

- AdS/CFT対応?
- 反応理論から探るバリオン励起状態
- LHC実験 質量126 GeVを持つ  
ヒッグス粒子の発見

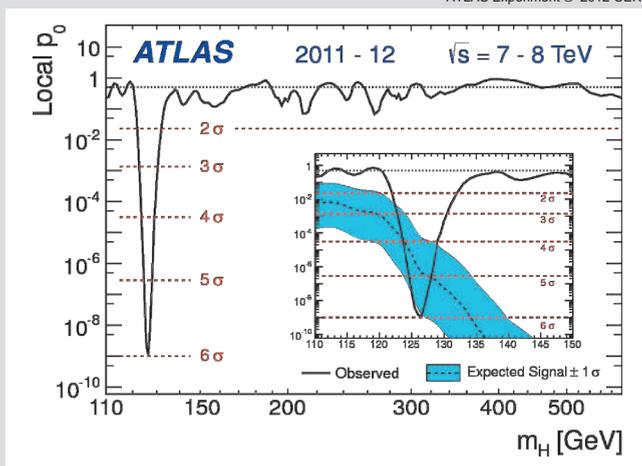
NO.

2

2014 | VOL. 69

B U T S U R I  
日本物理学会誌

ATLAS Experiment © 2012 CERN



2012.7.4



© 2012 CERN



© 2012 CERN



## 物理学会支部活動の支援

兵頭俊夫 (副会長)

日本物理学会が抱えている課題はさまざまであるが、来期(第70期)理事会では、特に、市民への発信および教育を念頭に置いた支部活動の支援を重点項目の一つに挙げることにした。

年次大会や秋季大会などの全国規模の学会では、同じ分野の研究者との交流が主になり、他分野の人とは旧知を温めることしかできない場合が多い。その点、支部の学会は異分野の研究者との交流が大いに期待できる。この意味で、支部が主催するいわゆる支部学会などの研究交流会や先端的研究の講演会は重要な支部活動である。

もう一つ、支部にしかできない活動は、地域の人々への直接発信、交流である。現代では、書物や、ホームページに代表されるICTなど、直接的に物理(広くは理科)の知識を発信する方法はたくさんある。しかしなんといても、直接の交流に勝るものはない。特に、小学校・中学校・高校の理科の先生(高校は特に物理の先生)との交流は、生徒たちやその家族の方々への情報伝達の広がりをおぼやかし、極めて重要な活動となる。

初等中等教育の学習指導要領は「ゆとり」重視から系統的な学習が可能なものに回復した。しかし、それを生かした教育の実現は未だ道半ばである。学校の先生方のご苦勞は想像に余りある。知識の伝達は他の手段でもできるが、物理的(広くは科学的)なものの考え方の伝達、指導、訓練は、学校で行われる授業や実験以外では難しい。学校での理科教育はその意味で、理科教育の本道であり、極めて重要である。そのような活動には、物理教育学会や応用物理学会の支部との連携も重要である。物理学会がこれらの学会やそのほかの学会と協力して、望ましい理科教育に貢献することが期待される。

本学会の支部活動がどのように始まったかはつまびらかにしないが、自然発生的なものであったことは間違いないだろう。学会理事会が企画するイベ

ントは東京中心になりがちなることを補完するような意識もあったのではないが、それゆえかどうかは知らないが、東京及び周辺の10都県には支部がない。

現在ある北海道、東北、新潟、名古屋、北陸、京都、大阪、中国、四国、九州の10支部(<http://www.jps.or.jp/activities/shibu.html>)にはそれぞれの歴史があり、それぞれの現在がある。ボランティアベースの活動が行われていることはすべての支部に共通している。その活動形態に不都合があるわけではない。しかし発展の余地は大いにありそうである。それを伸ばしていただきたい。ここで始める支援はその活性化のためである。

上述のように、これはあくまで支部の支援であって整備ではないのだが、一般社団法人である日本物理学会の支部であるから、規則の整備だけは欠かせない。学会の規則としての「支部に関する規定」と、それに基づいて各支部が作る「支部規約」の策定である。以前からの懸案であったこれらの整備を今期の理事会で三沢和彦担当理事を中心に行った。各支部長との間の意見交換を、2013年9月の秋季大会(徳島)での支部長懇談会、及び同10月に事務局会議室で行われた支部長会議で行った。そこでの各支部のご意見に従って、「支部に関する規定」を支部の自主性を尊重する方向で調整した。「支部規約」は2014年3月末をめどに、各支部で作成していただくことになっている。

これらの整備によって、これまでとは少し勝手が違って来るかもしれないことがある。それは支部会員の定義である。これまでは、支部会員の範囲はあえて定義されておらず、支部活動はアクティブメンバーによって支えられ、「支部」と「支部活動」はほぼ同じ意味に使われていることが多かったのではないだろうか。規則を整備するにあたって支部会員の範囲をあいまいにすることは不可能なので、各支部が従来からカバーしている道府県に会誌の送付

先を登録されている会員をそれぞれの支部の支部会員と定義することにした。その中でメールアドレスを登録されている方に、支部の行事などの案内を支部長から発信できるように同報メールシステムを、理事会の責任で整備する。そのようになって、支部活動はアクティブメンバーが担う部分が大きいと思われる。同報メールシステムによってアクティブメンバーが増えつつ、これまでの活動の延長としての活動が展開することを祈りたい。なお、アクティブメンバーが意見交換するためのメーリングリストについては、各支部で扱いを議論していただき、それぞれの支部のご要望に応じて、必要があれば事務局で整備のお手伝いをする。

活性化の具体的な手段としては、横の情報共有によりたい。すなわち、各支部の企画は全支部と共有して、互いの参考にさせていただくようにする。また、活動報告も共有する。さらに、持ち回りでもよいから、報告の価値のある活動について、会誌の記事として、全国の会員に知らせていただきたい。

支部のさまざまな活動は、前年度に行われる次年度予算編成の前(9月まで)に企画を立ててルーチン化されることが望ましいが、学会の会計年度が始まる1月以降に思いついた企画の実行を1年以上も待つのはもったいない。具体案が固まったところで申請していただければ予算を執行できるように、支部活動関連の予算を充実することにした。

なお、現在支部のない東京都、茨城県、栃木県、群馬県、埼玉県、千葉県、神奈川県、長野県、山梨県、静岡県を含む支部の結成を理事会主導で行うことは考えていない。しかしもちろん、これらの地域に活動の拠点を持っておられる会員が支部を作ることを検討されるのは歓迎である。そのような準備活動の支援も、支部活動支援の一環と考えたい。

(2013年11月18日原稿受付)

巻頭言 Preface

物理学会支部活動の支援  
Support of the Activities of JPS Branches

兵頭俊夫 …… 69  
Toshio Hyodo

現代物理のキーワード Trends

AdS/CFT 対応? —超弦理論と量子凝縮系物理のモダンな交流—  
What is the AdS/CFT Correspondence?

高柳 匡 …… 72  
Tadashi Takayanagi

解 説 Reviews

反応理論から探るバリオン励起状態  
Baryon Resonances and Meson Production Reactions

鎌野寛之, 中村 聡, 松山晶彦, 佐藤 透 …… 74  
Hiroyuki Kamano, Satoshi Nakamura, Akihiko Matsuyama and Toru Sato

LHC 実験 質量 126 GeV を持つヒッグス粒子の発見  
Observation of a Higgs Boson with a Mass of 126 GeV at the LHC

田中純一 …… 83  
Junichi Tanaka

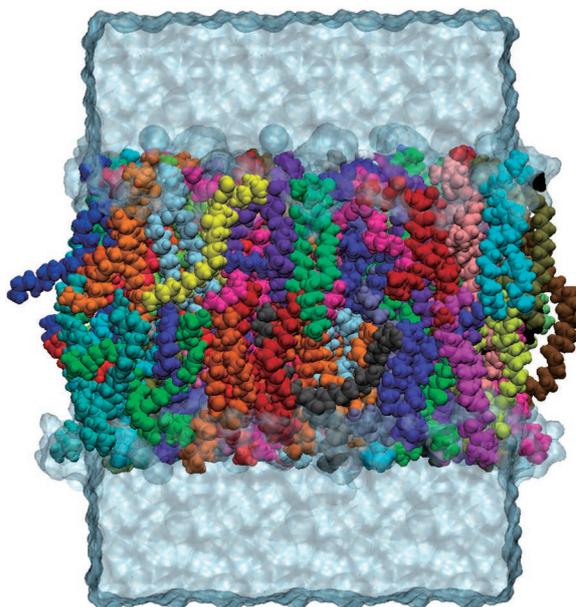
最近の研究から Researches

屋久杉に刻まれた宇宙現象：西暦 774-775 年, 993-994 年の宇宙線強度異常  
Yaku-Cedar Tells Cosmic Outbursts in Ancient Times: Anomalies of Cosmic Ray Intensity in AD 774-775 and AD 993-994

三宅芙沙, 増田公明 …… 93  
Fusa Miyake and Kimiaki Masuda

細胞膜の異常拡散—細胞内物性の理解へ向けて—  
Anomalous Diffusion of Cell Membrane—Toward an Understanding of the Physical Properties—

秋元琢磨 …… 98  
Takuma Akimoto



最近の研究から  
(細胞膜の異常拡散—細胞内物性の理解へ向けて—)

話 題 クリエイティブ・コモンズとは何か—オープンアクセス時代の著作権と科学者—

林 和弘, 桑原真人 …… 102

JPSJの最近の注目論文から 10月の編集委員会より

安藤恒也 …… 106

学会報告 2013年秋季大会 シンポジウムの報告

領域委員会 …… 108

追 悼 中村傳先生を偲ぶ

長柄一誠 …… 116

新著紹介

117

掲示板 ■人事公募 ■学術的会合 ■その他

119

行事予定

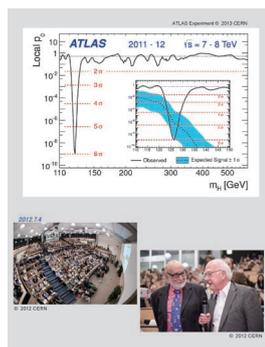
121

会 告 ■第13回代議員懇談会開催のお知らせ ■第94回定時総会開催のお知らせ ■第69回年次大会の宿泊・交通等の案内 ■大会の宿泊手配業務等の業者依頼について(お知らせ) ■2014年1月1日付新入会者

123

本会関係欧文誌目次

126



表紙の説明

2012年7月4日, CERNのATLAS実験とCMS実験は「ヒッグス粒子らしい新粒子を発見した」として合同セミナー及び記者会見を行った. 上図(CERN ATLAS実験提供)はその当時のATLAS実験のヒッグス粒子の各質量に対するlocal  $p_0$ 分布である. バックグラウンドに対する非常に大きな事象超過が126 GeV付近にある一方で, それ以外の領域については $2\sigma$ 以下のふらつきに落ち着いていることがはっきりと分かる. 左下の写真(CERN提供)は, 同セミナーで当時のATLAS実験代表のジャノッティ氏が, ヒッグス粒子の2光子への崩壊について報告を行っている様子である. これらの報告後にセミナーに招かれたアングレール氏(左)とヒッグス氏(右)は結果に対する驚きや喜び, そして両実験の成果に対する称賛を述べた(右下写真, CERN提供). ATLAS実験とCMS実験の結果を受け, 両氏は2013年のノーベル物理学賞を受賞した. 実験結果の詳細は本号に掲載されている田中純一氏の「解説」記事を参照のこと.

# AdS/CFT 対応？

## —超弦理論と量子凝縮系物理のモダンな交流—

**Keyword:** AdS/CFT 対応

超弦理論は重力理論の量子化、つまりプランクスケールの物理法則の解明を目的とする理論である。一方、凝縮系の物理は量子多体系に現れる多様な物理現象の探求を目的としている。従って、一見だいたい方向性の異なる研究分野と思われるかもしれない。しかし、AdS/CFT 対応の発見<sup>1)</sup>というブレークスルーによって、それまで誰も予想ができなかった斬新な形で両分野の深い関わり合いが現在明らかになりつつある。実際、米国などを中心に超弦理論と物性物理の研究者がほぼ同人数参加して行う研究会が最近盛んに行われている。筆者もしばしば参加するが、両分野間の議論も白熱し大変盛り上がることが多い。

AdS/CFT 対応は、量子臨界点における量子多体系と負の宇宙定数を持つ空間における重力理論が等価であることを主張する。従って、臨界点付近の量子多体系の研究は、時空の力学の解明を目的とする重力理論の研究と根源的には同じとみなせることを意味するのである。さて、以下ではブラックホールという、いわば重力理論における「謎の物質」に対する思考実験を通した歴史的な経緯にも触れながら、AdS/CFT 対応について説明してゆきたい。

### 1. ブラックホールとホログラフィー原理

重力理論に特有の現象として、ブラックホールが挙げられる。ブラックホールはとても重い天体であるので非常に強い重力場を持ち、その内部からは光ですら抜け出すことができず、外部の観測者はその内部を知ることができない。ブラックホールが重い星が重力崩壊を起こして形成されることを考えると、もとの星が持っていた情報はブラックホールの内部に隠れているはずである。

この隠された情報量が、ブラックホールのエントロピーである。不思議なことに、このエントロピーは熱力学の法則と同じ法則を満たすことが四十年前から知られている。ブラックホールの質量をエネルギーとみなし、ブラックホールの熱輻射（ホーキング輻射）の温度を用いると熱力学第一法則が成り立つ。一般相対論においてブラックホールのエントロピーは、その表面積を重力定数の4倍で割ったもので与えられるという有名なベッケンシュタイン・ホーキング公式で計算される。さて、ブラックホールのエントロピーが面積に比例するという事実は、通常の熱力学と比較すると大変奇妙である。エントロピーはミクロな自由度を見積り、示量的な量であるので面積ではなく体積に比例するはずである。トーフフトとサスキンドは、約二十年前

に、この奇妙な事実が、むしろ重力理論の本質であることを見抜き、ホログラフィー原理を提案した。<sup>2)</sup> 重力理論は、一次元低い（重力相互作用を含まない）量子多体系として表わすことができるという考え方である。

このホログラフィー原理を用いると、我々が住んでいる4次元時空におけるブラックホールのエントロピーは、ブラックホールの表面に相当する2次元球面上に定義された量子多体系のエントロピーと等しくなるはずである。しかしながら、話はそう簡単ではない。我々はほぼ平坦な時空に住んでいるが、曲率がゼロの時空において、ブラックホールの熱力学を調べると、比熱が負になることが知られている。従って、平坦な時空は熱力学的に不安定な系と思われる、ホログラフィー原理を用いる対象としてよろしくない。

### 2. AdS/CFT 対応

この問題点を解決するには、負の曲率を持つ時空を考えればよい。負の曲率を持ち、対称性が最も高い時空が、反ド・ジッター空間（Anti de-Sitter空間、略してAdS空間）である。<sup>\*1</sup> 従って、反ド・ジッター空間のホログラフィー原理を考えれば、さきほどの問題が回避される。これがまさにAdS/CFT対応である。4次元の反ド・ジッター空間を例にとると、計量は、 $ds^2 = (-dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2)/z^2$ と表わされる。 $(t, x, y)$ は3次元ミンコフスキー時空の座標で、もうひとつの座標 $z$ に計量のスケール因子が依存している構造となっている。 $z=0$ は、反ド・ジッター空間の境界に相当し、その境界は、3次元ミンコフスキー時空である。この場合AdS/CFT対応は、「4次元の反ド・ジッター空間における重力理論と、その境界に相当する3次元時空における

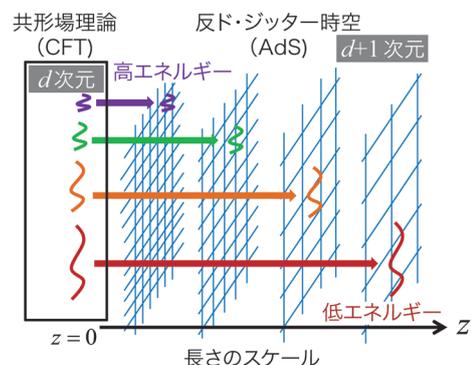


図1 AdS/CFTの概念図。共形場理論における波長 $L$ 程度の摂動は、反ド・ジッター空間では $z=L$ 付近の変形（重力波）に相当する。

共形場理論 (Conformal Field Theory, 略してCFT) が、理論として等価になる」という主張となる。<sup>\*2</sup> 等価とは、両者の熱力学的量や相関関数がすべて一致することを意味する。

共形場理論とは、長さのスケールに依存しない理論であり、量子臨界点における量子多体系に相当する。<sup>\*3</sup> 確かに反ド・ジッター空間の計量も、 $(t, x, y, z) \rightarrow \lambda(t, x, y, z)$  というスケールを変える変換で不変である。つまり、AdSとCFTの対称性がうまく一致している。反ド・ジッター空間に含まれる座標 $z$ は、線り込み群の考えを適用したときに共形場理論の長さのスケールに相当する (図1参照)。

### 3. AdS/CFTの導出

重力理論や共形場理論の具体的な中身を知るには超弦理論が必要になる。超弦理論は量子重力のミクロな理論であり、低エネルギーの有効理論として一般相対論に帰着する。1997年にマルダセナは次のような超弦理論の考察を通して、AdS/CFT対応を発見した。<sup>1)</sup> 超弦理論にブラックホールを作るために、何かとても重い物体が必要である。その良い候補がDブレーンである。Dブレーンとは、空間的に広がった重い物体で、膜のように振動する。<sup>3)</sup> Dブレーンを一か所に多数集めると大きな質量のために、周りの時空を大きく曲げる。この時空は空間方向に広がるブラックホールなので、ブラックブレーンと呼ばれる。ブラックブレーンの計量を調べると、Dブレーンの種類をうまく選べると反ド・ジッター時空となることが分かる。<sup>\*4</sup> 逆に反ド・ジッター時空を顕微鏡のようなものでミクロに観察すると、多数のDブレーンから構成されているというわけだ。

Dブレーンの上では、重力は小さく無視できるので、Dブレーンの多体系は、量子多体系とみなせる。従って、このDブレーンの量子多体系と反ド・ジッター時空における超弦理論は、全く同じものを2つの別の見方をしているだけということになる。従って、両者は理論として等価でなければならない。このようにして、超弦理論からAdS/CFT対応が発見されたのである。

では、Dブレーンの量子論とはどのようなものであろうか？ 詳細の説明は紙面の都合で省くが、結論を言うと、QCDのようなヤンミルズ・ゲージ理論となる。正確には、 $N$ 枚のDブレーンの系は、 $SU(N)$ をゲージ群とするゲージ理論となる。従って、そのハミルトニアンも厳密に書き下すことができ、AdS/CFTに現れるゲージ理論は特に共形場理論になっていることも理解できる。

以上はAdS/CFT対応の導出の説明であって、厳密な証明ではない。しかし、過去十数年間に非常に多くの証拠 (例えば演算子のスペクトラムの再現など) が多数見つかり、疑いようのない事実と今ではみなされている。

### 4. 低エネルギー極限と量子凝縮系の物理

量子多体系の解析のみに興味がある場合は、超弦理論の複雑な計算は好ましくないだろう。だが、超弦理論の低エネルギー有効理論である一般相対論で事足りるという幸運な場合がある。これは、共形場理論の相互作用が強く、自由度が大きい (ゲージ群の階数 $N$ が大きい) 極限に相当する。

まず、自由度が大きいということは、重力理論の空間の体積が大きいことに対応するのでプランクスケールの量子重力効果を無視できる。また、超弦理論には弦の振動のスペクトラムから、無限に高いスピンを持つ粒子が存在する。しかし、一般相対論に出てくる粒子のスピンは高々、重力子のスピン2である。これに丁度対応して、共形場理論のスピン3以上に対応する演算子は、相互作用が強い極限では非常に重くなり無視できるのである。一方、スピン2の演算子はエネルギー運動量テンソルであり、これは理論を定義する演算子であるので強結合でも残る。

従ってAdS/CFT対応を用いると、強結合の量子凝縮系の複雑な計算がそれよりもずっと簡単な一般相対論の古典論的な計算に置き換わる、という御利益がある。この事実を利用した応用例として、様々な輸送係数 (粘性<sup>4)</sup> や電気伝導度<sup>5)</sup> の計算や、エンタングルメント・エントロピーの計算<sup>6)</sup> などが挙げられる。有限温度や有限密度の状況における量子系は、AdS/CFT対応では様々なブラックホール解に相当する。例えば、電荷のみを持つブラックホールは、(異常) 金属状態に相当し、スカラー場が凝縮したブラックホールは、超伝導状態に相当することが知られている。

以上のように、AdS/CFT対応は様々な検証がなされ、また広範囲に及ぶ応用例を有している。にもかかわらず、その基礎的なメカニズムについては現在でも理解は不十分であり、今後のさらなる発展が切に望まれる。

#### 参考文献

- 1) J. M. Maldacena: Adv. Theor. Math. Phys. **2** (1998) 231.
- 2) G. 't Hooft: arXiv: gr-qc/9310026; L. Susskind: J. Math. Phys. **36** (1995) 6377.
- 3) J. Polchinski: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4724.
- 4) G. Policastro, D. T. Son and A. O. Starinets: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 081601.
- 5) S. Hartnoll, P. Kovtun, M. Mueller and S. Sachdev: Phys. Rev. B **76** (2007) 144502.
- 6) S. Ryu and T. Takayanagi: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 181602.

高柳 匡 (京都大学基礎物理学研究所)

(2013年8月29日原稿受付)

<sup>\*1</sup> 逆に、ド・ジッター時空のように正の曲率を持つ時空を考えることもできると思うかもしれない。しかしその場合には、ブラックホールの質量に上限があるなど別の問題も生じ、話しが余計に難しくなる。

<sup>\*2</sup> 一般次元では、 $d+1$ 次元の重力理論= $d$ 次元の共形場理論となる。

<sup>\*3</sup> 正確には、動的指数 (dynamical exponent) が1のクラスに相当。

<sup>\*4</sup> 正確には、Dブレーンに近づく極限をとる必要がある。

## 反応理論から探るバリオン励起状態



鎌野 寛之

大阪大学核物理研究センター



松山 晶彦

静岡大学理学研究科



中村 聡

大阪大学理学研究科



佐藤 透

大阪大学理学研究科

原子核を構成する核子（陽子，中性子）や核力を担う $\pi$ 中間子は，ハドロンと呼ばれる複合粒子の一種である。核子や $\pi$ 中間子以外にも，内部自由度の励起モードや構成要素であるクォークの種類（フレーバー）に対応して多数のハドロンが存在する。

これまでに，約300種類のハドロンが，加速器を用いたハドロン反応実験を通じて確認されている。最近では，電子・光子ビームをプローブとする中間子生成反応実験の進展にともない，従来のハドロンの質量スペクトルから，電磁形状因子などハドロン励起状態のクォーク・グルーオンサブ構造に迫る研究へと進みつつある。今日，この研究分野はハドロン分光と呼ばれている。<sup>1)</sup>

ハドロン分光の研究は，E. Fermiらの $\Delta(1232)$ バリオンの発見（1952年）に始まる。<sup>2)</sup>以後，次々に発見されたハドロンのうち，基底状態の性質はクォークのもつスピン・フレーバー対称性により系統的に説明される。励起状態の質量スペクトルについても，ハドロンをクォーク少数粒子系の束縛状態とする構成クォーク模型に基づいて，スペクトルのおおよその振る舞いを理解することができる。

しかし，構成クォーク模型をはじめ，ハドロン構造模型の多くは，励起状態を安定粒子とする“静的なハドロン”の描像をとっている。一方，散乱実験で観測されるハドロン励起状態のほとんどは， $10^{-22}$ 秒ほどでより質量の小さい複数個のハドロンに

崩壊する，非常に不安定な共鳴状態である。このような共鳴状態は，ハドロン連続状態の成分を多く含んでいる筈である。実際，電磁形状因子の研究が進むにつれ，単純なクォーク模型では理解できない現象が見つかってきた。

このために，“共鳴状態としてのハドロン励起状態”という観点が導入された。著者らは，散乱振幅の2体及び3体ユニタリ性を満たしつつ，ハドロン連続状態を含む様々な共鳴状態の解析を可能とする動的チャンネル結合模型（DCC模型）を開発した。この反応模型を用いて，光子・ $\pi$ 中間子ビームによる陽子を標的にした中間子生成反応の解析から，核子共鳴のスペクトルや電磁形状因子が得られ，共鳴状態の詳細な理解が進みつつある。

DCC模型は，今後，さらに高励起核子共鳴状態，重いクォークを含む系，中間子共鳴にも応用され，量子色力学（QCD）の非摂動論的事象を解明することが期待される。

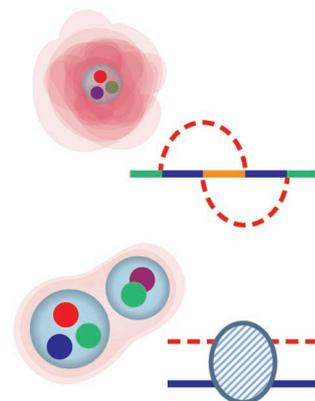
### —Keywords—

#### ハドロン：

クォークやグルーオンから構成される広がりをもつ複合粒子。中間子（メソン）と重粒子（バリオン）に大別される。

#### ハドロンの励起状態：

ハドロンはスピン，パリティやフレーバーなどの量子数により特徴づけられる。例えば，バリオンではスピン1/2，パリティ+の最も質量が小さい状態をここでは基底状態と呼び，それ以外を励起状態と呼ぶ。それらは基底状態のハドロンの内部構造が変化したものと考えられる。



バリオンは，クォーク3体系と考える裸の状態に加え，ハドロンの雲の成分をもつ。バリオンの質量が強い相互作用により崩壊するしきい値を越えると，共鳴状態となり，波動関数は散乱状態の成分をもつ。動的チャンネル結合模型はこれらを統一的に扱う。

## 1. はじめに

90年代後半あたりから稼動を始めた、光子や電子をプローブとした加速器実験施設 (JLab, CBELSA, LEPS/SPRING-8, MAMI など) から、陽子や原子核を標的にした中間子生成反応の微分断面積やスピン偏極量について、高統計かつ広範囲の運動学的領域を網羅するデータが報告されるようになった。<sup>1)</sup> これらのデータに基づいたハドロン の質量スペクトル、内部構造、生成機構、相互作用などの研究は、クォーク・グルーオンのダイナミクスをつかさどる量子色力学 (Quantum Chromodynamics; QCD) の非摂動的な物理の解明につながると期待されている。今日、この研究分野はハドロン分光 (hadron spectroscopy) という名前で知られている。<sup>1)</sup> ハドロン の質量スペクトルをはじめ、エキゾチックなハドロン のシグナルや、電磁形状因子などハドロン の構造に関わる物理量を、実験データから如何に抽出するかが、現在のハドロン分光研究における中心的な課題となっている。

ハドロン分光の研究は、E. Fermi らによる  $\Delta(1232)$  バリオン の発見 (1952年) までさかのぼる。<sup>2)</sup> ハドロン は、その質量とともに、スピン、パリティに加え、アイソスピン、ストレンジネス、チャームなどのフレーバー量子数で特徴づけられる。質量が小さいハドロン の質量スペクトルや磁気モーメントなどは、クォークのスピン・フレーバー対称性をういた群論的手法により、系統的に説明された。また、ハドロン をクォーク少数粒子系の束縛状態とする構成クォーク模型<sup>3)</sup> は、クォークの内部状態が励起した束縛状態として、励起ハドロン を予言する。この模型は、様々な改良を加えられながらも、長い間主導的役割を果たしてきた。QCD からの基礎づけは自明ではないけれども、構成クォーク模型は、質量スペクトルの大域的な振る舞いを理解するうえで大きな成功を収めている。一方で格子 QCD の第一原理計算によるハドロン励起スペクトルの研究が近年活発に進められている。最近の格子 QCD 計算で得られたバリオンスペクトルは、構成クォーク模型と非常に類似していることが指摘されている。<sup>4)</sup> 対称性に支配される基底状態に対し、励起状態ではハドロン を構成する自由度がより動的な役割を果たし、予言される質量スペクトルにはハドロン模型の特徴が現れてくる。このため、ハドロン励起状態は、様々な有効模型によるハドロン描像を検証する場となっている。

構成クォーク模型をはじめ、ハドロン励起状態を記述する有効模型の多くは、励起状態を安定粒子とする“静的なハドロン”の描像をとっている。しかしながら、これらのハドロン は中間子や光子をプローブとする反応において共鳴状態として現れる。たとえば核子共鳴<sup>\*1)</sup> は、一般に 100

MeV 以上の幅をもち、複数個のハドロン に崩壊する短寿命の状態である。そのような共鳴状態は、“静的なハドロン”の描像からはかけ離れ、ハドロン連続状態の成分を多く含んでいると予想される。

核子励起状態の構造とハドロン連続状態の関わりに注目した、中間子生成反応と核子共鳴の解析が始まるきっかけとなったのは、 $\Delta(1232)$  を励起する  $\pi$  中間子光生成反応の研究である。<sup>5)</sup>  $\Delta(1232)$  は、アイソスピン 3/2、スピン 3/2、パリティ+の量子数をもつ、質量 1232 MeV、崩壊幅が約 115 MeV の共鳴状態である。他のバリオン共鳴を凌駕して最も強く励起され、 $\pi$  中間子と核子にほぼ 100% の分岐比で崩壊する。このクリーンな性質により、 $\Delta(1232)$  はハドロン分光研究においていつも最初に語られる共鳴状態である。構成クォーク模型では、核子から  $\Delta(1232)$  への光励起は、核子に含まれる構成クォークのスピン・アイソスピンを反転する磁気双極子遷移によって引き起こされる。構成クォーク模型の成功の象徴である核子磁気モーメントと同様に、この遷移もうまく説明されることが期待されていた。ところが、 $\pi$  中間子光生成反応の解析から得られた  $N \rightarrow \Delta$  電磁遷移の結果は予想に反するものであった。構成クォーク模型では、実験データの解析から得られた遷移強度が再現できないことが判明したのである。構成クォーク模型における遷移強度の不足は、 $\Delta(1232)$  がハドロン連続状態と結合することでもたらされる“中間子の雲”の効果によって説明できることが示された。「 $\Delta(1232)$  はクォーク・グルーオンで作られる核を中間子の雲が纏う」という (図 1 左) 描像は、定量的には模型に依存したものではあるけれども、バリオン共鳴の存在形態を記述するものとして大変有用である。これをさらに推し進め、ハドロン の分子的な共鳴状態 (図 1 右) が形成される可能性も議論されている。例えば、 $\bar{K}N$  の不安定束縛状態としての  $\Lambda(1405)$  や  $K\bar{K}$  共鳴の  $f_0, a_0$  などはハドロン分子的な共鳴と考えられ、カイラル模型による研究が盛んに行われている。<sup>6)</sup> それぞれのハドロン共鳴がどのような存在形態となっているかは、質量スペクトルに加え、ハドロン の内部構造に密接した形状因子などの物理量を調べることで明らかになると期待される。

この解説では、ハドロン分光のなかでも核子共鳴に焦点をしぼり、反応模型を用いた中間子生成反応の解析を紹介

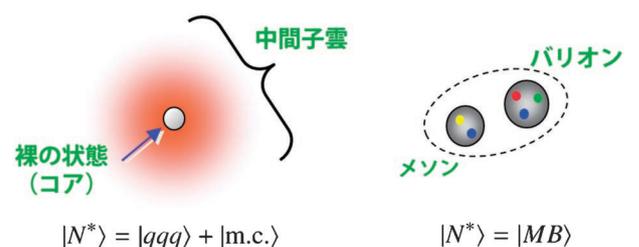


図 1 動的チャンネル結合模型が描く核子共鳴の構造。左：クォークグルーオンの核 ( $qqq$ ) がメソンの雲 ( $m.c.$ ) を纏った状態。右：メソン ( $M$ )・バリオン ( $B$ ) の分子的状態。

\*1 陽子と中性子は性質がよく似ているので、総称して核子という。アイソスピンは、陽子と中性子を核子の異なる内部状態とする量子数として導入された。核子の励起状態には、アイソスピン 1/2 の  $N^*$  と 3/2 の  $\Delta$  がある。ここでは、これらを総称して核子共鳴と呼ぶ。

する。核子共鳴は幅が非常に大きく、幅に比べ狭いエネルギー領域に多くの共鳴が存在するという、他の物理系(原子核、原子スペクトル等)には見られない特異な共鳴系を形成する。そのため、断面積のピークは必ずしも核子共鳴の存在を示しているわけではなく、共鳴状態の質量、分岐比などの共鳴パラメータは、中間子生成反応の詳細な部分波解析を通して初めて得られることになる。これまで、ハドロン反応の解析を通して共鳴状態の情報を引き出す際には、解析に用いられる反応モデルの依存性をできるだけ排除したいという考え方が主流であった。しかし、ハドロン励起状態の構造の本質に迫るうえで反応の動的効果が無視できないことが分かってくるにつれ、反応過程を適切にモデル化した理論的手法に基づき、“共鳴状態としてのハドロン励起状態”という観点からハドロン分光を改めて進める必要があることが近年広く認識されるようになった。本稿では、まず中間子生成反応を包括的に記述する反応モデルについて説明する。次に、中間子生成反応の解析で得られた部分波振幅から、核子共鳴の情報を抽出する方法について簡単に解説する。解析から得られた核子共鳴のスペクトルを紹介し、最後に反応のダイナミクスがこれらの物理量の理解において果たす役割について、最近明されつつある興味深い結果を紹介する。

## 2. 中間子生成反応データの解析

### 2.1 動的チャンネル結合 (DCC) 模型

核子共鳴の情報は、主に光子や $\pi$ 中間子ビームと標的陽子の中間子生成反応の部分波解析から得られる。核子共鳴が存在するエネルギー領域での、光子-陽子反応における中間子生成全断面積を図2に示す。光子の実験室系エネルギーが0.3 GeV以下の領域では、最も質量の軽い中間子である $\pi$ 中間子が1つ生成される反応のみがエネルギー的に可能である。より高いエネルギー領域になると、 $\pi$ 中間子が2つ生成される反応( $\gamma p \rightarrow \pi\pi N$ )が支配的になる。それに加え、 $\eta N$ ,  $K\Lambda$ ,  $K\Sigma$ ,  $\omega N$ といった、様々な種類の中間子やストレンジネス量子数をもつバリオンのハイペロンも、 $\pi$ 中間子と同程度の頻度で生成されるようになる。共鳴のシグナルの強さは終状態に依存して大きく異なることが期待されるので、図に示されたような中間子生成反応を包括的に解析することが重要になる。

したがって、核子共鳴の解析に用いる中間子生成反応モデルは終状態への遷移を包括的に取り扱えるものでなければならない。そのような解析を可能にする反応モデルを構築するうえで最も重要な指導原理は、確率の保存を保証するS行列のユニタリ性である。始状態チャンネル $a$ から終状態チャンネル $b$ へ遷移する散乱エネルギー $E$ の振幅 $T_{ba}(E)$ に対して、ユニタリ性は次の非線形な関係式(光学定理)を与える。

$$T_{ba}(E) - T_{ba}^\dagger(E) = -2\pi i \sum_c T_{bc}^\dagger(E) \delta(E - E_c) T_{ca}(E). \quad (1)$$

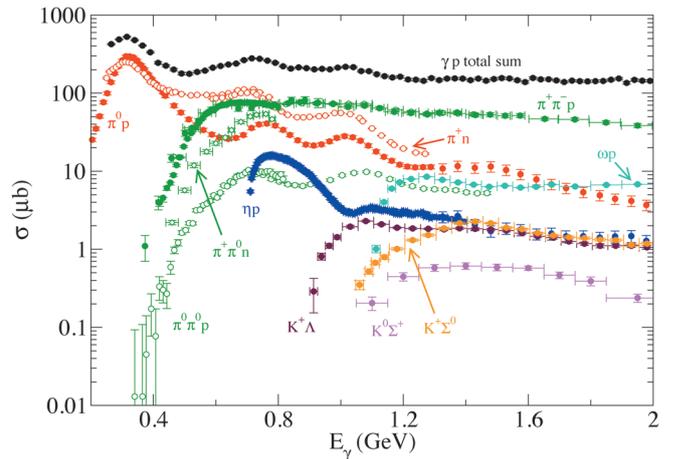


図2 核子共鳴領域における陽子標的の中間子光生成反応の全断面積。横軸：実験室系における光子エネルギー。(断面積のデータベースは東北大学中間エネルギー核物理研究室から提供。)

この関係式は、単に反応過程における確率の保存を保証するだけでなく、振幅 $a \rightarrow b$ におけるチャンネル結合 $a \rightarrow c \rightarrow b$ の重要性を示し、さらには、散乱振幅の分岐点などの解析的構造を規定する重要な関係式である。

