「逆立ちふりこ」、 「ふりこ時計」のエネルギー補給条件などをゆっくりと議論している。また、「料理され、抽象化されたものばかり教えられた人間は、非常に単純なものの考えしかできなくなる」など、伏見先生の人生論や教育論をも垣間見ることができる。

これら2冊の本から、伏見先生の発想の豊かさ、思考の深さ、それに物理が好きであることが伝わってくる。多くの物理屋に薦めたい本である。

(2014年6月22日原稿受付)

\*1 全13巻と別巻3からなり、邦訳は1950年に出版され、以後何度か改訂版がだされた。主人公トムキンスを光速 $c$ が小さな世界やプランク定数 $h$ が大きな世界に旅させ、相対論の効果や量子論的效果を描写し、読者を魅了した。

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 [一般向]

ISBN 978-4-274-50354-2

新藤 孝敏 (電中研)

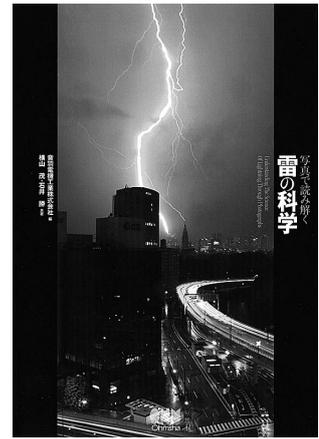
昔から、「地震, 雷, 火事, 親父」と言われるように, 雷は怖いものの代表である. 実際, 雷が鳴ると雨戸やカーテンを閉め, 家の中に閉じこもる人も多いであろう. その一方で, 自然現象としての雷の壮大さや美しさに魅せられた隠れファン(?)も実は少なくない.

そのような雷に魅惑された人たちのために, 音羽電機工業株式会社では数年前から雷の写真コンテストを開催しており, 毎年, 受賞した数件の作品はホームページなどで紹介されている. 評者は, いつかそれらをまとめてもらえないかと思っていたが, 本書は, まさに雷写真コンテストの集大成と言える待望の書である. さらに雷の写真のみならず, 我が国を代表する雷の研究者で, 世界的にも著名な横山, 石井の両氏による解説が加えられており, 学術的にも充実したものとなっている.

第1章では「雷写真コンテスト傑作選」として, 上記の雷写真コンテストで入賞した作品のうち, 特に傑出した写真が紹介されている. それぞれの写真には, 「稲妻, 都を走る」, 「針立雷」, 「50年目の落雷」など, 写真にふさわしいタイトルとともに短い解説がつけられている. 肉眼では「あ, 雷が落ちた。」ということは分かるが, どこに

落ちたかは良く分からない場合がほとんどであるが, 写真はその一瞬の現象を切り取り, 我々の眼前に生々しく示してくれるので実に有難い. まさに建物の避雷針に落ちている雷, 同時に複数の場所に落ちている雷, 大空を縦横無尽に駆け回る雷, 夏の風物詩である花火と雷の共演など, ただ写真を見ているだけでも, 千変万化する雷の姿に目を奪われ, 思わずページをめくってしまう. また, 大地への落雷のみならず, 火山爆発に伴って起こる雷や, 雷雲の上部から宇宙空間へ向かって伸びる雷など, 普段はまず見ることのできない写真も数多く載せられており, 興味は尽きない.

第2章では, 「雷写真にみる学術的考察」として, 雷写真コンテストの入賞作品をもとに, 雷現象について解説がなされている. 「学術的考察」と, ややいかめしいタイトルではあるが, その内容は, 雷の写真から, その雷がプラスの極性の雷なのか, マイナスの極性の雷なのか, また, その写真に写された雷が生じるまでに, どのようなプロセスがあったのかなどを, 最新の知見に基づき分かりやすく説明しているものである. もとになるのは静止写真であるから, 雷のほんの一瞬を捕えたものにすぎない. しかし, その一枚



の写真からその雷現象についていろいろな事実が明らかにされていく様子は, あたかも名探偵シャーロック・ホームズが現場に残されたわずかな手がかりから事件の謎解きをするのを聞いているようである. また, この章の解説には, 専門の研究者にとっても, 示唆に富む内容が多く含まれており, 雷研究を志す者にとっては必読の書である.

雷や写真に興味のある人はもちろん, そうでない人も本書を手にとって, 自然の造形美を楽しんで戴ければ幸いです.

(2014年7月20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.

