

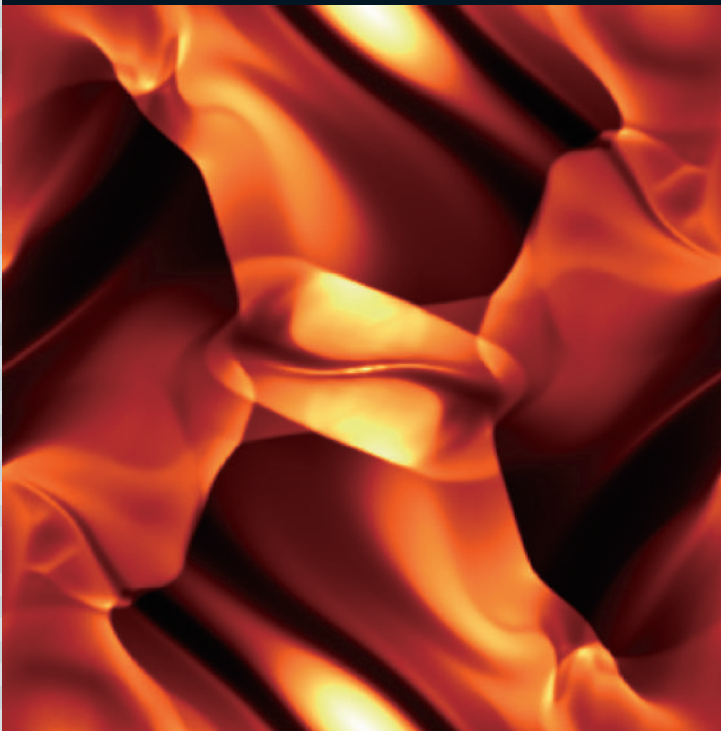
- 宇宙の加速膨張
- 暗黒エネルギーと修正重力理論
- 数値シミュレーションは $\nabla \cdot B=0$ を守れるか?

NO.

7

2014 | VOL.69

B U T S U R I  
日本物理学会誌



## 第2機械時代における学術誌の刊行

大槻 東巳 (刊行委員長)

いきなり刊行と関係なさそうな話題から入りますが、グーグル社の自律走行車をYouTubeで見ると感慨深いものがあります。これは10年前では考えられないことでした。例えば米国のDefense Advanced Research Projects Agency (DARPA) が2004年に一流研究機関に呼びかけて開催した自律走行車コンテストは、さんざんな結果に終わっています。<sup>1)</sup> 車は砂漠を7マイルしか自律走行できず、そのことから車の運転はやはり人間が行うか、少なくとも遠隔操作が必要だと考えられました。しかし、そのわずか10年後、自律走行車が無事故で何十万マイルを走るようになってきているのです。

コンピュータが従来苦手とされていた分野を克服しているのは自律走行車にとどまりません。身近な例ではアップル社 iPhone の音声認識システム Siri, IBM のクイズを「理解」し解答するスーパーコンピュータ Watson があります。これらを見ているとなにか今までの常識を越えたことが起こっている気がします。実際、こうした状況を踏まえ、現在は情報技術革命による第2機械時代の真っ只中にあるという見方が提示されています。<sup>2)</sup>

学術誌の出版もこの第2機械時代と無関係ではありません。通常、第1機械時代は蒸気機関の発明から始まった産業革命をさしますが、出版の場合、第1機械時代はゲーテンベルクによる印刷機の発明にあたるので、実に6世紀ぶりの革命です。

出版界の第2機械時代にあたる学術誌の急速な電子化の進展は、1990年代後半から始まり今も続いています。この進展について行くために、日本物理学会は応用物理学会と共同で Institute of Pure and Applied Physics (IPAP) を設立しました。その後、IPAP は改組され、物理系学術誌刊行センターが設立され、刊行委員会のもとでオンラインプラットフォーム、査読システムの開発・整備を行ってきました。ここ2年間を見ても

・2013年1月: Progress of Theoretical Physics が Progress of Theoretical and

Experimental Physics (PTEP) に名称変更し、オンラインのみのオープンアクセスジャーナルとして Oxford University Press から発刊される(それに半年先立ち特集号も組まれています)

・2014年1月: Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) のオンラインプラットフォームが Atypon 社の Literature に移行される

・2014年3月: 同じ Atypon 社の Literature で JPS Conference Proceedings というオンラインのみのオープンアクセスジャーナルが発刊される

という変化がありました。応用物理学会も Japanese Journal of Applied Physics, および Applied Physics Express のオンラインプラットフォームを英国物理学会出版局 (IOP Publishing) に移しました。<sup>3)</sup> こうした動きは国内に限りません。海外の雑誌も絶えずオンラインプラットフォームを改修しています。Physical Review などの米国物理学会ジャーナルのインターフェースが今年初めに刷新されたのは記憶に新しいです。

こうしたデジタル情報の扱いは指数関数的に急速に発展しますが、大きな問題が指摘されています。情報技術の発展により GDP や平均所得は上がりましたが、所得の中央値は緩やかに下がっているのです。このように情報技術の発展は経済的には格差を生みます。ではアカデミックの世界ではどうかというと、幸いなことに、少なくともある面では格差は縮まるようです。例えば1990年における引用の多い上位5%の論文のうち、45%はインパクトファクターで見た上位5%の雑誌に掲載されていました。分かりづらい言い方ですが、要するに一部の雑誌が引用数の多い論文を独占していたわけです。この45%という数字が、2009年には36%に下がっており、寡占状態が緩和される傾向にあります。<sup>4)</sup> プレプリントサーバの充実、オープンアクセス誌の増加、Web of Science や Google scholar などの学術論文データベースの発展により、論文の価値は掲載雑誌だけでなく、引用数などから多角的に評価されるよ

うになってきたのでしょうか。

このように出版の電子化は通常の電子化とは違う結果を生むようです。特に違うのは、研究者の成果は指数関数的には増加しないという点です。研究成果をあげ他の研究者の論文を読んで理解する量は、第2機械時代でもほとんど一定だと思えます。これを反映してか、日本物理学会が発行する学術誌の掲載論文数や機関購読数なども微増、微減を繰り返しています。デジタル技術に投資しても必ずしも読者や論文数の増加につながらないのです。その結果、電子化は利便性を向上させる一方、赤字を生みます。

では、もし電子化をしなかった場合、現在の JPSJ, PTEP のステータスが維持できたでしょうか。競合誌が電子化で便利に読めるようになっていく中、我々も同等のサービスの向上を行った結果、現状維持が可能になったと私は思います。「その場にとどまるためには、全力で走り続けなければならない」という鏡の国のアリスの台詞のようですが、結果として利便性は上がっており有益な競争だったと思います。

この原稿を書いている間に、JPSJ の出版に対する科研費の採択通知が来ました。PTEP も昨年度から科研費に採択されており、うれしいニュースが続いています。これらを有効に使い、今後もサービスを向上させていければと思います。それと同時に赤字の削減にも取り組むという難しいミッションですが、これから1年微力ながら務めていこうと思います。

### 参考文献

- 1) Joseph Hooper: Popular Science (2004)—DARPA's Debacle in the Desert; <http://www.popsci.com/scitech/article/2004-06/darpa-grand-challenge-2004darpa-debacle-desert>
- 2) Erik Brynjolfsson and Andrew McAfee: *The Second Machine Age: Work, Progress, and Prosperity in a Time of Brilliant Technologies* (W. W. Norton & Co. Inc., New York, 2014).
- 3) 大槻東巳: 日本物理学会誌第69 (2014) 49.
- 4) "Study reveals declining influence of high impact factor journals", <http://phys.org/news/2012-11-reveals-declining-high-impact-factor.html>

(2014年4月21日原稿受付)

巻頭言 Preface

第2機械時代における学術誌の刊行  
Publishing Journals in the Second Machine Age

大槻東巳 …… 439  
Tomi Ohtsuki

現代物理のキーワード Trends

宇宙の加速膨張：宇宙定数か，ダークエネルギーか  
Cosmic Acceleration: Cosmological Constant vs. Dark Energy

須藤 靖 …… 442  
Yasushi Suto

解 説 Reviews

暗黒エネルギーと修正重力理論  
Dark Energy and Modified Gravity

辻川信二 …… 444  
Shinji Tsujikawa

最近の研究から Researches

テラヘルツパルスを用いた  $s$  波超伝導体のヒッグスモードの観測  
Observation of Higgs Amplitude Mode in  $s$ -wave Superconductors Induced by Nonadiabatic Terahertz Pulse Excitation

松永隆佑，島野 亮 …… 453  
Ryusuke Matsunaga and Ryo Shimano

高速原子間力顕微鏡による生体分子のナノ動態撮影  
Video Imaging of Structural Dynamics of Functioning Biological Molecules by High-Speed Atomic Force Microscopy

古寺哲幸，内橋貴之，安藤敏夫 …… 459  
Noriyuki Kodera, Takayuki Uchihashi and Toshio Ando

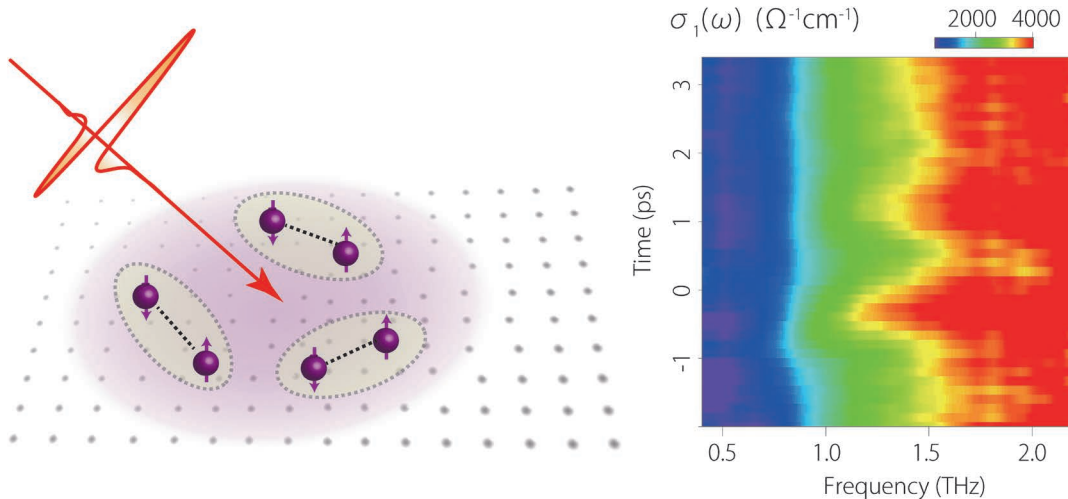
分数量子ホール系を記述する厳密基底状態をもつ1次元格子模型  
1D Lattice Models with Exact Ground States Describing Fractional Quantum Hall Systems

中村正明，汪 正元 …… 465  
Masaaki Nakamura and Zheng-Yuan Wang

実験技術 Experimental Developments

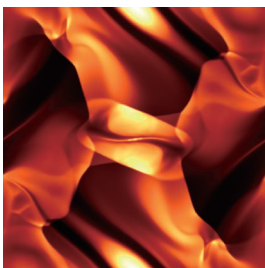
数値シミュレーションは  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  を守れるか？  
Can Numerical Simulations Preserve  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ?

三好隆博 …… 470  
Takahiro Miyoshi



最近の研究から (テラヘルツパルスを用いた  $s$  波超伝導体のヒッグスモードの観測)  
 左: 超伝導ヒッグスモード観測の実験の模式図. 右: 交流伝導度の時間発展.

<b>JPSJの最近の注目論文から</b>	3月の編集委員会より	安藤恒也 ……	477
<b>学会報告</b>	第69回年次大会 シンポジウムの報告	領域委員会 ……	481
<b>学界ニュース</b>	2014年フンボルト賞: 腰原伸也氏	小川哲生 ……	493
<b>新著紹介小特集「学会誌の記事を広く楽しく読むために」[第15回]</b>			494
<b>新著紹介</b>			495
<b>掲示板</b>	■人事公募 ■学術的会合 ■その他		497
<b>行事予定</b>			504
<b>会告</b>	■2014年秋季大会の宿泊・交通等の案内 ■大会の宿泊手配業務等の業者依頼について(お知らせ) ■2014年秋季大会会場における託児室の設置について ■2014年秋季大会の参加登録・講演概要集 購入のご案内(講演申込者以外の方への案内です) ■日本物理学会講演概要集頒価改定について ■2014年度科学セミナー ■賞および研究援助の候補者の募集について ■2014年6月1日付新入 会者		507
<b>本会関係欧文誌目次</b>			514



### 表紙の説明

Orszag と Tang によって導入された磁気流体力学 (MHD) における渦崩壊に関するシンプルな初期値境界値問題. 図はある時刻における密度分布を示す. 特に圧縮性を考慮した MHD では, 渦の崩壊過程において様々な衝撃波が形成され, 渦と衝撃波が複雑に干渉, 発展する. そのためこの問題は, 圧縮性 MHD に対する数値解法の研究開発において, 渦や衝撃波に関する数値的安定性や解像度などを検証する標準的な多次元テスト問題としてよく用いられる. 一般に, 磁場に関するガウスの法則を満足しない数値解法では, 数値シミュレーションは非物理的な磁気力によって全く異なる結果を導く. それでは如何にしてガウスの法則を守らせるか? 詳細は本号に掲載されている三好隆博氏の「実験技術」記事を参照のこと.

# 宇宙の加速膨張：宇宙定数か、ダークエネルギーか

Keyword: ダークエネルギー

## 1. 相対観測と絶対観測

2012年のヒッグス粒子の発見をもって、いわゆる素粒子の標準模型が実験的にも確立した。地球上に存在するすべての物質を、クォークとレプトン、力を媒介するゲージ粒子、そしてヒッグス粒子という“素粒子”の集合によって記述するこの成果は物理学の歴史における一つの大きなマイルストーンである。しかし、これで本当にすべてなのだろうか？ 世界を構成する物質階層をめぐるこの疑問は無限ループに陥る可能性をはらむものの、危険かつ魅力的な問いかけでもある。

その観測の手がかりは、天文学においてはすでに1970年代に広く認識されていた。いわゆるダークマターである。ダークマターは光を発することはないが、その重力の影響を受けている天体（例えば、星や銀河など）の運動の詳細な解析により、空間的非一様分布を通じてその存在が突き止められた。ダークマターのある場所とない場所を比較するという意味において、これは相対的な観測といえる。このダークマターは、標準模型を超えた“素粒子”の存在を示唆する観測的証拠の一つであると解釈されている。

ではさらに進めて、宇宙のあらゆる場所を一様に満たしているものがある場合、果たしてその存在を知ることは可能なのであろうか？ すべての観測あるいは認識を突き詰めればそれは必ず相対的な比較という作業に帰着するのではないだろうか？ 仮にそうであるならば、宇宙の主成分が空間的に一様な何物かである場合、我々は決して宇宙が何からできているかという「正解」にはたどり着けないことになる。言い換えれば、絶対的な観測が不可能であるならば、この世界を構成する物質階層を科学的に突き詰めるという営みは原理的な限界をもつことになる。

何やらいたずらに哲学的な問いかけをしてしまった感は否めない。しかし実はこれこそが、今や宇宙の7割近くを占める主成分であると考えられているにもかかわらず、20世紀末までその存在が観測的には認められていなかったダークエネルギーの本質そのものなのだ。

空間を完全に一様に満たしている物質による重力ポテンシャルをニュートン力学にしたがって計算すれば発散する。しかしそれはあくまで定数であるから、その中に存在する物体には力は及ぼさない。この意味において、一様に分布する物質の存在を相対観測から推測することは不可能である。

しかし皮肉にも、一般「相対」論では事情が異なる。宇宙論の講義で最初に登場する一様等方宇宙モデルでは、一様に分布する物質の存在は、物体間には力を及ぼさずとも、

宇宙そのものを膨張させることを学ぶ。実際、アインシュタイン方程式を一様等方宇宙の場合に書き下すと、宇宙の膨張則が宇宙の平均密度そのものの値（平均密度からのずれではなく）によって決まることがわかる。<sup>1)</sup> ある時刻の観測をただけではわからないのだが、異なる時刻における宇宙膨張の速度（あるいはそこまでの距離）を測定し、それらの時間変化を理論予言と比べれば、空間的一様成分の存在の有無とその性質を突き止められる。時間軸に沿った「差」を相対的に検出できれば、空間的に一様分布する物質の「絶対的」存在を知ることが可能となるというわけだ。

## 2. 宇宙項と宇宙膨張、宇宙定数と加速膨張

アルバート・アインシュタインは、一般相対論の提案直後に、それを宇宙そのものに適用すると、宇宙は膨張するか収縮するかのいずれかであることに気づいた。しかし彼はそのような動的宇宙を受け入れられず、むしろ自分の導いた方程式に不備があるためだと考えた。そこで、単純化のためだけに無視していたある項、すなわち宇宙項 $\Lambda$ を付け加えた。しかし、1929年のエドウィン・ハッブルの発見を受けて、<sup>2)</sup> アインシュタインも1931年に宇宙が膨張していることを認め、宇宙項の導入を撤回している。つまり、宇宙項は宇宙膨張を止めることに失敗したわけだ。

ところが、1980年代後半から再び宇宙項が理論的に注目されるようになる。これは宇宙の距離測定の信頼度が向上したために、宇宙の膨張速度から予想される宇宙年齢よりも、宇宙でもっとも古い天体だと考えられている球状星団の年齢のほうが大きいという矛盾が取りざたされるようになったためである。この頃からなぜか、宇宙項というよりも宇宙定数という呼び方が一般的になった。そして、宇宙定数の観測可能性やあるいは当時の観測的制限を議論する理論論文が数多く出版された。その結果、1990年代になると少なくとも理論的には宇宙定数が存在した方が都合が良いというのが、観測的宇宙論研究者の間の共通理解になっていた。

そのような背景のもとで、決定的な観測データと考えられたのが1998年に発表された超新星を用いた宇宙の加速膨張の発見だったのだ。これは、絶対的な明るさがどれもほぼ同じだと考えられるIa型超新星の見かけの明るさ、したがって、それまでの距離、を時間の関数として精密に観測し、それから宇宙の距離の時間変化の2階微分、すなわち加速度を推定したものである。通常の重力、すなわち万有引力を考える限り、この加速度は負となるはずである

