

# 日本物理学会誌

- 「速い光」, 「遅い光」と群速度
- 弦理論によるハドロンの記述

**BUTSURI**

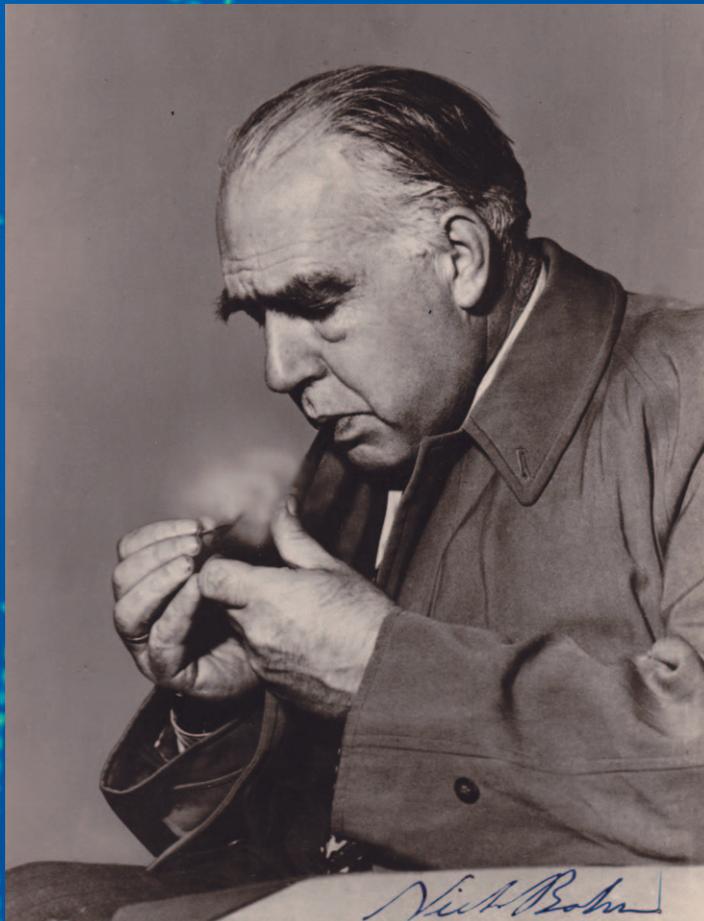
第68巻 第8号(通巻 764号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成25年8月5日発行 毎月5日発行

**2013 VOL. 68 NO.**

8

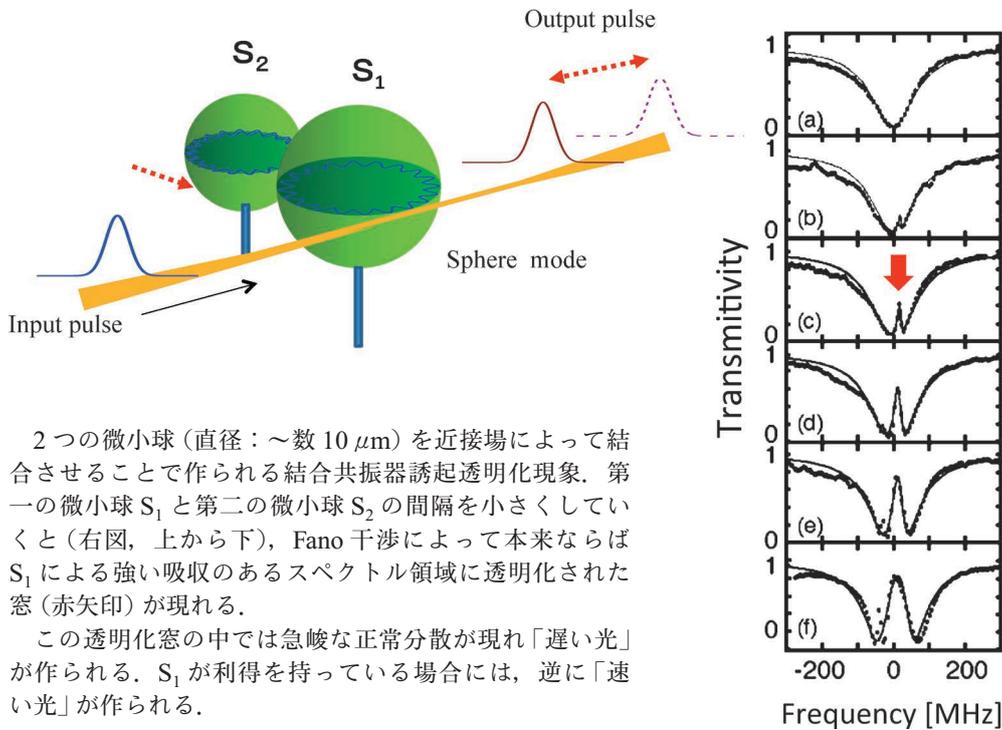


口絵：今月号の記事から		511
巻頭言	楽しい“学会”を	田村裕和 515
解説	「速い光」, 「遅い光」と群速度  弦理論によるハドロンの記述	富田 誠 516 杉本茂樹 524
最近の研究から	脂質膜小胞における膜内相分離と膜変形  超対称ゲージ理論におけるアノマリーパズル	柳澤実穂 534 米倉和也 538
JPSJの最近の注目論文から	4月の編集委員会より	安藤恒也 542
PTEPの最近の招待・特集論文から	2013年1月号より	坂井典佑 544
学会報告	第68回年次大会招待・企画・チュートリアル講演の報告	領域委員会 546
学界ニュース	科学技術分野の文部科学大臣表彰	554
歴史の小径	ボーアの原子論の成功と挫折(1913-1918年)  ニールス・ボーアと彼の研究所—ボーアの原子模型100周年の 機会に— 	今野宏之 554 山口嘉夫, 小沼通二 556
新著紹介		559
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	561
行事予定		566
会告	■2014年度の会費減額申込手続き(大学院学生・学部学生)のお願い ■JJAP発行の 変更について ■2014年度の論文誌等購読の変更手続きのお願い ■2013年7月1日 付新入会者	568
本会記事	■日本物理学会理事・監事・代議員, 委員会委員 キャリア支援センター, 物理系学 術誌刊行センター, 等指名表	571
本会関係欧文誌目次		578

表紙の説明 Niels Bohr (1885-1962)を知る人にとって、パイプに火を付けるポーズは、いかにも Bohrらしい仕草である。Bohrは、パイプを吹かすために黒板消し程度の大きなマッチ箱をポケットに入れていた。議論の最中には誤ってチョークに火をつけそうになることもあった。写真と逸話提供：亀淵 迪氏。写真は、ボーアから亀淵氏に贈られたものであり、その際、亀淵氏が写真の下にサインをするよう Bohrに依頼した。

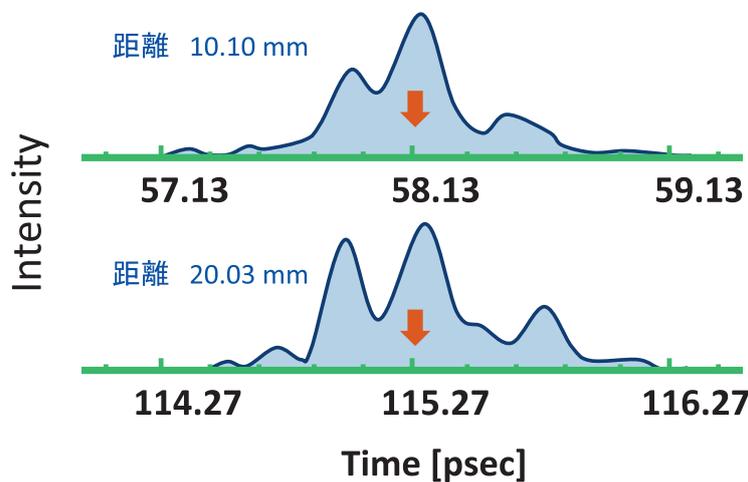
<b>Graphic Page</b>	<b>511</b>
<b>Editorial</b>	
<i>Making the JPS meetings enjoyable</i>	Hirokazu Tamura <b>515</b>
<hr/>	
<b>Reviews</b>	
<i>Fast Light, Slow Light and Group Velocity</i>	Makoto Tomita <b>516</b>
<i>Description of Hadrons Using String Theory</i>	Shigeki Sugimoto <b>524</b>
<b>Current Topics</b>	
<i>Shape Deformation of Multicomponent Vesicles upon Phase Separation</i>	Miho Yanagisawa <b>534</b>
<i>The Anomaly Puzzle in Supersymmetric Gauge Theories</i>	Kazuya Yonekura <b>538</b>
<hr/>	
<b>JPSJ Selected Papers in the Latest Issue</b>	Tsuneya Ando <b>542</b>
<b>PTEP Invited Papers and Special Sections in the Recent Issue</b>	Norisuke Sakai <b>544</b>
<b>Reports on JPS Meeting</b>	
<i>Report on Invited/Special Talks and Tutorials in the 68th Annual Meeting</i>	Division Committee <b>546</b>
<b>Physics Community News</b>	
<i>The Commendation for Science and Technology by the Minister of Education, Culture, Sports,     Science and Technology</i>	<b>554</b>
<b>The Path to History</b>	
<i>Bohr's Struggle with Refining his Atom Model (1913–1918)</i>	Hiroyuki Konno <b>554</b>
<i>Niels Bohr and his Institute—Celebrating the Centennial of his Atomic Model—</i>	Yoshio Yamaguchi and Michiji Konuma <b>556</b>
<b>Book Reviews</b>	<b>559</b>
<hr/>	
<b>Notice Board</b>	<b>561</b>
<hr/>	
<b>JPS Announcements</b>	<b>568</b>
<b>JPS News</b>	<b>571</b>

解説 「[速い光], [遅い光]と群速度」 p.516



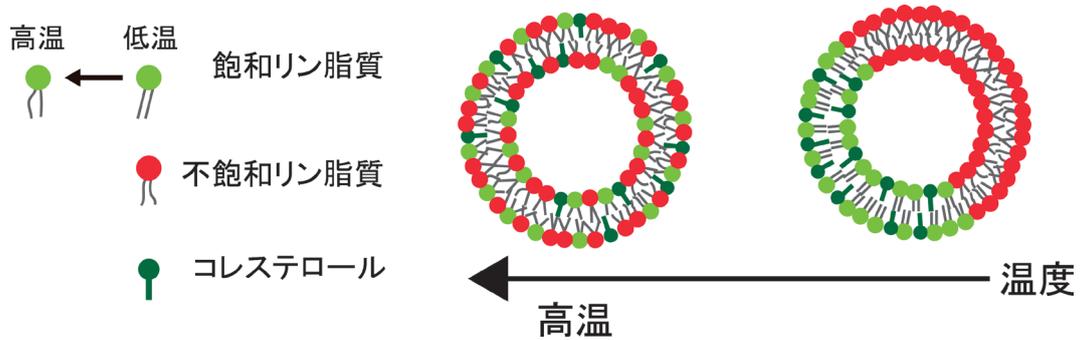
2つの微小球（直径：～数10 $\mu$ m）を近接場によって結合させることで作られる結合共振器誘起透明化現象. 第一の微小球  $S_1$  と第二の微小球  $S_2$  の間隔を小さくしていくと（右図，上から下），Fano 干渉によって本来ならば  $S_1$  による強い吸収のあるスペクトル領域に透明化された窓（赤矢印）が現れる.

この透明化窓の中では急峻な正常分散が現れ「遅い光」が作られる.  $S_1$  が利得を持っている場合には，逆に「速い光」が作られる.

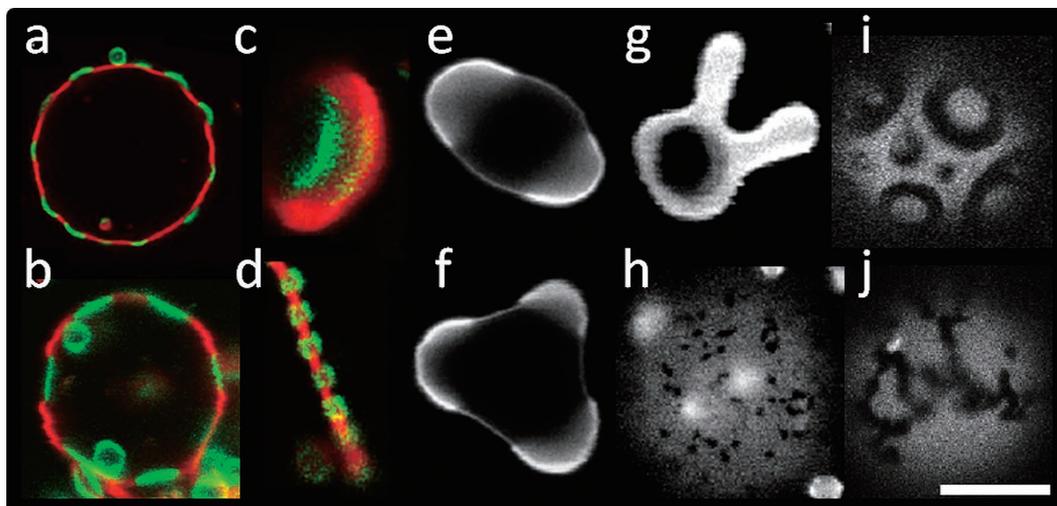


よく知られた従来の群速度は，屈折率の実部の1階微分によって定義されている. この群速度は波束のスペクトル幅が狭く，伝播距離が短い場合には，超光速の伝播を含めて良い意味を持つ. しかし，伝播距離が長くなると高次項が影響し破綻する.

上図は，不規則な波形をもったフェムト秒パルスが分散媒質中を長距離伝播したときに，波束が時間的に広がり，変形していく様子を観測した実験結果. 波束の重心（赤矢印）を用いてパルスの位置を記述することで，従来の群速度が破綻する領域でも良い意味を持つ新しい群速度の定義が可能となる.



脂質膜小胞における膜内相分離. 生物の基本単位である細胞は袋状の生体膜によって覆われている. 本稿では, 生体膜をモデル化した飽和リン脂質, 不飽和リン脂質, コレステロールからなる3成分脂質膜小胞を用いて, 脂質の膜内相分離と膜変形について得られた結果を紹介している. 左側の図は高温(本稿の実験条件では約60°C), 右側の図は低温(約20°C)の場合の膜小胞の様子を概念的に表したものである. 3成分脂質膜小胞は, 高温では膜を構成する分子は入り乱れて存在しているが(左側の図), 温度が下がると飽和リン脂質の炭化水素鎖(図の2本脚の部分)が秩序化するため, 飽和リン脂質とコレステロールに富む液体秩序相(緑色の領域)と不飽和リン脂質に富む液体無秩序相(赤色の領域)に分かれる.



脂質膜小胞における多様な相分離と膜変形のパターンを示す蛍光顕微鏡画像。脂質膜小胞の浸透圧を変化させることにより膜を様々な形に変形させ、その後、柔らかな液体無秩序相（赤，あるいは白い部分）と硬い液体秩序相（緑，あるいは黒抜き部分）とに相分離をさせることにより，初期の膜の形や二相間の膜面積比率が膜ドメインのパターン形成にどのように影響するかについて調べた。図はその例である。（a-b）球状の小胞が相分離すると，相界面長を小さくするように膜面積比率の小さな相が膜内あるいは膜外へ小胞化する。（c）赤血球状や（d）筒状，（e）長楕円状，（f-g）ヒトデ状の小胞では，硬い液体秩序相の曲率をなるべく小さくするように柔らかな液体無秩序相が大きく変形する。一方，（h-j）高分子結合した脂質を添加すると相界面長の大きな相分離パターンが現れる。スケールバーは5  $\mu\text{m}$ 。

## 歴史の小径

「ボーアの原子論の成功と挫折 (1913-1918 年)」 p.554

「ニールス・ボーアと彼の研究所 —ボーアの原子模型 100 周年の機会に—」 p.556

1921年にコペンハーゲン大学理論物理学研究所(1965年にボーア研究所と改名)が開設され、Niels Bohr (1885-1962)のもとには、世界各国から新進気鋭の若い研究者が集まり、コペンハーゲン学派と呼ばれる物理学界の主流となった。そこでの自由で徹底した議論によって研究を遂行するスタイルは、コペンハーゲン精神として現在でも語り継がれている。Bohrの息子のAage Bohr (1922-2009)もボーア研究所で研究に携わった。



Bohrの研究室で撮影されたNiels Bohr(左)と息子のAage Bohr(右)。Niels Bohrは1922年に、Aage Bohrは1975年にノーベル物理学賞を受賞している。 亀淵 迪氏所有写真

## 楽しい“学会”を

田村裕和 (領域委員長)

私たち物理学会会員が「学会に行く」といえば、学会の年次大会や秋季大会に行くことを指すと思います。東京・湯島の物理学会事務局に行く意味で使う人は、毎月湯島に集まる理事会メンバーにもいないでしょう。大会への参加は、会員として最も重要な行為であることは間違いありません。

私にとって、“学会”初登壇は20代の忘れられない思い出の一つです。練習通り発表はできたものの質疑応答で大失敗したこと、他分野のシンポジウム講演を聞いてその面白さに衝撃を受けたこと、インフォーマル・ミーティングで激論を交わす大御所の先生たちが怖かったこと、先生や研究室の仲間と美味しい郷土料理を食べたこと。今では、インフォーマル・ミーティングはもとより、他大学にいる昔の仲間や共同研究者との懇談や研究打ち合わせも重要です。私は、1年前に大会と領域委員会の担当理事を拝命し、大会に参加した皆さんが満足できるようお手伝いすることになりました。

大会は、ボランティアで実行委員を引き受けてくださる開催地の先生方の大変なご苦勞によって実施されています。物理学会事務局の担当者も重労働を強いられます。参加者は近年増加しており、この大規模な会議を開催できる大学はなかなか見つかりません。開催地の交渉は物理学会副会長の重要な仕事の一つです。大会の組織上最も重要なのは、膨大な数のすべての講演希望に対応できるようプログラムを組み、時間と場所を割り当てることです。参加者の立場に立って、聞きたい講演ができるだけ同じ時間帯に重複しないよう配慮します。また、招待・企画・チュートリアル講演やシンポジウムを上手にアレンジして、特定テーマの集中的な議論や複数領域にまたがる新しい研究の流れを手助けします。こうした作業は、各領域の運営委員と領域代表・副代表が行います。招待・企画・チュートリアル講演やシンポジウムは、人選や内容が公正なものかどうかを領域委員会でチェックし理事会の承認を

受ける必要があります。年次大会では、多くの会員が聞きたくするような魅力的な総合講演を企画することも重要で、講演者は毎回会員の方からの推薦も参考に理事会で議論して決定します。

さて、皆さんは“学会”にお金と時間をかけて参加して、十分満足して帰っていますか？ 私が時々耳にする不満とその解決の可能性(まだ理事会で十分に議論しているわけではありませんが)を述べてみます。

申込み締切が早いこと。現状では、一般講演の締切は4ヶ月前、シンポジウム等は約5ヶ月前です。締切後に出た成果は、例外的に「追加講演」が認められない限り発表できません。成果が出ると仮定して申込み、大会に間に合うように研究を急ぐ方も多いことでしょう。それで研究が進むというプラス面もありますが、不十分な内容の発表や講演取消が多くなるという問題があります。現状では、全領域の運営委員が一同に集まって会場を融通し合いながらプログラムと座長候補を決め、座長候補が承諾したらプログラムを校正・印刷するとともに、概要集の原稿を集めて印刷し、会員に届けています。これらの作業を考えると申込み締切を遅くすることは困難です。事前のプログラム配布をやめてweb掲載とし、印刷版は会場でのみ配布すること、概要集の原稿は申込みと同時に提出していただくことにすれば、遅くすることができそうです。ただし、技術的な問題はもとより、印刷版プログラムが全会員には配布されないことの是非を検討する必要があります。また、プログラムは大会後も永久にweb上に掲載することになりますが、その際、講演取消や登壇者変更の情報を加えた最終版プログラムを残すことも重要です。

聞きたい講演が同じ時間帯に重なること。一つの領域内に複数のセッションがパラレルに走り、さらに周辺領域やシンポジウム等もあるため、これは避けられません。そこで、発表資料を発表後に学会参加者にweb公開することはできないでしょうか。聞けなかつ

た人だけでなく聞いた人にも大きなメリットがあります。大震災で開催できなかった2011年春の年次大会で似た対応が取られています。また、領域によっては毎回独自に公開しているところもあります。まずは領域ごとに、公開をどう考えるかを議論していただきたいと思います。もし物理学会として公開を推奨あるいは義務化するとすれば、人手や技術上の問題とともに、登壇者は今まで以上に著作権に考慮する必要があります。また、論文投稿前の最新結果が大会で発表されなくなる可能性もあり、概要集の位置づけも変わるかもしれません。慎重な議論が必要です。

年次大会での追加講演(緊急講演)。時間が窮屈な年次大会では追加講演は認められていません。しかし、ある分野で大きな発見があったときに、当人や関係者の講演や、関連するシンポジウムを急遽開催することは、会員に最新の情報を提供し、新しい研究の流れを促進するという大会の使命に沿っています。以前もたまにありましたが、インフォーマル・シンポジウムという形で昼休みなどに緊急講演を実施することは可能です。領域代表と相談して柔軟に対応したいと思います。

重要な問題として、番号になっている領域名に略称を取り入れるかどうか領域委員会で引き続き議論されています。複数の分科を領域としてまとめやすくし、領域間の交流も容易になるようにと考えて番号の領域名を導入したはずですが、領域の中身が分かりにくくなり領域間の交流にマイナスの影響も危惧されるようになったためです。しかし、一体感が生まれている領域と、複数の分科が同居した構造のままの領域とがあり、後者では短い略称が決められません。領域ごとに意見が異なる難しい問題となっています。

会員の皆さんに「学会」に行ってきた楽しかった」と言っていただけでも、微力を尽くしたいと思います。

(2013年5月8日原稿受付)

# 「速い光」, 「遅い光」と群速度

富田 誠 (静岡大学創造科学技術大学院 422-8529 静岡市駿河区大谷 836 )

異常分散媒質中での真空中の光速  $c$  より速い波束の伝播など, 群速度の意味をめぐっては Sommerfeld, Brillouin から始まって長い議論が行われてきた. 近年, 冷却原子や固体の分極を外部光で操作する, もしくは, 微小共振器やフォトニック結晶など光の波長オーダーの空間構造を制御することで, 光速よりも速い光, 著しく遅い光, あるいは光の凍結など, 波束の伝播制御をする試みがなされている. 従来の群速度は, 屈折率の実部の1階微分により定義されているため, 波束が急峻な分散媒質を長距離伝播する場合には破綻する. 本稿では, 情報速度など媒質中のさまざまな速度を群速度との関係で議論し, 従来の群速度が破綻する条件下でも意味を持つ群速度の定義について解説する.

## 1. はじめに

光の速さは, 真空中ではただ1つ  $c=299792458$  m/s である. しかし, 物質中ではいろいろな速度が現れる. なかでも, 波束の伝播速度は, 光子, 電子, プラズモンなどさまざまな物理現象を記述する基本的な概念の1つである. そして, その制御は, 応用にも重要な課題であろう. この10年ほどのあいだに, 「速い光 (fast light)」, 「遅い光 (slow light)」と称される研究分野が盛んになっている.<sup>1-3)</sup> これは, 冷却原子や固体の分極を外部光で操作する手法, 微小共振器やフォトニック結晶など光の波長オーダーの微細構造の作製技術の進展を背景<sup>4-6)</sup> に, 分散を操作し, 光パルスの伝播を制御しようとする研究分野である. 遅い光は, 媒質と光の相互作用を大きくし, 波束の群速度  $v_g$  が自転車ほど (17 m/s) にも遅い状態, さらに光が停止した状態を作り出すものである.<sup>1-3, 7, 8)</sup> 遅い光は, 光の情報の保持, 量子的な情報処理, 光バッファ, 非線形光学効果などのいくつもの重要な応用が考えられ, 高い関心を集めている. 一方, 「速い光」は古い歴史を持っている.<sup>9-14)</sup> 速い光は, 真空中の光速  $c$  よりも媒質中の群速度が大きい, もしくは負の群速度を意味している. 負の伝播速度では, 光パルスのピークが媒質に入射するよりも速く, 媒質から出射してくるといふ一見奇妙な現象を引き起こす. 速い光は, 特に, 相対論や因果律との関係から議論されてきたが, 最近では, 白色共振器 (white light cavity)<sup>15)</sup> などの実用的な応用も提案されている.

物質中を伝播する波動の速度は, 位相速度, 群速度の他, 先端速度, 信号速度, 情報速度, エネルギー輸送速度が議論される. また, 本稿では, ピーク速度, 重心速度も登場する. 速い光と遅い光の研究をこれらの速度との関係で議論し, また, 分散媒質中を長距離伝播する波束など, 従来の群速度が破綻する条件下でも意味を持つ群速度の定義について紹介する.

## 2. 予言される時刻に正確に現れるパルスのピーク

従来の群速度の定義は

$$v_g \equiv \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{\omega_c} = \frac{c}{n + \partial n / \partial \omega|_{\omega_c}} \quad (1)$$

と表される. ここで, 従来の定義では, 微分は波束の搬送周波数  $\omega_c$  で行い, 屈折率  $n(\omega)$  は実部のみを考える. 異常分散媒質では  $\partial n / \partial \omega < 0$ , であり分母は1よりも小さくなり, 超光速, あるいは負の群速度が現れる. 通常, 超光速と負の群速度は異常分散媒質 ( $\partial n / \partial \omega < 0$ ) 中で起こる波束伝播を考えている. しかし, 特殊な条件では正常分散領域でも  $n < 1$  であれば,  $v_g > c$  となることは起こりうる. メタマテリアル,<sup>16, 17)</sup> フォトニック結晶<sup>6)</sup> などの人工的な系では, 負の屈折率が実現されており, 位相速度と群速度についていろいろな組み合わせが実現できることになる. 波束の伝播制御には微分係数 ( $\partial n / \partial \omega$ ) が急峻に変化する状況を作り出すことが必要である. このため, 狭い周波数領域で

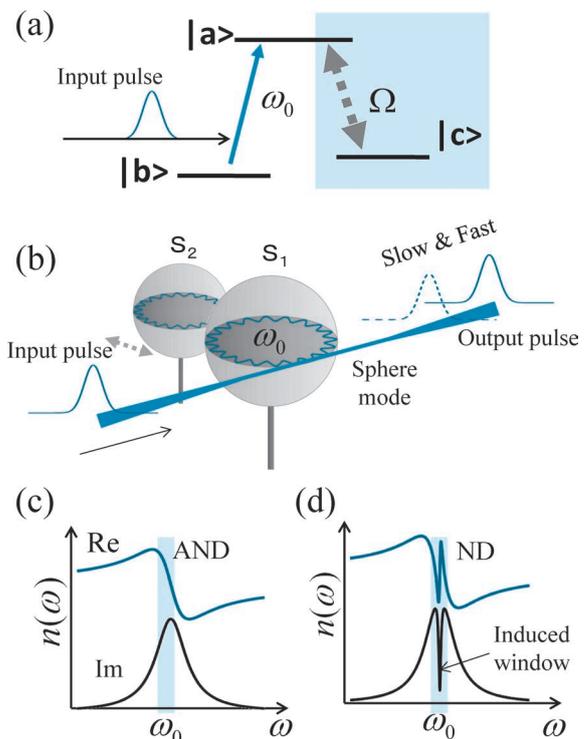


図1 (a) 電磁誘起透明化 (EIT) を作り出す  $\Lambda$  型3準位原子系. (b) 結合共振器誘起透明化 (CRIT) を作り出す結合微小球共振器. (c) は, 図 (a), (b) 各々において, 結合光 ( $\Omega$ ), もしくは, 第2球 ( $S_2$ ) が存在しない場合における屈折率の実部 (青線) と虚部 (黒線). 吸収線の中心では異常分散 (AND: Anomalous Dispersion) が作られる. 一方, (d) は, 結合光, もしくは, 第2球を導入した状態における屈折率の実部と虚部. このとき打ち消し合う干渉 (Fano 干渉) が起こり, 強い吸収のあるスペクトル領域に狭い「透明化窓」が誘起される. 窓の中では, 急峻な正常分散 (ND: Normal Dispersion) が作られ遅い光が現れる.

屈折率が急峻に変化する分散構造を探る必要がある。

ローレンツ型の吸収線の中心は異常分散が現れる代表的な系である。図1(a)は、 $\Lambda$ 型3準位系であるが、初めに、結合光 $\Omega$ と準位 $|c\rangle$ を除いた2準位系を考えよう。このとき、屈折率の実部と虚部は図1(c)のようになる。吸収線の中心では $\text{Re}[\partial n/\partial\omega] < 0$ であり、異常分散が現れる。その当時、光速度を超えるパルスの伝播が本当に可能であるか、議論があったが、半導体(GaP)中の束縛励起子吸収線の異常分散中を利用して、Chuらによって最初に超光速伝播が観測された。<sup>9)</sup> このとき、時間幅 $t_p \sim 48$  psのパルスを用いて、 $-22$  psの負の時間遅延(パルスのピークが真空中よりも22 ps早く観測される現象)が観測されている。Chuらの実験では、共鳴吸収線の中心で強い吸収が起こっている。このため入射パルスと出射パルスのピークが波束の同一な部位からのものであるか、という議論が起こってくる。しかし、超光速伝播には、波束の減衰は本質的なものではない。群速度による波束の伝播は、屈折率の実部によって決まっており、定常的な吸収や増幅を表す屈折率の虚部は二次的な効果となる。<sup>18), \*1</sup> 実際、利得線の中では吸収線と比べて屈折率の符号が逆転しており、利得線の中心では正常分散、裾では異常分散が現れる。この特性を生かして、Wangらは周波数的にわずかに離れた2つのラマン利得線の間に、ほとんど損失も利得もなく、高次の分散が問題にならない異常分散領域を作り出し、この中をガウス型パルスが減衰することも変形することもなく超光速で伝播することを示した。<sup>10)</sup> これらの実験で重要な点は、パルスのスペクトル幅 $\Delta\omega_c \sim t_p^{-1}$ が、吸収や利得線幅 $\gamma$ よりも狭く、伝播距離 $z$ が短い場合(4節における $z < z_1$ に対応する)には、超光速であっても、負の速度であっても、パルスはフーリエ成分の位相を揃えることによって、従来の群速度の定義 $v_g$ によって予言される時刻に正確にピークを作り出す、という点である。すなわち、この意味で、従来の群速度は意味を失っていない。上記のChuらの実験では、 $\Delta\omega_c \sim t_p^{-1} \sim 7.3$  GHz、 $\gamma \sim 42$  GHz、したがって $\Delta\omega < \gamma$ の条件が満たされている。

超光速の波束の伝播はさまざまな系で観測されている。<sup>\*2</sup> ここでは、誘電体微小球共振器に現れる速い光を紹介したい。<sup>20, 21)</sup> 真球度の極めて高いガラスの微小球(直径、数 $10 \mu\text{m}$ )は表面近傍を周回するモードに光を強く閉じ込め、 $Q \sim 10^9$ という優れた共振器として働く。この共鳴に伴った急峻な分散は波束の伝播制御にも適したものである。モードは、動径、周回、方位方向の3つの指数と偏光状態によって指定される。これらの指標は、水素原子の電子状

\*1 屈折率の虚部は、因果律やエネルギー保存則が満たされるように決められている必要がある。

\*2 Kramers-Kronigの関係式から、分散媒質では少なくとも1つの周波数で異常分散が現れることが証明できる。異常分散とそれに伴った速い光はありふれた状況であるともいえる。超光速現象は、ベッセルビームの伝播<sup>17)</sup> ポアソンの輝点など、自由空間でも起こる。これらの現象は、幾何学的な効果であり、分散媒質中での波束の伝播とは区別した方がよい。

態を指定する量子数と類似しており、微小球はフォトニック原子とみなすこともできる。微小球共振器の例を図1(b)に示す。直列に連結された第1球( $S_1$ )と第2球( $S_2$ )がテーパーファイバーに近接場によって結合されている。初めに、 $S_2$ を取り除いて、単一の微小球のみによる光学応答を考えよう。入射光の周波数が特定のモードに共鳴したときファイバーから球へ光が落ち込み、吸収が現れる。球内部の損失に比べて $S_1$ と外部光との結合が弱い条件(under coupling条件)下では、透過した出力パルスの位相シフトは周波数の増加に伴って減少し、共鳴周波数近傍で異常分散が現れる。原子系では、誘導分極によって作られる原子からの二次的な波成分が異常分散を作るが、微小球では球を周回した二次的な波成分が異常分散を作り出す。また、光との相互作用の強さは $S_1$ とファイバーの距離によって制御される。微小球では、60 nsのパルスを用いて $-8$  nsの負の時間遅延が作られている。

## 2.1 先端速度はいつでも $c$

超光速伝播は、一見、相対論的な因果律に矛盾するように見える。このため、繰り返し議論されてきた問題である。Sommerfeldは、時刻 $t=0$ にてステップ状に搬送周波数 $\omega_c$ で振動を開始するHeaviside関数を入射波として想定し、そのローレンツ媒質中の伝播を解析することで、波束の最先端は時刻 $t < z/c$ 以前には到達しないことを示した。<sup>22, 23)</sup> この数学的な証明で基本となっているのは $\omega \rightarrow \infty$ にて $n \rightarrow 1$ 、したがって、立ち上がりに含まれている非常に高い周波数成分にはいかなる物質も追従できない、という点である。屈折率が現れる過程は次のようなものである。まず、入射光が原子分極を励起し、次に、励起された原子が二次的な波を放出する、そして、この2つの合成波が位相を決める。ここで、質量を持った実存する物質分極では、入射波に応答するには有限の時間が必要である。このため急峻な立ち上がりを持ったステップ関数に対しては、分極は追従できない。このとき、物質は光に対して真空と同じであり、 $v_g > c$ であっても波束の最先端は $c$ で伝播する。群速度に限らず、物質の分極が引き出す光学現象：反射、屈折、回折現象なども、光ビームが媒質に入射後、分極が応答するまでは現れないと考えられる。

一方、 $t > z/c$ においては、有限の電場が存在する。特に、物質分極が定常的な屈折率を作り出すまでは、過渡的な先駆信号が現れる。この先駆信号はプリカーサー(precursor)と呼ばれる。プリカーサーは、超光速伝播における因果律、究極の情報伝達レートを議論する際に重要な概念となる。Brillouinは鞍点法を用いて、線幅の広いローレンツ型吸収線( $\omega_0$ )に非共鳴条件下( $\omega_c \ll \omega_0$ )で入力に加えられた状況を詳しく解析した。その結果は、主信号が遅い群速度で到達する前に、2つの先駆波が現れることを明らかにした。<sup>23, 24)</sup> 第1の先駆波は、 $t = z/c$ 直後に現れる非常に微弱で高速の振動を持つSommerfeldのプリカーサー(図2, Sp)、第2の先駆波は、その後、低い周波数から搬送周波数 $\omega_c$

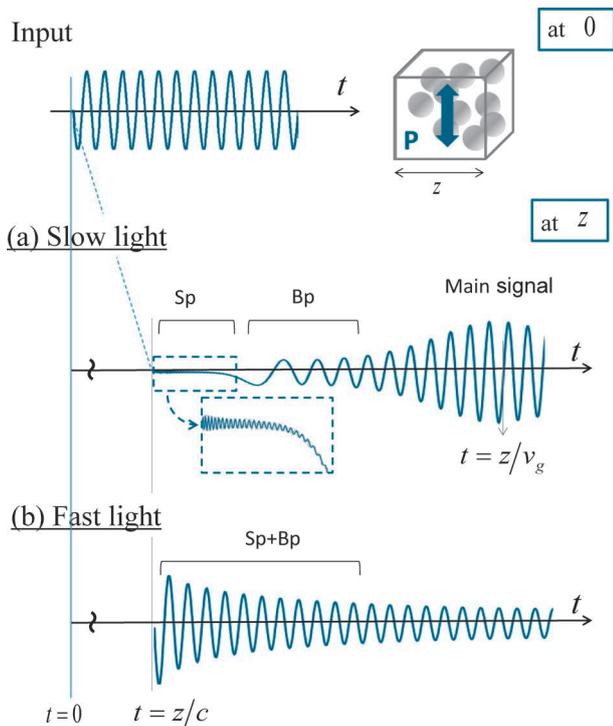


図2 長さ $z$ の分散媒質に Heaviside ステップ関数で表される波が入射した後の透過波の振る舞い。(a) 入射光が広帯域共鳴線に非共鳴に入射した場合の透過波(遅い光の現れる条件), 2つプリカーサー (Sp, Bp) が現れ, その後, 主信号が遅い群速度 $v_g$ で到達する。(b) 入射光が狭帯域共鳴線に共鳴的に入射した場合の透過波(速い光の現れる条件), 共鳴プリカーサー (Sp+Bp) が現れる。波束の「最」先端の到着時刻は, どちらも $t=z/c$ になる。

に向かって周波数の変化する Brillouin のプリカーサー (Bp) である。Heaviside 型の入射パルスは, その立ち上がりにより吸収線よりも広がったスペクトル成分を持つ。Sommerfeld, Brillouin のプリカーサーは, それぞれ, 入射スペクトルの吸収されなかった高周波, 低周波の成分によって形成されていると理解することもできる。このため, プリカーサーは主信号と異なり伝播距離の増加に伴って大きく減衰しない。

プリカーサーは, いつでも非常に微弱でまた超高速現象であるという誤解がなされることがある。しかし, プリカーサーの現れ方は多様である。<sup>25-27)</sup> 例えば, 3節で議論する誘導透過窓では, プリカーサーと主信号が時間的に分離して, また, 同程度の大きさを持って観測される。<sup>28-30)</sup> 群速度の議論で最も取り上げられるガウス波形の場合には, 急峻な時間的な立ち上がりを持っていない。このため, ガウスパルスのスペクトル幅が吸収線, 利得線のバンド幅に比べて充分狭い場合には, プリカーサーの効果は明瞭でなく, パルスのピークの移動のみが顕在化することになる。

## 2.2 情報速度 (推定できない未来)

波束, 特に, 速い光に乗せることのできる情報はどのようなものであろうか。ここでの情報は次のようなものである。図3(a)において, 時間の経過とともに物体が姿を現したとしよう。図3(a-1)では, 早い時刻に現れた尾の形からこの物体がゾウであることが推定される。従って, さらに時間が経過して, ゾウの全体像が現れても新しい情報