国際交流—国際純粋・応用物理学連合  
第5回 Women in Physics 会議報告—

2014年8月5-8日に、ウォータールー (Waterloo, カナダ) にあるウィルフレッド ローリエ (Wilfrid Laurier) 大学で、国際純粋・応用物理学連合 (IUPAP: International Union of Pure and Applied Physics) の第5回 Women in Physics 会議<sup>1)</sup>が開催された。これまで2002年のパリ (フランス) 会議をはじめ、リオデジャネイロ (ブラジル)、ソウル (韓国)、ケープタウン (南アフリカ) で、3年に1回開催されている。今回は、世界52か国から、物理学および応用物理学の研究および教育に携わる210人余りの女性 (約9割) および男性 (約1割) の研究者、教育者、学生が集まった。先進国の研究者ばかりでなく、日本物理学会および応用物理学会を含めた各国の寄付金により、発展途上国や若手の研究者および学生にも参加を促し、アジア、北米、欧州に加え、アフリカ、南米、中東など世界中から集まった多くの仲間と一緒に、物理・応用物理学の研究と教育および男女共同参画に関する討議を行った (図1)。

会議では、基調講演6件 (女性5名、男性1名) の他、(1) ジェンダー研究、(2) 物理教育 (Gender Studies)、(3) 職場環境改善 (Improving the Workplace)、

(4) プロフェッショナルとしての人材育成とリーダーシップ (Professional Development and Leadership)、(5) 文化的認識と倫理問題 (Cultural Perception and Bias/Science Practice and Ethics) の5つの分科会に分かれて、合計25件の口頭発表とそれを踏まえた議論が行われた。さらに各3分の短い口頭紹介とポスター発表で、各国における男女共同参画活動の紹介 (49件) と、物理学および応用物理学の研究と教育、および男女共同参画活動に関係した報告 (100件余) および意見交換を行った。最終日には、各分科会での議論がIUPAPへの提言としてまとめられ、今後具体的な活動に繋げる予定である。

日本チームは、日本物理学会から3名 (女性2名、男性1名) と応用物理学会から4名 (女性4名) の計7名が参加し、招待講演2件およびポスター発表3件を行った。招待講演で、日本物理学会の江尻晶は、男女共同参画学協会連絡会で行った「大規模アンケートのワークライフバランスに関する解析結果」を、応用物理学会の根本香絵氏は「女性物理研究者のリーダーシップについて分析と提言」を発表した。またポスター発表で、応用物理学会の河西奈保子氏が、「日本の男女共同参画

活動」について報告し、日本物理学会の笹尾真実子が、「福島原発事故以後の放射線教育」を、森初果が「日本物理学会の男女共同参画推進委員会の取り組み」について報告した。

初日の基調講演は、ハーバード大で女性初の常勤物理学科教員となった、素粒子物理実験の第一人者であるメリサ・フランクリン (Melissa Franklin) 教授による「自分のラボを立ち上げよう」であり、女性研究者の自立およびリーダーシップについて力強いメッセージが発せられた。研究者が研究等を行う上で、研究室がその基盤になっているため、若い研究者は自分の研究室を持つことを目指すべきであるとの主張であった。決して満足できる研究環境に置かれていない場合でも、自らネットワークを組み、共同研究体制を構築すれば、研究が続けられること、また、女性も堂々とした態度で、積極的にチャレンジする重要性が強調された。

本会議では、女子大学院生、若手研究者の参加および研究発表も多く、多様な女性物理学者・教育者の姿がキャリアパスを考える上で参考になったという声も聞こえた。また、若手の活躍に、参加者も未来を感じることができた。

世界の女性物理学研究者および教育者は少数派という共通の課題を持ち、かつ同じ学間に携わっているという共通点があるため、会議では交流が盛んに行われ、共同研究の提案も積極的に行われた。実際、筆者もこの会議を契機として韓国の女性研究者と共同研究を推進する予定である。このように、物理学の発展や共通の課題解決に関わる活動を通して、大変有意義な国際交流を行うことができた。

参考文献

1) <http://icwip2014.wlu.ca/>

(文責：森 初果、江尻 晶、  
笹尾真実子、  
2014年10月6日原稿受付)



図1 国際純粋・応用物理学連合 (IUPAP) の第5回 Women in Physics 会議の集合写真。

## 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/keijiban.html>にありますので、それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は、e-mail: [keijiban@jps.or.jp](mailto:keijiban@jps.or.jp)へお送り下さい。必ずFax 03-3816-6208へも原稿をお送り下さい。Faxがありませんと、掲載できない場合がございます。HP掲載をご希望される場合は、上記URLの「2. ホームページ掲載」をご参照下さい。本欄の各項目の内容につきましては、本会は関与致しかねますのでご了解下さい。