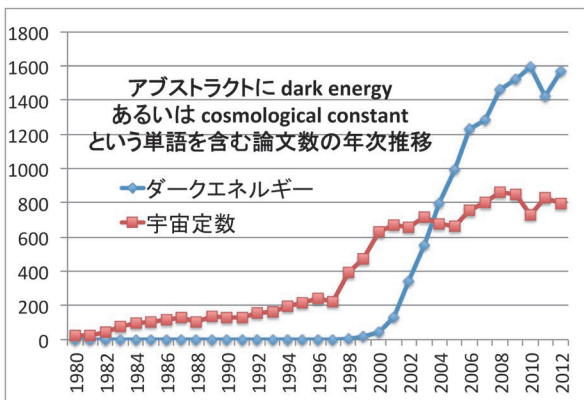


図1 宇宙定数とダークエネルギーに関する論文数の“加速膨張”。

にもかかわらず、データは正であることを示していた。これは実効的には引力ではなく、斥力が働いており宇宙膨張が加速されていることを意味する。そして、それはまさに宇宙定数が宇宙を占めている場合の予想と一致する。<sup>3,4)</sup>

この当時の状況をさして「全く予想外の観測データに宇宙論研究者達が驚愕した」といった記述を見かけることがあるが、それは正しくない。私の主観ではなく、より定量的に示すべく、アブストラクトに cosmological constant あるいは dark energy という単語を含む論文数の年次推移を調べてみた(図1)。ダークエネルギーという単語は1998年にシカゴ大学のマイク・ターナーが命名したとされているので、それ以前には存在しない。しかし、ダークエネルギーの最有力候補と考えられている宇宙定数は、1980年頃から研究が盛んになり(これは、インフレーション宇宙論の影響であろう)、1990年代前半にはすでに毎年200編程度の関連論文が出版されていたのである。

### 3. 宇宙定数か、ダークエネルギーか

アインシュタインは、宇宙項(=宇宙定数)をアインシュタイン方程式の左辺におき、時空自身が内在する幾何学的性質だと解釈した。しかし現在では、それを右辺に移項させることで一般的にダークエネルギーという存在を考え、その典型例が宇宙定数だ、と位置づけることが多い。

物質の巨視的性質は、そのエネルギー密度  $\rho$  と圧力  $p$  によって特徴付けられる。宇宙定数は  $p = -\rho$  という奇妙な状態方程式に従う。それを一般化したダークエネルギーは、現象論的に  $p = w\rho$  という負の圧力をもつ状態方程式でパラメータ化される。正の圧力をもつ通常の物質中を運動する物体にとって、圧力は運動を妨害する方向に働く。負の圧力という状況は想像しがたいが、この逆であるから運動が促進される、すなわち斥力を受けて加速されるものと予想

できる(ちなみに宇宙の加速膨張を説明するためには  $w < -1/3$  という条件が必要。また  $w$  は定数とされることが多いが、必ずしもその必要はない)。

この実効的な斥力のためにダークエネルギーは空間的に(ほぼ)一様分布することは、直感的にも理解できよう。ダークマター間には引力(=重力)が働くため密度が高い領域はより引力が強くなり、ますます密度が高くなる。このように、引力のもとでは物質密度の非一様性は一般に増幅される(重力不安定)。逆に、斥力が働くダークエネルギーの場合には、その密度は空間的に一様化される。

2013年時点での観測データからは、<sup>5)</sup> 現在の宇宙の組成は通常物質(元素)が4.9%、ダークマターが26.8%、そしてダークエネルギーが68.3%と推定されている。また、状態方程式パラメータ  $w$  を定数だと仮定した場合、95%の信頼区間で  $w = -1.13^{+0.24}_{-0.25}$  という制限が得られている( $w = -1$ である宇宙定数は依然としてダークエネルギーの有力候補である)。

これらの数値の驚くべき精度にもかかわらず、ダークマターとダークエネルギーの正体はいずれも謎のままである。ダークマターに関しては、天文学的観測から物理学的直接検出実験へとバトンが渡されつつある。理論的にはすでに有力候補と考えられる素粒子が数多く提案されており、今後10年スケールで実験的にダークマターが直接検出される可能性も夢ではない。

一方、ダークエネルギーについては、理論モデルすらまともなものは存在しない。ましてや実験的直接検出などはるか先の話である。現時点では未知の存在にダークエネルギーという名前を付けただけに過ぎず、確実な研究手段は天文学観測なのである。このためダークエネルギーの正体の解明は、世界中の次世代天文プロジェクトの最優先課題の一つとなっている。日本のすばる望遠鏡でごく最近開始された宇宙論的銀河撮像サーベイと計画中の分光サーベイは、国際的なダークエネルギー研究においていずれも中心的役割を果たすことが期待されている。<sup>6)</sup>

#### 参考文献

- 1) 須藤 靖: 日本物理学会誌 **67** (2012) 311.
- 2) 須藤 靖, 高田昌広, 相原博昭: 日本物理学会誌 **62** (2007) 83.
- 3) 須藤 靖: 『ものごの大きさ: 自然の階層・宇宙の階層』(東京大学出版会, 2006).
- 4) 須藤 靖: 『主役はダーク: 宇宙究極の謎に迫る』(毎日新聞社, 2013).
- 5) Planck Collaboration: Astron. Astrophys. in press, arXiv: 1303.5076.
- 6) M. Takada, et al.: Pub. Astron. Soc. Jpn. **66** (2014) R1.

須藤 靖 (東京大学大学院理学系研究科)

(2013年10月31日原稿受付)

# 暗黒エネルギーと修正重力理論



辻川 信二

東京理科大学大学院理学研究科

1990年代の遠方のIa型超新星の観測から、宇宙の加速膨張が発見された。<sup>1,2)</sup>現在の宇宙を加速膨張させる源は、その正体が明らかになっていないことから暗黒エネルギーと呼ばれ、現在の宇宙の全エネルギーのうち約70%を占めることが観測的に知られている。宇宙背景輻射<sup>3)</sup>(CMB)やバリオン音響振動<sup>4)</sup>(BAO)などの独立した観測データによっても、暗黒エネルギーの存在が裏付けられている。

暗黒エネルギーは実効的に負の圧力を持ち、重力的な収縮をせずに斥力のように働く特殊な存在であり、バリオンのような通常の物質ではその起源を説明できない。その起源の候補として最も単純なものは、宇宙項と呼ばれる一定のエネルギー密度 $\rho$ を持つものであり、宇宙項による圧力 $P$ (斥力)は $P=-\rho(<0)$ で与えられる。場の理論で現れる真空のエネルギーは宇宙項と同様の性質を持つが、前者の典型的なエネルギースケールが、暗黒エネルギーのスケールと比べて桁違いに大きいことから、既知の素粒子論などで宇宙項の起源を矛盾なく説明するのは一般に非常に難しい。

暗黒エネルギーの性質は、その圧力 $P_{DE}$ とエネルギー密度 $\rho_{DE}$ の比である。状態方程式 $w_{DE}=P_{DE}/\rho_{DE}$ で特徴づけられる。 $w_{DE}<-1/3$ のときに宇宙は加速膨張し、宇宙項は $w_{DE}=-1$ に相当する。 $w_{DE}$ が一定のとき、最新のCMBとBAOのデータによる統合解析<sup>5)</sup>から、95%の確からしさ(95%CL)で、 $w_{DE}=-1.13^{+0.24}_{-0.25}$ という制限がついており、宇宙項は許容範囲内にある。CMBとIa型超新星のデータによる解析では、 $w_{DE}=-1.13^{+0.13}_{-0.14}$ (95%CL)と制限され、この場合には $w_{DE}<-1$ の方が宇宙項より好まれている。

暗黒エネルギーの候補の一つとして、スカラー場のポテンシャルエネルギーにより加速膨張を起こすクインテッセンスという模型があるが、<sup>6-9)</sup>その場合は $w_{DE}>-1$ である。場の運動エネルギー項の符号が負のときには、 $w_{DE}<-1$ が実現するが、<sup>10)</sup>これはゴーストという状態に対応し、真空が不安定となる問題を抱えている。<sup>11)</sup>

もし重力理論が、宇宙膨張が関係するような大スケールで一般相対論から変更されるとすると、ゴーストが現れずに $w_{DE}<-1$ を実現することが可能である。一方、地球近傍および太陽系で重力法則を検証する実験が数多く行われている。例えば、一般相対論がその基盤としている等価原理に関して、その破れの度合いが非常に小さく制限されている。つまり、巨視的なスケールでの重力理論の修正によって加速膨張を引き起こす模型は、同時に太陽系内で一般相対論的な特徴を回復する必要がある。

そのような要請を満たす有効な模型の構築は精力的に行われている。修正重力理論では、銀河のような宇宙の大規模構造の形成が一般相対論と比べて異なるため、銀河分布や重力レンズの観測などから、太陽系よりもはるかに大きい領域での重力法則の検証と、それによる模型の選別が可能である。今後の観測の更なる進展に伴い、様々なスケールでの修正重力理論の兆候を探ることは、宇宙の加速膨張の起源に迫る上で重要な意味を持つ。

## —Keywords—

### 暗黒エネルギー：

現在の宇宙の全エネルギーの約70%を占める未知のエネルギー。実効的に負の圧力を持ち、宇宙を加速膨張させる。

### 状態方程式：

物質の圧力 $P$ とエネルギー密度 $\rho$ の比として $w=P/\rho$ と定義され、輻射やバリオンでは $w\geq 0$ である。暗黒エネルギーは負の圧力を持つため $w<0$ であり、 $w$ が一定のとき、その観測的な最適値は $w$ が $-1$ よりも少し小さいという傾向がある。

### 修正重力理論：

一般相対論を修正した理論で、重力法則の変更により、宇宙の加速膨張を説明しようとする。この場合、 $w<-1$ の状態方程式を実現することが可能である。修正重力理論は、太陽系内では一般相対論に近い必要があるが、銀河などに関係する大スケールでは宇宙の大規模構造の形成が変更されるため、一般相対論に基づく暗黒エネルギー模型との区別が可能である。

## 1. 宇宙膨張を記述する式と加速膨張

長い宇宙の歴史の中で、宇宙が現在近くになって加速膨張期に入ったことが、リース、シュミットらのグループ<sup>1)</sup>と、パールマターらのグループ<sup>2)</sup>によって独立に、1998年にIa型超新星(SN Ia)の観測から示された。彼らはこの業績で、2011年度のノーベル物理学賞を受賞しており、その意味でも、宇宙の加速膨張は疑いがない事実として認識されたということであろう。加速膨張を引き起こす中身はいわばブラックボックスで、暗黒エネルギーと呼ばれており、その起源を明らかにするために、理論と観測の双方の立場から世界中で精力的に研究が行われている。

宇宙の加速膨張がどのように起こるのかを理解するために、まず、密度が $\rho(>0)$ で圧力の無視できる非相対論的物質で占められた一様等方宇宙で、任意の1点Oを中心とする半径 $a$ の球を考える。この球面上にある質量 $m$ の質点を見ると、宇宙の膨張とともに $a$ は増加する。球の内部の質量を $M=4\pi a^3\rho/3$ 、重力定数を $G$ として、質点は中心Oの方向に大きさ $GmM/a^2$ の重力を受けるので、ニュートンの運動方程式は、時間 $t$ による微分をドットで表し、

$$m\ddot{a} = -\frac{GmM}{a^2} \quad (1)$$

となる。これから、 $\ddot{a}/a = -4\pi G\rho/3$ が得られるので、非相対論的物質で満たされた宇宙は減速膨張( $\ddot{a}<0$ )する。

一方で、輻射や暗黒エネルギーの場合には圧力 $P$ が存在する。一般相対論では、空間3方向の圧力の効果を組み入れることができ、上の議論で $\rho$ が $\rho+3P$ と変更を受ける(以下では、光速 $c=1$ の単位系を用いる)。このとき、宇宙のスケール因子 $a$ は

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho+3P) \quad (2)$$

に従って変化する。状態方程式 $w=P/\rho$ を定義すると、 $\rho>0$ のもとで宇宙が加速膨張をする条件は $w<-1/3$ であり、圧力 $P$ が負である必要がある。

なお、物質のエネルギー密度 $\rho$ の変化は $w$ によって異なる。非相対論的物質の場合は、半径 $a$ の球の内部のエネルギー $U=\rho V$ (ただし、 $V=4\pi a^3/3$ )が保存し、その変化分 $dU$ は0である。圧力 $P$ がある物質の場合は、断熱変化のもとで、球の体積が微小量 $dV$ 変化する際の仕事 $PdV$ の分だけ内部エネルギー $U$ が減少し、 $dU=-PdV$ つまり $\dot{U}=-P\dot{V}$ が成り立つ。この式は具体的に

$$\dot{\rho} + 3H(\rho+P) = 0 \quad (3)$$

と書け、これを連続方程式と呼ぶ。なお、 $H=\dot{a}/a$ はハッブルパラメータと呼ばれ、宇宙の膨張率を表す。

$w=P/\rho$ が一定のとき式(3)は積分でき、解として $\rho \propto a^{-3(1+w)}$ を得る。光やニュートリノが支配する宇宙初期の輻射優勢期では $w=1/3$ で、それらのエネルギー密度は $\rho \propto a^{-4}$ と減少する。暗黒物質(重力的な相互作用のみを持ち、構造形成の主役である未知の物質)やバリオンが支配する

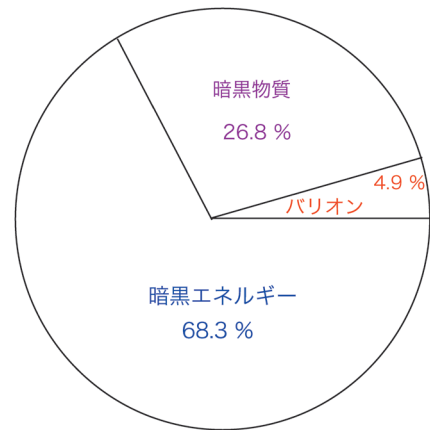


図1 Planck衛星によるCMBの温度揺らぎの観測データ<sup>5)</sup>から制限される、現在の宇宙のエネルギーの組成。

物質優勢期では $w=0$ で、 $\rho \propto a^{-3}$ と減少する。暗黒エネルギーは $w<-1/3$ を満たし、 $\rho$ の変化はゆっくりとしているため、最終的に宇宙を支配する。特に $w=-1$ のときは $\rho$ が一定で、この場合を宇宙項と呼ぶ。宇宙項による負の圧力 $P=-\rho$ のために、宇宙が膨張しても実効的に外部から正の仕事 $-PdV$ をされてエネルギー密度 $\rho$ が減らないという特殊な状況になっている。なお、最新の観測による現在の宇宙のエネルギーの割合は図1に示されている。輻射は現在では、全体の0.01%以下にすぎない。

式(2)の両辺に $a\dot{a}$ を掛け、式(3)を用いて $P$ を消去すると、 $\dot{a}\ddot{a} = (4\pi G/3)(a^2\dot{\rho})$ を得る。この式を時間 $t$ で積分すると、ニュートン力学で現れるのと同様な、質点のエネルギー保存則に関する式 $\dot{a}^2/2 - 4\pi G a^2 \rho/3 = E$ が導かれる( $E$ は定数)。この式に $2/a^2$ を掛けると、フリードマン方程式と呼ばれる式

$$H^2 - \frac{8\pi G}{3}\rho = -\frac{K}{a^2} \quad (4)$$

を得る。ただし、 $K=-2E$ は宇宙の初期条件によって決まる積分定数であり、宇宙の曲率を特徴づけている。輻射優勢より前の時期に、インフレーションと呼ばれるもう一つの加速膨張期が存在したことが観測的に示唆されており、その時期に曲率項 $-K/a^2$ は $H^2$ と比べて急激に減少する。インフレーションが十分に起これば、曲率の割合 $\Omega_K = -K/(a^2 H^2)$ は1に対して非常に小さくなり、CMBとBAOのデータから、その現在の値に関して、 $\Omega_K^{(0)} = -0.0005^{+0.0065}_{-0.0066}$ という制限が得られている。<sup>5)</sup>

平坦な宇宙( $K=0$ )は観測と整合的なので、以下ではこの場合を考える。このとき式(4)は、 $H^2=8\pi G\rho/3$ となる。宇宙項に支配された宇宙では、 $\rho$ が一定であることから $H=\dot{a}/a$ も一定であり、この式を積分することで、指数関数的に膨張する解 $a \propto e^{Ht}$ を得る。

## 2. 暗黒エネルギーの観測からの制限

暗黒エネルギーの存在の最初の証拠となった、Ia型超新星の観測で鍵となる量は、光度距離 $d_L$ である。これは、



絶対光度が  $L_s$  の光源から出た光が、地球上で観測される時のフラックスを  $\mathcal{F}$  として、 $d_L^2 = L_s / (4\pi\mathcal{F})$  と定義される。赤方偏移  $z = 1/a - 1$  (現在の  $a$  を 1 とする) の SN Ia までの、観測者 ( $z=0$ ) からの光度距離は、

$$d_L(z) = (1+z) \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{H(\tilde{z})} \quad (5)$$

と表せ、宇宙の膨張率  $H$  と直接関係している。  $d_L$  の測定に関しては、天体の絶対等級  $M$  とみかけの等級  $m$  の間に、

$$m - M = 5 \log_{10} \left( \frac{d_L}{10 \text{ pc}} \right) \quad (6)$$

の関係があることを用いる。SN Ia の場合、いつどこでできたかによらず、ピーク時の等級が  $M = -19$  程度の値を持つ。様々な SN Ia のみかけの等級  $m$  を測定することで、式(6) から異なる  $z$  に対する光度距離  $d_L(z)$  が求まる。

現在までに観測されている SN Ia は、 $z$  が 3 よりも小さい範囲にあり、この時期には輻射を無視できる。暗黒物質とバリオンから構成される非相対論的物質 ( $w=0$ ) と暗黒エネルギー ( $w=w_{\text{DE}}$  で  $w_{\text{DE}}$  は必ずしも一定でない) の現在のエネルギー密度をそれぞれ  $\rho_m^{(0)}$ ,  $\rho_{\text{DE}}^{(0)}$  とすると、式(3)を積分することにより、赤方偏移  $z$  でのそれぞれのエネルギー密度は、 $\rho_m = \rho_m^{(0)}(1+z)^3$ ,  $\rho_{\text{DE}} = \rho_{\text{DE}}^{(0)} \exp \left\{ \int_0^z 3(1+w_{\text{DE}})(1+\tilde{z})^{-1} d\tilde{z} \right\}$  である。式(4)で  $\rho = \rho_m + \rho_{\text{DE}}$  であり、 $K=0$  の場合、

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_m^{(0)}(1+z)^3 + \Omega_{\text{DE}}^{(0)} \exp \left\{ \int_0^z \frac{3(1+w_{\text{DE}})}{1+\tilde{z}} d\tilde{z} \right\} \quad (7)$$

を得る。  $H_0$  は現在の  $H$  の値、 $\Omega_m^{(0)} = 8\pi G\rho_m^{(0)} / (3H_0^2)$  と  $\Omega_{\text{DE}}^{(0)} = 8\pi G\rho_{\text{DE}}^{(0)} / (3H_0^2)$  はそれぞれ、現在の非相対論的物質と暗黒エネルギーの密度の割合であり、 $\Omega_m^{(0)} + \Omega_{\text{DE}}^{(0)} = 1$  を満たす。