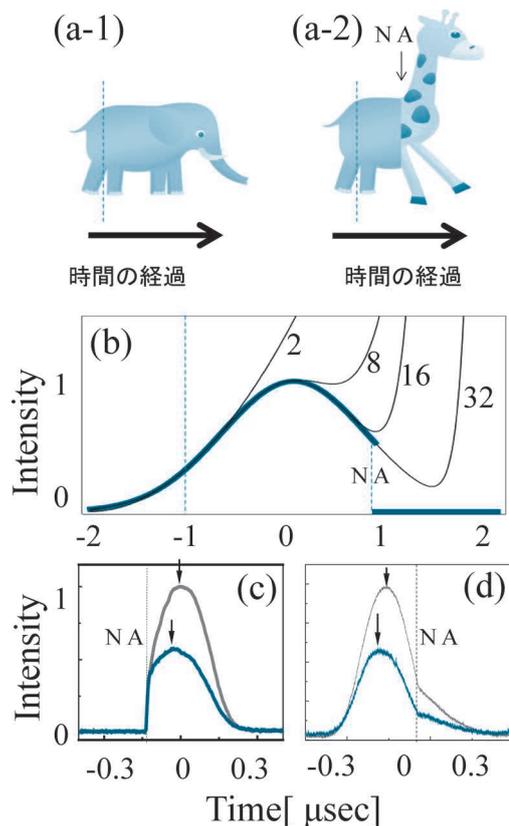


図3 (a) 情報とは, 過去から推定できない驚きであることを示した概念図。(b) ガウス関数を時刻 $t=-1$ でテイラー展開したもの。ピークの到来は, 時刻 $t=-1$ における情報から解析的に推定される。一方, 不連続点 (非解析点 NA; 横軸1の位置) の後の波形は推定できない。(c), (d) under coupling 条件におけるリング共振器で作られた速い光において, 非解析点の伝播速度を調べた実験例。(c) ガウスパルスの前半に不連続点を導入したもの (先端速度に対応する)。(d) ガウスパルスの後半に屈曲型の非解析点 (1階微分が不連続) を導入したもの。(c), (d) において, 波高の高いパルスは非共鳴条件でのパルス (真空中を伝播するパルスに相当する) を表す。リング共振器を伝播するパルスのピーク (図中, ↓) は異常分散を反映し負の時間遅延が見られる (速い光) が, いずれの非解析点も $c$ で伝播し, 先端速度, 情報速度が $c$ であることを示している。詳しく解析すると共鳴プリカーサーの影響も現れている。(文献33)

はない。一方, 図3(a-2)では, ゾウであると推定していたにもかかわらず, ある時刻に発信者によってキリンに切り替えられるという新しい情報 (驚き) が含まれている。数学的には次のようなものになる。図3(b)は, ガウス波束について時刻 $t=-1$ においてテイラー展開し, 各次数での展開関数を描画したものである。8次までの展開で波束のピークが現れる。さらに展開次数を上げることでガウス波束の全体 (ゾウの全体に相当する) が現れる。このことは, 時刻 $t=-1$ 近傍における波束が既にパルスのピークや全体に関わる情報を保持していることを意味する。一方, 図3(b)に示されるように, 関数の値, もしくは微分値が不連続になる非解析点 (Non-Analytical point: NA) が含まれている場合, その点よりも後の時刻の波束は展開によって推定することはできない。すなわち, 非解析点はその点の前後を情報という意味で断絶している。このことから, パルスのピークなどには新しい情報はなく, 非解析点に本当の情報が含まれている, と考えることができる。<sup>31,32)</sup> 2.1節における, 波束の先端は非解析点の一例である。理想的

な非解析点は無限に広いスペクトルを持っている。このため、情報（非解析点）を超光速で伝播させることはできない。<sup>\*3</sup> 図3(c), (d)は、図1で紹介したリング共振器に現れる速い光において、非解析点の伝播を調べた実験である。<sup>33)</sup>

現実の系では、雑音やダイナミックレンジ、ビットエラーの許容範囲によって情報速度は決まってくる。<sup>31)</sup> また、非解析点は現実には有限の立ち上がり時間を持っている。しかし、分散構造のバンド幅に比べて立ち上がり時間が短ければ、その分散構造に対してこの立ち上がりは非解析点とみなすことができよう。

### 2.3 超光速粒子はつukれない

2.1節で述べたWanらの実験のように、<sup>10)</sup> 利得媒質では理想的なガウスパルスは減衰することなく波形を時間的に推進させる。このため伝播距離を増加させることで、パルス時間幅 $t_p$ を超えてさらに波束を推進させられるか、という疑問がわいてくる。Chiaoらは少数の光子からなるこのような波束を「光学タキオン<sup>\*4</sup>」と称して、その可能性を議論した。<sup>34)</sup> 情報の伝達速度が $c$ であることに基づいても、速いパルスの時間推進の上限について議論することができる。今、解析的につながったパルスが長さ $L$ の異常分散媒質中を $v_g > c$ で伝播した場合を考える。到達点において時刻 $t$ に観測される波形部分は、出発点における波形の $t - L/c$ 以前の部分から解析的に作り出されている。媒質中の波束が真空中の波束に対して、 $L/c - L/v_g \geq t_p$ だけ大きく時間推進したとしよう。このとき、到達点における波形の大部分が、入射パルスの先頭のごくわずかな領域の情報、すなわち、先端の数個のフォトンのみによって再構成されることになる。このようなパルスでは利得媒質中の自然放出や量子揺らぎにさらされて透過波形は大きく揺らぐことになる。<sup>35)</sup> つまり、パルス幅を超えた時間推進は不可能ということになる。報告されているパルスピークの時間的な進みは、最大でもパルス幅の30%程度のものである。

### 2.4 エネルギー輸送速度について

最後に、エネルギー輸送速度は、少々議論のあるところである。この速度は、通常、

$$v_E = S/W_{\text{total}} \quad (2)$$

によって定義される。<sup>36)</sup> ここで、 $S = E \times H$ は媒質内でのポインティングベクトル、 $W_{\text{total}} = W_f + W_p$ 、 $W_f$ は電磁場のエネルギー密度、 $W_p$ は媒質内部で誘起された分極の持つエネルギー密度である。この定義は、緩和が小さい極限、あるいは、共鳴から離れた周波数領域では、 $v_E \approx v_g$ 、群速度と一致する。非共鳴領域ではエネルギーは波束に随伴して

移動しているので、両者が一致するのは自然な定義である。また、共鳴吸収領域では、原子系に滞在するエネルギー $W_p$ が大きくなり、エネルギー輸送速度は群速度よりも著しく遅くなる。このため異常分散があっても $v_E$ は光速を超えることはない。一方、利得媒質では、原子系のエネルギー $W_p$ が負の量として計量され、(2)式で定義される $v_E$ は光速を上回りまた、負にもなってしまう。<sup>38)</sup> 「エネルギー輸送速度が $c$ を超える」という表現は物理的には好まれないため、エネルギー密度を $W_f$ のみを用いて定義する方法、<sup>38)</sup> 負のエネルギーを導入する方法なども議論されている。この場合、これらのエネルギー輸送速度は群速度とは直接、関係づけられない。

### 3. 「窓」をくぐりぬける遅い光

「遅い光」は、速い光とは逆に大きな正常分散を作り出し、著しく遅い群速度を作り出そうとするものである。遅い光は、コヒーレントポピュレーション振動、<sup>39)</sup> 誘導 Brillouin 散乱<sup>1)</sup> など原子系のコヒーレンスを制御する方法、フォニック結晶、<sup>6)</sup> 微小共振器など構造を制御する方法、<sup>20)</sup> などによって観測されている。なかでも、冷却原子の電磁誘起透明化現象 (Electro-magnetically Induced Transparency = EIT)<sup>40)</sup> に伴った急峻な分散構造を利用して実現された、原理的にまったく吸収のない状態で17 m/sという非常に遅い光の伝播は、今日に続く遅い光の研究の契機といえる。

図1(a)について、今度は、強い結合光 $\Omega$ とこれによって結ばれたもう一つの準位 $|c\rangle$ を導入して考えよう。すると、EITが作り出される典型的な $\Lambda$ 型3準位系となる。EITはいくつかの描像で記述することができる。基底準位 $|b\rangle$ から $|a\rangle$ への励起には2つの経路が存在する。すなわち、 $|b\rangle$ から $|a\rangle$ への直接遷移と、強い結合光 $\Omega$ によって結ばれた $|c\rangle$ を介した遷移である。ここで、この2つの経路は位相が $\pi$ ずれていることが本質的である。このため、2つの経路の遷移確率の間に打ち消し合う干渉が起こり、本来ならば強い吸収が存在する周波数領域に、光をまったく吸収しない透明「窓」が現れる(図1(d)青影領域)。<sup>5,8,41)</sup> EITには反転分布のないレーザーなどいろいろな応用が議論されているが、分散制御の観点から重要な点は、(i)窓をくぐり抜ける光には吸収も増幅もないこと、(ii)窓のスペクトル幅は $|b\rangle - |c\rangle$ の非常にゆっくりとした緩和時間を反映しており、狭いスペクトル構造、したがって急峻な分散を作り出すことができること、(iii)結合光 $\Omega$ の強度を変えることで透明化窓の中の分散を外部から容易に制御できること、である。さらに、(iv)EIT構造の中を伝播する光は、外部光と直接結合しない原子のコヒーレンスを伴ったモードとして伝播する。遅い群速度によって空間的に圧縮された波束が原子中を伝播する時に、結合光を断熱的に遮断することによって、光の量子情報が原子のコヒーレンスとして凍結される。そして、再び、結合光を入射することによって、原子のコ

<sup>\*3</sup> 注意点としては、速い光の中だけでなく、同様の議論により「遅い光」においても非解析点としての情報は群速度 $v_g$ ではなく $c$ で伝播する。

<sup>\*4</sup> Tachyon: 相対論と矛盾することなく提案された仮想的な粒子。通常粒子とは逆に、はじめから光速よりも速く移動している。エネルギーが増加するにしたがって速度は減少し、 $c$ に漸近的に近づくが $c$ を下回ることはない。ここでは、象徴的な意味を込めて「タキオン」と呼ばれている。

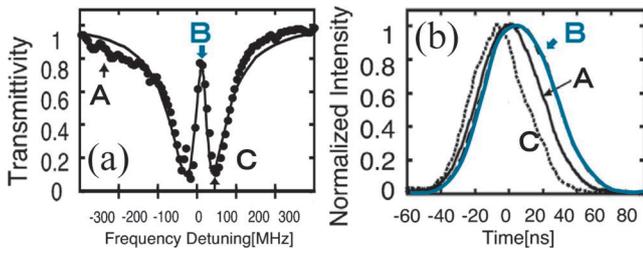


図4 (a) 図1(b)に示した結合微小球共振器で観測したCRIT型の透過スペクトル(図1(d)とは上下逆転(透過率)). (b) 3つのスペクトル位置での透過パルス. Aは非共振周波数(基準), BはCRITのピーク, Cはピークのすぐ高周波側の透過ディップである. BではCRIT領域での遅い光が現れている. Cでは $S_1$ のunder coupling条件での速い光が現れている.(文献20)

ヒーレンスを光に戻し, 波束として取り出すことができる. 光の凍結については優れた解説が文献5, 8, 41にある.

誘導透過窓を作り出すには3つの要素が必要である. すなわち, (i) 外部と結合したQ値の低いモード(原子系では,  $|b\rangle - |a\rangle$  遷移)と, (ii) 外部からは遮断されたQ値の高いモード(同じく,  $|b\rangle - |c\rangle$  遷移), そして, (iii) 2つのモードを結合する方法(結合光)である. これらの要素は幅広く実現できるものであるため, 誘導透過の実験は, プラズモン共鳴,<sup>42)</sup> メタマテリアル,<sup>43)</sup> 光メカニカル系,<sup>44,45)</sup> 核スピン,<sup>46)</sup> 真空場,<sup>47)</sup> 電子回路<sup>12)</sup> などさまざまな系で実現されている. 例えば, 光メカニカル系では, 共振器の光モードと共振器を形成するディスクの機械的な振動モードが結合されている. この振動モードのスペクトル幅は著しく狭く, 急峻な分散とそれに伴った遅い光を実現することができる.

原子系以外で最初に誘導透過とそれに伴った遅い光が議論されたのは結合微小球共振器であろう.<sup>20)</sup> 図1(b)において, 第2の微小球( $S_2$ )を第1の微小球( $S_1$ )に近づけ近接場結合すると, ちょうど $\Lambda$ 型原子系と同じように,  $S_1$ によって作られる吸収ディップの中に透過率の増加する領域が現れる(図1(d), 図4(a)). EITと同様な見方をするならば, 原子系における量子遷移に対応するのは球のモードであり, 透明窓は $S_1$ と $S_2$ の両球を通過する光路と,  $S_2$ をバイパスして $S_1$ のみを通過する光路が, 打ち消し合う干渉をすることによって作られる. 図4には, 実際に観測された透過パルスの時間波形が示されている. この現象は, 結合共振器誘起透明化(Coupled Resonator Induced Transparency=CRIT)と称される. 特に, 透明化した窓では, 入射波形がほとんど減衰することもなく, 波形を変えることなく8.5 ns遅延している. これは, 原子系でのEITに現れる遅い光を, 全光学系(フォトニック原子)で実現したものといえる. 原子系では利用可能な周波数は原子の固有遷移に制限されるが, 微小球系では球径の調整で自由に設定できる. 遅い光では, 速い光とは異なり, 時間遅延に関して2.3節で述べたような制限は原理的にはない. 多段に結合共振器を配列することによってパルス遅延を大きくすることができる. また,  $S_2$ の光の閉じ込め時間よりも高速で $S_1$ と $S_2$ の結合を開閉することで光の凍結を結合共振

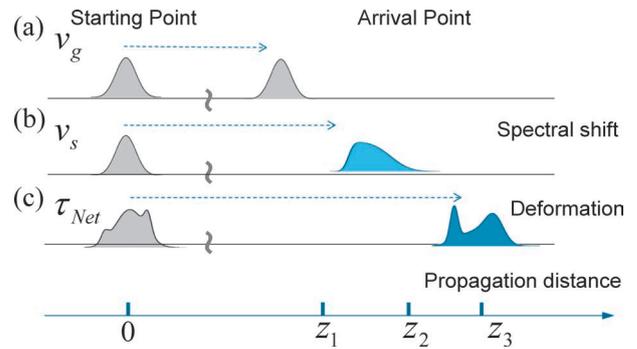


図5 従来の群速度の破綻と群速度の概念の拡張. (a) 伝播距離が短い場合( $z < z_1$ ), 従来の群速度 $v_g$ は超光速現象を含めて良い意味を持つ. (b) 屈折率の虚部の一階微分はスペクトルの移動を引き起こす. スペクトルの移動を鞍点として取り入れた新しい群速度の定義 $v_s$ は波束のピークの平均速度としての意味を持つ( $z_1 < z < z_2$ ). (c) さらに伝播距離が増加すると( $z_2 < z$ ), 波束は広がり, 新たなピークを作って大きく変形する. この場合, 重心を用いた定義 $\tau_{Net}$ がよい意味を持つ.

器で実現する可能性も提案されている.<sup>48,49)</sup>

通常の誘導透過は, 吸収がある周波数領域に透明化窓を開けるものであるが, 利得を持った共鳴構造を低Q値のモードとして利用すると, 本来ならば強い増幅のある領域に増幅されない透過率=1の窓を開けることもできる. このような逆誘導透過系は, 通常の誘導透過と相補的なシステムとなり速い光を作り出す.

#### 4. 従来の群速度の定義を超えて

さて, 波束を時間領域で制御し, 速い光, 遅い光を作り出すには, 急峻な分散を利用することが必要であった. 急峻で複雑な分散構造を波束が伝播する場合には, 分散の高次項によって波束は広がり, 大きな変形が起こる. 応用的観点からは高次項を抑制した構造設計が重要であろう. 一方, 物理的には, 高次項まで含めた波束伝播の記述が可能かどうか, つまり, 群速度の意味を拡張できるか, 興味深い.

従来の群速度は, 屈折率を入射波束の搬送周波数の近傍で展開し, その実部の一階微分の項が対応している.

$$\omega n(\omega) = \omega_c n(\omega_c) + (\omega - \omega_c) \left\{ \frac{\partial \omega n(\omega)}{\partial \omega} \right\} \Bigg|_{\omega_c} + \frac{1}{2} (\omega - \omega_c)^2 \left\{ \frac{\partial^2 \omega n(\omega)}{\partial \omega^2} \right\} \Bigg|_{\omega_c} + \dots \quad (3)$$

右辺第2項の実部が, 式(1)に対応する. 図5には, 伝播距離 $z$ の増加によって群速度が破綻する様子を示す. 伝播距離が短い場合( $z < z_1$ )には, 式(3)の高次項が無視できて, 従来の群速度 $v_g$ は, 超光速伝播, 負の群速度を含めて有効な概念となる. 伝播距離の増加によって最初に問題となるのは, 屈折率の虚部の一階微分の項である. 分散性の媒質では吸収係数も周波数に強く依存しており, この項は媒質中を伝播する波束の中心スペクトルの移動 $\delta\omega$ を引き起こす. スペクトルがシフトする典型的な距離はローレンツ型吸収線を考えると,  $\delta\omega \sim \Delta\omega_c$ の条件から,  $z_1 = z_a(\gamma/\Delta\omega_c)^1$ となる.  $z_a$ は吸収長である. 2節で議論したChuらの実験では,  $\gamma/\Delta\omega_c \sim 5.7$ , したがって吸収長 $z_a \sim 13 \mu\text{m}$ の5.7倍程

度の伝播距離までは従来の群速度の取り扱いが有効である。スペクトル移動が起こっても、必ずしも従来の群速度が意味を失うわけではない。従来の群速度が破綻するのは、スペクトル移動による群速度遅延の変化が無視できなくなる条件で、 $z > z_2 = z_a(\gamma/\Delta\omega_c)^2$ となる。<sup>50)</sup> この条件は、群速度分散によって群速度が破綻する条件とも同じになる。さて、従来の群速度  $v_g$  が破綻する領域では、群速度は意味をまったく失ってしまうのであろうか。そうではなく、以下に議論するように、群速度の意味を拡張することができる。

#### 4.1 パルスのピーク速度： $v_s$

波束のピークが明確に定義できる波束について、Tanakaらによって提案された鞍点法による群速度の定義  $v_s$  は、従来の群速度が破綻する領域でも意味を持つ定義となる。<sup>51,52)</sup> 観測点  $z$  における波束は次式のように表される。

$$E(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int e^{i(z/z_0)P(\omega)} d\omega$$

$$P(\omega) = i \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right) \left\{ n(\omega) - \left( \frac{t}{z/c} \right) \right\} + \frac{z_0}{z} \ln A(\omega) \quad (4)$$

ここで、 $A(\omega)$  は入射波束のフーリエスペクトルである。この積分を複素  $\omega$  面上で実行する際に、 $z \gg z_0 = \lambda/2\pi$  の条件のもとに鞍点法による近似を行う。波束の振幅は  $P(\omega)$  の実部で表されることに注意すると、ピーク（最大値）が観測点を通過する時刻では、

$$\frac{d}{dt} \operatorname{Re}[P(\omega)] = 0 \quad (5)$$

すなわち、この時刻での鞍点は実軸上に存在していることになる。特に、フーリエ変換限界のパルス ( $\operatorname{Im}[A(\omega)] = 0$ ) では式(5)は簡単になり、実部と虚部に分離すると、

$$\operatorname{Re} \left[ \frac{\partial \omega n(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega_s} \right] - \left( \frac{ct}{z} \right) = 0 \quad (6a)$$

$$-\operatorname{Im} \left[ \frac{\partial \omega n(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega_s} \right] + \frac{c}{z} \frac{\partial \ln A(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega_s} = 0 \quad (6b)$$

式(6b)より観測点において波束のピークが通過する時刻の鞍点の位置、 $\omega_s$  が求められる。この式(6b)は観測位置での透過波束のスペクトルピークを求める条件でもある。そして、鞍点の位置において式(6a)を評価することにより、出発点から観測点  $z$  までの「ピークの平均速度」が、

$$v_s \equiv \frac{z}{t} = \frac{c}{\partial \omega n(\omega) / \partial \omega \Big|_{\omega_s}} \quad (7)$$

として求められる。従来の群速度、式(1)との違いは、微分を取る周波数が入射パルスの搬送周波数  $\omega_c$  ではなく、 $\omega_s$  である点である。このことは、屈折率の虚部の一階微分の効果を伝播距離に依存した鞍点の移動、スペクトルの移動として取り入れられたことになる。周波数、波形などが同一の入射条件でパルスを入射しても、平均速度は伝播距離に依存する。図6はガウス型のフェムト秒パルスが共鳴吸収媒質を長距離伝播するとき従来の群速度  $v_g$  が意味を失い、鞍点法による群速度  $v_s$  が良い意味を持つてい

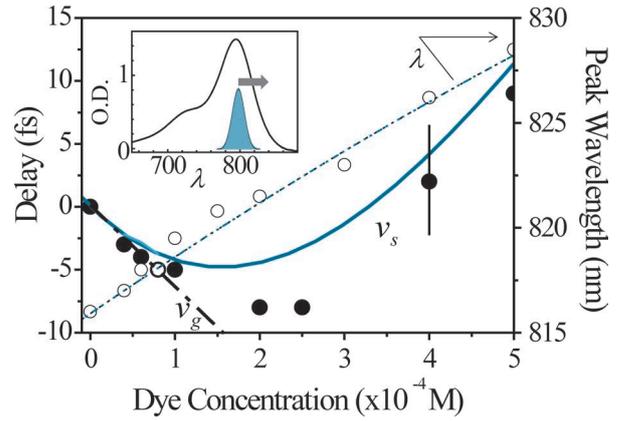


図6 鞍点法による群速度の定義を適用した実験。入射パルスの初期スペクトル(挿入図、青色)を吸収線(挿入図、実線)の長波長側にチューニングする。伝播距離(横軸)が短い領域では、速い光が現れる。従来の群速度  $v_g$  (破線)はパルスピークの伝播(●印)を良く記述する(左側軸)。一方、伝播距離が増加するに従ってスペクトルピーク(○印)は長波長側に移動し(右側軸)、やがて  $v_g$  は破綻する。新しい群速度の定義  $v_s$  (青色実線)は長距離伝播する波束のピークの平均速度としてよい意味を持つ。(文献50)

ることを示した実験例である。<sup>50)</sup>

鞍点法は、位相変調のかかったチャープパルス、あるいは複数のピークを持つパルスに対しても、ピークが明瞭に定義される場合には適用できる。これらの場合には、位相に依存した波束の変形、複数の鞍点の効果を考慮しなくてはならない。鞍点法による群速度  $v_s$  の有効性は、アルフベン波、<sup>52)</sup> 気体原子 (Rb)<sup>53)</sup> などでも実証されている。

#### 4.2 重心の速度： $\tau_{\text{Net}}$ と $\tau_R$

分散やパルススペクトル構造がより複雑で伝播中に波形が大きく変形する場合、もはやパルスの位置を特定のピークで定義することはできない。このため  $v_s$  はやはり破綻する。波束が伝播中に大きく変形する中で波束の伝播速度を定義するためには、波束の位置と到達時刻を決める必要がある。Net遅延とReshaping遅延による方法では、ある場所での波束の到達時刻をポインティングベクトルの時間重心によって定義する。<sup>54,55)</sup>

$$\langle t \rangle_r = \frac{u \cdot \int_{-\infty}^{\infty} t S(r, t) dt}{u \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S(r, t) dt} \quad (8)$$

$S(r, t)$  はポインティングベクトル、 $u$  は検出方向への単位ベクトルである。この定義によってある出発点  $r_0$  をパルスが出発する時刻と、ある観測点  $r = r_0 + \Delta r$  にパルスが到達する時刻が定義できる。時間重心で到達時刻を定義するため、どのように波束が広がっても変形しても、2点間の伝播時間が曖昧さなく定義できる点の特徴である。<sup>\*5)</sup> この量は、次のような2つの項に分離することができる。

$$\tau \equiv \langle t \rangle_r - \langle t \rangle_{r_0} \equiv \tau_{\text{Net}} + \tau_R \quad (9)$$

\*5) 式(2)、(8)ともに分子にポインティングベクトルが含まれているが、両式は直接、関係はない。式(8)では、規格化を計算するため分母にもポインティングベクトルが含まれている。式(2)の分母は、エネルギー密度であり、流量との比によって速度を定義している。

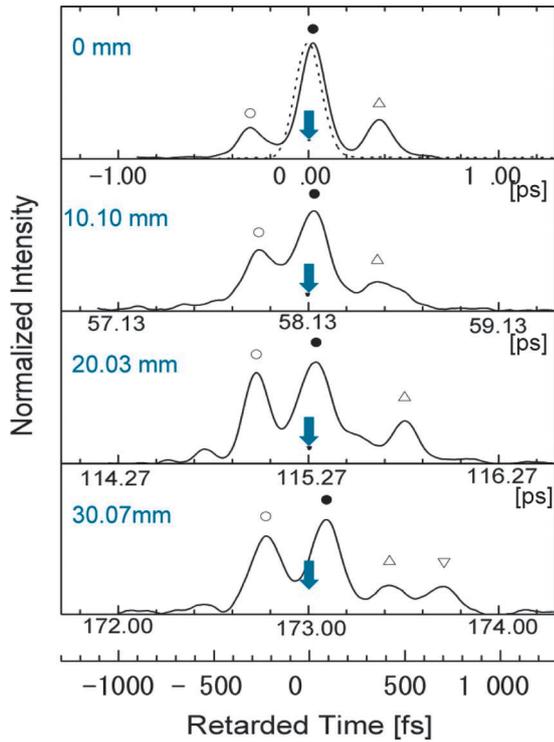


図7 時間的に不規則な波束が分散媒質を長距離伝播する様子。広いスペクトルを持つフェムト秒パルスレーザーを位相変調器で任意な不規則パルスに整形する。その後、分散媒質として近赤外領域にかけて吸収を持つZnSeを伝播させる。図中上段から伝播距離 $z$ が増加するに従って、不規則パルスは、高次の分散効果によって、パルス幅は広がり、新しいピークが発生し大きく変形する。各グラフの横軸は絶対時間 [ps]。最下段の横軸は同じ距離を伝播したコヒーレントパルスの重心を基準に示してある [fs]。青色矢印は不規則パルスの重心を表しており、同じパワースペクトルを持ったコヒーレントパルスと不規則パルスの重心が同じ群速度遅延 $\tau_{\text{Net}}$ で伝播することを示している。(文献55)

ここで、第1項は、

$$\tau_{\text{Net}} \equiv \frac{u \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S(r, \omega) [\partial \text{Re}(k)/\partial \omega] \Delta r d\omega}{u \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S(r, \omega) d\omega} \quad (10)$$

と表され、Net遅延と呼ばれる。この項は、従来の群速度遅延のパワースペクトル $S(r, \omega)$ 平均になっている。特徴としては、(i) 波束のスペクトルが充分狭い場合： $S(\omega) \rightarrow \delta(\omega - \omega_c)$ には、群速度微分を積分の外に取り出すことができ、従来の群速度に一致する。また、(ii) パワースペクトルが同じ波束の重心は、同じ群速度で伝播する。例えば、吸収が無視できる場合、同じパワースペクトルを持った、フーリエ変換限界のコヒーレントパルスや位相が時間とともに変化するチャープパルス、インコヒーレントパルスなどが、いずれも同じ群速度遅延で伝播する。図7は、Net遅延の特徴をとらえた実験例である。

式(9)の第2項は、Reshaping遅延と称される。この項は、パルスの初期位相と吸収の効果によって

$$\tau_R \equiv T[e^{-\text{Im}k \cdot \Delta r} E(r_0, \omega)] - T[E(r_0, \omega)] \quad (11)$$

$$T[E(r_0, \omega)] \equiv -i \frac{u \cdot \int_{-\infty}^{\infty} [\partial E(r_0, \omega)/\partial \omega] \times H^*(r_0, \omega) d\omega}{u \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S(r_0, \omega) d\omega}$$

と表される。ややなじみにくい表式になっているが、入射する波束の電場位相が周波数依存性を持っている場合 ( $\partial E(r, \omega)/\partial \omega \neq 0$ ) に、吸収によるスペクトルの変化に起因した波束の変形による重心の移動量として計算される。Reshaping遅延の特徴をとらえた実験は、チャープパルスを用いて行われている。

4.1節で議論した鞍点法と重心による定義の関係は、伝播後のスペクトルが吸収によって変化していても充分狭い場合には、 $S(r, \omega) \rightarrow \delta(\omega - \omega_s)$ となり、Net遅延におけるスペクトル積分を鞍点の周波数 $\omega_s$ で代表させた形になっている。同様な考察は、Reshaping delayについても成り立つ。従って、 $\tau_{\text{Net}}$ 、 $\tau_R$ は $v_s$ と $v_g$ をともに含んだ定義となっている。

## 5. 時空間領域での伝播と4つの群速度

時間領域において波束の振る舞いを記述し、制御することを議論してきたが、波束については空間領域での伝播も大変重要な効果である。波長と同程度の空間構造に対して起こる回折現象は、群速度分散 ( $\partial^2 \omega / \partial k^2$ ) と対応のつく現象であることはよく知られている。空間領域においても急峻な分散を作ることは、光ビームの操作の点から興味深い。スーパープリズムは、フォトニック結晶の分散を利用して、従来のプリズムではありえない高い分解能を持つ分光を行うことができる。<sup>56,6)</sup> 空間ビームの伝播についても群速度の考え方は良い近似になる。

$$G_{\mu\nu} = \partial k_\mu / \partial k_\nu \quad (12)$$

$k_\mu (\mu = t, x, y, z)$ ;  $k_t = \omega/c$ を定義すると、ちょうど時間領域で波束の伝播を $\tau = z/v_g$ と表現できるように4次元空間でのビームの移動を $\mu = v/G_{\mu\nu}$ などと表現できる。例えば、断面に複雑な構造を持ったビームの伝播には、Net遅延、Reshaping遅延の考え方を適用することができる。

## 6. まとめ

「速い光」と「遅い光」について、媒質中を伝播する波束のいくつかの速度との関係で概観した。また、従来の群速度の概念が破綻するような分散媒質中を長距離伝播する波束に対しても群速度の意味を拡張することができることを示した。群速度の定義を広げると、適用可能な条件が広がるが、一方で重心といったパルスの代表的な量で伝播を記述することになる。波束を特徴づけるパラメータには、広がり、高次のモーメントなどもあるので、これらについてもその意味を拡張することができるか興味深い。また、分散制御の点からは、対象としている現象よりも高速に屈折率を変化させるダイナミックな系を対象とすることが、物理現象としても、応用的にも、大きく可能性を広げるであろう。

紹介した研究の一部を一緒に進めていただきました戸塚弘毅氏、Aminul Talukder氏に感謝いたします。また、鞍

点法に基づいた群速度については、田中雅慶氏、天岸祥光氏と有益な議論を頂きました。

#### 参考文献

- 1) Nature Photon **2** (2008) 447—Focus Issue: “Slow light”.
- 2) J. Opt. Soc. Am. B **25** (2008) C1—Feature issue: “Slow Light and Its Applications”.
- 3) レーザー研究 **39** (2009) 570—特集号 スローライトと光バッファメモリ.
- 4) K. J. Vahala: Nature **424** (2003) 839.
- 5) 白田耕藏: 応用物理 **77** (2008) 0123.
- 6) 応用物理 **74** (2005)—特集号 フォトニック結晶の新展開.
- 7) P. W. Milonni: *Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light* (Taylor & Francis, 2004).
- 8) 北野正雄, 中西俊博: 応用物理 **72** (2003) 681.
- 9) S. Chu and S. Wong: Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 738.
- 10) L. J. Wang, A. Kuzmich and A. Dogariu: Nature **406** (2000) 277.
- 11) A. M. Steinberg 著, 富田 誠訳: パリティ **16** (2001) 157.
- 12) 北野正雄, 中西俊博: 日本物理学会誌 **61** (2006) 758.
- 13) N. Brunner, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 203902.
- 14) G. M. Gehring, *et al.*: Science **312** (2006) 895.
- 15) G. S. Pati, M. Salit, K. Salit and M. S. Shahriar: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 133601.
- 16) 応用物理 **78** (2009)—特集号 メタマテリア.
- 17) G. Dolling, *et al.*: Science **312** (2006) 892.
- 18) A. Dogariu, *et al.*: Opt. Express **8** (2001) 344 (Open access journal; Webにアニメーションがある).
- 19) D. Mugnai, A. Ranfagni and R. Ruggeri: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 4830.
- 20) K. Totsuka, N. Kobayashi and M. Tomita: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 213904.
- 21) 富田 誠: レーザー研究 **37** (2009) 585.
- 22) 砂川重信: 『理論電磁気学』(紀伊國屋書店, 1999).
- 23) アーノルド・ゾンマーフェルト著, 瀬谷正男, 波岡 武訳: 『光学』(講談社, 1969).
- 24) L. Brillouin: *Wave Propagation and Group Velocity* (Academic, New York, 1960).
- 25) K. E. Oughstun and G. C. Sherman: *Electromagnetic Pulse Propagation in Causal Dielectrics* (Springer-Verlag, Berlin, 1994).
- 26) H. Jeong, A. M. C. Dawes and D. J. Gauthier: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 143901.
- 27) H. Jeong and U. Österberg: J. Opt. Soc. Am. B **25** (2008) 1.
- 28) D. Wei, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 093602.
- 29) S. Zhang, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 243602.
- 30) T. Oishi, R. Suzuki, P. Sultana and M. Tomita: Opt. Lett. **37** (2012) 2964.
- 31) M. D. Stenner, D. J. Gauthier and M. A. Neifeld: Nature **425** (2003) 695.
- 32) M. D. Stenner, D. J. Gauthier and M. A. Neifeld: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 053902.
- 33) M. Tomita, H. Uesugi, P. Sultana and T. Oishi: Phys. Rev. A **84** (2011) 043843.
- 34) R. Y. Chiao, A. E. Kozhokin and G. Kurizki: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1254.
- 35) Y. Aharonov, B. Reznik and A. Stern: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2190.
- 36) ロドニー・ラウドン著, 小島忠宣訳: 『光の量子論』(内田老鶴圃, 1994).
- 37) I. Antoniou: *The Physics of Communication* (World Scientific Pub. Co. Inc., 2003) p. 287.
- 38) G. Diener: Phys. Lett. A **235** (1997) 118.
- 39) R. W. Boyd and D. J. Gauthier: Science **326** (2009) 1074.
- 40) L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton and C. H. Behroozi: Nature **397** (1999) 594.
- 41) 上妻幹旺: 応用物理 **72** (2002) 186.
- 42) N. Liu, *et al.*: Nature Materials **8** (2009) 758.
- 43) N. Papasimakis, V. A. Fedotov and N. I. Zheludev: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 253903.
- 44) S. Weis, *et al.*: Science **330** (2010) 520.
- 45) Q. Lin, *et al.*: Nature Photonics **4** (2010) 236.
- 46) R. Röhlsberger, *et al.*: Nature **482** (2012) 199.
- 47) H. T. Suzuki, *et al.*: Science **333** (2011) 1266.
- 48) M. F. Yanik, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 233903.
- 49) V. Fiore, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 133601.
- 50) A. I. Talukder, Y. Amagishi and M. Tomita: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3546.
- 51) M. Tanaka, M. Fujiwara and H. Ikegami: Phys. Rev. A **34** (1986) 4851.
- 52) 天岸祥光: 日本物理学会誌 **50** (1995) 429.
- 53) T. Kohmoto, *et al.*: Phys. Rev. A **72** (2005) 0258021.
- 54) J. Peatross, S. A. Glasgow and M. Ware: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2370.
- 55) A. I. Talukdar, T. Haruta and M. Tomita: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 223901.
- 56) H. Kosaka, *et al.*: Phys. Rev. B **58** (1998) R10096.

#### 著者紹介



富田 誠氏: 主な研究分野は、量子エレクトロニクス。光の局在、ランダム系、共鳴媒質など、複雑な系での光の伝播、輻射現象に興味を持っている。

(2013年2月27日原稿受付)

#### Fast Light, Slow Light and Group Velocity

##### Makoto Tomita

abstract: Traditional group velocity is defined by the first-order derivative of the real part of the refractive index. This definition breaks down when the wave packet propagates over long distances. In this article, we discuss group velocity in the context of various velocities in the medium, introducing a new definition for group velocity applicable even in strongly dispersive media.

#### 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

# 弦理論によるハドロンの記述

杉本茂樹

〈東京大学カブリ数物連携宇宙研究機構 277-8583 柏市柏の葉5-1-5 〉

今から15年ほど前、弦理論の第二革命と呼ばれる大発展の最中に、4次元のゲージ理論と10次元のある曲がった時空における弦理論が等価になり得るという驚くべきアイデアが提案されました。このアイデアをクォーク間に働く強い力の理論である量子色力学(QCD)に適用すると、原子核の中に住むハドロンの物理を弦理論を用いて記述できるようになります。何故そんなことが言えるのか？ それを利用すると何が言えるのか？ 弦理論、ブラックホール、余剰次元など、一見、ハドロンとは直接関係ないと思えるような様々な分野の物理が絶妙に絡んでくるので、分野外の読者にもなるべく分かりやすく解説したいと思います。

## 1. はじめに

私が学部生だったころ、素粒子物理学の講義でクォークモデルを初めて習い、クォークという素粒子の存在といくつかの謎めいた物理的な仮定を置くと実験で確認されているハドロン(陽子、中性子やその仲間たち)のスペクトルや磁気モーメントなどの性質がうまく再現されることに非常に感動した思い出があります。今にして思えば、すべての予言がぴったり実験値と合うというわけでもなく、また合うものについても、そんなに良く一致する理論の根拠が曖昧な面もないわけではないですが、当時はまだ純真だったこともあって、クォークという素粒子の存在を信じるのには十分なインパクトがありました。

現在では、このクォークモデルをベースとして作られた量子色力学(QCD)と呼ばれる場の理論がハドロンを記述する基礎理論と考えられています。QCDは非常に単純で美しい理論なのですが、解析が大変難しい理論としても知られています。40年以上にわたる長い歴史を経て、様々なことが分かってきてはいますが、未だに謎が多く、現在でもQCDの解析は素粒子論や原子核理論の分野における重要な課題として盛んに研究されています。

今回の話はハドロンの性質を弦理論を用いて探るというものです。<sup>\*1</sup> 弦理論に基づく記述では、ハドロンを構成するのにクォークを用いません。後で詳しく解説しますが、パイオンなどのメソンは開いたひも(開弦)で表され、陽子や中性子などのバリオンはDブレーンと呼ばれる膜状の物体として表されます。また、複雑なメソンの有効作用が5次元時空におけるゲージ理論ですっきりと書けることも分かります。このように従来の伝統的なハドロンの記述とはまるっきり異なる方法でハドロンの物理を解析する手段を与えるのです。

今のところ、まだかなり荒っぽい近似に基づく計算しかできていないのですが、それでも、QCDの低エネルギー領域で期待される定性的な性質をうまく再現したり、過去に現象論的に提案されたいくつかのハドロンのモデルを自然に導いたり、さらに様々なハドロンの質量や結合定数の計算結果が期待以上に実験値と良く一致していたりして、

<sup>\*1</sup> 文献1に共同研究者の酒井忠勝氏による我々の最初の論文<sup>2)</sup>で得られた結果についてかなり詳細な解説があります。

私自身も弦理論の威力にとっても驚いています。

ハドロンを弦理論で記述できると言っても、QCDが間違っているとか、QCDを含む究極の理論ができたとか、そんな大それた主張をするつもりはありません。QCDとある曲がった時空における弦理論とが(少なくとも低エネルギーで)物理的に等価になるというのが主張です。そうだとすると、今やQCDに基づいた大規模な数値計算などでハドロンの性質が精度良く求められてきている時代なので、まだ荒っぽい近似でしか計算がなされていない弦理論の記述なんて必要ないじゃないかと思われるかも知れません。いえいえ、QCDで難しかったことが弦理論では簡単に分かったりするので、こうした別の見方は有用なのです。個人的には、有用であるかどうかというよりもむしろ、QCDの伝統的な解析法とはまるっきり違う方法で解析しているにも関わらず、ハドロンの諸性質を導き出せるという事実そのものがとても面白いと感じています。できれば、大人になって知ってしまったいろいろな常識を一旦忘れて、クォークモデルに感動した学部生の頃のような純真な心で読んで頂けると幸いです。

なお、なるべく素粒子論や弦理論の予備知識を仮定せず、基本的なアイデアをできるだけ分かりやすく説明したつもりですが、良くご存知の方にはかなりくどい部分が多いと思います。面倒くさいことは抜きにして先に結果を知りたいという方は直接11節に進んでください。

## 2. ハドロンとクォークモデル

この解説の主役である「ハドロン」は、原子核を堅く結びつける役割を果たす強い力に関与する粒子の総称です。ハドロンは大雑把にフェルミオンである「バリオン」とボソンである「メソン」(中間子)に分類することができます。陽子や中性子はバリオンで、湯川秀樹氏が核力を説明するために導入したパイオンはメソンの仲間です。パイオンが実験で見つかったのは1947年のことですが、その後、実験や観測の技術の進歩に伴って次々と新しいハドロンが見つかり、現在、確認されているハドロンの数は数百種類にも及んでいます。

そうなってくると、ハドロンを物質の最も基本的な構成要素と考えるのはあまりにも無理があり、ハドロンを記述



図1 メソンとバリオンの対応.