ユニタリ条件(1)を満たす反応モデルはいくつか提唱されているが、ここでは、核子共鳴の性質に対する反応ダイナミクスの役割を調べるのに最も適している、動的チャンネル結合 (Dynamical Coupled-Channels; DCC) 模型を用いる。<sup>7)</sup> 出発点となるハミルトニアンには、“裸の”核子励起状態( $N_0^*$ )及び $MB = \pi N$ ,  $\eta N$ ,  $K\Sigma$ ,  $K\Lambda$ ,  $\pi\pi N$ のFock空間を取り入れる。(  $N_0^*$ の詳細については後述。)運動エネルギー項( $H_{N_0^*}^0, H_{MB}^0$ )と各状態間の相互作用項( $V_{N_0^*, MB}, V_{MB, M'B'}$ )から構成される現象論的な模型である。

$$H = H_{N_0^*}^0 + H_{MB}^0 + V_{N_0^*, MB} + V_{MB, M'B'}. \quad (2)$$

ここで、メソン-基底状態バリオンの相互作用 $V_{MB, M'B'}$ は、カイラル有効ラグランジアンを元に導かれる有効相互作用である。<sup>8)</sup> 有効相互作用は散乱エネルギーに依存せず、これにより散乱振幅のユニタリ性(1)が容易に満たされる定式化となっている。

自由ハミルトニアン((2)式の第1項)で導入した $N_0^*$ 状態は、メソン-バリオンの連続状態との結合がないとき、安定粒子として存在しうる核子励起状態を表し、裸の核子励起(裸の $N^*$ )状態と呼ぶことにする。裸の $N^*$ 状態は、相互作用 $V_{N_0^*, MB}$ を通してメソン-バリオンの連続状態と結合し、崩壊幅をもつ共鳴状態となる。このタイプの共鳴状態は、図1左のような裸の $N^*$ に中間子の雲が纏わりついた状態に対応すると考える。一方、図1右のようにメソン-バリオンの分子的状态が核子共鳴として出現する可能性もある。この状態は、ここではメソン-バリオンの相互作用 $V_{MB, M'B'}$ の繰り返しによる非摂動効果によって生じることになる。このように、このDCC模型では図1のいずれの共鳴状態の描像も統一的に記述する枠組みとなっている。実際の共鳴

状態は二つの描像の重ね合わせになっていると考えられる。それぞれの共鳴状態が実際にどのような存在形態であるかは、DCC模型を用いた実験データの解析を通して調べていくことになる。中間子雲の成分は、基底状態の核子にもあるが、ここでは、現象論的な形状因子を相互作用に導入することで核子の広がりを考慮している。

散乱方程式を導く際、核子共鳴の主要崩壊チャンネルである  $\pi\pi N$  の3体連続状態と、2体連続状態が結合した系の散乱問題を取り扱うために、工夫が必要になる。ここで、核子共鳴はほとんどの場合、不安定粒子を含む準二粒子状態 ( $\pi\Delta, \rho N, \sigma N$ ) を経由して  $\pi\pi N$  チャンネルに崩壊することに着目する。つまり、 $\pi\pi N$  チャンネルは、 $\pi\Delta, \rho N, \sigma N$  から、それぞれ  $\Delta \rightarrow \pi N, \rho, \sigma \rightarrow \pi\pi$  を経て遷移するという描像である。このことを踏まえて、Feshbachの射影演算子の方法<sup>9)</sup>を利用して  $\pi\pi N$  状態を消去し、取り扱いが容易な2体系の有効散乱方程式として定式化する。このとき消去された  $\pi\pi N$  状態の効果は、新たな有効相互作用として取り入れられる。この有効相互作用は図3のダイアグラムのように表される。図3左は不安定粒子の自己エネルギー型の寄与を表し、二体グリーン関数に取り入れられる。一方、粒子交換相互作用(図3右)はZ型ポテンシャルと呼ばれる。どちらも3体連続状態のカットを含むが、Z型ポテンシャル項には数値計算上厄介な振る舞いをする、3体問題ではよく知られた月形特異性を含む。ここではスプラインの方法を用いて処理した。<sup>7)</sup>

最終的に、DCC模型における中間子生成反応の部分波振幅は、準安定状態を含む計8つの2体チャンネル ( $\gamma N, \pi N, \eta N, \pi\Delta, \rho N, \sigma N, K\Lambda, K\Sigma$ ) を取り入れたチャンネル結合方程式の解として与えられる：

$$T_{\beta,\alpha}(p', p; E) = \bar{V}_{\beta,\alpha}(p', p; E) + \sum_{\gamma} \int_0^{\infty} dq q^2 \bar{V}_{\beta,\gamma}(p', q; E) \times G_{\gamma}^0(q; E) T_{\gamma,\alpha}(q, p; E), \quad (3)$$

ここで、添字の  $\alpha, \beta, \gamma$  は部分波及びメソン-バリオンのチャンネルを指定する。  $p, p', q$  は重心系の粒子の運動量、  $G_{\gamma}^0(q; E)$  はメソン-バリオンの2体グリーン関数である。また  $V_{MB, M'B'}$  にZ型ポテンシャルと裸の  $N^*$  のボルン項を加え  $\bar{V}_{\beta,\alpha}$  とする。方程式(3)に  $\pi\pi N$  チャンネルは陽に現れない。

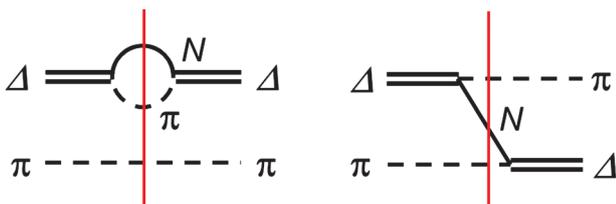


図3 三体  $\pi\pi N$  チャンネルによるユニタリーカット(赤い縦線)が含まれる、エネルギーに依存する中間子交換機構。左図は  $\pi\Delta$  チャンネルのグリーン関数における自己エネルギー、右図は核子交換による  $\pi\Delta$ - $\pi\Delta$  間遷移を表すZ型ポテンシャル。

いが、得られた振幅  $T_{\beta,\alpha}$  は、有効相互作用(図3)を介して、3体ユニタリ性を厳密に満たす。一方、ここで用いたユニタリ性と実用性に重きをおいた反応理論は、ローレンツ共変性、ゲージ不変性などの要請を満足しない。これらの対称性はボルン近似においてのみ満たされている。このことは、3次元化した多粒子系における散乱理論につきまとう難しい問題として知られている。ここでは電流時間成分を用いて縦波電流とする最も簡単なレシピを用いて、電流の保存を満たしている。

## 2.2 中間子生成反応のデータ解析

ハミルトニアン(2)には、 $N^*$ の質量や崩壊結合定数、メソン-バリオン間相互作用に含まれる結合定数や形状因子などの模型パラメタが含まれる。本来、これらは微視的なハドロン構造模型から導かれるべきものであるが、ここでは実験データの解析から現象論的に決定する。

解析の対象とするデータは、現在入手可能な核子共鳴領域における光子、 $\pi$ 中間子を入射粒子とする陽子標的による中間子生成反応 ( $\gamma p, \pi p \rightarrow \pi N, \eta N, K\Lambda, K\Sigma$  反応)の微分断面積及びスピン偏極量である。<sup>10)</sup> データは刻々と更新されているが、我々の解析に含めたデータの総数は現時点でおよそ22,000個である。これに対して模型パラメタは380個ほどあり、このうち約80個が基底状態のメソン-バリオン間相互作用に関連したパラメタで、残りが裸の  $N^*$  の質量や結合定数である。DCC模型を構築するには、スパコンを利用した多次元パラメタ空間における注意深い  $\chi^2$  解析が要求され、最も骨の折れる部分である。具体的な手順としては、最初に  $\pi$ 中間子ビームによる反応のみの包括的解析を行い、強い相互作用に関連する模型パラメタをまず決定する。次に、光子ビームによる反応のみの解析から電磁相互作用関連のパラメタを決定する。最後に、パラメタの値がほぼ決まってきたところですべての反応を同時に含めた  $\chi^2$  解析を行い、パラメタの最終的な微調整を行う。ここでは、現状で得られている模型による結果<sup>10)</sup>のごく一部

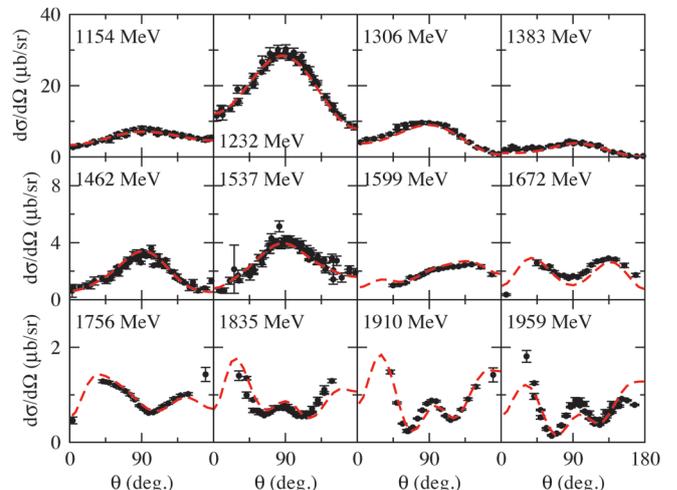


図4  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  反応の非偏極微分断面積。DCC模型(赤線)と実験データ(黒)の比較。各パネル内の数字は重心系での散乱全エネルギー。

を示す。図4では  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  反応の実験値との比較を示した。DCC 模型はデータをよく再現しているといえる。

### 2.3 他のグループの中間子生成反応解析

ここで、中間子生成反応解析による核子共鳴研究の情勢を簡単にまとめておく。<sup>11)</sup> Jülich や Dubna-Mainz-Taipei のグループは、DCC 模型と同様な方法を用いて精力的に研究を行っている。ただし、3体ユニタリティを取り入れ、光反応を含む包括的な解析を行ったグループは我々だけである。一方、“K 行列の方法”を用いて George Washington 大学 (GWU/VPI)、あるいは Bonn-Gachina のグループが活発に解析を行っている。また MAID や JLab-Yecheon グループは、ユニタリ・アイソバー模型を用いて光子・電子ビームによる電磁反応の解析を行っている。K 行列は T 行列と以下の関係で結ばれる。

$$T_{ba}(E) = \sum_c K_{bc}(E) (1 - i\rho K(E))_{ca}^{-1}. \quad (4)$$

K 行列がエルミートであれば、ユニタリ条件 (1) は自明に満たされる。これを利用し、“K 行列の方法”では、現象論的にパラメトライズした K 行列を用いる。散乱振幅はチャンネル数程度の次元の逆行列計算で得られるため、比較的計算コストを要せずに高速な解析ができる。一方で、微視的相互作用模型から散乱振幅を構築しているわけではないので、共鳴の構造やその物理的起源などに立ち入ることはしない立場である。それが、反応過程と共鳴の構造の関わりを調べていこうとする我々の DCC 模型とは大きく異なる点である。

### 3. 共鳴パラメタ

部分波散乱振幅は共鳴付近のエネルギー領域で Breit-Wigner 型で表される。

$$F(E) = \frac{R}{E - M + i\Gamma/2} + B(E). \quad (5)$$

共鳴状態は、質量  $M$  (共鳴エネルギー)、幅  $\Gamma$  及び結合定数  $R$  で特徴付けられる。共鳴エネルギーは、弾性散乱で非共鳴振幅  $B(E)$  の寄与が無視できる理想的な状況では、部分波解析から得られる位相のずれが  $90^\circ$  を切るエネルギーから決められる。しかしながら、実際には手の込んだ手法により核子共鳴のパラメタを抽出しなければならない。

これまで主流であった解析では、核子共鳴のパラメタは、幅や非共鳴振幅に現象論的なエネルギー依存性を取り入れ、Breit-Wigner 型振幅 (5) による振幅データの解析から得られてきた。Particle Data Group (PDG)<sup>12)</sup> において、これは Breit-Wigner パラメタとして載せられている。また、PDG には極パラメタと呼ばれるパラメタも同時に載せられている。本来一致すべき両者の値は、実は大きく隔たっている。これは、核子共鳴領域では、非共鳴振幅の寄与が大きく、一つの部分波に複数の幅の広い共鳴が重なり合って潜んでいる事情による。このため、Breit-Wigner パラメタを用いた解析結果には模型依存性が大きく含まれていると最近で

は考えられている。

ここでは、振幅  $F(E)$  を複素エネルギー  $E$  の関数に拡張し、共鳴を  $F(E)$  の極としてとらえる立場をとる。<sup>13)</sup> Breit-Wigner 型振幅 (5) は極のまわりにおける振幅のローラン展開を表し、共鳴パラメタは振幅の複素エネルギー平面の極  $M - i\Gamma/2$  と留数  $R$  である。量子力学の散乱問題で知られているように、共鳴状態  $|\psi_{res}\rangle$  は外向き球面波の境界条件を課したときの複素エネルギー固有状態 (ガモフ状態) として表現される。例えば、 $\gamma p \rightarrow \pi N$  反応振幅の留数は  $R = \gamma_\pi \gamma_\gamma / 2$  と分離型に表される。 $\gamma_\gamma$  は複素数で、

$$\gamma_\gamma / \sqrt{2} = \langle \psi_{res} | j_{EM} \cdot \epsilon_{\lambda_\gamma} | \psi_p \rangle, \quad (6)$$

と表される。ここで、 $|\psi_p\rangle$  と  $j_{EM}$  はそれぞれ 1 陽子状態と電磁電流、 $\lambda_\gamma$  と  $\epsilon_{\lambda_\gamma}$  はそれぞれ光子の偏極と偏極ベクトルを表す。 $\gamma_\gamma$  は電磁相互作用により核子を励起する遷移形状因子とみなされ、共鳴状態と核子の遷移電流分布を与える。一般に遷移形状因子が複素数となることは奇異に思えるが、束縛状態とは異なり共鳴状態は散乱状態の成分を含んでいることを考えると自然である。

核子共鳴が現れるエネルギー領域では、様々なメソン-バリオンチャンネル ( $\alpha = \pi N, \eta N \dots$ ) が開いている。このとき、弾性散乱を表す Breit-Wigner 型振幅 (5) は、各チャンネルに対する行列に修正され、

$$F_{\beta,\alpha}(E) = \frac{\gamma_\beta \gamma_\alpha / 2}{E - M + i\Gamma/2} + B_{\beta,\alpha}(E), \quad (7)$$

と表される。 $\gamma_\alpha$  は  $N^*$  とチャンネル  $\alpha$  の (複素) 結合定数である。通常  $|\gamma_\alpha|^2$  は  $N^* \rightarrow \alpha$  崩壊の部分幅と解釈され、崩壊の分岐比は  $|\gamma_\alpha|^2 / \Gamma$  と定義される。しかし、このように振幅の留数として定義された部分幅の和は必ずしも全幅にならない ( $\Gamma \neq \sum_\alpha |\gamma_\alpha|^2$ ) ことが知られている。

多チャンネルの反応では、反応のしきいエネルギーを超えるごとに新たなチャンネルが開く。複素エネルギー平面に解析接続された散乱振幅は、各チャンネルのしきいエネルギーで分岐点をもつことになり、複素エネルギー平面 (リーマン面) は“多層化”していく。共鳴極は複素エネルギー平面のあらゆる場所に現れうるが、実エネルギー軸上の観測量に大きな影響を及ぼす極のみが実質的な共鳴状態と同定される。振幅 (7) の表示では、この複素エネルギー平面の解析構造が反映されていないことに注意しておく。後で詳しく述べるように、このような散乱振幅の複雑な多層構造は、シャドー極の存在など核子共鳴生成反応解析に面白い状況を生み出している。<sup>14)</sup>

散乱振幅から共鳴極のパラメタを得るためには、振幅を複素エネルギー平面に拡張する必要がある。DCC 模型では、積分方程式 (3) の積分路を変形し、散乱振幅を解析接続する。<sup>13)</sup> 実エネルギー ( $\text{Im}(E) = 0$ ) の散乱状態では、散乱問題の教科書にあるように、図5(左)に表されるグリーン関数の特異点  $q_0$  ( $q_0$  は on-shell 運動量と呼ばれる) を迂回する積分路を用い、外向き境界条件を満たす散乱振幅が求

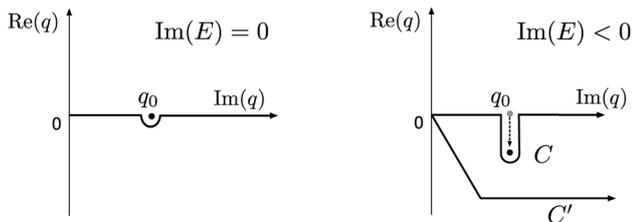


図5 運動量積分. 左図は実エネルギー  $\text{Im}(E) = 0$  の散乱状態, 右図は共鳴状態  $\text{Im}(E) < 0$  における積分路を示す.

まる. 一方, 共鳴状態を探索する場合 ( $\text{Im}(E) < 0$ ), 特異点  $q_0$  は図5(右)のように下半面に移動する. この時, 以下のように積分路を  $C$  (あるいは振幅, 相互作用の解析性から変形が許される積分路  $C'$ ) とし,

$$\int_0^\infty dq \rightarrow \int_C dq, \quad (8)$$

コーシー型積分の積分路変形による解析接続を用いて非物理平面の散乱振幅を得る. 相互作用が3粒子状態によるZ型相互作用を含む場合も, 注意を要するが同様の処方箋をとることができる. これにより, 全ての複素エネルギー平面における共鳴極の存在を探索することが原理的に可能である. しかしながら, メソン-バリオン間有効相互作用にある特異点のために, 実質的に調べることができる複素エネルギー面の領域は限定される. 経路変形による共鳴解析は, 複素スケール法<sup>15)</sup>と呼ばれるものと基本的には同様である.

## 4. 核子共鳴

### 4.1 質量スペクトル

はじめに, 核子共鳴の質量スペクトル (= 共鳴極における複素共鳴エネルギーの実部) を見る. PDGの最新版(2012年版)には, 合計47個(内, 質量が2 GeV以下のものは29個)の状態が掲載されている. PDGは, 各共鳴状態の存在の確からしさについて, 独自に“格付け”を行っている. 多くの解析グループが存在を認める共鳴状態については最高の4つ星が付与され, 存在に関して賛否が分かれる状態ほど付与される星の数が少なくなる. 図6に, DCC模型により得られた振幅の解析より抽出した, 質量が2 GeV以下の核子共鳴の質量スペクトル(実線)を示す.<sup>10)</sup> ここでは, 幅が400 MeVより大きい共鳴は載せていない. 比較のために, PDGが4つ星と3つ星に“格付け”した核子共鳴のスペクトルを, 誤差の幅を付けたバンドとして載せている.

1.6 GeV以下の低励起核子共鳴状態については, 1.2 GeV付近に見られる  $P_{33}$  の  $\Delta(1232)$  は, DCC模型の結果(実線)とPDGのバンドが重なって区別できないほど, どの解析グループの結果も完全に一致する. また, 4つ星状態である負パリティの低励起共鳴状態 ( $S_{11}$ ,  $D_{13}$ ,  $D_{15}$ ,  $S_{31}$ ,  $D_{33}$ ) やローパー (Roper,  $P_{11}$ ) 共鳴と呼ばれる核子の第一励起状態に関する異なる解析グループの結果は, 異なる解析方法・

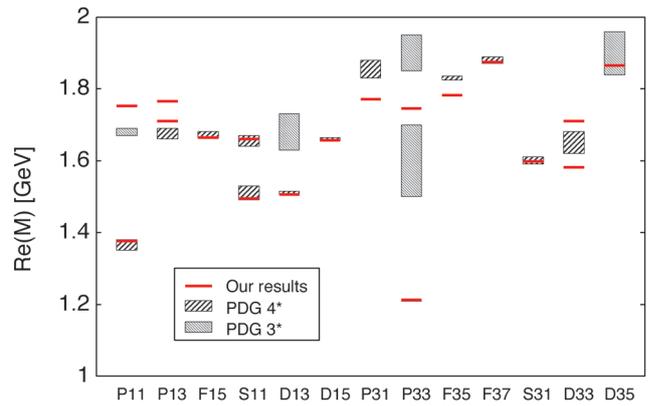


図6 核子共鳴の質量スペクトル. DCC模型(赤線)とPDGが推奨する標準値(箱の大きさは誤差を表す)による共鳴エネルギーの実部. 横軸は励起状態の量子数を  $\pi N$  散乱の量子数アイソスピン  $I$ , 角運動量  $J$ , 軌道角運動量  $L$  を用いて  $L_{2I, 2J}$  と表している. 例えば  $P_{11}$  は  $(J^P, I) = (1/2^+, 1/2)$  を表す.

解析接続の方法を用いているにも関わらず, ほぼ一致している. このようなスペクトルが確立している共鳴状態については, 振幅の留数から得られる電磁遷移形状因子のように, 構造を反映する物理量に研究の興味が向けられている.

一方, 1.6 GeV以上の質量をもつ高励起共鳴状態については状況が異なる. DCC模型の解析ではPDGで4つ星と3つ星に格付けされている励起状態のほとんどは, 質量は多少異なるものの共鳴極は確認できた. 一方高励起状態に多く見られる2つ星と1つ星に格付けされている状態は全く現れなかった. 我々を含め競って解析を行っている, Jülich, Bonn-GatchinaやGWU/VPIグループの解析結果も同様であり, 1つ星, 2つ星共鳴やいくつかの3つ星共鳴については, その存在も確かとは言えない状況である.

このような, シグナルの弱い高励起共鳴状態のエネルギー領域では,  $\pi N$  チャンネルだけでなく,  $\pi\pi N$ ,  $\eta N$ ,  $K\Lambda$ ,  $K\Sigma$ ,  $\omega N$ , ... といった非弾性チャンネルが開いている. 星の数が少ない共鳴状態は, これら非弾性チャンネルに強く結合している可能性があり, 本解説で紹介しているような, 非弾性チャンネルを含めた包括的な解析により核子共鳴状態の情報を引き出していくことが必要である. このような解析が本格的に行われるようになったのは, 我々の仕事を含め比較的最近のことであり, 今後このアプローチが進展していけば, 高励起共鳴状態の核子励起スペクトルが次第に確定してくると期待される.

次に, この解析で見つかった核子共鳴状態の幅 (= 複素共鳴エネルギーの虚部の-2倍) は, 100-400 MeVであった. また, ほとんどの核子共鳴状態が  $\pi\pi N$  チャンネルに最も大きい分岐比をもつことも特徴である. このことから,  $\pi p \rightarrow \pi\pi N$  や  $\gamma p \rightarrow \pi\pi N$  反応の実験データが高励起共鳴状態における不確定さを解決する鍵の一つになると期待される. しかしながら, とりわけ  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  反応については, 1.6 GeV以上のエネルギー領域で部分波解析に利用できるデータは現時点では皆無とってよく, 核子励起状態の質量スペクトルを確立するうえで大きな障害となっている. これに関

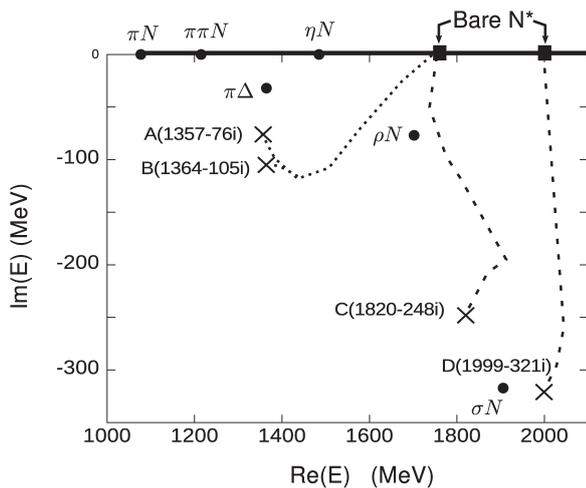


図7 複素エネルギー平面上における  $P_{11}\pi N$  散乱振幅の極 (A, B, C, D). 極の実部 (虚部の  $-2$  倍) は  $P_{11}$  共鳴状態の質量 (幅) に相当する.

して、茨城県東海村に建設された大強度陽子加速器施設 (J-PARC) では現在  $\pi$  中間子ビームを用いたハドロン反応実験が推し進められており、 $\pi\pi N$  チャンネルをはじめとする様々な非弾性チャンネルの  $\pi N$  反応の測定を通じた核子共鳴状態の質量スペクトル確立への貢献が大いに期待される (例えば J-PARC E45 実験<sup>16)</sup>).

#### 4.2 共鳴状態の起源と多チャンネル反応のダイナミクス

DCC 模型から得られた、共鳴状態の質量・幅に対する反応過程のダイナミクスの大きな役割が端的に現れる例を紹介する.<sup>17)</sup> 図7は、核子と同じスピン-パリティをもつ  $P_{11}$  部分波振幅の共鳴極の位置を示したものである. ここで、 $\times$ 印は解析の結果見つかった4つの共鳴極の位置を表す. (点線 ( $\eta N$  物理平面), 破線 ( $\eta N$  非物理平面) はハドロン連続状態との結合を人為的に徐々にゼロから強めていった際の極の軌跡を示す.) これに対し、黒四角はこの模型において導入した2つの“裸の”核子励起状態の質量の値を示している. また黒丸はそれぞれのチャンネルのしきいエネルギーを表し、複素エネルギー平面上での散乱振幅の分岐点を表している. この裸の核子励起状態は、散乱状態との結合を無視した静的なハドロン模型から得られる核子励起状態に対応すると考えられる. 以下では、静的なハドロン模型に基づいたバリオン励起状態と、散乱に現れる共鳴状態の極の関係を示唆する共鳴の数と共鳴エネルギーに関する興味深い結果について言及したい.

第一に、模型に導入された裸の核子励起状態の個数と、散乱振幅に現れる共鳴極の個数は一般に異なるということである. 実際、 $P_{11}$  部分波では裸の状態二つに対し、共鳴状態が三つ出現している. (後に説明するように、共鳴極 A と B は一つのローパー共鳴と考えている.)

共鳴状態が生成される典型的な機構として二つ考えられる. ひとつは安定粒子として導入した裸の核子励起状態が“種”として存在し、それが連続状態と結合することによって共鳴状態になる場合. もうひとつは基底状態のメソン

とバリオンが散乱過程を通じて準束縛状態 (分子的共鳴状態) を形成する場合である. このことから、裸のバリオン励起状態2つと分子的共鳴状態で都合3つの共鳴が生じるという解釈も可能であろう. しかしながら、少なくともこの DCC 模型では、分子的共鳴状態に起因するものは存在しなかった.

一方、多チャンネル反応のダイナミクスにより、単一の裸の状態から複数の共鳴極が異なるリーマン面上に出現する、という現象は古くから知られている. 通常、それらの共鳴極の一つだけが物理現象に影響を及ぼす. しかし、反応のダイナミクスに依存して、まれに一つ以上の共鳴極が実エネルギーの散乱振幅に強く影響を及ぼす場合がある. このような現象は、ハドロンや原子核の共鳴状態において数例しか報告されていない. ここで現れた  $P_{11}$  共鳴状態は、このような多チャンネル反応の機構で現れたものと考えられる. この結果は、静的なハドロン構造模型の予言するハドロン励起状態と散乱振幅から抽出された共鳴状態との間に、単純な一対一対応が成り立たない可能性があることを示している.

第二に、ローパー共鳴が存在すると考えられている領域に、エネルギー的にほとんど縮退した共鳴極が二つ存在することが分かった (図7の極Aと極B). 詳しい解析から、これら二つの極は、もともと一つの共鳴極だったものが  $\pi\Delta$  チャンネルへの結合によって二つの異なるリーマン面の極に分離した、いわゆる極とシャドー極の関係にあることが判明した. エネルギー平面に現れた二つの極はどちらも実エネルギーの振幅に寄与するが、ローパー共鳴は一つと考えている.

最後に、裸の核子励起状態の情報は模型依存性が大きく、さらなる検討が必要であるが、反応のダイナミクスによって、大きな質量のシフトが生じる可能性があることを指摘しておく. 裸の状態の質量とローパー共鳴極の実部の値との差は  $300\sim 400$  MeV 程度あることが分かる. この差は反応チャンネルとの強い結合に起因するので、静的なハドロン模型の枠内では通常考慮されていない. 例えば Dyson-Schwinger 方程式に基づく静的なハドロン模型から得られた  $P_{11}$  の第一励起状態は、実際のローパー共鳴極の (実部の) 値ではなく裸の核子励起状態に近い質量を予言している. 静的なハドロン構造模型を極の値を用いて検証する場合には、注意を要することを示している.

多チャンネル反応のダイナミクスは核子共鳴状態の質量や共鳴の構造に大きな影響を与える. 静的なハドロン模型が与える核子励起状態と現実の核子共鳴状態の間には隔たりがあり、そのギャップを埋めるためには、ハドロン模型と反応理論と組み合わせた研究が不可欠である.

#### 4.3 電磁形状因子

電磁形状因子は、仮想光子が運ぶ4元運動量移行  $Q^2$  の関数として、様々な距離スケールにおける共鳴状態の電流分布や共鳴状態の広がりを教えてくれる、共鳴状態の構造

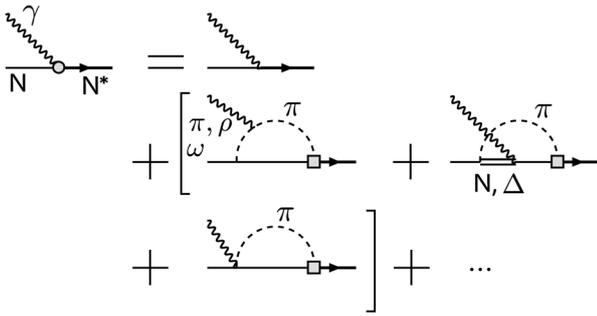


図8 DCC 模型における核子共鳴の形状因子.

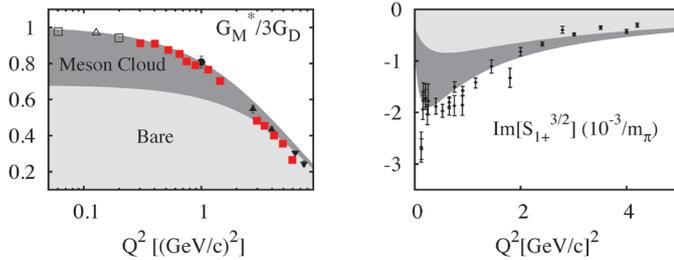


図9  $N$ - $\Delta$ 磁気双極子遷移形状因子, 電気的四重極形状因子. 裸の核子励起状態 (薄い灰色, Bare) と中間子雲 (濃い灰色, Meson Cloud) の寄与の和で与えられる.  $\blacktriangle$ ,  $\blacksquare$ などは実験データを表す.

に敏感な量である.

核子共鳴の遷移形状因子は, 中間子生成振幅の留数 (6) として得られる. DCC 模型を用いて形状因子への寄与を分解してみると, 図8に示すように, 裸の共鳴状態からの寄与 (右辺最初のダイアグラム) とメソン-バリオン連続状態と結合することで生じる中間子雲の寄与 (鍵括弧内のダイアグラム) からなる. 図9には, DCC 模型による  $N$ - $\Delta$  (1232) 遷移における, 磁気的双極子と電気的四重極遷移形状因子の結果を示す.<sup>5)</sup>  $Q^2=0$  における裸の  $\Delta$  状態からの寄与 (薄い灰色) は光反応の解析で決めた. これは構成クォーク模型の予言値にほぼ近い. 一方, 中間子反応模型から自動的に決まる中間子雲の寄与 (濃い灰色) は,  $Q^2$  が小さい長距離の領域において, 大きな効果をそれぞれの形状因子にもたらし, 高運動量移行の短距離領域でその寄与は消えていく. 特に変形を表す電気的四重極遷移形状因子では, 当初は予想されていなかった特徴的な  $Q^2$  依存性を与えている. 反応模型が予言する, これらの電磁遷移形状因子の振る舞いは, 2000 年頃から JLab や Mainz を中心に続々得られた, 高精度の  $p(e, e'\pi) N$  反応のデータにより確認されていった. その後, 中間子雲効果の機構については, カイラル摂動論を用いた理論計算からも再確認され, また最近では, 格子 QCD による遷移形状因子の解析も行われるようになってきている.

最近では, 遷移電磁形状因子の精密な議論は高励起の共鳴状態へも可能になりつつある. 現在, 4 つ星共鳴状態である  $P_{11}$ ,  $S_{11}$ ,  $D_{13}$ ,  $D_{15}$  などの電磁遷移形状因子に関しては, JLab の実験グループによる解析結果が報告され,<sup>18)</sup> 動的反応理論による解析も進行中である.<sup>13, 19)</sup> 分子共鳴状態で

あるという可能性が指摘されるローパー共鳴や  $S_{11}(1535)$  などの形状因子がどのような振る舞いをしているかは非常に興味深い.

## 5. 最後に

90 年代後半から活発に測定されるようになった中間子光生成反応の詳細な実験データを背景に, 反応の理論解析の手法も近年著しい発展を見せている. これら実験・理論双方の進展により, 従来定性的な議論に終始せざるを得なかったハドロン分光研究が, より定量性と精密性を兼ね揃えた物理の段階へ到達しつつある. 中間子光生成反応の部分波振幅をあいまいさなく決めるために, 必要な全ての偏極量を測定する“完全実験”や J-PARC におけるハドロンをプローブとした実験, 格子 QCD による第一原理計算によるハドロン構造研究などが進められている. 核子共鳴の研究では, 多くの未解決の問題を残しているが, 実験・理論のさらなる進化により, 未だよく分かっていない高励起核子共鳴状態のスペクトルや構造の理解は着実に進んでいくと期待されている.

一方, 本稿で解説した反応模型の関連分野への応用, 拡張が考えられる. 例えば, 幅の広い核子共鳴とは対照的な, 崩壊幅が小さい (数百 keV-数十 MeV) ストレンジクォークを含むバリオンであるハイペロンや, より重いチャームクォークを含むバリオンの分光は非常に興味深い. これらの共鳴では, 核子共鳴状態のような軽いクォークのみを含むバリオンに比べて, 反応のダイナミクスからくる影響が相対的に抑えられていると考えられる. これらフレーバーの異なるハドロンの分光を総合的に行うことによって, 反応ダイナミクスの背後に隠された低エネルギー QCD の核心に迫ることができると考えられる. また, ニュートリノ反応では, ニュートリノ振動パラメタの決定のために, 広いエネルギー領域にわたる, 高精度な反応理論が求められている. 現在 KEK 理論センター J-PARC 分室において実験・理論双方の研究者による, ニュートリノ原子核標準反応模型構築という課題が進められている.<sup>20)</sup> このために, ハイペロン生成やニュートリノ反応への DCC 模型の応用が始められている.

本稿の内容は, アルゴンヌ国立研究所の T.-S. Harry Lee 博士, 大阪大学の鈴木信彦博士, バルセロナ大学の Bruno Juliá-Díaz 博士との共同研究に基づきます. また, 図2の作成のために実験データベースを快く提供いただいた東北大学中間エネルギー核物理研究室の神田浩樹助教に深く感謝致します.

## 参考文献

- 1) V. D. Burkert and T.-S. H. Lee: Int. J. Mod. Phys. E **13** (2004) 1035; *Electromagnetic interactions and hadron structure*, eds. F. Close, S. Donnachie and G. Shaw (Cambridge Univ. Press, 2007) p.77.
- 2) H. L. Anderson, E. Fermi, E. A. Long and D. E. Nagle: Phys. Rev. **85** (1952) 936.
- 3) C. Amsler, T. DeGrand and B. Krusche: 'Quark model', in J. Beringer, *et al.*

(Particle Data Group): Phys. Rev. D **86** (2012) 010001; [http://ccwww.kek.jp/pdg/2013/reviews/contents\\_sports.html](http://ccwww.kek.jp/pdg/2013/reviews/contents_sports.html)

4) R. Edwards, N. Mathur, D. G. Richards and S. J. Wallace: Phys. Rev. D **87** (2013) 054506.

5) T. Sato and T.-S. H. Lee: Phys. Rev. C **54** (1996) 2660; J. Phys. G **36** (2009) 073001.

6) 兵藤哲雄, 慈道大介: 日本物理学会誌 **67** (2012) 226.

7) A. Matsuyama, T. Sato and T.-S. H. Lee: Phys. Rept. **439** (2007) 193.

8) M. Kobayashi, T. Sato and H. Ohtsubo: Prog. Theor. Phys. **98** (1997) 927.

9) H. Feshbach: *Theoretical Nuclear Physics, Nuclear Reactions* (Wiley, New York, 1992).

10) H. Kamano, S. X. Nakamura, T.-S. H. Lee and T. Sato: Phys. Rev. C **88** (2013) 035209.

11) 部分波振幅がまとめられている. SAID ウェブサイト: <http://gwdac.phys.gwu.edu/>; Bonn-Gachina ウェブサイト: <http://pwa.hiskp.uni-bonn.de/>

12) PDG ウェブサイト: <http://pdg.lbl.gov>

13) N. Suzuki, T. Sato and T.-S. H. Lee: Phys. Rev. C **79** (2009) 025205; C **82** (2010) 045206.