$w_{\text{DE}}$  が一定ならば、式(7)の右辺第2項は、 $(1-\Omega_m^{(0)})(1+z)^{3(1+w_{\text{DE}})}$  となる。ノーベル賞の受賞理由となった1998年の論文<sup>1,2)</sup>では、暗黒エネルギーとして宇宙項  $\Lambda$  ( $w_{\text{DE}} = -1$ ) を考えており、この場合、与えられた  $\Omega_m^{(0)}$  に対して  $H(z)$  が得られ、式(5)と式(6)から  $m$  が  $z$  の関数として求まる。

図2に、1998年までに観測された、様々な  $z$  での SN Ia の実効的な等級  $m_B$  (みかけの等級  $m$  に光度曲線が幅を持つことによる補正を含んだもの) のデータといくつかの  $\Omega_m^{(0)}$  に対する理論曲線が示されている。 $z$  が 0.5 より大きい高赤方偏移のデータが得られたことにより、異なる  $\Omega_m^{(0)}$  の理論曲線の選別が可能になり、図2から見て取れるようにデータは宇宙項がない場合よりもある場合を好んでいる。

パルマターらは、42個の SN Ia のデータを用いた統計解析から、平坦な宇宙で、 $\Omega_m^{(0)} = 0.28^{+0.09}_{-0.08}$  (68%CL) という制限を得た。<sup>2)</sup> この初期の結果は、最新のCMBからの制限(図1を参照)と整合的である。なおCMBからの主な制限は、現在から宇宙の晴れ上がり時までの角経距離  $d_A$  (光度距離  $d_L$  と、 $d_A = d_L / (1+z)^2$  と関係する) が、暗黒エネルギーの存在によって変更を受け、それによりCMBの温度揺らぎのスペクトルの音響振動のピークの位置がずれることか

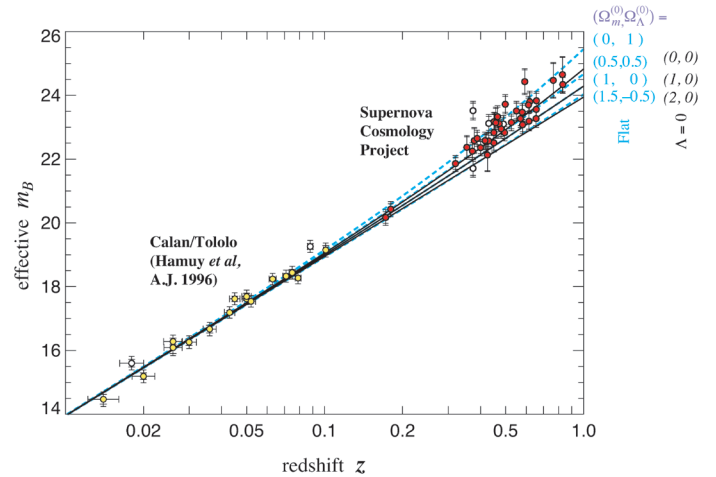


図2 様々な赤方偏移  $z$  での Ia 型超新星の実効的な等級  $m_B$  に関する観測データ。<sup>2)</sup> 水色の破線は、平坦な宇宙 ( $K=0$ ) で宇宙項  $\Lambda$  がある場合に、いくつかの  $(\Omega_m^{(0)}, \Omega_\Lambda^{(0)})$  の組み合わせに対する理論曲線を表す。黒の実線は、宇宙項がなく曲率がある宇宙 ( $\Lambda=0, K \neq 0$ ) で、 $\Omega_m^{(0)} = 0, 1, 2$  のときの理論曲線を表す。パルマターらは、 $K=0$  のときの統計解析から、 $\Omega_m^{(0)} \approx 0.72$  が最適のフィットに対応するという結論を得た。<sup>2)</sup>

— Planck+WP+BAO      — Planck+WP+SNLS  
— Planck+WP+Union2.1      — Planck+WP

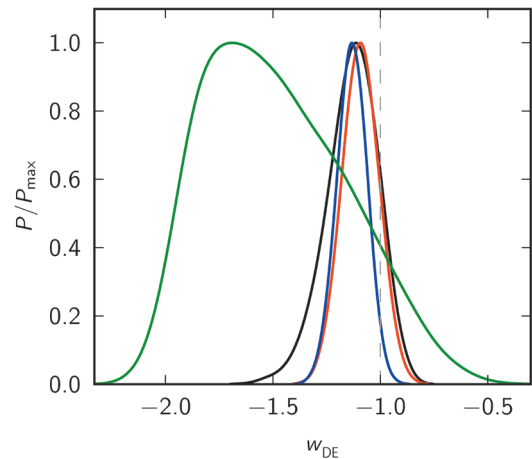


図3 Planck, WP, BAO のデータと、2種類の SN Ia のデータ (SNLS と Union2.1) を用いた統計解析による、暗黒エネルギーの状態方程式  $w_{\text{DE}}$  (一定と仮定) に関する確率分布。<sup>3)</sup>

ら、SN Ia の観測とは独立に得られる。

暗黒エネルギーの起源が宇宙項である保証はないので、 $w_{\text{DE}}$  が  $-1$  以外の別の可能性を探る必要もある。例えば  $w_{\text{DE}}$  が一定の場合、式(7)を用いて、 $w_{\text{DE}}$  と  $\Omega_m^{(0)}$  の2つのパラメータに基づいた統計解析を行えばよい。図3に、Planck によるCMBスペクトル、WMAPによるCMBの偏光(WP)、BAO、2種類のSN Iaのデータ(SNLSとUnion2.1)を用いた解析による、 $w_{\text{DE}}$  の確率分布が示されている。緑色のPlanckとWPの制限から、CMBのデータのみで暗黒エネルギーが存在すること ( $w_{\text{DE}} < -1/3$ ) が言えている。これらにSN Iaのデータを加えるとさらに制限が厳しくなり、95%の確からしさで、

$$w_{\text{DE}} = -1.13_{-0.14}^{+0.13} \quad (\text{Planck} + \text{WP} + \text{SNLS}) \quad (8)$$

$$w_{\text{DE}} = -1.09 \pm 0.17 \quad (\text{Planck} + \text{WP} + \text{Union2.1}) \quad (9)$$

という制限が得られている。SNLS データに基づく解析では、 $w_{\text{DE}} = -1$  は 95%CL の境界にあり、 $w_{\text{DE}} < -1$  の領域が好まれている。Union2.1 データを用いた場合は、 $w_{\text{DE}} = -1$  は 95%CL の許容範囲内にあるが、 $w_{\text{DE}}$  の最適値は  $-1$  より小さいところにある。

今までは  $w_{\text{DE}}$  が一定であることを仮定したが、第3章以降で見ると、ある理論モデルを与えると一般に  $w_{\text{DE}}$  は時間変化する。 $w_{\text{DE}}$  の変化はモデルに依存するが、例えば2つの定数  $w_0$  と  $w_1$  を用いた単純なパラメータ化  $w_{\text{DE}}(z) = w_0 + w_1 z / (1+z)$  によってある程度の変化を記述できる。このパラメータ化を用いた場合、Planck+WP+SNLS に基づくデータ解析で、宇宙項 ( $w_0 = -1, w_1 = 0$ ) は 95%CL の境界にあり、Planck+WP+Union2.1 のデータのと看には宇宙項は 68%CL の境界付近にあるという結果が得られている。<sup>5)</sup> この解析でも、状態方程式が過去に  $w_{\text{DE}} < -1$  の領域にある場合が最適のフィットに相当している。

### 3. クインテッセンス, ゴースト

次に暗黒エネルギーの理論模型の話に移る。宇宙初期のインフレーションの起源として有力なのは、スカラー場である。宇宙後期の加速膨張はそれよりもエネルギースケールが桁違いに小さいが、場の有効質量が  $m_\phi \approx H_0 \approx 10^{-33}$  eV 程度の極めて軽いスカラー場  $\phi$  (クインテッセンスと呼ぶ) を考えることにより、暗黒エネルギーの候補になり得る。<sup>6-9)</sup>

クインテッセンスと非相対論的物質 (作用  $S_m$  でエネルギー密度  $\rho_m$ ) を含む系での作用は、

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{R}{16\pi G} + X - V(\phi) \right] + S_m \quad (10)$$

で与えられる。ただし、 $g$  は計量  $g_{\mu\nu}$  の行列式、 $R$  はスカラー曲率、 $X = -(\partial\phi)^2/2 \equiv -g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi/2$  と  $V(\phi)$  はそれぞれ場の運動エネルギーとポテンシャルエネルギーである。一様等方宇宙を記述する計量  $ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2)$  のもとで、作用(10)の  $\phi$  に関する変分をとると、

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = 0 \quad (11)$$

を得る。この式は、連続方程式(3)において、 $\rho \rightarrow \rho_\phi \equiv \dot{\phi}^2/2 + V(\phi)$ ,  $P \rightarrow P_\phi \equiv \dot{\phi}^2/2 - V(\phi)$  としたものに相当する。スカラー場がポテンシャル上をゆっくりと動き、 $\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$  が満たされていれば、圧力  $P_\phi$  が負で宇宙の加速膨張が可能である。場の状態方程式は、

$$w_{\text{DE}} = \frac{P_\phi}{\rho_\phi} = \frac{\dot{\phi}^2/2 - V(\phi)}{\dot{\phi}^2/2 + V(\phi)} \quad (12)$$

で与えられるので、 $w_{\text{DE}} > -1$  の範囲に制限される。また、作用(10)を  $g_{\mu\nu}$  に関して変分をとることでアインシュタイン方程式が得られ、その(00)成分から、式(4)で  $\rho = \rho_\phi + \rho_m$ ,

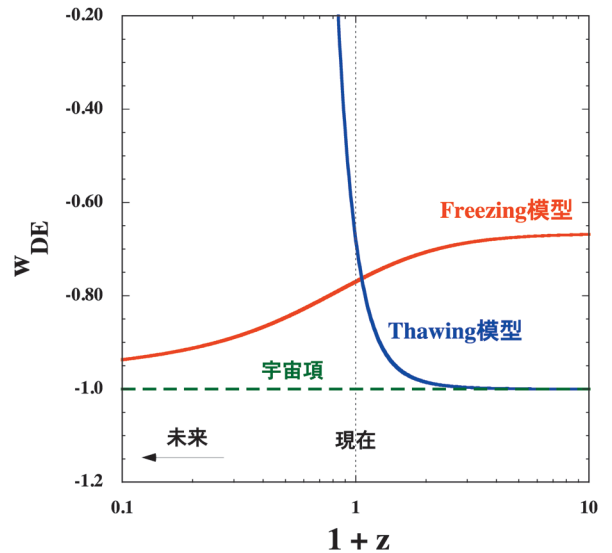


図4 2種類のタイプのクインテッセンス模型に対する  $w_{\text{DE}}$  の時間変化。なお、宇宙項は  $w_{\text{DE}} = -1$  に相当する。

$K=0$  とした式が得られる。これと式(11)を連立して解くことで、 $w_{\text{DE}}$  の時間発展が分かる。

$w_{\text{DE}}$  の変化はポテンシャル  $V(\phi)$  によって異なり、(i)  $w_{\text{DE}}$  が  $-1$  に向けて徐々に減少するもの (freezing 模型)、(ii) 初期には  $w_{\text{DE}}$  は  $-1$  に近く、現在近くになって  $w_{\text{DE}}$  が増加するもの (thawing 模型)、の2つに大別される<sup>12)</sup> (図4を参照)。(i) の例は、逆べき型のポテンシャル  $V(\phi) = M^{4+n} \phi^{-n}$  ( $n > 0$ ) であり、 $\phi$  の増加とともにその勾配が緩やかになっていく。(ii) の例は、対称性の破れで現れるポテンシャル  $V(\phi) = V_0 [1 + \cos(\phi/f)]$  であり、宇宙初期には式(11)の左辺第2項による摩擦項で場がほぼ凍結しているが、 $H$  が場の質量  $m_\phi$  と同程度まで小さくなると場が動き出す。

観測的に、freezing 模型と thawing 模型に制限をつける研究は行われており、宇宙項よりそれらが優位であるという証拠は得られていない。例えば  $V(\phi) = M^{4+n} \phi^{-n}$  のとき、物質優勢期に  $w_{\text{DE}} \approx -2/(n+2)$  で最終的に  $w_{\text{DE}} = -1$  に近づくトラッカーという解が存在するが、<sup>13)</sup> Union2.1, CMB, BAO のデータから、 $n < 0.075$  (95%CL) と制限され、<sup>14)</sup> 宇宙項とほとんど区別がつかない。これは、データが  $w_{\text{DE}} < -1$  の領域を好むことからの帰結でもある。

場の運動エネルギーの符号が負の場合には、 $w_{\text{DE}} = P_\phi/\rho_\phi$  が  $-1$  より小さい値を取り得る。<sup>10)</sup> しかしこの場合はゴーストと呼ばれ、エネルギーが下に有界でないことから、重力子を媒介としてゴースト場と光子のペアが真空から自発的に生成し、真空が非常に不安定になるという問題を抱えている。<sup>11)</sup> すると、ゴーストが現れずに  $w_{\text{DE}} < -1$  を実現するのは難しそうであるが、第4章以降で述べるように、重力理論を一般相対論から修正するとそれが可能である。

### 4. 修正重力理論

一般相対論では、式(10)のように作用の中にアインシュタイン・ヒルベルト項  $R/(16\pi G)$  と物質場が存在する。

この  $R$  の線形項が何らかの修正を受けるものが修正重力理論に相当し、以下ではそのいくつかの例について見ていく。

#### 4.1 $f(R)$ 重力理論

一般相対論の最も単純な拡張として、作用が  $R$  について非線形の関数  $f(R)$  を含む理論、すなわち

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} f(R) + S_m \quad (13)$$

がある。<sup>15)</sup>  $f_{,RR} \equiv d^2f/dR^2 \neq 0$  である限り、重力的な起源のスカラ-自由度が1つ現れる。そのことを見るために、スカラ-量  $\chi$  を持つ作用

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [f(\chi) + f_{,\chi}(\chi)(R-\chi)] + S_m \quad (14)$$

を考える ( $f_{,\chi} \equiv df/d\chi$ )。  $\chi$  について変分を取ると  $f_{,\chi\chi}(R-\chi) = 0$  が得られ、  $f_{,\chi\chi} \neq 0$  のとき、  $\chi = R$  である。つまり式(13)と式(14)は等価であり、改めてスカラ-場  $\phi \equiv f_{,\chi}(\chi)$  を定義すると、式(14)は

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{1}{16\pi G} \phi R - V(\phi) \right] + S_m \quad (15)$$

と表せる。ここで、  $V(\phi) = [\chi(\phi)\phi - f(\chi(\phi))]/(16\pi G)$  である。つまりスカラ-自由度  $\phi$  はポテンシャル  $V(\phi)$  を持ち、  $R$  と直接結合している。それにより、バリオンとの新たな相互作用(第5の力)が現れ、太陽系での重力実験と矛盾しないために、  $R$  が大きい宇宙の局所領域で一般相対論的な性質を回復する必要がある。

作用(15)で、  $\phi = f_{,R}(R) > 0$  であることが、テンソル摂動に関するゴーストが現れない条件に対応する。また、ポテンシャル  $V(\phi)$  の  $\phi$  による2階微分  $m_\phi^2 \equiv d^2V(\phi)/d\phi^2$  がスカラ-場の質量の2乗に相当し、それが負であるとタキオンの不安定性が現れる。条件  $m_\phi^2 > 0$  は、  $f_{,RR}(R) > 0$  ならば満たされる。<sup>16)</sup>

上の条件を満たし得る、現象論的に有効なモデルとして、<sup>\*1</sup>

$$f(R) = R - \lambda R_0 \frac{(R/R_0)^{2n}}{(R/R_0)^{2n} + 1} \quad (16)$$

がある<sup>18)</sup> ( $n, \lambda, R_0$  は正の定数)。  $R_0$  は  $H_0^2$  程度の大きさであり、  $R \gg R_0$  の極限で宇宙項モデル  $f(R) = R - \lambda R_0$  を再現する。低赤方偏移で  $R$  が  $R_0$  に近い値まで下がると、宇宙項モデルからのずれが現れる。最終的に解は、  $f_{,R}(R)R = 2f(R)$  で記述される  $H$  が一定のド・ジッター解に近づく。

作用(13)を  $g_{\mu\nu}$  で変分をとることで基礎方程式が得られ、それを一様等方時空に適用すると  $3f_{,R}(R)H^2$  などの項が現れるが、それらを実効的な暗黒エネルギーの密度  $\rho_{DE}$  と圧力  $P_{DE}$  の中に吸収することで、方程式を、  $3H^2 = 8\pi G(\rho_{DE} + \rho_m)$ 、  $\dot{H} = -4\pi G(\rho_{DE} + P_{DE} + \rho_m)$  という形に書ける。  $\rho_{DE}$  と  $P_{DE}$  は連続方程式を満たし、状態方程式  $w_{DE} = P_{DE}/\rho_{DE}$  が定義できる。図5にモデル(16)での  $w_{DE}$  の時間変

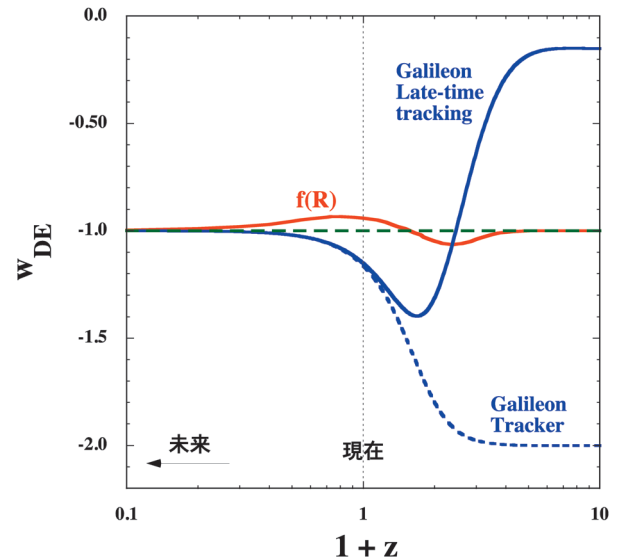


図5 修正重力理論での  $w_{DE}$  の時間変化の例。赤色の実線は  $f(R)$  模型(16)で  $n=2, \lambda=1$  のときで、青色の破線および実線はそれぞれ、ガリレオン模型(22)でのトラッカー解と宇宙進化の後期にトラッカーに近づく解を表す。宇宙項の場合は緑色の破線で示してある。