するより基礎的な理論が存在するはずであると考えたくなるのが人情というものです。多くの物理学者が知恵を絞った末に、ハドロンは「クォーク」という素粒子がいくつか集まってできた複合粒子であるとするクォークモデルが提案されました。それによると、バリオンはクォークが3つくっついてできたもの、メソンはクォークと反クォークがくっついてできたものと考えます(図1の左図参照)。このように考えると観測されている多くのハドロンのスペクトルを再現することができ、さらに質量や磁気モーメントなどのいろいろな物理量の計算結果が実験結果とかなりうまく合うことも示されました。クォークは今のところ実験で6種類見つかっているのですが、この解説で扱う比較的軽い質量のハドロンを考える場合には、特に軽いアップクォーク、ダウンクォークの2種類か、あるいはストレンジクォークを加えた3種類のクォークを考えれば十分です。たったこれだけの材料で複雑なハドロンの世界を統一的に記述することができるというのは驚くべきことだと思います。

それでは、ハドロンの中でクォーク(や反クォーク)がくっついてるのは何故でしょうか? 実は、クォークは「グルーオン」と呼ばれる素粒子が媒介することで生じる「強い力」と呼ばれる非常に強い力で結びついていると考えられています。この力があまりにも強いために、クォークはハドロンの中に閉じ込められており、単体で取り出すことは不可能であると考えられているほどです。

### 3. QCD とは?

1970年代になって、クォークとグルーオンを場の量子論の枠組みに取り込んだQCD(Quantum Chromodynamicsの略)と呼ばれる理論が整備されました。この理論は電磁気を記述するマクスウェル理論を拡張したゲージ理論の一種で、電磁気学で出てくる電磁ポテンシャルの各成分を $3 \times 3$ 行列に拡張したゲージ場が登場します。このゲージ場に対応する粒子がグルーオンです。そして、これにクォークに対応するフェルミオン場を加えて、考える最も単純な作用を書き下せばQCDのできあがりです。

QCDは大変シンプルで美しい理論なのですが、低エネルギーで相互作用が非常に強くなる性質があるため、低エネルギーでのハドロンの振る舞いを実際に計算するのは容易なことではありません。QCDの低エネルギーの振る舞いを探る上で、現在のところ、最も有効な方法は時空を離散的な格子で近似してスーパーコンピュータを用いてガリガリ計算する格子QCDと呼ばれる方法です。近年、格子QCDを用いた効率の良い計算方法の開発とコンピュータ

の性能の著しい向上によって、比較的軽いハドロンの質量などを精度良く計算することができるようになり、実験値をとっても良く再現することが示されています。また、高エネルギーでは摂動論による解析が信頼できるようになり、そうした解析が実験と非常にうまく合うことも分かっています。こうしたことから、今ではQCDが強い力を記述する基礎理論であると広く信じられています。

これから行う理論的な考察では、この現実的なQCDを少し一般化して、ゲージ場が $N_c \times N_c$ 行列で、クォークが $N_f$ 種類ある場合を考えます。より正確に言うと、ゲージ場は $N_c \times N_c$ のエルミート行列で、トレースがゼロのものを考えます。このような場合、ゲージ群が $SU(N_c)$ である、という言い方をします。また、トレースがゼロという条件を課さない場合も考えますが、この場合のゲージ群は $U(N_c)$ です。<sup>\*2</sup> 現実のQCDでは $N_c=3$ (ゲージ群は $SU(3)$ )で、アップクォークとダウンクォークの2種類のクォークだけを考慮に入れる場合は $N_f=2$ と置くことになります。 $N_f=0$ とした場合のクォークがないグルーオンだけの理論はヤン・ミルズ理論と呼ばれています。

### 4. 主張

これから解説したいことはこの伝統的なハドロンの記述に対する一つの挑戦です。以下の節で、QCDと同じ物理である曲がった時空における弦理論によって記述できることを説明していきたいと思います。つまり、クォークやグルーオンを用いないハドロンの記述法があるのです。ちょっと結果を先取りすると、メソンとバリオンは、図1のように、それぞれ開弦と後で説明するDブレインと呼ばれる物体に開弦が3本くっついた状態で表されることが示されます。図1の左右を見比べると、絵的にも良く似たものが対応していることがわかります。このような対応のもとで、ハドロンのいろいろな性質を解析すると、QCDに基づく計算と弦理論に基づく計算の結果が(仮に両者を厳密に計算して比較することができたとする)一致するというのが主張です。

### 5. 弦理論とは?

弦理論は、現在のところ点粒子と考えられている素粒子を大きく拡大して見ると実はひも状をしているという仮説に基づく理論です。<sup>\*3</sup> クォーク、グルーオン、電子、ニュートリノ、光子など、いろいろな種類の素粒子がたった一つのひもから生じるとする大変野心的な理論です。さらに、重力を量子力学と矛盾なく融合し、強い力と弱い力と電磁気力を統一する大統一理論を自然な形で実現し得ることから、究極の統一理論の有力な候補として期待されています。

<sup>\*2</sup> この解説の範囲内ではトレース部分が重要になることはないので、 $U(N_c)$ と $SU(N_c)$ の違いはあまり気にしないことにします。

<sup>\*3</sup> この理論のことをひも理論と言ったり、(超対称性がある場合には)超弦理論と言ったりもしますが、ここでは「弦理論」と呼ぶことにします。

しかし、時代を遡ると、そもそも弦理論は1970年前後に、ハドロンを記述する理論を模索する中で発見されたものでした。いろいろな種類のハドロンがたった一つのひもから生じるという興味深い可能性を提供し、ハドロンの質量の二乗とスピンとの間に知られていた線形の関係式を導くことができるなど、魅力的な特徴はあったのですが、いろいろな困難からハドロンを記述する理論としては成就しませんでした。例えば、弦理論を素直に量子化すると、理論の整合性から、時空の次元が10次元であることが予言されるのですが、現実世界の時空の次元は4次元に見えます。また、超対称性というボソンとフェルミオンを入れ換える変換に関する対称性の存在や、スピンの1や2で質量がゼロの粒子の存在を予言したりするのですが、これは現実のハドロンのスペクトルと全く合いません。そうこうするうちにQCDが非常にうまくいくことが分かってきて、弦理論をハドロンの理論として真剣に考える人はほとんどいなくなりました。

これからお話することは、究極の統一理論としての弦理論ではなく、ある意味で、弦理論の誕生の頃のアイデアを復活させるような話です。1990年代の後半に起こった弦理論の第二革命と呼ばれる大発展の時期に見いだされたDブレーンやゲージ/弦双対性などの概念を用いると、上記の約40年前の困難はすりと解けてしまうのです。ハドロンの基礎理論としての座をQCDに託して、弦理論は別の道を歩んできたはずなのに、いつの間にか弦理論はある状況ではQCDと等価になり得ることが分かり、その帰結として図らずも再びハドロンの理論に到達したのはなんと不思議な感じがします。

## 6. Dブレーンとは？

弦理論とQCDが関係づくことを理解する上で最も重要なキーワードの一つは「Dブレーン」です。これが何者なのかをここで説明しておきましょう。5節で説明したように弦理論は「ひも」の理論として構成されるのですが、この理論を詳しく調べてみると、実はひもだけではなく、図2に描いたような膜状の物体も存在することが分かったのです。この膜のことをDブレーンと呼びます。図2では、膜に境界があるかのような描き方になっていますが、実際には無限に広がっているか、丸まっているかして、境界のない多様体をなしているとします。そして、このDブレーンは開弦の端点が乗ることが許される空間として特徴づけられます。「ブレーン」というのは「膜」を表す英語membraneから来ていて、「D」は、ひもの端点がDirichlet境界条件を満たすことから付けられました。今、「膜」と言いましたが、Dブレーンの次元はいろいろなものがあって、必ずしも膜と呼ぶにふさわしいものばかりではありません。一般に時間方向の1次元と空間方向の $p$ 次元に広がった $(p+1)$ 次元のDブレーンのことを $D_p$ ブレーンと呼びます。

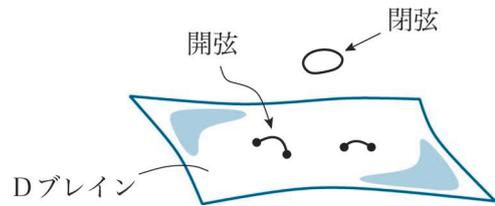


図2 開弦、閉弦、Dブレーン。

このDブレーンが非常に重要である理由の一つは、これを利用してゲージ理論を弦理論の枠内に実現できることにあります。これを簡単に説明しましょう。図2にあるように、Dブレーンがあると、両端がDブレーンに乗った短い開弦を考えることができます。この開弦の長さが十分短いときには、粒子として振る舞うわけですが、どのような粒子が実現されるのかを調べてみると、実は3節で出てきたようなゲージ場に対応する粒子(ゲージ粒子)が生じることが分かるのです。このゲージ粒子は、Dブレーンにへばり付いている開弦から生じたものなので、Dブレーン上は自由に動き回ることができても、Dブレーンを離れることはできません。従って、 $D_p$ ブレーンを考えた場合には、 $(p+1)$ 次元の時空に定義されたゲージ理論が $D_p$ ブレーン上に実現されることとなります。また、Dブレーンが $N$ 枚重なった状況を考えて、ゲージ群が $U(N)$ であるようなゲージ理論が実現されることを示すことができます。

このことによって、弦理論とゲージ理論の関係が一気に親密なものになりました。弦理論の様々な知識を使ってゲージ理論の解析をしたり、逆にゲージ理論を使って弦理論の非摂動的な解析をしたりということが可能になったのです。これが弦理論の第二革命において決定的な役割を果たしました。次にお話するゲージ/弦双対性もこのDブレーンとゲージ理論の関係の深く追求した結果として発見されたものです。

## 7. ゲージ理論と弦理論の双対性

4節で、QCDと同じ内容の物理を弦理論で記述できると主張しましたが、どうして、そんなことがあり得るのでしょうか？ QCDは4次元時空に住むクォークとグルーオンという素粒子の理論なのに対し、弦理論は10次元時空に住むひもの理論です。時空の次元も理論の基本的な構成要素も全く異なります。それにも関わらずその両者が等価であるとは俄には信じられないことだと思います。

実は、このような話はQCDだけではなく、いろいろなゲージ理論に対して成り立つことが知られています。一般に、ゲージ理論と(ある曲がった時空における)弦理論とが等価になるという性質(双対性)を「ゲージ/弦双対性」と呼びます。この双対性は時空の次元が異なる2つの理論が等価になるという驚くべき特徴を持っていることから、立体の情報を写真に記録する技術であるホログラフィーをもじって「ホログラフィック双対」という言い方もします。

弦理論は重力理論でもあるので、そのことを強調するため、「ゲージ/重力対応」と呼ばれることもあります。特にゲージ理論が共形対称性という対称性を持つ共形場理論 (CFT) である場合には、反ドジッター時空 (AdS 時空) における弦理論が対応することから「AdS/CFT 対応」と呼ばれます。これは 1997 年に Maldacena<sup>3)</sup> が提唱したことで、当初は「Maldacena 予想」と呼ばれたりもしました。当時は弦理論の第二革命の最中で、他にも面白い話題はたくさんあったのですが、Maldacena の論文が出るや否や多くの研究者がこのゲージ/弦双対性に関する研究に飛び付き、一大ブームになりました。そして、その余波は今も続いており、素粒子論のみならず、原子核理論、宇宙論、物性理論、数学など、他分野にも影響を与える大きな産業に発展しています。

このゲージ/弦双対性の基本的なアイデアは以下のような感じです。まず、D ブレインは重さを持った物体ですので、これがあると一般相対論の教えに従って周囲の時空が曲がります。<sup>\*4</sup> どのような時空が得られるのかは重力場の運動方程式を解いて求めることになるのですが、幸い様々な D ブレイン系に対応する解が知られています。特に有用なのはその解に特異点がなく、いたるところで弦理論の低エネルギー有効理論による古典的な記述が良い近似になる場合です。そのときには、D ブレインに対応する曲がった時空に置き換えてしまって、この曲がった時空における弦理論を考えることで系を良い近似で記述できることになります。一方、6 節で  $N$  枚の D ブレインを用いるとゲージ群が  $U(N)$  のゲージ理論が得られると言いました。ゲージ/弦双対性は、この D ブレイン上に実現されたゲージ理論と、上で考えた曲がった時空における弦理論が等価であるという主張です。どちらも同じ D ブレインから得られたものなので、対応があるはずだというわけです。

このようにアイデアは割と簡単なのですが、ゲージ理論と弦理論が本当に等価になることを直接証明することは容易なことではありません。一般に、このゲージ/弦双対性において、弦理論側の結合定数に関する摂動展開はゲージ理論側の  $1/N_c$  展開に対応することが知られています。また、ゲージ理論側の結合定数 (t Hooft coupling と呼ばれる) を  $\lambda$  と書くとき、弦理論側の有効作用の微分の次数による展開 ( $\alpha'$  展開) がゲージ理論側の  $1/\lambda$  の展開に相当します。従って、弦理論側の摂動展開と  $\alpha'$  展開による解析が良い近似を与えるのは  $N_c$  と  $\lambda$  が大きい場合で、これはゲージ理論側の解析が難しい強結合領域に相当します。このようにゲージ理論側と弦理論側とで解析が精度良く行える守備範囲が相補的な関係にあることから、双方で物理量を精密に計算して一致することを確かめるという作業は一般にとっても難しい問題になります。そのため、このゲージ/弦双対性の主張は今でも予想の域を出ておらず、様々な例が調べられ

<sup>\*4</sup> 一般に、時空の計量だけではなく、他の場も定数ではない非自明な配位になりますが、ここではそれを含めて「曲がった時空」ということにします。

状況証拠が積み重ねられている状況です。しかし、非常に多くの非自明な状況証拠があるために、このような双対性が成立すると広く信じられています。<sup>\*5</sup>

## 8. ヤン・ミルズ理論の弦理論による記述

7 節で説明したゲージ/弦双対性のアイデアを応用して QCD と等価な弦理論の記述を得るには、まず QCD を実現する D ブレインの配置を見つけて、その D ブレインに対応する曲がった時空に置き換えれば良いことになります。そのようなことはできるでしょうか？ クォークのないグルーオンだけの理論であるヤン・ミルズ理論の場合は Maldacena が AdS/CFT 対応を提唱したすぐ後に Witten によって次のような構成法が提案されました。<sup>6)</sup>

まず、10 次元の平坦な時空を考え、その座標を  $(x^0, x^1, \dots, x^9)$  とします。  $x^0$  が時間方向で、  $x^{1-9}$  が空間方向の座標です。このうち、  $x^4$  方向を  $x^4 \sim x^4 + 2\pi M_{\text{KK}}^{-1}$  という同一視をして半径  $M_{\text{KK}}^{-1}$  の円周  $S^1$  に丸めます。つまり、  $M \times S^1 \times \mathbb{R}^5$  という時空を考えます。<sup>\*6</sup> ここで  $M = \mathbb{R}^4$  が  $x^{0-3}$  の方向で、  $\mathbb{R}^5$  が  $x^{5-9}$  の方向に対応します。そして、  $M \times S^1$  の方向に広がった  $N_c$  枚の D4 ブレインを考えます。さらに超対称性を破り、グルーオン以外の余計な粒子を重くするためにこの系に含まれるフェルミオン場に対して  $S^1$  の方向に反周期境界条件を課します。

こうすると、6 節で説明したように D4 ブレインの上にゲージ群が  $U(N_c)$  であるゲージ理論が実現されることになります。詳しい議論は省略しますが、4 次元時空  $M = \mathbb{R}^4$  の理論とみなした時、  $M_{\text{KK}}$  程度の質量を持つ余計な粒子はたくさんいるものの、質量ゼロの場合はグルーオンに対応するゲージ場のみとなり、低エネルギーで 4 次元のヤン・ミルズ理論が実現されることが示されます。

さて、これで (少なくとも低エネルギーで) ヤン・ミルズ理論を実現するような D ブレインの配置の仕方が分かりました。7 節で説明したように、ここで用いた D ブレインをそれに対応する曲がった時空に置き換えれば、ヤン・ミルズ理論と (低エネルギーで) ホログラフィック双対な関係にある弦理論による記述が得られると期待されます。幸運なことに、ここで用いた D4 ブレインに対応する曲がった時空は具体的に求められています。ここではその解を具体的に書き下すことはしませんが、特徴を少しだけ説明しましょう。まず、  $x^{5-9}$  の方向を極座標表示したときの動径方向を  $r$  とするとき、この  $r$  と  $S^1$  の座標  $x^4$  の 2 つの座標で張られる 2 次元空間を図に表すと、図 3 のようになります。<sup>\*7</sup>  $r$  が小さい方に行くほどこの  $S^1$  の半径が小さくなり、  $r$  がある有限な値  $r_0$  のところで  $S^1$  の半径がゼロになるよう

<sup>\*5</sup> レビューとして例えば文献 4, 5 などがあります。

<sup>\*6</sup> ここで、  $\mathbb{R}^n$  は  $n$  次元の無限に広がった平坦な空間を表します。

<sup>\*7</sup> ブラックホール解のことをよくご存知の方は、図 3 で  $x^4$  をユークリッド化された時間方向とみなすとユークリッド化したブラックホール解の時間方向と動径方向の絵に良く似ていることにお気づきかも知れません。実際、この解はブラックホールを高次元化したブラックブレイン解をウィック回転して構成されます。

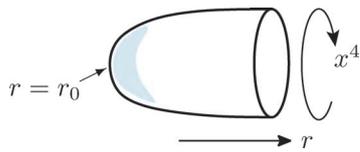


図3 D4 ブレインに対応する曲がった時空の一部.

な形になっています. これに伴って,  $r$  が  $r_0$  よりも小さい領域には入れなくなります. そして, 時空のトポロジーは  $M \times \mathbb{R}^2 \times S^4$  になります. ここで,  $M = \mathbb{R}^4$  は  $x^{0-3}$  の方向,  $\mathbb{R}^2$  は図3に描いた  $(r, x^4)$  で張られる2次元の方向に対応し,  $S^4$  は  $x^{5-9}$  の角度方向に対応した4次元の球面を表します.

1998~2000年頃に, いくつかのグループによってこの系を用いたヤン・ミルズ理論の解析がなされ, いろいろな物理量が計算されました. 例えば, グルーオンがいくつかくっついてできたグルーボールと呼ばれる束縛状態のスペクトルなどがこの弦理論による記述を用いて計算され, 大型計算機を用いた数値計算の結果の一部をかなりうまく再現することが示されました. メソンに関する同様の計算を後でお見せするので, このグルーボールの計算についての詳しいことはここでは省略しますが, 興味のある方は文献4や7などを参照してください.

## 9. QCDの弦理論による記述

前節でグルーオンの理論であるヤン・ミルズ理論を構成する方法を学んだので, いよいよこれにクォークを取り入れて, QCDに拡張することを考えてみましょう.<sup>2)</sup>

まず, グルーオンを実現するには前節で用いたWittenのD4ブレインの系をそのまま利用することにします. D4ブレインを曲がった時空に置き換える操作をする前の  $N_c$  枚のD4ブレインが  $S^1$  の方向に巻き付いている状況を思い出してください. この系にクォークを含めるために, さらにD8ブレインと  $\overline{D8}$ ブレインを  $N_f$  枚ずつ加えます. ここで,  $\overline{D8}$ ブレインはD8ブレインを180度くりりと回して裏返したものです.  $\overline{D8}$ ブレインは物体としてはD8ブレインと同じものなのですが, 単に向き付けの違いを区別するだけのために, 一方をD8ブレイン, もう一方を  $\overline{D8}$ ブレインと呼んでいます. D8ブレインと  $\overline{D8}$ ブレインは  $x^{0-3}$  と  $x^{5-9}$  の9次元の方向に広がっているものと考え,  $x^4$  方向には, それぞれ  $x^4 = 0$  と  $x^4 = \pi M_{KK}^{-1}$  の位置に配置します. 図4は  $S^1$  の方向 ( $x^4$ ) と,  $x^{5-9}$  方向をD4ブレインの位置を中心に極座標表示したときの動径方向 ( $r$ ) を描いた図です.

こうすると, まず, 8節で説明したようにD4ブレインの上にグルーオンと解釈されるゲージ粒子が実現されます. さらに, D8ブレインや  $\overline{D8}$ ブレインがD4ブレインと交差するように配置されているので, D4ブレインとD8ブレイン ( $\overline{D8}$ ブレイン) をつなぐような開弦が存在します. ここでもまた導出は省略しますが, このような開弦からクォークに対応する粒子が生じることが分かります. かなり端折

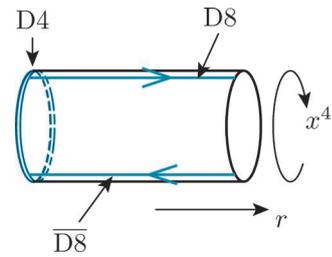


図4 QCDを実現するDブレインの配置.

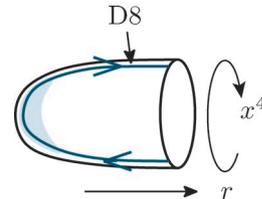


図5 図4のD4ブレインに対応する曲がった時空に置き換えたもの.

った説明でしたが, これでめでたくグルーオンとクォークがそろって, 弦理論の枠内にQCDが実現されました.

さて, 7節の方針に従うと, QCDとホログラフィック双対な関係にある弦理論による記述を得るには上で用いたDブレインをそれに対応する曲がった時空に置き換えれば良いことになります. 8節で説明したようにD4ブレインに対応する曲がった時空は知られているので, これを利用することを考えましょう. D8ブレインの方は, これが存在することで周りの時空が曲がる効果は無視して, このD4ブレインに対応した曲がった時空に埋め込まれたD8ブレインとして扱うことにします. このような取り扱いはプローブ近似と呼ばれ, D4ブレインの枚数  $N_c$  がD8ブレインの枚数  $N_f$  よりも十分大きい時に良い近似になります. 一般相対論で重い星の周りを回る人工衛星を考える時, 重い星だけを曲がった時空に置き換え, 人工衛星はその曲がった時空の測地線に沿って漂う点粒子のように扱うことで良い近似になりますが, これと同じことです.

この方針に従って, 図4にあるD4ブレインを図3にある曲がった時空に置き換えた図が図5です. 図4にあったD8ブレインと  $\overline{D8}$ ブレインは図5では1つにつながっています. この図5のように曲がった時空にD8ブレインが埋め込まれた状況における弦理論がQCD (少なくとも低エネルギーで) 等価になるというのが4節で述べた主張です. 特に  $N_c$  や  $\lambda$  が大きい時には, このような記述が良い近似となり, QCDでまともに計算するのが非常に困難であるような物理量についても計算が可能になるのです. ここで得られたQCDの弦理論による記述はホログラフィックQCDとも呼ばれています.

## 10. 弦理論によるハドロンの記述

前節で得られたホログラフィックQCDが本当にQCDと同じ物理的内容を記述するとしたら, メソンやバリオンに

対応する自由度が含まれているはずですが、これらはどのように現れるでしょうか？

既に4節で先走って答えを言っていました。図1のように、メソンとバリオンはそれぞれ開弦とDブレインとして表されます。8~9節で説明したように、ホログラフィックQCDは、トポロジーが $M \times \mathbb{R}^2 \times S^4$ であるような曲がった時空にD8ブレインが埋め込まれているような系で構成されています。メソンを表す開弦はこのD8ブレインに端点を持つ開弦です。バリオンを表すDブレインは、 $S^4$ に巻き付いたD4ブレインによって与えられます。このとき、D4ブレインの上に $N_c$ 本( $N_c=3$ の時には3本)の開弦の端点がかっついていなければならないことが示されます。これについて詳しい説明は省略しますが、D4ブレインが巻き付いている $S^4$ を貫く形でRR場と呼ばれる場のフラックスがある影響で、D4ブレインの上に住むゲージ場に関する電荷が誘導され、そこから出てくる電気力線の吸い込み口となる開弦の端点がないとつじつまが合わなくなる、というような議論で導かれます。

ここで注意して頂きたいのは、このような形でハドロンの対応物を組み込むように現象論的モデルを構成したわけではなく、QCDとホログラフィック双対な関係にある弦理論の記述を構成してみたら、自然にハドロンの対応物が含まれていたという点です。QCDでハドロンの存在を理論的に示そうと思ったら非摂動的な難しい解析が必要なので、ホログラフィックQCDでこのように簡単にその存在を示すことができることはそれだけでもかなり非自明なことではないかと思えます。

何はともあれ、これでめでたくホログラフィックQCDを用いてハドロンの物理を議論することができるようになりました。次節でこのアプローチがどのくらいうまくいっているのかを見ていくことにしましょう。

## 11. 様々な結果

### 11.1 近似について

これから9~10節で説明してきた弦理論のセットアップを用いてなされたハドロンの性質に関する解析結果をいくつかお見せします。弦理論を用いるといろいろな物理量を簡単に計算できるようになると言っても、厳密な値が計算できるというわけではなく、いくつかの近似を用いています。ここでどのような近似を用いているのかを述べておきます。

7節や8節で述べたように、弦理論を用いた記述は $N_c$ や $\lambda$ が大きい時に精度良く計算できるようになります。そのため、これからお見せする計算の多くは $1/N_c$ 展開と $1/\lambda$ 展開の主要項を評価したものです。まだこれらの展開の補正項の評価はなされておらず、この近似がどのくらい良い近似なのかが良く分かっていないので、注意が必要です。

また、8節で説明したように、弦理論におけるセットアップには、QCDにはない $M_{KK}$ 程度の質量を持つ余計な粒

子がたくさん含まれています。そのため、 $M_{KK}$ よりも高エネルギーではQCDからのずれがだんだん顕著になってくるものと予想されます。原理的にはメソンの質量などの物理量を固定して $M_{KK}$ を大きくする極限を取れば良いように思われますが、そのためには $\lambda$ が小さい場合にも通用する計算を行う必要があるため、今のところそれを実行することはできていません。ここでは、 $M_{KK}$ はだいたい1 GeVくらいの値に固定し、低エネルギーの現象に注目することにします。

それから、ここでの計算ではクォークの質量をゼロとしてしまっています。アップクォークとダウンクォークの質量はQCDのスケールと比較して十分小さく、<sup>\*8</sup> これらのクォークの質量の効果はそれほど大きくは効いてこないと思われるので、以下では主として $N_f=2$ とし、アップクォークとダウンクォークからできたハドロンを議論することにします。ただし、後で触れるようにパイオンの質量のようにクォークの質量に大きく依存することが知られている物理量に関しては理論的計算が実験値から大きくはずれることを覚悟しなければいけません。

### 11.2 メソンの有効作用

まず、メソンの有効作用を求めてみましょう。10節で議論したように、メソンはD8ブレインにくっついた開弦によって表されます。開弦から出てくる粒子のうち、低エネルギーで最も重要なものはゲージ粒子です。今、 $N_f$ 枚のD8ブレインがあるので、6節で説明したことから、D8ブレインの上にはゲージ群が $U(N_f)$ のゲージ理論が実現されます。D8ブレインは、 $M \times \mathbb{R}^2 \times S^4$ というトポロジーを持った10次元時空の中で $M \times \mathbb{R} \times S^4$ の部分をお占めています。(ここで $M = \mathbb{R}^4$ は我々の住む4次元時空の方向。)実は、このうちの $S^4$ の方向の依存性を持った場に対応する粒子は8節で触れた余計な粒子を含んでおり、現実のメソンでは有り得ないことが議論できるため、 $S^4$ の方向に依存しない場だけを考えることにします。そうすると、 $S^4$ の方向は忘れて良くなり、実質的に $M \times \mathbb{R}$ という5次元の部分だけを考えれば良いということになります。このようにして、結局、メソンはゲージ群が $U(N_f)$ であるような5次元のゲージ理論によって記述されることになります。

D8ブレイン上のゲージ理論の有効作用は良く知られているので、今の曲がった時空に埋め込んだ時にどうなるのかを計算することは簡単です。その結果、メソンを記述する5次元ゲージ理論の有効作用 $S_{5\text{dim}}$ は曲がった5次元時空におけるヤン・ミルズ理論の作用にチャーン・サイモンズ項と呼ばれる項を付けたものになります。具体的な形はこれからの話に必要なというわけではありませんが、いかにシンプルであるかを見て頂くために一応書いておくと

<sup>\*8</sup> QCDのダイナミクスが重要になるエネルギースケール( $\Lambda_{\text{QCD}}$ )はだいたい200 MeV程度であるのに対して、アップクォーク、ダウンクォークの質量は2~5 MeV程度です。

$$S_{\text{5dim}} = \kappa \int d^4x dz \text{Tr} \left( \frac{1}{2} k(z)^{-1/3} F_{\mu\nu}^2 + k(z) F_{\mu z}^2 \right) + \frac{N_c}{24\pi^2} \int_{M \times \mathbb{R}} \omega_5(A) \quad (1)$$

となります。ここで、5次元時空  $M \times \mathbb{R}$  の  $M$  と  $\mathbb{R}$  の座標をそれぞれ  $x^\mu$  ( $\mu=0, 1, 2, 3$ ) と  $z$  で表しています。この式の第一項の  $k(z)$  は  $k(z) = 1 + z^2$  という関数で、これがあるために、計量に  $z$  依存性がある曲がった時空を考えていることとなります。また、式(1)の第二項の  $\omega_5(A)$  はチャーン・サイモンズ5形式と呼ばれ、微分形式の記法で  $d\omega_5(A) = \text{Tr}(F^3)$  という式を満たす5形式です。この作用に含まれるパラメータは式(1)の第一項の  $\kappa$  と8節で説明した  $M_{\text{KK}}$  の2つだけです。(式(1)では、 $M_{\text{KK}}=1$  となる単位系を用いて書いています。) ここでの主張は、この5次元のゲージ理論が4次元のメソンを記述する有効理論になっているということです。

### 11.3 5次元ゲージ場と4次元メソン場の対応

11.2節で与えた5次元のゲージ理論がどうして4次元のメソンの有効理論になりうるのでしょうか? 直観的には、5次元時空の計量の  $z$  依存性のために物質が  $z=0$  の近辺に落ち込んでしまって、 $z$  方向には自由に動けないために実質的に残りの4次元の方向に住むメソン場の理論と解釈できる、という感じです。

もう少し具体的にやるには、次のように5次元のゲージ場を  $z$  の関数の適当な完全系を用いて展開します。

$$A_\mu(x^\mu, z) = \sum_{n \geq 1} B_\mu^{(n)}(x^\mu) \psi_n(z) \\ A_z(x^\mu, z) = \sum_{n \geq 0} \varphi^{(n)}(x^\mu) \phi_n(z). \quad (2)$$

ここで、 $A_\mu$  ( $\mu=0, 1, 2, 3$ ) と  $A_z$  は5次元のゲージ場の5つの成分です。 $\{\psi_n(z)\}_{n \geq 1}$  と  $\{\phi_n(z)\}_{n \geq 0}$  が  $z$  の関数の完全系を表します。これらを具体的にどのように取るのかは11.4節で説明しますが、ここでは、とりあえず、このように展開できたとして話を進めましょう。展開の係数にあたる  $B_\mu^{(n)}$  や  $\varphi^{(n)}$  は4次元方向の座標  $x^\mu$  にしか依存しないので、これらは4次元時空に住むメソンの場と解釈されます。

式(2)の展開式を作用(1)に代入して  $z$  に関する積分を実行すれば、4次元のメソン場  $B_\mu^{(n)}$ 、 $\varphi^{(n)}$  に関する作用が得られます:

$$S_{\text{5dim}}(A) = S_{\text{4dim}}(B_\mu^{(n)}, \varphi^{(n)}). \quad (3)$$

そうすると、 $B_\mu^{(n)}$  には質量項があり、質量を持つスピンの1の粒子に対応するベクトル場であることが分かります。そして、これらの粒子が実験で観測されているベクトルメソン(スピンの1であるメソン)に対応すると解釈します。 $n=1, 2, 3, \dots$  の番号を質量が軽い順に並べることにすると、 $B_\mu^{(1)}$  に対応するのが実験で見つかっているベクトルメソンの中で一番軽い  $\rho$  メソンと呼ばれるメソンで、 $B_\mu^{(2)}$  に対応するのはその次に軽い(軸性)ベクトルメソンである  $a_1$  メ

ソンと呼ばれるメソン、 $B_\mu^{(3)}$  に対応するのはさらにその次に軽いベクトルメソンの  $\rho'$  という具合です。

一方、 $\varphi^{(n)}$  は  $\mu$  という添え字を持たないのでスカラー場です。実は  $\varphi^{(n)}$  は  $n=0$  の場合を除いて  $B_\mu^{(n)}$  に吸収されることが示せるので、 $\varphi^{(n)}$  ( $n \geq 0$ ) の中で物理的な自由度として考えなければいけないのは  $\varphi^{(0)}$  だけです。この  $\varphi^{(0)}$  に対応する粒子は、2節で触れたパイオンと解釈します。

このように、パイオン、 $\rho$  メソン、 $a_1$  メソンのように、種類の異なるメソンが、5次元のゲージ場に統一されているところが非常に面白いところです。初めてこの話を聞く方にとってはまだ半信半疑だと思いますので、次の11.4~11.5節で、このような物理的解釈がうまくいっているという証拠をいくつか挙げてみたいと思います。

### 11.4 メソンの質量

式(2)の展開に用いた完全系  $\{\psi_n(z)\}_{n \geq 1}$ 、 $\{\phi_n(z)\}_{n \geq 0}$  はどのようなものを採用しても良いのですが、式(3)で得られたメソン場の作用で運動項と質量項が対角化されるように選ぶのが便利です。そうするには  $\psi_n(z)$  として

$$-k(z)^{1/3} \partial_z (k(z) \partial_z \psi_n(z)) = \lambda_n \psi_n(z) \quad (4)$$

という固有方程式を満たす固有関数を取れば良いことが分かります。ここで  $\lambda_n$  は固有値です。あまり見慣れない形ですが、適当に変数変換をすると、式(4)を標準的なシュレーディンガー方程式の形に書き換えることもできます。その際、時空の曲がりを表す  $k(z) = 1 + z^2$  があるおかげでポテンシャルが生じ、 $z=0$  付近に束縛された系を表すことが分かります。ここで、固有関数  $\psi_n(z)$  は式(2)の展開式を5次元の作用(1)に代入したときに  $z$  に関する積分が発散しない規格化可能なものを考えることにしましょう。そうすると、式(4)のスペクトルは離散的になり、 $\{\psi_n(z)\}_{n \geq 1}$  が  $z$  の規格化可能な関数の完全系をなすことが分かります。 $\{\phi_n(z)\}_{n \geq 0}$  についても同じようにして選びます。

さて、このようにして  $\{\psi_n(z)\}_{n \geq 1}$  と  $\{\phi_n(z)\}_{n \geq 0}$  を決めると、式(3)のメソンの有効作用の各項を具体的に計算することができるようになります。特に、ベクトルメソン  $B_\mu^{(n)}$  の質量項を読み取ると、 $B_\mu^{(n)}$  の質量  $m_n$  は

$$m_n = \sqrt{\lambda_n} M_{\text{KK}} \quad (5)$$

で与えられることが示されます。メソンの質量を求めると非常に難しいはずの問題が、式(4)の固有値  $\lambda_n$  を求めるという簡単な問題に帰着されました。実際、この固有値は Mathematica 等で簡単に求めることができ、だいたい

$$\lambda_1 = 0.669, \quad \lambda_2 = 1.57, \quad \lambda_3 = 2.87, \quad \dots \quad (6)$$

という値が得られます。

これをメソンの質量の実験値と比較してみましょう。表1で、 $\rho$  メソン、 $a_1$  メソン、 $\rho'$  メソンの質量の計算結果と実験値を並べてみました。表1の計算結果では、 $\rho$  メソンの質量が実験値と合うように  $M_{\text{KK}} = 949 \text{ MeV}$  と選んだ場合

表1 メソンの質量の計算結果と実験値の比較.<sup>2)</sup>

メソン	計算	実験値
$\rho$	[776 MeV]	776 MeV
$a_1$	1,189 MeV	1,230 MeV
$\rho'$	1,607 MeV	1,465 MeV

の数字を書いています。今の近似の範囲内では、重いメソンの質量は近似がどんどん悪くなってしまうことが予想されるので、ここでは  $n=1, 2, 3$  に対応するメソンだけを書きました。特に  $a_1$  メソンの質量は、実験値  $1,230 \pm 40$  MeV と誤差の範囲ではほぼ一致し、合い過ぎているくらい良く合っています。 $\rho'$  の方も大方良く合っていますが、こちらは文献10で議論されたように開弦の励起状態から出てくるメソンと解釈される可能性もあり、そうだとすると、1,570 MeV や 1,720 MeV 程度のところに観測されているメソンと同定されるべきである可能性もあるので、参考程度に考えてください。

一方、同様の計算をすると  $\varphi^{(0)}$  の質量はゼロであることが分かります。11.3節では  $\varphi^{(0)}$  に対応するメソンはパイオンだと言いました。パイオンは140 MeV程度の質量を持っているので、全く合わないではないかと思われるかも知れません。実は、パイオンはカイラル対称性の自発的破れに伴って出現する南部・ゴールドストーン粒子であると考えられており、クォークの質量がゼロの場合にはパイオンの質量はゼロになるということが知られています。今の我々の計算ではクォークの質量がゼロの場合の結果であるので、この事実を弦理論の立場から正しく再現したことになります。9節のセットアップを少し変形してクォークに質量を与える研究もいくつかのグループによってなされ、例えばパイオンの質量の二乗とクォークの質量の間の比例関係を与える Gell-Mann, Oakes, Renner による関係式を正しく再現することなどが議論されています。<sup>8)</sup>

また、ページ数の都合で割愛しましたが、開弦の励起状態を調べると、スピンの2以上のメソンなど、ここで議論しなかった多くのメソンが再現されます。詳しくは文献10を参照して下さい。

### 11.5 メソンの相互作用項

11.4節ではメソンの質量項に注目しましたが、式(3)で得られたメソンの有効作用からいろいろな相互作用の結合定数を簡単に読み取ることができます。そうすると、例えば、 $\rho$  メソンと2つのパイオンの間の相互作用に関する結合定数  $g_{\rho\pi\pi}$  は

$$g_{\rho\pi\pi} = \frac{1}{\pi} \int dz k(z)^{-1} \psi_1(z) \quad (7)$$

のように与えられることが分かります。QCD から出発してこのような結合定数を計算するのは一般に非常に難しい問題なのですが、弦理論に基づく計算では式(7)のように Mathematica など固有関数  $\psi_n(z)$  を数値的にも求めさえすれば簡単に計算することができます。いくつかの結合定