## 人事公募

### 人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

### ■東北大学WPI-AIMR研究員

1. ポスドク若干名
2. AIMR Prassides 研(ERATO 磯部縮退 $\pi$ 集積プロジェクト Prassides 国際協力研究室)
3. 新規軽元素超伝導体の合成、化学組成-結晶構造-電子特性の相関を明らかにする為の構造解析と物性評価、及び高い $T_c$ を持つ分子性超伝導や新規磁気応答をもたらす物質の開発に向けた構造及び組成の特定について責任を持って遂行して頂く。
4. できるだけ早期
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト ○主要論文別刷5編 ○今迄の研究概要 ○研究に関する将来計画と抱負

○照会可能者3名の氏名、連絡先 ○上記書類は全て英語で作成し、e-mail添付にて提出

8. 随時
9. 980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 Kosmas Prassides [k.prassides@wpi-aimr-tohoku.ac.jp](mailto:k.prassides@wpi-aimr-tohoku.ac.jp)
10. 詳細は [http://www.wpi-aimr-tohoku.ac.jp/about/staff/20141001\\_000502.html](http://www.wpi-aimr-tohoku.ac.jp/about/staff/20141001_000502.html) を必ず参照のこと。

### ■琉球大学理学部教員

1. 准教授又は講師1名
2. 物理系物質基礎学講座
3. 宇宙物理学(理論)。専門教育及び共通教育を担当。
4. 2015年4月1日以降早期
5. なし
6. 博士号取得者。大学院前期課程の授業を担当できる方。現有スタッフと協力して研究できる方。教育、研究、学科運営に積極的な方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究概要及び今後の研究計画(各A4、約2枚) ○業績リスト(口頭発表等含) ○主要論文(約5編)の別刷又はコピー及び要約 ○教育に対する抱負(A4、約1枚) ○教育経験がある場合はその概要 ○照会可能者2名の氏名、連絡先(電話、e-mail等)
8. 2015年12月19日(金)必着
9. ①903-0213 沖縄県西原町千原1番地 琉球大学理学部物質地球科学科物理系 梯 祥郎 ②瓜生康史 電話 098-895-8521 [uryu@sci.u-ryukyu.ac.jp](mailto:uryu@sci.u-ryukyu.ac.jp)
10. 封筒に「応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。選考過程で講演等をお願いすることがある(旅費等は自己負担)。本学は男女共同参画を推進している。詳細は <http://www.phys.u-ryukyu.ac.jp/info.htm> 参照。

### ■湯川記念財団湯川特別研究員

1. 湯川特別研究員1名
2. 研究場所は京都大学基礎物理学研究所
3. 物理学分野(素粒子、原子核、宇宙、物性)の基礎的な理論研究に博士研究員として専念し斬新な成果を上げること。毎年度末及び研究員を辞める際に、所定の研究報告書を財団に提出。
4. 2015年4月1日
5. 2017年3月末迄
6. 博士号取得者又は取得確実な者
7. ○基礎物理学研究所非常勤研究員への

応募票を利用して応募 ○<http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/contents/info/detail.php?NID=212>に記載の必要提出書類全て

8. 2014年12月19日(金)必着
9. ①posdoc15 [yukawa.kyoto-u.ac.jp](http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp) ②湯川記念財団 千秋園子 電話 075-781-5980 [yukawa-f@yukawa.kyoto-u.ac.jp](mailto:yukawa-f@yukawa.kyoto-u.ac.jp)
10. 書類送付時のe-mail件名は「非常勤研究員応募」とすること。湯川特別研究員は湯川記念財団の奨学生事業の一つとして今回から募集。身分は京都大学非常勤研究員(湯川特別研究員)で基礎物理学研究所に所属。

### ■京都大学研究員

1. 非常勤研究員若干名
2. 基礎物理学研究所
3. 理論物理学の研究。
4. 2015年4月1日
5. 特に問題がなければ2017年3月末迄の2年間
6. 着任時点で博士号取得者又は取得確実な者
7. ○応募票 (<http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/yitpsec.oj/H27ptr-form.doc>よりダウンロード) ○履歴書 ○発表論文リスト(共著の場合は共著者名明記、主要論文3点以内の番号に印) ○研究歴 ○研究計画 ○以上は1つのpdfに纏める ○主要論文(発表論文リストに印、論文毎のpdf又はアーカイブ番号を指定) ○意見書1~2通
8. 2014年12月19日(金)必着
9. ①posdoc15 [yukawa.kyoto-u.ac.jp](http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp) (意見書のみ郵送可: 606-8502 京都市左京区北白川追分町 京都大学基礎物理学研究所 佐々木節) ②同研究所 藤田 電話 075-753-7009
10. e-mail件名は「非常勤研究員応募」と記載。意見書は「非常勤研究員意見書」と朱書き郵送可。詳細は <http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/contents/info/detail.php?NID=212> 参照。1名を湯川特別研究員として採用、応募する場合は応募票の該当欄に記入。