化の例が示されており、過去に  $w_{DE} < -1$  の領域にあり、途中で  $w_{DE} = -1$  を横切り、最終的に  $-1$  に近づいている。なお、条件  $f_{,R} > 0$  と  $f_{,RR} > 0$  は満たされており、ゴーストやタキオンが現れずに、  $w_{DE} < -1$  が実現できる。<sup>16, 18)</sup>

また、式(15)のポテンシャル  $V(\phi)$  に付随する場の質量の2乗  $m_\phi^2$  は  $f_{,RR}$  に反比例し、モデル(16)では  $R$  の増加に伴い  $m_\phi^2$  が大きくなる。そのため、太陽系のような宇宙の局所領域では、大きな質量  $m_\phi$  のために場が動きにくく、第5の力の伝搬が抑制され得る。  $n \geq 1$  であれば、太陽系での重力実験の結果と整合的であることが示されている。<sup>19)</sup>

#### 4.2 ブランス・ディッケ理論

ブランスとディッケは1961年に、スカラ-場  $\phi$  と曲率  $R$  が直接結合を持つブランス・ディッケ (BD) 理論を提唱した。<sup>20)</sup> もともとのBD理論に場  $\phi$  のポテンシャル  $V(\phi)$  と物質場(計量  $g_{\mu\nu}$  に依存する)を考慮した作用は、  $M_{pl}^2 \equiv (8\pi G)^{-1} = 1$  という単位系 ( $M_{pl}$  は換算質量)を用いると、

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{1}{2} \phi R - \frac{\omega_{BD}}{2\phi} (\partial\phi)^2 - V(\phi) \right] + S_m(g_{\mu\nu}) \quad (17)$$

で与えられる。  $\omega_{BD}$  をBDパラメータと呼び、  $\omega_{BD} \rightarrow \infty$  が一般相対論の極限に相当する。テンソル摂動に関するゴーストが現れない条件は、  $\phi > 0$  である。2つの作用(15)と(17)を比べると、  $f(R)$  理論は  $\omega_{BD} = 0$  に対応している。<sup>21)</sup>

計量  $g_{\mu\nu}$  に対して、距離の基準を時空点  $x$  ごとに变化させる共形変換  $\hat{g}_{\mu\nu} = \Omega^2(x)g_{\mu\nu}$  を施すことで、作用(17)を、場と曲率との直接結合が現れない系(アインシュタイン系と呼ばれ、その系での曲率と微分に以下でハット記号をつける)に書き直せる。<sup>22)</sup>  $\omega \equiv \ln \Omega$  と定義すると、  $\sqrt{-g} = \Omega^{-4} \sqrt{-\hat{g}}$ 、  $R = \Omega^2 [\hat{R} - 6(\hat{\partial}\omega)^2 + 6\hat{\square}\omega]$  という関係を用いて、  $\Omega = \sqrt{\hat{\phi}}$  と選べば作用(17)で  $\phi$  と  $\hat{R}$  の直接結合がなくなる。  $\hat{\square}\omega = \partial_\mu(\sqrt{-\hat{g}}\hat{g}^{\mu\nu}\partial_\nu\omega)/\sqrt{-\hat{g}}$  は積分の表面項で寄与しない

\*1 宇宙の後期加速膨張を起こすために、最初に提唱されたのはモデル  $f(R) = R - \mu^4/R$  ( $\mu$  は  $H_0$  程度の定数)であり、<sup>17)</sup>  $R \gg \mu^2$  で  $f(R)$  は  $R$  に近づき、また  $f_{,R}(R) > 0$  である。しかしこのモデルでは  $f_{,RR} > 0$  が満たされず、これに関係した宇宙論的な解の不安定性から、十分長い物質優勢期が存在しない。

ので、アインシュタイン系での作用として、

$$\hat{S} = \int d^4x \sqrt{-\hat{g}} \left[ \frac{1}{2} \hat{R} - (3+2\omega_{\text{BD}}) (\hat{\partial}\omega)^2 - \frac{V(\phi)}{\phi^2} \right] + S_m(\phi^{-1}\hat{g}_{\mu\nu}) \quad (18)$$

を得る。\$(\hat{\partial}\omega)^2\$の前の係数の符号から、スカラー場に関してゴーストが現れない条件は\$\omega\_{\text{BD}} > -3/2\$である。

式(18)の最後の物質項から分かるように、計量\$\hat{g}\_{\mu\nu}\$のアインシュタイン系では、バリオンや暗黒物質のような物質場とスカラー場\$\phi\$が直接結合している。この結合の強さを特徴づけるために、結合定数\$Q\$を\$\phi = e^{-2Q\varphi}\$と定義する。ここで、\$\varphi \equiv \sqrt{2(3+2\omega\_{\text{BD}})} \omega = \sqrt{(3+2\omega\_{\text{BD}})/2} \ln \phi\$はアインシュタイン系(18)での正準スカラー場(運動エネルギーが\$-(\hat{\partial}\phi)^2/2\$)であり、\$Q\$の定義から、

$$3 + 2\omega_{\text{BD}} = 1/(2Q^2) \quad (19)$$

という関係式を得る。\$Q \to 0\$の極限(つまり\$\omega\_{\text{BD}} \to \infty\$)では、\$\phi \to 1\$で物質場とスカラー場が相互作用を持たない。\$Q \neq 0\$では相互作用を持ち、例えば\$f(R)\$理論(\$\omega\_{\text{BD}} = 0\$)では\$Q^2 = 1/6\$であり、バリオンと\$\phi\$場の結合が大きい。

もしポテンシャル\$V(\phi)\$がないとすると、\$\phi\$場は質量0で自由に伝搬する。\$f(R)\$理論のように、ポテンシャル\$V(\phi)\$があるときは状況は異なり、\$\phi\$場が高密度領域で大きな有効質量を持つと、結合定数\$Q\$が1程度の場合でも、第5の力の抑制が可能である。\$f(R)\$モデル(16)を特殊な場合として含むポテンシャル\$V(\phi)\$の例は、文献23で議論されている。なおこの場合も\$w\_{\text{DE}} < -1\$が実現し、また物質密度揺らぎの進化は\$Q\$によって異なるため、宇宙の大規模構造の観測から\$Q\$の大きさに制限をつけることが可能である。<sup>23)</sup>

### 4.3 DGP 模型

弦理論では、ブレーン(brane)と呼ばれる膜状の構造が現れる。これに動機づけられて、3次元空間を持つ3-ブレーンが5次元の余剰次元の中に埋め込まれているブレーンワールドシナリオが提唱されている。特にDvali-Gabadadze-Porrati (DGP) 模型<sup>24)</sup>では、ミンコフスキー時空のバルクに埋め込まれた3-ブレーンを考える。このとき、余剰次元への重力の伝搬から、自発的に加速膨張する解が現れる。

より具体的には、5次元重力定数\$G\_5\$と4次元重力定数\$G\$の比で定義される長さのスケール\$r\_c \equiv G\_5/(2G)\$を用いて、我々が住む3-ブレーン上(密度\$\rho\_m\$の物質が存在する)での膨張宇宙(\$K=0\$)におけるフリードマン方程式は、

$$H^2 - \frac{\epsilon}{r_c} H = \frac{8\pi G}{3} \rho_m \quad (20)$$

で与えられる。ここで、\$\epsilon = \pm 1\$の2つのブランチが存在し、そのうち加速膨張するのは\$\epsilon = +1\$の方で、最終的に\$H \to 1/r\_c\$に近づくド・ジッター解が存在する。しかし、SN Ia, BAO, CMB データからの統合解析でDGP模型は観測と合わないことが分かっている。<sup>25)</sup> しかもゴーストが存在し、理論的に強結合の問題を持つことが知られてい

る。<sup>26)</sup>

ただし、ブレーンの歪曲に対応するスカラーモード\$\phi\$とバルクの重力場との相互作用から、実効ラグランジアン\$(\partial\phi)^2 \square\phi\$が現れる。この微分自己相互作用によって、ある半径以内の領域で第5の力の抑制が起こることが知られており、これをヴァインシュタイン機構<sup>27)</sup>と呼ぶ。このDGP模型の長所を生かして、スカラー場の自己相互作用を拡張したものが、次で述べるガリレオン<sup>28)</sup>である。

### 4.4 ガリレオン

ミンコフスキー時空において、ラグランジアン\$L\_3 = (\partial\phi)^2 \square\phi\$から得られるスカラー場\$\phi\$の方程式は、ガリレイ変換\$\partial\_\mu\phi \to \partial\_\mu\phi + b\_\mu\$に関する対称性を満たしている。<sup>28)</sup> このような場の微分に関する対称性があると、ポテンシャル\$V(\phi)\$に由来する質量項ではなく、ヴァインシュタイン機構が働く上で本質的な役割を果たす、場の微分自己相互作用による項のみを取り出すことができる。

ミンコフスキー時空の極限でガリレイ対称性を満たし、運動方程式が2階微分に保たれる、\$L\_3 = (\partial\phi)^2 \square\phi\$以外の共変的なラグランジアンは、\$L\_1 = \phi\$, \$L\_2 = (\partial\phi)^2\$, および

$$\begin{aligned} L_4 &= (\partial\phi)^2 [2(\square\phi)^2 - 2\phi_{;\mu\nu}\phi^{;\mu\nu} - R(\partial\phi)^2/2], \\ L_5 &= (\partial\phi)^2 [(\square\phi)^3 - 3(\square\phi)\phi_{;\mu\nu}\phi^{;\mu\nu} \\ &\quad + 2\phi_{;\mu}{}^{\nu}\phi_{;\nu}{}^{\lambda}\phi_{;\lambda}{}^{\mu} - 6\phi_{;\mu}\phi^{;\mu\nu}\phi^{;\lambda}\phi_{;\lambda\nu}] \end{aligned} \quad (21)$$

である<sup>29)</sup>(セミコロンは共変微分、\$G\_{\nu\lambda}\$はアインシュタインテンソルを表す)。ただし、曲がった時空ではガリレイ対称性は一般に破れている。線形ポテンシャル\$V(\phi) = \phi\$ (場の質量が0に相当)による寄与\$L\_1\$を除いた作用

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{R}{16\pi G} + \frac{1}{2} \sum_{i=2}^5 c_i L_i \right] + S_m \quad (22)$$

に基づいた、一様等方宇宙での進化は詳しく調べられている。<sup>30)</sup> 特に\$\dot{\phi} = \text{一定}\$のド・ジッターアトラクター解(\$w\_{\text{DE}} = -1\$)が存在し、しかもDGP模型と異なり、ゴーストや揺らぎの不安定性を回避できる係数\$c\_i\$のパラメータ領域が存在する。物質優勢期には\$w\_{\text{DE}} = -2\$であるトラッカー解が現れ、いつこの解に近づくかは場の初期条件による。SN Ia, CMB, BAOの観測データによる制限から、図5にあるように、宇宙進化の後期にトラッカーに近づく必要がある。<sup>31)</sup> \$w\_{\text{DE}}\$の変化は、\$f(R)\$理論のような他の模型と異なるので、観測的に区別が可能である。

なお、ヴァインシュタイン機構に関連する球対称時空でのスカラー場の解については、次章で議論する。

### 4.5 ホルンデスキ理論

ガリレオンのラグランジアンから得られる基礎方程式は、時間・空間微分に関して2階までに保たれている。もし3階以上の微分項が存在すると、ハミルトニアンが下に有界でなくなり、系が不安定になる(オストログラドスキ不安定性)。4次元時空で基礎方程式が2階微分までに保たれる、スカラー自由度を1つ含む最も一般的な理論のラグランジ

アンは、1973年にホルンデスキ<sup>32)</sup>により導かれた。<sup>\*2</sup> このホルンデスキ理論と等価な作用(物質場も含む)は、

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [G_2(\phi, X) - G_3(\phi, X) \square \phi + L_4 + L_5] + S_m, \quad (23)$$

ただし、 $G_i(\phi, X)$  は  $\phi$  と  $X = -(\partial\phi)^2/2$  に依存する関数で、

$$L_4 = G_4(\phi, X)R + G_{4,X}(\phi, X) [(\square\phi)^2 - \phi^{;\mu\nu}\phi_{;\mu\nu}], \quad (24)$$

$$L_5 = G_5(\phi, X)G_{\mu\nu}\phi^{;\mu\nu} - G_{5,X}(\phi, X) [(\square\phi)^3 - 3(\square\phi)\phi_{;\mu\nu}\phi^{;\mu\nu} + 2\phi_{;\mu\nu}\phi^{;\mu\lambda}\phi^{;\nu}_{;\lambda}]/6, \quad (25)$$

である<sup>33)</sup> ( $G_{i,X} \equiv \partial G_i / \partial X$ )。

作用(23)は様々な重力理論を含んでいる。一般相対論は  $G_4 = 1/(16\pi G)$ 、 $G_3 = G_5 = 0$  であり、このときラグランジアン  $G_2(\phi, X)$  に基づく k-エッセンスという模型<sup>34-36)</sup> を記述している。プランク・ディック理論は、 $G_4 = \phi/2$ 、 $G_2 = \omega_{BD}X/\phi - V(\phi)$ 、 $G_3 = G_5 = 0$  に相当し、 $f(R)$  理論は特に  $\omega_{BD} = 0$  である。また作用(22)で記述されるガリレオンは、 $G_2 = -c_2X$ 、 $G_3 = c_3X$ 、 $G_4 = 1/(16\pi G) - c_4X^2$ 、 $G_5 = 3c_5X^2$  に相当する。それ以外にも、 $\phi$  がガウス・ボンネ項という曲率項と結合した模型<sup>37)</sup> も含んでいる。<sup>33)</sup>

このようにホルンデスキ理論は、実質的にスカラー自由度1つの全ての暗黒エネルギー模型を含むので、作用(23)に対して基礎方程式を導出しておくと便利である。それは文献33でなされており、一様等方宇宙でゴーストや摂動の揺らぎの不安定性を避ける条件も導かれている。<sup>38)</sup>

また、中心からの距離が  $r$  の球対称時空での基礎方程式も導出されており、<sup>39,40)</sup> 物質場の密度を  $\rho_m$  として、弱い重力場の近似のもとで

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r^2 \phi'(r)] = \alpha_1 \rho_m + \alpha_2 \quad (26)$$

を満たす。ここでプライムは  $r$  による微分であり、 $\alpha_1$  と  $\alpha_2$  は  $G_i$  の  $\phi$  や  $X$  による偏微分を含む項である。 $G_4$  が、 $M_{pl}^2 e^{-2Q\phi/M_{pl}}$  のような  $\phi$  と  $R$  との直接結合の項(結合定数  $Q$ ) を含むときは、 $\alpha_1$  は  $Q/M_{pl}$  程度の大きさを持つ。このとき、 $|\alpha_1 \rho_m| \gg |\alpha_2|$  のもとで式(26)の解は、 $\phi'(r)/M_{pl} = Qr_g/r^2$  である。ただし  $r_g \equiv M_{pl}^{-2} \int_0^r \rho_m \tilde{r}^2 d\tilde{r}$  は、重力源のシュバルツシルド半径である。これにより、 $|Q| \sim 1$  のときニュートン重力  $F_N \approx -r_g/r^2$  と同程度の第5の力を生じるので、そのままでは局所重力実験の結果と矛盾する。

ガリレオンのときのように、 $G_3 = c_3X$  や  $G_4 = -c_4X^2$  といった項が上記の結合項に加えて存在すると、ある半径  $r_V$  より小さなスケールでスカラー場の非線形項が支配的となり、 $|\alpha_1 \rho_m| \ll |\alpha_2|$  となり得る。例えば、 $G_4 = -c_4X^2$  のとき

には  $\alpha_2 \approx 2\phi'(r)/r$  となり、 $r < r_V$  で  $\phi'(r) = \text{一定}$  という解を得る。 $r > r_V$  の解  $\phi'(r)/M_{pl} = Qr_g/r^2$  と  $r = r_V$  で接続すると、 $r < r_V$  の解は  $\phi'(r)/M_{pl} = Qr_g/r_V^2$  となる。 $\phi$  場が宇宙の加速膨張の起源でもあるとき、 $|Q| \approx 1$  で  $r_V \approx (r_g H_0^{-2})^{1/3}$  程度であり、太陽 ( $r_g \approx 3 \times 10^5$  cm) の場合、 $r_V \approx 10^{20}$  cm である。 $r \ll r_V$  では第5の力が抑制され、太陽系内でニュートン重力を再現する。これが、場の微分自己相互作用によるヴァインシュタイン機構である。

## 5. 観測からの修正重力理論の検証

修正重力理論では、銀河形成に関係する大スケールで重力法則が変更を受け、それは暗黒物質とバリオンに関する密度揺らぎ  $\delta_m = \delta\rho_m/\rho_m$  の進化に影響を与える。ハッブル半径  $H^{-1}$  よりも波長  $a/k$  が十分に小さい揺らぎ ( $k/a \gg H$ ) に対して、重力ポテンシャルの変化がゆっくりしているという準静的近似のもとで、線形揺らぎ  $\delta_m$  は一般に

$$\ddot{\delta}_m + 2H\dot{\delta}_m - 4\pi G_{\text{eff}}\rho_m\delta_m = 0 \quad (27)$$

に従う。ここで、 $G_{\text{eff}}$  は重力結合の強さを表し、一般相対論では重力定数  $G$  に等しい。宇宙項模型では、物質優勢期に  $\delta_m \propto t^{2/3}$  と揺らぎが成長し、それが大規模構造の形成につながる。宇宙が加速膨張期に入ると、 $\delta_m$  の成長率  $f_m \equiv \dot{\delta}_m/(H\delta_m)$  は小さくなる。

ホルンデスキ理論での  $G_{\text{eff}}$  はすでに計算されており、<sup>41)</sup> 第4章で解説した様々な理論に応用できる。例えばBD理論では、場  $\phi$  の質量を  $m_\phi$  として、 $M_{pl} = 1$  の単位系で

$$G_{\text{eff}} = \frac{4 + 2\omega_{BD} + 2\phi(m_\phi a/k)^2}{3 + 2\omega_{BD} + 2\phi(m_\phi a/k)^2} \frac{G}{\phi} \quad (28)$$

で与えられる。 $f(R)$  理論などに基づく有効な暗黒エネルギー模型は、宇宙初期に  $m_\phi$  が大きくなり、 $m_\phi \gg k/a$  で  $G_{\text{eff}} \approx G/\phi$  であり、場はほとんど  $\phi = 1$  付近で凍結している。しかし宇宙後期に、揺らぎが  $m_\phi \ll k/a$  の領域に入ると、 $G_{\text{eff}} \approx (4 + 2\omega_{BD})G/[(3 + 2\omega_{BD})\phi]$  となり、修正重力の効果が見れる。例えば、 $f(R)$  理論では  $G_{\text{eff}} \approx 4G/(3\phi)$  であり、一般相対論と比べて揺らぎの成長率が大きくなる。