14) R. J. Eden and J. R. Taylor: Phys. Rev. **133** (1964) B1575; M. Kato: Ann. Phys. (N.Y.) **31** (1965) 130.

15) 加藤幾芳, 池田清美: 日本物理学会誌 **61** (2006) 814.

16) K. Hicks and H. Sako, *et al.*: Experimental measurements of  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  and  $\pi N \rightarrow KY$  at J-PARC (J-PARC E45); [http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac\\_1207/pdf/P45\\_2012-3.pdf](http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_1207/pdf/P45_2012-3.pdf).

17) N. Suzuki, B. Juliá-Díaz, H. Kamano, T.-S. H. Lee, A. Matsuyama and T. Sato: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 042302.

18) I. G. Aznauryan and V. D. Burkert: Prog. Part. Nucl. Phys. **67** (2012) 1.

19) B. Juliá-Díaz, H. Kamano, T.-S. H. Lee, A. Matsuyama, T. Sato and N. Suzuki: Phys. Rev. C **80** (2009) 025207.

20) KEK 理論センター J-PARC 分室ウェブサイト: <http://j-parc-th.kek.jp/>, <http://nuint.kek.jp/>

### 著者紹介

鎌野寛之氏: 専門は原子核・ハドロン物理(理論). 最近是非エルミート量子力学に基づく共鳴状態の取り扱いに興味がある.

中村 聡氏: 少数ハドロン系反応模型の構築, 及びそれを通して現象の背後にある物理を視ることに興味がある.

松山晶彦氏: 専門は原子核理論. 少数核子系やハドロン物理に興味がある.

佐藤 透氏: 専門は原子核理論. ハドロン物理, 電弱過程の現象論的解析に興味がある.

(2013年8月24日原稿受付)

## Baryon Resonances and Meson Production Reactions

Hiroyuki Kamano, Satoshi Nakamura, Akihiko Matsuyama and Toru Sato

abstract: Recent precise and systematic data of the photon and electron induced reactions opened an opportunity of new structure studies of the baryon excited states. Extraction of resonance parameters of the light-quark baryon resonances from a systematic analysis of the meson production reactions are reported. Importance of the reaction dynamics on the properties of the excited baryon states is emphasized and possible future developments of the resonance analysis are discussed.

## 応用物理 第83巻 第2号(2014年2月号) 予定目次

特集: 新材料・次世代応用物理

巻頭言: 環境・エネルギー分野における材料開発への期待  
.....内田晴久

解説  
最高効率で進化する有機無機ペロブスカイト太陽電池  
.....宮坂 力  
カーボンナノファイバと低炭素技術.....松本英俊, 谷岡明彦

最近の展望  
太陽熱エネルギーによる水素製造における最近の動向  
.....児玉竜也, 郷右近展之  
全固体型リチウムイオン電池の新展開; 錯体水素化物の応用  
.....宇根本 篤, 他  
人工光合成; 半導体光触媒を用いた水の分解による水素製造  
.....阿部 竜

研究紹介  
産業革新のための実践的計算化学: 低炭素技術への応用  
.....宮本 明, 他  
次世代自動車とスマートエネルギー.....右京良雄

基礎講座: 不透明な内部を可視化する.....西澤典彦

ホッとひといき, ほか  
サブナノ細孔で水素を分離するシリカ膜.....中尾真一  
半導体結晶を曲げてレンズを作る.....森下浩平  
未来を創るプラズマ; ものづくりから医療まで.....堀 勝  
シャボン玉のように作れる細胞膜モデル.....手老龍吾

# LHC 実験 質量 126 GeV を持つヒッグス粒子の発見



田中 純一

東京大学素粒子物理国際研究センター

欧州原子核研究機構 (CERN) において ATLAS 実験と CMS 実験は 2012 年 7 月 4 日に「ヒッグス粒子らしい新粒子を発見した」として合同セミナー及び記者会見を行った。その粒子の性質については十分理解できていないことから学術的な正確さを期すため「らしい」という言葉を補ったが、この研究に携わった多くの研究者にとって約 50 年にわたって探し続けてきた「ヒッグス粒子」発見の歴史的な発表であった。

素粒子の標準理論には 12 種類のフェルミオン (クォークとレプトン)、4 種類のゲージボソン、そして 1 種類のヒッグス粒子、合計 17 種類の素粒子が存在する。この 17 個の素粒子によりこの世界の物質とその間の相互作用が非常に上手く記述できることがこれまでの数々の実験から示されてきた。しかしながら、この 17 個の素粒子の中でヒッグス粒子は唯一その存在が実験で確認されていなかった粒子で、他の素粒子に「質量を与える」メカニズムの証拠となる素粒子である。そもそもゲージ不変性を基本原理としている標準理論では素粒子は一般に質量を持つことができない。そのため  $W/Z$  ボソンや電子等の素粒子が質量を持っているという観測事実は標準理論では説明できないように思えるが、1964 年にピーター・ヒッグスらは、標準理論に自発的対称性の破れを応用することでローカルゲージ不変性を保ちつつ、素粒子に質量を与えることに成功した。これがヒッグス機構であり、その副産物としてヒッグス粒子と呼ばれるスカラー粒子が予言された。したがって、素粒子の質量の起源であるヒッグス粒子を発見することは標準理論を完成させる上で必要不可欠であり、ある意味標準理論において残された最後の、そして最重要

研究テーマであった。

2012 年 7 月、標準理論のヒッグス粒子探索の研究において ATLAS 実験は統計的有意度  $5.9\sigma$ 、CMS 実験は  $5.0\sigma$  の事象超過を質量 126 GeV 付近に発見した。先に述べたようにこの時点では「らしい」という言葉を補っていたが、2012 年 12 月まで取得したすべてのデータを使って研究を進めた結果、2013 年 3 月に結合定数の強さが標準理論と無矛盾であることやスピン・パリティが  $0^+$  であるという強い示唆を得たため、この新粒子は「らしい」がとれて晴れて“a Higgs boson”となった。その根拠となる様々な結果は本文に譲って、ここでは 3 つの結果を挙げる。標準理論のインプットパラメータの一つであるヒッグス粒子の質量は ATLAS 実験  $125.5 \pm 0.2 (\text{stat.})^{+0.5}_{-0.6} (\text{syst.})$  GeV、CMS 実験  $125.7 \pm 0.3 (\text{stat.}) \pm 0.3 (\text{syst.})$  GeV である。標準理論のヒッグス粒子に対する信号の強さ (標準理論であれば 1 となるパラメータ) は ATLAS 実験  $1.33^{+0.21}_{-0.18}$  (125.5 GeV)、CMS 実験  $0.80 \pm 0.14$  (125.7 GeV) で標準理論のヒッグス粒子の信号と無矛盾である。また、この粒子のスピン・パリティについては  $0^+$  に対して  $0^-, 1^\pm, 2^+$  のモデルは 97.8% CL (以上) で排除した。このヒッグス粒子が標準理論のヒッグス粒子かどうかをより精度良く見極めるためには更にデータが必要である。標準理論の素晴らしさをより一層実感するか、それとも標準理論を超えた物理を垣間見るか、LHC 実験の再開が非常に楽しみである。

—Keywords—

## LHC 実験：

ジュネーブ近郊のヨーロッパ共同原子核研究機構 (CERN) にある周長 27 km の陽子-陽子衝突型加速器 Large Hadron Collider (LHC) を用いた実験であり、その中でエネルギーフロンティアの素粒子物理を研究する実験として ATLAS 実験と CMS 実験がある。LHC は 4 つの衝突点を持つ。ATLAS 実験及び CMS 実験は異なる衝突点にそれぞれ検出器を設置し独立に実験を行っている。

## ヒッグス粒子：

素粒子の標準理論で存在が予言される素粒子のうち最後まで未発見であった素粒子。本記事で紹介される LHC 実験 (ATLAS 実験と CMS 実験) がヒッグス粒子を発見した。ヒッグス粒子の発見に伴い、昨年度のノーベル物理学賞を Peter Ware Higgs 氏と François, Baron Englert 氏が受賞した。

## 1. はじめに

2012年7月4日, CERNのATLAS実験とCMS実験は素粒子実験屋が約50年にわたって探し続けてきた「ヒッグス粒子」発見の発表を行った.<sup>1-3)</sup> ヒッグス粒子かどうかについては不確かであったため, 「標準理論のヒッグス粒子探索の研究において発見された新粒子」という位置付けで発表し, 「a Higgs-like particle」として引用された. これがヒッグス粒子であるなら我々はようやく標準理論の枠組み内で予測したすべての素粒子を発見できたことになる.

素粒子の標準理論には12種類のフェルミオン(クォークとレプトン), 4種類のゲージボソン, そして1種類のヒッグス粒子, 合計17種類の素粒子が存在する. ヒッグス粒子はこの標準理論において実験で唯一その存在が確認されていなかった素粒子であり, 他の素粒子に「質量を与える」メカニズムの証拠となる. ゲージ不変性を基本原理としている標準理論では素粒子は一般に質量を持つことができないため,  $W/Z$ ボソンや電子等の素粒子が質量を持っているという観測事実と矛盾しているように見える. しかし, フランソワ・アンブレール, ロバート・ブラウト, ピーター・ヒッグスら<sup>\*1</sup>は, 標準理論に自発的対称性の破れを応用することでローカルゲージ不変性を保ちつつ, ゲージボソンに質量を与えることに成功した.<sup>4)</sup> これがヒッグス機構であり, その副産物としてヒッグス粒子と呼ばれるスカラー粒子(スピン・パリティ $0^+$ )が予言された. また, フェルミオンに対してもカイラル対称性の下で同じ仕掛けを使って質量を与えることができる. フェルミオンとヒッグス粒子の結合は湯川結合と呼ばれ, 標準理論ではその強さはフェルミオンの質量に比例する.

前述したようにATLAS実験とCMS実験はこのヒッグス粒子とみられる新粒子を2012年7月にそれぞれ独立に発見した. その質量は約126 GeVで, 2012年12月まで取得したすべてのデータを使って研究を進めた結果, 2013年3月に両実験グループはこの新粒子の結合定数の強さが標準理論と無矛盾であることやスピン・パリティが $0^+$ であるという強い示唆<sup>5,6)</sup>を得た. この結果を受け, この新粒子は「-like」がとれて晴れて「a Higgs boson」となった. 本記事では7月の発見の内容に触れつつ, 最新のATLAS実験の研究成果を解説する.

## 2. LHCとATLAS・CMS実験

LHC (Large Hadron Collider)<sup>7)</sup>はスイス・ジュネーブ郊外にあるCERNで建設された陽子・陽子衝突型の大型加速器である. 一周27 kmの巨大な加速器が地下100 mにあるトンネルに設置され2010年春から重心系エネルギー $\sqrt{s} = 7$  TeVで本格的に運転を開始した.  $\sqrt{s} = 14$  TeVで実験を行う予定であったが, 2008年の秋に超伝導磁石の結合部分の接続不良で起こった事故<sup>8)</sup>のため本格的な修理を行うま

ではエネルギーを下げて運転を行うことにした. 2010年と2011年は $\sqrt{s} = 7$  TeVでそれぞれ約 $0.04 \text{ fb}^{-1}$ , 約 $5 \text{ fb}^{-1}$ , 2012年は若干エネルギーを上げて $\sqrt{s} = 8$  TeVで運転を行い約 $22 \text{ fb}^{-1}$ のデータを取得した. ピークルミノシティは $7.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ に到達した. 陽子・陽子の非弾性散乱の断面積(約80 mb)を考えるとLHCでは陽子バンチ同士の1度の交差で陽子・陽子の衝突が1度だけではなく複数生じることが分かる. ルミノシティの上昇とともにこの頻度が増え2011年のデータでは平均で9衝突, 2012年では21衝突になった. このような多重衝突を「パイルアップ」と呼ぶ. パイルアップが増えることは一般にデータ解析を困難にするが, モンテカルロ・シミュレーション(MC)を改善することで対応した. 2013年の春より約1.5年間かけて先に述べた接続不良の本格的な修理を行い, 2015年より $\sqrt{s} = 13$  TeVないし14 TeVで運転を再開する予定である.

ATLAS実験とCMS実験はLHCの4つの主実験の中の2つで, 共にヒッグス粒子や超対称性粒子などの発見<sup>9)</sup>を目指した大型国際協同実験である. それぞれ約3,000人の研究者からなる実験グループで, いち早く面白い実験結果を出すという点ではお互いにライバル関係になる. 発見の際も, お互いの結果を知らないまま合同セミナー当日を迎えた. 日本からは17の研究機関・大学から約120名の研究者がATLAS実験に参加し, このヒッグス粒子発見の研究にも多くの人が携わった.<sup>3,6)</sup>

## 3. ヒッグス粒子の生成と崩壊

標準理論のヒッグス粒子はLHCにおいて4つの過程で生成され, 主に5つの過程で崩壊する. 図1にヒッグス粒子の4つの生成過程のファインマン図を生成断面積の大きい順に表す. (a)は2つのグルーオンから重い質量のクォークのループを介してヒッグス粒子が生成されるグルーオン融合過程である. 次に大きい生成断面積を持つVBF (Vector Boson Fusion) 過程 (b)は, 各陽子のクォークからベクターボソンから放出され, それらが融合してヒッグス粒

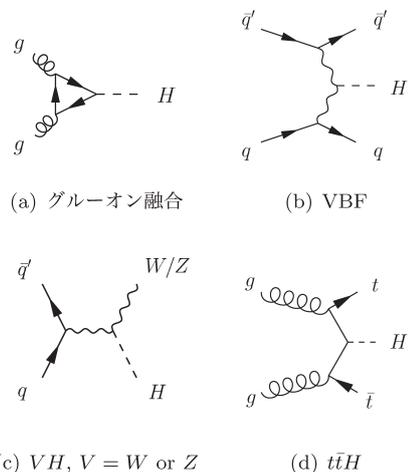


図1 LHCにおけるヒッグス粒子の4つの異なる生成過程.

\*1 本記事で解説するATLAS・CMS実験の結果を受け, 2013年のノーベル物理学賞はアンブレール, ヒッグス両氏に贈られた.

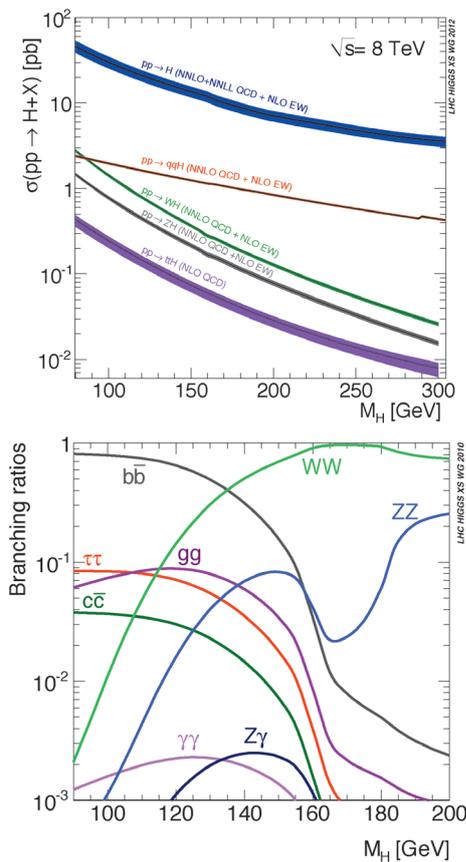


図2 各質量に対するLHC 8 TeVにおける標準理論のヒッグス粒子の生成断面積(上)と崩壊分岐比(下)。

子が生成される。このとき、ベクターボソンを放出したクォークが高い横運動量  $p_T$  を持って前後方向に放出される。これらを2ジェットとして観測することで、この生成過程を積極的に選択することができる。(c)はヒッグス粒子がゲージボソンから放出される  $VH$  過程で、ゲージボソン由来の比較的高い横運動量を持つレプトンやニュートリノ由来の大きな消失横エネルギーが生じる。図2の上図は  $\sqrt{s} = 8$  TeVにおける各生成過程に対するヒッグス粒子の生成断面積を示す。

ヒッグス粒子は生成されると直ちに崩壊するが、今回発見した質量 126 GeV 付近では  $WW$ ,  $ZZ$ ,  $\gamma\gamma$ ,  $b\bar{b}$ ,  $\tau\tau$  等に崩壊する。図2の下図はその崩壊分岐比で、この5つの中では  $b\bar{b}$  が最も大きく、 $\gamma\gamma$  が最も小さいことが分かる。また、この図を眺めると 126 GeV という質量領域は期待されるすべての崩壊モードをLHCで見ることが可能であり、我々研究者にとって非常にラッキーな質量領域である。近い将来、 $Z\gamma$  や  $\mu\mu$  チャンネルにも手が届くはずであり、 $\gamma\gamma$  との対比や質量に比例するという湯川結合の実証が直接可能になる。

#### 4. ヒッグス粒子探索

生成される数だけを考えると  $H \rightarrow b\bar{b}$  が発見に有望なチャンネルにみえるが、実験データを保存するトリガー条件やシグナルとバックグラウンドの分離し易さを考えるとこのチャンネルはどちらの点も不合格である。実際、今回の

発見には生成される数は大したことがないがヒッグス粒子の質量をより正確に再構成可能な  $H \rightarrow \gamma\gamma$  チャンネルと  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  チャンネル ( $\ell$  は電子とミューオン) が活躍した。これらのチャンネルでは質量分布においてバックグラウンドの上にシグナルの鋭いピークを観測することができる。また、トリガー条件をクリアした中で数という点で有利な  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  が第3のチャンネルとして活躍した。解析に用いたデータ量 (7 TeV  $4.6\text{--}4.8 \text{ fb}^{-1}$  + 8 TeV  $20.7 \text{ fb}^{-1}$ ) で、質量  $m_H = 126$  GeV の標準理論ヒッグス粒子はそれぞれのチャンネルを通して約 1,200, 70, 5,500 イベント生成されたことになる。以下、この3つのチャンネルのデータ解析の概略と結果について解説する。

##### 4.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$ チャンネル

このチャンネルでは2つの光子から再構成されるヒッグス粒子の不変質量 ( $m_{\gamma\gamma}$ ) の分解能を向上させることが重要である。そのためには各光子のエネルギーと2つの光子間の角度を精度よく測定することが必要になる。光子間の角度は、各光子の検出した位置は分かっているので光子ペアの生成された位置(生成点)を正確に求められれば決定できる。ATLASではいくつかの情報を多変数解析の手法で組み合わせることで最終的な生成点を決定している。ATLAS特有の情報は、calo-pointingと呼ばれる手法で求めた位置情報である。これは、ATLAS検出器の電磁カロリメータが奥行方向に三層構造であることを利用して、カロリメータのヒット情報のみでビーム軸方向の生成点の位置を決める方法である。この方法はパイルアップに強いという利点があり、質量分解能という点からはこれだけで十分である。ただし、ジェット等の取扱いにおいて荷電粒子と生成点の位置関係を使う場合、生成点の選択自体が問題になる。そのためコンバージョン(光子の物質との相互作用)で生じた荷電粒子(ATLAS検出器では約40%の光子がコンバージョンする)、陽子の残りから生成された荷電粒子の  $p_T^2$  の和や2つの光子と荷電粒子のバランス等の情報を加えてより正しい生成点を求めている。126.5 GeVのヒッグス粒子の質量分布の半値幅は全体で4.2 GeVで、コンバージョンの有無で比較するとコンバージョンが少なくとも1つある場合はそうでない場合と比較して約10%程度悪くなる。

7 TeVと8 TeVのデータから2つの光子を選択して、その不変質量を組むと図3が得られる。  $100 < m_{\gamma\gamma} < 160$  GeVの領域に142,681イベントが観測された。126.5 GeVのシグナルの場合、今回のデータ量で約470イベントのシグナルが残る。観測データを滑らかな関数でフィットすることで見積もったバックグラウンドに対して、126 GeV付近に明らかなイベント超過を確認することができる。

バックグラウンドは複数の物理プロセスから成るが光子のisolation分布等の情報を使ってその構成をデータから見積もることができる。ヒッグス粒子を介さない  $\gamma\gamma$  プロセスが主なバックグラウンドで  $100 < m_{\gamma\gamma} < 160$  GeVの領域で約

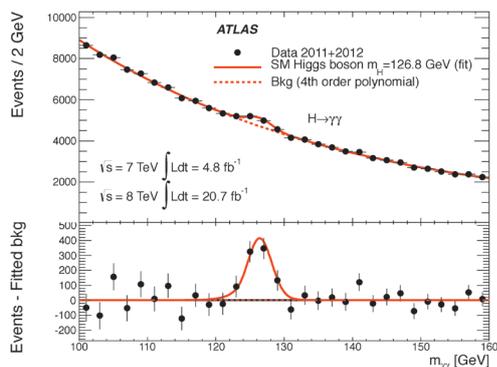


図3 ATLAS 実験の2つの光子から再構成したヒッグス粒子候補の不変質量分布。下図は観測データからフィットで見積もったバックグラウンドを引いた分布。

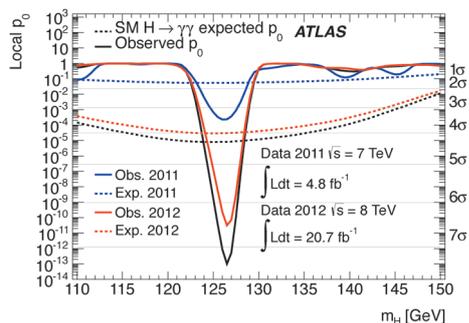


図4 ATLAS 実験の  $H \rightarrow \gamma\gamma$  チャンネルにおけるヒッグス粒子の各質量に対する local  $p_0$ 。7 TeV (2011) データが青、8 TeV (2012) データが赤、統合したものが黒で示されている。また、実線が観測した値で、破線が期待値を示す。

74%である。また、 $\pi^0$  や  $\eta$  のような複数の光子に崩壊するハドロンが主成分のジェットは光子と誤認識する可能性があるため、 $\gamma + \text{jet}$  (約 22%) や dijet (約 3%) もバックグラウンドとして残る。Drell-Yan プロセス ( $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \ell^+ \ell^-$ ) も電子がハードな制動放射をして光子を生成する場合はバックグラウンドになるがその割合は少ない (約 1%)。

バックグラウンドに対するシグナルの割合が高いカテゴリとそうでないカテゴリでイベントを分類することで発見感度を向上することができる。また、ヒッグス粒子の生成過程毎に感度があるカテゴリを設けることでその生成過程の情報を取り出すことが可能になる。詳細は省くが、たとえば 8 TeV データではイベントを 14 個のカテゴリに分類した。そのうち 5 つのカテゴリは 3 章で説明した  $WH$ ,  $ZH$ ,  $VBF$  過程のために定義し、残りの 9 つは発見感度向上のために定義した。後述する local  $p_0$  はカテゴリを設けない場合と比較して有意度で 30% 程度改善する。

図4はヒッグス粒子の各質量に対して観測されたデータがどの程度バックグラウンドの揺らぎで起こりえるのかを表した確率 local  $p_0$  で、イベント超過があると小さくなる。7 TeV, 8 TeV の両データで 126 GeV 付近にイベント超過が見られ、合わせた結果での最小値は 126.5 GeV で有意度に換算して  $7.4\sigma$  (期待値  $4.3\sigma$ ) である。CMS も同じチャンネルで 125 GeV 付近に  $3.2\sigma$  (期待値  $4.2\sigma$ ) のイベント超過がある。

## 4.2 $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ チャンネル

ヒッグス粒子が  $ZZ^{(*)}$  を介して4つのレプトンに崩壊するチャンネルである。タウ粒子は検出内で崩壊してしまうため解析には含めず、電子とミューオンを使って探索を行う。Zボソンの崩壊モードを考えると、 $4e$ ,  $2e2\mu$ ,  $4\mu$  の組み合わせがある。

このチャンネルは2つのZボソンが on-shell (質量がZボソン質量 91.2 GeV である状態) になる、つまりヒッグス粒子の質量が 200 GeV を超えるような領域では「Golden channel for the Higgs discovery」と呼ばれてきた。これは終状態に4つのレプトンの存在とそれらから構成する2つのペアがともにZボソン質量に近いことを要求できるためバックグラウンドが非常に少ない上に、ヒッグス粒子の質量も正確に再構成可能なために鋭いピークを観測することができるからである。数は少ないが、このような領域の主なバックグラウンドはヒッグス粒子を介さない  $ZZ^{(*)}$  プロセスである。こういった特徴は質量 200 GeV 以下でも見られるが、片方のZボソンが off-shell になることから運動量の低いレプトンまで考える必要があるため、バックグラウンドが増える。126 GeV 付近の軽い質量領域では  $Z + \text{jets}$  ( $Zb\bar{b}$  も含む) と  $t\bar{t}$  プロセスも無視できないバックグラウンドになる。

この解析では、生成される数が少ないのでシグナルを取りこぼすことなく捕まえることが重要である。結果的に少々バックグラウンドが多くてもシグナルが存在すれば鋭いピークを観測することができるので発見可能である。そのためには高い再構成効率/識別効率で、また、特に軽い質量のヒッグス粒子を捕まえるために可能な限り運動量の低いレプトンを捕まえる必要がある。4つのレプトンの  $p_T$  の条件は上から 20 GeV, 15 GeV, 10 GeV で、4番目は電子の場合 7 GeV, ミューオンの場合 6 GeV まで下げている。Zボソンの質量に近いレプトンペアの不変質量を  $m_{12}$  としてZボソンの質量ピーク領域 ( $50 < m_{12} < 106$  GeV) を要求する。残りのペアの不変質量を  $m_{34}$  として、off-shell である可能性を考慮して、たとえば 125 GeV の場合  $12 < m_{34} < 115$  GeV のように下限値の条件を緩めている。

4つのレプトンから再構成するヒッグス粒子の不変質量 ( $m_{4\ell}$ ) 分布の分解能を向上させるため、 $m_H < 190$  GeV の場合は、1番目のZボソンペアに対してZボソンの質量ピークを再現するように2つのレプトンの運動量を再計算する (Z-mass constraint fit)。それより重いヒッグス粒子を探索する場合は、両方のZボソンにZ-mass constraint fit を行う。125 GeV の場合の質量分解能は 1.6 GeV ( $4\mu$ ), 1.9 GeV ( $2e2\mu$ ), 2.4 GeV ( $4e$ ) である。

残ったイベントを、レプトンのフレーバを  $m_{12}$  と  $m_{34}$  で区別して4つのカテゴリに分類し、それぞれに対してバックグラウンドを求めた。表1に120–130 GeV に期待されるヒッグス粒子 ( $m_H = 125$  GeV) やバックグラウンドの数と実際に観測した数をまとめた。

表1 ATLAS実験の $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ チャンネルで120–130 GeVに期待されるヒッグス粒子 ( $m_H = 125$  GeV) やバックグラウンドの数と実際に観測した数。  $2e2\mu$ と $2\mu 2e$ はそれぞれ $m_{12}$ が電子ペアかミュオンペアの違いである。

チャンネル	シグナル	$ZZ^{(*)}$	Z+jets, $t\bar{t}$	観測数
$4\mu$	$6.3 \pm 0.8$	$2.8 \pm 0.1$	$0.55 \pm 0.15$	13
$2e2\mu/2\mu 2e$	$7.0 \pm 0.6$	$3.5 \pm 0.1$	$2.11 \pm 0.37$	13
$4e$	$2.6 \pm 0.4$	$1.2 \pm 0.1$	$1.11 \pm 0.28$	2

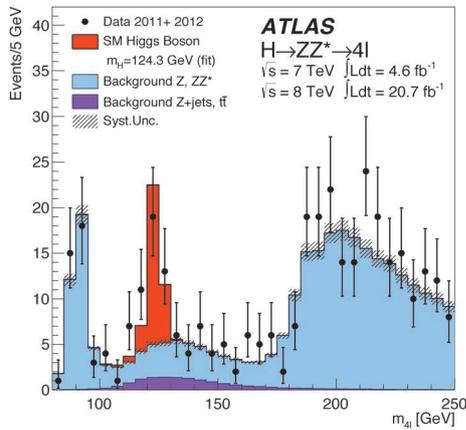


図5 ATLAS実験の4つのレプトンから再構成したヒッグス粒子候補の不変質量分布。

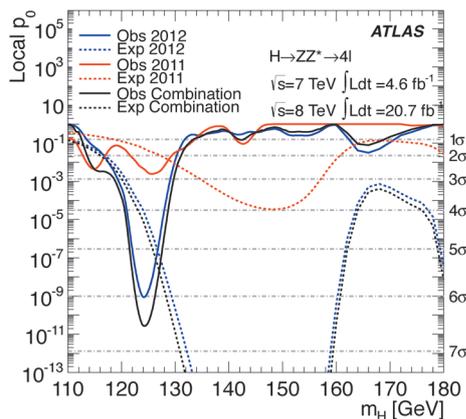


図6 ATLAS実験の $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ チャンネルにおけるヒッグス粒子の各質量に対する local  $p_0$ 。

図5は4つのレプトンから再構成された不変質量分布である。 $H \rightarrow \gamma\gamma$ と同様に125 GeV付近にイベント超過があることが分かる。

このチャンネルも $H \rightarrow \gamma\gamma$ と同様にイベントを3つのカテゴリに分類して最終結果を評価した。図6はヒッグス粒子の各質量に対する local  $p_0$ である。7 TeV, 8 TeVの両データで125 GeV付近にイベント超過が見られ、合わせた結果での最小値は124.3 GeVで6.6 $\sigma$ (期待値4.4 $\sigma$ )である。CMSも同じチャンネルで125.8 GeVに6.7 $\sigma$ (期待値7.2 $\sigma$ )のイベント超過(図7)がある。

#### 4.3 $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ チャンネル

終状態に2つのニュートリノを含むチャンネルである。ニュートリノは我々の検出器では直接観測できないが、ビーム軸に対して横方向のエネルギーは保存することが分かっているため、検出器で観測したものの(横)エネルギー

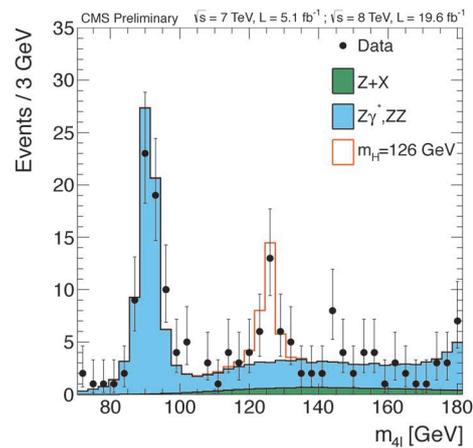


図7 CMS実験の4つのレプトンから再構成したヒッグス粒子候補の不変質量分布。

和に逆符号を掛けて求める。これを消失横エネルギーという。発見論文<sup>1)</sup>において、ATLASは8 TeVデータについて $WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ のみ解析したが、最新の結果<sup>5)</sup>ではこのチャンネルのみならず $WW^{(*)} \rightarrow e\nu e\nu$ と $WW^{(*)} \rightarrow \mu\nu\mu\nu$ も使っている。この2つのチャンネルでは消失横エネルギーの分解能のため偽物の消失横エネルギーが生じた場合、 $Z/\gamma^{(*)} \rightarrow e\ell/\mu\mu$ プロセスが厄介なバックグラウンドになる。2012年はパイラップが増えたため消失横エネルギーの分解能が悪化したため、偽物の消失横エネルギーが2011年以上に生じる可能性があった。そのため、ATLASは8 TeVデータ初期の解析方針として $WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ に集中することにした。また、 $WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ が全体の約85%と最も発見感度があることもこの決定をした要因である。

このチャンネルのヒッグス粒子を捕まえるためには電子、ミュオン、そして大きな消失横エネルギーを持つ事象を選択する。標準理論のヒッグス粒子はスピンの0のため、 $W$ ボソンから生じる電子とミュオン(ニュートリノもレプトンであるがこの2つに対してレプトンという言葉を使う)の運動量は同じ方向になる。そのため、2つのレプトンの横運動量方向の角度や不変質量が小さいことを要求する。また、これまでの2つのチャンネルと同様にカテゴリを設けるが、その際付随するジェットの数0-jet, 1-jet,  $\geq 2$ -jetを用いる。

ニュートリノの存在のため、 $H \rightarrow \gamma\gamma$ や $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ の解析と異なり、ヒッグス粒子の質量を再構成することができない。そのため、ヒッグス粒子の質量と関連のある横質量 $m_T$ という変数を導入するが、これは $m_{\gamma\gamma}$ や $m_{4\ell}$ の不変質量ほどの質量分解能を持たない。図8は $e\nu\mu\nu$ のみならず $e\nu e\nu$ や $\mu\nu\mu\nu$ を含めた0/1-jetと2-jetカテゴリの $m_T$ 分布である。シグナルははっきりとしたピークを作らないが、観測したイベントが期待されるバックグラウンドより多いことが分かる。また、表2は期待されるヒッグス粒子( $m_H = 125.5$  GeV)とバックグラウンドの数、そして実際に観測した数である。

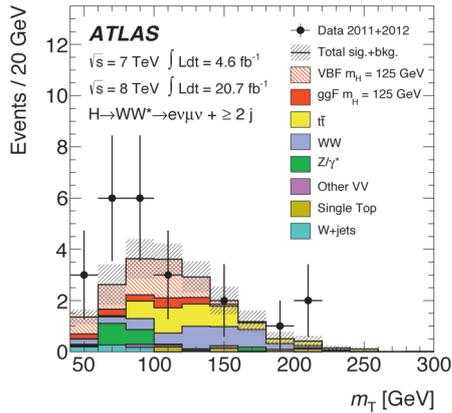
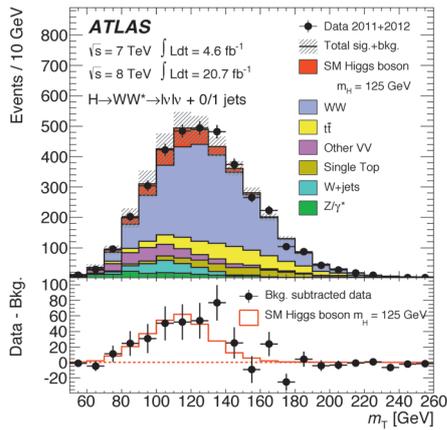


図8 ATLAS実験の $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ チャンネルにおける0/1-jet (上)と2-jet (下)の $m_T$ 分布。

表2 ATLAS実験の $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ チャンネル, 8 TeV データで $m_T = 94.125\text{--}125.5$  GeV (0/1-jet),  $m_T < 150.6$  GeV (2-jet) に期待されるヒッグス粒子 ( $m_H = 125.5$  GeV) やバックグラウンドの数と実際に観測した数。

	0-jet	1-jet	2-jet
シグナル	100 ± 21	41 ± 14	10.9 ± 1.4
$WW$	551 ± 41	108 ± 40	4.1 ± 1.5
Other $VV$	58 ± 8	27 ± 6	1.9 ± 0.4
Top quark	39 ± 5	95 ± 28	5.4 ± 2.1
$Z/\gamma^* + \text{jets}$	30 ± 10	12 ± 6	22 ± 3
$W + \text{jets}$	61 ± 21	20 ± 5	0.7 ± 0.2
Total background	739 ± 39	261 ± 28	36 ± 4
観測数	831	309	55

図9はヒッグス粒子の各質量に対する local  $p_0$  である。先の2つのチャンネルの local  $p_0$  の結果と異なり、質量に対する分解能はなく、約160 GeV以下の全領域において $3\sigma$ 程度のイベント超過が見られる。125.5 GeVの結果は $3.8\sigma$  (期待値 $3.8\sigma$ )である。また、CMSは代表値として125 GeVにおいて $4.0\sigma$  (期待値 $5.1\sigma$ )である。

## 5. 新粒子発見

2012年7月の発見の際<sup>1-3)</sup>には、前章で述べた3つのチャンネルに加えて、2011年のデータを使った $H \rightarrow \tau\tau$ ,  $H \rightarrow b\bar{b}$ , そして、 $H \rightarrow ZZ^{(*)}/WW^{(*)}$ のその他の崩壊チャンネルを統合して結果を得た。各チャンネルの様々な系統誤差の相関を考慮し、profile likelihood法を用いて検定を行

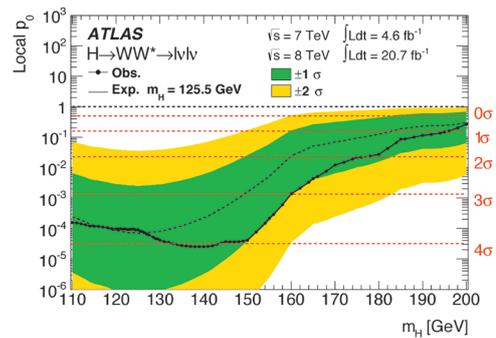


図9 ATLAS実験の $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ チャンネルにおけるヒッグス粒子の各質量に対する local  $p_0$ 。