### ■東京工業大学大学院理工学研究科准教授

1. 准教授1名
2. 化学専攻分子化学講座
3. 物理化学、固体物性化学・表面化学とその境界領域に関する新分野開拓に意欲的な方。

4. 決定後早期
5. 特になし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(連絡先・学歴・職歴・受賞・資格等を記載) ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○研究概要(A4, 約2枚) ○研究と教育に対する抱負(A4, 約2枚) ○照会可能者2名(氏名, 連絡先, 職名, 電話, e-mail)
8. 2014年12月24日(水) 必着
9. ①152-8551 東京都目黒区大岡山2-12-1 H58 東京工業大学大学院理工学研究科化学専攻事務室  
②東京工業大学大学院理工学研究科 木口 学 電話/Fax 03-5734-2071 kiguti chem.titech.ac.jp
10. 提出書類の印刷体とそのpdfを書き込んだUSBメモリを「分子化学講座准教授応募書類在中」と朱書き簡易書留等, 差出記録の残る方法で送付。応募書類等不返却。詳細は <http://www.chemistry.titech.ac.jp/jinji.html> 参照。

#### ■電気通信大学特任准教授

1. 特任准教授1名
2. 先進理工学専攻オープンイノベーションコース
3. 「多摩連携ネットワーク研究教育拠点」事業の一環。学生研究の補助, 研究ニーズの調査, 研究機関への学生派遣支援・研究指導, 成果報告会開催支援, 共同研究コーディネータ業務。
4. 2015年3月1日以降(応相談)
5. 雇用開始日~2019年3月31日
6. 量子科学に対する幅広い知識を持ち, 修士・博士課程学生の指導経験がある方。博士号取得者。本事業の主旨を理解し, 熱意のある方
7. ○履歴書(写真貼付)
8. 2014年12月31日(水) 消印有効
9. ①182-8585 調布市調布ヶ丘1-5-1 電気通信大学新世代レーザー研究センター 米田仁紀  
②米田仁紀 yoneda ils.uec.ac.jp, 桂川真幸 katsuragawa uec.ac.jp
10. 封筒に「多摩連携ネットワーク研究特任准教授応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。面接時の旅費等自己負担。詳細は [http://gt.ils.ils.uec.ac.jp/tama\\_open\\_inov](http://gt.ils.ils.uec.ac.jp/tama_open_inov) 参照。

#### ■東京大学人工光合成化学プロセスPJ博士研究員

1. 博士研究員複数名

2. 大学院工学系研究科化学システム工学専攻堂免研究室
3. 研究内容: 太陽光を用いた水分解によるソーラー水素製造の為に光触媒物質, 光電極デバイス及び光反応セル, モジュールの開発。専門分野: 触媒化学, 電気化学, 固体物性, 材料合成化学, 光エネルギーデバイス。
4. 2015年4月1日以降早期
6. 採用時点の博士号取得者
7. ○履歴書1部 ○業績リスト1部 ○代表的原著論文別刷3編 ○今迄の研究概要と採用後の抱負1部 ○推薦状2通 ○詳細はHP参照
8. 2015年4月1日迄に着任希望の場合: 2014年12月31日(水)。以降, 欠員に応じ応募次第, 随時選考。
9. 113-8656 東京都文京区本郷7-3-1 東京大学大学院工学系研究科化学システム工学専攻 堂免一成 posdoc arpchem.t.u-tokyo.ac.jp 電話03-5841-1148 Fax 03-5841-8838 <http://www.domen.t.u-tokyo.ac.jp/arpchem/postdoctor2014.pdf>

#### ■北海道大学大学院理学研究院助教

1. 助教1名
2. 化学部門
3. 物理化学。表面或いは異相界面における機能性材料の創出, 及びこれらの分光計測, 物性評価に関する研究を村越敬教授と共同して進められる方。
4. 2015年4月1日
5. 5年(再任可。再任の場合の任期は5年とし, 1回を限度。但し, 業績審査により任期の定めのない職員とすること有。)
6. 博士号取得者, 又は同等の資格・能力を有する者。
7. ○履歴書 ○業績リスト ○主要論文別刷5編以内(各論文の独創的な点, 注目すべき点等を含めた概要も添付) ○今迄の研究概要と今後の研究計画及び教育に対する抱負 ○推薦状, 又は照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○その他の研究活動
8. 2015年1月9日(金) 必着
9. 060-0810 札幌市北区北10条西8丁目 北海道大学大学院理学研究院化学部門 人事選考委員会委員長 加藤昌子 電話011-706-3817 mkato sci.hokudai.ac.jp
10. 詳細は <http://wwwchem.sci.hokudai.ac.jp/> 参照。