観測される銀河分布は、上記の線形密度揺らぎの成長で生じる物質分布を反映しているため、それから模型に制限をつけることができる。特に3次元銀河探査では、銀河の持つ特異速度によって、赤方偏移  $z$  が変更を受ける。運動量  $\mathbf{k}$  のフーリエ空間で、視線方向と  $\mathbf{k}$  のなす角度を  $\gamma$  として、 $\mu \equiv \cos \gamma \neq 0$  のとき、赤方偏移空間でのパワースペクトル  $P_g^s(k, \mu)$  は実空間でのスペクトル  $P_{gg}(k)$  と異なり、

$$P_g^s(k, \mu) = P_{gg}(k) - 2\mu^2 P_{g\theta}(k) + \mu^4 P_{\theta\theta}(k) \quad (29)$$

という関係を持つ。<sup>42)</sup> ここで  $\theta$  は、銀河の特異速度の速度ポテンシャル  $v$  と、 $\theta = -k^2 v/(aH)$  と関連する量であり、 $P_{g\theta}(k)$  と  $P_{\theta\theta}(k)$  はそれぞれ、銀河と特異速度の相関、特異速度のパワースペクトルである。

なお  $P_{gg}(k)$  は、物質揺らぎのパワースペクトル  $P_{\delta m}(k)$  と、

\*2 2011年にチャーモシスやドファイエらによって再発見されるまで、ホルンデスキ理論は事実上40年近くもほとんど認知されることなく埋もれていた。ホルンデスキがこのラグランジアンを導出したのは、25歳の博士課程の学生のときであった。1981年に、ホルンデスキがオランダでサバティカルをとっていたとき、展覧会でゴッホの絵画に深く感銘を受けた。その影響で、ホルンデスキは物理の世界から離れ、画家に転身した。

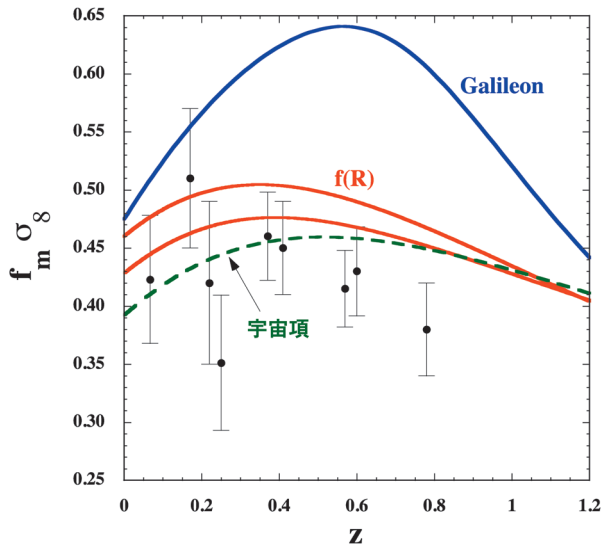


図6 (i) 宇宙項模型(緑色), (ii)  $f(R)$  模型(16)で  $n=2, \lambda=5$  (上側) と  $n=2, \lambda=10$  (下側) のとき(赤色), (iii) ガリレオン模型で  $x_{\text{dS}} = \dot{\phi}_{\text{dS}} / (H_{\text{dS}} M_{\text{Pl}}) = \text{一定}$  のド・ジッター解が存在し,  $c_4 x_{\text{dS}}^4 = 1.347, c_5 x_{\text{dS}}^5 = 0.442$  であるとき(青色)の, 線形揺らぎの  $f_m \sigma_8$  の変化. 揺らぎの波長は  $k^{-1} = 10 h^{-1} \text{Mpc}$  で,  $\sigma_8(z=0) = 0.811$  である. なお, SDSS などからの観測データを, エラーバー付きの黒丸で示してある.

バイアス項  $b$  を用いて  $P_{\text{gg}}(k) = b^2 P_{\delta m}(k)$  と関係づけられるが,  $b$  のスケール依存性などの詳細は完全に明らかにされていない. ただし,  $\theta$  は物質揺らぎの成長率  $f_m$  と,

$$\theta = -f_m \delta_m \quad (30)$$

と関連するので, 赤方偏移空間でのスペクトル  $P_{\theta\theta}(k)$  の観測から,  $f_m \delta_m$  に関する制限がつく.  $P_{\delta m}(k)$  の振幅は, 半径  $8 h^{-1} \text{Mpc}$  ( $h$  は  $0.7$  前後) の球で平均した分散  $\langle |\delta_m|^2 \rangle$  の平方根  $\sigma_8$  で規格化する. 観測的に, 銀河の観測される赤方偏移  $z$  における  $f_m(z) \sigma_8(z)$  に対する制限がつく.

図6に,  $\sigma_8(z=0) = 0.811$  で  $k^{-1} = 10 h^{-1} \text{Mpc}$  のときの, (i) 宇宙項模型, (ii)  $f(R)$  模型(16)で2つの異なるパラメータの場合, (iii) ガリレオン模型(22)の典型的な場合の,  $f_m(z) \sigma_8(z)$  の理論曲線を示す.<sup>43)</sup> また, 赤方偏移空間での観測から得られた, いくつかの  $z$  における  $f_m(z) \sigma_8(z)$  のデータが示されている. エラーバーが大きくデータの精度は現状では良くないが, 宇宙項模型は観測と整合的である.  $f(R)$  模型とガリレオン模型では,  $f_m(z) \sigma_8(z)$  の値が  $z < 1$  において宇宙項の場合より大きく, 観測的に模型の選別が可能である. 特にガリレオン模型では,  $\delta_m$  の成長率が一般的に大きいため, 有効なパラメータ領域が厳しく制限される.

また, 光源と観測者の間に強い重力源が存在するときに起こる重力レンズの観測では, 物質分布がそのまま反映されるので, 物質揺らぎのスペクトルに対する制限がつく. 現状では, 模型の選別に使うには重力レンズのデータがまだ不十分であるが, 将来の観測の進展によって, 強い制限を引き出すことができると期待される.

## 6. おわりに

1998年に宇宙の加速膨張が発見された頃は, 宇宙項がデータ解析で仮定されていたように, 状態方程式  $w_{\text{DE}}$  への制限は, SN Ia だけでは弱かった. ところが, 2003年以降のCMBやBAOなどの独立した観測データの出現に伴い,  $w_{\text{DE}}$  への制限が厳しくなってきた. 最近のPlanck衛星などのデータを用いた統合解析では,  $w_{\text{DE}} < -1$  の領域が好まれ, 宇宙項は必ずしも最適な模型でなくなっている.

修正重力理論では, ゴーストの問題を回避しつつ  $w_{\text{DE}} < -1$  を実現することが可能である.  $w_{\text{DE}}$  の時間変化はそれぞれの理論に基づく加速膨張の模型によって異なることから, 観測により模型を選別できる. 例えば平坦な宇宙で, DGP模型やガリレオンのトラッカー解は, 観測と合わない. また, 重力理論を変更すると物質揺らぎ  $\delta_m$  の進化が変わるため, 大規模構造の観測から模型に制限がつく. 赤方偏移空間での銀河の特異速度に関連するパワースペクトルから, 揺らぎの成長率の情報が引き出せ, 一般相対論と修正重力理論の間の区別が可能である. 特に, ガリレオンのような  $\delta_m$  の成長率が大きい模型に対して強い制限がつく.

このように, 宇宙の加速膨張の模型が徐々に絞り込まれてきているのは良い兆しである.  $w_{\text{DE}} > -1$  を予言するクインテッセンスなどの模型も, 観測的に宇宙項模型より特に優位な点はないことから, 今後は宇宙項模型と修正重力理論の選別を図ることが鍵となるだろう. 特に, SN Ia, CMB, BAOなどの新たなデータによるさらに強い  $w_{\text{DE}}$  への制限, 銀河分布と重力レンズの精度の良いデータによる物質揺らぎへの詳細な制限によって, 何らかの修正重力理論の兆候が探り当てられることを期待したい.

この記事に書かれた内容の研究は, Antonio De Felice氏を始めとする30人以上の方々と共同で行ったものです. この場を借りて, 共同研究者の方々に感謝の意を表します.

## 参考文献

- 1) A. G. Riess, *et al.*: *Astron. J.* **116** (1998) 1009.
- 2) S. Perlmutter, *et al.*: *Astrophys. J.* **517** (1999) 565.
- 3) D. N. Spergel, *et al.*: *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 175.
- 4) D. J. Eisenstein, *et al.*: *Astrophys. J.* **633** (2005) 560.
- 5) P. A. R. Ade, *et al.*: arXiv: 1303.5076 [astro-ph.CO].
- 6) Y. Fujii: *Phys. Rev. D* **26** (1982) 2580.
- 7) C. Wetterich: *Nucl. Phys. B.* **302** (1988) 668.
- 8) T. Chiba, N. Sugiyama and T. Nakamura: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **289** (1997) L5.
- 9) I. Zlatev, L. M. Wang and P. J. Steinhardt: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 896.
- 10) R. R. Caldwell: *Phys. Lett. B* **545** (2002) 23.
- 11) J. M. Cline, S. Jeon and G. D. Moore: *Phys. Rev. D* **70** (2004) 043543.
- 12) R. R. Caldwell and E. V. Linder: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 141301.
- 13) I. Zlatev, L.-M. Wang and P. J. Steinhardt: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 896.
- 14) T. Chiba, A. De Felice and S. Tsujikawa: *Phys. Rev. D* **87** (2013) 083505.
- 15) A. A. Starobinsky: *Phys. Lett. B* **91** (1980) 99.
- 16) A. A. Starobinsky: *JETP Lett.* **86** (2007) 157.
- 17) S. M. Carroll, V. Duvvuri, M. Trodden and M. S. Turner: *Phys. Rev. D* **70** (2004) 043528.
- 18) W. Hu and I. Sawicki: *Phys. Rev. D* **76** (2007) 064004.
- 19) S. Capozziello and S. Tsujikawa: *Phys. Rev. D* **77** (2008) 107501.
- 20) C. Brans and R. H. Dicke: *Phys. Rev.* **124** (1961) 925.
- 21) T. Chiba: *Phys. Lett. B* **575** (2003) 1.

22) K.-i. Maeda: Phys. Rev. D **39** (1989) 3159.  
 23) S. Tsujikawa, K. Uddin, S. Mizuno, R. Tavakol and J. Yokoyama: Phys. Rev. D **77** (2008) 103009.  
 24) G. R. Dvali, G. Gabadadze and M. Porrati: Phys. Lett. B **485** (2000) 208.  
 25) J. Q. Xia: Phys. Rev. D **79** (2009) 103527.  
 26) D. Gorbunov, K. Koyama and S. Sibiryakov: Phys. Rev. D **73** (2006) 044016.  
 27) A. I. Vainshtein: Phys. Lett. B **39** (1972) 393.  
 28) A. Nicolis, R. Rattazzi and E. Trincherini: Phys. Rev. D **79** (2009) 064036.  
 29) C. Deffayet, G. Esposito-Farese and A. Vikman: Phys. Rev. D **79** (2009) 084003.  
 30) A. De Felice and S. Tsujikawa: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 111301.  
 31) S. Nesseris, A. De Felice and S. Tsujikawa: Phys. Rev. D **82** (2010) 124054.  
 32) G. W. Horndeski: Int. J. Theor. Phys. **10** (1974) 363.  
 33) T. Kobayashi, M. Yamaguchi and J. Yokoyama: Prog. Theor. Phys. **126** (2011) 511.  
 34) T. Chiba, T. Okabe and M. Yamaguchi: Phys. Rev. D **62** (2000) 023511.  
 35) C. Armendariz-Picon, V. F. Mukhanov and P. J. Steinhardt: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 4438.  
 36) N. Arkani-Hamed, H.-C. Cheng, M. A. Luty and S. Mukohyama: JHEP **0405** (2004) 074.  
 37) S. Nojiri, S. D. Odintsov and M. Sasaki: Phys. Rev. D **71** (2005) 123509.  
 38) A. De Felice and S. Tsujikawa: JCAP **1202** (2012) 007.  
 39) R. Kimura, T. Kobayashi and K. Yamamoto: Phys. Rev. D **85** (2012) 024023.  
 40) R. Kase and S. Tsujikawa: JCAP **1308** (2013) 054.  
 41) A. De Felice, T. Kobayashi and S. Tsujikawa: Phys. Lett. B **706** (2011) 123.

42) N. Kaiser: Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **227** (1987) 1.  
 43) H. Okada, T. Totani and S. Tsujikawa: Phys. Rev. D **87** (2013) 103002.

### 著者紹介

辻川信二氏： 専門は宇宙論。特に暗黒エネルギー、修正重力理論、宇宙の大規模構造、インフレーション、宇宙背景輻射などに興味を持って研究を行っている。著書は、『*Dark energy: Theory and Observations* (Cambridge Univ. Press)、『現代宇宙論講義』(サイエンス社)がある。

(2014年1月7日原稿受付)

### Dark Energy and Modified Gravity

Shinji Tsujikawa

abstract: The observational evidence of dark energy is one of the most serious problems in modern cosmology. From the joint constraints on the dark energy equation of state using the recent data of SN Ia, CMB and BAO, there is a possibility that the gravitational law may be modified from General Relativity at large distances. We review a number of theoretical models of modified gravity which can account for the cosmic acceleration, while recovering the General Relativistic behavior in the solar system. We also discuss the growth of structures in modified gravity models in order to confront them with the observations of galaxy clusterings and weak lensing.

### 『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

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

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

### Vol. 20-1 (3月15日発行) 目次

日本物理学会における次世代育成支援活動……………森 初果  
**年間特集 大学入試**  
 新科目「物理」と大学入試……………増子 寛  
**講義室**  
 東京大学のフレッシュマンへの授業体験から……………上田正仁  
 熱素とカルノー循環……………齋藤嘉夫  
**教育実践**  
 サイエンスキャンプ「量子世界の探検—超伝導とその周辺—」  
 実施……………味野道信  
 オーダーメイド課題の自動作成……………鷹野重之  
 日本のエネルギー資源自給率—「再生可能エネルギー」の  
 学習前に学ぶべき基礎知識— ……寺内 衛, 寺内かえで  
**図書室**  
 『キュリー夫人の玉手箱 科学は素敵がいっぱい』……………興治文子

**談話室**  
 「三村剛昂と広大理論物理学研究所展」に携わって  
 ……………小長谷大介  
**追悼 阿部龍蔵先生**  
 阿部龍蔵さんを偲ぶ……………原 康夫  
 追悼 阿部龍蔵さん—物理教育委員会の礎— ……中山正敏  
 阿部研究室……………波田野 彰  
**教育に関する一言**……………長谷川 誠/岸本 功/榎原 悟/  
 鈴木 功/赤羽 明/小島智恵子/村下湧音  
**開催情報**  
**寄贈書リスト**  
**編集後記**

# テラヘルツパルスを用いた $s$ 波超伝導体のヒッグスモードの観測

松永隆佑 (東京大学大学院理学系研究科)

島野 亮\* (東京大学低温センター)

超伝導転移の本質は、ゲージ対称性の自発的な破れ、つまり電子系の波動関数の位相が巨視的なスケールで揃う点にある。「対称性の自発的破れ」といえば南部理論だが、その発端には超伝導の微視的理論であるBCS理論が深く関わっている。<sup>1,2)</sup>

対称性が自発的に破れると、秩序変数の位相と振幅のそれぞれの揺らぎに対応する2種類の集団励起モードが現れる。位相モードはエネルギーギャップを持たない、粒子描像で言えば質量ゼロのモードであり、南部-ゴールドストーン (NG) ボソンと呼ばれる。素粒子でNGボソンが観測されなかったことから、NGボソンの自由度が弱い相互作用のゲージボソンに「吸収」され、その質量として繰り込まれるというヒッグス機構が提唱された。一方、振幅モードは、ワインボトル型ポテンシャルの底を昇るような、波数ゼロでも有限エネルギーの(質量を持つ)振動モードである。自発的にゲージ対称性の破れた真空における振幅モードに相当するものがいわゆるヒッグス粒子であり、このアナロジーから近年では一般に振幅モードはヒッグスモードとも呼ばれている。

では超伝導ではこれらの集団モードはどのように現れるのだろうか。電子間に働く長距離クーロン力によってNGモードの自由度は失われてゲージボソン(光子)の横波成分に質量が生じることをアンダーソンが示しており、これは磁場の侵入を有限距離しか許さないマイスナー効果に対応している。一方、ヒッグスモードは、電荷密度波と共存するなどの特殊な条件を除いて観測されていなかった。超伝導のヒッグスモードを励起するには、つまり秩序変数の振幅を揺らすにはどうすればよいだろうか。

一つの方法は、秩序変数の大きさを「瞬間的に」変化させて、ポテンシャル曲面の

底を動かすことである。冷却原子系では、磁場によって原子間相互作用を制御する技術が進展し、このような手法による観測が可能になってきた。固体電子系ではこれはなかなか困難であるが、超短光パルスを用いて瞬時にクーパー対を壊し自由な準粒子を大量に作り出すことで同様の操作を行うことができると考えられる。ただしこのとき、光子エネルギーが高すぎると格子系まで加熱してしまい都合が悪い。そのため、超伝導ギャップぎりぎりのエネルギー(典型的にはテラヘルツ (THz) 周波数帯)で励起する必要がある。

本稿では、THzパルスを用いたポンプ-プローブ分光測定によって、 $s$ 波超伝導体  $Nb_{1-x}Ti_xN$  におけるヒッグスモードの実時間観測に成功した我々の最近の研究について解説する。高強度モノサイクルTHzパルスを照射することで、瞬時にBCS基底状態を強く励起する状況を実現し、誘発された秩序変数の振動、つまりヒッグスモードを、プローブTHzパルスを用いて超伝導ギャップ周波数近傍の電磁応答の観測から捉えることに成功した。振動の周波数は、理論的に予想されるように超伝導ギャップエネルギーの逆数と見事に一致した。

凝縮系におけるヒッグスモードの実時間観測は、基底状態の性質のより深い理解と、集団励起の緩和過程など系によらない普遍的な物理の探求に繋がるのが期待される。 $p$ 波、 $d$ 波超伝導体ではどうなるかなど興味は尽きない。超伝導体の秩序変数を外場によって自在にかつ超高速にコヒーレント制御する技術は基礎応用両面でも大変興味深い。制御されたAC光外場の駆動によって生じた非平衡状態では、基底状態では生じえない新たな物性が発現する可能性を秘めており、今後実験・理論の両面で研究が大きく進展することが期待される。