表2 結合定数の計算例.<sup>2)</sup>

結合定数	計算	実験値
$f_\pi$	[92.4 MeV]	92.4 MeV
$L_1$	$0.58 \times 10^{-3}$	$(0.1 \sim 0.7) \times 10^{-3}$
$L_2$	$1.2 \times 10^{-3}$	$(1.1 \sim 1.7) \times 10^{-3}$
$L_3$	$-3.5 \times 10^{-3}$	$-(2.4 \sim 4.6) \times 10^{-3}$
$L_9$	$8.7 \times 10^{-3}$	$(6.2 \sim 7.6) \times 10^{-3}$
$L_{10}$	$-8.7 \times 10^{-3}$	$-(4.8 \sim 6.3) \times 10^{-3}$
$g_{\rho\pi\pi}$	4.8	6.0
$g_\rho$	$0.16 \text{ GeV}^2$	$0.12 \text{ GeV}^2$
$g_{a_1\rho\pi}$	4.6 GeV	$2.8 \sim 4.2 \text{ GeV}$

数の計算結果と実験値を表にしたのが表2です。これらの結合定数がどのような項の係数であるのかを説明するのは省略しますが、興味のある方は文献2を参照してください。<sup>9)</sup> ここで、2つのパラメータ  $M_{KK}$ 、 $\kappa$  のうち  $M_{KK}$  は表1の時と同じ値を用い、 $\kappa$  は  $f_\pi$  が実験値と一致するように調整しました。従って、 $f_\pi$  は理論の予言とは言えませんが、その他はすべて理論の予言です。ここでも、完全な一致とは言えませんが、これでも期待以上にかなり良く合っていると言えると思います。

さらに言うと、式(3)のようにして得られたメソンの有効作用は、1960年代～1980年代にかけて、現象論的に「こうなっていると仮定すると実験結果と良く合う」という形で提案されたいくつかのモデルをばっちり再現することも見て取れます。例えば、ハドロンと光子との相互作用は必ずベクトルメソンを介して起こるというベクトルメソン・ドミナンスモデル、 $\omega$  メソンが3つのパイオンやパイオンと光子に崩壊する過程にもベクトルメソンが介される特定の相互作用のみが寄与すると考える Gell-Mann, Sharp, Wagner のモデル、Skyrme がバリオンをソリトンとして実現するモデルを提案したときにソリトンを安定化させるために導入したスキルム項、 $\rho$  メソンや  $a_1$  メソンを隠れた局所対称性に付随するゲージ粒子と考えるモデルなど、それぞれ別々の動機で提案されたモデルを一度に再現するので、また、式(1)の5次元ゲージ理論は、ベクトルメソンの数を気前良く無限個にして、無限個の隠れた局所対称性がある状況を考え、これが5次元のゲージ理論で書かれるとした Son, Stephanov のモデル<sup>9)</sup> と基本的に同じ構造をしています。このように全く異なるアプローチで良く似た答えに到達したのは大変面白いことだと思います。

パイオン、 $\rho$  メソン、 $a_1$  メソンを含む伝統的なメソンの有効作用は非常に複雑なものです。上で挙げたような現象論的モデルを仮定して相互作用の形を制限したとしても、まだ実験で決めるしかないパラメータはきりが無いほどたくさんあります。それに対して式(3)の右辺に現れる4次元のメソンの有効作用はかなり複雑ですが、決まらないパラメータは  $\kappa$  と  $M_{KK}$  の2つしかありません。そして、それ

<sup>9)</sup>  $f_\pi$  はパイオンの崩壊定数、 $L_{1-10}$  はパイオンの有効作用に現れるいろいろな項の係数、 $g_\rho$  は  $\rho$  メソンと電磁ポテンシャルの間の結合の強さ、 $g_{a_1\rho\pi}$  は  $\rho$  メソンと  $a_1$  メソンとパイオンの3点の相互作用の強さです。

が式(1)のような非常にシンプルな理論から出発して導けるといところがまた面白いところです。

### 11.6 ソリトンとしてのバリオン

バリオンについてもいろいろな解析をすることができます。10節で説明したように、バリオンは $S^4$ に巻き付いたD4ブレインとして現れます。今、D8ブレインも $S^4$ 方向に広がっているので、このバリオンを表すD4ブレインはD8ブレインの中に埋め込まれていることに注意して下さい。実は、このようにD8ブレインに埋め込まれたD4ブレインは、D8ブレイン上のゲージ理論のソリトンとして表せることが知られています。ここでソリトンと呼んでいるものは、エネルギー密度がどこかに局在し、安定な粒子のように振る舞う場の配位のことです。今の場合、式(1)で与えられる5次元ゲージ理論でエネルギー密度が4次元空間の中の一点(D4ブレインの位置)の近傍に局在したインスタントンと呼ばれるゲージ場の配位がバリオンを表すD4ブレインに対応するソリトンです。<sup>\*10</sup>以下ではこのソリトンの見方で議論を進めることにします。

バリオンをソリトンとして実現するアイデアは古くからありました。1960年代の始め、まだクォークモデルが提案される前に、Skyrmeがバリオンをパイオンの有効理論におけるソリトン(スキルミオンと呼ばれる)として解釈することを提案しています。<sup>11)</sup>1983年にAdkins, Nappi, Wittenらがこのスキルミオンの運動を量子化してバリオンの磁気モーメントなどのいろいろな性質を解析し、実験値をかなり良く再現することを示しました。<sup>12)</sup>今、式(1)で与えた5次元ゲージ理論は式(3)あたりで説明したようにパイオンのみならず $\rho$ メソンや $a_1$ メソンを含むメソンの有効理論ですので、この理論のソリトンを考えることはSkyrmeのアイデアのベクトルメソンを含む系への自然な拡張になっています。もっと言うとも、1989年にAtiyah, Mantonが仮想的に5次元のゲージ理論を考え、5次元時空のうちの4次元空間に局在したインスタントンからスキルミオンを構成することを提案しています。<sup>13)</sup>今のホログラフィックQCDのアプローチは彼らが仮想的に導入した5次元ゲージ理論に対して、D8ブレイン上に実現されたゲージ理論という物理的な解釈を与えたことになります。

### 11.7 バリオンの解析

11.6節で触れたスキルミオンに基づくAdkinsらの方法を今のソリトンの系に応用すれば、バリオンの諸性質を解析することができます。計算は結構込み入っているので、詳細は省略して結果だけお見せすることにしましょう。

まず、この系にどのようなバリオンが存在するのかを解析した結果を図6にまとめました。ここでは簡単のため、 $N_f=2$ とし、アップクォークとダウンクォークから構成さ

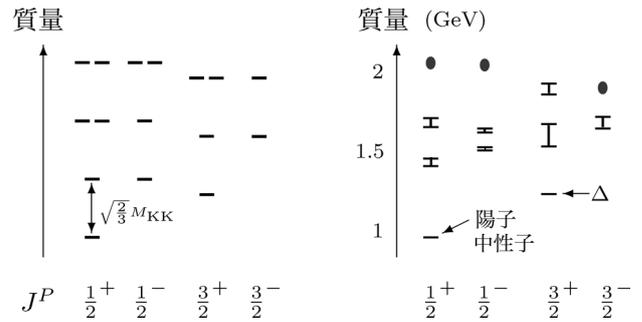


図6 バリオンのスペクトル(左図が理論, 右図が実験).<sup>14)</sup>

れるバリオンだけを考えています。図6の左図が計算結果で、右図が実験データです。(スピンとアイソスピンが共に1/2と3/2のものだけを書いています。)縦軸は質量を表し、横軸はバリオンのスピン $J$ とパリティ $P$ を $J^P$ の形で表して $J^P=(1/2)^+, (1/2)^-, (3/2)^+, (3/2)^-$ を並べています。例えば、陽子と中性子は $J^P=(1/2)^+$ であるようなバリオンの中で一番軽いもの(表の中で一番下にあるもの)です。陽子と中性子の質量はほぼ同じで、この表の中では区別していません。 $J^P=(3/2)^+$ のバリオンのうち一番軽いものは $\Delta$ という名前のバリオンです。右図で「●」で表されたものは、その質量を持つバリオンの存在が報告されており、バリオンの一覧表には載っているけれど、まだ実験が十分ではなく、その存在が確立されたとはいえない状況であるとされているものです。

前置きが長くなりましたが、図6の左図の計算結果と右図の実験データを見比べて、定性的なパターンは良く似ていると思って頂けるでしょうか? 例えば、一番軽いのが $J^P=(1/2)^+$ であるバリオン(陽子と中性子)で、その次に軽いのが $J^P=(3/2)^+$ のもの( $\Delta$ )であることは理論と実験で一致しています。また、 $J^P=(1/2)^+$ で二番目に軽いものと $J^P=(1/2)^-$ で一番軽いものがほぼ同じ質量を持ち、同様に $J^P=(3/2)^+$ で二番目に軽いものと $J^P=(3/2)^-$ で一番軽いものがほぼ同じ質量を持つというような性質も再現されています。

ただし、今の計算では、異なる種類のバリオンの質量の差しかまだ計算できておらず、質量そのものは良い精度では求まっていないことと、図6の左図に書いた $M_{KK}$ というパラメータを表1の数値を出した時に使用した値の半分くらいにしないと右図の実験値とうまく合わないなど、いくつか課題が残されていることを注意しておきます。

さらに、バリオンの質量以外の性質もいろいろ調べることができます。例えば、核子の $g$ 因子と軸性電荷の計算結果を表3に載せてみました。 $g_{I=0}$ と $g_{I=1}$ は核磁子を単位とした陽子と中性子の磁気モーメントの和と差に比例する量で、 $g_A$ は軸性電荷と呼ばれ、核子とパイオンの間の結合定数に比例する量です。ここでも $\kappa$ と $M_{KK}$ の2つのパラメータは表1や表2と同じ値にしています。これもまた完璧な一致とは言えませんが、これでもかなり良く合っている

<sup>\*10</sup> 通常の4次元ゲージ理論でのインスタントンは時間方向にも局在したゲージ場の配位を指しますが、ここでは、5次元時空のうちの時間方向には広がっていて、粒子として振る舞うゲージ場の配位を考えます。

表3 核子の $g$ 因子と軸性電荷.<sup>15)</sup>

	計算	実験値
$g_I=0$	1.68	1.76
$g_I=1$	7.03	9.41
$g_A$	0.734	1.27

と言えると思います。特に $g_A$ はかなり外れてしまいましたが、これは上で触れたスキルミオンに基づくAdkinsらの計算でもうまく合わなかった部分で、こうしたソリトンに基づくアプローチでは抜けている寄与が何かあることを示唆しているのかも知れません。

## 12. まとめと展望

これまで見てきたことをまとめてみましょう。まず、ゲージ/弦双対性のアイデアをQCDに応用し、ハドロンを弦理論を使って記述する方法を与えました。メソンは開弦と対応し、曲がった5次元時空におけるゲージ理論によって記述されます。バリオンは $S^4$ に巻き付いたD4ブレイン、もしくは5次元ゲージ理論におけるソリトンとして表されました。ハドロンの質量や結合定数などが簡単な計算で求まり、実験ともかなり良く合うことを見てきました。

さらに頑張って $1/N_c$ 展開や $1/\lambda$ 展開の補正項を計算すれば、より精度の良い評価ができることを期待しているのですが、その方向の研究はまだあまり進んでおらず、今後の課題として残されています。さらに $\lambda$ が小さい領域まで通用する解析法を与え、 $M_{KK}$ を大きくする、格子QCDの連続極限に相当する操作ができれば、余計な粒子の効果を心配する必要もなくなり、より精密な議論ができるようになると期待されます。そのためには曲がった時空における弦理論の取り扱いなどの基本的な問題をより深く研究することが必要になってくることでしょう。超対称性が高いゲージ理論に対してはいくつかの物理量に対して $\lambda$ が小さい領域と大きい領域をつなぐことが可能になってきているので、今後、そうした議論がQCDに応用されるようになることを期待したいと思います。

また、今回はすっかり割愛してしまいましたが、核力の計算、有限温度・有限密度系への応用、背景に電場や磁場がある場合なども盛んに研究されています。そうした研究がまとまってきたら、またどなたかに解説して頂けたら面白いのではないかと思います。<sup>\*11</sup>

ここで解説してきたことは、伝統的な素粒子論に基づく世界観とはかなり異なっています。例えば、(6次元部分をコンパクト化したわけではない)10次元の曲がった時空における弦理論が4次元のゲージ理論を記述するのだとか、

<sup>\*11</sup> AdS/CFT対応のクォーク・グルーオン・プラズマへの応用に関しては夏梅氏による解説<sup>16)</sup>があります。

ハドロンがクォークを用いなくて記述できるだとかいうことはゲージ/弦双対性が発見され、人々がそれを納得するまでは、なかなか考えることができなかった新たな可能性だと思います。今回は強い力に関係する部分だけを扱いましたが、他の力も含めた究極の統一理論を考える上でも、このように、これまでの常識を覆す新たな可能性があるのではないかと考えたくになります。今後、こうしたアイデアがどのような方向に発展していくのか、とても楽しみです。

## 参考文献

- 1) 酒井忠勝：日本物理学会誌 **60** (2005) 876.
- 2) T. Sakai and S. Sugimoto: Prog. Theor. Phys. **113** (2005) 843; Prog. Theor. Phys. **114** (2005) 1083.
- 3) J. M. Maldacena: Adv. Theor. Math. Phys. **2** (1998) 231.
- 4) O. Aharony, S. S. Gubser, J. M. Maldacena, H. Ooguri and Y. Oz: Phys. Rept. **323** (2000) 183.
- 5) 今村洋介：日本物理学会誌 **55** (2000) 188.
- 6) E. Witten: Adv. Theor. Math. Phys. **2** (1998) 505.
- 7) R. C. Brower, S. D. Mathur and C.-I. Tan: Nucl. Phys. B **587** (2000) 249.
- 8) R. Casero, E. Kiritsis and A. Paredes: Nucl. Phys. B **787** (2007) 98; O. Bergman, S. Seki and J. Sonnenschein: JHEP **0712** (2007) 037; A. Dhar and P. Nag: JHEP **0801** (2008) 055; O. Aharony and D. Kutasov: Phys. Rev. D **78** (2008) 026005; K. Hashimoto, T. Hirayama, F.-L. Lin and H.-U. Yee: JHEP **0807** (2008) 089.
- 9) D. T. Son and M. A. Stephanov: Phys. Rev. D **69** (2004) 065020.
- 10) T. Imoto, T. Sakai and S. Sugimoto: Prog. Theor. Phys. **124** (2010) 263.
- 11) T. H. R. Skyrme: Proc. Roy. Soc. Lond. A **260** (1961) 127; *ibid.* **262** (1961) 237; Nucl. Phys. **31** (1962) 556.
- 12) G. S. Adkins, C. R. Nappi and E. Witten: Nucl. Phys. B **228** (1983) 552.
- 13) M. F. Atiyah and N. S. Manton: Phys. Lett. B **222** (1989) 438.
- 14) H. Hata, T. Sakai, S. Sugimoto and S. Yamato: Prog. Theor. Phys. **117** (2007) 1157.
- 15) K. Hashimoto, T. Sakai and S. Sugimoto: Prog. Theor. Phys. **120** (2008) 1093.
- 16) 夏梅 誠：日本物理学会誌 **62** (2007) 689.

## 著者紹介



杉本茂樹氏：専門は素粒子論。特に場の理論と弦理論の間を行き来している。

(2013年3月8日原稿受付)

## Description of Hadrons Using String Theory

### Shigeki Sugimoto

abstract: We give a brief overview of “holographic QCD” for JPS members. Applying the idea of gauge/string duality to QCD, we obtain a description of hadrons based on string theory. Using this description, a lot of properties of hadrons can be analyzed and the results are in reasonable agreement with the observations. We try to explain the basic idea and some of the interesting results in a way accessible to non-experts.

# 脂質膜小胞における膜内相分離と膜変形

柳澤実穂 (九州大学理学研究院 812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1)

多成分脂質から成る膜小胞は、膜内相分離により特定の脂質が会合したドメインを形成する。ドメインは時間と共にサイズ成長するが、やがて相界面の寄与が膜の弾性的寄与に打ち勝ち、発芽と呼ばれる膜変形を示す。我々は小胞の膜面積/体積比を増加させると発芽の向きが膜外から膜内へ転移することを見出した。また膜小胞を赤血球型や筒型などへ変形させた後に相分離させると、初期形状に応じた様々なドメイン・パターンが出現した。こうした膜小胞における相分離と膜変形のカップリングについて報告する。

## 1. はじめに

生物の基本単位である細胞は、DNAや蛋白質などを袋状の生体膜が覆っている。生体膜の主な構成分子であるリン脂質は、親水基と疎水基が一分子内に存在するため、水中では疎水基を内側にした二分子膜小胞を形成する。生体膜はこの脂質膜に膜蛋白質などが埋め込まれた構造を持ち、機能や外部環境に応じて膜形態を変化させている。生物学における細胞形態の研究は、生体膜を支える細胞骨格系蛋白質の解明など、分子生物学によって展開されてきている。一方、物理学においては、生体膜をモデル化した脂質のみから成る膜小胞(ベシクル)を用いて細胞形態の基本的な制御機構へ迫ろうとする研究が展開されてきている。1980年代頃の宝谷やSackmannらによる膜面積/体積比の変化に応じた均一相ベシクルでの膜変形に始まり、近年我々を含む複数のグループによって膜内相分離による二相共存での膜変形へと発展してきた。相分離によって現れる膜ドメイン構造は、生体膜における脂質ラフト構造に対応すると考えられ、近年特に研究が進展してきている。本稿では、多成分ベシクルの膜外に糖を加え、浸透圧差によって膜変形させた後に相分離させることにより、膜変形と相分離の結合による多様な膜ドメインのパターン形成について述べる。また高分子結合型脂質を添加した系で見られるマイクロ相分離や、DNAの高次構造と相分離ドメインとの相関についても紹介したい。

## 2. 均一相ベシクルの膜変形

均一相ベシクルの膜外に糖を加えると、浸透圧差によってベシクル内の水が膜外へ流出し、膜内の体積 $V$ は徐々に減少する。一方、膜を構成する脂質は変化しないため膜面積 $A$ は一定に保たれる。よって膜面積/体積比は時間と共に増加する。ここでは、膜面積/体積比を球状からのずれとして次式で定義する余剰面積 $\xi$ を用いて表す。

$$\xi = \frac{\sqrt{A/4\pi}}{\sqrt[3]{3V/4\pi}} - 1 \quad (1)$$

図1に示すように、球状ベシクルは $\xi$ の増加に伴って分岐を繰り返しながら様々な変形する。均一相で見られるこれらのベシクル形状は、次式で表される膜の弾性エネルギー $F$ を最小化することにより説明される。<sup>1)</sup>

$$F = \kappa \left[ \frac{1}{2} \int dA (2H)^2 + \frac{\alpha\pi}{2Ad^2} (\Delta A - \Delta A_0)^2 \right] \quad (2)$$

$$\Delta A = 2d \int dA \cdot H \quad (3)$$

$$\Delta A_0 = a_0 (N_{\text{out}} - N_{\text{in}}) \quad (4)$$

(2)式の第1項は、膜の曲げ弾性率 $\kappa$ と平均曲率 $H$ による曲げエネルギーである。第2項の $\Delta A$ は(3)式で表され、膜厚 $2d$ により生じる二分子膜の外膜と内膜の面積差を示す。一方、外膜と内膜の間の分子移動は非常に遅く、ここでは各膜内の分子数は一定とみなすことができる。そのため、断面積 $a_0$ の脂質分子が外膜に $N_{\text{out}}$ 個、内膜に $N_{\text{in}}$ 個ずつ存在する際、(4)式で表される分子にとって好ましい面積差 $\Delta A_0$ と実際の面積差 $\Delta A$ の間に違いが生じる。これらの差に係数 $\alpha$ を掛けた(2)式の第2項は、膜の圧縮や伸張によるエネルギーを表している。 $\xi$ と $\Delta A_0$ を変数とする $F$ を最小化して得られるベシクル形状の相図を図1と比較すると、縦軸は $\Delta A_0$ に対応することが分かる。<sup>2)</sup>以下では、これら均一相で現れる様々なベシクル形状で相分離させた際に現れる、初期形状に応じた膜ドメインのパターン形成について報告すると共に、その一部の現象に対しては(2)式を二相共存へ拡張することで説明する。

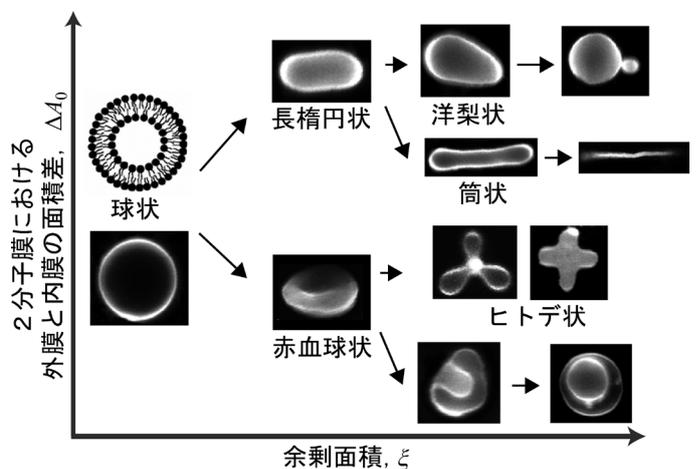


図1 均一相ベシクルが高浸透圧下で示す膜変形経路。(文献2より一部改変したものを許可を得て転載。)

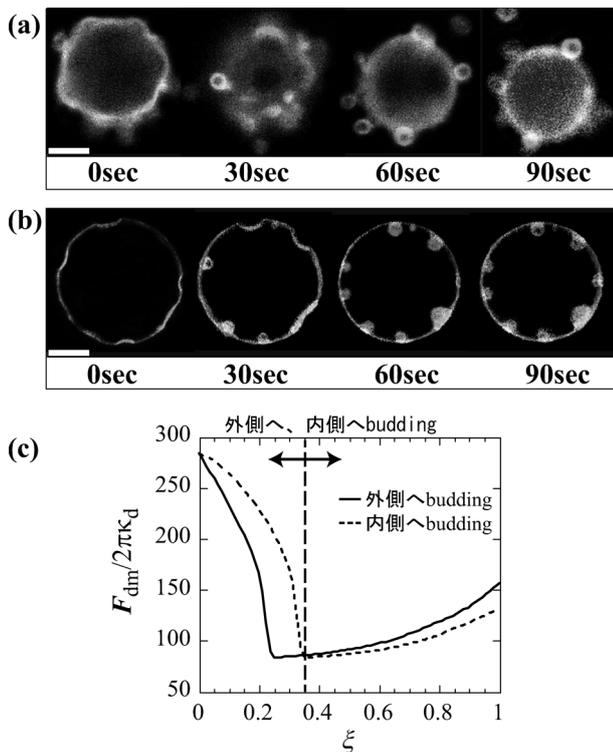


図2 (a), (b) 球状ベシクルにおけるドメインの budding 現象。くびれた部分がLo相ドメインである。スケールバーは5  $\mu\text{m}$ 。(c) 余剰面積 $\xi$ を持つ相分離ベシクルがドメインを膜内外へ budding させた際の自由エネルギー  $F_{\text{dm}}$ 。(a), (b) 文献2より一部改変したものを許可を得て転載。

### 3. 球状ベシクルでの膜内相分離と膜変形

飽和リン脂質、不飽和リン脂質、コレステロールからなる三成分ベシクルは、温度低下に伴って飽和リン脂質とコレステロールに富む液体秩序 (Lo) 相と不飽和リン脂質に富む液体無秩序 (Ld) 相に二相分離する。相分離直後に現れる小さなLo相ドメインは互いに融合してサイズ成長するが、やがてドメイン界面の寄与が膜の弾性的な寄与に打ち勝ち、Lo相とLd相の間の界面長を小さくするために発芽 (budding) と呼ばれる変形を示す。脂質膜の曲げ弾性率は約  $10k_B T$  であるのに対して相界面に働く線張力は  $1 \text{ pN}$  程度であるため、平面膜ではドメイン直径が約  $0.1 \mu\text{m}$  以上になると budding した方が安定となる。しかしベシクルは空間的に閉じているため、 $\xi=0$  となる球状ベシクルでは幾何学的に変形できないなど、budding を含む膜変形は $\xi$ に強く制限される。<sup>3)</sup> 図2は、相分離前の $\xi$ が約 (a) 0.05, (b) 0.1 である球状ベシクルでの budding を示している。Lo相ドメインは、浸透圧差によって時間と共に増大する $\xi$ を使って界面長を徐々に減少させ、90秒後にはLo相とLd相にほぼ完全に分離した。この時、相分離前の $\xi$ を増加させると budding の向きが (a) 膜外から (b) 膜内へ変化することを見出した。この budding 方向の転移現象を説明するために、 $n_d$  個のドメインを持つ相分離ベシクルの自由エネルギー  $F_{\text{dm}}$  を次のように求めた。

$$F_{\text{dm}} = \sum_{i=1}^{n_d} \frac{1}{2} \int dA_d^i \kappa_d (2H_d)^2 + \frac{1}{2} \int dA_m \kappa_m (2H_m)^2 + \sigma \sum_{i=1}^{n_d} \oint ds^i + \frac{\alpha \pi \kappa}{2A_d^2} (\Delta A - \Delta A_0)^2 \quad (5)$$

上式の添え字 d と m は、二相分離したLo相ドメインとLd相マトリックスを表す。また  $\kappa$  は、分離した二相の曲げ弾性率とドメインの面積分率  $\phi_d$  を用いた平均の曲げ弾性率である。

$$\kappa = \phi_d \kappa_d + (1 - \phi_d) \kappa_m \quad (6)$$

(5) 式の第1, 2項はドメインとマトリックスの弾性エネルギー、第3項はドメイン界面  $s$  に働く線張力  $\sigma$  によるエネルギー、第4項は二分子膜の面積差によるエネルギーである。 $F_{\text{dm}}$  は、 $\xi$  に強く依存する第3項によって支配され、ドメインが小さな球状ベシクルとして元の球状ベシクルから分離した点で最小となる。その変形に必要な $\xi$ は budding の向きによって異なり、外側へ budding した場合の  $\xi_+$  と内側へ budding した場合の  $\xi_-$  はそれぞれ次式で表される。

$$\xi_{\pm} = \frac{1}{[(1 - \phi_d)^{3/2} \pm n_d (\phi_d / n_d)^{3/2}]^{1/3}} - 1 \quad (7)$$

したがって  $\xi_+ < \xi_-$  が成り立ち、内側に budding する方が外側よりも大きな $\xi$ を必要とする。例として  $\Delta A_0 = 0$ ,  $\alpha = 0.1$ ,  $n_d = 20$ , Lo相ドメインの面積分率  $\phi_d = 0.35$ , Lo相とLd相の曲げ弾性率比  $\kappa_d / \kappa_m = 1.25$  として相分離ベシクルが持つ  $F_{\text{dm}}$  を求め、 $\xi$  に対してプロットしたものが図2(c) である。 $F_{\text{dm}}$  は budding により界面長がゼロとなる  $\xi_{\pm}$  で最小となり、その後 $\xi$ の増加に伴う膜変形により再度増加する。ドメインが外側と内側へ budding した際の二つの  $F_{\text{dm}}$  は  $\xi = 0.3$  付近で同じ値となり、この値を境に外側から内側へ budding した方が安定となることから、 $\xi$  の増加に伴う budding の向きの変化を説明することができた。

### 4. 多角形ベシクルでの相分離パターン

球状ベシクルは、 $\xi$  が増加すると二分子膜の面積差  $\Delta A_0$  に応じて長楕円状や赤血球状、ヒトデ状など様々に膜変形する (図1)。例として、 $\phi_d = 0.35$ ,  $\xi = 0.2$  を持つヒトデ状ベシクルでの相分離挙動を図3(a) に示す。相分離直後に現れる小さなLo相ドメインが平らな分岐点に集まりサイズ成長するのに伴って、ベシクルはヒトデ状から大きな円形ドメインを両側に配置した赤血球状へ変形した。Lo相の曲げ弾性率はLd相よりも大きいため、弾性エネルギーを小さくするためにLo相ドメインは平らな分岐点に形成されたと考えられる。こうした相分離に伴うLo相ドメインを両側に持つ円盤状への変形は、ほぼ同じ $\xi$ と $\phi_d$ を持つ他の多角形ベシクルでも見られた。この結果は、均一相で支配的であった  $\Delta A_0$  の寄与に、相分離後に現れた弾性率の違いや相界面の寄与が打ち勝ったことを意味している。

次に、脂質組成を変えることでLo相の面積分率  $\phi_d$  を増加させると相分離パターンの変化が見られた (図3(b))。

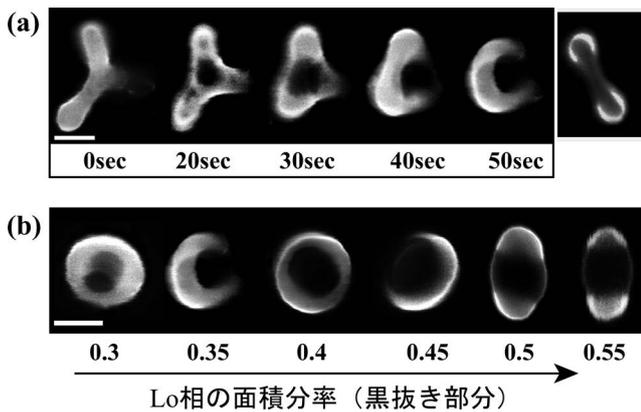


図3 (a) ヒトデ状ベシクルでの相分離挙動。右端は円形のLo相ドメイン(黒抜き部分)を両側に持つ円盤状ベシクルの断面像である。(b) Lo相ドメインの面積分率 $\phi_d$ を増加させると、相分離後のベシクル形状は円形ドメインを持つ円盤状から帯状ドメインを持つ長楕円状へ変化する。スケールバーは5 $\mu\text{m}$ 。(文献2, 4より一部改変したものを許可を得て転載。)

$\phi_d < 0.5$ では、円形のLo相ドメインを両側に持つ円盤状ベシクルが観察されるが、 $\phi_d > 0.5$ では柔らかなLd相を曲率の大きな両端に、帯状の固いLo相を中央に配置させた長楕円状ベシクルが現れた。この現象を説明するために、 $\xi$ を固定した上で $\phi_d$ を変化させ、円盤状ベシクルと長楕円状ベシクルの持つ自由エネルギー $F_{\text{dm}}$ を求めた。その結果、 $\phi_d \sim 0.5$ を超えると最も支配的な界面エネルギーを最小化するために、安定形状が円盤状から長楕円状へ変換することが分かった。やがてドメインは、界面長を最小化させるためにbuddingする。帯状のLo相ドメインを持つ長楕円状ベシクルは相界面をくびれさせることでbuddingするが、円形ドメインを持つ円盤状ベシクルでは図2と同様に $\xi$ に伴うbudding方向の転移が観察された。<sup>2)</sup>

### 5. 筒状ベシクルでの周期的なパターン形成

一部の長楕円状ベシクルは、 $\xi$ がさらに増加すると長軸に沿って伸び細長い筒状へ変形する(図1)。この時、相分離に伴って膜が揺らぎ、やがて周期的なドメインパターンが形成される。その例として、 $\xi$ は約0.3という条件のもと、Lo相の面積分率 $\phi_d$ が0.35, 0.55と異なる二つの筒状ベシクルで相分離させた際の様子を図4(a), (b)に示す。周期構造を形成するユニット形状は上記の多角形ベシクルでの相分離パターンに対応しており、 $\phi_d < 0.5$ では円形のLo相ドメインを両側に持つ円盤状となり、 $\phi_d > 0.5$ では帯状のLo相が中央に配置した長楕円状となる。いずれもユニット間をつなぐ曲率の大きな部分には柔らかなLd相が配置され、硬いLo相ドメインの曲率は小さくなるように膜変形した。パターンの周期性を解析するために、隣り合うドメイン間の距離 $\lambda$ を相分離前の筒状ベシクルが持つ短軸長 $r$ で無次元化することで波数 $k = (2\pi r/\lambda)$ を求め、それを相分離前にベシクルが持つ $\xi$ に対してプロットしたものが図4(c)である。 $k$ は $\phi_d$ やドメインの形状には依らないが、 $\xi$ には強い依存性を示した。 $\xi < 0.4$ では、 $k$ は約3~2に広く分布した。

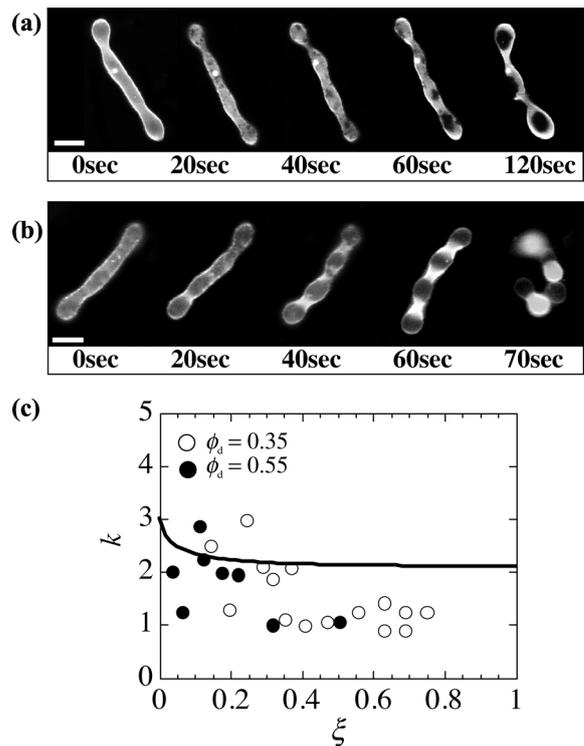


図4 (a), (b)  $\xi$ は同じであるが、Lo相の面積分率 $\phi_d$ が(a) 0.35, (b) 0.55と異なる二つの筒状ベシクルにおける相分離挙動。(c) 余剰面積 $\xi$ と相分離パターンの周期性を表す波数 $k$ の関係。実線は相分離後に複数の球状ベシクルからなる数珠状へ変形した場合の理論曲線である。スケールバーは5 $\mu\text{m}$ 。(文献2, 4より一部改変したものを許可を得て転載。)

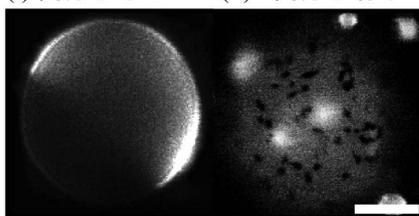
筒状ベシクルが小さな球状ベシクルを連結した数珠状へ変形した場合の $k$ と $\xi$ の関係を図4(c)に実線で示したところ、 $\xi < 0.4$ の領域ではおおよそ一致した。一方の $\xi > 0.4$ では $k \sim 1$ となり膜の自発曲率が支配するunduloid型に対応した。以上から $\xi \sim 0.4$ を境に周期性が変化し、相分離後の形状が球が連なった数珠状から波打った形状へ変換することが示されたが、その理由は未解明である。また、これら周期的なドメインパターンも最安定状態ではなく、やがてbuddingする。しかしbuddingするまでに要する時間は個体差が大きく、相分離パターンの安定性を決める要因についても今後明らかにすべき課題となっている。<sup>4)</sup>

### 6. 糖鎖脂質モデルの添加によるミクロ相分離

我々が用いた三成分ベシクルにおける膜内相分離では界面張力が最も支配的であり、幾何学的に変形できない球形ベシクルではマクロ相分離によって現れるモノドメインが最安定となる(図5(a)-(i))。このようなLo相ドメインは生体膜における脂質ラフトに対応すると考えられているが、Lo相ドメインのサイズが1 $\mu\text{m}$ 以上であるのに対して脂質ラフトは100 nm以下と遥かに小さい。このドメインサイズの違いを明らかにするために、脂質ラフトに局在することが知られている糖脂質のモデルとして、親水性高分子であるポリエチレングリコール(PEG)を結合させた脂質を添加する実験を行った。その結果、図5(a)に示すように、高分子結合型脂質の添加量がある閾値を超えると界面長を

## (a) 高分子結合脂質によるマイクロ相分離

(i) 高分子なし (ii) 高分子有り



## (b) DNA の相分離ドメインへの局在と脱凝縮転移



図5 (a) 高分子結合型脂質の添加による (i) マクロ相分離から (ii) ミクロ相分離への転移現象。(明るい部分: 無秩序相, 暗い部分: 秩序相) スケールバーは  $5\mu\text{m}$ 。(b) 折り畳まれたDNAを  $\text{Mg}^{2+}$  存在下でPC/PEベシクルに添加すると, 負に帯電したPEに富むドメインに局在すると共に, コイル状態へ構造転移する。(a) 文献5より一部改変して転載。

最小とするマクロ相分離から,  $1\mu\text{m}$ 以下の小さなLo相ドメインが安定して現れるマイクロ相分離へ転移することが明らかとなった。<sup>5)</sup> このことから, 実際の生体膜においても親水基の大きな糖脂質間に働く立体斥力が界面張力を減少させ, 脂質ラフトのような小さなドメインを安定化させていると推測される。

## 7. DNAの相分離ドメインへの局在と構造転移

以上の実験では電気的に中性である脂質分子(PC)のみを用いたが, 実際の生体膜には多くの荷電脂質が含まれており, 細胞内の生体高分子と密接な相関を持っている。図5(b)は, 中性脂質(PC)と水中で負に帯電する脂質分子(PE)の混合ベシクルにおける膜内相分離とDNAの構造相転移の相互相関を示す一例である。PC/PEベシクルが均一相の場合, DNAは折り畳まれたグロビュール状態をとり, バルクの水相に存在する。一方,  $\text{Mg}^{2+}$ を閾値以上に添加した上で膜を相分離させると, DNAはPEに富む膜ドメインに局在すると共に, 脱凝縮転移を引き起こしコイル状態となることを明らかにした。これは共に負に帯電するPE膜とDNAの間に  $\text{Mg}^{2+}$ が局在することで引力相互作用が生まれたためと考えられる。<sup>6)</sup> 細胞サイズのシステムでは, 2次元膜の相分離とDNA高次構造転移という二つの転移現象が協同的に起こりうることをこの実験結果は示しており, 生きた細胞の生命活動を考える上で興味深い。

## 8. 終わりに

生体膜のモデルとして多成分ベシクルを用い, 様々な形状のベシクルにおける膜内相分離について報告した。余剰面積を持つベシクルでは, ドメインのパターン形成と膜変形が協同して起こることにより, 複数のドメインを持つベシクルが準安定状態として観察された。ベシクルに形成されたドメインは支配的な界面エネルギーを小さくするためにbuddingするが, その向きは余剰面積によって変化することを自由エネルギー解析から説明した。また二分子膜の面積差によって分岐した様々な多角形ベシクルで相分離させると, ドメイン相の面積分率に応じて円形のドメインを両側に持つ円盤状か, あるいは帯状のドメインを中央に配置した長楕円状へと変形した。さらに余剰面積の大きな筒状ベシクルでは, 多角形ベシクルで現れた円盤状か長楕円状の小さなベシクルから成る周期的なドメインパターンが現れた。こうした複数のドメインを持つ相分離パターンは, 界面長を最小化しようとするbuddingが起こる前に一時的に出現するが, その安定性を何が決定しているのかについては未解明であり, 今後の解明が期待されている。また生体膜の脂質ラフトに存在し脂質よりも大きな糖脂質がドメイン形成へ及ぼす影響や, 膜との静電相互作用によるDNAの高次構造転移についても示唆を与えることができた。今後は, こうした膜のみの系だけでなく, 細胞内に含まれる細胞質をモデル化した系についても実験を展開する予定である。また, 以上の共同研究者である今井正幸氏, 太田隆夫氏, 好村滋行氏, 谷口貴志氏, 吉川研一氏に感謝したい。

## 参考文献

- 1) U. Seifert: *Adv. Phys.* **46** (1997) 13.
- 2) M. Yanagisawa, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 148102.
- 3) M. Yanagisawa, *et al.*: *Biophys. J.* **92** (2007) 115.
- 4) M. Yanagisawa, *et al.*: *Phys. Rev. E* **82** (2010) 051928.
- 5) M. Yanagisawa, *et al.*: *Soft Matter* **8** (2012) 488.
- 6) A. Kato, *et al.*: *J. Phys. Chem. Lett.* **1** (2010) 3391.