#### ■分子科学研究所特任助教

1. 特任助教1名
2. 協奏分子システム研究センター機能分子システム創成研究部門
3. 微細加工技術を用いた新たな分子性エレクトロニクスの開拓に意欲的に取り組む実験研究者。同部門の山本浩史教授と協力して研究を行う。
4. できる限り早期
5. 年度毎更新で原則3年(但し, 審査の上, 1年毎の延長を認め, 雇用の通算期間は5年を限度とする)
6. 着任時点の博士号取得者, 又は取得確実な者
7. ○履歴書 ○業績リスト ○論文別刷5編以内 ○研究業績概要 ○推薦者の氏名, 連絡先
8. 2015年1月31日(土)
9. 444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38 分子科学研究所 山本浩史
10. 詳細は <http://www.ims.ac.jp/recruit/2014/10/150131.html> 参照。

#### ■東北大学金属材料研究所教授

1. 教授1名
2. 強磁場超伝導材料研究センター
3. 専門分野不問だが, 定常強磁場施設を用いた強磁場利用研究, 強磁場関連技術の開発, 施設の維持・管理及び施設を用いた共同利用研究の推進を担える方。
4. 2016年4月
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著論文, 国際会議の発表・プロシーディング, 著書等) ○主要論文別刷10編(コピー可) ○今迄の研究概要(約2,000字) ○着任後の研究計画(約2,000字) ○推薦書, 又は照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○推薦書以外の書類は電子版での提出を推奨(電子版の場合, PDFに変換しUSBやDVD等のメディアに入れ, OS等の名称を書き添えて郵送)
8. 2015年4月30日(木)
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長  
②野尻浩之 電話022-215-2015 nojiri imr.tohoku.ac.jp
10. 封筒に「強磁場センター教授応募書類在中」と朱書き書留で送付。

## 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)

### ■平成26年度 高専女子フォーラム in 関西

主催 国立高等専門学校機構、舞鶴工業高等専門学校、明石工業高等専門学校、奈良工業高等専門学校、和歌山工業高等専門学校、大阪府立大学工業高等専門学校、神戸市立工業高等専門学校、近畿大学工業高等専門学校

日時 2014年12月23日(火)

場所 神戸市産業振興センター (650-0044 神戸市中央区東川崎町1-8-4)

内容 高専女子フォーラム in 関西は、近畿地区高等専門学校における学生支援活動の一つとして、女子学生のキャリア教育の場とすると共に、高専女子学生による研究紹介、学生生活紹介、高専教育紹介を通じて、高専女子学生の実力を企業関係者や中学生・保護者に向け発信するイベント、企業における男女共同参画推進の取り組み等について、教職員が学ぶ機会としても活用。

連絡先 639-1080 奈良県大和郡山市矢田町22番地 奈良工業高等専門学校総務課 端無・中村 電話 0743-55-6013

Fax 0743-55-6019 s-soumu jimunara-k.ac.jp <http://www.kosen-k.go.jp/kosengirl/jyoshi-forum/kindex.html>

### ■第200回研究会・第51回化合物新磁性材料専門研究会「磁性材料の作製と評価方法～大型実験施設を用いた材料評価～」

主催 日本磁気学会

日時 2015年1月13日(火)13:00～14日(水)12:10

場所 いばらき量子ビーム研究センター B101室(茨城県那珂郡東海村白方162-1)

内容 大型実験施設を用いた材料評価を紹介。例えば大型放射光施設SPring-8等で行われる放射光実験、大強度陽子加速器実験施設J-PARC物質・生命科学実験施設

設MLF等で行われている中性子実験及びミュオン実験にフォーカスする。磁性材料作製の専門家から最近のトレンド及び試料評価手法として放射光・中性子・ミュオンに期待することや実験手法について各専門家からそれぞれの実験手法でどのような結果が得られるのか紹介する。J-PARC/MLFの見学ツアーも企画。

定員 60名

参加費 3,000円(資料代込)、学生無料、資料代のみ1,000円

施設見学ツアー参加申込締切 2014年12月12日(金)(申込先 <http://www.cross-tokai.jp/ja/research/events/2015/v15001>)

連絡先 東京都千代田区神田小川町2-8 日本磁気学会事務局 電話 03-5281-0106 msj bj.wakwak.com

その他 詳細は [http://www.magnetics.jp/event/research/semihist/topical\\_200/](http://www.magnetics.jp/event/research/semihist/topical_200/)参照。見学ツアー不参加の方は当日受付可。

### ■第48回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム

主催 フラーレン・ナノチューブ・グラフェン学会

日時 2015年2月21日(土)～23日(月)

場所 東京大学伊藤国際学術研究センター 伊藤謝恩ホール(113-8656東京都文京区本郷7-3-1)