—Keywords—

**BCS理論:**

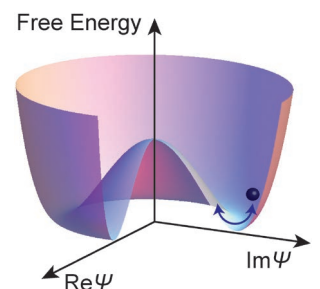
超伝導状態を記述する基礎理論。1957年に初めて理論を提唱したBardeen, Cooper, Schriefferの三人の頭文字をとってBCS理論と呼ばれる。電子間にフォノンを媒介とした有効な引力が働くことで、電子対(クーパー対)が形成されることが理論の根幹である。

**マイスナー効果:**

超伝導体を持つ性質の一つ。外部磁場をかけたとき、超伝導体の表面で誘導電流が生じ、超伝導体中の磁場をゼロにする現象。BCS理論で電子(フェルミオン)の自由度を積分すると、質量を持つ磁場の有効作用が得られ、磁場を遮蔽する効果(マイスナー効果)が導かれる。このロジックは、素粒子物理学におけるヒッグス機構と共通である。

**ヒッグスモード:**

場がヒッグス機構によって質量を持つとき、背後に自発的対称性が破られたヒッグス場が存在する。このヒッグス場の振幅方向の自由度をヒッグスモードという。ヒッグス粒子はヒッグスモードの励起状態と解釈できる。



ヒッグスモードの概念図

\* 兼 東京大学大学院理学系研究科



## 1. はじめに

meV 程度のエネルギー帯には物性物理学において重要な様々な素励起が数多く存在している。近年のテラヘルツ (THz) 分光技術の著しい進歩によって、この 1 THz (~4 meV) 程度の低いエネルギースケールにおける物理現象の研究が大きく進展した。さらに最近では、従来より桁違いに強い電場尖頭値を持つ高強度 THz パルスの発生技術が飛躍的に進歩したことで、<sup>3)</sup> THz 波照射によって物質の性質を大きく変化させ、可視域の光では成しえない非平衡状態や非線形光学応答を調べる研究が活発化している。<sup>4)</sup>

本稿では THz パルスを用いた BCS 超伝導状態制御の試み、特に THz パルスによって誘起された BCS 状態のヒッグスモードの観測について解説する。<sup>5)</sup>

## 2. BCS 状態とは

まず超伝導の BCS 状態の光学応答について簡単に述べておきたい。BCS 状態では波数  $k$  と  $-k$  の 2 つの電子がフォノンを介した引力相互作用  $V$  によってクーバー対を形成し、ゲージ対称性の破れが生じて秩序変数 (オーダーパラメーター)  $\Delta = V \sum_k \langle c_{k\uparrow} c_{-k\downarrow} \rangle$  がゼロではない値を取る。このとき 1 粒子励起エネルギーにギャップ (=  $\Delta$ ) が生じるため、1 つのクーバー対を破壊して 2 つの自由粒子 (ボゴリューボフ準粒子) を生成するためには  $2\Delta$  以上のエネルギーが必要になる。図 1 は  $s$  波超伝導体 NbN の複素光学伝導度  $\sigma(\omega)$  を THz 時間領域分光法により測定したものである。<sup>5)</sup> この低エネルギー領域における伝導度の実部  $\sigma_1(\omega)$  は、 $T_c = 15$  K 以上の常伝導相ではドルーデ応答による平坦なスペクトルを与えるが、 $T_c$  以下では  $\omega \rightarrow 0$  (DC) 極限で  $\sigma_1(\omega)$  が無限大に発散する。そしてクーバー対密度の増加に伴って  $\hbar\omega \sim 2\Delta$  近傍で  $\sigma_1(\omega)$  が減少し、十分低温では  $2\Delta = 1.3$  THz (= 5.4 meV) のギャップが開く。また虚部  $\sigma_2(\omega)$  には、超流動密度の増大とともに  $1/\omega$  に比例して DC 極限で大きく発散する成分が現れる。図 1 の実線はマティス-バーディーンモデル<sup>6)</sup> を用いて  $\sigma(\omega)$  を計算したものであり、実験結果をよく再現している。

BCS 超伝導体において  $2\Delta$  の大きさは meV 程度であるため、その特徴はこのように THz 帯の応答関数に顕著に現れる。ここで用いた THz 時間領域分光法は、モノサイク

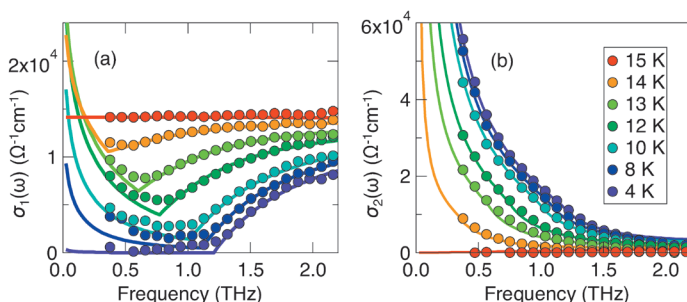


図 1 THz 時間領域分光により測定した NbN の複素光学伝導度の (a) 実部  $\sigma_1(\omega)$  及び (b) 虚部  $\sigma_2(\omega)$ 。<sup>5)</sup> 実線は計算。

ル的な THz パルスの電場の時間波形を計測してそのフーリエ変換から各周波数成分の振幅と位相の両方を決定することにより、クラマース-クロニッヒ変換無しにこの低エネルギー領域の応答関数の実部と虚部を得ることができる手法である。さらにモノサイクル THz パルスのパルス幅は典型的には 1 ps 程度と短いため、ポンプ-プローブ分光と組み合わせて、非平衡状態における物質の超高速な変化を捉えることが可能である。

## 3. 自発的対称性の破れとヒッグスモード

ここでは BCS 状態から一旦離れて、より一般的に自発的対称性の破れについて概説する。連続的な対称性が自発的に破れた時、オーダーパラメーターの位相と振幅の揺らぎに対応する 2 種類の集団励起モードが出現する (図 2)。位相モードは南部-ゴールドストーンモードとも呼ばれており、音響フォノンのようにエネルギーが波数に比例し、長波長極限ではゼロエネルギーで励起される。そしてもう 1 つがゼロではない有限のエネルギーを必要とする振幅方向の振動モードであり、こちらは近年ではヒッグスモードとも呼ばれている。

振幅モードがヒッグスモードという名称で呼ばれる理由は、以下に説明するように、いわゆるヒッグス粒子とのアナロジーに由来している。自発的対称性の破れが生じた系において、弱い相互作用やクーロン相互作用のようなゲージ場が存在する場合、その長距離力によって位相方向の揺らぎが遮蔽されるため、位相モードはゼロエネルギーで伝搬することができなくなる。これは南部-ゴールドストーンモードの自由度を取り込んだ新たなゲージ場が現れることを意味しており、このときゲージ場は短距離力となってラグランジアンにはゲージ場の質量項が出現する。この「南部-ゴールドストーンボソンを吸収してゲージボソンが質量を獲得する」というメカニズムが 2013 年のノーベル物理学賞の対象になったブラウト-アンブレール-ヒッグス (BEH) 機構<sup>7)</sup> と呼ばれるものであり、素粒子物理における標準模型の根幹となっている。この機構は BCS 状態においてゼロギャップの位相モードが消えることを示したアンダーソンの理論<sup>8)</sup> を相対論へ一般化したものに相当し

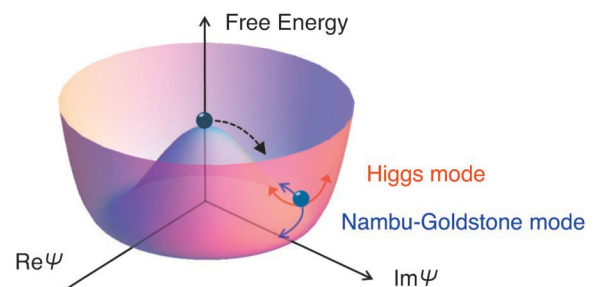


図 2 自発的に対称性の破れた系における複素オーダーパラメーター  $\Psi$  に対するポテンシャルエネルギーの模式図。黒の破線矢印が自発的対称性の破れ、青矢印が南部-ゴールドストーンモード (位相モード)、赤の矢印がヒッグスモード (振幅モード) を表す。

ているため、アンダーソン-ヒッグス機構とも呼ばれる。ここで位相方向の自由度が失われても、対称性の破れに起因する振幅方向の自由度は残る。ゲージ対称性の破れた真空においてこの自由度に対応するスカラー場の揺らぎを量子化したものがいわゆるヒッグス粒子である。

ではゲージ対称性の破れた超伝導状態においてはヒッグスモードはどのように現れるだろうか。他のモードへの緩和の影響や、線形応答領域では電磁場と直接結合しないこと等から、ヒッグスモードの検出は一般には容易ではなく、その非自明な応答について近年理論・実験の両面から盛んに研究が行われるようになった。<sup>9)</sup> 最近では光格子上的冷却ボース原子気体においてヒッグスモードが観測され、超流動相とモット絶縁相の転移近傍におけるヒッグスモードの振る舞いが実験的に調べられた。<sup>10)</sup> 凝縮系物理において現れるヒッグスモードの性質を明らかにすることは、様々な物理パラメーターを人為的に制御した上で対称性の破れた量子多体系の物理を調べることができるという点で極めて面白い。

しかし、フェルミオンの凝縮系であるBCS状態においてこれまでヒッグスモードが観測された例は特殊なケースに限られてきた。BCS状態と電荷密度波(CDW)状態が共存するNbSe<sub>2</sub>に対するラマン散乱分光測定<sup>11)</sup>や、*p*波超流動状態である<sup>3</sup>Heの超音波吸収実験<sup>12)</sup>において、その特性を利用してヒッグスモードが観測されているが、単純な*s*波のBCS超伝導状態においては観測されていなかった。BCS状態におけるヒッグスモードを観測すること、さらにヒッグスモードを通してBCS状態のオーダーパラメーターを外場により自在に制御する技術を確認することは、基礎物理学上でも応用の面でも非常に興味深い問題である。

#### 4. BCS状態に対する非断熱的励起

理論的には「非断熱的に」励起された非平衡BCS状態においてヒッグスモードが誘起されることが予測されている。<sup>13,14)</sup> ここで言う非断熱的励起とは、オーダーパラメーター $\Delta$ の逆数で特徴付けられるような「BCS状態の応答時間( $\tau_{\Delta} = \hbar/\Delta$ )」に比べて短い時間で瞬時に励起を行うことを意味している。このように瞬時的に励起されたBCS状態の超高速な時間発展は、時間依存ギンツブルグ-ランダウ方程式やボルツマン運動方程式といった従来の手法では記述できないため、非平衡BCS状態が示すこの非自明な応答に対して近年理論的な研究が盛んに行われている。<sup>14-16)</sup>

非断熱的励起されたBCS状態の応答を、アンダーソン擬スピン表現<sup>8)</sup>を使って考えよう。ここでは波数 $k$ 及び $-k$ の2つの電子状態が両方とも空である状態として、波数 $k$ の擬スピンを下向きと定義する。上向きの擬スピンは $k$ 及び $-k$ の両方の電子状態が占有されている状態を表す。図3(a)に示すように、常伝導状態( $T=0$ )ではフェルミ波数 $k_F$ 以下では擬スピンは全て上向き、 $k_F$ 以上では全て下向きである。一方、BCS基底状態では波動関数は $\Phi_{\text{BCS}} =$

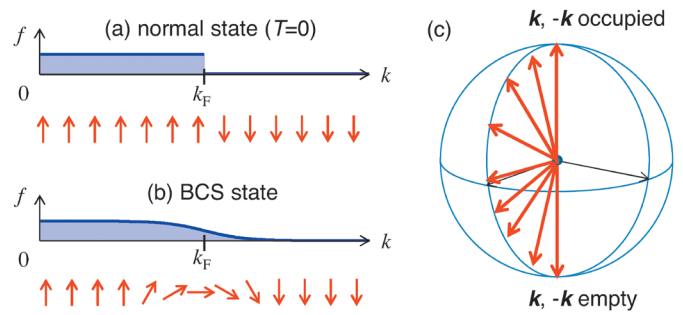


図3 (a) 常伝導 ( $T=0$ ) 状態及び (b) 超伝導状態における電子分布関数とアンダーソン擬スピンのイメージ. (c) 超伝導状態における擬スピンのブロッホ球表示.

$\Pi_k (u_k + v_k c_{k_1}^\dagger c_{-k_1}^\dagger) |0\rangle$  と表され、図3(b)に示したように擬スピンは $k_F$ 近傍で下向きと上向きの重ね合わせ状態をとる。この擬スピン表現を用いると、BCSハミルトニアンは $\mathcal{H}_{\text{BCS}} = 2 \sum_k \mathbf{H}_k^{\text{eff}} \cdot \boldsymbol{\sigma}_k$  のように擬スピン演算子 $\boldsymbol{\sigma}_k$ とそれに作用する有効磁場 $\mathbf{H}_k^{\text{eff}}$ を用いて簡潔な形で表され、系の時間発展は以下の式で記述される。

$$\frac{d}{dt} \boldsymbol{\sigma}_k = i [\mathcal{H}_{\text{BCS}}, \boldsymbol{\sigma}_k] = 2 \mathbf{H}_k^{\text{eff}} \times \boldsymbol{\sigma}_k \quad (1)$$

これはBCS状態の時間発展を、有効磁場中の擬スピンの運動として古典的な描像に焼き直すことができることを意味している。超伝導状態における擬スピンをブロッホ球上に投影したものが図3(c)である。複素オーダーパラメーター $\Delta = \Delta' + i\Delta''$ 及びフェルミ準位から測った運動エネルギー $\epsilon_k$ を用いると、有効磁場は $\mathbf{H}_k^{\text{eff}} = (-\Delta', -\Delta'', \epsilon_k)$ と表され、平衡状態では各 $k$ における擬スピンはそれぞれ各有効磁場と平行な方向を向いている。ここで非断熱的に有効磁場を「突然」変化させると、擬スピンは新たな有効磁場の周囲で歳差運動を始める。全波数 $k$ について定義される擬スピンの集団的な歳差運動が、マクロにはオーダーパラメーター振動となって現れることになる。<sup>14)</sup>

では実際にBCS状態を非断熱的に励起するにはどうすればよいだろうか。BCS状態を記述するオーダーパラメーターは、以下のようなギャップ方程式

$$\Delta = V \int_{\Delta}^{\hbar\omega_D} d\epsilon \frac{\Delta}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} [1 - f(\epsilon)] \quad (2)$$

から決定される。つまり引力相互作用の大きさ $V$ または準粒子分布関数 $f(\epsilon)$ のいずれかを瞬時に変化させられれば非平衡BCS状態を作ることができる。冷却原子系の場合には、フェッシュバツハ共鳴を利用して磁場によって引力相互作用の強さを瞬時に切り替えることが可能である。<sup>17)</sup> 一方、通常の金属BCS超伝導体に超短パルスレーザーを照射して瞬時に準粒子分布を変化させるとオーダーパラメーター振動が現れることが理論的に提案されている。<sup>18)</sup> ただし従来の超高速分光で用いられる可視-近赤外領域のフェムト秒パルスレーザーを使って励起してもヒッグスモードは観測されないことに注意が必要である。これは近赤外レーザーの光子エネルギー( $\sim eV$ )が金属超伝導体のギ

ギャップエネルギー ( $\sim \text{meV}$ ) よりも遥かに大きいことが影響している。光励起されたホットキャリアの膨大な余剰エネルギーによって格子系が加熱されて大量のフォノンが放出され、フォノンがクーパー対を破壊し準粒子を励起するプロセスが支配的になり、<sup>19,20)</sup> 格子系と平衡化するまでの間クーパー対が破壊され続けてしまうために非断熱的励起という条件を満たさなくなるのである。そのため、ヒッグスモードを誘起するためのレーザーパルスの条件として、(i) 準粒子分布を大きく変えるほど十分な強度を持ち、(ii) パルス幅が十分短い、ということに加え、(iii) フォトンエネルギーがBCSギャップエネルギーと同程度であることが重要となる。

### 5. THzパルスによるヒッグスモードの観測

近年のTHz電磁波技術の発展により、上記の条件を全て満たす高強度モノサイクルTHzパルスの発生が可能になった。<sup>3)</sup> 高強度THzパルスで超伝導ギャップエネルギー近傍を励起すると、電子系に余剰のエネルギーを与えることを避け、格子系の加熱を伴うことなく、瞬時に高密度の準粒子をギャップ端に生成することができる。<sup>20)</sup> さらに時間遅延をつけたプローブTHzパルスを用いてTHz帯の光学伝導度を観測することで、オーダーパラメーターの超高速な変化を検出することも可能である。

実験に用いた試料は、スパッタリング法により石英基板上に製膜した厚さ12 nmの $\text{Nb}_x\text{Ti}_{1-x}\text{N}$  ( $x=0.2$ ) 薄膜<sup>21)</sup> であり、これは典型的なs波の金属超伝導体として知られている。 $T=4\text{ K}$ におけるオーダーパラメーターの大きさは $2\Delta=0.72\text{ THz}$  ( $=3.0\text{ meV}$ ) であり、ここからBCS状態の応答時間は $\tau_\Delta=\Delta^{-1}=2.8\text{ ps}$ と見積もられる。一方ポンプTHzパルスの中心周波数は $0.7\text{ THz}$ で $2\Delta$ とほぼ一致しており、余剰エネルギーをほとんど与えることなく直接準粒子をギャップ端に励起することができる。ポンプパルスのパルス幅は電場波形の包絡線の半値全幅から $\tau_{\text{pump}}=1.5\text{ ps}$ と見積もられた。 $\tau_{\text{pump}}/\tau_\Delta=0.57$ が1より小さい値となるので、非断熱的励起の条件を満たしていると考えられる。

図4(a)は実験配置の模式図である。ポンプTHzパルスは近赤外フェムト秒パルスの光整流過程により非線形光学結晶 $\text{LiNbO}_3$ を用いたパルス面傾斜法によって発生させた。<sup>22)</sup> ポンプTHzパルスとプローブTHzパルスはそれぞれ鉛直及び水平方向に直線偏光しており、時間遅延を伴って同軸で試料に入射する。試料を透過した後にワイヤグリッド偏光子を設置することでポンプTHzパルスをカットし、プローブTHzパルスのみを透過させる。透過したプローブTHzパルスの電場の時間波形を、もう1つのゲート光パルスによる電気光学(EO)サンプリングによってTHz時間領域分光法により検出する。ポンプ-プローブ間の遅延時間( $t_{\text{pp}}$ )、及びゲート遅延時間( $t_{\text{gate}}$ )の2つの時間領域でプローブ電場の変化を測定する。図4(b)にはポンプ及びプローブTHzパルスのパワースペクトルを示した。い