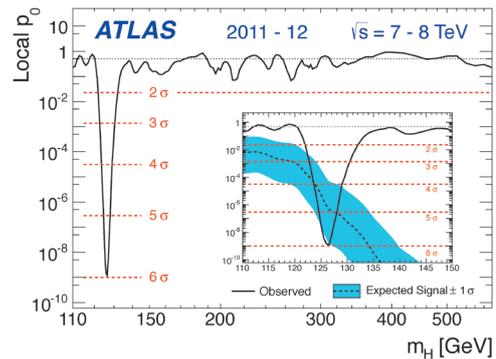


図10 2012年7月<sup>1)</sup>のATLAS実験のヒッグス粒子の各質量に対する local  $p_0$ . 差し込み図は軽い質量領域を拡大したもの。

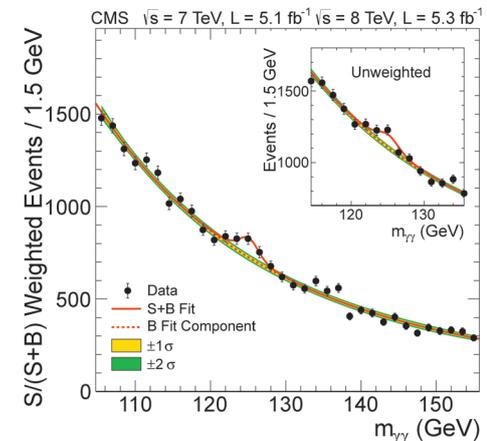


図11 2012年7月<sup>2)</sup>のCMS実験の2つの光子から再構成したヒッグス粒子候補の不変質量分布。カテゴリ毎の $S/(S+B)$ で事象をウェイトしている。一方、差し込み図は「ウェイトなし」の分布。

った。多くの計算では asymptotic approximation が有効であり、この近似が有効な場合、最終結果のため大規模な疑似実験 (Toy MC) を行う必要はない。

図10はヒッグス粒子の各質量に対する local  $p_0$  である。126 GeV付近にバックグラウンドに対して非常に大きなイベント超過がある一方で、それ以外の領域については $2\sigma$ 以下のふらつきに落ち着いていることが分かる。126.5 GeVで観測した有意度が最も大きくなり、その大きさは $6.0\sigma$  (期待値は $4.9\sigma$ )であった。電子と光子のエネルギースケールの系統誤差は asymptotic approximation で扱えなかつ

たため Toy MC を用い、最終結果は  $5.9\sigma$  であった。

CMS もすべてのチャンネルを統合した結果、同様の事象超過を 125.5 GeV に観測し、その大きさは  $5.0\sigma$  (期待値は  $5.8\sigma$ ) であった。図 11 は図 10 と合わせて発見論文の雑誌の表紙を飾った CMS 実験の 2 つの光子から再構成したヒッグス粒子候補の不変質量分布である。

## 6. 新粒子はヒッグス粒子か？

4 章で選択したヒッグス粒子候補イベントを使って、新粒子の質量、結合定数の強さ、スピン・パリティを測定した。

### 6.1 質量

質量分解能が良い  $H \rightarrow \gamma\gamma$  と  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  チャンネルを用いて測定し、それぞれ  $126.8 \pm 0.2$  (stat.)  $\pm 0.7$  (syst.) GeV,  $124.3^{+0.6}_{-0.5}$  (stat.)  $^{+0.5}_{-0.3}$  (syst.) GeV であった。また、この 2 つのチャンネルを合わせると  $125.5 \pm 0.2$  (stat.)  $^{+0.5}_{-0.6}$  (syst.) GeV で、すでに測定精度は 0.5% を達成していることが分かる。これらの 3 つの結果を得た Likelihood ratio の振舞いを図 12 に示す。最も大きな系統誤差は電子/光子のエネルギースケールであり、これを改善するためにはより詳細な研究が必要である。また、2 つのチャンネル間の差は  $2.3^{+0.6}_{-0.7}$  (stat.)  $\pm 0.6$  (syst.) GeV で、単独のヒッグス粒子でこのような差を作る確率は 1.2% 程度 ( $2.5\sigma$ ) である。有意な差あるいは偶然であるかを判断するにはより多くのデータが必要である。CMS 実験の質量測定の結果は  $125.7 \pm 0.3$  (stat.)  $\pm 0.3$  (syst.) GeV である。

### 6.2 結合に関する測定

結合定数の絶対的な値を測定する代わりに、相対的な値を測定することで標準理論と無矛盾かどうか判断する。現時点では観測イベント数が少ないため、いくつかの仮定をして測定する結合定数の数を減らしている。

#### 6.2.1 シグナルの強さ (大きさ)

最も単純化した測定のため signal strength  $\mu$  という変数を導入する。これは観測したヒッグス粒子の数を標準理論のヒッグス粒子で期待される数に規格化したもので、標準理論と一致するなら  $\mu=1$  になる。観測したヒッグス粒子、つまりその質量 125.5 GeV に対してこの値を測定すると  $1.33^{+0.21}_{-0.18}$  である。これは 1 より若干大きい標準理論と約 7% で一致している。CMS も同様の測定をしており、 $0.80 \pm 0.14$  (125.7 GeV) でこれも標準理論と無矛盾である。

この  $\mu$  はすべてのチャンネルに共通した変数であったが、一歩進めてチャンネルやカテゴリ毎に  $\mu$  を求めたものが図 13 である。すべてが標準理論に従うならどの結果も  $\mu=1$  となるはずである。中心値だけに注目すると  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  は大きく見えるが、誤差が大きいので  $\mu=1$  からのズレを確認するにはより多くのデータが必要である。

#### 6.2.2 生成過程別のシグナルの強さと VBF 過程の有無

同じ崩壊過程チャンネルで生成過程に注目してトップクォークに関連する結合とゲージボソンに関連する結合に分類する。つまり、図 1 の (a) と (d) を  $\mu_{\text{ggF}+\text{ttH}}$ , (b) と (c) を

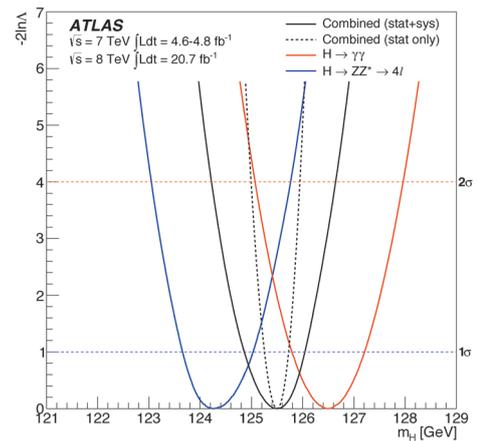


図 12 ATLAS 実験 ヒッグス粒子質量の関数とした likelihood ratio.

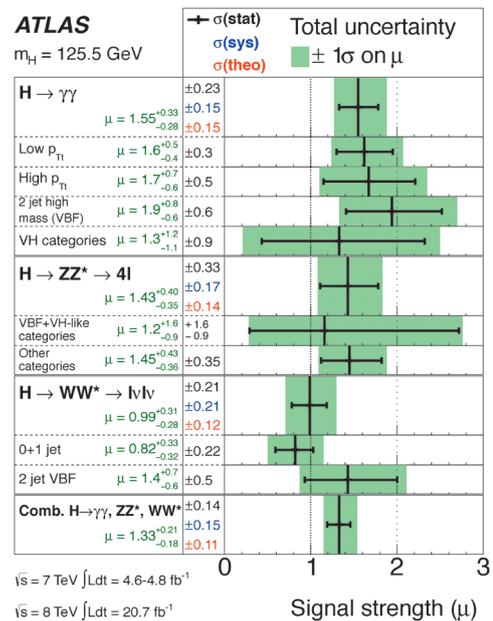


図 13 ATLAS 実験の質量 125.5 GeV のヒッグス粒子に対するチャンネル、カテゴリ毎のシグナルの強さ  $\mu$ .

$\mu_{\text{VBF}+\text{VH}}$  として  $\mu$  を求める。その結果が図 14 の上図で、 $H \rightarrow \gamma\gamma$  と  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  で  $\mu_{\text{VBF}+\text{VH}}$  が 1 より大きく ( $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  は統計不足),  $H \rightarrow \gamma\gamma$  と  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  で  $\mu_{\text{ggF}+\text{ttH}}$  が 1 より大きい、95% CL で標準理論と一致している。更に、崩壊過程の違いの影響を小さくするため、これらの比を取り 3 つのチャンネルを統合した。その結果は  $\mu_{\text{VBF}+\text{VH}}/\mu_{\text{ggF}+\text{ttH}} = 1.4^{+0.7}_{-0.5}$  で標準理論と一致する。

次にヒッグス粒子の生成過程の中で VBF 過程が存在するかどうかを確認するため、 $\mu_{\text{VBF}}/\mu_{\text{ggF}+\text{ttH}}$  を測定し、 $1.4^{+0.4}_{-0.3}$  (stat.)  $^{+0.6}_{-0.4}$  (syst.) を得た。この結果から  $3.3\sigma$  (図 14 の下図) で VBF 過程が存在することが分かる。

#### 6.2.3 結合定数

ヒッグス粒子の生成断面積は崩壊分岐比を含めて、zero-width 近似の下で

$$\sigma \cdot B(i \rightarrow H \rightarrow f) = \frac{\sigma_i \cdot \Gamma_f}{\Gamma_H}$$

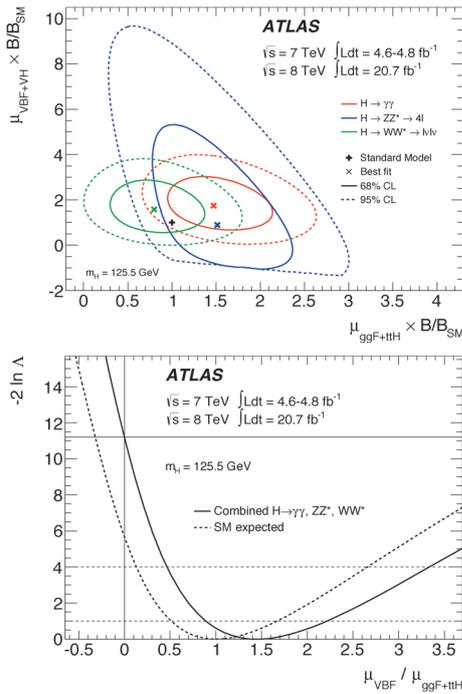


図14 ATLAS実験  $\mu_{VBF+VH}$  と  $\mu_{ggF+ttH}$  の2つのパラメータに対する likelihood ratio 分布 (上) と  $\mu_{VBF+VH}/\mu_{ggF+ttH}$  に対する likelihood ratio (下)。

と表すことができる。ここで結合 (粒子  $j$  の生成断面積と崩壊部分幅) と全崩壊幅に対する標準理論からのズレを  $\kappa_j$  ( $j = W, Z, t, b, \tau, g(\text{gluon}), \gamma$ ),  $\kappa_H$  とする。例えば,  $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$  の場合,

$$\frac{\sigma \cdot B(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma_{SM}(gg \rightarrow H) \cdot B_{SM}(H \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{\kappa_g^2 \cdot \kappa_\gamma^2}{\kappa_H^2}$$

のように標準理論からのズレをいくつかの  $\kappa$  を使って記述できる。

まず、フェルミオンとボソンに対する結合定数のズレの有無を確認する。測定する変数を減らすため、すべてのフェルミオン (ボソン) は共通の  $\kappa_F$  ( $\kappa_V$ ) とし、全崩壊幅に標準理論以外からの寄与はないと仮定する。この仮定の場合、例えばループの  $\kappa_g$  や  $\kappa_\gamma$  及び全崩壊幅の  $\kappa_H$  は  $\kappa_F$  や  $\kappa_V$  の関数で記述できる。具体的には  $\kappa_g^2 = \kappa_F^2$ ,  $\kappa_\gamma^2 = 1.59\kappa_V^2 - 0.66\kappa_V\kappa_F + 0.07\kappa_F^2$ ,  $\kappa_H^2 = 0.75\kappa_F^2 + 0.25\kappa_V^2$  である。図15の上図は3つのチャンネルとそれらを合わせた結果を示す。  $H \rightarrow \gamma\gamma$  チャンネルでは  $H \rightarrow \gamma\gamma$  のループから  $\kappa_F$  と  $\kappa_V$  の相対的な符号を決定することができるため、 $\kappa_V > 0$  とすると図15のように  $\kappa_F$  は符号の違いによって許される領域が異なる。68% CLで許される領域は  $\kappa_F \in [0.76, 1.18]$ ,  $\kappa_V \in [1.05, 1.22]$  であり、標準理論と無矛盾である。

次に、ヒッグス場のポテンシャルに存在する Custodial Symmetry ( $W$ ボソンと  $Z$ ボソンの質量関係等を保障する対称性) が保存されていることを確認するため、 $W$ ボソンと  $Z$ ボソンのヒッグス粒子に対する結合を比較する。この比較のため変数  $\lambda_{WZ} = \kappa_W/\kappa_Z$  を導入する。それに加えて2変数 ( $\lambda_{FZ}, \kappa_{ZZ}$ ) を定義して、標準理論からのズレを記述する。図15の下図がその結果で、前述した  $H \rightarrow \gamma\gamma$  のループのため2

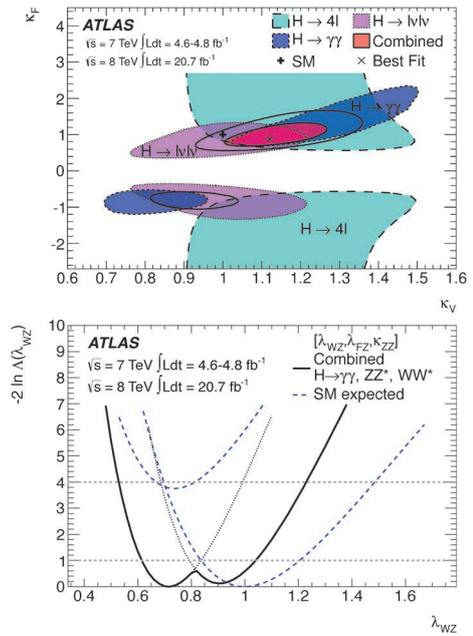


図15 ATLAS実験  $\kappa_F$  と  $\kappa_V$  の68% CL likelihood ratio 分布 (上, Combinedは95% CLも表示) と  $\lambda_{WZ}$  に対する likelihood ratio (下)。

つの極小値が存在する。最小値を取る点は標準理論がサポートしないケースであるが、図を見て分かるように2つの極小点の差は小さい。68% CLで  $\lambda_{WZ} \in [0.61, 1.04]$  であり、標準理論 ( $\lambda_{WZ} = 1$ ) と無矛盾である。

ここでは2つの結果のみを紹介したが、その他の場合<sup>5)</sup>も標準理論と無矛盾である。

### 6.3 スピン・パリティ

標準理論のヒッグス粒子のスピンのパリティはそれぞれ  $0^+$  と  $+$  (合わせて  $J^P = 0^+$  と書く) であり、この粒子は標準理論において唯一のスカラー素粒子である。  $H \rightarrow \gamma\gamma$  チャンネルが観測されている事実と Landau-Yang 定理から、このヒッグスらしい新粒子は (on-shell の) スピン1の粒子ではないと結論できるが、実験的にスピン1の可能性を検証することは十分に意味がある。

スピンやパリティを検証するためにヒッグス粒子の崩壊から生じた粒子 (直接あるいはカスケードで) の角度分布等の運動学的なパラメータを用いる。単一のパラメータだけでは分解能が十分でないため、複数のパラメータを使って分離する。スピンの場合、ヒッグス粒子からの直接の崩壊過程は方向性を持たず一様であり、  $H \rightarrow \gamma\gamma$  チャンネルではヒッグス粒子の方向に対して光子が崩壊する角度分布 ( $\cos \theta^*$ , 正確には Collins-Soper frame という系での定義) を使ってこの一様性を確認する。  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$  や  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  チャンネルでは  $Z$  や  $W$  ボソンから崩壊するレプトンを使って、角度パラメータを定義する。  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$  チャンネルでは5つの角度と2つの質量情報を使って多変数解析を行っている。この7つの変数のみで  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$  イベントは記述可能である。  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  チャンネルではスピンの場合、2つの  $W$  ボソンからのレプトンは同じ方向に出やすい性質を使って、スピン

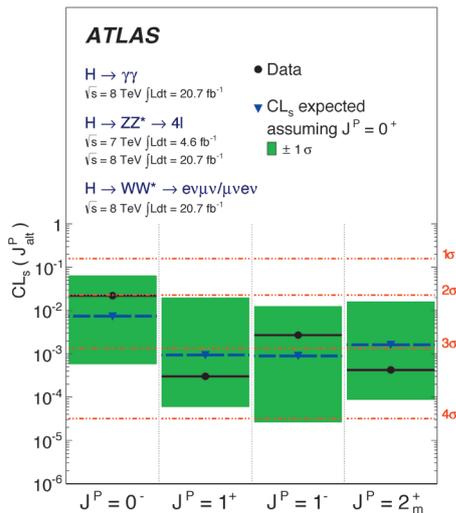
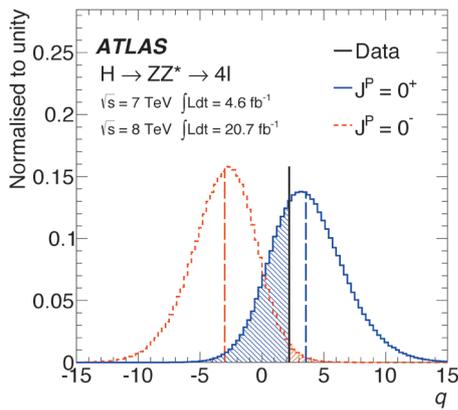


図16 ATLAS実験 スピン・パリティの検証.  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ での $0^+$ と $0^-$ のtest statistics  $q$ 分布(上)と3つのチャンネルを合わせた結果(下). 詳しくは本文参照.

を測定する.

これらの量子数を確定するため、2つの仮定、つまり、 $0^+$ に対して $0^-$ ,  $1^+$ ,  $2^+$ を検定した.  $H \rightarrow \gamma\gamma$ では $2^+$ のみ,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ では $0^-$ ,  $1^+$ ,  $2^+$ ,  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ では $1^+$ ,  $2^+$ を検証した. スピン2については様々なモデルが存在するが、ここでは重力子(スピン2)の理論をベースとしたモデルの中で最小な結合定数で記述できる特定のモデルを採用した.<sup>5)</sup>

イベント選択やカテゴリ分けは4章と若干異なる部分があるためここで簡単に解説する. まず, VBF過程等の生成過程の違いをみるためのカテゴリ分けをすべてのチャンネルで行っていない. また,  $H \rightarrow \gamma\gamma$ チャンネルでは $\cos \theta^*$ 分布と $m_{\gamma\gamma}$ 分布の相関をなくすために、再構成された $m_{\gamma\gamma}$ に依存するカットを $p_T^{\gamma 1} > 0.35m_{\gamma\gamma}$ ,  $p_T^{\gamma 2} > 0.25m_{\gamma\gamma}$ . シグナル領域としては $122 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 130 \text{ GeV}$ を用いた.  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ チャンネルではシグナル領域は $115 \text{ GeV} < m_{4l} < 130 \text{ GeV}$ と設定し、この領域の43イベントを使ってスピン・パリティを測定した.  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ チャンネルでは0-jetイベントのみを用い、2つのレプトンの横運動量方向の角度や不変質量の条件を4章の場合より緩めた. これら2つの変数を含めて合計4つの変数を用いて、バツ

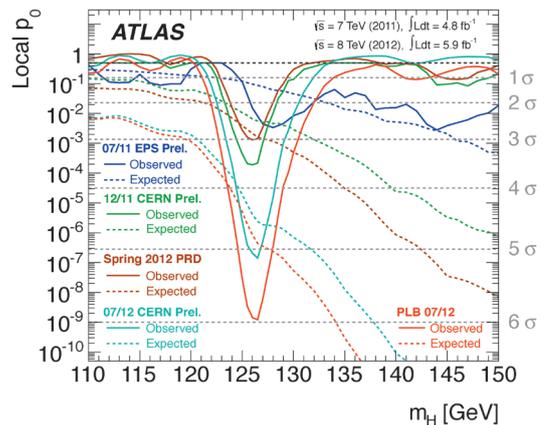


図17 2011年7月から2012年7月までのATLASのlocal  $p_0$ の歴史.

クグラウンドに対して2つの異なった仮定のシグナルをそれぞれBDT(多変数解析の一つ)で分離した. 得られた2つのBDTを用いてスピンを検定した.

図16の上図は $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ チャンネルでの $0^+$ と $0^-$ のtest statistics  $q$ 分布で、 $0^+$ を支持するとき、大きくなる統計量である. 実線(青)が $0^+$ 仮定の場合の $q$ 分布で、破線(赤)が $0^-$ 仮定の場合の $q$ 分布である. また、観測値は垂直の実線(黒)で $0^+$ をサポートとしていることが分かる.

図16の下図は3つのチャンネルを合わせた場合の $CL_s$ の値を示すグラフで、 $0^-$ は97.8% CL,  $1^+$ は99.97% CL,  $1^-$ は99.7% CL,  $2^+$ は99.96% CLで排除されたことが分かる.

## 7. まとめ

図17はlocal  $p_0$ で示したATLASのヒッグス粒子探索の歴史である. 2011年7月に「あるのか?」とその気にさせられてから約1年で発見を迎えたことになる. 今から振り返るとあっという間の一年であった. 更にデータを増やしてこの「新粒子」がスピン0, パリティ+であることが強く示唆され、他の素粒子との結合の大きさも標準理論と矛盾しないことから、この粒子が標準理論のヒッグス粒子である可能性が大いに高まった. このような事実から、我々はようやく標準理論の枠組み内で予測したすべての素粒子を発見できたと言っていい. これは素粒子物理学を研究している者にとって非常に大きな節目である. しかしながらこれは決してゴールではない. 標準理論は様々な実験事実を説明することができるため、この理論の正しさに疑いの余地はないと思われるが、実際これまでの精密測定ではヒッグス粒子と関係のない、あるいは、高次において非常に小さな影響を与える部分を検証してきたに過ぎない. 今後、このヒッグス粒子の性質をより詳細に調べることによって、標準理論の正しさをヒッグス粒子を含めてより確実なものにするのか、それとも、標準理論からのズレを見出すのか、どちらになるのか我々にも分からない. ヒッグス粒子の物理を検証するという点ではこれからがスタートである. 現時点でこの「ヒッグス粒子」を直接生成できる加速器は

LHCのみである。今後もLHCからの面白い結果に期待して頂きたい。

参考文献

- 1) The ATLAS collaboration: Phys. Lett. B 716 (2012) 1.
2) The CMS collaboration: Phys. Lett. B 716 (2012) 30.
3) 小林富雄, 徳宿克夫, 山村大樹, 田中純一, 増淵達也, 中村浩二, 塙慶太, 永井義一: 高エネルギーニュース 31 (2012) 65-84, 183-192.
4) F. Englert and R. Brout: Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321; P. W. Higgs: Phys. Lett. 12 (1964) 132; P. W. Higgs: Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508.
5) The ATLAS collaboration: Phys. Lett. B 726 (2013) 88; Phys. Lett. B 726 (2013) 120.
6) 花垣和則, 小林富雄, 徳宿克夫: 高エネルギーニュース 32 (2013) 1-5.
7) 小特集「LHC実験が始まる」: 日本物理学会誌 62 (2007) 907.
8) 近藤敬比古: 高エネルギーニュース 27 (2008) 163; 小林富雄: 高エネルギーニュース 28 (2010) 270.
9) 浅井祥仁: 日本物理学会誌 66 (2011) 813.

著者紹介

田中純一氏: 専門は素粒子物理実験. 特に大型加速器実験.

(2012年9月28日原稿受付)

Observation of a Higgs Boson with a Mass of 126 GeV at the LHC

Junichi Tanaka

abstract: We, the ATLAS and CMS collaborations, announced the observation of a new particle at a mass of 126 GeV in the search for the Standard Model Higgs boson at the LHC on the 4th July in 2012. After that, by checking couplings, spin and parity of this new particle with the full dataset taken in 2012 we reported that the observed particle was a Higgs boson. The mass of the Higgs boson is measured to be mH = 125.5 +/- 0.2 (stat.) +/- 0.5 (syst.) GeV and 125.7 +/- 0.3 (stat.) +/- 0.3 (syst.) GeV by ATLAS and CMS, respectively. The signal strength parameter mu is also given to be 1.33 +/- 0.21 (for mH = 125.5 GeV) and 0.80 +/- 0.14 (for mH = 125.7 GeV), respectively, which is consistent with the Standard Model Higgs boson hypothesis mu = 1. Studies of spin and parity quantum numbers shows compatibilities with the Standard Model 0+ for the Higgs boson, whereas all alternative hypotheses studied, namely some specific 0-, 1+, 2+ models, are excluded at CL above 97.8%. Further data is necessary to investigate the properties of the observed Higgs boson in order to see whether the Standard Model is still valid or the physics beyond the Standard Model can be found in a TeV energy scale.

物理教育 第61巻 第4号(2013) 目次

研究報告

- 米国初等科学教科書の物理単元におけるデータ解釈スキル .....宮本直樹
変位電流と重ね合わせの原理について.....石原 諭
論説: 中学校教科書に見られる抗力概念の問題点.....鈴木 亨
研究短報: 投射体の最大到達距離に関する一考察
.....平 久夫, 他
私の工夫: 気体の断熱変化をアルコール温度計で見る方法
.....八木一正, 他
《近畿支部特集》
特集にあたって: 次世代の育成.....中田博保
近畿支部における次世代育成の取り組み.....下田 正
万博公園理科実験野外教室に見る次世代育成
.....至田雅一, 檀上慎二
新学習指導要領における言語活動と物理教育.....小川雅史
高大接続を目指した課題研究の実践研究.....米田隆恒
最先端の物理を高校生に Saturday Afternoon Physics
.....細谷 裕

大会報告

- 第30回物理教育研究大会(仙台)報告.....須藤彰三, 他
第30回物理教育研究大会(仙台)プログラム
学会報告
第12回アジア太平洋物理会議 .....川勝 博, 小林昭三
APPC12 (The 12th Asia Pacific Physics Conference of AAPPS)
Plenary SessionおよびTopics Sessionにおける物理教育分野の
プログラム
物理教育国際会議ICPE-EPEC2013参加報告 .....興治文子
2013年度 日本物理教育学会 評議員会報告
.....岸澤真一, 長谷川大和
平成21年告示高等学校学習指導要領に対応した大学入試
センター試験に関する要望書

ワンポイント

- 変位電流..... 編集委員会, A
電場か電界か..... 編集委員会, A

# 屋久杉に刻まれた宇宙現象：西暦774-775年，993-994年の宇宙線強度異常

三宅 美沙 〈名古屋大学太陽地球環境研究所〉

増田 公明 〈名古屋大学太陽地球環境研究所〉

放射性同位体の存在量測定による年代推定は、自然科学や考古学などの様々な場面で応用されている。測定対象となる同位体には $^{14}\text{C}$ や $^{10}\text{Be}$ などがあり、これらは地球に飛来して大気に突入した宇宙線が、大気中の原子核と相互作用することによって作られる。同位体の半減期と平均的な生成量がわかっているため、その濃度を調べることで生成からの経過年数を知ることができる。逆に、年代がわかっている試料、例えば樹木の年輪や極地方の氷床中の同位体濃度を調べれば、当時の宇宙線の強度を知ることができる。宇宙線によって生成された $^{14}\text{C}$ は、二酸化炭素 $^{14}\text{CO}_2$ となり、さらに樹木へと取り込まれて年輪内で固定されるため、年輪中の $^{14}\text{C}$ 濃度は過去の宇宙線強度を「記録」しているのである。したがって太陽フレア、超新星爆発、ガンマ線バーストといった突発的高エネルギー宇宙現象も、 $^{14}\text{C}$ 濃度の急激な増加として、その痕跡が記録されている可能性がある。

このような背景のもと、我々は6-12世紀における屋久杉年輪中の $^{14}\text{C}$ 濃度を1-2年分解能で測定してきた。その結果、西暦774-775年、993-994年にかけての2つの $^{14}\text{C}$ 急増イベントを発見した。これらは1年程度の時間で急激な $^{14}\text{C}$ 濃度の上昇を示した後、10年のオーダーで減衰していく様子किわめて似ており、同じ原因によって引き起こされたことが示唆される。さらにこの2イベントについては、ヨーロッパ産の年輪中の $^{14}\text{C}$ と南極の氷床中の $^{10}\text{Be}$ においても全く同時期に濃度の異常上昇があったことがわかり、屋久島付近における局所的な現象ではなく、地球規模で何らかの大きな変動を与えた突発的宇宙現象がその原因であることが決定的となった。すぐさま、その宇宙現象が何であったかについて

の活発な議論が始まった。先に述べた太陽フレアやガンマ線バーストなどの現象について、その発生頻度や放出されるエネルギー、地球に与える影響などについて定量的評価が行われた。現在のところ最も有力と見られているのは、太陽表面の爆発によって地球に大量の放射線が降り注ぐSolar Proton Event (SPE)という現象である。また、見つかった2イベントにおける $^{14}\text{C}$ 濃度の上昇量を説明するためには、その規模は現在知られている最大の太陽フレアの10倍から数10倍であることも明らかになった。これまでに多くの研究者によって年輪中 $^{14}\text{C}$ の1-2年分解能の測定が行われてきた期間は、合計すると約1,600年分になる。そしてその期間中、このような大規模なイベントが少なくとも2度起こっているというのは注目すべきことである。 $^{14}\text{C}$ 濃度の上昇はきわめて短い時間で起こっており、本研究のような1-2年の分解能による測定で初めて発見することができるものであるが、この分解能による測定がなされていない期間に、このようなイベントがまだ過去に多く隠されている可能性は高いのである。過去の大規模フレア現象の頻度を正確に把握することで、太陽活動メカニズムの新しい知見を得るとともに、将来における「宇宙気象」の予測へとつながることなどが期待される。また観測史上最大のキャリントンフレア(1859)でも世界的に大きな影響があったことが知られており、その数10倍の規模のフレアが「珍しくない」とすれば、現代社会活動への諸影響を考えることも大変に重要である。

## —Keywords—

### 同位体：

原子番号(陽子数)が同じで中性子数の異なる原子核。放射性崩壊するものは放射性同位体と呼ばれる。炭素の場合は安定な $^{12}\text{C}$ (陽子6、中性子6)のほか、安定同位体 $^{13}\text{C}$ と放射性同位体 $^{14}\text{C}$ がある。

### 宇宙線：

宇宙を飛び交う高エネルギー放射線の総称。狭義には1 GeV(1ギガ電子ボルト)以上の陽子や原子核を指す。

### 放射性同位体の生成：

例えば $^{14}\text{C}$ は宇宙線と大気中の窒素により $^1_0\text{n}+^{14}_7\text{N}\rightarrow^{14}_6\text{C}+^1_1\text{p}$ という反応によって生成される。 $^{10}\text{Be}$ は $^{14}\text{N}$ などが宇宙線と衝突して原子核破砕を受けることにより作られる。

### 太陽フレア：

太陽表面で爆発が起こり、高エネルギーの陽子、中性子、電子やX線、紫外線などが放射される現象。大規模のフレアの場合は地球の電離層に擾乱を与え、通信などに影響が出ることもある。

### 超新星爆発：

連星系をなす星(白色矮星)の表面に伴星からの質量降着が起こり、ある臨界点を超えると爆発的な核融合が起こって星全体を吹き飛ばす現象(I型超新星爆発)。または大質量星が核燃焼し尽くし、重力崩壊を起こした後に大爆発を起こす現象(II型超新星爆発)。銀河あたり100年に1回程度の頻度で起こると言われる。

### ガンマ線バースト：

数ミリ秒から数分という短い時間の間X線からガンマ線の波長帯において突発的な放射が観測される現象。系外銀河における超新星爆発や連星合体などがその起源と考えられている。近年は衛星による観測的研究が飛躍的に進んでいる。

## 1. はじめに

地球には、宇宙線と呼ばれる高エネルギー放射線が常に降り注いでいる。宇宙線の主な成分は陽子であり、その他にヘリウムや鉄の原子核などがわずかに含まれている。これらの粒子のエネルギーは非常に高いため（1ギガ電子ボルト以上）、地球の大気に入射すると窒素や酸素などの原子核と衝突し、次々と相互作用を起こして多くの低エネルギー粒子を作り出す。地球へ入射してくる宇宙線を1次宇宙線と呼び、1次宇宙線によって大気中で生成されるエネルギーの低い粒子を2次宇宙線と呼んでいる。

宇宙線が大気と衝突した時に生成される核種（宇宙線生成核種）の中には、 $^{14}\text{C}$ や $^{10}\text{Be}$ といった放射性同位体が含まれている。 $^{14}\text{C}$ は酸化されて $^{14}\text{CO}_2$ になり、大気圏を循環した後に光合成によって樹木に取り込まれ、年輪に固定される。一方、 $^{10}\text{Be}$ はエアロゾルなどに付着して、極地方での降雪や降雨とともに地表に運ばれ、積雪が固結して氷床に変化すると、氷床の中に蓄積されることになる（図1）。 $^{14}\text{C}$ や $^{10}\text{Be}$ は、宇宙線強度が大きいほど生成量が増加し、その結果、樹木や氷床に高い濃度で蓄積される。したがっ

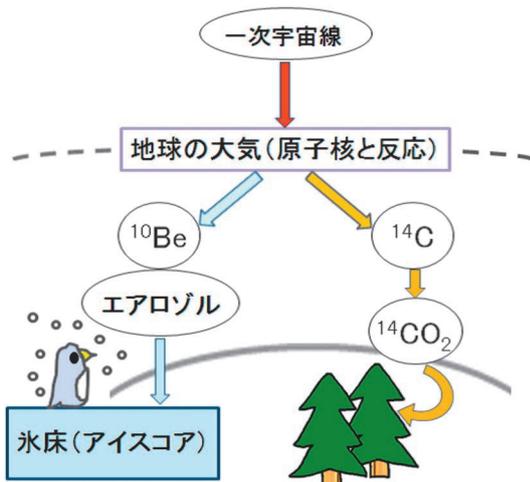


図1 銀河宇宙線によって作られる宇宙線生成核種。 $^{14}\text{C}$ は熱中性子を窒素原子核が捕獲することで生成される（中性子捕獲反応： $^{14}\text{N}+n\rightarrow^{14}\text{C}+p$ ）。 $^{10}\text{Be}$ は宇宙線による窒素、酸素などの原子核との核破砕反応によって生成される。

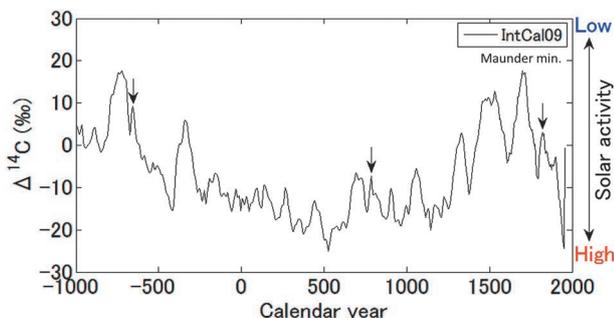


図2 過去3,000年間のIntCal変動曲線。<sup>1)</sup> 太陽活動が活発になるにつれて $^{14}\text{C}$ 濃度 ( $\Delta^{14}\text{C}$ ) は減少する。太陽活動が低調であったマウンダー極小期（西暦1645-1715年）には、 $^{14}\text{C}$ 濃度の増加がみられる。図中矢印は、増加量が3%/10 yr以上の急激な増加を示す年代である。 $\Delta^{14}\text{C}$ は現代の標準値に対する $^{14}\text{C}$ 濃度の偏差（千分率）を表す。

て、樹木年輪中の $^{14}\text{C}$ 濃度や氷床から掘り出されたアイスコア中の $^{10}\text{Be}$ 濃度は、過去の宇宙線強度を記録していると考えられる。

例えば $^{14}\text{C}$ 濃度測定の研究として、過去1万年をカバーする北米・ヨーロッパの樹木から得られた10年分解能のIntCal09変動曲線<sup>1)</sup>があり、宇宙線による短期変動（数十年～数百年程度）の影響を見て取れる（図2）。宇宙線の大部分は荷電粒子であるため、地球へ到来する宇宙線量は太陽磁場活動の影響を受けており、地球で観測される宇宙線強度と太陽活動の間には負の相関がある。これは、黒点観測から明らかになっている17世紀後半の太陽活動が極端に弱まっていたマウンダー極小期において、 $^{14}\text{C}$ 濃度が高い値を示すことから確認できる。