(2013年2月6日原稿受付)

## Shape Deformation of Multicomponent Vesicles upon Phase Separation

Miho Yanagisawa

abstract: We report phase separation of lipids in various shapes of vesicles, such as sphere, polygon, and tube. In homogeneous vesicles, bending elasticity of the membrane determines the shapes of vesicles. In two-phase vesicles, phase separation induces line tension at domain boundaries and difference of elasticity between domain and matrix phases. Accordingly, phase separation in vesicles brings a great variety of shape deformations and domain pattern formations according to their area-to-volume ratios.

# 超対称ゲージ理論におけるアノマリーパズル

米倉和也 (プリンストン高等研究所 Einstein Drive, Princeton, NJ 08540, USA)

超対称性は現代の素粒子論において非常に重要な対称性であり、素粒子の現象論においても超弦理論においても中心的な役割を果たすと考えられている。この対称性がもたらす最も重要な性質は、場の量子論において現れるある種の量子補正がキャンセルすることである。しかしながら、この性質が一見矛盾を引き起こすことが知られており、アノマリーパズルとして度々議論されてきた。本稿ではこのアノマリーパズルについて解説したい。

## 1. はじめに

場の量子論は現代物理学の柱の一つであり、特に素粒子論では必要不可欠なものである。場の量子論は古典的な場を量子化して得られるが、場の量子論の特徴的な性質の一つに量子補正がある。量子力学では、例えばファインマンの経路積分からわかるように、仮想的な状態が物理量の計算に出てくる。このとき、1粒子の量子力学と異なり場は無限の自由度を含んでいるから、仮想的な状態も無限個現れる。これらの寄与を足し上げると無限大の発散が出るのが日常茶飯事であるが、それを“くりこむ”と有限な値が得られる。この有限な寄与が量子補正である。これは単なる古典的な場の理論には存在しない、場の量子論特有の現象である。

場の量子論における量子補正は一般にとっても複雑であり、摂動論を使って低い次数で計算するのがやっとである。しかし、超対称性を導入すると、この量子補正が(全てではないが)キャンセルするということが起こる。超対称性は大きざっぱにはボーズ場とフェルミ場を入れ替える対称性である。ボーズ場の量子補正とフェルミ場の量子補正が逆符号で現れて、お互いキャンセルし合うということが超対称性のおかげで起こる。そのため超対称性を持つ理論では、一般には複雑な量子補正がシンプルになることが起こる。このために超対称性を持つ理論では、普通の場の量子論では理論的に難しすぎてわからないようなことまで調べることができる。

超対称性は現代の素粒子論で欠かせないものである。素粒子の現象論では、超対称性が宇宙の暗黒物質や大統一理論の理解の鍵になると期待されているし、また超弦理論では、“超”が超対称性に由来していることから見て取れるように、理論の構成に本質的に重要である。

しかしながら今から30年以上も昔に、超対称な場の量子論において、理論的な矛盾が存在することがグリサル(Grisaru)によって指摘された。<sup>1)</sup> 超対称性を使うと、具体的な計算をしないで量子補正がどのようになるべきかがわかることがある。しかし、実際に計算してみるとその期待通りにならないということが起こってしまった。これがアノマリーパズルと呼ばれ、人々を悩ませてきた。これについて説明するのが本稿の主題である。

## 2. 場の量子論におけるアノマリー

電磁場が電子のようなフェルミ場と相互作用している理論(いわゆる量子電磁力学, QED)を考えてみよう。この理論では、通常の電荷に対応する4元電流の他に、いわゆる軸性電流  $j_A^\mu$  ( $\mu=0, 1, 2, 3$ ) が存在する。これはフェルミ場  $\psi$  を使って  $\bar{\psi}\gamma_5\psi$  と定義されている。(  $\gamma_5$  が無い場合が通常の電流である。) 電子の質量を無視する極限、つまり高エネルギー極限でこの電流は古典的に保存する。

$$\partial_\mu j_A^\mu = 0 \tag{1}$$

一方、エネルギー運動量テンソルは古典的に次のような性質を持つ。電磁場のエネルギー運動量テンソルは

$$T^{\mu\nu} = F^{\mu\rho}F_\rho^\nu - \frac{1}{4}\eta^{\mu\nu}F_{\rho\sigma}F^{\rho\sigma} + \dots \tag{2}$$

である。ここで、 $\dots$  はフェルミ場からの寄与である。 $\eta^{\mu\nu}$  は特殊相対論の計量テンソルで、 $F_{\mu\nu}$  は電磁場の反対称テンソルである。やはり電子の質量を無視する極限で、エネルギー運動量テンソルの時空の添字のトレースをとったもの(つまり添字を縮約したもの)はゼロになる。つまり

$$T^\mu{}_\mu = 0 \tag{3}$$

である。これは元々のエネルギー運動量テンソルの保存の式

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \tag{4}$$

と組み合わせると、

$$j_D^\mu \equiv x_\nu T^{\mu\nu} \tag{5}$$

$$\partial_\mu j_D^\mu = 0 \tag{6}$$

とも書ける。つまりこれは新たな電流  $j_D^\mu$  が保存することを意味する。

今までは全て古典的な話であった。しかしながら、場の量子論で考えると  $j_A^\mu$  と  $j_D^\mu$  は保存しないことが知られている。量子補正の効果で、式(1)と(6)はそれぞれ

$$\partial_\mu j_A^\mu = c_A F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \tag{7}$$

および

$$\partial_\mu j_D^\mu = c_D F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \tag{8}$$

となる。ここで  $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$  は完全反対称テンソル ( $\epsilon_{0123}=1$ ) であ

り、また  $c_A$  と  $c_D$  は定数である。式(7)は軸性アノマリー、式(8)はトレースアノマリーと呼ばれている。

係数  $c_A$  と  $c_D$  は電磁場（一般にはゲージ場）の結合定数  $e$  の関数であるが、それぞれ次のような性質を持っていることが知られている。まず  $c_A$  は、摂動展開したときに最低次数の寄与しか受けない。（量子電磁力学では具体的に  $c_A = e^2/16\pi^2$  である。）つまり摂動の最低次数を計算しただけで  $c_A$  の厳密な結果が得られてしまうのである。この事実はアドラー（Adler）とバーディーン（Bardeen）によって証明され、Adler-Bardeen の定理と呼ばれている。この結果は  $F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$  の位相幾何学的な性質と関連しているのであるが、それについてはここでは触れない。（例えば教科書2参照。）

一方、係数  $c_D$  は、結合定数  $e$  のいわゆるベータ関数  $\beta$  で決まっている。ベータ関数とは次のようなものである。結合定数  $e$  は、どのような長さのスケールでの物理を考えるかによって、量子補正の効果で値が変化することが知られている。例えば量子電磁力学では、長距離の極限では  $e$  は有名な値  $e^2/4\pi = 1/137$  になるが、<sup>\*1</sup> より小さな距離のスケールで測定すると、不確定性原理で電子、陽電子が真空で対生成、対消滅を繰り返す効果によって、 $e$  の値がどんどん変化する。この変化の割合（ $e$  を距離のスケールのログで微分したもの）がベータ関数である。係数  $c_D$  は、このベータ関数を用いて  $c_D = \beta/4e^2$  と与えられることが知られている。この結果は  $j_D^b = x_\nu T^{\mu\nu}$  がスケール対称性、つまり全ての長さを定数倍するような変換  $x^\mu \rightarrow cx^\mu$  ( $c$  は定数) の対称性に関する電流であることと関連している。（ $T^{\mu\nu}$  が平行移動  $x^\mu \rightarrow x^\mu + c^\mu$  に関連した電流であることを思い出してほしい。そうすれば  $x_\nu T^{\mu\nu}$  が  $x^\mu \rightarrow cx^\mu$  に関連していることも何となく納得できると思う。）ベータ関数とはこのスケール対称性の破れを表しているから、その効果で  $j_D^b$  が保存しなくなるのである。

### 3. 超対称性理論でのアノマリー

今までの話は超対称性を仮定しないで成り立つ話であった。超対称性がないときは、 $j_A^b$  に関するアノマリーと  $j_D^b$  に関するアノマリーはそれぞれ全く別のものであり、上で見たように性質も異なっている。

しかし、実は超対称性を導入するとこれらが関連づけるのである。このことを説明するために少し背景知識を説明する必要がある。

ネーター（Noether）の定理によると、理論が対称性を持っている時、その対称性に付随した保存電流が存在する。例えば平行移動の対称性  $x^\mu \rightarrow x^\mu + c^\mu$  から、エネルギー運動量テンソル  $T^{\mu\nu}$  の存在が従うし、電流  $j_A^b$  はフェルミ場の軸性対称性  $\psi \rightarrow e^{i\gamma_5\theta} \psi$  から出る（ただし実際には上記のようにアノマリーで破れている）。理論に超対称性があると、

超対称性に付随した保存電流  $S^\mu$  が存在する。 $S^\mu$  はフェルミ場  $\psi$  と同じようにスピンを持っている。（スピンの添字を書くのは省略する。）

このように、3つの電流  $j_A^b$ 、 $S^\mu$  および  $T^{\mu\nu}$  が存在して、それぞれスピン 1、3/2 および 2 を持っている。実は超対称変換で、これらの場が移り合う。<sup>3), \*2</sup>

$$j_A^b \leftrightarrow S^\mu \leftrightarrow T^{\mu\nu} \quad (9)$$

超対称変換はよくボーズ場とフェルミ場を入れ替える対称性であると言われるが、もっと一般にはスピンの異なる場を入れ替えるような対称性になっており、上の変換はその一例である。

上の変換から、特に  $j_A^b$  と  $T^{\mu\nu}$  が超対称変換で移り合うことがわかるが、実はこれらの場が持つアノマリー (7) と (8) も超対称変換で移り合うことが知られている。つまり、互いに無関係であった2つのアノマリーが超対称性によって関連を持つのである。これが成り立つためには係数  $c_A$  と  $c_D$  が比例している必要がある。比例係数は重要でないので無視することになると、 $c_A = c_D$  の関係が必要である。

ここで、 $c_A$  には摂動の最低次数の寄与しかないこと、および  $c_D$  がベータ関数に比例することを思い出してほしい。そうすると、関係式  $c_A = c_D$  から、ベータ関数も摂動の最低次数の寄与しか受けないという結論を導き出せるように思える。しかし、超対称性理論でベータ関数を実際に計算してみると、ベータ関数には高次の量子補正が存在することがわかってしまった。<sup>4)</sup> この矛盾が本稿の主題のアノマリーパズルである。

アノマリーパズルから話はそれるが、上で述べたベータ関数が摂動の最低次数の寄与しか受けないという帰結は、実は全くでたらめな結果というわけでもない。超対称性理論は、超対称性の個数がいくつあるかによって場合分けされる。超対称性が最小の数しかないものは  $\mathcal{N}=1$  の超対称性理論と呼ばれるが、超対称性の個数が増えた  $\mathcal{N}=2$  や  $\mathcal{N}=4$  の理論なども存在する。実は、 $\mathcal{N} \geq 2$  の理論では、ベータ関数は本当に摂動の最低次数で厳密に求まってしまうのである。 $\mathcal{N}=1$  の理論でも、“正則な”結合定数と呼ばれるものが知られていて、そのベータ関数もやはり摂動の最低次数で厳密に求まる。これらは超対称性理論で量子補正が単純化されることの一例になっている。つまり、 $c_A$  が摂動の最低次数で厳密に求まるという Adler-Bardeen の定理と超対称性変換を組み合わせることにより、ベータ関数についても厳密な結果が得られるのである。これらの事実は超対称ゲージ理論の強結合領域での振る舞いを調べるのに本質的な役割を果たしている。量子色力学 (QCD) のような非可換ゲージ理論は、本来強結合のため摂動論が使えず、解析的に調べるのが非常に難しいが、超対称性理論では上のように量子補正が単純化するので、強結合の理論でも

<sup>\*1</sup> 常に自然単位系  $c=1$ 、 $\hbar=1$  を使うことに注意。そのとき結合定数  $e$  は無次元量である。

<sup>\*2</sup>  $j_A^b$  は本当は R 対称性と呼ばれるものの電流であるが、説明は省略する。

非常に豊富な結果が得られている。そのような超対称性ゲージ理論の研究は現代の素粒子論の1つの大きな主流を成しているが、それについてここで触れることは到底できない。

しかしながら、一般の $\mathcal{N}=1$ の理論の“物理的な”結合定数(“正則な”結合定数ではない)のベータ関数は摂動の高次補正を受けるので、上で述べたアノマリーパズルが問題となる。

#### 4. 超空間での方程式とアノマリー

上のアノマリーパズルの説明は非常に大ざっぱなものであったが、もう少しだけ詳細を説明したい。

超対称性が他の対称性と比べて特別なところは、この対称性が時空のポアンカレ対称性(つまりローレンツ対称性と平行移動対称性)を拡張したものになっていることである。ローレンツ対称性は、例えば電流 $j_A$ があったときに、4つの成分 $j_A^0, j_A^1, j_A^2, j_A^3$ を1つの組 $j_A^\mu$ にまとめるような対称性になっているが、超対称性はさらに、上で述べたようにスピンの異なる場 $j_A^\mu, S^\mu, T^{\mu\nu}$ を1つの組 $(j_A^\mu, S^\mu, T^{\mu\nu})$ にまとめあげる。

この事実を表すのに、超空間という概念を導入すると便利である。普通時空は座標 $x^\mu$ で表されるが、そこに新たな“座標” $\theta$ というものを加えて超空間 $(x^\mu, \theta)$ を考えることができる。そうすると、超対称の組 $(j_A^\mu, S^\mu, T^{\mu\nu})$ は超空間上で1つの場 $\mathcal{J}^\mu(x^\nu, \theta)$ として表される。具体的には、場 $\mathcal{J}^\mu(x^\nu, \theta)$ を超空間の座標 $\theta$ で展開すると、

$$\mathcal{J}^\mu = j_A^\mu + \bar{\theta} S^\mu + \bar{\theta} \gamma_5 \gamma_\nu \theta T^{\mu\nu} + \dots \quad (10)$$

となる。ここで $\gamma_\mu, \gamma_5$ はガンマ行列である。 $\theta$ はスピンの添字を持っていて、例えば $\bar{\theta} S^\mu$ ではスピンの添字は縮約されている。

エネルギー運動量テンソル $T^{\mu\nu}$ は保存の方程式 $\partial_\nu T^{\mu\nu} = 0$ を満たすが、この方程式は通常の時空 $x^\mu$ の上で書かれた方程式であり、超対称性理論ではこれは超空間上の方程式に拡張されなければならない。一切詳細は省くが、保存の方程式は $\mathcal{J}^\mu$ を使って超空間上で次のように表される。

$$\bar{D}(\gamma_\mu \mathcal{J}^\mu(x^\nu, \theta)) = cDX(x^\nu, \theta) \quad (11)$$

ここで $D, \bar{D}$ は大ざっぱには超空間上での共変微分 $D = \partial/\partial\theta + \dots, \bar{D} = \partial/\partial\bar{\theta} + \dots$ であり、また $X(x^\nu, \theta)$ は超空間上の場で、電磁場 $F_{\mu\nu}$ を含む。

$$X \sim \bar{\theta} \gamma^\mu \gamma^\nu \theta (F_{\mu\nu} + i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\rho\sigma}) + \dots \quad (12)$$

また、 $c$ は係数である。このようにエネルギー運動量テンソルの保存の式が超空間上の式に拡張されたわけであるが、この超空間上の式を超空間の座標 $\theta$ で展開すると、 $\partial_\nu T^{\mu\nu} = 0$ 以外にも方程式が出てくる。そのうちの2つが、

$$\partial_\mu j_A^\mu = cF_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \quad (13)$$

および

$$\partial_\mu j_D^\mu = cF_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (14)$$

である。これらはまさにアノマリーの式(7)と(8)に他ならないが、しかし今の場合 $c_A$ と $c_D$ が共通の係数 $c$ となっているのである。この結果により、前に述べたように超対称性理論では $c_A = c_D$ となって、アノマリーパズルが発生するのである。

#### 5. アノマリーパズルの解決

アノマリーパズルは超対称性理論での矛盾の存在を示唆しているので、論理的には、超対称性は量子論のレベルでは壊れてしまうという可能性もある。しかし、ほとんどの人はそうは思っておらず、超対称性は量子論のレベルでもうまくいくのだらうと信じている。そのためには矛盾を解消しなければならない。

過去にもいろいろな人がいろいろな解決方法を提唱している。それらの解決法をどう思うかは人によって意見がまちまちで、ある人はアノマリーパズルは昔に解かれたと思っているし、またある人はいまだに解けていないと思っているであろう。ここでは過去の解決法を説明することはしないで、著者の提唱する解決方法<sup>5,6)</sup>についてのみ説明したい。<sup>\*3</sup>

最近、コマルゴドスキー(Komargodski)とサイバーク(Seiberg)によって、次のことが発見された。<sup>7)</sup>今まではエネルギー運動量テンソル $T^{\mu\nu}$ の保存の式から、超空間上の方程式(11)が唯一従うと考えられていた。(実際これを証明したと主張した論文もある。<sup>8)</sup>しかしながら、実はこの方程式をもっと“緩く”できることが発見された。やはり詳細は一切省かざるを得ないが、その方程式は

$$\bar{D}(\gamma_\mu \mathcal{J}^\mu(x^\nu, \theta)) = cDX(x^\nu, \theta) + D\bar{D}^2 J(x^\nu, \theta) \quad (15)$$

という形をしており、余分な項 $D\bar{D}^2 J$ が許されるということがわかったのである。ここで $J(x^\nu, \theta)$ は超空間上の場であり、

$$J = (\bar{\theta}\theta)^2 D_J + \dots \quad (16)$$

となっていて、 $D_J$ は通常の時空 $x^\mu$ 上での場である。式(15)を $\theta$ について展開すると、

$$\partial_\mu j_A^\mu = cF_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \quad (17)$$

および

$$\partial_\mu j_D^\mu = cF_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + D_J \quad (18)$$

となる。ここで、軸性アノマリーの式(17)は何も変更を受けないが、トレースアノマリーの式(18)には余分な項が足されていることに注目してほしい。そうすると、もし

<sup>\*3</sup> 過去の解決法に関する著者の解釈は文献6を参照してほしい。

係数  $c$  は摂動の最低次数の寄与しか受けず、また新たに足された項  $D_J$  が高次の量子補正を含んでいれば、アノマリーパズルが解決できるであろうということが自然に予想できる。

実際そのような方向に沿って考えれば、 $c_A$  が摂動の最低次数で与えられること、 $c_D$  がベータ関数に比例することおよび超空間の方程式(15)が、矛盾無くうまくいくことがわかった。これ以上の詳細はあまりに専門的な話になるため残念ながら説明を放棄せざるを得ないが、新たな項  $D_J$  の存在がアノマリーパズルの状況を一変させるのは明白であろう。大雑把に言えば、 $D_J = (\beta/4e^2 - c)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$  でさえあればいいのである。

このようにして、方程式(15)を使えば矛盾自体は無いことがわかったのだが、しかしまだ上の提案は導出が与えられたわけではない。もっと正確に言うと次のようになる。超対称性理論で、エネルギー運動量テンソルを含む超空間上の場  $\mathcal{J}^{\mu}$  が、何らかの場  $X$  と  $J$  に関して式(15)を満たすこと自体は証明されているのであるが、しかしアノマリーパズルを解決するには  $X$  と  $J$  の具体的な形を仮定する必要がある。  $X$  と  $J$  として特定のを仮定すると、全てが無矛盾にうまくいくことはわかったが、その特定の  $X$  と  $J$  は第一原理から導出されたわけではない。それができたとき、アノマリーパズルが完全に解けたといえるであろう。<sup>\*4</sup>

## 6. おわりに

超対称性は非常に強力な対称性であり、具体的な計算をせずとも間接的な議論によって場の量子論における量子的な効果、すなわち量子補正がわかってしまうことがしばしばある。そのような議論は超対称ゲージ理論の理論的性質を調べる上でもっぱら使われており、超対称ゲージ理論のダイナミクスについて多くの美しい結果が得られてきた。しかしそのような間接的な議論から得られた帰結が、具体計算と矛盾するという可能性は常にある。アノマリーパズルとはまさに、間接的な議論から得られた結果(すなわち、結合定数のベータ関数が摂動の最低次数で厳密に求まる)

<sup>\*4</sup> しかし繰り返しになるが、少なくとも矛盾はもはや存在していないというのが著者の意見である。

と直接計算の結果(ベータ関数を従来の場の理論の手法で計算して得られる)が矛盾している、という問題であった。

場の量子論は常に発散を含むから、直接計算をするには発散を有限な値にする、いわゆる正則化が必要である。しかし、超対称性ゲージ理論で完全に満足いくような正則化は著者の知る限り存在しない。例えばゲージ理論の正則化として最も有名なものの一つである格子正則化(格子ゲージ理論)では、超対称性を実現するのが容易ではなく、一つの研究分野となっている。

アノマリー問題についても、矛盾自体は解消されたと著者は信じているが、しかしまだ正則化の問題も含め、第一原理からの導出が与えられたわけではない。<sup>\*5</sup> 今後、超対称性理論での第一原理からの計算が発展して、超空間での方程式(15)の導出が与えられることを期待したい。

## 参考文献

- 1) M. T. Grisaru: Talk given at the NATO Advanced Study Institute on Gravitation: Recent Developments, Cargese, 10–29 July 1978. Published in *The many faces of the superworld*, ed. M. A. Shifman, pp. 370–387.
- 2) S. Weinberg: *The Quantum Theory of Fields; vol II: Modern Applications* (Cambridge Univ. Press, UK, 1996) 489 p.
- 3) S. Ferrara and B. Zumino: Nucl. Phys. B **87** (1975) 207.
- 4) D. R. T. Jones: Nucl. Phys. B **87** (1975) 127.
- 5) K. Yonekura: JHEP **1009** (2010) 049 [arXiv: 1004.1296 [hep-th]].
- 6) K. Yonekura: JHEP **1203** (2012) 029 [arXiv: 1202.1514 [hep-th]].
- 7) Z. Komargodski and N. Seiberg: JHEP **1007** (2010) 017 [arXiv: 1002.2228 [hep-th]].
- 8) T. E. Clark, O. Piguet and K. Sibold: Nucl. Phys. B **143** (1978) 445.

(2013年4月15日原稿受付)

## The Anomaly Puzzle in Supersymmetric Gauge Theories

Kazuya Yonekura

abstract: Supersymmetry is a very important symmetry of modern high energy physics, and plays a central role in both phenomenology and string theory. The most important consequence of this symmetry is that quantum corrections in quantum field theory tend to cancel. However, this property of supersymmetry causes an apparent contradiction, which is known as the anomaly puzzle. In this article I would like to discuss this anomaly puzzle.

<sup>\*5</sup> 摂動論のある程度の次数まではうまくいく正則化はあり、実際論文6ではそれが使われている。

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3月に掲載可となったものの中から2013年4月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文) を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

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

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

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

### 有機分子で二次元ハニカム磁気格子を構築

今日までの磁性研究は、遷移金属元素や希土類元素から成る無機磁性体が主流となって発展を遂げてきた。無機磁性体はわずか100種類程度の元素の組み合わせによって構成されており、数多くの磁性体を作り出すことは非常に困難である。また、合成条件として高温、高压などの極限状態を必要とする場合が多く、技術的にも容易ではない。そのため、最近の磁性研究においては、理論的なアプローチが先行して、実験的なアプローチがやや停滞している傾向にある。有機物では、多種多様な化学修飾が可能であるため、今日までに数10万種類にも及ぶ膨大な数の人工的な有機分子の合成が報告されている。有機分子に不対電子を持たせたラジカルで、数多くの新規磁性体を作り出すことができるかと期待されてきた。しかし、これまで一般的に有機磁性体の合成に用いられてきたラジカルでは、平面分子の一部に磁性を担う電子が局在することに起因して、一次元的な磁気格子を形成する場合は殆どで、多種多様な二次元、三次元の磁気格子の実現には至っていなかった。

最近、大阪府立大学理学系研究科物理科学専攻のメンバーを中心とする研究グループは、非平面の分子構造を取り、電子密度が非局在的なフェルダジルラジカルに着目し、新規有機ラジカル2-Cl-6-F-V [=3-(2-chloro-6-fluorophenyl)-1,5-diphenylverdazyl] の合成及び単結晶育成に成功した。分子配列及び磁気特性を定量的に考察して、二次元ハニカム格子を形成してい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4月号に掲載された。

2-Cl-6-F-Vは図1(a)に示すような分子構造を持っており、一つの分子が $S=1/2$ を担っている。塩素とフッ素を化学修飾することにより、4つの窒素元素から成るフェルダジル

リングAとフェニル基B、C、Dとの間にそれぞれ約83度、37度、28度の比較的大きなねじれ角を持たせている。フェニル基Bの90度に近い大きなねじれにより、従来のラジカル系によく見られる分子の積層による一次元的な磁気格子の形成が抑制されている。さらに、窒素元素に直接結合したフェニル基C、Dには、各々に全体の約15%の高い電子密度が分布しており、非平面、非局在型のラジカルを形成している。単結晶X線構造解析により得られた図1(b)の分子配列では、1つの分子の周りにおいて、3つの分子間にラジカル接近が見られている。それらを繋ぎ合わせる

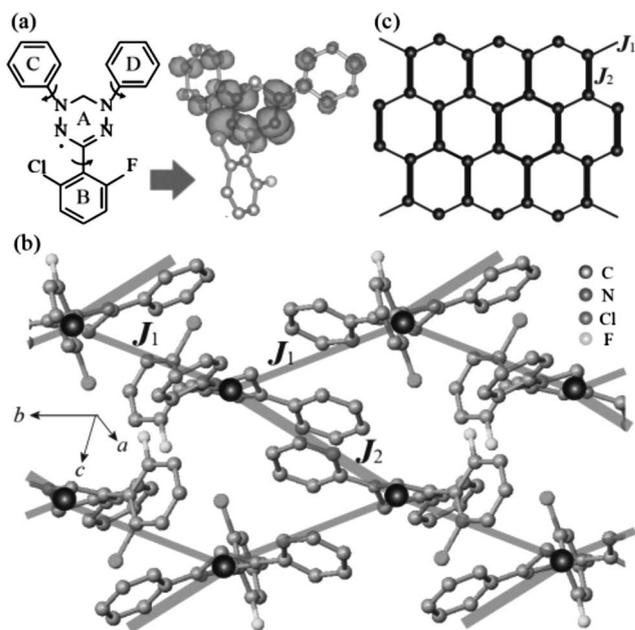


図1 2-Cl-6-F-Vの、(a)分子構造と電子密度分布、(b)分子配列におけるラジカル接近の様子、分子の中心にある●はスピンを表す、(c)ラジカル接近を繋ぎ合わせて形成されるハニカム格子。

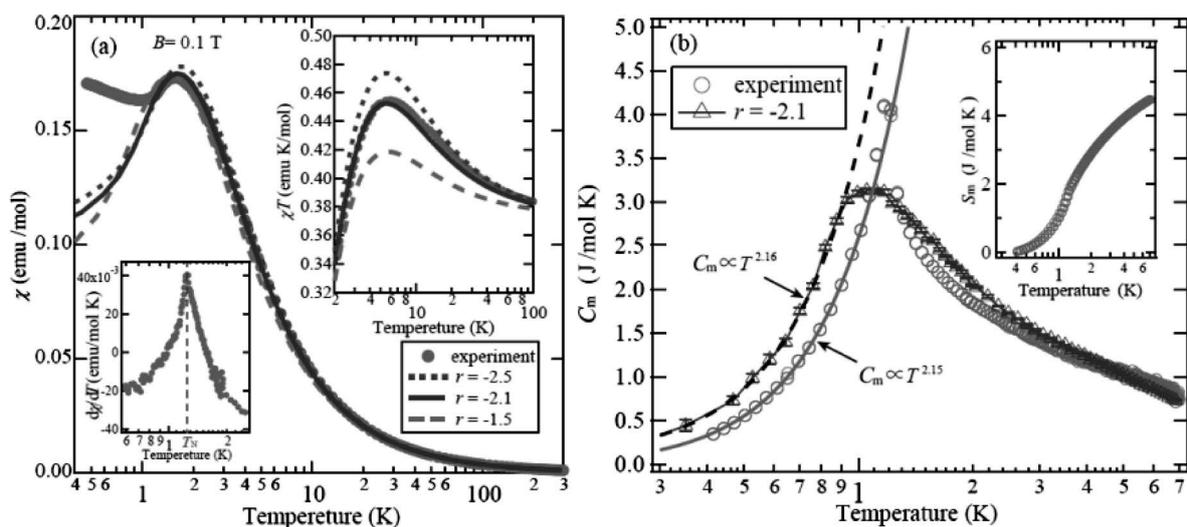


図2 2-Cl-6-F-Vの、(a) 磁化率 $\chi$ 、挿入図右上は $\chi$ と温度の積、挿入図左下は $\chi$ の温度微分、(b) 磁気比熱 $C_m$ 、挿入図は磁気エントロピー $S_m$ 。

と、図1(c)のような二種類の相互作用 $J_1$ ,  $J_2$ から成るハニカム格子の形成が考えられ、分子軌道計算からも同様なハニカム格子の形成が導かれている。さらに、磁化率、磁化曲線、及び比熱の測定結果も、量子モンテカルロ法によって $S=1/2$ ハイゼンベルグハニカム格子モデルで良く再現される。そのときの相互作用は、 $J_1$ が強磁性、 $J_2$ が反強磁性である。比熱においては、約1.2 Kで二次元面間の相互作用の影響で、長距離秩序相への相転移が観測されている。長距離秩序相における磁気比熱は $T^{2.15}$ に比例し、二次元ハニカム格子の計算結果の $T^{2.16}$ と非常に近い値を示しており、マグノンによる低エネルギー励起状態の観点からも、二次元的な相互作用が支配的であることが示されている。

本研究結果は、ラジカルを用いた有機磁性体において、二次元的な磁気格子の形成を、結晶構造及び磁気特性の両方において明確に示した初めての例である。ハニカム格子は典型的な二次元格子としては最も量子効果が顕著に現れ

ると予想されている一方で、実現例が非常に少なく、無機磁性体でも理想的な $S=1/2$ ハニカム格子と考えられている物質は殆ど報告されていない。2-Cl-6-F-Vによって、ハニカム格子における量子効果などを定量的に検証することが可能になると期待されている。有機磁性体による多種多様な磁気モデルの実現及び新奇な磁気状態の発現に向けた、新たな可能性を提唱したといえる。

#### 原論文

Two-Dimensional Honeycomb Lattice Consisting of a New Organic Radical 2-Cl-6-F-V

H. Yamaguchi, A. Toho, K. Iwase, T. Ono, T. Kawakami, T. Shimokawa, A. Matsuo and Y. Hosokoshi: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 043713.

〈情報提供：山口博則（大阪府立大学理学系研究科）  
細越裕子（大阪府立大学理学系研究科）〉

### 物理教育 第61巻 第2号 (2013) 目次

#### 研究報告

下面にはたらく水圧で浮力が生じることを示す実験…矢野幸夫  
スマートハウス模型の製作と未来の電気エネルギー教育

……………鈴木康文, 他

研究短報：熱交換器の原理は熱力学第二法則に反するか？

……………鈴木高廣

私の工夫：純水の電気分解実験……………松崎清司, 他

企画：変位電流と磁場に関する中村・須藤論文へのコメント

……………菅野礼司

談話室：格言・名言から観る物理・科学教育観……………櫻井勇良

#### 〈新潟支部特集〉

新教育課程の先行実施を踏まえて……………丸山 敬

新潟県内の「物理基礎」実施状況アンケート……………西脇正和

電子黒板を用いた授業実践……………竹石智史

力センサーを用いた力学の授業……………嶋田隆之

新科目「理科課題研究」「課題研究」について……………本田 崇

#### 学会報告

平成25年度大学入試センター試験

物理I及び理科総合A問題に対する意見……………入試検討委員会

#### ワンポイント

PM2.5……………編集委員会, A

春分……………編集委員会, A

アンヘルの滝 Angel Fall……………編集委員会, A

ピクニックの法則……………編集委員会, A

日本物理学会が発行している Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) の Invited Papers で 2013 年 1 月号に掲載されたものを以下に紹介します。

この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部に電子メールで送っている「紹介文」をこの欄のために少し書き直したものです。専門外の読者を想定し、「何が問題で、何が明らかになったのか」を中心にした読み物であるので、参考文献などはなるべく省いています。なお、図に関しては、原図はカラーのものでもモノクロで印刷しているので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「PTEP 招待論文」にカラー版を載せていますので、そちらをご覧ください。

内容の詳細は、末尾に挙げる PTEP のホームページから閲覧・ダウンロードして下さい。PTEP はオープン・アクセス誌であり、閲覧・ダウンロードは無料です。

PTEP 編集委員会では、興味深いトピックスについて、Invited Papers の提案を受けて審議し、原稿を依頼しています。これによって、PTEP と物理学への関心を高めることを目指しています。物理学会会員からの PTEP への自信作の投稿を期待します。

### モード結合理論を超えて

ある温度以下に液体を急冷したら液体がガラス化する。このガラス転移によって液体の粘性率は急激に増大し、液体のダイナミクスは凍結する。最も簡単なガラス化とエルゴード性の回復の説明は、着目している粒子(分子)が他の分子の作るケージに囲まれて動けなくなり、熱揺らぎによってそのケージを抜けるジャンプによって再配置を起こすというものである。このような粒子運動の軌跡を反映して、二段階緩和が生じ、その平均自乗変位や密度自己相関関数にプラトーが現れる。その特異なダイナミクスを理解する鍵となるのは動的不均一性がガラス転移点近傍で急激に増大することであると思われる。

ガラス転移の理論的アプローチは多岐にわたっている。その中で 30 年程前に提案されたモード結合理論 (MCT) が、ガラス転移点よりやや高温の実験やシミュレーションの結果を再現することに成功している。MCT は二段階緩和等多くのガラス転移に特有の現象を説明することに成功したが、その一方で MCT の予言するガラス転移がシャープ過ぎて、そこで粒子運動が非エルゴディックになる、即ち運動が完全に凍結して相空間を自由に動けなくなってしまうという実際の過冷却液体では観測されない転移を予言してしまう等、様々の不十分な点がある。

ガラス転移点近傍で MCT の転移がシャープに現れ過ぎるのは、それが平均場的な理論であると思えば納得がいくだろう。しかしながら驚くべきことに過去 20 年の間に MCT を超えた理論を作ろうという試みがあまり行われていない。その主たる理由は MCT のオリジナルな導出が不明確であったからだと思われる。最近では場の理論を用いてダイアグラムによる摂動展開を行うという手法も行われているが、その複雑な計算ゆえに MCT を超えるレベルの結果は得られていない。

この PTEP での論文で、著者は 5 年前の論文を皮切りに独自に開発した場の理論と異なるダイアグラムによる摂動展開の理論を解説している。この理論では多体問題を粒子の配位空間で扱い、また静的な揺らぎは既知として動的な多体問題を扱う点に特徴があり、そのお蔭で Dyson 方程式や自己エネルギーは場の理論によるものと同じ結果を再現する一方で計算が大幅に単純化できるようになった。もちろん、その 1 ループ計算は MCT と等価である。

2 つ目に強調すべき重要な結果はダイアグラムの高次項を考慮し、非エルゴード転移パラメータの静的な自己無撞着方程式を解くことで MCT への補正を初めて具体的に計算した点である。MCT の予言する非エルゴード転移を取り除くために、ダイアグラムの高次項による既約なメモリー関数の計算を行い有限な補正值を得た。本論文で求めた一次補正は非エルゴード転移パラメータを大きくする方にずらす、二次補正は一次補正より大きな効果があり転移パラメータをかなり小さくすることを明らかにした (図 1)

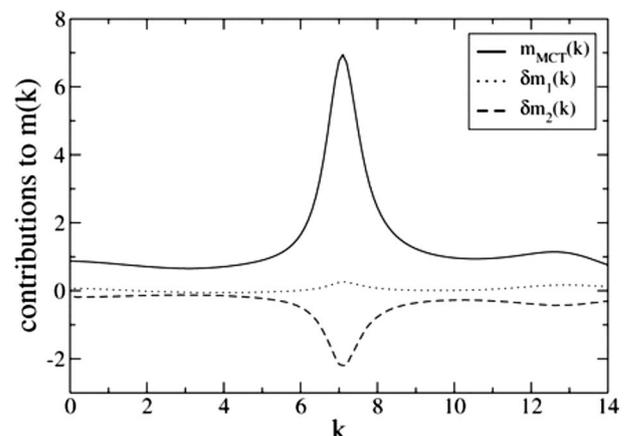


図1 モード結合理論の臨界密度でのスケールされたメモリーカーネルの波数依存性。実線がMCT、点線が一次補正、破線が二次補正。

参照). この結果は物理的に妥当であり, より高次項を考慮することで非エルゴード転移を取り除くことができる期待が持てる. 更なる研究が今も行われている.

原論文 (2013年1月1日公開済み)

Mode-coupling theory and beyond

Grzegorz Szamel: Prog. Theor. Exp. Phys. (2013) 012J01.

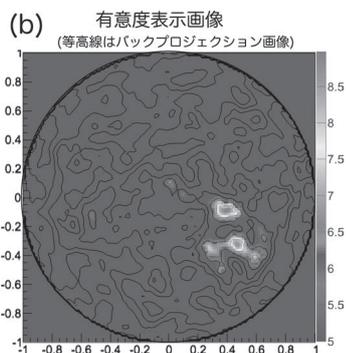
〈情報提供: Grzegorz Szamel  
(コロラド州立大学物理学科)〉

### 訂正とお詫び

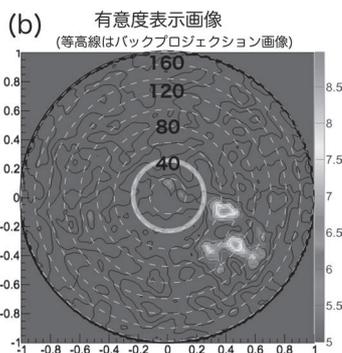
当学会誌 68 巻 (2013) 6 月号に以下の誤りがありましたので, 以下の通り訂正してお詫びいたします.

p. 385 「コンプトンカメラで放射性物質の飛散状況を可視化する」図5(b)

(誤)



(正)



p. 396 「畏友高橋康博士を悼む」の写真についての説明が抜けておりました. 以下のように追記いたします.

2002年10月の来日時; 撮影・提供は豊田正氏.

## 応用物理 第82巻 第8号 (2013年8月号) 予定目次

特集: これからの日本と応用物理

### I. これからの応用物理

応用物理学会の将来像……………小長井 誠

Diversity と Dynamism が応物の未来をつくる……………河田 聡

### II. これからの大学・人材育成

グローバル化とイノベーション……………濱田純一

若手研究者よ, 自ら科学を切り拓け……………松本 紘

人と馬の走る速さの世界記録の変遷から学ぶべきことは何か? ……………村上正紀

### III. これからの産業

新しい「価値」の創造……………田中健一

これからの日本の企業のあり方……………長我部信行

付加価値創造のスピードアップを目指して……………種谷元隆

独自技術と水平分業……………菅原 充

これからの公的研究機関のあり方; 産総研を事例として

……………一村信吾

### IV. 海外の目

Chao Peng/河野淳一郎/Bong-shik Song/堀口直人/張 保平/安藤

崇志

### V. 若い研究者の目

藤島辰也/畠山大輝/堀江 優/堀田健二/丹正亮平/岡本大典

研究室探訪: 「これからの日本」のモノ作り

……………奈良先端科学技術大学院大学浦岡行治研究室

知財スペシャリスト対談: 特許は論文より大事なの?