内容 フラーレン、カーボンナノチューブ、ナノパーティクル、グラフェン等の化学、物理、材料、工学、応用、実用等の研究発表。

定員 400名

参加費 10,000円、学生5,000円(何れも要旨集付)

発表申込・予稿原稿締切 2014年12月26日(金)

連絡先 113-8656東京都文京区本郷7-3-1 東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻丸山研究室内 フラーレン・ナノチューブ・グラフェン学会事務局 電話/Fax 03-3830-4848 fntg photon.t.u-tokyo.ac.jp <http://fullerene-jp.org>

その他 参加登録・懇親会申込：当日受付。

### ■Workshop on Hierarchy of Quantum Mechanics

主催 Yutaka Shikano (Institute of Molecular Science, Japan, Chair), Rekishu Yamazaki (Research Center for Advanced Science and Technology (RCAST), the University of Tokyo)

日時 February 21-23, 2015

場所 Okazaki Conference Center (8-1 Aza-

tenma, Myodaiji, Okazaki 444-0864, Japan Tel: +81-564-55-7418)

内容 The aim of this workshop is to review the current technologies on the optomechanical systems and to discuss possible new scientific interests for a macroscopic quantum mechanical system.

定員 200名

参加費 Registration fee is free.

各種申込締切 Financial Support and Oral Contribution: December 31st, 2014

Poster Contribution: January 31st, 2015

Registration Deadline: February 15th, 2015

連絡先 38 Nishigo-Naka, Myodaiji, Okazaki, 444-8585, Japan Institute of Molecular Science Yutaka Shikano Tel: +81-564-55-7419 Fax: +81-564-55-7660 yshikano ims.ac.jp <http://qm.ims.ac.jp/macroquantum/>

### ■MANA International Symposium 2015

主催 物質・材料研究機構WPI国際ナノアーキテクトニクス研究拠点

日時 2015年3月11日(水)～13日(金)

場所 つくば国際会議場(305-0032つくば市竹園2-20-3 電話 029-861-0001)

内容 基調講演：ノーベル賞受賞者予定。招待講演：国内外の著名研究者17件予定。一般講演：MANA PI, 他, 計13件予定。ポスター発表：MANA研究者, 他, 一般公募有。

定員 300名

参加費 無料

ポスター発表一般公募締切 2015年1月9日(金)

事前参加申込締切 2015年3月4日(水)

連絡先 物質・材料研究機構WPI国際ナノアーキテクトニクス研究拠点 MANAシンポジウム2015事務局 電話 029-860-4709 Fax 029-860-4706

[MANA-Symposium nims.go.jp](http://MANA-Symposium.nims.go.jp)

### ■第32回希土類討論会

主催 日本希土類学会

協賛 日本物理学会, 他

日時 2015年5月21日(木)～22日(金)

場所 かがしま県民交流センター(892-0816鹿児島市山下町14-50)

内容 「希土類とその化合物の合成・構造・物性」「希土類の化学(溶液・有機金属・生化学・分離・分析)」「希土類金属及び化合物の物理」「希土類金属及び金属間化合物の製造」「希土類の応用(磁性材料・発光材料・固体電解質・その他)」「希土類の資源、分離、リサイクル」

参加費 4,000円, 学生2,000円(当日支払は1,000円加算)  
 発表申込締切 2015年1月23日(金)  
 予稿原稿締切 2015年3月27日(金)  
 連絡先 565-0871 吹田市山田丘2-1 大阪  
 大学大学院工学研究科応用化学専攻内  
 日本希土類学会事務局 電話 06-6879-  
 7352 Fax 06-6879-7354 kidorui  
 chem.eng.osaka-u.ac.jp http://www.  
 kidorui.org/  
 その他 懇親会:5月21日(木) 17:30 ア  
 ーバンポートホテル鹿児島(鹿児島市小  
 川町15-1). 予約(5月8日迄に払込済)  
 6,000円, 当日7,000円.

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

■湯川記念財団「望月基金」2015年度国際会議派遣候補者募集

対象 磁性及びその関連分野の基礎研究

(理論, 実験不問)に携わる大学院生を含む若手研究者. 13の国際会議を助成対象とする. 対象となる国際会議名及び応募要領詳細は <http://aquarius.mp.es.osaka-u.ac.jp/motizuki/>参照.

助成内容 国際会議に出席して論文発表を行う為の旅費及び滞在費の一部を支援.

応募方法 HPからWordで作成された申請書類をダウンロード.

応募締切 開催時期別に設定(詳細HP参照).