一方、短期間に到来宇宙線が増加するような、宇宙の高エネルギーイベント（超新星爆発、ガンマ線バースト、太陽フレアなど）が起きた場合、その痕跡が $^{14}\text{C}$ 濃度の1年単位の急激な上昇として、年輪中に刻まれていることが期待される。通常の1年スケールでの $^{14}\text{C}$ 濃度変動は、太陽のシュワーバサイクル（平均11年）によって0.6%（‰：千分率）程度増減すると考えられる。したがってこれを大きく上回るような $^{14}\text{C}$ 濃度増加が起きていれば、高エネルギーイベントが起きていたことを意味する。観測史上最大の太陽フレアと言われる1859年に発生したキャリントンフレアや、歴史記録から最も明るく輝いた超新星爆発と考えられるSN1006が起きた前後の年輪では、すでに1年分解能で測定されているが、はっきりした $^{14}\text{C}$ 濃度増加は見られない<sup>2,3)</sup>。しかしこのような高分解能での測定は、ごくわずかな年代範囲で行われているに過ぎず、それ以外の期間でキャリントンフレアやSN1006を超えるような宇宙線の急増イベントが起きていても不思議ではない。

本研究では、これまで高分解能で測定されてこなかった期間の年輪から宇宙の高エネルギーイベントを検出することを目的に、1-2年分解能で屋久杉年輪中の $^{14}\text{C}$ 濃度測定を行った。過去3,000年間の年輪試料に対する、IntCalの10年おきのデータ（図2）では、3つの急増が記録されており（図中矢印）、これらは宇宙高エネルギーイベントの記録である可能性が高い。しかし、このうちBC7世紀と19世紀のものは以前の測定から、急激な増加ではないことがわかっていた<sup>3,4)</sup>ため、本研究では8世紀周辺に注目して、1-2年の分解能で詳しく調べ、その特徴を明らかにした。

## 2. 測定方法

炭素には主に $^{12}\text{C}$ 、 $^{13}\text{C}$ 、 $^{14}\text{C}$ の3つの同位体がある。このうち $^{12}\text{C}$ および $^{13}\text{C}$ は安定同位体であり、それらの存在比はそれぞれ約99%および約1%である。一方 $^{14}\text{C}$ は放射性同位体（半減期5,730年）であり、わずかに（ $10^{-12}$ 程度）含まれるにすぎない。

年輪中の $^{14}\text{C}$ 濃度の精密な測定値を得るためには、1年輪ごとに、不純物炭素の混入がないように十分注意しなが

ら試料調製をする必要がある。以下に $^{14}\text{C}$ 濃度が測定されるまでの過程を簡単に紹介する。

(1) 年輪年代が既知である年輪サンプルをカッターナイフで剥離し、1年輪ごとの木片として分離する。

(2) 1年輪ごとに、これらの木片からセルロースを抽出する。セルロースは年輪の形成時以降に年輪間を移動しないため、その年に光合成によって生成された炭素の濃度を保存している。セルロースの抽出は、一連の化学洗浄処理(超音波洗浄、酸-アルカリ-酸処理、亜塩素酸処理)によって行う。

(3) セルロースを、真空中でガラス管に酸化銅とともに封じ切り、加熱によって酸化させ $\text{CO}_2$ にする。 $\text{CO}_2$ を低温トラップに通すことによって不純物を取り除く。最後に、高純度の $\text{CO}_2$ を鉄触媒のもとで水素還元し、グラファイトを生成する。 $^{14}\text{C}$ 濃度は、このようにして生成したグラファイトについて測定する。

(4) 我々の研究室では、 $^{14}\text{C}$ 濃度を名古屋大学年代測定総合研究センターのAMS(加速器質量分析計, Accelerator Mass Spectrometer)を用いて測定している。

$^{14}\text{C}$ 濃度は、同位体比 $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ によって表すことができるが、 $^{14}\text{C}$ 量は $^{12}\text{C}$ 量に比べると極めて微量なため $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ は非常に小さく、その絶対値を精度よく直接測定するのは極めて困難である。そのため、実際に測定結果を表示する場合には $\Delta^{14}\text{C}$ という量を用いる。 $\Delta^{14}\text{C}$ は、 $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ 比が国際的に値付けされている標準体を未知試料と同一条件で測定し、未知試料の測定値を標準体の測定値で規格化して算出する量である。<sup>5)</sup>

### 3. 775年イベント

筆者らは、2個体の屋久杉年輪(Tree-A, Tree-B)を用いて、 $^{14}\text{C}$ 濃度を1-2年分解能で測定した。我々の測定から、IntCalに見られた8世紀の $^{14}\text{C}$ 濃度増加は、西暦774-775年にかけて1年で12%の急増であることが明らかになった。この増加の測定誤差に対する有意性は $7.2\sigma$ である。また、 $^{14}\text{C}$ 濃度は急激に増加した後、なだらかに減衰していく特徴がみられる(図4a)。<sup>6)</sup> 10年平均したデータは、IntCal<sup>7)</sup>とよく一致する(図4b)。また、775年イベントについての我々の論文発表後に、他グループがこの775年イベントの検証のため、ドイツのオーク試料を用いた1年分解能での測定を行ったが、本研究で得られた結果と非常に良い一致を示した。<sup>8)</sup> さらに南極のドームふじアイスコアから得られた $^{10}\text{Be}$ の10年値でも同じような増加が見られることから、<sup>9)</sup> このイベントは、屋久島付近で起こった局所的な現象ではなく、地球外から来た宇宙線によって引き起こされ、地球の広い地域で記録されたと考えられる。

今回の $^{14}\text{C}$ 濃度の増加とその後の減衰の仕方を炭素循環モデル(成層圏、対流圏、海洋圏、生物圏の4つのBoxから成る)と比較して調べた結果、これが短時間の宇宙線の増加とその後の大気中の炭素循環から予測される変化の様



図3 測定に用いた樹齢約1900年の屋久杉、Tree-A(名古屋大学太陽地球環境研究所、宇宙線研究所蔵)。

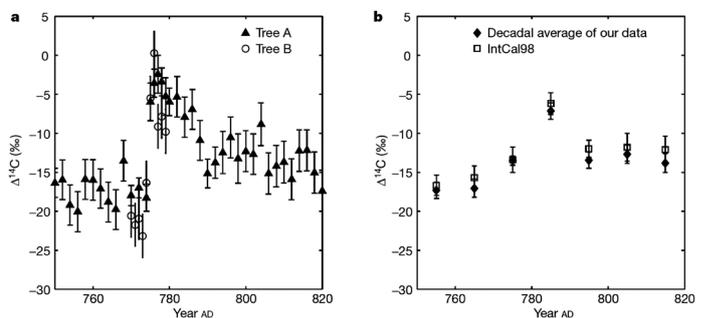


図4 (a) 西暦750-820年までの $^{14}\text{C}$ 濃度の測定値。Tree A, Tree Bはそれぞれ別個体の屋久杉のデータを示している。(b) 我々の測定によって得られた $^{14}\text{C}$ 濃度の10年平均とIntCal98<sup>7)</sup>との比較。文献6より転載。

子とよく一致した。すなわち774年から775年にかけての1年以下の間に、何らかの理由で宇宙線が増加して大気中に $^{14}\text{C}$ を生成し、その後炭素循環によって減衰していったと考えられる。このような $^{14}\text{C}$ 濃度変化は、1960年代前半に集中して行われた大気圏内核実験による $^{14}\text{C}$ 濃度急増(=Bomb effect)とその後の減衰によく似ている。このことから775年前後の $^{14}\text{C}$ 濃度変化プロファイルは、地球大気への突発的な宇宙線のインプットに対する応答を反映していると考えられる。

### 4. 775年イベントの原因

西暦774-775年の $^{14}\text{C}$ 濃度の増加量は、通常の太陽活動による宇宙線変動と比べると約20倍とはるかに大きいため、太陽磁場活動の変化以外の原因であると考えられる。このような急激な $^{14}\text{C}$ 濃度増加を引き起こす原因として我々が当初考えていたのは、前述した地球近傍の超新星爆発や、太陽での大規模なSPE(Solar Proton Event)といった高エネルギー現象である。

超新星爆発の場合、爆発によって発生したガンマ線が地球に到達し、 $^{14}\text{C}$ を生成するというアイデアがKonstantinovとKocharov(1965年)<sup>10)</sup>によって提案されている(ガンマ線以外の超新星爆発によって発生した粒子のうち、荷電粒子は星間磁場によって曲げられ、爆発直後には地球へ到達

できない。また、中性子はその寿命によって崩壊してしまう)。今回の $^{14}\text{C}$ 濃度増加を説明するために必要なエネルギーは、一般的な超新星爆発の総エネルギー $10^{51}$  ergのうち100分の1がガンマ線で等方的に放射されたと仮定すると、地球から約200パーセク(650光年)の距離で起こった場合に相当する。しかし、距離200パーセクという太陽近傍において、西暦775年に該当する超新星残骸は見つからず、さらに中国、ヨーロッパをはじめとする古文書にも775年の超新星爆発を示唆するような記述は残っていない。比較的新しく、距離の近い超新星残骸は今でもX線や電波等で明るく輝いているはずであり、超新星爆発が775年イベントの原因とは考えにくい。

次にSPEが原因の場合、フレアによって発生した陽子が地球へ到達して $^{14}\text{C}$ を生成すると考えられる。今回の $^{14}\text{C}$ 濃度増加を説明するために、太陽から放出された陽子の全エネルギーを見積もった。仮にフレア粒子が太陽表面で等方放射されたと仮定すると、今までに観測された最大級の太陽フレアより数桁もエネルギーが大きいものに相当する。このようなエネルギーの大きい太陽フレア(スーパーフレア)が起きた場合、フレア粒子や紫外線によってオゾン層が破壊され、地上の生物に深刻な影響を与えられているが、西暦775年にはそのような影響があったとする歴史記録がない。我々は等方放射を仮定して計算したが、実際のフレアは指向性を持つことが知られており、MelottとThomasが放射される角度分布を仮定して再計算し、観測で知られる最大級のフレアの10倍程度という見積もりを発表した(2012年)。<sup>11)</sup> この程度のフレアなら、オゾン層の破壊も少なく、地上の生物に大きな影響がないと予想される。他にもSPEの規模について、フレア粒子のエネルギースペクトル等を仮定したいくつかの見積もりがされており、これらの報告でも775年イベントは最大クラスSPEの10~数10倍と考えられている。<sup>8, 12, 13)</sup> 観測史上最も大きいとされているキャリントンフレアの発生年(1859年)の $^{14}\text{C}$ 濃度変化は測定誤差以下であり、キャリントンフレア時の $^{14}\text{C}$ 増加量が測定誤差程度だと仮定すると、今回見つかった $^{14}\text{C}$ イベントの規模はその10倍以上であったと考えられるため、上記の計算結果と矛盾しない。このような大規模SPEが発生した場合、世界の広範にわたってオーロラが観測されるはずである(キャリントンフレア発生時には、赤道近くでも観測された記録が残されている)。775年イベント発見がきっかけとなって、西暦775年前後の歴史記録が詳細に調査され、イギリス上空の「赤い十字架」<sup>14)</sup> や、ドイツ上空の「赤い2つの盾」<sup>15)</sup> さらに中国での複数のオーロラの記録<sup>8)</sup> が報告された。これらの記録は、大規模SPEによって引き起こされる低緯度オーロラを示唆していると考えられる。歴史記録だけで原因を議論するのは難しいが、複数のオーロラ記録が残されているため、当時の太陽活動が活発であったことがうかがえる。

一方HambaryanとNeuhäuserは、銀河系内で発生したシ

ョートガンマ線バーストが775年イベントの原因である可能性を示す論文を発表した(2013年)。<sup>16)</sup> ショートガンマ線バーストとは、連星系の中性子星やブラックホールが融合する時に発生すると考えられている非常に高エネルギーの現象であり、2秒以下のガンマ線放射が起きる。ショートガンマ線バーストでは、超新星爆発で問題になっていた超新星残骸も残らず、さらに可視光の放射時間も短いことから歴史記録に残っていない点も説明できる。ショートガンマ線バーストは稀にしか起きないとされているが(銀河系内の太陽近傍でショートガンマ線バーストが我々に向かって放出される頻度は、Swift衛星の観測により、1 event/ $3.75 \times 10^6$  yearと推定される)、観測の誤差が大きい(検出器の感度限界)ため約1,000年前に起きていた可能性は考えられる( $^{14}\text{C}$ イベントの発生頻度を1 event/3,000 yearと仮定すると、ショートガンマ線バーストの頻度と $2.6\sigma$ の確率で一致する)。仮にショートガンマ線バーストが原因であった場合、775年の $^{14}\text{C}$ イベントは銀河系内で起きたショートガンマ線バーストの初めての痕跡となる。

このように西暦775年イベントの原因として、大規模SPEとショートガンマ線バーストという2つの有力な候補が挙がっていたが、それ以上の議論が難しい状況だった。

## 5. 994年イベント

原因を議論する上で、 $^{14}\text{C}$ イベントの発生頻度が非常に重要となるため、他にも西暦775年イベントのような $^{14}\text{C}$ イベントがあるか調べるために、探索の年代を広げて $^{14}\text{C}$ 濃度を測定した。その結果、西暦993年から994年にかけての $^{14}\text{C}$ 濃度の急増(誤差に対する有意性:  $5.1\sigma$ )と、それに続く減衰が検出された。<sup>17)</sup> 2つのイベントを比較したものを図5に示す。西暦994年イベントの $^{14}\text{C}$ 濃度変動は、西暦775年イベントと非常によく似た形をしていることから、両者の $^{14}\text{C}$ イベントを引き起こした原因は同種であると考えられる。また、南極のドームふじアイスコアから得られた $^{10}\text{Be}$ の10年値でも、西暦775年のイベントのときと同じように994年付近にも急激な増加が見られた。<sup>9)</sup> し

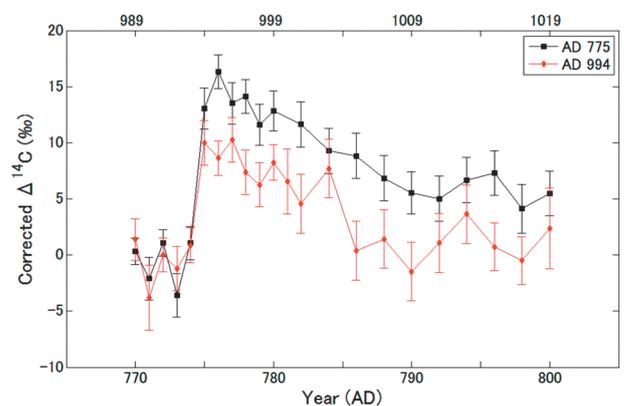


図5 西暦775年イベントと、西暦994年イベントとの比較。縦軸は増加前の5点の加重平均をゼロとしている。西暦994年イベントの $^{14}\text{C}$ 増加量は、西暦775年イベントの規模の約0.6倍である。文献17より転載。

かも  $^{14}\text{C}$ ,  $^{10}\text{Be}$  両者の増加量の比は同程度であり, このことから2つの  $^{14}\text{C}$  イベントは同種の原因によって引き起こされたことが示唆される。

今までに  $^{14}\text{C}$  濃度の単年輪測定は, いくつかの研究で実施されてきた。その測定期間を合計すると約1,600年間であり, その中で2つの  $^{14}\text{C}$  イベントが発見された。このことから現時点での  $^{14}\text{C}$  イベントの発生頻度は800年に1度であり, これはショートガンマ線バーストの観測頻度よりもはるかに大きいと言える。2例目の  $^{14}\text{C}$  イベント発見により, ショートガンマ線バーストが  $^{14}\text{C}$  イベントの原因である可能性は低くなった。また, 太陽活動度が IntCal の  $^{14}\text{C}$  データに現れていることは前に述べたが, 2つのイベントが見つかった8-10世紀には大きな太陽活動極小期が含まれていないため(図2), この期間は比較的太陽活動が活発な時期であったと言える。 $^{14}\text{C}$  イベントの発生頻度と太陽活動とを考慮すると,  $^{14}\text{C}$  イベントの原因として大規模SPEが妥当であると考えられる。

西暦775年のイベントについては, IntCalの10年値においてもその増加が確認できるが, 西暦994年のイベントはその増加量があまり大きくないことから, IntCalにはその変化がほとんど現れていない。このことから,  $^{14}\text{C}$  イベントは1年分解能の測定によって初めて検出可能と言える。過去にさかのぼってみると1年分解能で測定されていない年代がほとんどであるため, 本研究の2つの  $^{14}\text{C}$  イベントの発見により, 他にもこのようなイベントが多く隠されている可能性が示された。

## 6. おわりに

現時点で  $^{14}\text{C}$  イベントの原因として, 大規模SPEが妥当であると考えられるが, この仮説は状況証拠によって裏付けられているに過ぎない。原因特定に向けて, 著者が今注目しているのは,  $^{10}\text{Be}$  の記録を1年分解能で調べることである。地球へ入射した放射線の種類やエネルギースペクトルの違いによって  $^{10}\text{Be}$  と  $^{14}\text{C}$  との間の生成比に違いが生まれるため, 年輪中  $^{14}\text{C}$  データとアイスコア中  $^{10}\text{Be}$  データとを比較することで, 原因が特定できる可能性がある。すでに, 南極ドームふじの10年分解能の  $^{10}\text{Be}$  データは得られているが, 正確に比較するには1年分解能のデータが必要である。今後, 南極やグリーンランドのアイスコア高精度分析を行い, 原因特定を目指したい。

原因がSPEであった場合, 西暦775年と994年のイベントの規模は地上の生物に大きな影響を与えないとしても, 上述したように非常に大規模なものといえる。この規模のフレアが今日において発生した場合, 人工衛星の故障や, 通信網の破壊等による現代社会に与える影響は甚大だと予想される。今回の発見は, 大規模フレアが将来においても発生する可能性を示したという意味でも, 非常に重要である。

$^{14}\text{C}$  イベントの発生頻度をさらに正確に求めるために,

まだ1年分解能で測定されていない年代(過去約1万年間)の試料を測定する予定である。仮に  $^{14}\text{C}$  イベントの原因が大規模SPEであった場合, まだよく知られていない大規模フレアの発生頻度が明らかになり, 太陽活動メカニズムについて新たな知見が得られることが期待される。そして過去のどのような太陽活動を示す時期に大規模SPEが発生していたか詳細に調べることで, 将来の大規模フレアの予測につなげることが期待される。

最後に本研究は中村俊夫教授との共同研究として行われた。また, 屋久杉の年輪年代を決定して頂いた木村勝彦教授に感謝の意を表します。

## 参考文献

- 1) P. J. Reimer, *et al.*: Radiocarbon **51** (2009) 1111.
- 2) H. Menjo, *et al.*: Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. **2** (2005) 357.
- 3) M. Stuiver, *et al.*: Radiocarbon **40** (1998) 1127.
- 4) Y. Takahashi, *et al.*: Radiocarbon **52** (2010) 895.
- 5) M. Stuiver and H. A. Polach: Radiocarbon **19** (1977) 355.
- 6) F. Miyake, *et al.*: Nature **486** (2012) 240.
- 7) M. Stuiver, *et al.*: Radiocarbon **40** (1998) 1041.
- 8) I. G. Usoskin, *et al.*: Astron. Astrophys. **552** (2013) L3.
- 9) K. Horiuchi, *et al.*: Quat. Geochronol. **3** (2008) 253.
- 10) B. P. Konstantinov and G. E. Kocharov: NASA-CR-77812, ST-CMG-AC-10430 (1965).
- 11) A. L. Melott and B. C. Thomas: Nature **491** (2012) E1.
- 12) I. G. Usoskin and G. A. Kovaltsov: Astrophys. J. **757** (2012) 92.
- 13) B. C. Thomas, *et al.*: Geophys. Res. Lett. **40** (2013) 1237.
- 14) J. Allen: Nature **486** (2012) 473.
- 15) G. W. Gibbons, *et al.*: Nature **487** (2012) 432.
- 16) V. V. Hambaryan and R. A. Neuhäuser: Mon. Not. R. Astron. Soc. **430** (2013) 32.
- 17) F. Miyake, *et al.*: Nat. Commun. **4**: 1748 doi: 10.1038/ncomms2873 (2013).

(2013年9月30日原稿受付)

## Yaku-Cedar Tells Cosmic Outbursts in Ancient Times: Anomalies of Cosmic Ray Intensity in AD 774-775 and AD 993-994

Fusa Miyake and Kimiaki Masuda

abstract: Measurements of cosmogenic nuclides, which are radioisotopes produced by cosmic rays in the atmosphere, provide important information regarding extraterrestrial high-energy events. We present  $^{14}\text{C}$  measurements in annual rings of Japanese cedar trees with 1- and 2-year resolutions, and a finding of two sudden increases of  $^{14}\text{C}$  content by significant amount from AD 774 to 775 and AD 993 to 994. The short-term increases of radioactive nuclide production were also found in tree rings of Europe and Antarctic ice core. This strongly indicates that the anomalies were not due to local terrestrial events, but triggered by cosmic outbursts that affected the whole planet. Several conjectures have been made upon the origin of the events, e.g. nearby supernovae (~200 pc), Galactic short gamma-ray bursts, and violent solar mass ejections like SPEs (solar proton events) or super flares. We investigated energetics and the frequencies of occurrence of the phenomena, and demonstrate that SPE is likely to be the origin of the two  $^{14}\text{C}$  increase events. Astrophysical significances and impact to modern human society are also discussed.

## 細胞膜の異常拡散—細胞内物性の理解へ向けて—

秋元 琢磨 (慶應義塾大学大学院理工学研究科)

親水基と疎水基を持つ脂質分子は、水溶液中では、親水基を外側に向けながら自己集合する事により脂質2重膜を形成します。この性質により、脂質2重膜は、細胞の内と外を隔てる細胞膜として機能します。そして、脂質2重膜は、単に膜として機能するだけでなく、膜を形成しながらも流動性を持ち、膜貫通タンパク質が膜上で拡散する環境を整え、様々な生物学的な反応を促進させる役割を果たしています。

通常、粘性流体中の微粒子は、ブラウン運動として知られていますように、溶媒分子からの揺動力によりランダムな動きを示します。そして、流動性を特徴付ける平均2乗変位 (MSD),  $\langle x_i^2 \rangle$ , は時間に対して線形に増大します。しかしながら、からみあった高分子溶液のような粘弾性流体中では、微粒子のMSDは、線形に増大する通常の拡散ではなく、劣線形的に増大する異常拡散 (遅い拡散),  $\langle x_i^2 \rangle \propto t^\alpha$  ( $\alpha < 1$ ), になります。脂質2重膜は、これまで、高粘性流体であると考えられてきましたが、粘弾性に関する精密な測定実験は難しく、粘性流体なのか粘弾性流体なのかは未だ明らかになっていません。

本研究では、水と脂質分子からなる系の分子動力学シミュレーションを用いて、脂質分子の軌道を解析する事により、脂質2重膜を形成する脂質分子の異常なダイナミクスについて報告します。我々は、脂質2重膜は短い時間領域で粘弾性を持つ事を発見しました。また、脂質分子は平面上にしか動く事ができないため、分子の混み合いが生じ、膜中に空隙ができる事によりはじめて大きく動ける事がわかりました。さらに、脂質分子が大きく動くまでの時間分布はベキ分布になり、それに起因して、長時間平均量が非常にゆっくりと収束する事を発見しました。

これらの知見を得るには、シミュレーションで得られた脂質分子の重心の軌道を用

い、長時間平均で定義されたMSD (TAMSD) 及びその揺らぎを調べる事が必要です。長時間平均が空間平均に一致するというエルゴード的な系では、観測時間を長く取れば、TAMSDはMSDに一致します。したがって、もし系がエルゴード的であるならば、1分子の軌道のみから拡散性を知る事ができます。さらに、TAMSDの揺らぎの観測時間依存性を見る事により、エルゴード性の破れや揺らぎの異常性を明らかにする事ができます。

異常拡散は粘弾性流体だけではなく、アモルファス半導体における荷電粒子の輸送、細胞内輸送、生物の探餌行動等の様々な自然現象において観測されます。特に、生きた細胞内におけるタンパク質やmRNA等の異常拡散は注目を集めています。ここでは、TAMSDが遅い拡散を示すだけでなく、その拡散係数が実験毎に大きく異なる事が明らかになってきています。現在、このような非再現性の物理の基礎理論やその生物学的な役割の解明が期待されています。本研究では、TAMSDのエルゴード特性を解析する事により、脂質2重膜は粘弾性に由来した異常拡散を示すだけでなく、TAMSDが観測時間に対して非常にゆっくりと一定値に収束する事がわかりました。この結果は、細胞内の異常拡散を理解する上で重要な知見を与えていると考えています。

## —Keywords—

## 脂質2重膜:

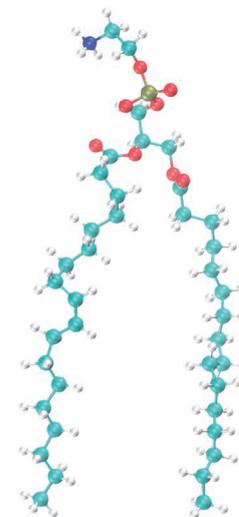
脂質分子は、親水性のリン酸を頭部を持ち、疎水性の脂肪酸を2本尾部に持つ (図を参照)。細胞内は水で満たされているため、脂質分子は自発的に集合し、2重層を形成する。これが脂質2重膜である。(図1(a)を参照)。

## エルゴード性:

エルゴード性は、運動方程式に従う多粒子系における平衡状態を保証する概念として導入された仮説であり、ほとんど全ての初期条件に対して、長時間平均量が一定値に収束し、その値がアンサンブル平均と一致する性質である。数学的にはより抽象的に定義されるが、ここでは単に、長時間平均量が一定値に収束する事をエルゴード的であると呼ぶ。

## 粘弾性流体:

粘性による流動の緩和と弾性変形とが重なって現れる流体。



脂質分子の模式図。青色が窒素、赤色が酸素、茶色がリン、水色が炭素、白色が水素を表している。

## 1. はじめに

近年、1分子測定により、生きた細胞内の分子の拡散を直接観測する事が可能になってきています。それらの実験でわかってきた事は、時間平均で定義された平均2乗変位 (TAMSD),  $\overline{\delta^2(\Delta; T)} \equiv 1/(T-\Delta) \int_0^{T-\Delta} |x(\Delta+t') - x(t')|^2 dt'$  が遅い拡散,  $\overline{\delta^2(\Delta; T)} \approx D_a \Delta^\alpha$  ( $\alpha < 1$ ), を示す事、さらに、その拡散係数  $D_a$  が大きな揺らぎを示す事です。<sup>1,2)</sup> 特に、細胞膜上を拡散するカリウムチャンネルは遅い拡散を示すだけでなく、TAMSDの拡散係数の大きな揺らぎ (非再現性) やTAMSDが観測時間  $T$  と共に減衰する事 (エイジング) が1分子測定実験で明らかになりました。<sup>2)</sup> この長時間平均量の大きな揺らぎは、アンサンブル平均と長時間平均が一致するというエルゴード性の破れを意味しています。したがって、細胞内の物理的性質を理解するには、統計力学の基礎理論の拡張が必要であると考えられています。

脂質2重膜は、その流動性のため、膜タンパク質が膜上で拡散する事を可能にし、生物学的な反応の場を提供しています。細胞膜上の膜タンパク質の異常拡散を理解する上で、脂質2重膜の拡散性を明らかにする事は重要です。さらに、細胞内の生体分子は細胞膜に吸着しながら拡散する事がありますので、細胞膜の拡散性は細胞内輸送に強い影響を及ぼします。本研究では、水と脂質からなる系の分子動力学シミュレーションにより、脂質2重膜のエルゴード特性を解析し、そこに潜む物理現象を明らかにします。<sup>3)</sup>

## 2. 細胞膜の異常拡散

分子動力学シミュレーションでは、すべての原子の相互作用を考慮に入れてNewtonの運動方程式を解きます。ここでは、128個のPOPE脂質分子と10,004個の水分子からなる系を粒子数、圧力、温度一定 (常圧,  $T=310$  K) で平衡化させます (およそ100 nsで系のエネルギーは一定値に収束したため、それ以降は平衡化にあるとしました)。その後、解析のためにさらに200 nsのシミュレーションを行いました。平衡下では、脂質分子は親水基を外側に向けて脂質2重膜を形成し (図1(a) 参照)、膜内を側方 ( $xy$  平面上) に拡散します。系の有限サイズの影響のため、脂質2重膜自身が並進方向に動きます。この影響を削除するため、それぞれの脂質分子の重心から膜の重心を引いた相対的な軌跡を解析しました。側方TAMSDは、

$$\overline{\delta_i^2(\Delta; T)} \equiv \frac{1}{2(T-\Delta)} \int_0^{T-\Delta} [|x_i(\Delta+t') - x_i(t')|^2 + |y_i(\Delta+t') - y_i(t')|^2] dt' \quad (1)$$

で定義されます。ここで  $T$  は観測時間です。

図1(c) に示しているように、ほとんどのTAMSDは短い時間領域 ( $\Delta=3$  nsまでの領域) で遅い拡散を示します:  $\overline{\delta_i^2(\Delta; T)} \propto \Delta^{0.3}$ 。  $\Delta$  が3 nsより大きくなりますと、異常拡散の指数も変化し、通常拡散,  $\overline{\delta_i^2(\Delta; T)} \propto \Delta$ , に近づきます。そして、図1(b) に示しているように、TAMSDの揺らぎ

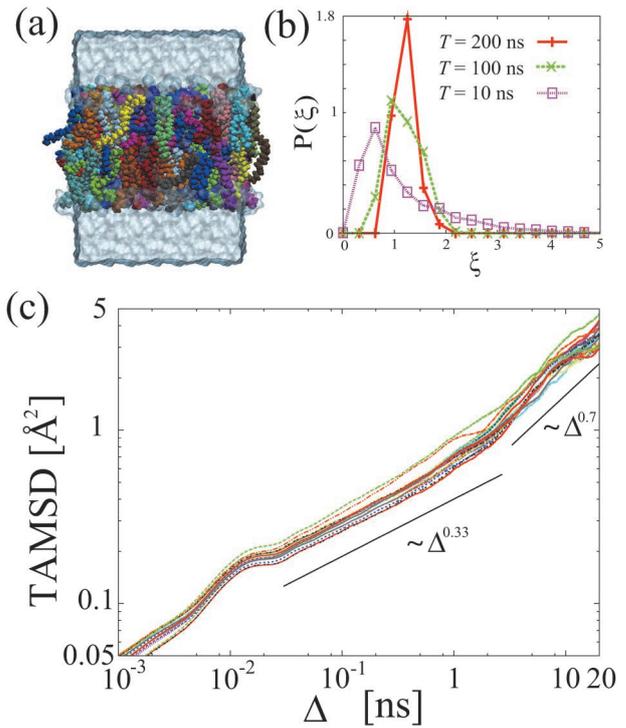


図1 (a) 脂質2重膜。隣合う脂質分子を明確に区別するため、色を変えて表示しています (水分子は脂質2重膜の外側にあり、透明な灰色で示しています)。 (b) 規格化されたTAMSD  $\xi$  の確率密度関数を異なる観測時間  $T$  に対して示しています。観測時間が小さいときはガウス分布から大きくはずれ、非ガウスの揺らぎを示します。 (c) 脂質2重膜における脂質分子のTAMSD。<sup>3)</sup> 異なる脂質分子の軌跡から得られた20本の側方TAMSD ( $T=200$  ns) を両対数で表示しています。参考のため、劣線形的増大を直線で示しています。

( $\Delta=5$  nsと固定したときの  $\overline{\delta^2(5; T)}$  の揺らぎ) は非対称な分布となっており、ガウス分布から大きくはずれた分布となっています (非ガウスの揺らぎ)。ここで、 $\xi \equiv \overline{\delta^2(5; T)} / \langle \overline{\delta^2(5; T)} \rangle$  は、全ての  $T$  に対して、平均が1になるようにしています。

## 3. 異常拡散のメカニズムを明らかにする

遅い拡散には、三つの異なる物理的メカニズムの存在が知られています。<sup>4)</sup> 一つ目は、連続時間ランダムウォーク (CTRW) のようにトラップされながらランダムウォークを行うときにトラップ時間の平均値が発散する場合、二つ目は、フラクショナルブラウン運動 (FBM) やフラクショナルノイズに駆動される一般化ランジュバン方程式のように速度相関が負の相関を持つ場合、三つ目は、フラクタル格子上的ランダムウォークです。これらのモデルは、原理的には任意の指数  $\alpha$  の遅い拡散を生成可能であり、MSDを見ただけではどのメカニズムに由来しているかはわかりません。よって、細胞内で観測された異常拡散のメカニズムを明らかにするためには別の手法が必要です。

異常拡散のメカニズムを推定する手法の一つに Mean Maximal Excursion (MME) 解析があります。<sup>5)</sup> MME解析では、時刻  $t$  までに到達した最大距離,  $r_{ME}(t) \equiv \max |r(t')|$ :  $0 \leq t' \leq t$ , の2次モーメント (MME2) と通常の2次モー

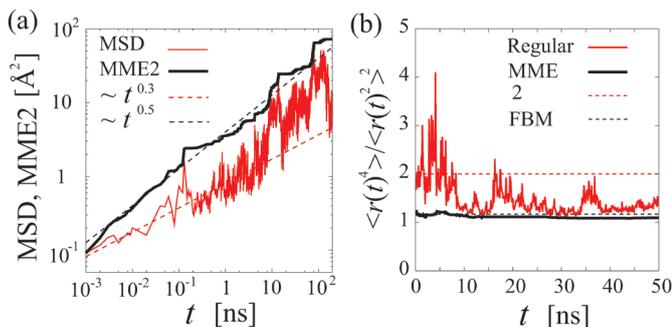


図2 MME解析. (a) MME2とMSDの比較. MME2の指数(およそ0.5)の方がMSDの指数(およそ0.3)より大きくなっています. 参考のため,  $t^{0.5}$ と $t^{0.3}$ でフィッティングさせた点線を描いています. (b) MMEと通常のモーメント比. 短い時間領域( $t < 10$  ns)では, MMEのモーメント比はおよそ1.18 (FBMの理論値), 通常のモーメント比はおよそ2の周りで揺らいでいます. これらは点線で示してあります.

ント (MSD) を比較します. CTRW 及びフラクタル上のランダムウォークでは, MME2とMSDの異常拡散の指数が一致しますが, FBMの場合にはこれらの指数は異なり, MME2の指数の方がMSDのそれより大きくなる事が知られています. また, モーメントの比,  $\langle r_{ME}(t)^4 \rangle / \langle r_{ME}(t)^2 \rangle^2$ , は  $t \rightarrow \infty$  で一定値に収束し, その値はモデルによって異なります. 例えば, MMEのモーメント比は, ブラウン運動では1.49, CTRWでは1.49より大きく, フラクタル・FBMでは1.49より小さくなります. また, 通常のモーメント比は, ブラウン運動及びFBMでは2, CTRWでは2より大きく, フラクタルでは2より小さくなります.<sup>5)</sup>

このMME解析を用い, 脂質分子のTAMSDの過渡的な遅い拡散の原因を明らかにします. 図2(a)に示してあるように, 短い時間領域(およそ10 nsまで)でMME2の指数はおよそ0.5であるのに対し, MSDの指数は0.3であり, MME2の指数はMSDの指数よりも大きくなっています. さらに, 図2(b)に示してあるように, 短い時間領域(およそ10 nsまで)で通常及びMMEのモーメント比はFBMの理論値(通常モーメント比は2, MMEモーメント比は1.49より小さい)の辺りで揺らいでいますので, この時間領域の遅い拡散の原因は, FBMである事が示唆されています. FBMは, 粘弾性流体と関係があると考えられていますので, これらの結果は, 短い時間領域で脂質2重膜には粘弾性がある事を強く示唆しています.

#### 4. TAMSDの非ガウスの揺らぎ

FBMは, ガウス過程のため, TAMSDの揺らぎはガウスのようになる事が知られています.<sup>6)</sup> しかし, 図1(b)で示したように, TAMSDはガウス分布から大きく外れています. この非ガウスの揺らぎを理解するため, CTRWにおけるTAMSDの相対揺らぎに関する解析的な結果を紹介し, 脂質2重膜の結果と比較します. CTRWは, 複雑なエネルギーランドスケープ上で様々な井戸にトラップされながらランダムウォークを行うモデル(トラップモデル)において, 井戸の深さをサイト毎に固定せず, 毎回独立にランダムに

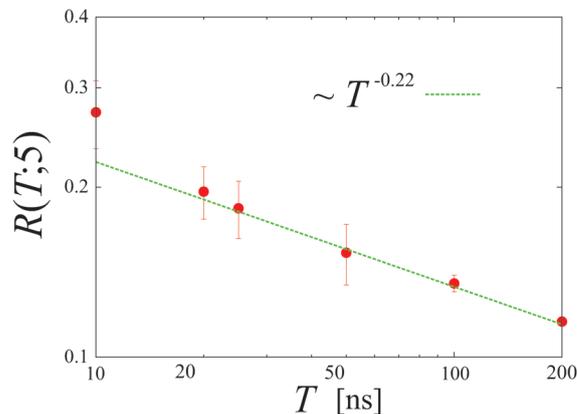


図3 TAMSDの相対揺らぎの観測時間の依存性 ( $\Delta = 5$  ns). 両対数で表示しており, 直線は非ガウスの減衰を示しています [ $R(T; \Delta) \propto T^{-0.22}$ ].