……………高田正日出×池田 敦

解説: ヒッグス粒子発見とその意味……………浅井祥仁

基礎講座: 酸化物薄膜トランジスタ……………神谷利夫

## 第 68 回年次大会招待・企画・チュートリアル講演の報告

## 領域委員会

## 【招待講演】

## 素粒子実験領域「T2K 実験の現状と最新結果」

角野秀一（首都大理工）

[A] 山本和弘（阪市大理）

[B] 茨城県東海村の J-PARC から岐阜県神岡のスーパーカミオカンデに向けてミューニュートリノビームを飛ばし、その間で起こるニュートリノ振動を測定する T2K 実験の現状と最新結果が発表された。

J-PARC の加速器とビームラインは調整の努力によって安定を維持し続けており、メインリングからは 230 kW の出力が供給されるようになった。測定器である各種ビームモニターや前置検出器 ND280、さらに後置検出器スーパーカミオカンデも大きなトラブルもなく稼働を続けている。その結果得られたデータは 2013 年 3 月末現在で  $5.9 \times 10^{20}$  POT の統計量に達した。

前回の物理学会では  $3.01 \times 10^{20}$  POT の統計による電子ニュートリノ出現事象から  $\theta_{13}$  がゼロでない有限値を持つことが  $3.2\sigma$  の統計的有意度で示されたが、今回の学会では、同じ統計量のデータを用いたミューニュートリノ消失事象の最新測定結果が発表され、ベストフィット値は  $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{32}^2) = (1.00, 2.45 \times 10^{-3} [\text{eV}^2])$  であった。誤差はともに 10% 程度で、 $\theta_{23}$  は依然最大混合に矛盾していないことが示された。

T2K 実験の当面の目標は 2013 年夏までのデータで  $\theta_{13} \neq 0$  を  $5\sigma$  で示すことであるが、その後はレプトンセクターの CP 非保存の探索に軸足を移していくことになり、そのケーススタディも紹介された。

## 理論核物理領域、実験核物理領域「QCD 相図研究の新展開」

佐々木勝一（東北大）

[A] 福嶋健二（慶應大理工）

[B] 福嶋健二氏は QCD 相転移現象に関する理論的研究で、独創的なアイデアをいくつも提案し、世界をリードする研究を進めてきた。とりわけ 2008 年のノーベル物理学賞の受賞研究となった、南部陽一郎氏の提唱したカイラル対称性の自発的破れによるクォークの質量生成機構に、新たにクォークの閉じ込めの効果を取り入れたモデルを構築した。そして、その新たなモデルに基づいた解析により、本来全く異なる現象である、閉じ込め・非閉じ込め相転移と質量生成に関わるカイラル相転移が協調して起き得ることを明らかにするとともに、有限温度・有限密度でのハドロン物質の状態相図を解析する一般的な枠組みを与えることに成功した。これらの業績により、同氏は 2012 年度西宮湯川記念賞を受賞された。これを機に福嶋氏のこれまでの業績を中心に、様々な環境下（有限温度と有限バリオン

密度、あるいは強磁場などの外部環境の変化) における QCD が与える相図やハドロン物質の示す多彩な相構造についての理論的な可能性、さらに今後発展するであろう新しい方向性などを包括的に俯瞰していただいた。講演では、難しい理論的な話を卓越した直感的説明や判りやすい喩え話などがふんだんに交えられる独特な語り口で、実験の方や専門外の方も含む多くの聴衆を魅了した。

## 宇宙線・宇宙物理領域、素粒子実験領域「QUIET 実験の最新の成果」

山本常夏（甲南大）

[A] 田島 治（KEK）

[B] QUIET 実験に立ち上げから参加し主要な役割を果たしてこられた田島氏に現状と今後の展開について報告していただいた。QUIET 実験は、宇宙マイクロ波背景放射を地上で精密観測する国際協力プロジェクトの一つである。インフレーション理論から予言される原始重力波は宇宙背景放射の偏光度分布に渦状のパターン（B モード）を残すと考えられる。B モードの検出は超弦理論に代表される量子重力理論の実験的検証も可能とするため、素粒子物理学にとっても極めて重要な観測となる。宇宙マイクロ波背景放射の偏光を精密に測定し B モードの検出を目指したのが QUIET 実験である。アタカマ山脈の標高 5 km に設置した特殊な望遠鏡を使った実験であり、過酷な環境で精密観測を行った。さらに感度を向上させた POLARBEAR へ進み、地上で全天精密測定を行う開発研究を経て天文衛星 LiteBIRD へ進む展望が示された。天文と高エネルギーの技術を組み合わせ着実に感度を上げながらビッグバン前に迫る壮大な話だった。続いて行われた宇宙背景放射セッションと合わせて、分かりやすく洗練された講演が印象的だった。

## 宇宙線・宇宙物理領域「IceCube 実験による超高エネルギーニュートリノの検出と宇宙線起源への示唆」

山本常夏（甲南大）

[A] 吉田 滋（千葉大）

[B] IceCube 実験による超高エネルギーニュートリノ観測の現状について吉田氏に報告していただいた。多くの人が集まり 200 人入る会場が一杯になった。ニュートリノは宇宙論的な距離を伝搬できるため宇宙観測における強力なプローブになると期待されると同時に、高エネルギー宇宙線の産物として生成され得るため宇宙線の起源に直接迫る新しい観測手段でもある。IceCube 実験は、南極氷河を衝突ターゲット兼チェレンコフ輻射体として用いることで 1 立方 km の検出容量を持たせた世界最大のニュートリノ検出実験である。2005 年より本格的な建設を開始し、2011

年5月よりフル稼働して継続的な観測が行われている。昨年吉田氏を中心とする千葉大のグループがいち早くデータを解析し、大気ニュートリノから予想されるエネルギーを大きく超える事象を2例検出し報告している。これはカミオカンデによる超新星ニュートリノ以来、太陽ニュートリノを除けば、最初の宇宙ニュートリノ事象候補である。今回の講演では2012年5月までに収集されたデータをもとに結果が報告された。実際に検出されたイベントを見せながら説明され、IceCubeによる検出能力を見せつける講演だった。

#### ビーム物理領域「レーザービーム冷却—極低温イオンビームの実現に向けて」 岡本宏己（広大院先端）

[A] 野田 章（京大化研）

[B] エミッタンスは加速器が生み出す粒子ビームの性能を端的に表す指標であり、その値が小さいビームほど「質が高い」と言える。エミッタンスを人為的に縮減する操作がいわゆる“ビーム冷却”で、高度な加速器技術を要する。本講演の主題であるレーザー冷却法は現在知られているビーム冷却技術の中では最も強力で、超低エミッタンスの極限に到達できる可能性がある。

野田章氏は京都大学化学研究所に数年前に建設された小型イオン蓄積リング“S-LSR”にドップラーレーザー冷却システムを導入し、極限ビームの生成実験に挑戦してこられた。S-LSRには低エミッタンスビームの安定性に配慮した設計が施されており、加えてレーザー冷却力の高効率三次元化を可能にする共鳴結合冷却理論が適用できる。本講演では、以前に同蓄積リングで観測された陽子ビームの一次元秩序化現象の解説に引き続き、ごく最近行われたレーザー冷却実験のデータが披露された。40 keVの $^{24}\text{Mg}^+$ イオンを三次元レーザー冷却した結果、規格化エミッタンスは全ての自由度において10のマイナス11乗メートルのオーダーに達しているとの報告であった。ビームの質としてはおそらく世界記録ではないかと思われる。温度に換算すると数ケルビン、クーロン結合係数は1のオーダーで、ビームは液相にあると考えてよい。更なるパラメータ調整やレーザーシステムの更新など、比較的単純な技術的策を講じるだけで固相への相転移にも手が届きそうであった。ただ、残念なことに野田氏はこの3月に定年を迎えるため、S-LSRの先行きは今のところ不透明とのこと。この先進的なビーム冷却実験が後進の手に引き継がれ、より大きな成果へと結び付くことを期待したい。

#### ビーム物理領域「有機ポッケルスEO結晶の導入によるシードFEL発振におけるタイミングフィードバックの新展開」 富澤宏光（RIKEN/JASRI）

[A] 岡安雄一（JASRI）

[B] 2008年度よりSPring-8 SCSS EUV-FEL 試験加速器において、レーザー高次高調波（HH）をシード光としたFEL

発振装置を継続して開発してきた。2010年度にEUV波長領域で世界初のHH-seeded FELに成功した。2012年2月からユーザー利用運転に供するレベルでのHH-seeded FELのシステム構築を開始し、同年6月には世界の同様のシード方式で実現しているヒット率を二桁上回る装置を完成させた。7月には同施設において、フルコヒーレントなseeded FEL発振（61 nm）を用いた利用実験が行われ、長期に高ヒット率を維持しながら運転可能なことを実証した。HH-seeded FEL発振では初段アンジュレーター上流部において、電子バンチとHHの6次元位相空間での重ね合わせが重要である。特に実際のシーディング調整では、空間及び時間、すなわち3次元重ね合わせの最適化が必須要件となる（残りの3次元は設計段階で追い込む）。2012年のHH-seeded FEL装置の改造時にEOサンプリングによる相対時間ドリフト制御を導入したことにより、シーディングを20-30%のヒット率で維持することが可能となり、3次元EOサンプリングのシーディングに対する有効性を示すことに成功した。

超短バンチ長（ $<50$  fs [FWHM]）で稼働するSACLAなどの最先端線型加速器に、この相対時間ドリフト制御システムを導入するためには、少なくともEOサンプリングの時間分解能を電子バンチ長未満に抑える必要がある。従来から使われているようなRFディフレクターによるビーム破壊型バンチ長測定や、無機EO結晶によるビーム非破壊型EOサンプリングでは、この相対時間ドリフト制御システムを実現できない。この問題解決のため、我々は30 fs [FWHM]程度的高速時間応答が期待される有機EO結晶であるDASTをEOサンプリングに導入することを試みてきた。2011年度にSCSS EUV-FEL 試験加速器において世界初のDASTでのEO信号捕捉に成功した。本講演ではDASTを用いた相対時間ドリフト制御システムの立案・開発からEO信号捕捉に至るまでの経緯について報告され、また実験を通して明らかになった有機EO結晶（二軸性複屈折結晶）が抱える固有の問題と今後の課題についても詳しく報告された。

#### 領域2「サブテラヘルツ帯2次高調波ジャイロトロンの高出力発振と非線形モード間相互作用」 出射 浩（九大）

[A] 斉藤輝雄（福井大）

[B] 磁場閉じ込め核融合研究において、イオン温度、高速イオン・アルファ粒子の速度分布計測には協同トムソン散乱計測が有望であり、この光源として、サブテラヘルツ帯で100 kW級の高出力ジャイロトロンが開発が進められている。この開発では、超伝導マグネットの制約を避けるため、2次高調波モードが選択され、これまでに、サブテラヘルツ帯2次高調波発振としては最高出力の83 kWが得られている。一方、高周波化とともに高次モードが用いられるため、モード間相互作用、特に基本波モードとの競合が問題になる。

齊藤氏による招待講演では、初めにジャイロトロン内の高周波電磁波と電子ビームの間の相互作用過程が解説された後、モード間相互作用の観測データが示された。特に興味深い現象は、2次高調波モードの存在によって、競合する基本波モードが励起されることである。これは、基本波モード単独では発振条件を満たさない条件でも、2次高調波モードとの非線形相互作用を介して高出力で発振すること（硬発振と呼ばれる）が実験的に初めて示されたことである。これにより長く理論的に予想された相互作用が実証された。

講演の後半では、数値計算コードと理論式を組み合わせた考察が展開され、発振モード間の相互作用が、電子のラーマー回転位相のパンチング構造が動的に変化することを介して生じることが明らかにされた。さらに、実験で観測されている2次高調波モードと基本波モードの共存や基本波モードによる2次高調波モードの抑制も、非線形モード間相互作用の結果として理解できることが示された。また、視点を変えて、基本波モードの高出力発振を得る新たな手法として、この現象を捉える可能性が指摘された。

本講演の内容は、単にジャイロトロン動作の研究課題にとどまらず、高周波と電子ビームの非線形相互作用というプラズマ物理の課題として、興味深い講演であった。そのため、広く興味関心を集め、質疑も活発に行われた。

#### 領域4「角度分解光電子分光で見た新型トポロジカル物質の電子状態」

横山毅人（東工大）

[A] 佐藤宇史（東北大）

[B] 近年非常に注目を集めているトポロジカル絶縁体は時間反転対称性に起因する $Z_2$ 不変量で特徴づけられたものであったが、それに対し、結晶の対称性（鏡映対称性）に起因する不変量に特徴づけられる「トポロジカルクリスタル絶縁体」の存在がFuによって2011年に提唱され、SnTeがその候補になると予言された。

本招待講演で佐藤氏は、この予言に基づき、角度分解光電子分光を用いてSnTeのトポロジカル由来と考えられる表面状態の観測に成功したことを報告した。この実験によりトポロジカルクリスタル絶縁体という新型トポロジカル物質の存在が初めて確認された。また、講演では佐藤氏らによって行われてきたトポロジカル絶縁体の表面状態に関する実験的研究のレビューと、トポロジカル超伝導体In-SnTeの話題にも触れられ、トポロジカル絶縁体の表面状態に関する知見を角度分解光電子分光という観点から俯瞰することができた。また、未解決の問題や今後の展開についても述べられた。佐藤氏の講演は理論家にも非常にわかりやすいものであり、本講演には多数の聴衆が集まり、活発な議論が行われた。

#### 領域5「量子ドットのスピン緩和」

金光義彦（京大化研）

[A] 舛本泰章（筑波大数理解物質系）

[B] 量子ドットで起こるスピン緩和現象、特に核スピンの相互作用による電子のスピン緩和について講演した。講演者らは、チャージチューナブルInP量子ドットを用いて、ドット当たり電子が1つドーパされた状態を作り、様々な実験手法を適用してスピン緩和メカニズムを調べ、励起子発光寿命で律速されないドーパ電子のスピン緩和は、核スピン揺らぎで支配されていることを明らかにした。核スピンのゼロになる核の自然存在比が大きいII-VI族化合物半導体は応用上有望であり、実際にZnO中のGaドナーに束縛された電子のスピン緩和時間が長いことが確かめられた。最後に、さらに長いスピン緩和寿命を得るためのいくつかの指針が紹介された。会場は満員で、この分野の歴史的な研究の流れから将来展望までを述べられ、物理学学会の会員（特に若手）にとって有益な招待講演であった。

#### 領域8、領域6「Novel Josephson effect in triplet Josephson junctions: the story begins」

遠山貴己（京大基研）

[A] Manske Dirk（Max Planck Institute for Solid State Research）

[B] 講演者のManske氏は、トリプレット超伝導体と強磁性体からなるジョセフソン接合の理論研究の第一人者です。トリプレット超伝導を特徴付けるdベクトルの配置によって現れる様々な種類のジョセフソン効果を講演では紹介されました。トリプレット超伝導体/強磁性体/トリプレット超伝導体の接合では、二つのdベクトルの相互配置から生じる新しいタイプの $0-\pi$ 転移、分数量子化された渦糸、ジャンクション中のスピン流などの話題を紹介されました。また、上記の接合がトリプレット超伝導体/強磁性体/金属やトリプレット超伝導体/強磁性体/シングレット超伝導体の接合とどのように違う物理を生み出すのか、さらにトリプレット超伝導体の代わりに、CePt<sub>3</sub>Siに代表される中心反転対称性の破れた超伝導体を用いたらどのようなおもしろいことが起こるか等の興味深い話題を提供されました。最後に、トリプレット超伝導体Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>を用いた接合の実験の発展についても触れられました。タイトルの“the story begins”にふさわしく、新しい分野が発展する躍動感が伝わってきた講演でした。講演には約40名参加しており、活発な質疑応答も行われました。

#### 領域8「重い電子系における最近の話題とこれから」

北岡良雄（阪大基礎工）

[A] 三宅和正（阪大基礎工）

[B] 最近の重い電子系における最近の発展について、特に、講演者が提案している「価数ゆらぎ」に関わる現象とその起原について、最近の話題とこれからについて、幅ひろく紹介した。スピンゆらぎとは相補的な価数ゆらぎ（電荷移動のゆらぎ）が転移温度の一層高い超伝導の起源となり得ることを実験結果の分析から理論的に導き出すなど先駆的な研究について、その内容を詳しく紹介した。当該分

野の研究を牽引している「重い電子系超伝導体における価数ゆらぎ超伝導発現機構の探究」および「量子臨界価数ゆらぎの理論」など講演内容は、この分野の最近の話題と理論的な進展について、じっくりと深く聞くことができる機会となった。200人を超える聴衆が熱心に講演を聴き入り、この分野の研究者にとっては、今後の研究展開の方向性を考える有意義な講演となったと思われる。講演後の議論も活発に行われ、大変に有意義な招待講演であった。

#### 領域8「高温超伝導体 Bi2212 からの周波数可変テラヘルツ発振」

町田昌彦(原子力機構・システム計算科学センター)

[A] 辻本 学(筑波大院数理物質科学)

[B] 異方性の高い高温超伝導体から THz 領域の電磁波の強い発振が可能であると提唱されて以来、多くの研究者が、その兆候を掴むべく研究を進めてきたが、そのクリアな発見には10年以上もの歳月を要している。しかもその発見は理論家が主に想像してきた磁場印可条件で電流により磁束量子を動かすことで発振させるというものでなく単純に直流電流をC軸方向に印可し電圧状態にすることで発振するというシンプルなものであった。講演者はその発振現象のメカニズムを明らかにすべく入念な実験を準備し系統的な実験を実現することで、その本質が交流ジョセフソン効果にあること、そして、高温超伝導体が自ら空洞共振器として動作することで強い発振パワーを得ていることを確かめている。こうした地道ではあるが系統的な実験研究は、現象の背後に潜む機構を実証するためには欠かせない手段であり、講演者の実験研究に対する真摯な考え方が講演から伝わって来た。また、ごく最近の研究進展についても自身の目指す目標(高温超伝導体を周波数可変な強いテラヘルツ発振源とすること)を明確に示し、そのために必要な実験をセットアップし、得られた結果よりどのような考察へと至ったかを理路整然と発表していたことが印象的であった。

以上、今後の講演者の研究進展を聞くことが大いに楽しみとなる講演であったことを報告する。

#### 領域9, 領域6「準結晶関連物質における特異な構造相転移」

城 貞晴(愛知学院大教養)

[A] 田村隆治(東理大基礎工)

[B] 準結晶は2011年度ノーベル賞受賞対象になったばかりでなく、第67回年次大会で受賞者 Daniel Shechtman 氏による総合講演が行われた。結晶成長の視点から準結晶に取り組むべき課題は多く、分野を超えた学際的な協調・相互交流が必要である。本招待講演は、準結晶関連物質の分野で多くの研究成果をあげ、世界をリードする気鋭の研究者である田村隆治氏による講演であった。本講演には、2011年9月より1年にわたって田村氏がイギリスとスウェーデンの両国で準結晶研究に取り組んだ成果に加え、ESRF(仏)、Diamond(英)、APS(米)のような世界中の放

射光施設を利用して取り組んで得られた最新で貴重な研究成果がその背景に盛り込まれていたことを特筆しなくてはならない。また、決して長くはない講演時間にもかかわらず準結晶とその関連物質の基礎について丁寧にわかりやすい説明が盛り込まれ、電気伝導特性と構造相転移との関連性や構成原子の原子半径と構造相転移との関連性、相転移に及ぼす時効効果、回折図形の解釈方法などについて言及された。さらに、セルフフラックス法でファセット成長させた Cd<sub>6</sub>Tb 化合物の単結晶を例に取り上げて、踏み込んだ説明があった。本化合物は Tsai 型正二十面体クラスターが bcc 配列した構造を有し、このクラスターは中心に Cd 正四面体、その周りを Cd 十二面体、M 二十面体、Cd 切頭二十面体、Cd 菱形三十面体が順に取り囲んだ多重殻構造をとる。単結晶 X 線構造解析により、低温でクラスター中心にある Cd 正四面体が〈110〉方向に互い違いに規則化することが明らかにされた。これは、低温領域における無拡散型構造相転移についての最新の研究成果である。本相転移は bcc の各格子点に配置された多重殻クラスター同士の相互作用に起因するが、主に最内殻の正四面体によって引き起こされることが明らかにされており、実に興味深い。このような重要な研究報告に対し、100名以上が集まり、分野を超えて非常に活発な質疑が交わされた。

#### 領域10「格子欠陥における原子拡散と材料変形のモデリング」

田村友幸(名工大)

[A] 尾方成信(阪大工)

[B] 金属中の原子拡散やクリープ変形等の低速ダイナミクス原子モデリングは、時間スケールの制約があり、依然として挑戦的な課題である。尾方氏はこれらの研究において多くの優れた成果を挙げており、これまでの一連の研究成果について、広く議論を行うために講演いただいた。

講演では、1.「経路積分分子動力学法を用いた鉄中の格子欠陥と水素の相互作用の評価」、2.「通常分子動力学法では解析困難な長時間現象を定量的に評価できる加速分子動力学法の開発と鉄中の炭素拡散現象への適用」、3.「ナノ多結晶体の変形モードの全体像の解明」等について、動画等を駆使して紹介された。非常に明快で興味深い講演であったおかげで、講演後の質疑応答においても活発な議論が行われた。

#### 領域11「非平衡系物理学における界面ダイナミクス」

中原明生(日大理工)

[A] 太田隆夫(京大理)

[B] 太田隆夫先生は1980年頃から現在に至るまで非平衡系物理学において界面ダイナミクスからの理論的なアプローチを用いて様々な現象を精力的に研究されてきました。その研究成果は領域11の物性基礎論・統計力学の分野のみならず、領域9の結晶成長や領域12のソフトマター複合系や生体系をも含む幅広い範囲にわたる様々なそし

て重要な非平衡現象のメカニズムの解明に大きな役割を果たしてきておりますので、今回招待講演をお願いいたしました。

当日のご講演におきましては、太田先生は界面ダイナミクスを用いた非平衡系物理学の研究の流れのご説明から始まり、特に液体系にスポットをあてられ、2成分溶液系の界面方程式の導出、せん断流がある場合への応用、さらには外部電場による相分離ドメインの変形とそれによるレオロジーの理論など、最新の研究成果についても詳しくお話されました。

学会最終日、午前最初の講演にも関わらず会場には100名を超える多くの聴衆が聞きに来られ、参加者の顔ぶれも統計物理学のみならず広く物性物理学や素粒子論の研究者までもが参加されており、招待講演のあとは質問時間のみならずその後の休憩時間に入っても活発な議論が続くほどの大盛況でした。

### 【企画講演】

#### 素粒子論領域, 理論核物理領域, 宇宙線・宇宙物理領域「第7回中村誠太郎賞授賞式」 戸部和弘 (名大理)

[A] 第7回中村誠太郎賞授賞式 (菅本晶夫: お茶大理), 中村誠太郎生誕100年 (小沼通二: 素粒子奨学会), E弦理論とNekrasov型公式 (酒井一博: 京大基研), ブラックホールの不安定性と局所ペンローズ不等式 (村田佳樹: 京大基研)

[B] まず第7回中村誠太郎賞受賞者である酒井一博氏 (京大基研) と村田佳樹氏 (京大基研) に素粒子奨学会 (菅本氏) から授賞式が行われた。続いて今回は、素粒子奨学会の創立者であり、中村誠太郎賞に名を残している中村誠太郎元東大教授、東海大名誉客員教授の生誕100年ということで、小沼通二氏が記念講演を行った。中村氏の最初の講義を受けた学生であり、素粒子奨学会を含めて、生涯にわたりお近くにお近くにいた立場から、小沼氏には、中村誠太郎氏や素粒子奨学会の歴史など貴重な話をさせていただいた。その後、今回の受賞者の酒井一博氏から受賞論文の「E弦理論とNekrasov型公式」について、村田佳樹氏から「ブラックホールの不安定性と局所ペンローズ不等式」についての受賞講演が行われた。酒井氏の講演は、相互作用のある6次元の超対称場の理論のうち、最も単純と思われるE弦理論と呼ばれる場の理論が主題であった。酒井氏は、この理論の厳密な低エネルギー有効理論を、具体的に表す表式を発見した。これは、4次元 $N=2$ 超対称ゲージ理論におけるNekrasov公式と呼ばれるものの類似物であり、近年活発に研究されている6次元超対称場の理論の重要な結果である。村田氏の講演は、(高次元)ブラックホール解が古典的な摂動に関して不安定になるための条件についてであった。村田氏達は、この不安定性の十分条件を調べる非常に強力な手法を開発し、それを使って、ある種のブラックリング解が不安定であることを初めて示した。これは、ブ

ラックホールの面積増大則、質量減少則を使った明快なもので、今後AdS/CFT対応等への応用等、大きな発展が期待される。また、お二人の講演とも多くの聴衆が集まり、活発な質問も出て、酒井氏と村田氏の受賞を盛り上げる授賞式となったことを報告する。

#### 素粒子論領域「量子多体系の物理から量子重力へ：ホログラフィー原理の最先端」 戸部和弘 (名大理)

[A] 高柳 匡 (京大基研)

[B] 最近、超弦理論の研究は、量子多体系を扱う他の分野 (物性物理, 原子核物理, 量子情報理論等) との深い関わり合いが加速している。その理由は、超弦理論で15年前に発見されたAdS/CFT対応 (ホログラフィー原理, ゲージ重力対応とも呼ぶ) が持つ真の威力が徐々に解明されて来ていることが大きい。ホログラフィー原理は、「重力理論と、重力を含まない量子理論 (すなわち量子多体系) が等価であるという主張」であり、重力理論の計算と量子多体系の解析を直接的に結び付ける大変驚くべき原理である。この原理の一つの応用は、直接の解析が困難な強結合量子凝縮系を、古典的な重力理論 (一般相対論) に結び付けて計算してしまうという強力な手法であり、これまで、世界中で大変活発に研究が行われ、様々な興味深い結果 (例えば非フェルミ液体の解析等) が生み出されている。一方で、量子エンタングルメントやテンソル・ネットワークといった量子多体系の最先端の知識を用いて、超弦理論の本来の目標である量子重力理論の理解を深めるという逆方向の流れも、ようやくごく最近になって興味深い成果を収め始めている。本講演では、この分野の第一人者である高柳氏により、この分野の現状に関する非常に明快なレビューが行われた。特に、高柳氏が提案者の一人であるエンタングルメントエントロピーのホログラフィックな解釈とその応用について詳しい解説をして頂いた。本講演は、様々な分野の非常に多くの聴衆が集まり、講演後も活発な議論が行われた。

#### 素粒子論領域「電子とミュオン粒子の異常磁気能率による精密物理検証：理論計算の進展」 寺嶋靖治 (京大基研)

[A] 早川雅司 (名大理)

[B] 電子とミュオン粒子の異常磁気能率は実験的に非常に精度よく測定されている物理量であり、理論的にも精密に計算されている物理量である。電子の異常磁気能率の精密測定と精密計算によって、量子電磁力学 (QED) の基礎定数である微細構造定数 ( $\alpha$ ) の値を決定することができ、他の現象から決定した値と比較することにより、基礎理論の検証が可能となっている。他方、ミュオン粒子の異常磁気能率は、その精密測定と精密計算によって、現在の素粒子の標準模型の検証を可能にするレベルとなっている。特に、現在この実験値と素粒子の標準模型の予言値に食い違いがあることが指摘されており、この標準模型の精密計算には

非常に高い関心が寄せられている。

本講演では、この電子とミュオン粒子の異常磁気能率の精密計算の第一人者である早川雅司氏に、その理論値におけるQEDの高次摂動補正に関する近年の進展と、残された理論的課題への展望について概説していただいた。実験精度からそれぞれの寄与に対して要求される精度を確認した上で、最近早川氏たちのグループでなされたQED摂動計算の数値的アプローチとその成果の話から、強い力を記述するゲージ理論であるQCDからの寄与に対する格子シミュレーションによる試みと展望の話まで、包括的で非常に明快な興味深い講演をしていただいた。多くの聴衆が集まり、さまざまな質問も出され、非常に有意義な講演となった。

**素粒子実験領域, 実験核物理領域, 宇宙線・宇宙物理領域**  
「LHCf実験における超前方での高エネルギーQCD物理」  
武内勇司 (筑波大数理)

[A] 伊藤好孝 (名大STE研/KMI)

[B] 素粒子実験, 実験核物理, 宇宙線・宇宙物理の3領域合同の企画講演として、「LHCf実験における超前方での高エネルギーQCD物理」という題目の講演が伊藤好孝氏により行われた。講演ではCERN-LHCにおける衝突型加速器実験であるLHCf実験に対する超高エネルギー宇宙線研究としての背景の説明が行われ、その重要性が示された。加速器実験データを基盤として宇宙線による地球大気中の空気シャワーの生成を理解することは、超高エネルギー宇宙線の理解に対する不定性を取り除くために不可欠であり、非摂動的QCDダイナミクスの理解を要する。LHCf実験はLHCのエネルギー領域での超前方での粒子生成測定を行い、その領域における大気シャワー生成の現状のモデルが大きくまちがってはいないことを示した。今後LHCでより高いエネルギーでの測定を行い、さらに多彩なエネルギーや原子核効果のデータをLHCやBNL-RHICでの実験可能性も含めて得ることの重要性の議論が行われた。80人程度入ることのできる教室はほぼ埋まり、立ち見の方もいる盛況となり、聴衆の方々の強い関心が感じられた。

**素粒子実験領域, 実験核物理領域「Belle実験での2光子物理—中性パイ中間子遷移形状因子と  $\gamma\gamma \rightarrow \text{meson meson}$  生成反応断面積—**

角野秀一 (首都大理工)

[A] 中澤秀介 (National Central University, Taiwan)

[B] 本企画講演では、Belle実験での二光子過程の測定から、擬スカラー中間子対生成過程と $\pi^0$ 中間子遷移形状因子の測定についての報告がなされた。

Belleでこれまで測定してきた擬スカラー中間子対生成過程 $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+K^-, \pi^0\pi^0, K_S^0K_S^0, \eta\pi^0, \eta\eta$ を共鳴状態の寄与が少ない領域 ( $W \geq 2.4$  GeV,  $W$ は二光子重心系エネルギー)

でQCD計算と比較・検証が行われ、微分断面積の中間子散乱角 ( $\theta$ ) 依存性は、 $W \leq 3.0$  GeVより高い領域ではほとんどの過程でQCDの予想する $\sin^{-4}\theta$ に近い分布となった。 $W$ 依存性 ( $\sim W^{-n}$ ) は、摂動QCDが予想する $n=6$ よりも大きく、7から10を示した。断面積の比は、3 GeVから4 GeVまでにはどれも一定値になるか、一定値に漸近する性質が見られた。今のところこれらを系統的に再現する理論はないが、摂動QCDがこのような低いエネルギー領域には適用できないと思われていたことを考慮すれば、当たらずも遠からずといった値が得られており、今後の理論の改善に期待が持てる結果といえる。

$\pi^0$ 遷移形状因子の測定結果は、漸近的なふるまいが摂動QCDの予想と一致し、BaBar実験で観測された $Q^2 > 9$  GeV<sup>2</sup>での急激な増加は見られなかった。

質疑では、ハドロン化部分を記述する分布振幅の扱いについて質問があった。理論の不定性はこのソフトな部分の寄与が大きく様々なモデルが提案されているが、この分布振幅はユニバーサルであるため多方面からの解析が進んでおり、本講演で報告されたBelle実験の測定もモデルの特定や修正への貢献が期待される。

**素粒子実験領域, ビーム物理領域「SuperKEKB加速器の進捗状況」**  
角野秀一 (首都大理工)

[A] 吉田光宏 (KEK)

[B] SuperKEKB/Belle II計画は素粒子物理実験分野における我が国の基幹計画の一つであり、建設の現状を幅広い聴衆に報告すべきと考え、企画講演を提案した。講演ではSuperKEKB加速器について、建設の後半に入った加速器全体の進捗状況と、特にコミッショニングが近づいている入射器の電子銃に重点を置きながら解説を行った。建設は、東日本大震災の被災の復旧を継続しながら、予定通りの2014年度内の運転開始を目指している。衝突性能を向上させるために極限の性能が求められている衝突点の超伝導収束電磁石群の開発に、少し時間を掛けていることを除けば順調に経過している。電子銃は、時間方向パンチ形状可変の高出力レーザーシステム、長期間高安定な光陰極、及び高電界加速空洞をそれぞれ新規に開発した斬新なもので、開発と試験が進行している。KEKBに比べると数倍の電流で、数十分の一に方向が揃ったビームをこの電子銃から入射し、衝突性能を40倍に高める予定である。

SuperKEKBで開発されている技術は今後のILCやERLなどの次世代粒子加速器においても利用される予定で、この時期に講演を行ったことは有意義であったと考えている。

**素粒子実験領域, ビーム物理領域「Belle II測定器の建設の現状と展望」**  
角野秀一 (首都大理工)

[A] 鈴木一仁 (名大理)

[B] 最終日の朝9時からSuper-KEKB加速器とあわせて連続の企画講演が行われた。講演者によりBelle実験の結

果から、Belle-II測定器建設の現状に関して詳しく説明され、今後のスケジュールまで紹介された。最後に、Belle-IIグループへの参加を呼びかけるスライドまで用意されていたのが印象的であった。今回の講演では特にどこかのサブシステムを詳しく説明するのではなく、広くすべてを網羅する形式であった。それによって、Belle-II測定器全体の建設状況の概略を広く理解してもらえたと思う。逆に、それぞれの説明に関しては十分でなかった印象であるが時間の制約から致し方ない。聴衆は、40人前後で決して多くはないが、加速器と同様に多くの質問が寄せられた。計画自体は広く知られていると思われるが、詳しい内容となるとまだまだ知られていないようであるし、関心の高さを改めて感じられた。今後もこのような企画講演を行うことが重要であると認識させられた。

#### 素粒子実験領域「Belleにおける最新の物理結果」

角野秀一（首都大理工）

[A] 石川明正（東北大理）

[B] 重いフレーバーを持つ粒子の精密測定から標準模型を超える物理を探索することを目的とする Belle 実験は、2010年までに世界最大のデータ量  $1 \text{ ab}^{-1}$  以上を収集し、成功裏に運転を終了した。現在でもそのデータを用いて解析が行われ、様々なトピックで最終結果が出されつつある。

本講演では最新結果の中から  $B$  中間子崩壊における時間依存する CP 対称性の破れの測定とカビボ小林益川行列の複素位相の抽出、 $B$  中間子の電弱ペンギン崩壊におけるパリティの破れの測定、 $D$  中間子崩壊における直接的 CP の破れの探索について報告がなされた。

その中でも  $B \rightarrow D^{*+} \pi^-$  における時間依存する CP 対称性の破れと  $B \rightarrow XSI+1-$  におけるレプトン対の前後非対称性の新しい測定結果については世界で初めての報告がなされ、大きな反響が得られた。いずれも世界最高精度の測定であるが、誤差の範囲内で標準模型と一致する結果であり、標準模型を超える物理に大きな制限を与える結果と言える。

今後も Belle 実験の全データを用いた解析による様々な新しい結果が期待される。

#### 実験核物理領域、理論核物理領域「Department of RAON Experimental Systems at IBS/RISP」 應田治彦（理研）

[A] Kim Yong-Kyun (IBS/Hanyang Univ.)

[B] 核物理領域（実験核物理、理論核物理）では韓国の研究者と相互にそれぞれの物理学会に講演者を派遣する、日韓交流を行っている。本学会では、不安定核物理の分野から、韓国で進行中の RAON と呼ばれる重イオン加速器計画 (RISP; Rare Isotope Science Project) について韓国物理学会から3名の講演者を招待して、企画講演を行った。本講演の Kim 氏には、プロジェクト全体の概要説明を行ってもらった。RAON プロジェクトは4.5億ドル相当の予算が認められ今年中に設計報告書を提出、来年建設開始、2017

年には最初の実験の実施を目指している。加速器 Complex は、互いに相補的な ISOL 法と In-flight (IF) 法の両方によって高強度の RI ビームを引き出す仕組みで、70 MeV、1 mA (70 kW) の陽子による ISOL と、200 MeV/u 8.3 pμA (400 kW) の  $^{238}\text{U}$  による IF からなる。実験施設は、宇宙元素合成などを主に研究する 20 MeV/u 程度の低エネルギー施設と大立体角の IF セパレータを中心とする高エネルギー施設、0-250 MeV/u の RI ビームを用いた重イオン衝突実験などの原子核実験のほか、 $\beta$ -NMR、 $\mu$  中間子/中性子実験、医学利用など広範囲な応用分野の施設も建設が計画されている。講演は、日本の研究者の RISP への計画段階からの参加を歓迎したいという言葉で締めくくられた。

#### 実験核物理領域、理論核物理領域「Nuclear physics program at RISP」 應田治彦（理研）

[A] Hong Byung-sik (Korea Univ.)

[B] 前日の日韓交流の一環、Kim 氏の企画講演に続いて、Hong 氏は韓国の重イオン加速器計画 RISP における原子核実験プログラムの概要について、(1) 特に低エネルギー実験エリアに設置される KOBRA と呼ばれる Recoil Spectrometer の工学設計や目標とする物理 (2) LAMPS と呼ばれる低エネルギー～高エネルギー (250 MeV/u) までの大立体角の汎用スペクトロメータの目指す物理を中心として紹介がなされた。天体核物理学でキーとなる  $(p, \gamma)$ 、 $(\alpha, \gamma)$ 、 $(n, \gamma)$  などの各種吸収反応の測定プランや、中性子過剰核で特徴的な Pygmy dipole resonance の系統的な測定を通じて、原子核の対称エネルギーと状態方程式などの研究について、代表的な実験結果を引きながら、RISP で目指す実験の例が示された。特に、広いエネルギー領域にわたって、重イオン衝突からの放出粒子 ( $\pi$ 、中性子、 $\gamma$  線を含む) を大立体角で同時に捉えることのできる汎用スペクトロメータ LAMPS の設計について詳細説明がなされた。

#### 実験核物理領域、理論核物理領域「Theoretical Studies on RI physics in Korea」 肥山詠美子（理研）

[A] Cheoun Myung-Ki (Soongsil Univ.)