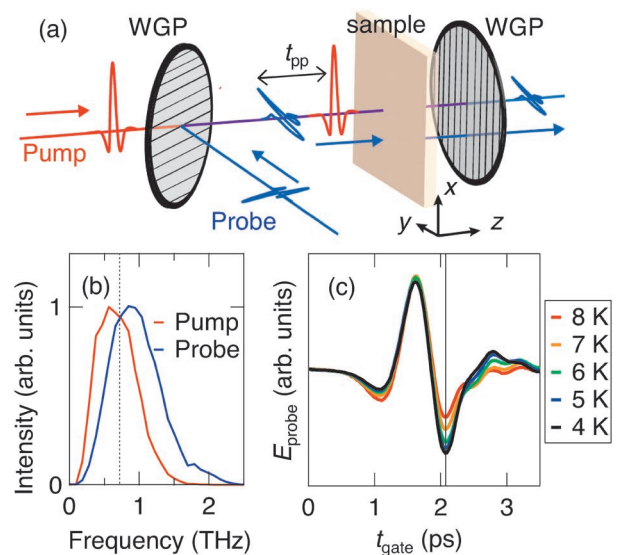


図4 (a) 光学実験配置の模式図。<sup>5)</sup> WGP: ワイヤグリッド偏光子。(b) ポンプ及びプローブパルスのパワースペクトル。<sup>5)</sup> 縦の点線は $T=4\text{ K}$ における試料の超伝導ギャップの大きさ $2\Delta=0.72\text{ THz}$ を表す。(c) ポンプが無い場合に試料を透過したプローブパルスの電場の時間波形。<sup>5)</sup> 縦の実線は時刻 $t_{\text{gate}}=t_0$ を表す。

れもピーク周波数は超伝導ギャップ $2\Delta=0.72\text{ THz}$ とほぼ同程度であり、共鳴的に準粒子を励起し、それによる光学伝導度の変化を調べるのに適している。

図4(c)はポンプが無い平衡状態で試料を透過したプローブTHzパルスの電場の時間波形である。ここでポンプTHzパルス照射後の超高速ダイナミクスを調べるために、ゲートパルスの遅延時間 $t_{\text{gate}}$ をある時刻 $t_0$ (図4(b)の縦の実線)に固定して、この時刻 $t_0$ におけるTHz電場 $E_{\text{probe}}$ がポンプ-プローブ遅延時間に対してどのように変化するかを調べる。平衡状態において時刻 $t_0$ の $E_{\text{probe}}$ の値がオーダーパラメーター $\Delta$ と一対一に対応するように $t_0$ を選ぶことによって、 $E_{\text{probe}}$ の変化量を通して $\Delta$ の変化量を調べることができる。この対応関係が一般に非平衡状態においても成り立つとは限らないが、 $\Delta$ がその逆数程度の時間スケールで変化する場合はその変化量は $E_{\text{probe}}$ の変化量と近似的に線形と見なせることを数値計算によって確かめている。<sup>5)</sup>

図5(a)は、ポンプ-プローブ遅延時間 $t_{\text{pp}}$ に対してプローブ電場の変化量 $\delta E_{\text{probe}}$ をプロットしたものである( $T=4\text{ K}$ )。ポンプパルス照射後( $t_{\text{pp}}>0$ )に $E_{\text{probe}}$ が急激に上昇しており、この変化は準粒子励起によって $\Delta$ が減少したことを意味している。<sup>20)</sup> ここでポンプパルスが過ぎ去った後( $t_{\text{pp}}>2\text{ ps}$ )、減衰振動が現れている様子が明瞭に観測された。またポンプ強度を増加させるとともに、振動の周波数が著しく減少することが分かった。このような励起強度に依存したソフトニングは、この振動がコヒーレントフォノンによるものではないことを意味している。

実験結果から得られた振動の周波数 $f$ をポンプ強度に対してプロットしたものが図5(b)である。また図5(b)には、時間の経過とともにオーダーパラメーターが漸近的に近づいていく準安定な値 $2\Delta_\infty$ も同様にプロットした。実験結果

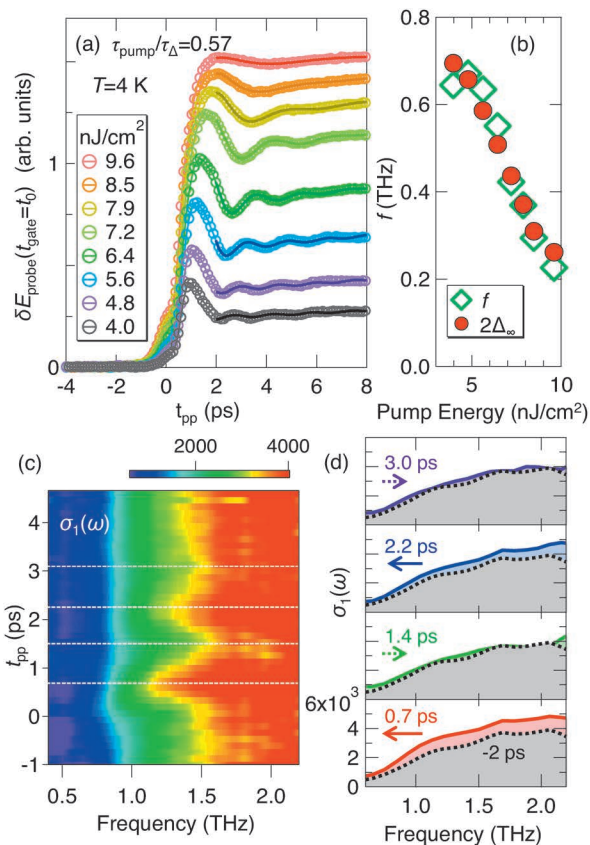


図5 (a) ポンプ-プローブ遅延時間  $t_{pp}$  に対するプローブ電場の変化量  $\Delta E_{\text{probe}}(t_{\text{gate}}=t_0)$  の時間発展。<sup>5)</sup> (b) 振動の周波数  $f$  及びオーダパラメーターが漸近的に近づく値  $2\Delta_{\infty}$  のポンプ強度依存性。<sup>5)</sup> (c) 光学伝導度スペクトル実部  $\sigma_1(\omega; t_{pp})$  の時間発展の2次元プロット。<sup>5)</sup> (d) 各  $t_{pp}$  における光学伝導度スペクトル実部。<sup>5)</sup> 点線はポンプ前のスペクトル。

から、振動がほぼ減衰した  $t_{pp}=8$  ps における  $E_{\text{probe}}$  の値を用いて  $2\Delta_{\infty}$  の値を見積もることが可能である。ポンプ強度が増加するにつれて励起される準粒子密度が増加するため、 $2\Delta_{\infty}$  は減少する。図5(b)から、振動の周波数  $f$  と  $2\Delta_{\infty}$  がよく一致していることが分かる。これは振動の周波数がオーダパラメーターの値で決まるというヒッグスモードの特徴をよく表しており、<sup>13)</sup> 理論的に予測されたヒッグスモードが非断熱的 THz パルス励起によって誘起されたことを示している。

さらに各ポンプ-プローブ遅延時間ごとにゲート遅延時間  $t_{\text{gate}}$  を変化させてプローブ電場の時間波形を測定し、フーリエ変換することで、光学伝導度スペクトル  $\sigma(\omega)$  の時間発展を調べた。図5(c)は横軸を周波数  $\omega$ 、縦軸をポンプ-プローブ遅延時間  $t_{pp}$  にとり、光学伝導度スペクトル実部  $\sigma_1(\omega; t_{pp})$  をプロットしたものである。また図5(d)には各  $t_{pp}$  におけるスペクトルを切り出したものを示した。点線はポンプ前のスペクトルである。図5(c), (d)から、光学伝導度のスペクトル全体が時間とともに振動していることが分かる。図1で示したように光学伝導度スペクトル実部が増加することはクーパー対密度の減少に対応しており、このことからオーダパラメーターが時間的に振動していることが分かる。

さらに超伝導ギャップの大きさが異なる試料でも同様の実験を行い、同様の振動構造が出現することが確認された。<sup>5)</sup> ギャップが大きい場合には、それに対応して振動の周波数が高くなること、一方で  $\tau_{\text{pump}}/\tau_{\Delta}$  の値が大きくなり励起の非断熱性が相対的に弱まるために振動の振幅は非常に小さくなることなど、予測されたヒッグスモードの振る舞いとよく一致した結果が得られた。

## 6. おわりに

$s$  波金属超伝導体において、理論的に予測されていたオーダパラメーター振動、すなわちヒッグスモードを観測することに初めて成功した。本研究の結果は、様々な角度において興味深い示唆を与えるものであると考えている。瞬間的に励起された非平衡量子凝縮相のダイナミクスの研究として格好の舞台が実現したことで、オーダパラメーターの消失した非平衡超流動相<sup>15)</sup>の性質や、動的平均場近似から予測される  $T_c$  以上の超伝導相の出現、<sup>16)</sup> 非平衡状態から準安定状態への熱化のダイナミクス等について実験的に明らかにすることが期待されている。またこの実験手法を拡張して、 $d$  波高温超伝導体等の様々な超伝導物質においてヒッグスモードを観測することができれば、基底状態における対形成メカニズムに迫る新たな手がかりを得ることができるとも考えられる。さらに量子二準位系で行われているような量子状態のコヒーレント制御が、超伝導マクロ波動関数に対しても可能かを検証することは、光による物質制御の観点からも重要である。強いAC外場によって駆動された非平衡系における新たな物理の探索が今後大きく広がることが期待される。

本稿で解説した内容は、東京大学大学院理学系研究科物理学専攻の濱田裕紀氏、情報通信研究機構の王鎮氏（現中国科学院上海微系統）、寺井弘高氏、牧瀬圭正氏、国立天文台の鶴澤佳徳准教授（現情報通信研究機構）との共同研究に基づくものです。また東京大学大学院理学系研究科物理学専攻の青木秀夫教授と辻直人助教、東京大学工学系研究科物理工学専攻の岡隆史講師からも有益なご意見を頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。

## 参考文献

- 1) 南部陽一郎：素粒子論研究 **82** (1990) 197.
- 2) 青木秀夫：日本物理学会誌 **64** (2009) 80.
- 3) For a review, see e.g., J. Fülöp, *et al.*: J. Infrared Milli. Terahz. Waves **32** (2011) 553.
- 4) For a review, see e.g., T. Kampfrath, *et al.*: Nature Photon. **7** (2013) 680.
- 5) R. Matsunaga, Y. I. Hamada, K. Makise, Y. Uzawa, H. Terai, Z. Wang and R. Shimano: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 057002.
- 6) D. C. Mattis and J. Bardeen: Phys. Rev. **111** (1958) 412; W. Zimmermann, *et al.*: Physica C: Superconductivity **183** (1991) 99.
- 7) F. Englert and R. Brout: Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321; P. W. Higgs: *ibid.* **13** (1964) 508.
- 8) P. W. Anderson: Phys. Rev. **112** (1958) 1900.
- 9) D. Podolsky, *et al.*: Phys. Rev. B **84** (2011) 174522.
- 10) U. Bissbort, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 205303; M. Endres, *et al.*: Nature **487** (2012) 454.
- 11) R. Sooryakumar and M. V. Klein: Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 660; P. B. Lit-

tlewood and C. M. Varma: *ibid.* **47** (1981) 811.  
 12) For a review, see *e.g.*, D. M. Lee: *J. Phys. Chem. Sol.* **59** (1998) 1682.  
 13) A. F. Volkov and S. M. Kogan: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **65** (1973) 2038 [*Sov. Phys. JETP* **38** (1974) 1018].  
 14) R. A. Barankov, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 160401.  
 15) R. A. Barankov and L. S. Levitov: *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 230403; E. A. Yuzbashyan and M. Dzero: *ibid.* **96** (2006) 230404.  
 16) N. Tsuji, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 136404.  
 17) For a review, see *e.g.*, C. Chin, *et al.*: *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 1225.  
 18) T. Papenkort, *et al.*: *Phys. Rev. B* **76** (2007) 224522; *ibid.* **78** (2008) 132505.  
 19) M. Beck, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 177007.  
 20) R. Matsunaga and R. Shimano: *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 187002.  
 21) K. Makise, *et al.*: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21** (2011) 139.  
 22) R. Shimano, S. Watanabe and R. Matsunaga: *J. Milli. Terahz. Waves* **33** (2012) 861.

(2013年12月9日原稿受付)

## Observation of Higgs Amplitude Mode in *s*-wave Superconductors Induced by Nonadiabatic Terahertz Pulse Excitation

Ryusuke Matsunaga and Ryo Shimano

abstract: By using the intense THz pump-THz probe spectroscopy, we observed the collective Higgs amplitude mode of the *s*-wave BCS order parameter in nonadiabatically-excited superconducting Nb<sub>1-x</sub>Ti<sub>x</sub>N films. The oscillation frequency is in good agreement with the asymptotic value of the BCS gap energy, indicating the appearance of the coherent oscillation of the order parameter amplitude. The result opens a new avenue to the ultrafast manipulation of the superconducting order parameter driven by a strong AC field.

### 物理教育 第62巻 第2号(2014) 目次

#### 査読論文

研究報告：光音響効果による温室効果ガスの検証  
 ……………小川直久, 他

#### 研究短報

2次元衝突実験におけるすべり摩擦効果の確認とモデル計算による再現……………長島礼人, 他  
 音波をダイナミックに可視化する装置…出口幹雄, 白井みゆき  
 斜方投射における最大到達距離の算出方法についての考察  
 ……………澤田行弘, 山本和典

私の工夫：ミシンを使った電磁誘導現象観察実験器…櫻井勇良  
 企画

若手教師の声：「科学をどう教えるか」を読んだ新米教師が  
 科学をどう教えたか……………勝田仁之  
 小中の物理教育

「小中の物理教育」をはじめににあたって……………編集企画小委員会  
 小・中学校教員の理科指導力の向上を目指した研修と授業への  
 支援の試み……………大山光晴  
 小・中学校学習指導要領における物理領域の変遷と実態  
 ……………石井恭子

#### 《新潟支部特集》

思考力・判断力・表現力の育成を図る理科教育……………丸山 敬  
 理科教育を考える；大学での理科教育法授業から

見えてくるもの……………五十嵐尤二  
 理科教育の振興に寄与する新潟県地区理科教育センター  
 ……………山際 貢  
 幅広く学び、授業に生かせる上越教育大学 CST 養成

プログラム……………加藤 聡  
 課題研究をととしての理科教育……………松尾一穂

4QSの方法を用いた生徒の思考力を高める試み……………松尾 任  
 談話室：磁場の時間変化は電場を作らない？……………鈴木 亨

#### 図書紹介

ワンポイント：地磁気発電における方位角依存性……………櫻井勇良  
 学会報告・Information

平成26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  
 「物理教育」の編集方針

# 高速原子間力顕微鏡による生体分子のナノ動態撮影

古寺 哲幸 〈金沢大学理工研究域 バイオ AFM 先端研究センター〉

内橋 貴之\* 〈金沢大学理工研究域 数物科学系〉

安藤 敏夫\* 〈金沢大学理工研究域 数物科学系〉

液中ナノメートルの世界は、生命現象を司る蛋白質や核酸 (DNA や RNA) といった生体分子が日夜活動している舞台である。それら生体分子は、時々刻々とその構造形態を変化させ、自分自身やその他の生体分子と動的に相互作用することで、その巧みな機能を発現している。機能に関わる構造形態変化のタイムスケールは、一般にミリ秒から秒のオーダーである。例えば本稿で紹介するミオシン V は、アクチン繊維上を約 36 nm 程度の歩幅で毎秒 15 歩程度歩くように移動する。(1 歩あたりは約 70 ms)。それゆえ、それらの機能メカニズムを詳細に理解するためには、機能している最中の生体分子の“構造”と“動き”を同時に観察することが非常に重要である。

生体分子はナノメートルオーダーと小さく、また、生理水溶液中でしか機能しない。このような極微の世界を見る装置としては、原子間力顕微鏡 (AFM) や電子顕微鏡、走査型トンネル顕微鏡があるが、このうち AFM のみが生理水溶液中で測定可能である。しかしながら、従来の AFM は“構造”の観測には適しているが、1 枚の画像を得るのに通常かかる時間が分のオーダーであるため、秒以下のタイムスケールで起こる生体分子の“動き”を“構造”と同時に観察することはできなかった。

そこで我々は、その同時観察を実現すべく、AFM の走査速度を飛躍的に向上させた高速 AFM を開発してきた。高速 AFM では、従来のタッピングモード AFM とデバイス群の構成は基本的に同じだが、走査速度を律している全てのデバイスの高速化が実現されている。中でも、生体分子を高速で観察するのに適した超小型カンチレバーや高速スキャナーを開発できたことが、

AFM の走査速度の飛躍的向上につながった。タッピングモード AFM において、カンチレバー探針が試料表面の情報を読み取る時間が短かければ高速性につながるが、それにはカンチレバーが高い共振周波数を持つ必要がある。また、生体分子は一般に脆く、それらを探針で壊さないようにするためには、小さいバネ定数を持つカンチレバーを作る必要がある。これら 2 つの要求を両立するためには、超小型のカンチレバーの開発が必須であった。一連の開発・改良により、1 枚の画像を最速で 30 ms (ビデオレート) 程度で、生体分子の機能を乱すことなく撮影できる世界最高性能の高速 AFM を実現した。

高速 AFM 開発完了後、いくつかの蛋白質系を対象に応用研究に取り組み、蛋白質分子が生き活きと機能している最中の振る舞いを直接可視化し、それらの機能メカニズムの詳細を理解することができた。例えば、ミオシン V の観察においては、ミオシンの運動を説明するにあたって古くから提唱されていたレバーアームのスイング運動を含むミオシン V の歩行運動を初めて視覚的に実証することに成功した。さらに、前脚の足踏み運動を新たに発見し、従来の常識を覆す運動メカニズムを提案することができた。

高速 AFM の誕生により、機能中の生体分子の“構造”と“動き”を同時に観察することが可能となった。今後、多くの生体分子の観察に応用されることにより、それらの機能メカニズムの解明が期待される。また高速 AFM は、生命現象に限らず、液中ナノメートル世界で起こる数多くの物理現象や化学現象を理解する上で有用な可視化技術となるであろう。

## —Keywords—

### ミオシン V :

代表的なモーター蛋白質の 1 つ。細胞の中でアクチン繊維 (アクチン蛋白質が多数重合し糸状になったもの) に沿って荷物 (細胞内小胞など) を運搬している。

### 原子間力顕微鏡 (AFM) :

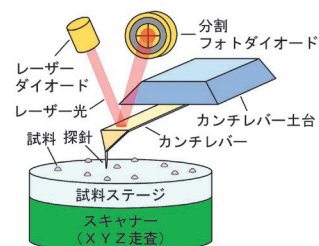
カンチレバーと呼ばれる板バネの先端に付いた鋭い探針で試料表面をなぞることで試料表面の凹凸を画像化する顕微鏡。探針が試料表面と直接相互作用をするため、観察環境や試料を選ばないという他の高空間分解能顕微鏡にはない特徴を持つ。(下図参照。)