与えたものです. ここでは, 簡単のため, 最隣接格子のみにジャンプができ, ジャンプ間には相関がなく, トラップ時間分布  $P(\tau)$  がベキ分布に従っている場合,  $P(\tau) = \alpha \tau_0^{-1-\alpha} \tau^{-1-\alpha}$  ( $\tau \geq \tau_0$ ), を考えます(これは, 井戸の深さが指数分布に従っている事に対応します).  $\alpha \leq 1$  のとき, 平均トラップ時間が発散し, MSDは遅い拡散を示します. 一方, TAMSDは線形に増大する事がわかっています.<sup>7)</sup> さらに, TAMSDの拡散係数は, 観測時間  $T$  に強く依存し, 本質的に揺らぎます.<sup>7)</sup> この揺らぎは,

$$R(T; \Delta) = \frac{\langle |\delta^2(\Delta; T) - \langle \delta^2(\Delta; T) \rangle| \rangle}{\langle \delta^2(\Delta; T) \rangle} \quad (2)$$

で定義されるTAMSDの相対揺らぎで特徴付けられます. この量は, トラップ時間分布のベキ指数  $\alpha$  に応じて異なる振る舞いを示します<sup>7,3)</sup>:

$$R(T; \Delta) \propto \begin{cases} T^{-1/2} & (\alpha \geq 2) \\ T^{-\beta} & (1 < \alpha < 2) \\ C_\alpha & (\alpha \leq 1), \end{cases} \quad (3)$$

ここで,  $\beta = 1 - 1/\alpha$  であり,  $C_\alpha$  は  $\alpha$  に依存した定数です.  $\alpha \leq 1$  では,  $T \rightarrow \infty$  で相対揺らぎは有限の値のみであり, TAMSDは時系列毎に異なる値になります. つまり, 長時間平均値が一定値に収束するというエルゴード性が破れています. この性質は他の二つのモデルとは異なります.

図3は  $\Delta = 5$  ns のときの相対揺らぎ,  $R(T; 5)$ , の観測時間  $T$  依存性を示しています. 相対揺らぎは  $T^{-\beta}$  ( $\beta < 0.5$ ) で減衰します. この減衰は, CTRWではトラップ時間分布が指数  $1/(1-\beta)$  のベキ分布のときに対応しています, つまり,  $\alpha = 1/(1-\beta)$ . 脂質2重膜では, 脂質分子は稀に縦方向に動く事(フリップフロップ)ができますが, そのタイムスケールは非常に大きく, 本シミュレーションではフリップフロップはほとんど起きません. したがって, 脂質分子は側方のみ動き, 脂質分子同士の混み合いにより分子が閉じ込められ, この閉じ込められている時間がベキ分布になっていると予想されます. 実際に, この時間分布はベキ分布になっており, そのベキ指数は, CTRWの相対揺らぎの理論から導かれる値 ( $\alpha \cong 1.28$ ) とほぼ一致しています.<sup>3)</sup>

$1 < \alpha < 2$ では、トラップ時間の2次モーメントは発散しますが、平均値は有限ですので、エイジングや遅い拡散を生み出す事はありません。しかし、TAMSDに非ガウスの揺らぎが生じる事に注意する必要があります。

## 5. 異常拡散と細胞内物性

本研究では、脂質2重膜における脂質分子の拡散がFBMのような運動の負の相関に起因する遅い拡散を示す事を明らかにしました。ここで、速度相関が負になる事に起因して生じる遅い拡散のモデルを紹介し、細胞内における物理的性質と異常拡散の関係について議論します。一般に、ブラウン粒子の運動方程式は、外界から受ける駆動力 $F(t)$ を用いて、

$$m\dot{v} = -\int_0^t v(t')\gamma(t-t')dt' + F(t) \quad (4)$$

で与えられます。通常のランジュバン方程式と異なり、ここでは記憶項 $\gamma(t)$ を考慮しています。この記憶項は、揺動散逸定理を通じ、揺動力の自己相関関数と

$$\langle F(t)F(t') \rangle = k_B T \gamma(|t-t'|) \quad (5)$$

という関係にあります。自己相関関数がべき的な減衰を示す場合をフラクショナルノイズと呼び、それによって駆動されるランジュバン方程式をフラクショナルランジュバン方程式(FLE)といいます。特に、 $\langle F(t)F(0) \rangle \propto t^{-\alpha}$  ( $\alpha < 1$ )のとき、MSDは $\langle x_t^2 \rangle \propto t^\alpha$ となります。CTRWとは異なり、FLEでは、エルゴード性が成立します。<sup>6)</sup> FLEは、からみあった高分子溶液内の微粒子の運動方程式をモデル化したものであり、MSDと記憶項が明確な関係を持ちますので、MSDを観測する事により、粘弾性流体の緩和弾性率を知る事ができます。これはマイクロレオロジーと呼ばれる手法です。<sup>8)</sup> しかし、上述のように遅い拡散のモデルは複数あり、マイクロレオロジーを使うには、遅い拡散のメカニズムを明らかにする必要があります。したがって、MSDやMME解析だけでなく揺動散逸定理の破れやTAMSDの揺らぎを解析する事が重要であり、それにより、より正確な緩和弾性率や細胞内でのトラップ等の物理的性質に関する知見が得られると考えられます。

## 6. おわりに

分子動力学シミュレーションを用い、脂質2重膜は短い時間領域で粘弾性流体として振る舞い、分子の混み合いにより生じるべき的なトラップ時間分布がTAMSDの非ガウスの揺らぎを生み出す事を報告しました。さらに、脂質分子の遅い拡散のメカニズムは、粘弾性流体のように速度相関が負になる事に起因している事がわかりました。分子の混み合いにより生じるべき的なトラップは、TAMSDの揺らぎのゆっくりとした減衰をもたらしますが、平均トラップ時間が有限であるため、CTRWのようなエイジングは示さない事もわかりました。本稿では、単純な系を解析しましたが、細胞内の拡散現象はより複雑な要因があります。細胞内の異常拡散現象の解明には、今後、さらなる理論的な発展が期待されています。

### 参考文献

- 1) I. Golding and E. C. Cox: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 098102.
- 2) A. Weigel, B. Simon, M. Tamkun and D. Krapf: Proc. Natl. Acad. Sci. USA **108** (2011) 6438.
- 3) T. Akimoto, E. Yamamoto, K. Yasuoka, Y. Hirano and M. Yasui: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 178103.
- 4) R. Metzler and J. Klafter: Phys. Rep. **339** (2000) 1.
- 5) V. Tejedor, O. Bénichou, R. Voituriez, R. Jungmann, F. Simmel, C. Selhuber-Unkel, L. B. Oddershede and R. Metzler: Biophys. J. **98** (2010) 1364.
- 6) W. Deng and E. Barkai: Phys. Rev. E **79** (2009) 011112.
- 7) Y. He, S. Burov, R. Metzler and E. Barkai: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 058101.
- 8) T. G. Mason and D. A. Weitz: Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 1250.

(2013年9月19日原稿受付)

### Anomalous Diffusion of Cell Membrane—Toward an Understanding of the Physical Properties— Takuma Akimoto

abstract: Anomalous diffusion, where the mean square displacement (MSD) does not grow linearly with time, has been observed in a wide range of phenomena. Here, we introduce three different physical mechanisms for subdiffusion and a method to clarify the physical nature in subdiffusion. Applying the method to a lipid bilayer in molecular dynamics simulation, we find that a lipid bilayer shows transient subdiffusion originated from viscoelasticity, and time-averaged MSD shows a non-Gaussian fluctuation due to a power-law trapping of a lipid molecule.

# クリエイティブ・コモンズとは何か —オープンアクセス時代の著作権と科学者—

林 和弘 (科学技術・学術政策研究所)

桑原真人 (物理系学術誌刊行センター)

## 1. はじめに

オープンアクセスという言葉を知ったことのある方はどのくらいいるだろうか。オープンアクセスとは学術情報へ障壁なくアクセスできる状態にすることであり、具体的に言えば電子ジャーナルの論文が無料で閲覧できることを意味する。医薬系を中心に、公的資金を得た研究の研究成果に対して、オープンアクセス(パブリックアクセス)化を義務付けるなど、オープンアクセス化を推進する運動は世界中で拡がり始め、オープンアクセス論文や雑誌の数は加速度的に増えだしている。オープンアクセスを正しく理解することは意外と面倒なことではあるが、言葉としては広く科学者に広まったように思われる。

では、クリエイティブ・コモンズ(Creative Commons; CC)はどうだろうか? こちらは、まだそれほど浸透していないように思われる。実は、オープンアクセスの進展において、クリエイティブ・コモンズの考え方や活動が大きな役割を果たしているのだが、知名度は後に述べるarXivの実情を見てもまだ低そうだ。本記事では、このクリエイティブ・コモンズに焦点を当てて解説する。

もう少し踏み込んでみよう。読者がもし論文を書かれていたとすると、その論文の使われ方を気にしたことはあるだろうか。多くの著者は、投稿時に出版社の用意した著作権譲渡書(Copyright Transfer Form)を提出する(させられる)ので、その後の論文の著作権上の扱いは出版社が決めたルールに従うことになる。たいてい一旦出版社に全ての著作権が譲渡されることになるので、仮に自分の論文の図表を引用して他の論文、レビュー論文を書きたい場合でも、著作権を所有している出版社に許諾願いを出す必要がある。一方、出版社は著作権を所有することで、その論文(情報)を言わば商材とし、購読費を図書館から得ることでビジネスを成り立たせている。<sup>\*1</sup>

ここで、購読費のかからないオープンアクセスジャーナルの場合を考えてみよう。ビジネスモデルとしては著者側から出版費用にあたる掲載料(Article Processing Charge)を得ることで成り立たせているところが多い。では、その図表を自身の論文や著書等で利用したい場合はどうすれば良いのだろうか? 読むのは無料だが図表を勝手に使って良いのか? いちいち出版元や著者に確認を取る必要がある

のだろうか? これらの問いに答えるには、クリエイティブ・コモンズの考え方を学ぶ必要がある。

本記事では、著作権の難しい話は極力避け、クリエイティブ・コモンズが論文を中心とした学術情報流通に対して果たす役割とその背景について、論文の読者であり著者でもありうる科学者向けに解説する。(本来クリエイティブ・コモンズは論文や学術情報流通の成果に限らないあらゆる創作物に対して適用される。科学以外の著作物を含むクリエイティブ・コモンズ全般については文献1-5を参照されたい。)

## 2. 著作権の大原則の確認

さて、クリエイティブ・コモンズの話をする際には、著作権の話と避けることはできない。しかし、著作権の話となるとどうしてもとっつきにくいイメージを持たれる方も多だろう。特に著作権の専門家の話になると、その専門家が真摯であればあるほど、例外を多数含んだ非常に複雑な解説になることもある。それ自体は実情を網羅的に正しく解説するためであり何も否定できるものではないが、結果として、一般的な科学者の関心を呼ぶことが難しくなる側面を持つ。

しかし、著作権の大原則自体は実は非常にシンプルである。「ある著作物を利用したい場合には、その著作権者の許諾を得れば良い。」当たり前すぎるかもしれないが、クリエイティブ・コモンズのコア要素を理解するためには、この大原則を確認しておくだけで実は十分である。

## 3. 科学者にとってのクリエイティブ・コモンズとは

ということで、乱暴であることを承知で、科学者に向けて極力シンプルにクリエイティブ・コモンズを説明すれば、「自身の論文あるいは研究成果物(以下論文等)の著作権を保持しつつ、それを第三者に再利用してもらったときの条件を整理したオプションをあらかじめ用意して、それぞれをロゴの形で提供することで再利用を簡便化し、学術研究活動をサポートする活動」である。それはすなわち「他人の論文等を再利用する際にクリエイティブ・コモンズのロゴがあれば、著者(著作権者)に一々許諾を得なくても、そのロゴで設定された条件下で即時利用が可能となる」ことを意味する。著作権の大原則の手続きを簡便化してくれる

<sup>\*1</sup> そのビジネスがあこぎだ。商業出版者の寡占で購読費が高騰しているとかいう話もあるが、今回は割愛する。



図1 (a) Physical Review X誌上でCreative Commonsライセンスの論文に付記されるロゴ, (b) ライセンスの種類がCC BY 3.0であることを表すロゴ.

のである.

例えば最近創刊された米国物理学会のPhysical Review Xでは, 論文ごとにクリエイティブ・コモンズのマークである○で囲まれたCCのマーク(図1(a))が表示されている. このロゴをクリックすると, 「CC BY 3.0」というライセンスを説明するページに移動し, このライセンスに従って再利用が可能であることが分かる. CC BY 3.0を簡潔に説明すれば, CCはCreative Commonsの頭字語であり, BYという表示はオプションで, このオプションを宣言することによってこの論文は出典を明記(クレジット表記)さえすれば, 商用を含む再利用, 改変が可能であることを示すことになる. 末尾の3.0はバージョンを指す.\*2 日本物理学会がオックスフォード大学出版局と提携して発行しているProgress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) 誌もCC BY 3.0のライセンスを利用していることをご存知の方もいるかもしれない. これはPTEP誌のトップページを含む多くのページに, CC BY 3.0のロゴ(図1(b))が記載されていることから確認できる. 日本の学会論文誌としては日本疫学会のJournal of Epidemiologyが, 2013年4月からクリエイティブ・コモンズ(CC BY 3.0)を本格的に導入した. そのアナウンスサイト<sup>6)</sup>では, 以下のように説明されている.

「CC BYライセンスを導入すると, 著者は自分の論文の著作権を保持し続けますが, 著作権者のクレジットを表示すれば, 誰でもその論文をダウンロードしたり, 再利用や改変利用したりコピーを取ったり配布することを認めることとなります. 再利用や改変の際には, 著者や日本疫学会に改めて許可を得る必要はありません.」

このように, クリエイティブ・コモンズを活用することで, 論文を再利用する際に, 一々著作権者に確認を取るといった面倒な手続きを回避することが可能になる. レビュー論文を書くときなどは大変便利であるし, より大局的には情報流通の効率が高まることで科学自体の発展が加速することが期待される. インターネット時代になって, 情報がオープン化しやすくなり, また, 情報の再利用が簡便になったことで発展してきたと言えるだろう.

\*2 もし更に詳しいライセンス内容を知りたい場合は, Legal Codeのリンクを押すとライセンスの完全版を見ることが出来る. ただし, この文章は素人にはお勧めできない.

表1 CCライセンスの種類.

	SA オプションはShareAlikeの略であり, 利用者に同じライセンスを利用することを求める. 引用した上で同じライセンスを継承する必要がある.
	ND オプションはNoDerivativesの略であり, 改変禁止を意味する. 引用した上で, 改変をしなければ再利用を可とするものである.
	NCのオプションはNonCommercialの略であり, 商用利用を禁ずるものである. CC BY-NCは商用利用でなければ, 引用することで再利用改変等が可能となる.
	上記の組み合わせの一つであり, CC BY-NC-SAのついた論文を再利用した場合は, 引用する必要がある. 商用利用不可であり, 同じライセンスを付ける必要がある.
	同じ組み合わせの一つとして存在する. CC BY-NC-NDのついた論文を再利用した場合は, 引用する必要がある. 商用利用不可であり, 改変を行ってはならない.
	CC0は著作者自ら全ての権利を放棄して積極的にパブリック・ドメインの状態にすることを指す.

#### 4. 他のクリエイティブ・コモンズの表示例とパブリック・ドメイン, CC0

では, CC BY以外にはどのようなライセンスが存在するだろうか. CC BYを含め現在は6つのライセンスが存在する. 残り5つ(CC BY-SA, CC BY-ND, CC BY-NC, CC BY-NC-SA, CC BY-NC-ND)は表1の通りである(詳しくは<http://creativecommons.org/licenses/>を参照). 以上CC BYも入れて6つのライセンスがあるが, これに加えて, パブリック・ドメイン(Public Domain)およびCC0が存在する. パブリック・ドメインは著者の死後50年(これがTPPで70年になろうとしているが)経ったものなど, 著作権が切れていることを表示するもので, CC0は著作者自らが権利を放棄してパブリック・ドメインの状態にする際に用いられる(表1の最下段). この自由な利用を意味するPublic Domain, CC0と, それとは反対に著作権で保護される全ての権利を保持する状態, すなわちAll rights reservedの二者は権利的に両極におかれるのに対し, 上記6つのライセンスはその中間に存在する. 従って“Some rights reserved(いくつかの権利が留保される)”という表現が良く使われている.

#### 5. arXivの著作権

ところで, 日本物理学会誌の読者の中には物理でオープンアクセスといえば, プレプリントサーバ(arXiv)のことを思い浮かべる方が多いだろう. arXivではどれくらいクリエイティブ・コモンズが浸透しているのだろうか, 今回の執筆にあたり, arXivの公開論文を一定量調査してみたが, クリエイティブ・コモンズの表記を見つけることが難しかった. 一応, 現在arXivでは投稿時に以下の4つのライセンス(arXiv non-exclusive license, CC BY-NC-SA 3.0,

表2 プレプリントサーバarXivにアップロードされている論文のライセンス選択動向 (2013年7月1日までのデータ)。

	arXiv non-exclusive	CC BY-NC-SA	CC BY	Public domain	計
2009年	44,595 (97.7%)	454 (0.7%)	754 (1.2%)	263 (0.4%)	64,045
2010年	68,210 (97.3%)	844 (1.2%)	798 (1.1%)	273 (0.4%)	70,125
2011年	74,650 (97.5%)	674 (0.9%)	926 (1.2%)	324 (0.4%)	75,574
2012年	82,182 (97.1%)	774 (0.9%)	1,249 (1.5%)	398 (0.5%)	84,603
2013年	44,595 (97.1%)	462 (1.0%)	693 (1.5%)	199 (0.4%)	45,949

CC BY 3.0, Public Domain) から一つを選ぶようになっている。この際、注がついており、「クリエイティブ・コモンズやパブリック・ドメインのことがよくわからない方はarXiv non-exclusive licenseを選択せよ」となっている。この選択数について、arXivに伺ったところ、快く統計データを得ることができた。表2に示すように、arXiv non-exclusive licenseの選択が圧倒的ながらも、CC BYやCC BY-NC-SAも一定の割合で選択され続けていることがわかる。arXivでは現在クリエイティブ・コモンズを選択した論文に対してクリエイティブ・コモンズのロゴを表記することを検討しているとのことである。

## 6. オープンソースとクリエイティブ・コモンズ：創作物を広める文化と活動

arXivと同様、物理学を専攻する方の中にはソフトウェアプログラミングに長けている方も多く、オープンソース文化に馴染んでいる方も多いだろう。オープンソース・ソフトウェアの世界では、コピーレフト (Copyleft) の考え方に従い、著作権を保持したまま複製、改変、再配布を認めることが早くから進んでいた。プログラミングの世界では、大勢で寄って集って修正することでプログラムが洗練されていく文化を持つ。このような文化では著作者の権利が強すぎると、改良、発展を阻害することになる。クリエイティブ・コモンズはその考え方をソフトウェア以外の著作物にも適用したものと言える。

このように、オープンソースやクリエイティブ・コモンズを含め、インターネットに限らないあらゆるメディアを使って創造的な作品をできるだけ多くの人に無料で配信し、改良を促す運動は、「フリーカルチャー運動」と呼ばれている。この考え方は科学研究に関してはことさら親和性が高い。

## 7. これからの科学においてクリエイティブ・コモンズに注目すべき理由

ところで、オープンソースにしる、インターネット上の著作物の利用許諾にしる、著作権に関する問題はこれまで十分指摘されていたとも言える。インターネットの時代になって現在の（あるいはこれまでの）著作権は時代遅れになっているという話や考え方は随所で見られてきた。クリエイティブ・コモンズ自体も10年以上前、2002年12月に、初めてのライセンスが発表されている。

そのような中、現在科学者がクリエイティブ・コモンズ

に注目すべき点は何か。その一つは、論文情報の流通の仕組みに新たなパラダイムが生まれる土壌が整って来たことである。

今回も具体例から入ってみると、クリエイティブ・コモンズを採用しているオープンアクセス誌の一つPLoS ONE<sup>7)</sup>ではAPI (Application Program Interface) が用意されており、APIを通じて、論文に関する情報、たとえば、その書誌情報を、人を介することなく、サーバー間のやりとりで直接入手し、情報を加工して自分のサーバーで表示することなどが可能になっている。このような形態で第三者が保有するサーバーとの情報のやり取りを行う際に、その情報の著作権許諾処理を人づてや手作業で行ってから接続するのは手間がかかりすぎる。すでにクリエイティブ・コモンズではサーバー (マシン) 用のライセンスフォームを用意し、そのフォームを適当な場所に置くことで、瞬時にその利用条件が「コンピュータが分かる言葉 (マシンリーダブル) で」判断できるようになっている。再利用や改変が可能なライセンスであれば、論文情報を加工し、新しい価値を加えて、新しいサービスに発展させることも可能となる。

このように、オープンアクセスとクリエイティブ・コモンズの組み合わせによって、人を介することなく論文情報の流通を促進し、あるいはその情報流通の効率を飛躍的に向上させ、さらにはこれまでは不可能であった情報サービスを科学者に提供できる可能性を秘めている。

もう一つ、クリエイティブ・コモンズに着目しておくべき理由は、公的資金に対するオープンアクセス義務化の動きに対応するためである。米国の医薬系の論文を発端に、公的資金を得た研究成果には誰でもアクセスできるようにすることが義務化されてきた。この流れはここ2-3年で加速し、欧州では2020年までにオープンアクセス論文を60%にするという数値目標が2012年に設定され、2013年2月に米国でも医薬系に限らない年間1億ドル以上の予算規模を持つ研究助成機関に対して、オープンアクセスを義務づけるプログラムを作成するようオバマ政権 (OSTP: The Office of Science and Technology Policy) から指示が出された。日本でも、JST (科学技術振興機構) が自身の研究助成に対して、オープンアクセスを推奨する文書が公開されており、科研費 (日本学術振興会科学研究費助成事業) も含めてその行方が注目されている。物理分野において、公的資金を得た研究成果への社会説明責任を果たすためにオープンアクセスを義務化することがどれだけ意味を持つのか、

議論の余地はあると思われる。しかし、一度義務化となった場合は論文をオープンアクセスにするだけでなく、現在はその再利用についても意識する必要がある。具体的には、2012年に英国で発行され、オープンアクセス方針の拠り所となっている Finch Report<sup>8)</sup>ではCC BY ライセンスを利用することを要求している。この背景として、政府および行政は、Web時代の科学研究基盤を見据えて論文に限らない、データセットなどあらゆる研究成果 (output) を効率的に利用できる施策を考えている。

## 8. 使用上の注意

以上クリエイティブ・コモンズが持つ大きな可能性を社会情勢も交えて紹介したが、利用者側が気を付けておくべきことを最後に追記する。それは、クリエイティブ・コモンズは著作権者を守ってくれる仕組みや権限を持っているわけではないことである。例えば、悪用を見つけ著作権者に知らせることや、悪用に対して保護する仕組みを持っているわけではない。また、商用利用禁止を条件にしていたにも関わらずそれを無視した利用が発生した場合、それに対して何かしらのアクションを起こしてくれるわけでもない。クリエイティブ・コモンズはあくまで再利用に関する著作権者の意向を示すものである、ということに注意する必要がある。

## 9. まとめ

オープンアクセスの雑誌や論文が増加傾向にある中、クリエイティブ・コモンズを理解しておくことで、論文の利用が便利になり、また、自分のオープンアクセス論文を中心とした研究成果が使われやすくなる。オープンアクセスの行方は依然不透明な点も多いが、webの特性を鑑みてオープンアクセスジャーナルは確実に一定の地位を確立し、その論文数も一定の割合を占めるだろう。また、公的資金を利用した科学研究に対する社会説明責任を果たす意味においても、研究成果の公開は避けて通れない。一方、オン

ラインの情報サービスではサーバー同士で人を介さず速やかに権利処理を行い、再利用可能なデータを効率よく組み合わせる新しい価値を生み出そうという動きもある。論文情報の使われ方次第では、これまでになかった新しい情報流通の形態や新しい情報サービスが生まれ、科学の進展を促す可能性がある。論文を書かれる読者は、この機会に自身の論文の使われ方について今一度意識を新たにしていただければ幸いである。

## おことわり

本記事は科学者の方に身近な論文を中心に著作権に関する話題を平易に解説することを目的としたものであるため、著作権に関わる専門家の間で行われる情報交流においては必ずしも適当とはいえない表現等が含まれていますが、本主旨をご理解の上ご容赦いただければ幸いです。

## 参考文献

- 1) クリエイティブ・コモンズwebサイト：<http://creativecommons.jp/>
- 2) 最近出版された平易な入門書として、ドミニク・チェン：『オープン化する創造の時代 著作権を拡張するクリエイティブ・コモンズの方法論』（ブックウォーカー、2013）。
- 3) クリエイティブ・コモンズの成り立ちの背景やこの10年の動きについて参考になるものとして、クリエイティブ・コモンズの10年：著作権への挑戦 [http://wired.jp/2012/12/27/10years\\_reactive\\_commons/](http://wired.jp/2012/12/27/10years_reactive_commons/)
- 4) ローレンス レッシング：『クリエイティブ・コモンズ—デジタル時代の知的財産権』（NTT出版、2005）。
- 5) 福井健策：『著作権の世紀—変わる「情報の独占制度」』（集英社、2010）。
- 6) [http://jeaweb.jp/gakkaishi/open\\_access.html](http://jeaweb.jp/gakkaishi/open_access.html)
- 7) PLoS One: <http://www.plosone.org/>
- 8) <http://www.researchinfonet.org/wp-content/uploads/2012/06/Finch-Group-report-FINAL-VERSION.pdf>

## 非会員著者の紹介

林 和弘氏： 1968年香川生まれ。1992年東大化学卒。同大学院博士課程時から日本化学会の電子ジャーナルの立ち上げと事業化に携わり、化学から転身。同学会学術情報部課長を経て、現在文部科学省科学技術・学術政策研究所上席研究官。

(2013年7月23日原稿受付)

安藤恒也 (JPSJ 編集委員長)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2013年9月に掲載可となった中から2013年10月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ 注目論文) を以下に紹介します。図に関しては、原図はカラーのものでもモノクロで印刷しているのが不鮮明になる場合がありますが、その場合は、物理学会のホームページの「JPSJ 注目論文」にカラー版を載せていますので、そちらをご覧ください。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、合わせてご覧ください。JPSJ 編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思っています。物理学会会員からのJPSJへの自信作の投稿を期待します。

### 分子励起子・分子振動・表面プラズモンのダイナミクスが協奏する「多体量子効果」—走査トンネル顕微鏡発光スペクトルに顕著に現れることを理論的に指摘—

分子と金属ナノ構造を組み合わせた系の発光、特に、分子内の電子と正孔からなる励起子(分子励起子)と金属ナノ構造のプラズモンとの相互作用に起因する発光は、有機発光素子の高効率化などの観点から盛んに研究されている。金属ナノ構造では、電子が集団で運動するプラズマ振動により、その周辺に非常に高強度の電場が生じ、分子の発光強度を増強することができる。プラズマ振動を表す量子はプラズモンと呼ばれ、プラズモンによる分子の発光強度増強など、プラズモンが分子の発光特性に与える影響が詳しく調べられている。一方、分子と金属ナノ構造を組み合わせた系では、分子だけでなく、プラズモンからも発光が生じるが、分子がプラズモンの発光特性に与える影響はこれまでほとんど注目されていなかった(図1)。分子励起子とプラズモンの相互作用を通して、分子やプラズモンの発光・エネルギー吸収といったダイナミクスが絡み合うため、両者の発光特性を詳細に解析するためには、量子力学における多体問題(多体量子論)の観点からダイナミクスを解析する必要がある。

物質の発光特性を詳細に調べる手段の一つに、走査トンネル顕微鏡(STM)のトンネル電流に誘起される発光(STM発光)を利用した分光法がある(図2)。清浄金属表面でのSTM発光では、探針-試料間のギャップ近傍に局在したプ

ラズモンがトンネル電流によって励起され、励起されたプラズモンからの発光が観測される。ギャップ近傍に分子が存在する場合、分子からの発光とプラズモンからの発光が観測される。最近の実験研究では、分子の発光やエネルギー吸収がプラズモンの発光スペクトルに影響することを示唆した結果が得られる等、分子がプラズモンの発光特性に強い影響を与えることが明らかにされつつある。分子の発光過程では、分子励起子のみならず、分子振動のダイナミクスが重要となり、分子のSTM発光では、分子励起子・分子振動・プラズモンが相互作用しながら運動することに由来する「多体量子効果」の発現やその観測が大いに期待できる。しかし、このような観点から分子およびプラズモンの発光特性を調べた理論研究・実験研究は、これまで報告されていなかった。

最近、大阪大学大学院工学研究科精密科学・応用物理学専攻の研究グループは、分子励起子・分子振動・プラズモンのダイナミクスを多体量子論の観点から解析し、発光特性を調べた結果、発光スペクトル内にこれらのダイナミクスの絡み合いに由来する構造が現れることを明らかにした。特に、分子の発光やエネルギー吸収によってプラズモンの発光スペクトル内にピーク構造やディップ構造が現れることを理論的に示すとともに、プラズモンのエネルギーが分子に吸収され、その後、分子のエネルギーがプラズモンに吸収される「プラズモンによるエネルギー再吸収」によって、プラズモンの発光強度が抑制されることを世界で初め

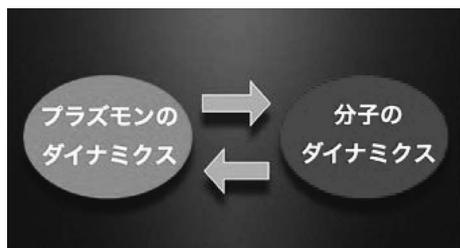


図1 分子・プラズモンのダイナミクス(発光・エネルギー吸収)の絡み合いの概念図。

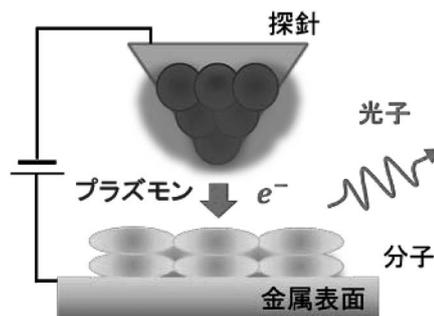


図2 分子吸着金属表面におけるSTM発光の概念図。

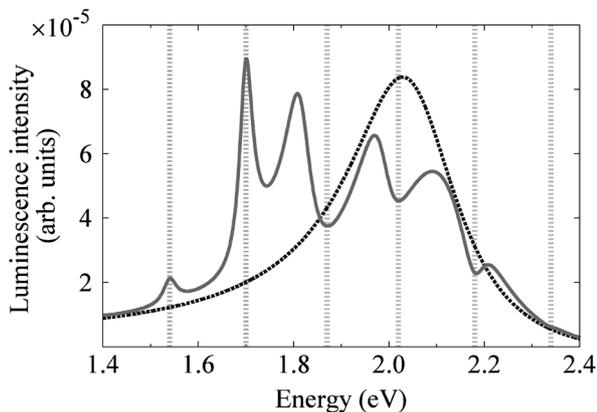


図3 プラズモンの発光スペクトル(実線)。点線は、分子励起子とプラズモンの相互作用を無視した場合の結果を表す。縦線は、分子の発光・吸収スペクトル内のピーク構造の位置を表す。

て見出した。さらに分子によるエネルギー吸収とプラズモンによるエネルギー再吸収の過程が干渉し、干渉に由来する構造が発光スペクトル内に現れることを明らかにした。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2013年12月号に掲載された。

研究グループは、多体量子論に基づく手法である非平衡 Green 関数法を用いて、プラズモンの発光スペクトルを計算した(図3)。分子励起子との相互作用を無視した場合には、滑らかで幅の広いピーク構造を示し(図3点線)、相互作用を考慮した場合には、鋭いピーク構造やディップ構造が現れた(図3実線)。理論解析の結果、これらのピーク構造およびディップ構造は、分子の発光およびエネルギー吸収に由来して現れることを示した。また図3では、プラズモンのエネルギー準位(2.05 eV)近傍で、発光強度の抑制(凹み構造)が見られる。解析の結果、この凹み構造は、分子を介して、プラズモン自身がエネルギー吸収を起こす「プラズモンによるエネルギー再吸収」により生じていることが分かった。これらの結果から、分子の発光やエネルギー吸収といった分子励起子・分子振動のダイナミクスだけでなく、プラズモンによるエネルギー再吸収といったプラズモンのダイナミクスが、プラズモンの発光スペクトルの形状を決定するのに重要であることを指摘した。さらに、

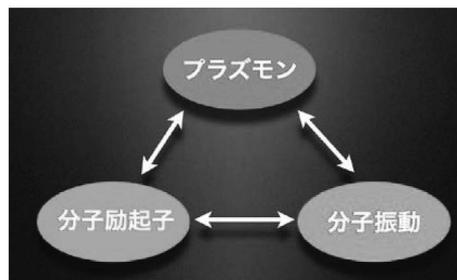


図4 量子力学的な結合系の概念図。分子励起子・分子振動・プラズモンといった様々な量子が相互作用・干渉しながら運動する。

分子によるエネルギー吸収とプラズモンによるエネルギー再吸収の過程が干渉することを見出し、この干渉によって1.8 eV 近傍にピーク構造が現れることを指摘した。

本研究成果は、プラズモンが分子の光学特性に影響を与えるだけでなく、分子がプラズモンの発光・吸収スペクトルに影響を与えることを明らかにするとともに、分子励起子・分子振動・プラズモンのダイナミクスが絡み合うことで、プラズモンによるエネルギー再吸収や分子・プラズモンのエネルギー吸収過程の干渉といった「多体量子効果」が発光スペクトルに顕著に現れることを解明したことで、多くの研究者から注目されている。発光過程におけるダイナミクスを解明することができれば、そこから得られる知見は、量子力学的な結合系(図4)における物性やダイナミクスの解明といった新しい観点から基礎科学の発展に貢献できるだけでなく、有機発光素子の新規材料開発といった工業製品への応用面など幅広い分野の発展にも貢献できる。今後は、STM 発光に限らず、分子と金属ナノ構造を組み合わせた様々な系を対象に、多体量子効果に由来する新奇発光現象の研究が理論・実験両面において活発に行われることが期待される。

原論文

Effects of Interference between Energy Absorption Processes of Molecule and Surface Plasmons on Light Emission Induced by Scanning Tunneling Microscopy

K. Miwa, M. Sakaue and H. Kasai: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 124707.

〈情報提供：笠井秀明(大阪大学大学院工学研究科)〉

第 69 期 (2013 年 3 月 31 日~2014 年 3 月 31 日) 理事・監事

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

## 2013年秋季大会 シンポジウムの報告

### 領域委員会

素粒子実験領域, 素粒子論領域, ビーム物理領域「ヒッグスからテラスケールへ」 角野秀一(首都大理工)

[A] はじめに(浅井祥仁: 東大理), LHC 8 TeV 実験の成果(戸本 誠: 名大理), 126 GeV Higgs からテラスケールへ(浜口幸一: 東大理・素論), LHC 14 TeV で期待される成果(寺師弘二: 東大素セ), ILC の物理(吉岡瑞樹: 九大素セ), ILC 実現へのロードマップ(村山 齊: 東大IPMU)

[B] 高い注目をあびたシンポジウムで定員 290 名の教室に収容できず, 30~40 名の立ち見の参加者がいる盛況のシンポジウムであった。プログラムは上記の通りであり, LHC で発見された 126 GeV のヒッグス粒子から, どのようなテラスケールでの物理が期待できるかを, 理論, LHC 実験, ILC 実験の 3 つの視点から俯瞰することを目的としたシンポジウムである。LHC の最新の研究成果を戸本がまとめた。LHC は, ヒッグス粒子以外にも多くの成果が得られており, これらの成果に多くの質問が出, エネルギーフロンティア実験の興味の高さを示すものである。

ヒッグス 126 GeV の発見は, ただの発見でなく, テラスケール物理に多くの示唆(浜口の講演)があり, これに LHC, ILC は, 相補的なアプローチでこれらを解明できることが, 寺師, 吉岡の講演で力強く示された。ILC は, 国際的な枠組みで実現される新しい試みである。村山の講演は, この新しい試みに望む体制を説明した。

シンポジウム全体で, 現在の素粒子研究のまとめから, 今後 30 年のテラスケール物理を俯瞰でき, 若い研究者に刺激となるものであった。

理論核物理領域, 実験核物理領域, 宇宙線・宇宙物理領域「核物質の対称エネルギーからコンパクト天体現象へ」

住吉光介(沼津高専)

[A] 核物質の状態方程式と中性子星(中里健一郎: 東理大理工), 原子核の非圧縮率: 実験から見てきた現状と未来(藤原 守: 阪大RCNP), 原子核構造・反応計算と状態方程式(稲倉恒法: 千葉大理), 中性子過剰核物質の状態方程式を探る(村上哲也: 京大理), 重イオン衝突における状態方程式(小野 章: 東北大理), 天文シミュレーションにおける状態方程式(関口雄一郎: 京大基研)

[B] 本シンポジウムでは, 天文現象を理解するための重要な鍵である高密度状態方程式, 中でも核物質の対称エネルギーに着目して, 現在までに得られた知見を把握するとともに, 今後の研究の方向について議論を行った。原子核理論・実験および天文理論・シミュレーションの各分野の講演および質疑応答を通じて, 長年の研究の努力・蓄積・

最新データの総体として, 中性子過剰原子核から引き出された対称エネルギーの実験情報・理論解析が非常に豊富になってきており, 対称エネルギーおよび非圧縮率などの微分量の値への制限領域が絞り込まれてきていることが明らかになった。同時に, 中性子星の質量・半径の観測および振動現象等への影響からの対称エネルギーへの制限も強くなっており, 原子核・天文両者の情報を合わせたパラメータ領域は非常に狭いものとなり, 高密度での核物質の記述を改めて見直すことや中性子星半径の観測データを吟味すべきことが課題となった。また, 中性子星の静的な性質で得られる情報だけでなく, 連星中性子星合体のシミュレーション計算により, 状態方程式のさらに広い範囲の情報を得る道筋が報告されて, 近い将来の重力波観測が有益な情報源になることが, 強調された。これらの新しい天文現象からの制限と進行中の重イオン衝突実験による高密度での情報を突き合わせて, 両面から相補的に現象を解明することが今後の研究において不可欠であるという共通認識が討論のなかで得られた。

実験核物理領域, 素粒子論領域, 素粒子実験領域, 理論核物理領域「EDM 探索の新展開 (New development in EDM searches)」 宮地義之(山形大理)

[A] Introduction (Satoru Yamashita: ICEPP, Univ. of Tokyo), EDMs and beyond the standard model (Junji Hisano: E-lab, Nagoya Univ.), Neutron EDM (Yasuhiro Masuda: nEDM group, IPNS, KEK), New approach to neutron EDM (Masaaki Kitaguchi: Phi-lab, Nagoya Univ.), Proton and deuteron EDM experiments in storage rings (Yannis Semertzidis: Brookhaven National Lab.), Nuclear EDM (Koichiro Asahi: Tokyo Tech.), Atomic EDM (Yasuhiro Sakemi: CYRIC, Tohoku Univ.), Muon EDM (Tsutomu Mibe: Muon group, IPNS, KEK)

[B] 標準模型を超える物理現象が EDM にどのように現れ得るか, 理論的な側面から久野氏によって解説された。中性子の EDM について, 阪大 RCNP で行われている取り組みやパルス中性子源を用いたアイデアについて紹介された。荷電粒子を蓄積する EDM 探索方法について, 異常磁気能率と EDM の分離方法のアイデアが Yannis Semertzidis 氏によって紹介された。原子核中での EDM 探索について Xe 原子を用いる実験を中心に解説された。また, 極性原子中の電場による電子 EDM については Fr を用いる取り組みが紹介された。最後に J-PARC で計画されているミュオン EDM の測定についての紹介があった。EDM 探索の現状と

将来展望について俯瞰することができたことは有意義であった。

#### 実験核物理領域, 理論核物理領域, 素粒子論領域「高温クォーク物質研究の最前線: 発見から物性研究へ」

村田次郎 (立教大)

[A] 重イオン衝突の来た道・行く道 (永宮正治: KEK/理研), RHIC-LHC の広範エネルギー重イオン衝突におけるクォーク物質物性の系統性 (郡司 卓: 東大 CNS), RHIC での衝突エネルギー走査実験や多種原子核衝突を通じたクォーク物質物性の研究 (秋葉康之: 理研), 格子 QCD で有限温度相転移はどこまでわかったか (橋本省二: KEK 素核研), 高エネルギー重イオン衝突現象論: 現象と物理を結ぶ架け橋 (浅川正之: 阪大), RHIC/LHC/J-PARC の次期計画: 光エネルギー重イオン衝突の新展開 (中條達也: 筑波大)

[B] RHIC-LHC における高エネルギー重イオン衝突による高温クォーク物質研究は, その存在研究から物性研究へと過渡期を迎えている. この好機を捉えて, 衝突エネルギー, 衝突核種という系統性からクォーク物質の本質に迫った.