問合せ先 606-8264京都市左京区北白川小倉町50-227 湯川記念財団「望月基金」電話/Fax 075-781-5980 yukawa-fukawa.kyoto-u.ac.jp

その他 この支援により, 多くの若手研究者が諸外国研究者と交流を深める事によって, 我が国の国際化が進むことを期待し, 物性物理学の一層の発展を願う.

■ドイツ・イノベーション・アワード「ゴットフリート・ワグネル賞2015」募集

対象 モビリティ, マテリアル, ライフサイエンス, エネルギーとインダストリーの何れかの分野における応用志向型の研究で, 現在進行中の研究, 又は過去2年以内に完了した研究成果. 応募資格: 日本の大学・研究機関に所属する45歳以下(締切時)の若手研究者.

賞金 250万円(原則, 各分野1件, 計4件).

副賞: 希望するドイツの大学・研究機関に最長2カ月間研究滞在する為の助成金.  
 応募方法 電子申請システムで受付(詳細は [www.german-innovation-award.jp](http://www.german-innovation-award.jp)参照)  
 応募締切 2015年1月12日(月) 必着  
 問合せ先 ドイツ・イノベーション・アワード事務局 電話03-5276-8827 info.german-innovation-award.jp  
 その他 主催: ドイツ 科学・イノベーションフォーラム東京, 在日ドイツ商工会議所. 審査方法: 共催企業の技術専門家による予備審査後, 常任委員と専門委員から構成される選考委員会において受賞者を決定.

■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.)  
 12月ユーザ名 : 14Dec  
 パスワード: Hans634  
 1月ユーザ名 : 15Jan  
 パスワード: Antoine634

行事予定

[詳しくは表中の右欄記載の会誌各巻号の掲示板欄(\*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			
12/2~5	総研大アジア冬の学校(AWS2014)	土岐市(岐阜)	69-9
12/5~6	第15回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会	つくば市(茨城)	69-10
12/9~11	第28回数値流体力学シンポジウム	東京	69-10
12/10	第33回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム	小金井市(東京)	69-10
12/13	日本物理学会北陸支部定例学術講演会	福井市	69-10
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
12/23	平成26年度 高専女子フォーラム in 関西	神戸市	69-12
2015年			
1/13~14	第200回研究会・第51回化合物新磁性材料専門研究会「磁性材料の作製と評価方法～大型実験施設を用いた材料評価～」	東海村(茨城)	69-12
1/30~31	第20回ゲートスタック研究会～材料・プロセス・評価の物理～	三島市(静岡)	69-11
2/13	走査型プローブ顕微鏡の最新活用術～今こそ使いどき, もうひとつのナノテク基盤技術～	川崎市(神奈川)	69-11
2/21~23	第48回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	69-12
2/21~23	Workshop on Hierarchy of Quantum Mechanics	岡崎市(愛知)	69-12
3/11~13	MANA Int. Symp. 2015	つくば市(茨城)	69-12

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
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
5/21~22	第32回希土類討論会	鹿児島市	69-12
7/7~10	第10回近接場光学に関するアジア太平洋会議 (APNFO10)	函館市 (北海道)	69-11
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) (素核宇)	大阪市	日本物理学会
2016年 3/19~22	日本物理学会第71回年次大会 (東北学院大学)	仙台市	日本物理学会
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会 (金沢大学) (物性)	金沢市	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会 (宮崎大学) (素核宇)	宮崎市	日本物理学会

## 編集後記

9月から一ヶ月間、出張でパリ郊外にあるサクレイ理論物理学研究所に来ている。この一帯はフランスのシリコンバレーと言われることもあるくらい、大学や研究施設が集中している地域であるが、閑静で自然に恵まれていて、騒々しい東京から来るとなにか心が洗われるようである。研究所はホテルから見ると丘上の台地になっている場所にある。徒歩で通勤すると森のなかを通り、けもの道のような細い坂道をたどる必要がある。毎日ハイキングしているような気分になる。フランスは時間の設定が日本とは違っていて(夏時間ということもあるが)朝7時位にならないと明るくならない。9時位に研究所に向かうが、まだ森のなかは早朝の気配が残っている。10月に入ってからは紅葉も始まり、また野生の栗が熟して道に落ちている。通勤にかかる時間は片道30分程度であるが、鳥の声を聞きながら森のなかを散策していると頭のなかスッパリしてきて、何かいいアイデアでも降ってくる感じがする。良い季節に来ることができてとてもラッキーだった。

サクレイの研究所には10年前くらいから何度か滞在させてもらっている。最初に来た時に戸惑ったのは、フランスにいるはずなのに歩ける距離にレストランが数軒しかないことだった。それらの店は味やサービスのレベルも高いけれども値段も高級なので毎晩通えるようなものではない。夕食をどうすればよいか悩みの種だった。その後ホテルから1kmくらいの場所に