[B] 現在、韓国では、RAON とよばれる RISP (Rare Isotope Science Project) 加速器研究機構の設立が進行中である。RAON での研究課題は次のように挙げられる。(1) 対称エネルギーと対相関の解明 (2) 巨大共鳴と Pygmy dipole resonance の研究 (3) 重イオン衝突による核物質の saturation density 上の対称エネルギーと状態方程式の研究などが挙げられる。これらの中で、Cheoun 氏は、対称エネルギーと状態方程式について、講演者自身で行った計算を通して、最近の発展をレビューした。ここで、講演者が特に強調したことは、(i) BCS phase を引き出す Paring Gap が対称エネルギーの研究には欠かせないことを示した。(ii) RPA モデルに基づいて、巨大共鳴、Pygmy dipole resonance の実験値が再現することを確かめた。(iii) 中間密度状態

における情報については、重イオン散乱の研究が状態方式の研究に重要であろう。また、高密度状態については、中性子星の観測値が状態方程式に制限を与えるであろう。しかし、まだまだ多くの不定性が残されていることも確かである。

#### ビーム物理領域、領域10「CW トップアップ入射により高輝度化を達成した卓上型放射光源について」

大柳宏之(産総研)

[A] 山田廣成(立命館大理工)

[B] 放射光源は今世紀に入り輝度に関して飛躍的な発展をしたとされる。しかしコンピューターのようにサイズとコストも大幅にダウンし、ユビキタスな装置になったかといわれると甚だ疑問である。そのような疑問を持つユーザーにとって大型放射光の対極に位置するMIRRORCLE型放射光装置は大変興味がある話題であり、格好のタイミングと考えて掲題の企画講演を提案した。

開発者である山田廣成氏はMIRRORCLE-CV4という4 MeV装置を用いて高エネルギーX線CT、XAFS、鉄の応力測定をあげて装置の現状を紹介した。X線CTでは、数10ミクロンという高い解像度で自動車エンジンを検査しており、リバースエンジニアリングでCADに落とすことも行われている。応力測定は50 keV-X線を用いて深さ数mmまでの応力を測定し、表面と深部での局所歪みの違いを見いだすなどの成果を上げている。

続いて装置開発の苦労と新展開が語られたが、シンクロトロン加速によるエネルギー回復が思ったように行われず、100 W程度しか投入できなかったため同氏は発想の転換を行い、CW(Continuous Wave)トップアップ入射という概念を生み出した。(トップアップ運転をCWで行えるのは電子エネルギーが低いからである。)共振型のパートベータで、連続したそれぞれのパルスで入射が行われることを実証し、X線強度を6倍に上げたが強度は入射器のパワーを上げればさらに上げることができる。同氏は500 kV程度のDC入射加速器を用いて実施することを提案している。装置のサイズはどんどんX線管に近づいているが、違いは連続X線を使えることと、光源点が極微小な点だ。今後はMIRRORCLEならではの応用研究が期待できるという印象を持った。

#### 領域1「第1回領域1学生プレゼンテーション賞表彰式」

小泉哲夫(立教大理)

[A] 井上 慎(東大院工光量子科学研究セ)

[B] 領域1では2012年秋季大会(横浜国立大)より「学生プレゼンテーション賞」を開始した。これは優れた講演を行った学生を顕彰することで、学生の研究に対するモチベーションを高めることが第一の目的である。また領域1として公式に表彰することで学生の経歴に何らかのプラスになればという点も考慮に入れている。第1回は約40名の応募があり、領域より依頼した審査員が講演を採点した結果、10名の受賞者が決定した。本講演ではプレゼンテーション賞の提案者の一人である東大院井上氏にこの間の経緯を簡単に説明していただき、領域代表から8名(2名欠席)の受賞者に賞状を授与した。領域1としては初めての試みであったが、順調に運営できたと考えている。今後も経験を積みながらより良いものにしていこうと考えている。

#### 【チュートリアル講演】

##### 実験核物理領域「内部被ばくの放射線計測学」

山口貴之(埼玉大理)

[A] 早野龍五(東大理)

[B] 福島原発事故の結果、福島は広範囲にわたって放射性セシウムで汚染された。その汚染度を、チェルノブイリ事故後に出された国連科学委員会(UNSCEAR)報告書と比較すると、食品由来の住民の内部被ばくの実効線量が、平均値で1 mSv/年を大きく超えると危惧された。住民の内部被ばく検査のために、福島県内で最も広く用いられているのが、ホールボディーカウンター(WBC)である。これは、体内に取り込まれた放射性セシウムの崩壊ガンマ線を大型のNaIで検出し、体内量を求める装置である。今回のチュートリアル講演では、WBCの原理を説明した後、装置およびデータ解析の詳細を具体例を示しながら解説した。それとともに、事故直後に見られた遮蔽・校正・解析に由来する種々の問題点についても紹介した。最後に最近の測定結果を見せ、福島における内部被ばくが、当初の危惧よりも遙かに低いレベルであることを示した。この問題に対する会員の関心は高く、約200人が聴講し、講演後も活発な質疑応答があった。

(2013年5月16日原稿受付)

## 科学技術分野の文部科学大臣表彰

2013年4月8日に、平成25年度科学技術分野の文部科学大臣表彰が発表されました。科学技術賞および若手科学者賞の受賞者の内28名が本会の会員です。受賞おめでとうございます。以下、賞ごとに五十音順に受賞者名(敬称略)と業績を記載させていただきます。\*

科学技術賞(開発部門)

○細川瑞彦: 正確さと信頼性を高めた標準時システムの開発

科学技術賞(研究部門)

○加藤礼三: 金属錯体分子を用いたパイ電子物性の研究 ○鈴木義茂: 強磁性金属の電界誘起磁化反転の研究 ○高田昌樹: 微量粉末から物質の機能を可視化する放射光構造科学の研究 ○

高橋忠幸, 渡辺 伸, 武田伸一郎: X線天文衛星技術を応用した超広角コンパクトカメラの研究 ○越川孝範: 超高輝度高スピン偏極低エネルギー電子顕微鏡の研究 ○Nori Franco: ナノ領域における物理現象の理論的研究 ○福田京也: 超高感度磁気センサのためのCPT及び光磁気共鳴の研究 ○安岡弘志: 核磁気共鳴法によるアクチノイド化合物の微視的物性の研究 ○山口浩司: 化合物半導体ヘテロ構造を用いた光電気機械融合素子の研究

科学技術賞(理解増進部門)

○兼子一重: ものづくり体験による高校生の科学技術及び工学への理解増進

○柴田一成: 大学天文台での宇宙体感イベントによる最先端科学の普及啓発

○安藤 晃: 科学者の卵養成講座による分野横断的科学思考力の普及啓発

若手科学者賞

○Alexei Belik: マルチフェロイック性等を有する新規酸化物材料の研究

○内田健一: スピンゼーバック効果の研究 ○内海裕洋: メゾスコピック量

子導体における非平衡量子輸送理論の研究 ○木須孝幸: 超高分解能光電子分光法の開発と微細電子構造の研究 ○小林由佳: 有機塩橋物質の電子機能開発の研究 ○幸坂祐生: 分光イメージングによる高温超伝導体の擬ギャップ状態の研究 ○齋藤芳子: 科学技術知と社会をつなぐ人材の育成理念から実践までの研究 ○相馬清吾: スピン分解光電子分光装置の開発と機能材料の電子構造の研究 ○永岡賢一: プラズマ中の高エネルギー粒子損失過程の研究 ○増田直紀: ネットワーク上の伝搬現象の研究 ○宮澤俊之: 通信波長帯量子ドットを用いた単一光子発生デバイスの研究 ○山本倫久: 一次元電子系における電気伝導と量子制御の研究 ○若林裕助: 微視的構造観測による機能材料表面近傍における物性の研究

(2013年5月30日原稿受付, 文責: 会誌編集委員会)

\* 受賞者が本会会員であるかどうかは会員名簿にて確認させていただきましたが、もし、間違いなどありましたら、会誌編集部宛にご連絡いただければ幸いです。

## 歴史の小径

### ボーアの原子論の成功と挫折 (1913-1918年)

今野宏之 (別府大食堂)

ニールス・ボーア(Niels Bohr)は、1913年に「原子および分子の構造について」と題する3部作を発表した。この記念すべき論文の中で初めて水素原子のバルマー系列を量子論で説明したのだ。今年100周年にあたる。そこでこの小論では、1913年から1918年にかけて、彼がより満足のいく原子の量子論を模索していた時期に焦点を当てて解説したいと思う。<sup>1)</sup>

ボーアは論文の第1部冒頭で、ラザフォード(E. Rutherford)の考案した有核原子モデルとトムソン(J. J. Thomson)が提唱した陽球モデルを比較して論じている。ボーアの言葉を借りれば、ラザフォードのモデルは、正

電荷を帯びた原子核があり、その周りを複数の電子がとりまいている描像である。一方、陽球モデルは、正電荷が球状に一樣に分布した中で電子が円運動をしている、俗にブドウパン・モデルといわれるものだった。ボーアはこの2つを比べて、 $\alpha$ 線の単一大角度散乱の実験結果を説明できるのは中心に堅い核を持つラザフォードのモデルの方だと判断したのだ。

ボーアはコペンハーゲン大学のポスドクとして、初めはキャベンディッシュ研究所のトムソンの元に留学した。そこで陽球モデルを知る。次にマンチェスターのラザフォードのところで、有核原子モデルと出会ったのだ。しか

しこの有核モデルでは、原子核の周りをとりまく電子の系は電気力学的に不安定になる。これに対してトムソンのモデルでは、陽球内部でリング状に配置された電子が回転運動をすることによって、電気的な不安定性は回避されている。さらにボーアは、この安定性は原子の大きさを決める長さの次元を持つ物理量が含まれているからだ、と指摘した。事実ハース(A. E. Haas)は、1910年に陽球モデルに基づいた水素原子にプランク定数を導入して、陽球の半径を $a = 1.75 \times 10^{-8} \text{ cm}$ と算出していた。一方、有核原子モデルでは電気的に安定にならないし、原子の大きさを決める物理量も出てこない。

そこでボーアは、ラザフォード原子に2つの仮定を導入してこの欠点を補うことにした:(A) 定常状態にある系の力学的平衡は、通常の力学によって論ずることができるが、異なる定常状

態間の移り変わりについては取り扱えない。(B) 後者の過程には単色光(光子量子ではない)の放出が伴い、放出されるエネルギー( $E$ )と振動数( $\nu$ )の関係は、 $E=h\nu$  ( $h$ はプランク定数)で与えられるものに等しい。

これらの仮定に基づいて、基底状態の軌道の大きさから原子の大きさを決めることができた。無限遠に静止していた電子がエネルギーを放出しながら原子核の周りを回る定常軌道を形成するとき、最大の放出エネルギーを出すのが基底軌道であり、逆にこの軌道にある電子を解き放つには最も大きなエネルギーを必要とする。この定常状態をボーアは永久状態と呼んだ、つまり基底状態のことだ。その直径は $2a=1.1\times 10^{-8}$  cm ( $a$ はボーア半径)と計算された。こうして水素原子の大きさがボーア原子で測られたことになる。さらに、それまで経験式として知られていた水素のバルマー系列の式を量子論的に導き、リュードベリ定数が既知の物理定数の組み合わせで表すことができることを示した。その理論値は誤差の範囲内で測定値に合う結果を得た。

その他の部分では、例えば第II・III部で論じられる多電子原子のスペクトル式や電子配置、水素分子の構造についての議論などは、彼の理論で取り扱うにはまだ時期尚早であった。それでもうまくいったものもある。第II部で展開された特性X線発生メカニズムである。特性X線は、陰極線粒子などの衝突で内部の電子リングから電子が取り除かれたあとの空孔を、他の電子が埋め合わせる遷移過程の際に放出されると説明していた。これはもともとトムソンが陽球モデルの電子リングで同じように説明していたものを定常状態間の遷移に置き換えたのだ。ボーアの特異X線の理論は原子構造を解き明かす鍵となった。のちにモーゼリーの法則の発見に道を拓くことになるからだ。

1912年7月にマンチェスターから帰国したボーアは、コペンハーゲン大学に理論物理学のポストをつくるよう大学当局に働きかけたがうまくいかなかった。その代わりに、事情を知ったラザフォードの骨折りで、マンチェスター

の任期付き助教授職に就くことができた。第1次世界大戦が始まったばかりのときだ。

マンチェスターでは講義の合間に論文も執筆していた。その中にシュタルク効果の問題が含まれていた。3部作と同年にシュタルク(J. Stark)は、一様な静電場内に置かれた水素原子のスペクトル線が分岐することを発見していた。ボーアは、入射する電場で円軌道が変形するが定常状態間の遷移は起こらないとして計算してみた。生じる振動数のずれは、定常状態を決める2つの量子数を2乗した差に比例する式を得た。しかし分岐線の本数が実験と合わなかった。結局のところシュタルク効果のような非周期系を扱うのは現段階では無理があると認めざるを得なかった。こうして再び周期系の問題に立ち戻ることになる。

この時期にはフランク-ヘルツのイオン化ポテンシャルの測定実験の意味を解釈し直している。実験そのものはボーアもすでに知っており、3部作の第II部の中でヘリウム原子のイオン化エネルギーを計算したときに、彼らのデータと照らし合わせていた。この実験が定常状態の存在を検証したものにはかならないことに改めて気がついたのだ。

1915年のクリスマス休暇には「周期系への量子論の適用について」という論文に取り掛かった。それまでの総まとめ的なもので、これから周期系を論じるにはどのような量子論を開発しなければならないかあれこれ考えていた。その手掛かりとして定常軌道の存在を担保する量子条件を模索していた。プランク(M. Planck)のエネルギー量子では、1次元振動子が持つ一定のエネルギー $E$ は位相空間( $q, p$ )の楕円軌道で表される。2つの楕円軌道で挟まれた等エネルギーの面積がプランク定数になった。つまり $\iint dqdp = h$ である。プランクは1自由度の問題しか扱っていなかったため、より一般性を持った多自由度に拡張しようと考えた。これを論じる糸口として、そのころ発表されたばかりのアーレンフェスト(P. Ehrenfest)の断熱不変量に注目した。すなわち定常状態は断熱不変量 $\bar{T}/\omega =$

$(1/2)nh$  ( $\bar{T}$ は運動エネルギーの平均、 $\omega$ は電子の軌道振動数、 $n$ は整数)で決められるとした。この系では $qp$ 面の閉曲線で囲まれた面積は $Q = \iint dqdp = 2\bar{T}/\omega = nh$ で表される。自由度 $f$ の系については、 $n$ 番目の表面で囲まれた体積は $Q = \int \dots \int dq_i dp_i = (nh)^f$  ( $i=1, 2, \dots, f$ )となる。

とくに自由度3の場合、ボーアは水素原子のエネルギー準位と比べて基底状態の存在を次のように正当化している：実験結果が示しているのは $n=1$ が最低のエネルギー状態、これが基底状態になる。通常電気力学では周回する電子は原子核へ落ち込んでしまうがそうならないのは、3次元振動子の位相空間と照らし合わせてみると、 $n=0$ に対応する位相空間が存在せず、 $n=1$ の位相空間が最小の空間として存在するからだ。

ところがボーアは執筆途中でプランクも多自由度の量子条件として同じような式を導出していたことを知る。プランクの場合は、ギブズの位相空間に対して $2f$ 重積分を行ったのである。自由度1における曲線は多自由度では超曲面になり、囲まれた面積は体積と呼ばれる。さらに同じ時期にウィルソン(W. Wilson)と石原純も別々に量子条件を発表していた。ウィルソンの量子条件についてボーアは、座標の選び方に依存すると論評し、石原については、中性水素原子を2電子で考えていたことに批判的だった。<sup>2)</sup>

この論文のゲラ刷りができあがった1916年初頭には、さらに新たな動きが始まっていた。まずエプシュタイン(P. S. Epstein)とシュワルツシルト(K. Schwarzschild)らはそれぞれ独立に、天体力学の“条件付き周期系”を導入して、シュタルク効果の振動数とエネルギーの分裂を説明する論文を発表した。つまりボーア理論の弱点だった非周期系の問題にも光明が差したのだ。ここでいう“条件付き周期系”というのは、任意の有限な自由度の系に対して、ハミルトン-ヤコビの偏微分方程式が、変数分離の方法によって解くことのできる系で、多重周期系ともいう。一般力学に基づいた量子条件と異なり、座標の選択のいかんにかかわらず、普

遍に論じられる利点があった。

さらに追い打ちをかけるようにゾンマーフェルト (A. Sommerfeld) から水素のバルマー系列と微細構造を論じた論文がボーアの元に送られてきた。ゾンマーフェルトは、多重周期系の量子条件  $\int p_i dq_i = n_i h_i$  を導入してバルマー系列の理論を多自由度に敷衍したのだ。プランクは  $2f$  次元の積分を考えて、あとから  $f$  個の異なる量子条件に分解していたのに対して、ゾンマーフェルトはバルマー系列の実験結果を根拠に、初めから量子条件を  $f$  個の自由度に分解して  $f$  個の量子条件式を仮定した。実際問題としては、自由度は3まで考察するだけで充分であった。すでにボーアもプランクも回転子と水素分子の比熱の問題に統計力学を適用して具体的に論じていた。しかしボーアにとって一番、魅力的だったのは、ゾンマー

フェルトの量子条件がケプラー軌道に動径量子数と方位量子数を導入して、水素のスペクトル線の理論を与えたことだ。ボーアの円軌道では主量子数だけだった。またプランクの多自由度の量子条件ではスペクトル線を論じるには抽象的すぎた。結局ボーアの論文は土壇場で取り下げられた。彼の原子論で解決できなかったシュタルク効果や水素の微細構造を説明するゾンマーフェルトの量子論に将来性を見出したからだ。しかしこれを自分の理論に取り入れるには単なる手直しのレベルを超えていた。新たに一から書き直さなければならぬと痛感したのだ。

1916年にコペンハーゲン大学に教授職を得たボーアは、帰国後新しい量子論の構築に取り組んだ。これは1918年に「線スペクトルの量子論について」に結実した。新理論の発表を急い

だ彼は、第1次世界大戦の政情不安の中で国外のジャーナルに投稿するのは賢明でないと判断して、デンマーク王立アカデミーの紀要に上梓したのだった。

こうして今日、前期量子論と呼ばれる時代を築くことになる。<sup>3)</sup> しかしこの理論も1925年に量子力学が登場するまでの7年あまりの命脈であった。

#### 参考文献および注

- 1) これまでのボーア原子に関する諸研究を踏まえた総説が最近刊行された。H. Kragh: *Niels Bohr and the Quantum Atom: The Bohr Model of Atomic Structure 1913-1925* (Oxford Univ. Press, 2012)。
- 2) 滞欧中の石原は1913年バーミンガムで開かれた学会でボーアに会い損ねている。
- 3) 前期量子論の時期は1913-25年だが、1900年のプランクの量子仮説の登場を起点とする区分の仕方もある。

(2012年12月21日原稿受付)

## ニールス・ボーアと彼の研究所 —ボーアの原子模型100周年の機会に—

山口嘉夫

小沼通二 (神奈川歯科大)

ニールス・ボーア (Niels Bohr, 1885.10.7-1962.11.18) の原子模型の論文「原子と分子の構造について」は、3部からなり、*Philosophical Magazine* に発表された。100年前の1913年7月、9月、11月のことである。これが認められてボーアは1916年にコペンハーゲン大学教授になる。彼はデンマークで初めての理論物理学講座担当者だった。この年に、のちに助手になるオランダからのクラマース (H. A. Kramers, 1894-1952) を受け入れる。ところが、与えられたオフィスは、2人に対して工業専門学校の中かの1部屋だけだった。1918年には理論物理学研究所 (NBI)<sup>\*1</sup> 建設が決まったが、研究所完

成は1920年であり、開設式典は1921年3月3日だった。

ボーアが原子論の完成、量子力学の建設と解釈、原子核の解明に果たした役割は周知のごとく非常に大きい。それを支えたのがNBIである。そこで、このユニークな研究所の初期とCERNとの関係について略述しよう。

ボーアは理論家と実験家が明確に分離する以前の物理学者である。1909年に発表した最初の研究論文は、水の表面張力決定に関する、父の指導を受けた実験結果であり、1911年にコペンハーゲン大学に提出した学位論文は、金属の電子論だった。彼はカールスベア財団から1年間の奨学金を得て、1911年10月英国のキャベンディッシュ研究所へ行くのだが、電子の発見者J. J. トムソン (J. J. Thomson, 1856-1940) は忙しすぎて話す暇もない。そこで、1911

年に原子核の存在を発見したラザフォード (E. Rutherford, 1871-1937) が中心のマンチェスターに1912年3月に移った。最初実験を始めたが、活発な雰囲気の中で理論研究に集中するに至る。特にヘヴェシー (G. Hevesy, 1885-1966) から刺激を受けて原子論の想を練る。コペンハーゲンに帰ってから聞いた原子スペクトルのバルマー系列の規則性を踏まえ、原子論を作り上げたのだった。

NBI発足にむけて、第一次大戦後のインフレの中で、外国から輸入する実験装置の高騰 (外貨の値上がり)、建設業者のストライキ等に悩まされる。研究棟 (その一部に、ボーア一家が住み、実験助手を含めた助手や若手研究者と学生のためのオフィスや実験室を含む) ができて創立するのを待たずに1918年にスウェーデンのクライン (O. Klein, 1894-1977) が、1920年にはマンチェスターで親しい友人になったハンガリー人のヘヴェシーその他が来所し研究に参加する。ボーアは助手・学生や次々に増加する来所者たちと、理論研究を進めるとともに、理論を確かめ、あるいは作りだすための実験 (初めのころは分光や赤外分光、のちに

<sup>\*1</sup> 正式名称は Universitetets Institut for Teoretisk Fysik であり、ボーアの没後の1965年に The Niels Bohr Institute と改称した。しかしそれ以前から通称としてニールス・ボーア研究所と呼ばれていたため、ここではNBIと書くことにする。

は原子核実験)を進めていく。<sup>\*2</sup>

この研究所は、コペンハーゲン大学の物理学科のボーア教授の大型研究室だった。ここにボーアを慕って、西(米国、英国、オランダなど)、北(スウェーデン、ノルウェー)、南(ドイツ、ハンガリー、オーストリアなど)、東(日本、ソ連など)から若者が次々とやってきて、史上稀なセンターとなったのである。ボーアが出張先のゲッチンゲンで出会ったパウリ(W. Pauli, 1900-1958)や学位論文準備中のハイゼンベルク(W. Heisenberg, 1901-1976)のように、有能な若者を招待した例もある。最初の10年間の来所者リストには、日本からの7人を含む17か国、63人が記録されている。<sup>\*3</sup>

研究所を整備し、必要な実験を進め、多くの来所者や長期滞在の若者たちの費用をまかなうのに、文部省からの費用だけでは足りず、国内外からの資金を調達するなど、華やかにみえる物理の成果を裏で支えるための苦労は並大抵のものではなかった。

第1次大戦後のヨーロッパでは、戦勝国と敗戦国の間の学术交流は乏しかった。ソルヴェイ会議も、第1次世界大戦後1921年、1924年には、ドイツなど敗戦国の物理学者を呼ぶことはなかった。ドイツの出席を認めたのは国際連盟加盟(1926年)が実現した後の1927年からである。国際学術団体IUPAPも、1922年の発足に当たって敗戦国を加盟させなかった。<sup>\*4</sup> こうした中で、NBIが国際交流に果たした役割は偉大である。

第2次世界大戦中の1940年4月9日にドイツがデンマークを占領した。1943年9月29日深夜、逮捕の危険が迫ったボーアはスウェーデン、英国を経由して米国に渡り、マンハッタン計画に顧問として参加した。NBIはドイツとの関係で困難を極めたが、かろうじて生き延びることができた。ボーアは戦後、1945年8月25日にデンマークに戻り、再びNBIの活動を主導した。

このころ、戦火に荒廃したヨーロッパで、国際協力によって、一国でできない規模の研究を進めようという構想が現れた。1949年12月にスイスのローザンヌで開かれたヨーロッパ文化会議に送られたルイ・ド・ブロイ(Louis de Broglie, 1892-1987)のメッセージと、1950年6月7日のUNESCO第5回総会での米国代表団のラビ(I. I. Rabi, 1898-1988)の提案を受け止めた、宇宙線研究者で当時UNESCOの自然科学部門の責任者だったオージェ(Pierre Auger, 1899-1993)と、彼に協力したIUPAP副会長のエドアルド・アマルディ(Edoardo Amaldi, 1908-1989)たちの動きである。

12月までに彼らはブルックヘヴン国立研究所で計画されている当時世界最大の加速器に匹敵する加速器を持つ研究所をヨーロッパ諸国が協力して作ろうと提案する。<sup>\*5</sup> この計画に対し、賛同が続き、資金拠出の申出も続く一方で、英国は協力するが参加しないと、敗戦国ドイツは参加を求められない。<sup>\*6,7</sup>

翌年(1951年)7月にコペンハーゲンで、コロキウム「量子物理学の諸問題」が開かれ、引き続き、IUPAP第8回総会が開催された。この時、ボーア、クラマース、アマルディ他の人たちの間で、講演室でも、廊下でも、食事中も、息抜きの行事中にも、この研究所

設立構想について大いに議論された。クラマースはこの総会までIUPAP会長であり、ボーアは彼から相談されていて、彼らの異論が顕在化したのだった。彼らは、一挙に大加速器を作る計画は経費の規模が大きすぎて無理があり、計画内容は飛躍が大きすぎると主張した。アマルディは、3段階で進もうという一致点が得られたと1985年に回想している。第1段階で、大小加速器(PSとシンクロサイクロトロンSC)の検討を進めるとともに、この分野の最先端研究の国際研究所を設立する、第2段階で小型加速器を建設し、第3段階として1955年かそれ以後に大型加速器を建設しようというのである。

しかし、クラマースは1951年8月23日にオージェに書簡を送り、巨大研究所を狙うよりNBIの設備と実験施設を利用して発足することを提案し、続けて31日に、オランダ政府関係者が大研究所設立に深刻な懸念を持っていると第2の書簡で伝える。さらに彼は9月24日に第3の書簡で予算規模が大きすぎると述べる。10月26日にはボーアが、計画全体の練り直しを求める。

このころまでに、英国はリバプールに建設中の400 MeV SC(1954年8月に完成)を利用してよいと考え、スウェーデンもウプサラの200 NeV SC(1951年12月完成)の利用に理解を示す。

これに対し、オージェたちはこれまでの努力を否定されたと取り、クラマースとボーアの提案を無視して先に進む。彼らの対立はこの時期に最高に達していた。このような中で1952年1月24日UNESCO事務総長から、ソ連・東欧を含むヨーロッパのUNESCO全加盟国政府に、人と情報の自由交流及び資金拠出という条件を付けて、研究所設立案が送付された。<sup>\*8</sup> これに対して、デンマーク政府はボーアたちの考えに沿った修正意見を提出、スウェーデン政府がこれを支持、イタリア政府はデンマーク修正案に反対。

この時期には、対立と妥協が錯綜し

<sup>\*2</sup> 研究所名の「理論」は、「実験」に対する理論ではなく、現代物理、あるいは基礎物理という意味だった。1918年から1930年までにNBIから発表された273の発表論文のうち、理論の論文は約55%、実験の論文は40%、レビューが5%だった。

<sup>\*3</sup> 来所者数は多い順(同じ人数の場合到着順)に、米国14、ドイツ10、日本7、オランダ6、英国6、スウェーデン4、ノルウェー4、ソ連3、ハンガリー、ポーランド、オーストリア、スイス、インド、ルーマニア、カナダ、中国、ベルギー各1。日本からの滞在者と到着年は、高峰俊夫(1921)、仁科芳雄(1923)、木村健二郎(1925)、杉浦義勝(1925)、堀健夫(1926)、青山新一(1926)、福田光一(1926)。仁科は、最初は理化学研究所からの派遣、1924年から1928年まではラスク-エルステッド財団の奨学金を受けた。

<sup>\*4</sup> IUPAP加盟は、ハンガリーが1948年、ドイツは1954年、オーストリアは1957年だった。日本は最初から。

<sup>\*5</sup> ド・ブロイは、分野に触れず国際研究所と書いた。ラビの提案の中にも、ヨーロッパとも加速器とも述べられていない。その後、加速器と原子炉を持つ研究所という構想も出たが、原子炉案は消えた。

<sup>\*6</sup> 当時の英国は、計画中を含めると3基の陽子シンクロトロンPS(Harwell, Birmingham, Liverpool)と1基の電子シンクロトロンES(Glasgow)を持つ加速器大国だった。

<sup>\*7</sup> 研究所設立の協議へのドイツの参加は、UNESCOへの加盟(1951年7月11日)のあとである。

<sup>\*8</sup> これに対して、ソ連と社会主義諸国は、CERNに参加せず、1949年から軍事用原子力研究のための陽子加速器のあったドブナ(モスクワから北北西125キロ)に、合同原子核研究所JINRを設立した(1956年)。

た。詳細に触れる余裕はないが、2月12日から3日間開催された各国政府の代表者の準備会議で、デンマーク、スウェーデン政府も含めて研究所設立を目指す暫定理事会の設置案に合意が得られる(英国は合意せず、12月に参加決定)。この急転の事情の記録は見えないが、会議直前に、アマルディがコペンハーゲンに行き、素粒子物理学で西欧が米国に後れを取らないためには西欧諸国の協力により大加速器を作るほかない、そうでなければ西欧は高エネルギー物理<sup>\*9</sup>に貢献ができなくなると、3日かけてボーアを説得したのである。<sup>\*10</sup> ボーアはこれを受け入れ、以後計画に協力することになり、その後のすべての暫定理事会に出席した。

5月に開かれた第1回暫定理事会は、理論グループをコペンハーゲンに置き、責任者をボーアとすることを決定。6月の第2回会議で、理事会名CERNをそのまま研究所名とすることにし、600 MeV SCと10-20 GeV PSの検討開始を決定した。<sup>\*11</sup> この直後に米国で、強収斂(SF)の原理が(再)発見され、CERNでも、30 GeV SF PS建設案に変更した。

将来の研究所の場所の候補として、コペンハーゲンも提案されたが、ジュネーブが選ばれ、1953年5月のジュネ

ーブ州の住民投票によって、ジュネーブ郊外のメイラン(Meyrin)への受け入れが決まった。CERNの正式発足は1954年10月であり、この機会に理論グループの責任者は、メラー(C. Møller, 1904-1980)に変わった。コペンハーゲンのCERN理論グループは、ローゼンタール(S. Rozental, 1903-1994)が実際の運営にあたり、主に加盟国の若手の教育・訓練を行って、1957年10月にジュネーブに移転し、2月にとりあえず空港内のバラックで発足した理論グループに合流した。<sup>\*12</sup>

ところで、ボーアたちとオージェ、アマルディの対立は、「自由研究」と「計画研究」の相克・妥協の走りだった。ボーアたちの主張では、先端科学の研究は、元来予測不能であり、研究の進展に伴って柔軟に方針を変えていかなければならない。一方、大型予算を必須とする大研究計画は、政府・議会・納税者たちを納得させるために、長期にわたる計画の細部まできちんと詰めることを要求される。ところが、大計画は一般にすぐ認められるものではない。科学・技術の発展は日進月歩だから、計画の改定を繰り返すことになる。総予算の増大も起こる。これは、練れていないずさんな計画だとみられがちである。現実には、計画研究は妥協して発足させなければならなくなる。

当事者にとっての最小限の妥協は、よそからは妥協しすぎと見える。少額予算の獲得もままならぬ他分野からの批判も出がちである。この対立は、その後も多くの分野でしばしば起こることになったのである。

## 主要参考文献

- U. Hoyer, ed.: *Niels Bohr Collected Works, Vol. 2, Work on Atomic Physics (1912-1917)* (North Holland, 1981).
- N. Bohr, Reminiscences of the Founder of Nuclear Science and of some Developments based on his Work, in J. B. Birks, ed.: *Rutherford at Manchester* (W. A. Benjamin Inc., 1963) p. 114.
- P. Robertson: *The Early Years, The Niels Bohr Institute 1921-1930* (Akademisk Forlag, 1979).
- E. Amaldi: *Niels Bohr and the Early History of CERN*, Contribution to the Conference on the Centennial Anniversary of Niels Bohr's Birth, held in Rome in February 1985. Compiled in G. Battimelli and G. Paoloni, ed.: *20th Century Physics: Essays and Recollections, A Selection of Historical Writings by Edoardo Amaldi* (World Scientific, 1998), p. 697.
- A. Pais: *Niels Bohr's Times* (Clarendon Press, 1991) [A. パイス著, 西尾成子, 今野宏之, 山口雄仁訳: 『ニールス・ボーアの時代1, 2』(みすず書房, 2007, 2012)].
- A. Hermann, J. Krige, U. Mersits and D. Pestre, ed.: *History of CERN I* (North-Holland, 1987).
- S. Rozental, ed.: *Niels Bohr* (North-Holland, 1967) [S. ローゼンタール編, 豊田利幸訳: 『ニールス・ボーア』(岩波書店, 1970)].
- 西尾成子: 『現代物理学の父 ニールス・ボーア』(中公新書, 1993).

## 非会員著者の紹介

山口嘉夫氏: 1947年9月東大理学部物理卒。東大原子核研究所長, 日本物理学会会長, 国際純粋応用物理学連合(IUPAP)会長, 国際将来加速器委員会(ICFA)委員長, CERN科学政策委員会(SPC)委員などを務めた。

(2013年3月15日原稿受付)

<sup>\*9</sup> 当時は、今日の素粒子物理(高エネルギー物理)、原子核物理が分化していなかった。

<sup>\*10</sup> 筆者の1人(Y.Y.)が、CERNでアマルディから直接聞いた。

<sup>\*11</sup> CERN=Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>\*12</sup> この移転に合わせて、1957年9月1日に北欧5カ国(デンマーク、フィンランド、アイスランド、ノルウェー、スウェーデン)の協力による北欧理論原子物理学研究所NORDITA(Nordisk Institut for Teoretisk Atomfysik)がコペンハーゲンで発足した。

### 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)日本複写権センターと包括複写許諾契約を締結されている企業の方でない限り、日本物理学会が複写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。

松川 宏

## 摩擦の物理

岩波書店, 東京, 2012, viii+116p, 20×14 cm, 本体 1,600 円 (岩波講座 物理の世界: 物質化学の発展2) [大学院・学部向]

ISBN 978-4-00-011138-6

波多野恭弘 (東大地震研)

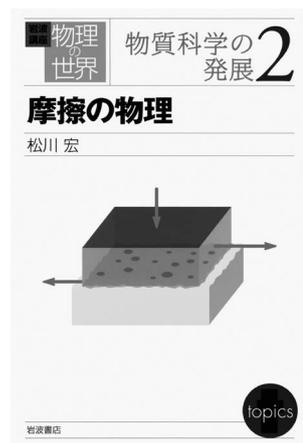
「摩擦の物理」とは何か。摩擦とは二つの物体が接触しつつ相対運動する現象全般を指し、その際に物体間に働く力を摩擦力と呼ぶ。「摩擦の物理」の主要な部分は「摩擦力の定量的な記述」である。例えば、地震は岩石の剪断破壊であり、破壊面(断層)には摩擦力が働く。この摩擦力は地震に対してはブレーキとして働くので、その特性を知ることが地震学の重要課題となっている。(本書3.5節では地震の文脈での摩擦についてポイントを絞って紹介することに成功している。)

では摩擦力をどのように記述するか。何かを現象論的に記述するには変数をうまく選ぶ必要がある。この基本的問題が本書2~3章で論じられる。まず、「たいていの物質で摩擦力は法線方向にかかる力に比例する」という実験事実がある。そうすると次のターゲットはその無次元比例係数(摩擦係数)である。摩擦係数は荷重には依存しないが、すべり速度に依存するし、非定常状態では時間について対数的に進行する遅い緩和過程に支配されることもよく知られている。これらの実験的事実とその定量的表現が第3章で詳しく紹介される。この法則は「速度・状態依存摩擦法則」と呼ばれ、摩擦に関するほぼ唯一の現象論と言ってよい。その意味では第2章と第3章が「摩擦の物理」の主要部分をなす。

巨視的現象論である「速度・状態依存摩擦法則」の微視的基礎は実はさほ

ど分かっているわけではない。現時点での標準的理解とその問題点は第3章に説明されている。詳しくは本書を読んで頂ければよいのだが、その物理は真接触部位のクリープ(熱的活性化過程で駆動される変形)である。真接触部位では一軸圧縮状態になっているから様々な原子論的過程を経由してネッキングを起こし、接触面積がゆっくりと増大する。同様に、剪断方向に力がかければ粒界滑りなどが起こるが、これらは熱的活性化過程であり、駆動力と変形速度の間にはアレニウス則が成り立つ。これが摩擦力の滑り速度依存性をもたらすのである。

クリープを考慮すれば静止摩擦・動摩擦という厳然とした区別はつけ難く、むしろ定常状態・非定常状態という区別こそ本質的であることが分かる(もちろんクリープが無視できるようなある極限操作を考えれば静止摩擦も意味のある概念になり得る)。その観点では、本書p.18「摩擦現象の場合、最大静摩擦力という運動を引き起こすための閾値が存在し、摂動と応答は比例関係に無い」という言明は示唆的である。しかも充分小さい系ならば摩擦力の揺らぎは測定可能であろう。実際、原子間力顕微鏡などを用いてナノスケールでの摩擦がその場観察できることは本書第4章で詳しく解説されている通りである。そのような系では線形応答理論や揺らぎの定理に代表される様々な非平衡統計力学の関係式も成り立つで



あろう。このようなナノ摩擦は現在工学系の実験が先行しているが、非平衡統計力学分野の研究者の参入により今後大きな発展を見せるかもしれない。

評者の知る限り、物理屋が日本語で書いた摩擦の教科書は(同じ筆者による培風館の本を除けば)これ以外には無く、摩擦に興味を持つ物理の学生が最初に読むべき本として本書を推薦できる。原子間力顕微鏡の発表が1986年、マクロの摩擦でクリープの重要性が指摘されたのが1994年であることを考えると、本書のような教科書がもっと早く出ていてもよかつたとは思ふ。ただし空間不均一なすべりダイナミクスのその場観察が2000年代に入ってから次々発表されるようになり、本書ではその研究成果もよく解説されている(第5章)。

「摩擦の物理も面白いけど、私は同僚との摩擦で疲れた」とこぼしていた某教授がいたが、社会物理学・経済物理学が隆盛を誇る昨今、人間間・異文化間相互作用における摩擦の研究も次の研究課題として興味深い。本書を読みながらあれこれ夢想するのもまた楽しかろう。

(2013年2月1日原稿受付)

瀬戸秀紀

## ソフトマター；やわらかな物質の物理学

米田出版, 千葉, 2012, x+147p, 19×13 cm, 本体1,600円 [学部・一般向]

ISBN 978-4-946553-53-0

荒木武昭 (京大院理)

本書は、著者自身、巻末で述べているように「ソフトマター物理のガイドブック」である。ソフトマターとは、その名の通り「やわらかい物質」のことであり、具体的には、高分子、液晶、コロイド、界面活性剤といった物質群を指す。これらは、プラスチック、ゴム、ディスプレイ、インクという形で工業的に広く使われ、我々の生活に欠かすことができない物質である。また、我々の身体も高分子(タンパク質, DNA)、界面活性剤(細胞膜)、コロイド(血液)といったように、ソフトマターで出来ていると言っても過言ではない。このようにソフトマターは我々にとって身近で重要な物質であるが、これらに関する研究を牽引してきたのは、それぞれを対象とした化学、工学の分野であった。ソフトマターは「複雑流体」といわれることもあるが、物理として対象にするには複雑であったのである。これらのやわらかい系に共

通するシンプルな物理的描像を抽出し、物理の一分野として扱われるようになったのは、1960年代後半からであろう。現在、我々は高分子、液晶などそれぞれの物理を詳しく扱った名著を数多く手にすることができる。しかしながら、ソフトマター物理となると、それぞれの各論として出来上がったものを系統立ててまとめるのはやさしいことではなく、その全体を俯瞰できる書籍はほとんどない。いまだに、初学者に最初に推薦する教科書に困ってしまうのが現状である。

著者の瀬戸氏自身も固体物理の分野から当時、まだ物理としての地位を模索していたソフトマター分野に移った一人である。瀬戸氏は、主に中性子散乱を用いて界面活性剤系のメゾ構造、ダイナミクスに関する研究を行ってきたが、ソフトマター分野に移った当時は今よりさらに、その全体像をつかむ文献を探すのに労を要したことは想像