永宮氏は, BEVALAC/AGS/RHIC での重イオン衝突のダイナミクスに関する先駆的諸研究を報告し, 郡司氏は, RHIC と LHC という広範衝突エネルギーにおけるクォーク物質の物性を議論し, RHIC/LHC での物性の違いやジェット測定による今後の物性研究の可能性を報告した.

秋葉氏は, RHIC で行われているエネルギー走査や異核種原子核衝突によるクォーク物質・QCD 物質相構造研究の現状を報告し, 様々な測定から, 中間エネルギー重イオン衝突におけるクォーク物質物性が得られつつある近況を報告した. 橋本氏は, 格子 QCD 計算によるクォーク物質の熱力学特性や QCD 相転移の本質に関する講演を行い, 格子 QCD 計算が抱える諸問題や今後の展望を報告した. 浅川氏は, 実験測定量と物性を繋ぐ現象論の現状, 抱える問題点を報告し, 実験と理論の今後の展望を俯瞰した. 中條氏は, クォーク物質研究の現状を踏まえ, 今後に進むべき指針を提示し, RHIC/LHC/J-PARC での実験高度化計画に関する報告を行った.

#### 実験核物理領域, ビーム物理領域「次世代高輝度低エネルギーレーザー コンプトン散乱ガンマ線が切り開く展望」

村田次郎 (立教大)

[A] はじめに (大垣英明: 京大), ニュースバルのレーザーコンプトン散乱ガンマ線源利用と将来への展望 (宮本修治: 兵庫県立大), 高輝度 LCS ガンマ線生成のためのレーザー蓄積キャビティの開発 (浦川順治: KEK), エネルギー回収型リニアックによる次世代高輝度 LCS ガンマ線源の開発状況 (羽島良一: 原子力機構), レーザーコンプトン散乱ガンマ線を用いた元素合成研究 (宇都宮弘章: 甲南大), 高輝度ガンマ線による基礎物理研究 (嶋 達志: 阪

大 RCNP), 大強度ガンマ線による医療用 RI Mo-99 の製造 (中井浩二: 元東理大), まとめ (藤原 守: 阪大 RCNP)

[B] 本シンポジウムの目的は, 近い将来に実現する次世代の MeV エネルギー領域の高輝度のレーザーコンプトン散乱 (LCS) ガンマ線装置とその利用 (特に原子核物理学) について議論するためである. これまで, MeV 領域のユーザー利用されている LCS ガンマ線源として, Duke 大 (米), 産業技術総合研究所, NewSUBARU (兵庫県立大) が稼働しており, 宮本氏より NewSUBARU について紹介があった. 宇都宮氏に代表されるような宇宙核物理学で大きな成果を挙げてきたが, 原子核物理学においてマイナーな存在と言わざるを得ない状況であった. しかし, 加速器・レーザー技術の急速な進展によって, 従来の LCS ガンマ線より, 5~7桁輝度が高い $\gamma$ 線源の実現にむけて, 世界の各国で開発が進んでいる. 「はじめに」では, LLNL での T-REX, EU の ELI-NP (ルーマニア) について紹介があった. 日本では $\gamma$ 線源の基礎開発として, コンパクト ERL 計画 (KEK) の紹介があり, その詳細について, 浦川氏, 羽島氏より紹介があった. 最終的な性能では進行中の計画の同等以上だが, 現在開発中の試験施設ではエネルギーが低く, 原子核物理学には別の装置を作る必要があることが指摘された. 次世代の高輝度 LCS ガンマ線を使った研究の可能性について, 宇都宮氏からは宇宙核物理について, 嶋氏はローレンス不変性の検証, 短距離における量子重力効果の検証を提案した. 中井氏は突然のご病気で出席できないとのことで, プレゼン資料を藤原氏に送ってこられ藤原氏が代理として講演した. 医療の診断に使われる Tc-99 の製造法について議論した. 聴衆にとって初めて聞く話題が多かったようであり, 多種多様な質疑応答があった. なお, 既に京大から「次世代レーザーコンプトン散乱ガンマ線源とその利用」のタイトルでレポートが出版されたことが報告された.

#### 実験核物理領域, 理論核物理領域「J-PARC 高運動量ビームラインのハドロン物理」

宮地義之 (山形大理)

[A] 高運動量ビームラインと核物質中でのハドロン質量の変化 (小沢恭一郎: KEK 素核研 (実験)), ハドロン質量変化とカイラル対称性 (比連崎悟: 奈良女大理), ハドロントモグラフィー研究の現状と展望 (若松正志: 阪大院理), J-PARC の高エネルギーハドロン物理 (川村浩之: KEK 素核研 (理論)), 高運動量ビームラインでのチャームバリオン分光 (野海博之: 阪大 RCNP), J-PARC のチャーム物理 (岡 真: 東工大理工), ダイクォーク相関の物理 (福嶋健二: 慶應大理工)

[B] J-PARC の高運動量ビームラインが予算的に認められ, これを用いたハドロン実験が可能になった. 今回のシンポジウムでは, 可能な主要プロジェクトに関して専門家に講演していただき, それらの意義について議論した. 課題として, 1) 原子核媒質中のハドロンの質量変化とカイラル対称性, 2) ハドロントモグラフィーを含む高エネルギー

ギーハドロン物理, 3) チャームクォークを含むバリオン分光とダイクォーク相関を議論し, 研究の内容について理解を深めた. 今後, 更なる議論により高運動量ビームで重要な成果を得ることに繋がると期待される.

#### 宇宙線・宇宙物理領域, 素粒子論領域, 素粒子実験領域「ダークマター探索実験の現状と展望」 山本常夏 (甲南大)

[A] 趣旨説明 (竹内康雄: 神戸大理), 宇宙線による間接探索 (手嶋政廣: 東大宇宙線研), ニュートリノによる間接探索 (伊藤好孝: 名大STE研), 直接探索の現状 (森山茂栄: 東大宇宙線研神岡施設), 直接探索の将来計画 (身内賢太郎: 神戸大理), ダークマターアクシオンの探索 (小川 泉: 福井大工), 加速器実験からの制限 (松本重貴: 東大IPMU)

[B] ダークマター探索実験について, 間接探索から直接探索まで各実験の現状と展望について概観した. 290人の会場に入りきれない多くの人が集まった. 始めに今回のシンポジウムを企画していただいた竹内氏から趣旨説明があった. 各種WIMPs探索実験に, ダークマターアクシオンと理論的解釈を加えて包括的に概観するプログラムが示された. 次にダークマターの対消滅により発生する2次粒子を使った間接測定について, 電子・陽電子とガンマ線測定を手嶋氏に, ニュートリノ測定を伊藤氏に解説していただいた. 現在の観測結果と, CTAなど将来計画による大幅な感度の向上などが説明された. 次に直接探索について現在の観測状況を森山氏に, 将来計画について身内氏に解説していただいた. XMASSなど地下実験で様々な問題と格闘しながら感度を上げていく活発な開発について話していただいた. 続いて小川氏よりダークマターアクシオンの探索について, 松本氏より理論研究を含めた加速器実験からの制限について解説していただいた. LHCと宇宙観測による相補的な測定について説明された. 天文衛星や加速器, 地下実験などさまざまな角度から研究が進んでいることが分かるシンポジウムだった. 講演の内容はWebページに公開している. <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/JPSCR/>

#### 宇宙線・宇宙物理領域「AMS-02の観測結果と今後の宇宙線研究 (Results from AMS-02 and Progress of the Cosmic Ray Observations)」 山本常夏 (甲南大)

[A] AMS-02による宇宙線高精度測定の結果 (灰野禎一: 台湾中央大), PAMELA and other astronomical satellites (Marco Casolino: 理研), CALET実験と高エネルギー電子観測 (鳥居祥二: 早大), BESS実験と反粒子 (吉村浩司: 岡山大), 宇宙線直接観測の新展開 (柴田 徹: 青学大), 陽電子過剰の意味 (井岡邦仁: KEK)

[B] AMS-02は宇宙線検出器を積んだ大型衛星であり, 昨年の春に最初の観測結果を公表した. 圧倒的な統計量で宇宙線を直接観測することにより, 宇宙線の起源からダークマターまで多くの問題を進展させると期待されている.

一方この分野はこれまで日本の気球・衛星実験が世界をリードしてきた. この機会に宇宙線の直接探索実験を概観し, 宇宙線観測のこれまでとこれからについて議論していただいた. まず灰野氏からAMS-02の結果をもとに, 数100 MeVから数100 GeVの電子陽電子, 陽子反陽子, 原子核の精密測定について説明していただいた. 次に先行するPAMERA衛星の結果, さらに20 TeVまでの高エネルギー領域を探索するために2014年打ち上げ予定のCALET計画, 続いて反物質の精密測定を行ったBESS計画について講演していただいた. 信頼性の高い測定により, 精度を上げながら急激に発展している状況が示された. 次に柴田氏により宇宙線の直接観測について観測の歴史と諸問題について解説していただいた. 最後に理論家の立場から宇宙線の直接測定から見えてきたことについて井岡氏に説明していただいた. シンポジウムのスライドはWebで公開している. <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/JPSCR/>

#### 領域2「超新星残骸の衝撃波・宇宙線加速の非線型プラズマ物理とそのレーザー実験の現状」

高部英明 (阪大レーザー学)

[A] はじめに (高部英明: 阪大), 宇宙物理学における観測・理論と課題 (山崎 了: 青学大), 高マッハ数無衝突衝撃波生成の理論 (松清修一: 九大), 磁気不安定の非線型発展に伴う無衝突衝撃波 (加藤恒彦: 広島大), 無衝突衝撃波のレーザー模擬実験の成果 (坂和洋一: 阪大), 無衝突衝撃波と宇宙線加速の物理 (星野真弘: 東大)

[B] 宇宙線が発見されて101年が経つ. しかし, 宇宙線の加速機構については諸説有り, 未だに決着は付いていない.  $10^{15}$  eVまでの宇宙線は我々の銀河内に起因すると推測されている. それは超新星残骸から放射されるkeV領域のサイクロトロン放射が超相対論にまで加速された電子によることから推測される. 加速には無衝突衝撃波と磁気乱流が必要である. 超新星残骸プラズマが周りに飛び出す中で, 対向流のプラズマが磁気不安定 (Weibel instability) で自己磁場生成を行い, 非線型段階で磁気島の大きさがどんどんリコネクションで大きくなる. その結果, イオンの流れのラーモア運動が磁気島に補足され, 乱流場の中に衝撃波という構造形成が起こることを我々は予言した. 超新星残骸研究の最新の情報を提供し, 宇宙空間での高マッハ数の理論を紹介, 上記の衝撃波形成の物理をシミュレーションから説明し, その実験的な検証の現状を報告した. すでに, Weibel不安定が非線型段階に入りフィラメントが太くなる様子が米国との共同実験で確認された. 今後, 磁気乱流が期待できる大型プラズマを世界最大のNIF装置での実験簡潔のシナリオが紹介された. この実験的意義について, 無衝突衝撃波実験と粒子加速の起源に関する報告に猜疑がかけられた.

## 領域2「乱流揺動実験の新展開」

藤澤彰英 (九大)

[A] 趣旨説明 (藤澤彰英: 九大), 揺動計測と動的輸送研究の展開 (稲垣 滋: 九大), L-LCO-Hに伴う揺動の動的応答 (小林達哉: 九大), マイクロ波揺動計測による輸送研究 (徳沢季彦: 核融合研), メゾスケール揺動の非線形機構 (山田琢磨: 九大), 電子温度勾配揺動 (文 贊鎬: 東北大)

[B] プラズマ乱流による構造形成は, 実験室プラズマ, 核融合プラズマ, 天体プラズマにおいて, 普遍的に観測され, その共通物理の理解のために磁化プラズマの乱流揺動計測に多くの努力が払われてきた. 近年, 加熱のモジュレーションや自発的リミットサイクル現象に統計的畳み込みを適用する等, 実験技術, 信号処理, データ解析が大きく進展し, 精度や時間分解能の飛躍的向上によりこれまで観測できなかった現象が解析可能になってきた. この「新たな目」により波の振幅や波数の変調, 乱流の塊の伝搬や新しいタイプのヒステリシス等の非線形現象が次々と明らかになってきた. この乱流揺動実験の新展開に注目し, プラズマ乱流の基礎過程となる非線形現象の理解を目指し講演を行った. 今後の乱流研究の方向を示す上で大変有益であり, 50名以上の聴衆を集め好評裏に終了した. 領域2での乱流研究と構造研究の新しい方向を示す上で端緒となるシンポジウムであった.

## 領域3「量子スピニアイス: 磁気単極子のダイナミクスと量子電磁気学 (Quantum Spin Ice: Dynamics and quantum electrodynamics of magnetic monopoles)」

社本真一 (原子力機構)

[A] はじめに (社本真一: 原子力機構), フラストレーション, パイロクロア, スピニアイス (川村 光: 阪大理), スピニアイスにおけるスピンドイナミクス (松平和之: 九工大 院工), Ground states and excitations in spin ice and quantum spin ice materials (Nic Shannon: 沖縄科技大), 量子スピニアイスにおける磁気単極子と量子電磁気学・ヒッグス機構 (小野田繁樹: 理研), 量子スピニアイス系  $\text{Yb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  の実験的研究 (安井幸夫: 明治大理工), Pr 量子スピニアイスと量子臨界性 (中辻 知: 東大物性研),  $\text{Tb}_{2+x}\text{Ti}_{2-x}\text{O}_{7+y}$  の長距離秩序と量子スピン液体状態 (門脇広明: 首都大理工)

[B] パイロクロア格子系  $\text{Dy}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  や  $\text{Ho}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  は, 正四面体の頂点上のスピンの向きが, 立方晶の氷と同様, 2-in, 2-out 構造を取る (スピニアイス則), 極低温でも巨視的縮退を残す. この振舞いはゲージ理論において, Dirac 弦によって結ばれたスピンの湧き出し・沈み込みをもたらす単極子が消滅した状態として記述されるが, この磁気単極子の消滅・拡散を古典系で議論することは, 緩和時間の指数関数的増大のために, 理論的にも実験的にも難しいと考えられる. 近年, スピニアイス則に従う一方, スピン反転を伴う交換相互作用がはたらいっている量子スピン物質が

発見され, 理論的理解も進み, 世界的に注目を集めている. 本シンポジウムは, より幅広い研究者に向けて量子スピニアイス系の一連の研究を系統的に紹介する機会を設け, 今後の更なる研究の発展を目的に企画された. 前半では, シンポジウム提案者による趣旨説明の後, 川村氏が磁気フラストレーションやスピニアイスのこれまでの研究動向を紹介し, 松平氏が古典スピニアイス系  $\text{Dy}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  のダイナミクス研究を紹介した. 次に理論的観点から, Nic Shannon 氏が複数のパイロクロア化合物の磁氣的振舞いを, 小野田氏が量子スピニアイス系  $\text{Yb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  では磁気単極子のスピノンがボーズ凝縮を起こしヒッグス機構により新たな秩序状態が生み出されていることを, それぞれ紹介した. 後半は, 安井氏が量子スピニアイス系  $\text{Yb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  について  $T_c \sim 0.2$  K での強磁性一次転移の物理的特徴も含めこれまでの実験結果を整理して紹介し, 中辻氏が量子スピニアイス系  $\text{Pr}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$  や  $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$  に現れる特異な物性と量子臨界性を, 門脇氏が  $\text{Tb}_{2+x}\text{Ti}_{2-x}\text{O}_{7+y}$  における長距離秩序と量子スピン液体状態の実験結果とその物理的解釈を, それぞれ紹介した. いずれの講演も, 多様な専門分野の聴衆に向けて分かりやすく説明がなされ, 140名を超える聴衆からも活発な討論があり, 量子スピニアイス研究の今後の更なる発展を期待させるシンポジウムとなった.

## 領域4, 領域6, 領域7「トポロジカル絶縁体・超伝導体の新物質・新構造」

勝本信吾 (東大物性研)

[A] はじめに (勝本信吾: 東大物性研), 人工構造による新奇なトポロジカル絶縁体・超伝導体の創製 (胡 暁: NIMS), ナノワイヤ系におけるトポロジカル超伝導体 (大岩 顕: 東大工), トポロジカル絶縁体新物質と吸着成長した金属薄膜のARPES (相馬清吾: 東北大理), Ge系トポロジカル絶縁体新物質・多層膜 (木村昭夫: 広島大理), 2次元トポロジカル絶縁体: シリセンの物性 (江澤雅彦: 東大工), シリセンに関する実験の現状 (平原 徹: 東大理), 銀基板上に作製したシリセンの電子状態 (高木紀明: 東大新領域), おわりに: 新物質探索のまとめと今後の展望 (安藤陽一: 阪大産研)

[B] あわぎんホールでのセッションで, 200人超の聴衆が余裕を持って座れた. トポロジカル絶縁体・超伝導体は, 物質科学, 表面物性, 人工系の研究者すべてが各自の形で参加する, 統合的分野で, 新物質と新構造を並べたシンポジウムが開催できた.

NIMS 胡氏の講演は, 分野全体の導入と, 人工構造の提案で, マヨラナフェルミオンの非アーベル性実験アイデアが興味深い. 東大工 大岩氏からは, このマヨラナ粒子観測について, より明瞭な実験の必要性和現状について報告があった. トポロジカル絶縁体研究においては, 現在スピン分解ARPESが主役であり, 続く東北大理 相馬氏と広島大理 木村氏の講演では, その能力が余す所なく発揮され, トポロジカルな性質が明瞭な実験結果に現れることに

感心させられた。Siのハニカム平面物質シリセンは2次元トポロジカル絶縁体として期待され、東大工 江澤氏の講演のように、グラフェンを超える目覚ましい物理的興味とデバイス応用が考えられている。東大理 平原氏と東大新領域 高木氏の講演は、その合成が大変難しく、挑戦的テーマであることを教えてくれた。阪大産研 安藤氏の講演は分野全体の先頭を切るもので圧巻であったが、特にトポロジカル超伝導のデータが興味深かった。

#### 領域5「分岐進化した光科学が映し出す次世代の光物質科学」

永井正也(阪大院基礎工)

[A]はじめに(趣旨説明)(永井正也:阪大院基礎工), 光と磁気の相関による新機能物質創成(大越慎一:東大院理), プラズモニック構造を利用した光化学反応制御(上野貢生:北大電子研), パワーレーザーによる新物質創成(尾崎典雅:阪大院工), 光合成系の光物性物理(橋本秀樹:阪市大院理), 生体系にならう光と揺らぎの下でのナノ動力学(飯田琢也:阪府大ナノ科学・材料セ), 光集合制御による神経細胞内分子動態の解明(細川千絵:産総研健康工学), フォトニック構造を利用したバイオセンシング(遠藤達郎:阪府大院工), おわりに(金光義彦:京大化研)

[B]物質科学において光は物性評価および物性制御における重要なツールである。本シンポジウムでは、光物質科学の今後の展望を議論するため、「光物性」の基本概念が展開可能な話題かつ物理・化学・生命科学にわたる分野横断的なテーマとして、光による機能性物質の創成および複雑系の光科学を取り上げた。特に、若手研究者が主体となり、各分野で活躍されている一流の研究者達との交流を通じて既存の光科学分野の研究の方向性とは異なる新しい軸を見出す機会を促す場とすることを目的とした。このような趣旨と極めて広い分野横断型のシンポジウムは領域5としては斬新な試みであったが、120名近い参加者が集い、立ち見状態で活発な議論が行われた。シンポジウムでは前半では化学、極限物理、後半では生命科学分野の視点での講演が行われた。どの講演者も異分野の研究者向けにわかりやすく研究を紹介頂き、また光技術に関する共通の知識を有していたことで、当初の期待通りの異分野間の相互理解を深めることができた。本企画が若手研究者の果敢な挑戦を活性化させ、光物質科学分野の益々の発展の契機となれば幸いである。

#### 領域5「輻射力によるマイクロ-マクロ転写の学理と応用の展開」

石原 一(阪府大工)

[A]趣旨説明(石原 一:阪府大工), 半導体ナノ粒子の量子選択的光輸送(芦田昌明:阪大基礎工), プラズモン局在場制御による超解像光トラッピング(笹木敬司:北大電子研), トポロジカル光波による金属ツイスト構造形成(尾松孝茂:千葉大工), 光誘起物質間力による単原子分解能顕微鏡(菅原康弘:阪大工), プラズモン光ピンセットに

よるソフトマターのマニピュレーション(坪井泰之:北大理/JST さきがけ), パルスレーザーによる金属微粒子の捕捉の非線形光学効果(岡本裕巳:分子研), Optical manipulation via two-photon processes induced by femtosecond laser pulse(増原 宏:台湾交通大学), おわりに(伊藤 正:阪大ナノデザイン)

[B]光が物質に及ぼす力(輻射力)の応用としてレーザーピンセットが発達し、また最近では波面制御波や局在プラズモンを用いた微粒子の特異な運動制御の研究が活発化している。一方、国内においては、光と物質の微視的自由度をインタープレイさせる新しいタイプの輻射力利用の研究が近年多様な分野で現れてきた。本シンポジウムではこのような物質科学の新しい手法に結びつく輻射力研究を分野横断的な形で取り上げ、これらの相乗的発展の可能性を探ることを目的とした。報告者による趣旨説明の後、量子ドットの共鳴光輸送、光のナノパターンニングによる超解像微粒子捕捉、さらに輻射力をプローブの運動に反映させる単原子分解能顕微鏡や、物質の非線形応答を利用した微粒子捕捉など、物質の微視的情報を引き出し、或いは利用する新しい輻射力技術についての講演が行われ、活発な質疑応答が行われた。最後に、物質科学を拓く新しい輻射力利用技術の視点からこれらの講演がまとめられた。当日は非物理学会員の講師が過半数であったが、常に立ち見が出る盛況で、分野を跨いだ意義深い議論が展開された。

#### 領域7, 領域3「有機半導体におけるスピン自由度と電荷ダイナミクス」

植村隆文(東大新領域)

[A]はじめに(植村隆文:東大新領域物質系専攻新物質・界面科学講座), ポーラロンスピントロニクス-pi電子スピンの輸送とスピン軌道相互作用によるスピン電荷変換(渡邊峻一郎:Univ. of Cambridge), 電場誘起ESR法による有機半導体のキャリア観測(黒田新一:名大), 励起状態の熱活性化型スピン変換と有機ELへの応用(合志憲一:九大), 赤外・テラヘルツ分光による有機半導体のキャリアダイナミクスの解明(岡本 博:東大新領域物質系専攻物性・光科学講座), 電荷変調分光法による有機半導体のキャリア観測(長谷川達生:産総研), 時間依存波束拡散法を用いた有機半導体のキャリア輸送計算(石井宏幸:筑波大)

[B]有機EL, 有機トランジスタをはじめとする有機半導体のデバイス物理は、これまで電荷ダイナミクスを中心に調べられてきたが、最近、スピン自由度に関わる注目すべき物性が見出されている。本シンポジウムは、スピン自由度に関わる物性に最新の電荷ダイナミクスの理解を加えて、有機半導体の電子物性に関する理解を一段進めることを狙いとして企画された。シンポジウムでは、前半に渡邊博士から有機材料に対するスピン流注入に関して、黒田先生からは電場誘起ESRを用いた低分子系有機半導体におけるバイポーロン形成の観測、合志先生からは熱活性化型

遅延蛍光を利用した高効率有機EL開発とその分子設計に関してご講演頂いた。後半には、岡本先生から赤外・テラヘルツ分光を利用した高移動度有機材料における電荷ダイナミクスについて、長谷川博士からは有機材料における光吸収スペクトルの基礎をはじめ、電荷変調分光法による電荷ダイナミクスについてご講演頂いた。石井先生には分子結晶中の分子振動を考慮した最新の電荷輸送シミュレーションについてご講演頂いた。そして最後に、黒田先生から本シンポジウム総括の言葉を頂き締め括りとした。シンポジウムは約100名の参加者のもと、非常に活発な議論が行われた。最後に、ご講演頂いた先生方、参加者の皆様にご場を借りて深く感謝する。

### 領域8, 領域3, 領域10「負熱膨張の新展開—相変態に伴う巨大応答と新物質—」 溝川貴司(東大新領域)

[A]はじめに(溝川貴司:東大新領域), 負熱膨張—物質機構, 応用—(竹中康司:名大工), 逆ペロフスカイト型マンガン窒化物の中性子回折:磁性と構造(社本真一:原子力機構), 遍歴電子磁性の磁気体積効果に関わる諸現象(藤田麻哉:東北大工), 広い温度範囲にわたる負の熱膨張の発現機構(山村泰久:筑波大化学域), プルシアンブルー類似体の負の熱膨張効果(守友 浩:筑波大物理学域), BiNiO<sub>3</sub>におけるサイト間電荷移動誘起巨大負の熱膨張(東正樹:東工大応セラ研), 負の熱膨張を示す遷移金属酸化物の電子状態—X線分光から—(水牧仁一朗:JASRI)

[B] 負の熱膨張係数を示す物質は遷移金属酸化物・窒化物, プルシアンブルー誘導体など多岐にわたり, その微視的機構にはフォノン物性, 磁気転移, 原子価転移など多彩な物理が関係して注目を集めている。本シンポジウムは負の熱膨張係数を示す多彩な物質群をテーマとして, 最新の研究成果と将来展望について議論を行った。前半は, 竹中氏が負の熱膨張係数の研究の歴史から最近の逆ペロフスカイト型マンガン窒化物での巨大な負の熱膨張係数の発見について説明し, 社本氏, 藤田氏によってマンガン窒化物に代表される遍歴磁性体での磁気体積効果と負の熱膨張の関係について, スピン構造やバンド構造の立場から詳細な解説がなされた。後半は, フレームワーク構造に由来する負の熱膨張係数を示す系として, 山村氏がZrW<sub>2</sub>O<sub>8</sub>について, 守友氏がプルシアンブルー誘導体について, フォノンの状態密度に見られるギャップ構造や関連物質の探索など最新の研究成果を議論した。さらに, 東氏がBiNiO<sub>3</sub>での電荷移動による新奇な原子価転移の発見とLaドーピングによる巨大な負の熱膨張係数の実現について説明し, 水牧氏が放射光分光による原子価や電子構造の評価について詳細に議論した。常時100名を超える参加者との間で活発な質疑応答が行われ, 負の熱膨張係数の研究がさらに広がることを期待させる内容であった。

### 領域8「価数と軌道揺らぎが誘起する新しい量子臨界現象」

播磨尚朝(神戸大学)

[A]はじめに(三宅和正:豊田理研), 価数クロスオーバーと異常金属:CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>の圧力効果(小林達生:岡山大自然), 価数揺動とその特異なダイナミクス:重い電子超伝導体YbAlB<sub>4</sub>の量子臨界性(小林寿夫:兵庫県立大院物質理), 価数ゆらぎと量子臨界:理論と展望(渡辺真仁:九工大基礎科学), 4f<sup>2</sup>系の多極子自由度が創る多彩な物性(鬼丸孝博:広島大院先端物質), 軌道の揺らぎとその混成効果:4f<sup>2</sup>系における特異な輸送現象(井澤公一:東工大大院理工), 軌道揺らぎによる量子臨界性と重い電子超伝導(上床美也:東大物性研), 軌道近藤効果と新奇秩序状態(倉本義夫:東北大院理)

[B] 本シンポジウムは, これまでのドニアック描像の枠組みを超える, 「価数」と「軌道」の揺らぎが誘起する新しい量子臨界現象の研究の現状を紹介することで, 強相関物質科学の今後の発展を図るために企画された。「はじめに」の趣旨説明ののち, 「価数揺らぎ」による量子臨界現象が議論された。典型物質における多角的測定による価数のクロスオーバーが議論されたのち, 最新の放射光測定により明らかになった価数の超低速ダイナミクスが報告された。また, その理解の試みとして価数の量子臨界現象の理論が紹介され, 今後の研究の展望が示された。休憩を挟んで, 次に「軌道揺らぎ」による量子臨界現象が新しい籠状物質PrT<sub>2</sub>X<sub>20</sub>系において議論された。まず四極子物理の概観がなされたのち, これらの系で発見された軌道秩序下の超伝導, 巨大熱起電力と強い混成効果が紹介された。さらに, 圧力下の新しい現象として, 四極子秩序に伴う量子臨界性とその近傍で現れる重い電子超伝導が報告された。最後に, 四極子近藤効果による新しい量子秩序相と超伝導の理論予測が紹介され, 今後の研究への指針を与えた。参加者は250名を超え, 204人収容の会場に急遽席を増設しても立ち見ができる盛況ぶりであり, これらの新しい量子臨界現象への注目の高さが改めて確認できた。

### 領域8「トポロジカル量子現象の新概念」

川上則雄(京大理)

[A] 最初に(川上則雄:京大理), トポロジカルスピントクスチャーと創発電磁物性(十倉好紀:理研), Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>の表面輸送現象におけるtopological protectionの実証(Taskin Alexey:阪大産研), SmB<sub>6</sub>はトポロジカル近藤絶縁体か?(瀧本哲也:HanYang大), 光と非平衡トポロジカル相転移(岡 隆史:東大工), 超流動<sup>3</sup>He-Bの磁場中トポロジカル量子相転移(水島 健:岡山大自然科学), Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>における新たなトポロジカル相転移の可能性(山影 相:名大工), Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>におけるトポロジカル超伝導(柏谷 聡:産総研)

[B] 本シンポジウムは, 近年急速に研究が進展しているトポロジカル量子現象の実験・理論の現状を俯瞰すると

もに、この研究分野の将来を展望することを目的とした分野横断型のものである。領域8を主としたシンポジウムと位置づけたが、取り上げたテーマは他の多くの分野との関連も深い。講演の前半では、マルチフェロイック系のスピントクスチャー、トポロジカル絶縁体での次元クロスオーバー、強相関トポロジカル絶縁体、非平衡トポロジカル相転移など多くの興味深いトピックスが紹介された。また、後半では超伝導・超流動に現れるトポロジカル現象に重点がおかれ、ヘリウム3超流動相のトポロジカル転移やルテニウム化合物のトポロジカル超伝導に関連した最近の理論・実験に関する報告がなされた。講演は、分野外の研究者にも分かり易いように周到に準備され、活発な議論を通して多くの研究者に刺激を与えたものと思う。200人の会場には入りきれず多くの立ち見が出ただけでなく、残念なことに聴講を断念された方も多かった。この場をお借りしてお詫び申し上げる次第である。

### 領域9「二次元物質の成長過程」

岡田有史(京工繊大)

[A] イントロダクション(岡田有史:京工繊大), グラフェン成長のその場観察(日比野浩樹:NTT物性基礎研), SiC上エピタキシャルグラフェンの成長過程とグラフェン・オン・シリコン技術(末光真希:東北大通研), グラフェンのエピタキシャルCVD成長とドメイン構造(吾郷浩樹:九大先導研), 表面偏析およびCVD法によるグラフェンの合成(吉村雅満:豊田工大), Ag表面上のシリセンの構造(荒船竜一:物材機構MANA), SPMを用いたAg超薄膜上のシリセンの研究(平山博之:東工大総理工), 二ホウ化物薄膜上のシリセンの形成(高村(山田)由起子:北陸先端大マテリアル)

[B] 本シンポジウムは、近年物性の研究が活発になっているグラフェンと、ごく最近合成がなされたシリセンの形成過程に関するものである。大会1日目(25日)の午後、約150名の会場にて開催された。イントロダクションを除く7件の講演のうち、はじめの4件はグラフェンの成長、休憩後の3件はシリセンの成長が主な話題であった。前半の日比野氏からはLEEM等を用いた多結晶・単結晶金属の表面におけるグラフェン成長の観察、末光氏からは様々な面方位のSi基板上にグラフェンを作製する方法、吾郷氏からは単結晶金属薄膜等におけるグラフェンのCVDとドメインの観察、吉村氏からは金属に炭素を含有させてグラフェンを析出させる方法に関するトピック等での講演があった。後半に入り、荒船氏からは単結晶Ag上のシリセンで見られる多様な構造や新しいモデル、平山氏からはAg超薄膜上でのシリセン形成における表面形状の変化など、そして高村氏からはZrB<sub>2</sub>薄膜の上に1層形成されるシリセン層の構造や物性などに関するトピックでの講演があった。会場は満席で、いずれの講演も熱がこもっており、討論時間中は多くの質問がなされていた。

### 領域9「単一原子・単一分子・ナノ粒子での量子物性の新展開」

山田豊和(千葉大院融合)