スーパーがあることがわかり、ホテルの簡易キッチンで自炊をはじめこの問題は解決した。そこで理解できたのは、スーパーや週末などに行われるマルシェ、街のパン屋などで売られている食材のレベルが高いということだった。特別な機会を除き、このあたりに住んでいるフランス人たちは外食する必要を感じていないのだろう。一方で、日本だと同じような場所・状況であってもコンビニやファストフードができて、常時開店させ便利にしていくと思うが、フランス人というのはそのような便利さは追求していないようだ。その一方で衣食住全般にわたって素材・デザインの良さ、などへのこだわりは日本よりもずっと強いのではないかと感じる。何にこだわるかということには国民性があらわれるけれども、フランスは個性が際立っていて面白い。異文化はなれるまでは大変だが一旦馴染むと(まあ大変な面も残るが)生活が新鮮になって良い。

4月から学会誌の編集委員に加わらせていただいた。正直言ってこれまで私は学会誌の熱心な読者ではなかったのだが、編集委員に加わって委員の方たちが学会誌の記事の改善のために心を砕かれているのか身にしみて感じてきた。そのような視点で学会誌を眺めると、他分野の記事も読んでみると理解できることがわかってきて、いろいろ勉強になって楽しい。私の担当しているのは素粒子理論のなかでも数学に近い弦理論などを含む分野である。今まで何度か編集委員会に参加したが、この分野の記事は難解だと感じられることが多いのである。たしかに、私の分野の研究者たちは実

験的な検証可能性よりも数学的な美しさなどにこだわりを持つ傾向があって、物理の他の分野と比べると日仏とまではいかないまでも若干の文化の違いがあるのかもしれない。そのなかで、これまでの編集委員が努力されてきたように、私なりにこの分野の記事をわかりやすく、他分野の人たちにインスピレーションを与えられるような記事を増やしていけるように努力していきたいと思っている。

松尾 泰 (<)

## 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

**Progress of Theoretical and Experimental Physics**  
**Vol. 2014, No. 9, 2014**

**Letters**

**Theoretical Particle Physics**

Chiral anomaly for V-A fields in four- and six-dimensional curved space..... Satoshi Yajima, Kohei Eguchi, Makoto Fukuda, Tomonori Oka, Hideo Taira, and Shinji Yamashita

**Experimental Particle Physics**

Enhancement of muonium emission rate from silica aerogel with a laser-ablated surface ..... G. A. Beer et al.

**Nuclear Physics**

A new approach for many-body resonance spectroscopy with the complex scaling method ..... Takahiro Mizusaki, Takayuki Myo, and Kiyoshi Katō

**Papers**

**Theoretical Particle Physics**

Membranes from monopole operators in ABJM theory: Large angular momentum and M-theoretic AdS<sub>4</sub>/CFT<sub>3</sub> ..... Stefano Kovacs, Yuki Sato, and Hidehiko Shimada

Natural realization of a large extra dimension in 5D supersymmetric theory ..... Yutaka Sakamura and Yusuke Yamada  
Lepton polarization asymmetries of  $H \rightarrow \gamma \tau^+ \tau^-$  decay in the Standard Model ..... Rabia Akbar, Ishtiaq Ahmed, and M. Jamil Aslam  
The heavy gravitino, naturalness, and sizable anomaly mediation ..... Nobuhiro Maekawa and Kenichi Takayama  
Note on the self-duality of gauge fields in topologically nontrivial spacetime ..... Hiroshi Isono  
Entanglement of local operators in large- $N$  conformal field theories ..... Paweł Caputa, Masahiro Nozaki, and Tadashi Takayanagi  
First-order equations of motion for heterotic string field theory ..... Hiroshi Kunitomo

**Experimental Particle Physics**

Study of hadron interactions in a lead-emulsion target ..... Hirokazu Ishida et al.

**Theoretical Astrophysics and Cosmology**

Consistency relations for large-field inflation ..... Takeshi Chiba and Kazunori Kohri

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
	森 初 果	柴 田 利 明	須 藤 彰 三
		松 川 宏	三 沢 和 彦
会 計 理 事	川 村 光	柴 田 利 明 (兼任)	松 井 哲 男
		松 川 宏 (兼任)	
会 誌 編 集 委 員 長	宮 下 精 二	JPSJ 編 集 委 員 長	安 藤 恒 也
		PTEP 編 集 委 員 長	坂 井 典 佑
刊 行 委 員 長	大 槻 東 巳	監 事	波 田 野 彰
			三 宅 康 博

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)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

日 本 物 理 学 会 誌 第 69 卷 第 12 号 (平成 26 年 12 月 5 日発行) 通巻 784 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。