に難くない。

再び、本書は縦書きで書かれた「ソフトマター物理のガイドブック」である。難しい数式や概念は書かれていない。しかしながら、各論となりがちなソフトマター物理の世界を、身近な例を紹介しつつわかり易く書かれており、その本質と面白さをよく伝えている。ソフトマター物理を学んだことがある者にとっては物足りない内容であろうが、初学者やソフトマターに興味を持つ多くの方に、手に取って読んでもらいたい一冊である。その面白さに、さらに興味が膨らむことであろう。

(2013年2月14日原稿受付)

E. G. Lewars

## Computational Chemistry; Introduction to the Theory and Applications of Molecular and Quantum Mechanics 2nd edition

Springer-Verlag, Berlin, 2011, xvi+664p, 24×16 cm, 159.95€ [専門・大学院向]

ISBN 978-90-481-3860-9

長谷川淳也 (北大触媒化学研セ)

本書は電子状態理論を中心とする量子化学理論とその応用計算の入門書として良書である。特に、分子構造や化学反応に関心があり、実際に計算を始めたい研究者・大学院生にとっては有用な内容である。

本書の特徴の一つは、計算化学の主要な用途の一つであるポテンシャルエネルギー面 (potential energy surface) から説き始めることである。有機化合物の分子構造や化学反応の計算例を挙げた具体的な説明がなされており、読者の関心を引くための配慮が感じられ

る。本書はこの後、分子力学 (molecular mechanics) を簡潔に説明し、かなりの頁数を割いて分子軌道法について説明している。学部レベルの量子力学、線形代数の基礎的内容、式の導出のみならず数値の算出過程にまで説明が及び、とても親切な内容である。計算化学・量子化学に関心がある方ならば、学部レベルの物理化学を忘れても本書を使って学習できる。量子化学計算を計画し、結果を理解するために必要な理論上の知識を得ることが可能である。

敢えてネガティブな批評をすると電

子相関効果や励起状態についての記述は手薄であることである。これらの事項は発展的な内容でありながら、理論計算には必要不可欠である。しかしながら、本書は量子化学、密度汎関数理論における発展的なテキストに進むためのベースとしては十分であろう。分子軌道法については、Sazbo と Ostlund による *Modern Quantum Chemistry; Introduction to Advanced Electronic Structure Theory*、密度汎関数理論については、Parr と Yang による *Density-Functional Theory of Atoms and Molecules* が専門的な教科書として薦められる。量子化学計算の演習書としては、Foresman と Frisch による *Exploring Chemistry with Electronic Structure Methods* が挙げられ、多様な例題について、Gaussian プログラムを用いた演習と結果の説明が記載されている。それぞれ

邦訳が出版されている。

また、本書の巻末近くには量子化学に関連する著作や既存のソフトウェアについてリストアップされ、簡単な説明が与えられていることも付記に値す

る。読者に手を伸ばすような配慮が感じられ、教える立場として共感できる好著である。

(2012年9月18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/keijiban.html>にありますので、それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は、e-mail: [keijiban@jps.or.jp](mailto:keijiban@jps.or.jp)へお送り下さい。必ず Fax 03-3816-6208へも原稿をお送り下さい。Faxがありませんと、掲載できない場合がございます。HP掲載をご希望される場合は、上記URLの「2. ホームページ掲載」をご参照下さい。本欄の各項目の内容につきましては、本会は関与致しかねますのでご了解下さい。

## 人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

■東京大学大学院工学系研究科特任研究員

1. 特任研究員1名  
2. 物理学専攻樽茶・大岩研究室  
3. JST戦略的国際科学技術協力推進事業「トポロジカルエレクトロニクス(日本側代表者:樽茶清悟)」において半

導体ナノ構造/超伝導複合系の研究に従事する。特にスピン軌道相互作用が強いナノ細線を使ったマヨラナフェルミオンの研究を意欲的に遂行する若手研究者を希望。

4. 決定後早期
5. 1年契約。評価によりプロジェクト終了(2015年3月末)迄更新可。
6. 博士号取得者(取得見込可)
7. ○履歴書(写真付、e-mail明記) ○研究経歴・業績の概要と業績リスト ○志望動機又は今後の研究への抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名、連絡先
8. 2013年8月9日(金)必着
9. 113-8656東京都文京区本郷7-3-1 東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻 樽茶清悟 電話/Fax 03-5841-6835 [tarucha@ap.t.u-tokyo.ac.jp](mailto:tarucha@ap.t.u-tokyo.ac.jp)
10. 封筒に「研究員応募書類在中」と朱書し書留で送付。応募書類原則不返却。

■青山学院大学理工学部教員

[I]

1. 助教又は助手1名
2. 物理・数理学科望月研究室
3. 物性物理学の理論研究。物理学の演習の講義を担当。
4. 2014年4月1日
5. 1年毎更新。助教:5年迄。助手:助教に身分変更可。
6. 博士号取得者か、取得見込の方。キリスト教と私学教育に理解があり、教育に熱意のある方。
7. ○履歴書 ○業績リスト(論文リスト中の主要論文に印) ○今迄の研究概要 ○研究計画 ○主要論文5編以内の別刷又はコピー ○教育に対する抱負 ○推薦文1通 ○照会可能者(推薦者を除く)1名以上の氏名、連絡先
8. 2013年8月15日(木)必着
9. 252-5258相模原市中央区淵野辺5-10-1 青山学院大学理工学部物理・数理

学科 望月維人 電話042-759-6293 [mochizuki@phys.aoyama.ac.jp](mailto:mochizuki@phys.aoyama.ac.jp)

10. 封筒に「人事応募」と朱書し簡易書留で送付。応募書類不返却。

[II]

1. 助教又は助手1名
2. 物理・数理学科
3. 物理学、物性理論、統計力学物理学の演習等。担当教授と協力して研究室の運営、研究、学生の指導等に当たって頂く。
- 4, 5, 6, 7, 8は[I]に同じ。
9. 229-8558相模原市中央区淵野辺5-10-1 青山学院大学理工学部物理・数理学科 松川 宏 電話042-759-6291 [matsu@phys.aoyama.ac.jp](mailto:matsu@phys.aoyama.ac.jp)
10. 封筒に「人事応募」と朱書し簡易書留で送付。応募書類不返却。詳細についてはお問い合わせ下さい。

■京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻教授

1. 教授1名
2. 物理学第二分野天体核物理学研究室
3. 天体核物理学、宇宙物理学理論の研究とそれを通しての大学院生、学部生の教育。
4. 決定後早期
5. なし
6. 特になし
7. ○履歴書 ○業績リスト ○主要論文別刷約5編 ○今迄の研究概要 ○着任後の研究計画と教育に関する抱負 ○着任可能時期
8. 2013年8月23日(金)17時必着
9. ①606-8502京都市左京区北白川追分町 京都大学大学院理学研究科物理学第二教室 鶴 剛  
②同上 中村卓史 電話075-753-3831
10. 提出書類は原本とそのコピー2部(計3部)を同封し、封筒に「天体核教授人事応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。応募書類不返却。

### ■東京理科大学理工学部物理学科教員

1. 准教授又は専任講師1名
2. 実験物理学
3. 実験又は観測を用いた物理学(宇宙、地球・惑星、又は環境、ソフトマター等の境界領域含)
4. 2014年4月1日
5. 65歳定年制
6. 博士号取得者。私学教育の現状を理解し、着任後、独立した研究室を運営し、学部及び大学院の教育と研究に熱心に取り組める方。
7. ○履歴書(e-mail明記) ○研究業績リスト(原著論文、外部資金獲得リスト等) ○主要論文別刷5編以内 ○研究概要(約2,000字) ○研究計画(約2,000字) ○教育経験及び教育に対する抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の連絡先
8. 2013年8月28日(水)必着
9. 278-8510野田市山崎2641 東京理科大学理工学部物理学科 浜田典昭 hamada\_ph.noda.tus.ac.jp
10. 封筒に「人事応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

### ■筑波大学計算科学研究センター教授

1. 教授1名
2. 計算科学研究センター(量子物性研究部門又は生命科学研究部門)、数理物質系
3. 計算科学の手法を用いた広い意味の物性理論。強相関系、低次元系、ナノ物質、ソフトマター、生物物理等。理工学群物理学類、数理物質科学研究科物理学専攻の教育・研究指導を担当。計算科学研究センターにおける活動に意欲的に取り組み、大学・大学院の研究と教育に熱意を持つ方を望む。
4. 決定後早期
5. なし(定年は筑波大学規則に従う)
6. 博士号取得者
7. ○履歴書 ○業績リスト(査読論文とその他を区別) ○主要論文別刷5編(内、4編以上は最近5年以内のもの) ○今迄の研究の概要 ○着任後の研究計画と教育に関する抱負 ○意見書2通以上、又は照会可能者2名以上の氏名、連絡先
8. 2013年8月30日(金)必着
9. ①305-8577つくば市天王台1-1-1 筑波大学計算科学研究センター 梅村雅之  
②同上 電話029-853-6494 umemura

ccs.tsukuba.ac.jp, 都倉康弘 電話  
029-853-6147 tokura.yasuhiro.ft u.  
tsukuba.ac.jp

10. 封筒に「計算科学研究センター教授応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。

### ■北陸先端科学技術大学院大学マテリアルサイエンス研究科教員

- [I]
1. 助教1名
  2. 物性解析・デバイス領域
  3. 光学特に非線形光学的手法を用いた、固体表面界面やナノ物質の機能を探るための新しい手法の開発に関する研究。講義の一部の担当他。
  4. 2013年12月以降早期
  5. 5年
  6. 採用時に博士号を有し、本学の理念と目標に従って、熱意をもって本学における教育や重要な基礎研究を推進できる方。他研究者と連携し、共同研究を推進する方。英語を使つてのグローバルコミュニケーション能力のある方。
  7. 詳細は[http://www.jaist.ac.jp/jimu/syomu/koubo/pdf/ms\\_H250604.pdf](http://www.jaist.ac.jp/jimu/syomu/koubo/pdf/ms_H250604.pdf) 参照。
  8. 2013年9月2日(月)必着
  9. ①923-1292能美市旭台1-1 北陸先端科学技術大学院大学マテリアルサイエンス研究科長 富取正彦  
②マテリアルサイエンス研究科担当(共通事務管理課共通事務第三係) 電話0761-51-1148(研究科長秘書)  
Fax 0761-51-1149 ms-secr jaist.ac.jp
  10. 本学では、選考に際して同等のクオリフィケーションの場合は、女性や外国人を優先する。

- [II]
1. 准教授1名
  2. 9は[I]に同じ。
  3. 透過電子顕微鏡を基盤とした原子イメージング技術を開拓・駆使して、新奇物質やその界面の構造・組成・物性解析を行い、その解析に基づいてスマートナノマテリアルの探索と創製をめざす教育・研究分野。講義の担当他。
  4. 2014年2月以降早期
  5. なし
  6. 採用時に博士号を有し、本学の理念と目標に従って、熱意をもって本学における教育や競争力のある先端研究を推進できる方。
  7. 詳細は[http://www.jaist.ac.jp/jimu/syomu/koubo/pdf/ms\\_H250531.pdf](http://www.jaist.ac.jp/jimu/syomu/koubo/pdf/ms_H250531.pdf) 参照。
  8. 2013年10月31日(木)必着
  10. 本学では、教員の選考に際して機会均

等、多様性が重要と考え、女性や外国人の採用を積極的に進めている。

### [III]

1. 准教授1名
2. 9は[I]に同じ。
3. ナノ構造体の機械的物性をアトムスケールでのフォノン・エンジニアリングに基づいて解明・制御する研究。①サブナノメートルレベルの精度を実現する革新的半導体プロセス ②新規な機能性ナノ電子、機械システム ③ナノスケールでの熱・エネルギーマネジメント応用等。講義の担当他。
4. 2014年3月以降早期
- 5, 6, 10は[II]に同じ。
7. 詳細は[http://www.jaist.ac.jp/jimu/syomu/koubo/pdf/ms\\_H250603.pdf](http://www.jaist.ac.jp/jimu/syomu/koubo/pdf/ms_H250603.pdf) 参照。
8. 2013年12月2日(月)必着

### ■東京工業大学大学院教員

#### [I]

1. 教授1名
2. 理工学研究科化学専攻分子化学講座
3. 物理化学(物質に立脚した光科学)
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者。意欲と情熱を持って、上記専門分野の教育と研究を主導し、大学院と学部(1年次化学を含む)の教育に取り組む方。
7. ○履歴書 ○研究業績リスト(主要論文5編に印) ○主要論文別刷5編 ○今迄の研究概要(約2,000字) ○今後の教育・研究に関する抱負(約2,000字) ○その他の資料(外部研究費取得状況、学会活動、受賞歴等) ○照会可能者の氏名、連絡先(国内、海外各2名)
8. 2013年9月2日(月)
9. ①152-8551東京都目黒区大岡山2-12-1-H-58 東京工業大学理工学研究科化学専攻事務室  
②河内宣之 電話03-5734-2611 nkouchi chem.titech.ac.jp
10. 提出書類の印刷体とそのpdfファイルが書き込まれたUSBメモリを同封の上、封筒に「分子化学講座教授応募書類在中」と朱書き簡易書留等で送付。詳細は [http://www.chemistry.titech.ac.jp/files/koubo\\_13-6-19.pdf](http://www.chemistry.titech.ac.jp/files/koubo_13-6-19.pdf) 参照。

#### [II]

1. 教授1名
2. 理工学研究科量子物性物理学講座
3. 物性実験
- 4, 5は[I]に同じ。

6. 博士号取得者
7. ○履歴書 ○研究歴(研究内容の概要含, A4, 2枚) ○研究計画書(A4, 2枚) ○業績リスト(主要論文5編に印) ○主要論文別刷5編以内 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先(e-mail) ○推薦書をつけてもよい
8. 2013年10月15日(火)必着
9. ①152-8551東京都目黒区大岡山2-12-1 東京工業大学大学院理工学研究科物性物理学専攻 藤澤利正  
②同専攻 奥田雄一 電話03-5734-2458 okuda ap.titech.ac.jp
10. 封筒に「量子物性物理学講座教授応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。応募書類原則不返却。スタートアップの為の資金について学内支援制度があり, その制度を利用できる可能性あり。

### [Ⅲ]

1. 准教授1名
2. 綜合理工学研究科材料物理科学専攻量子表面講座非平衡相分野
3. 広い意味での表面・界面物性, 結晶成長等に関する理論, 計算
- 4, 5は[Ⅰ]に同じ。
6. 博士号又は同等の学位を有する方
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(原著論文, 査読付国際会議プロシーディングス, 総説・解説, 著書, 外部資金獲得状況等に分類) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○研究業績概要(A4, 2枚) ○今後の教育・研究への抱負(A4, 2枚) ○推薦書又は意見書2通(1通又は2通とも照会可能者の氏名, 連絡先に代えてもよい)
8. 2013年10月31日(木)必着
9. ①226-8502横浜市緑区長津田町4259 J1-3 東京工業大学大学院総合理工学研究科材料物理科学専攻 平山博之  
②同上 電話045-924-5637 hirayama.haa m.titech.ac.jp
10. 封筒に「量子表面講座准教授応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。応募書類原則不返却。

### ■分子科学研究所助教

1. 助教1名
2. 光分子科学研究領域光分子科学第二研究部門
3. レーザー光を用いて原子・分子及びその集合体の量子ダイナミクスを精密に観測・制御する為の研究に意欲的に取り組む実験研究者。同部門の大森賢治教授と協力して研究を行う。
4. できる限り早期

5. 6年を目途に転出を推奨
6. 修士課程修了者又は同等以上の学力を有する者
7. ○推薦書(自薦は不要) ○履歴書(所定様式, HP参照) ○研究業績概要(A4, 2頁以内) ○業績リスト(所定様式, HP参照) ○主要論文5編以内の別刷又はプレプリント各2部
8. 2013年9月10日(火)消印有効
9. 444-8585 岡崎市明大寺町西郷中38 自然科学研究機構岡崎統合事務センター総務課人事係 電話0564-55-7113 r7113 orion.ac.jp
10. 詳細は<http://www.ims.ac.jp/jinji/index.cgi>参照。当研究所は男女雇用機会均等法を遵守し男女共同参画に取り組んでいる(<http://www.ims.ac.jp/jinji/sankaku.html>)。

### ■立命館大学理工学部教員

1. 教授又は准教授1名
2. 物理科学科
3. 理論物理学(物性分野), 物理科学科の講義・演習及び大学院の研究指導, 他学部・他学科の物理系科目を担当。
4. 2014年4月1日
5. なし
6. 博士号を有し, 上記の専門分野の優れた研究業績がある方。学生を魅了する革新的な研究を主導し, その成果を教育に十分に還元できる方。私学の状況をよく理解し, 教育と学内の運営に強い熱意を持って取り組まれる方。
7. ○履歴書(様式1, 2) ○教育研究業績書(様式3, 4) ○主要論文別刷約5編(コピー可) ○研究業績概要(A4, 約1,000字) ○今後の研究計画(A4, 約1,000字) ○教育に対する抱負(A4, 約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○博士の学位授与証明書等
8. 2013年9月25日(水)必着
9. ①525-8577 草津市野路東1-1-1 立命館大学理工学部物理科学科 森 正樹  
②同学科 菅原祐二 電話077-561-5852 ysugawa se.ritsumeij.ac.jp
10. 封筒に「物理科学科教授又は准教授応募書類」と朱書し書留又は簡易書留で送付。応募書類原則不返却。詳細, 書式は[http://www.ritsumeij.jp/job/index\\_j.html](http://www.ritsumeij.jp/job/index_j.html)参照。

### ■鹿児島大学大学院理工学研究科准教授

#### [Ⅰ]

1. 准教授1名
2. 物理・宇宙専攻固体物理講座

3. 物性実験(磁気物理, 物質開発, 機能性物質探索, 散乱・共鳴実験, 光実験等)。当専攻の教員と協力して以下の職務を行う。専門分野の研究。大学院及び理学部の専門教育及び共通教育の担当。学位論文に関わる研究指導。専攻・学科・大学運営。
4. 2014年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者。専門分野において優れた研究業績を有し, 教育・研究に熱意を持って取り組み, 日本語での教育や大学運営に支障がない方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○今迄の研究活動概要 ○今迄の教育活動概要 ○業績一覧 ○過去10年間の競争的資金獲得状況 ○研究計画 ○教育についての抱負 ○主要論文別刷5編以内 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2013年9月27日(金)17時必着
9. 890-0065 鹿児島市郡元1-21-35 鹿児島大学理学部 小山佳一 koyama sci.kagoshima-u.ac.jp
10. 封筒に「固体物理講座教員応募書類」と朱書し簡易書留で送付。詳細は<http://www.kagoshima-u.ac.jp/about/saiyou.html>参照。

#### [Ⅱ]

1. 准教授1名
2. 物理・宇宙専攻物性理論講座
3. 物性理論(特に電子系を中心とする凝縮系物理学が望ましい)。当専攻の教員と協力して以下の職務を行う。専門分野の研究。大学院及び理学部の専門教育及び共通教育の担当。学位論文に関わる研究指導。専攻・学科・大学運営。
- 4, 5, 6, 7は[Ⅰ]に同じ。
8. 2013年10月5日(土)消印有効
9. 890-0065 鹿児島市郡元1-21-35 鹿児島大学理学部 藤井伸平 電話099-285-8072 fujii sci.kagoshima-u.ac.jp
10. 封筒に「物理・宇宙専攻 物性理論講座教員応募書類」と朱書し簡易書留で送付。詳細は<http://www.kagoshima-u.ac.jp/about/saiyou.html>参照。

### ■東京大学物性研究所助教

1. 助教1名
2. 極限環境物性研究部門山下研究室
3. 物性研究所内外の研究室と密接に連携し, 超低温における新奇量子凝縮現象の研究を行う。超低温における精密物性測定技術の開発に興味があり, 様々な新物質における新奇現象の研究に意

欲のある方を希望。低温実験に携わってきた方が望ましいが、これまでの専門分野は不問。

4. 2014年4月1日以降早期
5. 5年、1回限り再任可
6. 博士課程修了同等以上の能力を有する者(着任予定時期迄の取得見込者含)
7. ○履歴書(略歴可) ○業績リスト(重要論文に○印) ○主要論文別刷約3編(写可) ○研究業績概要(約2,000字) ○研究計画書(約2,000字) ○推薦の場合、推薦書 ○応募の場合、指導教員等による意見書(作成者から直送)
8. 2013年9月27日(金)
9. ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3207 [issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp](http://issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp)  
②極限環境物性研究部門 山下 穰 電話04-7136-3350 [my.issp.u-tokyo.ac.jp](http://my.issp.u-tokyo.ac.jp)
10. 封筒に「極限環境物性研究部門山下研究室助教応募書類在中」と朱書き書留で送付。応募書類等不返却。

#### ■東北大学大学院理学研究科教授

1. 教授1名
2. 物理学専攻電子物理学講座
3. 物性実験(電子物理学分野)
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○原著論文リスト(被引用度数の高いもの20編に印(\*)を付け、その被引用度数を論文最後に明示。更に主要論文5編に印(#))を付す。) ○主要論文別刷5編各1部(コピー可) ○国際会議の招待講演、外部資金取得状況(代表・分担の別を記載)、受賞歴のリスト ○今迄の研究と教育の概要(約2,000字)と本学における今後の研究と教育に対する抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名、所属、連絡先(住所、電話、e-mail)
8. 2013年9月30日(月)必着
9. 980-8578 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物理学専攻 高橋 隆 電話022-795-6417 [t.takahashi.arpes.phys.tohoku.ac.jp](http://t.takahashi.arpes.phys.tohoku.ac.jp)
10. 封筒表に「電子物理教授応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。本学は男女共同参画を推進している。

#### ■足利工業大学物理学担当教員

1. 教授又は准教授又は講師1名
2. 工学部共通課程
3. 担当科目は主に学部1・2年生に対する物理教育。大学院科目も担当する可能性有。物性物理学、低温物理学実験に取り組める方が望ましい。
4. 2014年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者か着任時迄の取得見込者。地方私立大学の現状を理解し、本学に教育・研究の基盤をおき、物理教育に熱意を持って取り組める方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(査読付学術論文、国際会議発表、著書、教育業績) ○主要論文別刷3編 ○教育実績及び着任後の教育の抱負(約1,500字) ○研究業績概要及び今後の研究計画(約1,500字) ○今迄の競争的資金獲得状況 ○希望職位・主たる専門分野 ○照会可能者1名の氏名・所属・連絡先
8. 2013年9月30日(月)必着
9. 326-8558 足利市大前町268-1 足利工業大学庶務課 [shomuka.v90@ashitech.ac.jp](mailto:shomuka.v90@ashitech.ac.jp)
10. 封筒に「工学部共通課程物理学担当教員公募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

#### ■大阪大学レーザーエネルギー学研究センター准教授

1. 准教授1名
2. 光・量子放射学研究部門
3. 高強度レーザー生成プラズマからの光・量子放射及び高強度場の科学に関する研究に従事し、これらを基盤とした共同利用・共同研究拠点活動を長期にわたり発展させる。本学工学研究科の協力講座の教員として学生を指導。プラズマ物理、プラズマ分光、プラズマ診断、粒子加速の何れかに関する研究経験があり、高エネルギー密度状態の科学における新しい分野を牽引する意欲のある方。
4. 2014年1月1日以降早期
5. 5年(再任後は任期なし\*)
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(原著論文、解説、著書、特許、学会発表等) ○主要論文別刷3編(コピー可) ○今迄の研究概要(A4, 約2枚) ○着任後の研究計画(A4, 約2枚) ○照会可能者2名の氏名、連絡先

8. 2013年10月31日(木)必着
9. ①565-0871 吹田市山田丘2-6 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 疇地 宏  
②西村博明 電話06-6879-8772 [nishimu.ile.osaka-u.ac.jp](mailto:nishimu.ile.osaka-u.ac.jp)
10. 封筒に「光・量子放射学研究部門教員応募書類在中」と朱書き簡易書留にて送付。選考方法は書類審査及び面接。  
\*任期等の詳細はお問い合わせ下さい。

### 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)

#### ■プラズマシミュレータシンポジウム 2013

主催 核融合科学研究所数値実験研究プロジェクト

日時 2013年9月11日(水)~12日(木)

場所 核融合科学研究所(509-5292 土岐市下石町322-6 電話0572-58-2541)

内容 「数値実験研究プロジェクト共同研究」の報告会としてスーパーコンピュータ「プラズマシミュレータ」を利用して得られた最新の研究成果の報告とその議論を行う一方、プラズマ・核融合分野はもとより関連分野の最前線で活躍する研究者を招待講演者として招き、最新の研究トピックスについて紹介する。また、スーパーコンピュータの能力向上に伴う今後の展望について議論を行う。

定員 なし

参加費 無料(懇親会費別)

申込 <http://www.nsrp.nifs.ac.jp/sympo2013/index.html>参照

発表申込締切 2013年8月18日(日)

参加申込締切 当日受付可

連絡先 核融合科学研究所プラズマシミュレータシンポジウム2013実行委員会(総務:市口勝治、受付担当:鶴飼三枝子 [pss2013.nifs.ac.jp](mailto:pss2013.nifs.ac.jp)) <http://www.nsrp.nifs.ac.jp/sympo2013/index.html>

### ■第63回東レ科学講演会「脳と心の内側を 観る」

主催 東レ科学振興会

日時 2013年9月20日(金)17:00~20:00

場所 有楽町朝日ホール(100-0006東京都千代田区有楽町2-5-1 有楽町マリオン11階 電話03-3284-0131)

内容 宮脇敦史〈理研脳科学総合研究センター〉脳活動を観るための革新的技術開発, 坂野 仁〈福井大医学部高次脳機能部門〉嗅覚研究によってヒトの心をのぞく.

定員 630名

参加費 無料

申込 予約不要, 当日会場先着順

連絡先 279-8555 浦安市美浜1-8-1 東レ科学振興会 電話047-350-6103

torayzaidan tgnts.toray.co.jp <http://www.toray.co.jp/tsf/>

### ■第23回格子欠陥フォーラム「電池材料中の格子欠陥」

主催 日本物理学会領域10格子欠陥・ナノ構造分科, 名古屋工業大学若手研究イノベータ養成センター

日時 2013年9月23日(月)14時~24日(火)夕方

場所 淡路夢舞台国際会議場(656-2306淡路市夢舞台1 電話0799-74-1020)

内容 近年, 蓄電池や燃料電池はエネルギー・環境問題の解決に必要なキーデバイスの一つとなっており, 更なる高品質・高性能化に向けて, 材料内部や表面・界面等の格子欠陥の役割を正しく理解することが不可欠である。「電池材料中の格子欠陥」をメインテーマとし, 最前線で活躍する異分野の研究者が一堂に会して, 意見交換を通じて基礎研究の充実と応用研究の推進につなげる場とする.

定員 60名

参加費 20,000円(宿泊・食事代含, 予算状況により学生は減額の可能性有)

参加申込締切 2013年8月31日(土), 定員になり次第締切

連絡先 466-8555 名古屋市昭和区御器所町 名古屋工業大学若手研究イノベータ養成センター 田村友幸 電話052-735-5048 [tamura.tomoyuki@nitech.ac.jp](mailto:tamura.tomoyuki@nitech.ac.jp)  
<http://div.jps.or.jp/r10/LatticeDefect/Contents/forum.html>

### ■フューチャー・フェロエレクトリクス 第5回誘電体若手夏の学校

主催 日本物理学会領域10誘電体分科

日時 2013年9月29日(日)~30日(月)

場所 ベネッセアートサイト直島ベネッセハウスパークホール(761-3110香川県香川郡直島町琴弾地 ベネッセハウス 電話087-892-3223), 30日午後は岡山村田製作所(701-4241瀬戸内市邑久町福元77 電話0869-24-0911)

内容 強誘電体をキーワードとした研究で広く活躍している大学又は企業の研究者を講師に迎え, 大学院生及び若手研究者を対象とした勉強会を宿泊形式で行う. 講義だけでなく, 学生が現在取り組んでいる研究内容について各自発表を行い, 学生-講師間での討論会も行う. 岡山村田製作所にて工場見学も実施する予定. 参加費 12,000円, 学生・博士研究員3,000円(予定)

申込 メールにて

連絡先 700-8530岡山市北区津島中3-1-1 岡山大学理学部物理学科 狩野 旬  
[jun\\_psun.phys.okayama-u.ac.jp](mailto:jun_psun.phys.okayama-u.ac.jp)  
[http://me.phys.okayama-u.ac.jp/JPS/diele/Files/future\\_ferroelectrics.html](http://me.phys.okayama-u.ac.jp/JPS/diele/Files/future_ferroelectrics.html)

### ■第18回久保記念シンポジウム「量子物理学の明日」

主催 久保記念シンポジウム組織委員会

日時 2013年10月5日(土)13時~16時

場所 学士会館202号室(東京都千代田区神田錦町3-28 電話03-3292-5936)

内容 沙川貴大〈東大総文〉量子情報と熱力学第二法則, 勝本信吾〈東大物性研〉ナノスケール系の電子スピンと軌道, 小林研介〈阪大理〉「ゆらぎ」から分かること: 人工量子系における非平衡量子輸送

定員 100名

参加費 無料

連絡先 東京都渋谷区南平台15-15今井ビル6F 井上科学振興財団 電話03-3477-2738 [inoue-fs@inoue-zaidan.or.jp](mailto:inoue-fs@inoue-zaidan.or.jp)

久保記念シンポジウム組織委員会: 田崎 晴明(学習院大理), 樽茶清悟(東大工), 宮下精二(東大理)

その他 詳細は <http://www.gakushuin.ac.jp/~881791/ks/18/> 参照. シンポジウムに引き続き第17回(2013年度)久保亮五記念賞贈呈式を開催.

### ■第39回固体イオニクス討論会

主催 固体イオニクス学会

協賛 日本物理学会

日時 2013年11月20日(水)~22日(金)

場所 くまもと県民交流館パレア(860-8554熊本市中央区手取本町8番9号 電話096-355-4300)

内容 討論主題: イオン導電性固体の創製と利用技術, 固体内イオン移動機構の解明, リチウム電池・燃料電池材料の基礎と応用.

参加費 6,000円(7,000円), 学生3,000円(4,000円). 括弧内は事前参加登録締切後講演申込締切 2013年9月1日(日)

講演要旨締切 2013年10月10日(木)

事前参加登録締切 2013年11月1日(金)

連絡先 860-8555熊本市中央区黒髪2-39-1 熊本大学大学院自然科学研究科理学専攻物理学講座 第39回固体イオニクス討論会事務局 安仁屋勝(世話人代表) 電話096-342-3457

[ssij39@sci.kumamoto-u.ac.jp](mailto:ssij39@sci.kumamoto-u.ac.jp) <http://www.sci.kumamoto-u.ac.jp/ssij39/index.html>

### ■第27回数値流体力学シンポジウム

主催 日本流体力学会

日時 2013年12月17日(火)~19日(木)

場所 名古屋大学東山キャンパス豊田講堂・シンポジオン(464-8601名古屋市千種区不老町)

内容 流体力学に関する研究発表. オーガナイズドセッション(物理モデル, 計算スキーム, CFDの展開, 計算機とCFD)及び一般セッション.

参加費 6,000円, 学生2,000円

申込 HPのみで受付

講演申込締切 2013年10月1日(火)

予稿提出締切 2013年10月31日(木)

連絡先 464-8603名古屋市千種区不老町 名古屋大学大学院工学研究科附属計算科学連携教育研究センター内CFD27実行委員会事務局

電話052-788-6215 Fax 052-788-6215

<http://www.nagare.or.jp/cfd/cfd27>

## 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

### ■第8回凝縮系科学賞候補者推薦依頼

対象 広い意味での凝縮系科学の研究に従事する若い研究者(2013年12月末日現在, 博士学位取得後10年以内の者). 原則として実験系・理論系各1名(該当者が無

い場合には見送ることがある).

顕彰 賞状, 盾及び賞金20万円

推薦方法 自薦又は他薦

推薦締切 2013年9月20日(金)

提出先及び問合せ先 名古屋大学理学研究  
科物理学教室 寺崎一郎 電話052-789-  
5255 terra cc.nagoya-u.ac.jp

その他 推薦者は候補者についての書類  
(○略歴 ○全業績リスト ○研究業績  
概要 (A4, 2枚以内) ○主要論文別刷3

編以内 ○他薦の場合は推薦書 ○書式  
自由)をe-mailで送付. 運営委員: 北岡  
良雄(委員長), 秋光 純, 鹿野田一司,  
福山秀敏, 寺倉清之, 寺崎一郎, 永長直  
人, 三宅和正, 宮野健次郎.  
詳細は<http://prize.condmat.net/>参照.

■会員専用ページ: ユーザ名とパスワード  
 本会 web site (<http://www.jps.or.jp/>) の  
 会員専用ページには, 各種変更届, 刊行

委員会報告, 過去の大会プログラム等の  
情報を掲載しています. アクセスするた  
めのユーザ名とパスワード(今月と来月  
分)は次の通りです. (英数字は半角入  
力, 大文字小文字は区別されます.)

8月ユーザ名 : 13Aug  
 パスワード: Paul729  
 9月ユーザ名 : 13Sep  
 パスワード: Max686

## 行事予定

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

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号ま たは世話人
2013年			
8/1~6	量子液体・量子個体に関する国際シンポジウム(QFS2013)	松江市	68-1
8/3~5	第11回ESR夏の学校	大阪市	68-5
8/5~7	第45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	豊中市(大阪)	68-6
8/5~9	2013年強相関電子系国際会議(SCES2013)	東京	67-12
8/9~12	Int. Symp. on Science Explored by Ultra Slow Muon	松江市	68-7
8/12~16	第58回物性若手夏の学校	高島市(滋賀)	68-5
8/21	講演会「ナノ炭素材料」	東京	68-6
8/27~29	平成25年度未踏科学サマー道場「ポリマー精密合成の基礎と応用」	葉山町(神奈川)	68-7
9/2~3	第4回社会人のための表面科学ベーシック講座	東京	68-7
9/3~4	第29回分析電顕討論会	千葉市	68-7
9/3~6	The 6-th Asian Summer School and Symposium on Laser-Plasma Acceleration	木津川市(京都)	68-6
9/9~13	The 5th Int. Conf. on Recent Progress in Graphene Research 2013	東京	68-3
9/9~13	The 15th Int. Conf. on Ion Sources	千葉市	68-4
9/11~12	プラズマシミュレータシンポジウム2013	土岐市(岐阜)	68-8
9/20	第63回東レ科学講演会「脳と心の内側を覗る」	東京	68-8
9/20~23	日本物理学会2013年秋季大会(高知大)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	高知市	日本物理学会
9/23~24	第23回格子欠陥フォーラム「電池材料中の格子欠陥」	淡路市(兵庫)	68-8
9/23~27	第9回プラズマ応用科学国際シンポジウム(ISAPS'13)	Istanbul (Turkey)	68-3
9/25~28	日本物理学会2013年秋季大会(徳島大)(主として物性)	徳島市	日本物理学会
9/28~30	Summer School 数理物理 2013「量子場の数理」	東京	68-6
9/29~30	フューチャー・フェロエレクトロニクス第5回誘電体若手夏の学校	直島町(香川), 瀬戸内市(岡山)	68-8
10/5	第18回久保記念シンポジウム「量子物理学の明日」	東京	68-8
10/16~17	第56回表面科学基礎講座	吹田市(大阪)	68-7
10/23~26	第34回Tex Users Group 年次大会	東京	68-6
11/18~21	第12回国際シンポジウム「物質の起源と銀河の進化」(OMEG12)	つくば市(茨城)	68-6
11/20~22	第39回固体イオニクス討論会	熊本市	68-8
11/21~22	Int. Symp. on Single Biomolecule Analysis 2013	京都市	68-6
11/26~28	2013年真空・表面科学合同講演会 第33回表面科学学術講演会・第54回真空に関する連合講演会	つくば市(茨城)	68-7
12/17~19	第27回数値流体力学シンポジウム	名古屋市	68-8
2014年			
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
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
10/14~18	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

## 編集後記

この会誌がお手元に届くのは酷暑のみぎり、会員の皆様のご自愛をお祈りするばかりであるが、冷房の普及していなかった頃に幼少期を過ごした者としては、今は夏がずいぶん過ごしやすくなったというのが正直な感想である。冷房の使用が一般的になり、一昨年の夏は原発事故による電力不足のため大規模な節電を強いられたが、それでもエアコンなどなかった頃から言うの大変過ごしやすいく。

まだ冷房が一般化していなかった頃、夏はまさに「乗り切る」ものであった。梅雨の頃から緊張して待ち受け、なんとか夏を過ぎて秋風が吹く頃には今年もなんとか乗り切ったという気持ちになったものである。もちろん北は北海道から南は沖縄まで日本の気候の違いは大きい。北海道の夏は随分過ごしやすいくであろうし、沖縄の夏にはもっと豊かなイメージがあるだろう。だからこれはたまたま本州に育った筆者の感覚かもしれない。それにしても夏は決して喜んで待ち望むものではなく、うだるような夏と言う形容しかなかった。大変な季節だから休んで体を労しましょう、というのが夏休みの趣旨だと信じていた。夏は研究や勉強の能率があがらなくて当然だった。

その昔ナポレオンのエジプト遠征にフリーエが随行した。フリーエはそこでエジプトの古代文明に直接触れ、その壮大さに感動のあまり、「偉大な文明は暑いところで興る」とのインスピレーションを得た。パリに戻ったフリーエは自室でエジプトの環境を再現するべく閉めきった部屋でストーブを焚き、叶う限りの厚着をして、文字通

り汗をたらしながら熱伝導の理論を作り上げたという。嘘か本当かわからないがそんな話を読んだことがある。うだるような日本の夏をなんとか乗り切ってきた身にはとても信じられない話である。

そんな夏に対する受け取り方も国によってずいぶん異なる、と身をもって知ったのはアメリカでのポストドク時代のことである。楽しみに見ていたテレビ番組が6月頃になると、既に放送されたエピソードの再放送ばかりになってしまう。不思議に思っポストドク仲間聞いてみると「夏は家の中でテレビを見たりしない(ことになっている)から」。夏は戸外でスポーツをしたりバーベキューを楽しんだりするものなのだそうです。もちろんアメリカも気候の地域差が大きいのでアメリカ流の建前であるが、その背後には夏という季節に対する感覚の違いがあると感じた。野球選手がBoys of Summerと呼ばれることもあるように、またRobert A. Heinleinの名作*The door into Summer*のタイトルからも窺える通り、Summerにはひたすらポジティブなイメージしかないのである。「楽しむ夏」ということであろうか。

本号の「歴史の小径」で取り上げているボーアの原子模型、その提唱から10年を経た1923年の夏、ニールス・ボーアはアインシュタインをコペンハーゲンに迎えた。アインシュタインはその前年日本へ旅行してきたところである。ゾンマーフェルトを伴ってフェリー乗り場までアインシュタインを出迎えたボーアは、早速研究所へ向かうべく遠来の客人を路面電車で誘った。そのまま路面電車の中で議論を続けたアインシュタインとボーアは話に熱中するあまり

乗り過ごしてしまう。その様子がLouisa Gilderの*The age of entanglement*に活写されている。コペンハーゲンの夏空の下、路面電車を降りた当時最高の知性が道端のベンチでなおも議論を続け、量子力学の建設へ向けて共に取り組む姿は、「実りの夏」とでも題したくなる光景である。この逸話もうだるような日本の夏での話ならずいぶん印象が違ったことであろう。

乗り切る夏、楽しむ夏、実りの夏、皆様はどのような夏をお過ごしでしょうか。

多田 司 ( )

### 編集委員

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

### (支部委員)

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

### 新著紹介小委員会委員

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

日本物理学会誌 第68巻 第8号 (平成25年8月5日発行) 通巻764号

©日本物理学会 2013

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。