[A] イントロダクション(山田豊和:千葉大院融合), 単一ナノ粒子・スピン共鳴制御(岡博文:マックスプランク研ハレ・ドイツ), 単一磁性原子・近藤共鳴スピンドイナミクス(塚原規志:東大新領域), 単一分子・量子ダイナミクス(奥山 弘:京大化), 表面ナノ磁性・第一原理計算(中村浩次:三重大), 単一原子・磁気イメージング(吉田靖雄:東大物性研)

[B] 2010年以降、単一原子・単一分子・単一ナノ粒子を単に観察するだけでなく、量子スピン状態を測定し、さらにこれを制御できる実験結果が次々と発表されている。この基礎的知見は今後の新たな量子ナノデバイス開発への方向性・可能性を示唆するものである。原子レベルで量子スピン状態を探るのに非常に有効な手法が走査トンネル顕微鏡(STM)である。原子分解能の画像観察と量子スピンイメージングを組み合わせることで、極限サイズで発現する新たな量子現象の詳細を正確に知ることができる。

本シンポジウムでは、単一原子・ナノ粒子といった無機材料から単一分子の有機材料まで幅広い分野にスポットをあてた。各分野をリードしておられる研究者の方々をお招きして開催し、開催した部屋が満席となり立ち見がでるほど多くの皆様にご参加いただいた。参加者は約100名であった。各講演の後には参加者から活発な質問が相次ぎ、本トピックスへの関心の高さがうかがえた。超高真空・極低温・高磁場STMを用いた単一原子・単一分子・ナノ粒子(量子ドット)の研究は、現在、欧米を中心に活発な研究が行われている。日本でも本シンポジウムの講演者のような若手を中心に研究が精力的に行われている現状が把握できた。今後、日本において本分野の研究が益々発展していくことが期待される。

### 領域11「孤立量子系の時間発展と熱統計力学の基礎」

早川尚男(京大基研)

[A] はじめに(早川尚男:京大基研), 熱統計力学の基礎と量子力学(田崎晴明:学習院大理), 典型的な量子状態を使った統計力学の基礎付け(杉田 歩:大阪市大工), 熱的な量子純粋状態を用いた統計力学の新たな定式化(杉浦 祥:東大総文), 光格子中の冷却原子実験(高橋義朗:京大理), 純粋状態の熱力学第二法則(池田達彦:東大理), 可解量子系の非平衡ダイナミクスと統計力学の基礎(出口哲生:お茶大人間)

[B] 本シンポジウムでは、ユニタリ発展をする量子力学系が如何に平衡状態へ緩和するかという統計力学の成立に関わる基礎的なテーマに取り組んだ。背景には近年の実験技術の進展に伴い、冷却原子系という孤立系が実現し、それが平衡状態へ緩和しているという事実がある。このテーマには長い研究史があるが、ここ数年急激に新しい研究の潮流となりつつある。

本シンポジウムでは、当該分野を牽引する代表的研究者をお招きして、最新の考え方を紹介して頂いた。田崎氏にはこの分野の潮流のレビューと純粋状態が何故平衡へ緩和するかを正準的典型性の考え方から示して頂いた。杉田氏には更に正準的典型性の緻密化と初期条件の用意のしやすさと典型的状態の違い等を紹介して頂いた。杉浦氏には通常のアサンブルとは一見相反する熱的純粋量子状態を用いて統計力学を構成し、それもカゴメ格子スピン系の数値計算に応用可能という驚くべき結果を報告して頂いた。高橋氏には孤立冷却原子系の熱化の実験の現状について明解なレビューをして頂いた。池田氏は純粋状態での熱力学第二法則を対角エントロピーの増加という観点から説明して頂いた。最後の出口氏は可積分系での熱化は保存量で表される仮説の紹介の後、可積分系での厳密解で再帰時間より短い時間で、緩和が実際に生じていることをデモして頂いた。

本シンポジウムの参加者は350名を超え、熱気に溢れていた。更に「物理学の進歩を感じさせる良い企画」という意見もあり、成功だったと思う。

## 領域 12, 領域 6「液液転移—2 臨界点仮説を巡って—」

辰巳創一 (東工大)

[A] 趣旨説明 (辰巳創一: 東工大), 水のポリアモルフィズム~圧力と塩化リチウム濃度との関係~ (鈴木芳治: 物材機構), 水溶液系における液体・液体転移の普遍的性質 (村田憲一郎: 東大生研), MCM-41 細孔中の水溶液の熱測定 (名越篤史: 日大文理), 過冷却水の特異的熱力学的性質の動的起源 (齊藤真司: 分子研), 構造から考える水の液液共存 (松本正和: 岡山大自然), リンのポリアモルフィズム (片山芳則: 原子力機構), ヨウ化錫が示す水型

ポリアモルフィズム (淵崎員弘: 愛媛大理)

[B] 近年、長距離秩序を持たない液体が、違う液体相へと相転移を起こす現象—液液転移—は、水、水溶液系、液体金属、高分子溶液、単純分子液体、などなど様々な系でその存在が証明・示唆されるようになっており、また数値的にも熱容量異常や、分子の微視的な結合様式の精密な分類を通じた議論が可能になるなど、その存在を証明するのに留まらず、その機構・普遍性について探る段階へと入りつつある。本シンポジウムでは現在明らかになっている様々な系における実験や、数値計算による液液転移の検証を俯瞰・議論することができる場を提供することを試みた。

趣旨説明の後に、全体を俯瞰した導入を含む圧力下の塩化リチウム溶液のアモルファス水についての議論 (鈴木氏), 様々な水溶液系における二つの液体相の違いについて水の活量を通じた分析 (村田氏), 熱測定によるナノ細孔中の水溶液における液液転移の発見 (名越氏) と水溶液系について実験面からの発表をして頂いた後に、数値計算を通じた水の熱容量の精密計算 (齊藤氏), 単成分の水における液液転移に伴う相分離の発見 (松本氏), と数値面からの発表をして頂いた。その後にリンにおける液液転移の詳細 (片山氏) や、ヨウ化スズにおける液液転移の詳細と水における液液転移との類似性の指摘 (淵崎氏) について発表をして頂いた。

全体を通じて常時80名を超える参加者により非常に活発な議論がなされ、多くの方に現在の液液転移について概観する機会を持って頂くとともに、今後の研究の発展の種になるようなシンポジウムにすることができたと考えている。

(2013年10月30日原稿受付)

## 日本物理学会誌 第69巻 第3号 (2014年3月号) 予定目次

### 巻頭言

創造的失敗.....江崎玲於奈  
現代物理のキーワード  
秩序なし+ギャップなしのドロドロ三つ巴液体状態を求めて  
.....小形正男

### 解説

絶縁体中の磁気スキルミオン相が示す電気磁気ダイナミクス  
.....望月維人, 関 真一郎  
日本の観測的宇宙論の黎明期—すばる望遠鏡超広視野カメラ  
Hyper Suprime-Cam 計画 .....高田昌広

### 実験技術

宇宙加速膨張の謎に迫る—広視野銀河探索観測による  
ダークマター分布の計測— .....宮崎 聡

JPSJの最近の注目論文から 11月の編集委員会より

.....安藤恒也

### 学会報告

2013年秋季大会 招待・企画・チュートリアル講演の報告  
.....領域委員会

### ラ・トッカータ

シカゴ大学KICPポストドク滞在記 .....藤井俊博

### 学界ニュース

第28回西宮湯川記念賞: 高柳 匡氏, 笠 真生氏 .....磯 暁  
平成25年度文化功労者: 柳田敏雄氏 .....原田慶恵  
2013年度仁科記念賞: 香取秀俊氏 .....井戸哲也  
高橋義朗氏 .....熊倉光孝  
近藤敬比古氏, 小林富雄氏, 浅井祥仁氏

.....徳宿克夫

第8回凝縮系科学賞: 内田健一氏, 伏屋雄紀氏 .....北岡良雄

### 追悼

阿部龍蔵先生を偲んで .....水上 忍

### 新著紹介

## 中村傳先生を偲ぶ

長柄 一誠 ◇

大阪大学名誉教授中村傳先生は、2012年12月21日に他界されました。1924年2月福岡県のお生まれで、あと2ヶ月ほどで満89歳をお迎えになるところでした。先生は1949年に九州大学理学部物理学科を卒業され、阪大理学部物理学科助教授を経て、1964年には阪大基礎工学部教授に昇任され、1987年3月に基礎工学部物性物理学科を62歳で定年退官されました。阪大理学部では永宮先生の研究室で、金森順次郎先生、望月和子先生がおられ、その後も同じ阪大の研究仲間として長くお付き合いされました。阪大退官後は神戸常磐短期大学教授として約15年間にわたり教育に専念され、2001年には勲三等旭日中授章を授与されています。

物性物理学の理論がご専門で、『物質の量子論』(J. C. スレーター著、大森恭輔、竹田 宏、中村 伝共訳；全3巻 共立全書、共立出版1957)、『磁性』(中村 伝；槇書店、1961)、『統計力学』(中村 伝；岩波全書、岩波書店、1967)などは今日でも愛読され、また一般向けの『近代物理の発想I：量子論の風土』、『近代物理の発想II：物質の建築学』(中村 伝；ブルーバックスシリーズ、講談社、1978)や、阪大での晩年のご研究を『物理学最前線14』(太田浩一、花村榮一、中村 伝著、大槻義彦編；共立出版、1986)の中の高密度固体の章に、その他数多くの訳書、著書、短編記事、解説記事を書かれましたので、それらを通してお名前をご存じの方は多いと思います。

先生のことを一言で最もよく現わされていたと思われる言葉の中に、東大物性研の平川金四郎先生が退官に際して記された「磁性研究30年の道程」(日本物理学会誌第42巻第1号(1987))の中の“博覧強記の典型のような方”というのがあります。とにかく本がお好きで小説も好まれ、井伏鱒二の小説等をご愛読でした。多くの蔵書の一部は郷里の図書館にご寄贈とのことです。ここで、研究会等を通しての先生のご印象以外に、日常での先生からのお話や生活を思い出しながら、戦後日本の

高度成長時代を研究者として生きてこられた、ありし日の先生を偲んでみたいと思います。

中村先生は終戦前の混乱期に阪大に入学されたのですが、大阪空襲の激化と肺の病に冒され、九大に移ることにして、郷里で療養生活を送られました。その時にベッドで読んだ高木貞治先生の『解析概論』(岩波書店)が物理数学を勉強するのに大変役立つと話しておられました。終戦から10年くらい後の日米の状況を知ることのできるお話として、先生の米国留学があります。1961年から2年間、米国のカリフォルニア大学バークレイ校に留学されていますが、その時の米国行きは太平洋航路の汽船で約1ヶ月の航海、そしてキューバ危機の恐怖を米国人が実感する中を帰国されたそうです。その前、最初にアメリカに招待されたときは、当然日米間の航空路線はなくアンカレッジ経由で、今の旅客機の客室とは雲泥の差の殺風景な米軍機で、途中給油をしながらの渡米と話されていました。留学中の米国での給料は日本での給料より一桁多かったそうです。

先生は磁性の本を著されている通り、磁性研究において立派な成果を残されていますが、その中で、Suhl-Nakamura interactionとして知られている研究はお気に入りのようで、物理で名前を付けて呼んでもらえるような研究はなかなかないから有難いことだと言われていました。

固体水素のご研究でも先生は、固体水素中での分子配向相転移が、オルソ水素分子間の電気四重極相互作用によることを発見し、固体水素研究の基礎を築かれました。水素研究のDuke大教授Horst Meyerさんが研究室に数ヶ月滞在され、一緒に北海道を旅したことは、我々の忘れ難い貴重な体験でした。

固体水素の理論に続いて、1970年頃から多く出始めた、旧ソ連のランダウスクールの研究者や米国のアッシュクロフト等による金属水素の論文にも興味を持たれ、当時木星探索を通して水素型の惑星に興味を持たれていた時代



と、同じ基礎工学部の教授であった川井直人先生の実験室で分割球による水素圧縮実験を始めておられたこと等から、中村先生も金属水素へと研究の対象を広げられました。当時は構造展開と呼ばれる、多体問題の摂動論を手法としていて、第一原理バンド計算の手法やプログラムはまだ開発段階でした。多体問題の手法の構造展開自体は数学的にも大変面白かったのですが「ちょっとやり過ぎた」というのが中村先生の反省で、その後今の第一原理計算の手法に移られました。

研究室ゼミでは学生が数式導出でつまずくと、よく黒板で計算してみせて頂いたこと、論文執筆では良い論文にしようと、教授室で一緒に一生懸命考えて頂いたこと、退官後の科学史に関する多くの執筆でも、常に原典をご自分で確認する方針で、言語の勉強までされていたこと等、言葉にされませんが、我々のその後の研究教育生活の上での模範を多く示して頂きました。

2000年に最愛の奥様をガンで亡くされた後、料理にも挑戦されていたようで、とても凝ったお料理の作り方の話などされ驚きました。2011年5月に我々教え子で先生の米寿の御祝い会を開いた際にはご高齢にもかかわらず上の写真のように大変お元気で、そのとき“相対論の式の一番簡単な導き方”というお話をされましたが、それが先生の最後の講義でした。

その1年後肺ガンが見つかり、最後は1ヶ月ほどの入院の後、亡くなされました。お年に関係なく、常に旺盛な物理への興味を持ち続けられ、また物理学の世界の発展と後輩の活躍をずっと見守って頂きました。

(2013年10月29日原稿受付)

江沢 洋

## だれが原子をみたか

岩波書店, 東京, 2013, xv+385p, 15×11 cm, 本体1,420円(岩波現代文庫/学術281)

[一般向]

ISBN 978-4-00-600281-7

長谷川修司 (東大理)



走査トンネル顕微鏡や電子顕微鏡をつかって研究してきた評者には、「だれが原子をみたか」というタイトルがとても魅力的にみえたので意気込んで読み始めたが、良い意味で期待は裏切られた。話はブラウン運動を軸にして、原子や分子の实在を人類が確信していく過程を丁寧におった“大河ドラマ”である。そこに、いくつかの歴史的实验を筆者らがみずから追試していく様子が挿入されており、単なる歴史書ではなく、実感をもって偉人たちの発見を追体験できるというユニークな色付けがされている。高校から大学初年程度の読者を想定した稀に見る良質の教養書といえよう。講義でつかう教科書でもなければ特定分野の専門書でもない、本書のような教養書が学びを豊かにしてくれることを実感できる。1976年の初版本が、昨年、文庫版で再刊されたのは嬉しい限りで、古典として読みたいが、空気の重さの議論など、大学の先生方にとっては試験問題のネタ探しにも活用できそうな一冊である。

古代ギリシャまでさかのぼる原子論が実験による実証科学の祖上に載るきっかけとなったのは、ブラウンによる水面に浮かべた花粉の動きの顕微鏡観察である。筆者らは、ブラウンの真似をして花粉や泥、アルミナ粉末などの顕微鏡観察を実際に行って、「ブラウ

ン運動するのは多くの本がいうような花粉そのものではなく、花粉がパンクしてプツと吐き出す微粒子たち」であることを“発見”している。最後には、微粒子の平均二乗変位が経過時間の平方根に比例するというアインシュタインの理論とペランの実験によって、水分子による衝突がブラウン運動を引き起こしていることが明快に示される。そこにいたるまでに大気圧の発見、真空、気体分子運動論、ドルトンの原子量表、気体の化学反応など、19世紀から20世紀初頭にかけて発見された原子・分子を示唆する話題が盛り込まれている。圧巻は、トリチェリの水銀柱の実験を「水柱」で行ったパスカルの実験の再現である。数名の中学生らとともに、谷川にかかる橋の上から吊るした10m程度の長さのビニール管に入れた「水柱」を作って大気圧を測定した。水柱から出てくる気泡(水の脱気が重要!)や水面の振動など、実験してみなければわからない“新発見”があったりして実験を楽しんでいる様子がいきいきと描かれている。統計力学の基礎としてサイコロを使った実験を行い、「デタラメ数の和の黄金率」なる“法則”をデモンストレーションしてアインシュタインのブラウン運動の理論につなげているところも極めて面白い。

原子の实在を確立するには長い時間

と多数の科学者の寄与が必要だったが、それは、原子論反対派が強力だったからである。原子のような「目には見えないもの」で説明する科学など科学ではない、というマッハら反対派の気持ちもわからないわけではない。ここで頭をよぎったのが、19世紀末から20世紀初頭にかけて、真空での電磁波伝播の媒質として広く存在が信じられた「エーテル」なる「目には見えないもの」である。原子の場合と違ってエーテルは存在が否定されたが、そこから生み出された理論や実験は、その後の物理学の発展に大いに寄与した。20世紀から21世紀にかけてまた同じような「目には見えないもの」、ダークマターなるものが登場して物理学が構築され始めている。マッハ流に言えば、ダークマターなど「目には見えないもの」で説明する科学は科学でないということになるが、はたして100年後、原子のように肯定されるのか、それともエーテルのように歴史から消え去るのか。「だれがダークマターを見たか」なる本が書けるのはいつなのか。

(2013年5月16日原稿受付)

白井光雲

## 現代の熱力学

共立出版, 東京, 2011, x + 309p, 26 × 18 cm, 本体 3,600 円 [学部向]

ISBN 978-4-320-03466-2

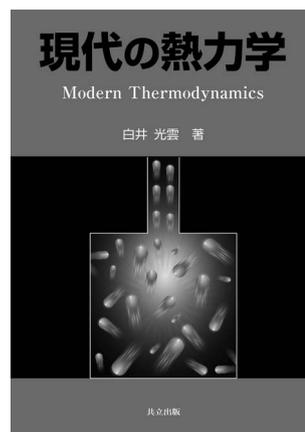
村山能宏 (東京農工大)

物理は実学である。このことを改めて実感した一冊である。

大学における物理教育の現場では、学生は将来物理の専門家になるために物理を学ぶのではなく、あらゆる科学、技術、産業に通ずる基盤科目として物理を学ぶ場合が多い。そのような現場では、学問としての面白さを伝えるだけでは不十分であり、身の周りの現象や先端科学、技術との関係を伝えることにより、はじめて「物理の実力」が伝わるように思う。具体的な問題に対し、基本となる原理や数式からおおざっぱに数値を見積もることは、現象の本質を捉えようとする物理の醍醐味であり、物理の「面白さ」と「実力」を伝えることができる最良の機会である。本書に記載されている豊富な例題、問

題、トピックスは、熱力学の「面白さ」と「実力」を伝える格好の材料であり、熱力学に関してこれだけの事例を取り上げている物理の教科書は見当たらないように思う。その上、基本原理の記述や数式、物理量の意味についても、安易にごまかすことなく丁寧に説明されており、著者のこだわりが伝わってくるとともに、熱力学の魅力を味わうこともできる。

本書は、著者が冒頭で述べているように、「熱力学は現実の問題を解決するために学ぶ」という立場で書かれている。教科書や参考書には著者と読者の相性があり、理解を深める最良の策は多くの書物(考え方)に触れることであろう。その一つとして、本書を一度講義で用いてみたくなり、そしてす



で熱力学を学んだ人ではなく、本書を通して初めて熱力学を学んだ学生たちに感想を聞いてみたくなった。(誤解を恐れずに言えば) 専門家の卵に対してではなく、将来物理を専門としない人たちに物理の「面白さ」と「実力」を伝えることが、物理教育に携わる者たちの責務ではないだろうか。そんな思いを強くした一冊である。

(2013年6月27日原稿受付)

マイケル・ニールセン著, 高橋 洋訳

## オープンサイエンス革命

紀伊國屋書店, 東京, 2013, 398p, 20 × 14 cm, 本体 2,200 円 [専門~一般向]

ISBN 978-4-314-01104-4

北野正雄 (京大工)

マイケル・ニールセンは量子情報のバイブルともいふべき、Quantum Computation and Quantum Information (2000) の著者として、また同分野の研究者として有名である。最近ライターとしての活動に専念するようになり、ネットワーク時代における新たな科学の方法論を提唱、その啓発活動に力を注いでいる。本書はその集大成で、“Reinventing Discovery—The New Era of Networked Science” と題されている。ニールセンは、インターネットによって可能となったネットワーク上の知的協働作業の潜在的可能性に注目している。事例として、フィールズ賞数学者が未解決問題をブログに公開し、一般読者との議論を通して解決に到達した「ポリマス・プロジェクト」、ネット上の素人集団がチェスの世界チャンピオ

ンと互角に戦った「カスパロフ対ワールド」、ハッブル望遠鏡の銀河画像の公開分類プロジェクト「ギャラクシー・ズー」、パズルファンによるたんぱく質の立体構造解析「フォールド・イット」などの例が紹介されている。さらに分野を超えたものとして、リナックス OS、プレプリント・サーバ arXiv、ウィキペディアなどが挙げられている。ニールセンはこれらの例を通して、インターネットによって可能となった「集合知」を活用した新たな科学の枠組みの構築を提案している。科学者らしく、単なる思いつきではなく、事例を失敗や問題点を含めて冷静に分析し、今後の方向性を探っている。科学のオープン化への障害要因として、1980年代以降の特許重視政策が、研究成果の公共財としての性格を弱めていること、



論文数などによる研究者の評価が強化された結果、共有知への貢献のインセンティブが働かなくなっていることなどを挙げている。さらには、ネットワークツールやオープン化は科学の本質とは無関係という保守的な考え方も負の要因になっていると考察している。ニールセンは誰にでも始められるオープン化の小さな第一歩として、各自がプログラムやデータを整理してオンライン公開することを勧めている。ツールの整備は、科学の進歩にとって論文

執筆と同等に重要であり、これらを評価する仕組みが必要だと述べている。公開すべきプログラムなどを持たない人でも、学術雑誌に投稿した論文を、並行してプレプリントサーバや大学等のレポジトリ、あるいは個人のホームページで公開することで、オープン化に貢献できる。本書で指摘されているように、公的資金で補助された成果物について、一般の人々のアクセスを確保

することは当然の義務だといえる。現在、大半の学会、出版社は著者に対し公開の権利を一定の条件下で認めており、著者の心がけでオープンアクセスが実現できるのである。将来を担う若い研究者はもちろん、科学政策に係わる人々にもぜひ読んでいただきたい一冊である。

(2013年7月15日原稿受付)

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

## 掲示板

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

### ■京都大学大学院理学研究科教員

1. 准教授又は助教1名
2. 物理学・宇宙物理学専攻物理学第一分

野固体電子物性研究室(松田祐司教授、笠原成助教が在任)

3. 超伝導・磁性を中心とした低温物理学の実験的研究、及び学部・大学院の教育を在任スタッフと協力して行う。新しい研究分野や実験手法の開拓にも意欲のある若手研究者を希望。
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者又は着任時迄の取得見込者。国籍不問。
7. ○履歴書 ○業績リスト ○今迄の研究内容(A4,2枚以内) ○今後の研究・教育の抱負(A4,2枚以内) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○照会可能者2名の氏名、連絡先
8. 2014年2月17日(月)必着
9. 606-8502京都市左京区北白川追分町 京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻 松田祐司 電話/Fax 075-753-3790
10. 封筒に「固体電子物性准教授応募書類在中」又は「固体電子物性助教応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類原則不返却。

### ■東北大学大学院理学研究科助教

1. 助教1名
2. 化学専攻・物理化学講座・理論化学研究室
3. 物理化学、クラスター科学、原子分子小集団(クラスター)及びナノ粒子の分光と化学反応動力学に関する実験的研究・装置開発研究、全学教育及び学部の講義、学生実験も担当。
4. 2014年5月1日以降早期
5. なし
6. 博士号取得者又は同等以上の能力者
7. ○履歴書 ○研究業績目録 ○主要論文別刷約5編(コピー可) ○今迄の研

- 究概要(約2,000字) ○研究・教育に関する将来計画と抱負(約2,000字)
- 以上各2部 ○推薦書1通又は照会可能者2名の氏名、連絡先
8. 2014年2月21日(金)17時必着
9. ①980-8578仙台市青葉区荒巻字青葉6-3 東北大学大学院理学研究科化学専攻 岩本武明 ②同専攻 美齊津文典 電話 022-795-6577 [misaizu@tohoku.ac.jp](mailto:misaizu@tohoku.ac.jp)
10. 封筒に「物理化学講座教員応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。本公募は男女共同参画の理念に基づくものである。

### ■東京大学大学院理学系研究科助教

1. 助教1名
2. 物理学専攻基礎物理学講座
3. 重力波・相対論実験、大型低温重力波望遠鏡KAGRAの推進、本格的な重力波天文学・相対論実験分野における先端研究開発、及び大学院生・学部生の教育。
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者、又は同等以上と認められる者
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(主要論文5編以内を強調) ○今迄の研究概要、及び着任後の研究計画(A4,約4頁) ○着任可能時期 ○推薦書2通
8. 2014年2月28日(金)必着
9. 113-0033東京都文京区本郷7-3-1 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 安東正樹 [ando@granite.phys.s.u-tokyo.ac.jp](mailto:ando@granite.phys.s.u-tokyo.ac.jp)
10. 封筒に「重力波・相対論実験教員 応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。海外からの応募の場

合は応相談。

### ■東北大学金属材料研究所教授

1. 教授1名
2. 安全やエネルギーに関わる材料科学を担う部門
3. 材料科学・工学の基礎基盤に立脚しながら、社会の安全と持続性を重視したエネルギー又は環境に関わる分野の研究に意欲的に取り組める方。
4. 2015年4月以降早期
5. 10年(審査後再任可)
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、国際会議発表・プロシーディング、著書、競争的資金獲得状況、論文被引用度データ等) ○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
8. 2014年3月31日(月)必着
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今野豊彦 電話 022-215-2125  
Fax 022-215-2126 tjkonno imr.tohoku.ac.jp
10. 封筒に「教授応募書類(安全・エネルギー材料科学)在中」と朱書き書留で送付。応募書類不返却。詳細は<http://www.imr.tohoku.ac.jp/ja/op/2013-16.html>参照。

## 学術的会合

### 学術的会合の標準様式(1件500字以内)

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

### ■第16回薄膜基礎講座

主催 日本表面科学会  
日時 2014年2月18日(火)~19日(水)  
場所 東京理科大学森戸記念館第1会議室  
(162-0825東京都新宿区神楽坂4-2-2  
電話03-5225-1033)  
内容 [第1日(2月18日)] 深津晋<東大>

概論: 薄膜は人類に何をもたらしたか、他[第2日(2月19日)] 深津晋<東大> 薄膜とバルクの違い: 薄膜だからできる、中村友二<富士通研> 特性・信頼性: いい膜と悪い膜は目的に応じて異なる、他  
定員 80名  
参加費 29,500円、学生6,500円(書籍代、別冊資料代、消費税込)  
参加申込締切 2014年2月12日(水)  
連絡先 113-0033東京都文京区本郷2-40-13 本郷コーポレーション402 日本表面科学会事務局 電話03-3812-0266  
Fax 03-3812-2897 shomu sssj.org  
<http://www.sssj.org>  
その他 詳細はHP参照。

### ■共用・計測合同シンポジウム2014~先端計測の共用化によるイノベーション~

主催 (独)物質・材料研究機構・微細構造解析プラットフォーム推進室・先端材料計測技術の開発と応用プロジェクト  
日時 2014年3月14日(金)9:00~17:30  
場所 (独)物質・材料研究機構千現地区研究本館管理棟1階第一会議室・講堂  
(305-0047つくば市千現1-2-1 電話029-859-2000)  
内容 ナノテク・材料研究のキーテクノロジーをなす最先端計測技術と共用に関わる合同シンポジウム  
連絡先 先端材料計測技術プロジェクト事務局 電話029-859-2000(ex.6546)  
Fax 029-859-2801 jointsympo2014 nims.go.jp

### ■13-6ポリマーフロンティア21

主催 高分子学会行事委員会  
日時 2014年3月14日(金)  
場所 東工大蔵前会館ロイヤルブルーホール(152-0033東京都目黒区大岡山2-12-1)  
内容 川勝年洋<東北大> 高分子と膜構造の粗視化モデルによるマルチスケールシミュレーション、山崎美稀<日立製作所> 樹脂モールド構造における界面接着強度評価技術、山本量一<京大> コロイド・微粒子分散系の直接数値計算、岸本浩通<住友ゴム工業> マルチスケールシミュレーションと量子ビームを活用した高分子材料研究、森田裕史<産総研> OCTAを用いた様々な連携による粗視化シミュレーション解析、森里嗣生<アクセルリス> Materials Studioによるマルチスケールシミュレーションとその自動化  
定員 100名  
参加費 企業21,000円、大学・官公庁

10,500円、学生1,050円  
連絡先 104-0042東京都中央区入船3-10-9新富町ビル6F 高分子学会13-6ポリマーフロンティア21係 電話03-5540-3770 Fax 03-5540-3737 <http://www.spsj.or.jp/entry/annaidetail.asp?kaisaino=927>

### ■日本磁気学会第195回研究会/第29回強磁場応用専門研究会「磁場が明らかにする科学現象と材料創製」

主催 日本磁気学会  
日時 2014年3月17日(月)13:00~17:45  
場所 早稲田大学先端科学・健康医療融合研究機構ASMeW(東京都新宿区早稲田鶴巻町513)  
内容 化学分野を主軸にした第一線の研究者らによる磁気を利用した新しい磁気材料開発と解析の最新を提供。近年の強磁場発生技術の発展に伴い、比較的容易に10テスラ以上の高磁場が得られるようになってきている。この高磁場を利用することで、今迄見えて来なかった反磁性・弱磁性物質の磁気配向や無機物のキラリティ発生等の新科学現象が明るみに出され、今後のマテリアルプロセッシングへの磁気への貢献が大きく期待されるようになってきた。これら紹介に加えて、他材料・デバイスへの汎用性や発展性の議論の場を提供する。

参加費 3,000円(資料代込)、学生無料、資料代のみ1,000円  
申込 当日受付  
連絡先 東京都千代田区神田小川町2-8 日本磁気学会事務局 担当者 杉村  
電話03-5281-0106 Fax 03-5281-0107  
msj bj.wakwak.com <http://www.magnetics.jp/msj/seminar/topical/195.html>

### ■第30回量子情報技術研究会(QIT30)

主催 電子情報通信学会量子情報技術時限研究専門委員会  
日時 2014年5月12日(月)~13日(火)  
場所 名古屋大学豊田講堂シンポジオン(464-8601名古屋千種区不老町 名古屋大学内)  
内容 量子情報、量子計算、量子暗号等広く量子情報技術に関わる理論的研究、実験的研究、計算機科学的研究、数学的研究、及び、その他関連分野(申込状況により査読有)  
定員 200名  
参加費 事前振込:5,000円、学生1,000円。当日払い:6,000円、学生2,000円。懇親会費別途。  
申込 <http://staff.aist.go.jp/s-kawabata/qit/>より

口頭講演申込締切 2014年3月28日(金)  
 ポスター講演申込締切 2014年4月11日(金)  
 予稿原稿提出締切 2014年4月11日(金)  
 参加申込締切 2014年4月18日(金)  
 連絡先 qit30 math.cm.is.nagoya-u.ac.jp  
 西村治道(名古屋大学情報科学研究科),  
 鶴丸豊広(三菱電機情報技術総合研究所),  
 林正人(名古屋大学多元数理科学研究科)

■ OIST 国際ワークショップ「新規な量子物質と量子相」(NQMP2014)

日時 2014年5月14日(水)~17日(土)  
 場所 沖縄科学技術大学院大学(OIST)  
 内容 The OIST International Workshop on Novel Quantum Materials and Phases (NQMP2014) aims to bring together scientists from a wide range of backgrounds with a common interest in new materials and novel states of quantum matter. The

broad themes of the workshop will be: 1. New directions in materials, 2. Unconventional superconductivity, 3. Quantum spin systems and frustrated magnetism, 4. Low-dimensional and topological systems, 5. Applications of novel materials. Participation from scientists in other, related, fields is welcome.

申込 <https://groups.oist.jp/nqmp> より  
 参加申込締切 2014年2月10日(月)  
 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物理工学専攻 求 幸年 電話03-5841-6815  
 Fax 03-5841-8897 motome ap.t.u.tokyo.ac.jp <https://groups.oist.jp/nqmp>

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

■ 会員専用ページ: ユーザー名とパスワード  
 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ー名とパスワード(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.)  
 2月ユーザー名 : 14Feb  
 パスワード: William603  
 3月ユーザー名 : 14Mar  
 パスワード: Charles482

## 行事予定

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

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2014年			
2/18~19	第16回薄膜基礎講座	東京	69-2
2/28	第41回ニューセラミックスセミナー「3D積層造形技術の現状と将来—セラミックス材料への応用—」	大阪市	69-1
3/3~5	第46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	68-11
3/5~7	MANA Int. Symp. 2014	つくば市(茨城)	68-11
3/14	共用・計測合同シンポジウム2014~先端計測の共用化によるイノベーション~	つくば市(茨城)	69-2
3/14	13-6ポリマーフロンティア21	東京	69-2
3/17	日本磁気学会第195回研究会/第29回強磁場応用専門研究会「磁場が明らかにする科学現象と材料創製」	東京	69-2
3/21~29	スプリング・サイエンスキャンプ2014	日本各地	69-1
3/27~30	日本物理学会第69回年次大会(東海大学)	平塚市(神奈川)	日本物理学会
4/4~7	The 10th Int. Conf. of Computational Methods in Sciences and Engineering 2014	Athens (Greece)	68-11
5/12~13	第30回量子情報技術研究会(QIT30)	名古屋市	69-2
5/14~17	OIST国際ワークショップ「新規な量子物質と量子相」(NQMP2014)	恩納村(沖縄)	69-2
5/22~23	第31回希土類討論会	東京	68-12
9/7~10	日本物理学会2014年秋季大会(中部大学)(物性)	春日井市(愛知)	日本物理学会
9/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(佐賀大学)(素粒子, 宇宙線, 宇宙物理)	佐賀市	日本物理学会
10/8~11	日本物理学会2014年秋季大会(ハワイ)(核物理)	ハワイ島	日本物理学会 ・アメリカ物理学会合同
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4
2015年			
3/21~24	日本物理学会第70回年次大会(早稲田大学)	東京	日本物理学会
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	大阪市	日本物理学会

## 編集後記

学会の記事の中で比較的良く読む欄に「ラ・トッカータ」がある。トッカータと言えば、バッハの「トッカータとフーガニ短調」の曲の軽やかなはじまりと、それに続く脈略のない即興的な和音を連想する。事務局から頂いた資料によると、「トッカータ」はイタリア語で「触れ合い」を意味するそうだ。音楽用語は、楽器に触れて戯れるように自由に奏することからきているのだろうか。学会誌のエッセイ欄としても定着しており、新米の編集委員の私でもこの欄には自信を持って記事を割り振ることができる。

随分長いこと続いているが、最近は海外で研究生活を送った研究者の記事が多いように思う。泣けて笑える苦労話には素直に共感することが多い。経験談が、本国と比較した文化論やお国柄による研究に対する考え方の違いにまで発展することもあり、そのため日本で生活していると慣らされてしまっていた点を気付かされることも多い。研究者の鋭い観察力と正確な描写と個性に依るのであろうか、どのエッセイも日常の

出来事から著者の考えまで分かり易く書かれており、読み易い。この記事を書く直前の9月号では2つも掲載されており多に楽しんだ。この連載をまとめたら、随分面白い本になるに違いないと思ってしまう。

しかし、学会誌記事の本丸は「解説」そして、「最近の研究から」だと思う。こちらを読みこなすのはなかなか大変だが、1月からは読み易くするようにいろいろ工夫されている。その一つが、記事の内容を「先取り(リード)」したリードページだ。編集委員会での議論によると、記事を読んでもから分かる概要ではなく読んでみたいと思わせる導入を著者と編集委員が協力して書くことになっているようだ。クレジットが著者名のみなので、実質的には著者に書いて頂くことになると思うが、編集委員としては、研究のまとめと他の研究を含めた研究の位置づけとをどう折り合いをつけて書いて頂くか試行錯誤している。記事が増えスタイルが定着してくると思うが、「ラ・トッカータ」で発揮されている物理屋の文章力を生かして「読み(リード)」易いリードページとして定着して欲しいと思う。

関 和彦 <

## 編集委員

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

## (支部委員)

石井 史之, 奥西 巧一, 岸田 英夫,  
小山 晋之, 酒井 彰, 杉立 徹,  
野村 清英, 松井 広志, 水野 義之,  
山崎 祐司

## 新著紹介小委員会委員

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

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

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

本誌に掲載された著作物を複製したい方は、(社)日本複製権センターと包括複製許諾契約を締結されている企業の方でない限り、日本物理学会が複製権等の行使の委託をしている次の団体から許諾を受けて下さい。

(In order to photocopy any work from this publication, you or your organization must obtain permission from the following organization which has been delegated for copyright clearance by the copyright owner of this publication.)

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

アメリカ合衆国における複製については、下記 CCC  
に連絡して下さい。

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

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

日本物理学会誌 第69巻 第2号 (平成26年2月5日発行) 通巻771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。