### タッピングモード :

AFM の測定方法の 1 つ。カンチレバーに付いた探針を上下方向に強制振動させ、試料表面を間欠的に叩きながら (タップしながら) 表面の凹凸情報を測定する方法。強制振動の周波数は一般にカンチレバーの共振周波数を用いる。探針の走査に伴う横方向の力がサンプルに働きにくいいため、基板表面に弱く固定されているサンプルや脆い生体分子の観察に広く用いられる。

### レバーアームのスイング運動 :

ミオシンの脚をテコ (レバーアーム) に見立て、それがミオシンとアクチン繊維の結合部位を支点として回転する運動様式。



AFM の動作原理を説明する模式図。カンチレバーで反射したレーザー光を分割フォトダイオードで受け、カンチレバーの変位を知る。

\* 兼 バイオ AFM 先端研究センター

## 1. はじめに

生命現象を司る蛋白質や核酸といった生体分子は時々刻々とその構造形態を変化させ、また、パートナー分子との相互作用を変え、その機能を発現している。現在、生体分子の動的な振る舞いを理解するために1分子蛍光顕微鏡や光ピンセット法が広く利用されている。しかし、観察できるのは生体分子の局所につけた蛍光色素からの蛍光輝点の振る舞いや、光で捕捉されたビーズの振る舞いであって、生体分子そのものを見ることはできない。一方、生体分子の構造は電子顕微鏡、X線結晶構造解析、NMRなどによって研究されているが、それらの手法で得られる情報は基本的に静止構造である。機能している最中の生体分子の“構造”と“動き”とを同時観察することができれば、生体分子の機能メカニズムの理解は格段に進むだろうが、これまでそのような技術は皆無であった。

生体分子の構造と動きを同時観察可能にする潜在能力を持つ顕微鏡として、我々は原子間力顕微鏡 (AFM)<sup>1)</sup> に注目した。AFMは、カンチレバーと呼ばれる板バネの先端に付けられた先鋭化探針で試料表面をなぞることにより、試料表面の凹凸情報や物性情報を1-2 nm (時には原子レベル)の高空間分解能で得ることができる顕微鏡である。比較的簡便に操作可能でありながら、容易に試料表面の微細構造を得ることができるため、今では、物理学、化学、工学、生物、医学といった幅広い分野で標準的なツールとなっている。本誌の読者の中にもAFMの利用経験がある方も多いのではないだろうか。この測定原理により、水溶液中で基板表面に固定された生体分子の表面構造を高い空間分解能で観察することが可能となり、特に、従来技術では精緻な構造情報を得ることが難しかった膜蛋白質の研究において、ブレークスルーをもたらした。<sup>2)</sup> しかし、AFMは機械走査方式を用いるため、1枚の画像を得るのに、通常分のオーダーの時間を要する。そのため、実質的に静止画しか得られず、通常秒以下の時間スケールで起こる生体分子の機能に関わる“動き”を観察することは不可能であった。

従来技術の限界を破るべく、我々のグループでは1993年頃に高速AFMの開発に着手し、2001年に動く蛋白質分子を80 ms/frameで撮影することに成功した。<sup>3)</sup> その後の様々な技術改良により、2008年頃から本格的な生体分子のナノ動態撮影が可能となった。<sup>4)</sup> 本稿では、高速AFMを実現するための要素技術について概観し、さらに、高速AFMによる直接観察により機能メカニズムを詳細に理解することができた代表的な蛋白質の観察例を紹介する。ここで紹介する以外の観察例や、AFMの高速化技術及び実験手順の詳細に興味のある読者は、総説を参照されたい。<sup>4-7)</sup>

## 2. 高速AFMの開発指針

機能中の生体分子の動画観察を実現するという強い目的意識をもって、生体分子の特性を十分に考慮して開発を進

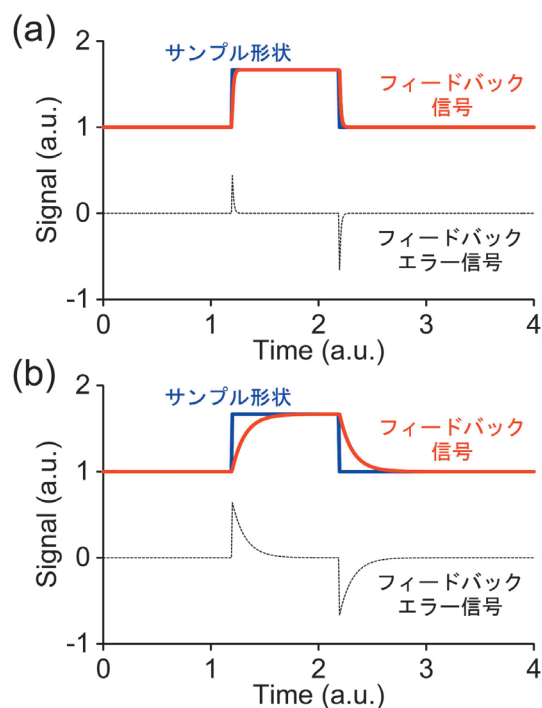


図1 フィードバック帯域の違いによるサンプルへの影響。フィードバック帯域が(a)広い場合と(b)狭い場合。青線、赤線、黒線は、それぞれサンプルの形状、フィードバック信号、フィードバックエラー信号を表す。フィードバック帯域が広い場合は、サンプル形状にフィードバック信号がよく追従し、フィードバックエラー信号が出ている時間が短いことが分かる。この場合、サンプルに加えられる力はフィードバック帯域が狭い場合に比べて小さい。

めた。一般に、生体分子はそれ自身でも脆弱であるが、機能中に一時的に形成される分子複合体はさらに脆弱であることが多く、強い力を及ぼすとすぐに壊れてしまう。これは、探針と試料との力学的相互作用を利用するAFMにとって、最も神経を使わなければならない点である。我々は、試料ステージを単純に高速走査できるだけでなく、探針が試料に及ぼす力をできるだけ弱く保ちながら試料表面をトレースできる性能を目指した。基板に強く吸着し、壊れにくい強固な試料系に対して高速イメージング可能な高速AFMは他のグループにより開発されているが、機能中の生体分子の観察は不可能である。<sup>8,9)</sup>

AFMの走査モードはいくつかあるが、我々はタッピングモード<sup>10)</sup>を採用した。タッピングモードでは、カンチレバーをその共振周波数で振動させ、探針を試料に間欠的に接触させるため、探針から試料に作用する横方向の力を小さくすることができる。そのため、基板に弱く吸着した試料や柔らかい試料の観察に向いており、生体分子の観察に広く用いられている。このモードでは、力を一定に保つためのフィードバック制御は、カンチレバーの振幅に対して行われる。試料ステージを高速走査中に探針-試料間の力を一定に保つには、広いフィードバック帯域を実現する必要がある(図1)。

図2に高速AFM装置の概念図を示す。装置の構成は、従来のタッピングモードAFMとほとんど同様であるが、我々は一つ一つのデバイスの特性を丹念に調べ、上記の性

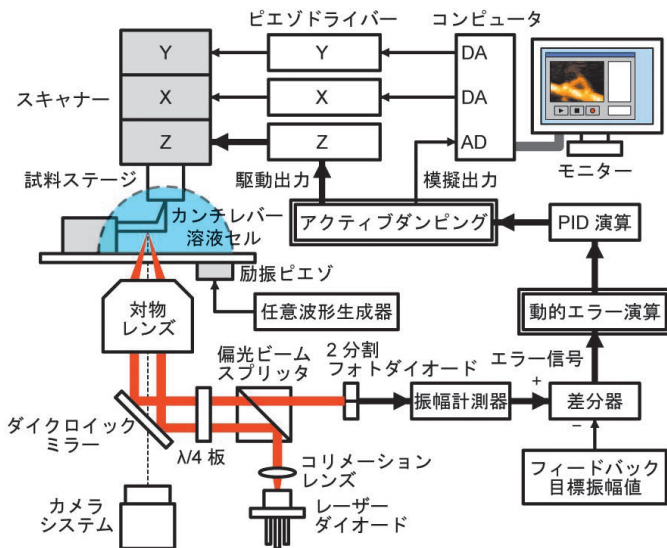


図2 高速AFM装置の概念図。探針と試料間の力を一定に保つフィードバックの閉ループは太線矢印で示す。高速AFMを構成するほとんどのデバイスは従来のタッピングモードAFMと同じであるが、二重線で囲まれたアクティブダンピング回路<sup>11)</sup>と動的エラー演算回路<sup>12)</sup>が高速AFMに固有である。微小カンチレバーの変位を検出する光テコ光学系にはCDやDVDプレイヤーなどにも使われている光ピックアップ技術と類似の技術を利用している。<sup>3)</sup>

能を実現するための開発・改良を進めた。フィードバック制御の広帯域化には、フィードバックの閉ループに含まれる様々な遅れ要素、すなわち、カンチレバーやZスキャナーの応答時間（共振周波数とQ値で決まる）や、カンチレバーの振動振幅計測時間などをできるだけ最小化することが重要である。我々は、それら高速化技術（微小カンチレバー、<sup>3)</sup> 高速振幅計測法、<sup>3)</sup> 高速スキャナー、<sup>3,4)</sup> Zスキャナーのアクティブダンピング法<sup>11)</sup>）や、フィードバック制御の目標振幅を自由振動振幅に近づけても（すなわち、探針が試料を叩く力を弱くしても）フィードバック帯域が下がらないダイナミックPID制御法<sup>12)</sup>を開発した。紙面の都合上、特に高速AFMの実現に重要だった微小カンチレバーと高速スキャナーについて、その特徴を簡単に述べる。

### 3. 微小カンチレバー

カンチレバーの応答速度を上げるには、高い共振周波数と低いQ値が要求される。ここでのQ値は、カンチレバーの共振周波数での強制振動における最大振幅が静的強制力による変位のQ倍となったときのQの値と定義する。高い応答速度を得るために低いQ値が求められることは、強制振動の運動方程式の一般解の減衰振動の項の時定数から導かれる。また、カンチレバー探針が試料を叩く力を小さくするためには、カンチレバーは小さいバネ定数を持たなければならない。これらの条件を同時に満たすために、窒化シリコン製の微小カンチレバーをオリンパスと共同で開発した。<sup>3,13)</sup> サイズは、長さ6-7 $\mu\text{m}$ 、幅2 $\mu\text{m}$ 、厚さ90nmであり、通常のカンチレバーの1/20以下である（図3）。バネ定数は0.1-0.2 N/m、水中での共振周波数は約1.2 MHz、水中でのQ値は2-3という特性を持つ。参考までに、図3

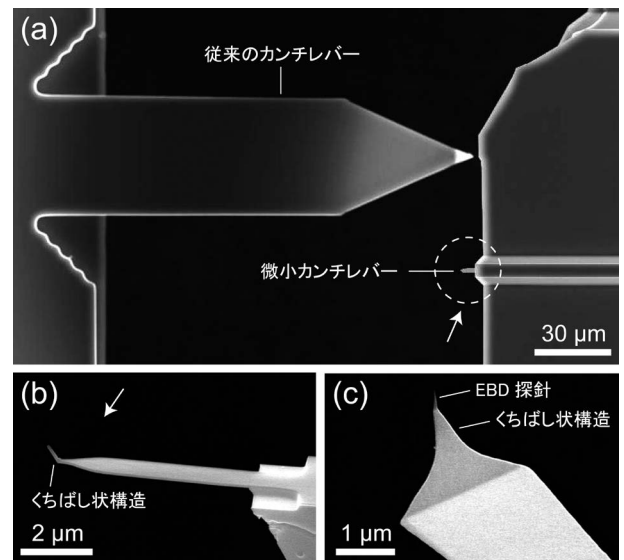


図3 カンチレバーの電顕写真。(a) 微小カンチレバー（白い点線で囲った部分）と従来のカンチレバーの比較。(b) EBD探針のない微小カンチレバー。(a)の矢印の角度から撮影。(c) カンチレバーのくちばし状探針先端に付けたEBD探針。(b)の矢印の角度から撮影。

に比較として示した従来型のカンチレバー（OMCL-AC160TS）のサイズは長さ160 $\mu\text{m}$ 、幅50 $\mu\text{m}$ 、厚さ3.7 $\mu\text{m}$ であり、バネ定数は約26 N/m、水中での共振周波数は約130 kHz、水中でのQ値は約20である。タッピングモードAFMにおいて画像を得るには、最低でも1ピクセルあたり1回はサンプル表面をタップしなければならないが、100 $\times$ 100ピクセルの画像を30msの時間で得ようとしたときに、1ピクセルあたりに要求される時間は1.5 $\mu\text{s}$ （=30ms/(100 $\times$ 100 $\times$ 2）より算出。ここで2は探針が往復するために出てくる係数）となる。カンチレバーはこの時間で振動しなければならないが、その周波数は666 kHzとなり、我々が実現したカンチレバーの共振周波数はこの条件を満たしていることが分かる。また、サンプル表面を叩くタッピング力は、カンチレバーの特性（バネ定数、共振周波数、Q値）やイメージング中の条件（自由振動振幅値とイメージング中の振幅減少値）に依存するが、後述するように、従来型のカンチレバーよりもはるかに低侵襲で観察を行うことができる性能を持っている。

この微小カンチレバーの先端は、くちばし状の探針になっている（図3(b)）。その先端曲率半径は25-100 nmであるため、高い空間分解能のAFM画像を得ることは難しい。そこで、走査型電子顕微鏡のチャンバー内にフェノールガスを導入し、くちばし状の探針の先端に電子線をスポット照射することで（electron beam deposition法<sup>14)</sup>）、長さ約1 $\mu\text{m}$ （観察の目的に応じて長さは調節）のアモルファスカーボン探針を形成した後、アルゴン雰囲気下でプラズマエッチングすることにより、先端曲率半径を4 nm以下まで小さくしている（図3(c)）。カンチレバーの自由振動振幅は1-2 nm程度に設定し、イメージング中の振幅減少が0.1 nm程度に維持されるようにフィードバック制御している。



#### 4. 高速スキャナー

試料ステージの機械走査を行うスキャナーはマクロなデバイス(大きさ: 20 mm 程度以上, 質量: 数 g 以上)であるため, 共振周波数は低く, 高速に駆動すれば, 数 nm 程度(生体分子と同程度)の振動は容易に発生してしまう。我々はいくつかのアイデアを考案することで, この難題を解決した。

開発した高速スキャナーの構造を図4に示す。1枚の金属板から, できるだけ単純な構造を造形することにより, 共振ピーク数を減らす工夫をした(モノリシック加工法と呼ぶ)。XY平面の走査を司るXYスキャナーは, 変位方向に柔らかく, 変位に垂直な方向に硬い板バネを押す機構を有するため, XY軸間のクロストークは小さい。PZTを材料とする piezo素子で各軸のスキャナーを駆動する。Xスキャナー用の piezoは, 2つの板バネの間に挟み込まれている。探針-試料間の力を一定に保つフィードバック制御に関わるZスキャナー用の piezoは, Xスキャナーが駆動するベース部に固定されている。ここで, カウンターバランス用のZ' piezoがZ piezoの反対側に付けてある<sup>3)</sup>(図4(b))。Z piezoが急速に変位すると, ベース部には大きな撃力が働き, 周囲の機械部を振動させてしまうが, Z' piezoの反対方向の変位によりこの撃力が中和される。X piezoの場合にも, それを挟む2つの板バネそれぞれに同じ質量の被駆動部があるため, X piezoが変位しても重心位置が変わらず, その結果, 機械振動が抑制される。<sup>4)</sup>

図4にある高速スキャナーのXYZ軸の共振周波数はそれぞれ 50 kHz, 15 kHz, 200 kHz 程度で, 従来の AFM のスキャナーの 50~100 倍である。Z軸の高い共振周波数は広いフィードバック帯域につながった。最大変位はそれぞれ 2  $\mu\text{m}$ , 3  $\mu\text{m}$ , 0.5  $\mu\text{m}$  程度で, 生体分子を観察するには十分である。高い共振周波数を持つZスキャナーを実現するこ

とができたが, Zスキャナーに用いる piezoの Q値は 20 程度と高く, 応答速度は遅い。そこで, Zスキャナーと同じ振動周波数特性を持つ擬似スキャナー(LRC回路)の出力を利用したアクティブダンピング回路を開発し, Zスキャナーの Q値を 1 以下まで小さく制御することにより, 20 倍以上応答速度を向上させた。<sup>11)</sup> また, XYスキャナーには, あらかじめ測定した各スキャナーの振動周波数特性を考慮した走査信号を入力することにより(逆伝達関数補償法), 高速走査しても余計な振動が発生しないようにした。<sup>4)</sup>

#### 5. 高速 AFM を用いた応用研究

一連の開発により, 100 kHz を超すフィードバック制御帯域を実現した。その結果, 250 nm 四方の走査範囲の場合, 試料の大きさや脆さにも依存するが, 1枚の画像を最短で 30 ms で撮影できる。空間分解能は, XY方向で最高 1 nm 程度(ただし探針の形状に強く依存するため, 通常は 2-3 nm 程度), Z方向では 0.1-0.2 nm を達成しており, 従来の AFM と比べて遜色ない。イメージング中に探針が試料を叩く平均のタッピング力は, 一般的な生体分子間の相互作用力と比べて大きく, 約 30 pN にもなる(タッピングによりカンチレバーの共振周波数はシフトし, そのシフトによっても振幅は減少するため, 実際には 15 pN 程度と見積もられる)。しかし, 1 MHz 以上で振動するカンチレバー探針が試料と接触する時間は 100 ns 以下である。それゆえ, 試料に直接影響する力学量である撃力(力 $\times$ 力の作用時間)は従来の AFM に比べてはるかに小さい。<sup>6)</sup>

高速 AFM の完成後, いくつかの精製した蛋白質系を対象に, 応用研究に取り組んできた。従来の可視化技術では観察不可能であった観察, たとえば, 細くてフレキシブルな天然変性領域(構造をとらないポリペプチド鎖)を持つ天然変性蛋白質の構造ゆらぎ,<sup>15)</sup> 蛋白質の 2次元結晶内での格子欠陥の移動,<sup>16)</sup> 生体膜上の蛋白質分子の自己集合・解離<sup>17)</sup>などを直接観察することに成功した。さらには, 膜蛋白質であるバクテリオロドプシンがフォトサイクル中に起こす構造変化,<sup>18)</sup> 歩行運動中のミオシン V,<sup>19)</sup> 回転子のない F<sub>1</sub>-ATPase (ATP を合成/分解する酵素)の ATPase 反応に伴う構造変化の回転伝搬,<sup>20)</sup> セルラーゼが結晶性セルロースを分解しながらプロセッシブ運動する様子<sup>21)</sup>といった, 生理的な機能を実行中の蛋白質の構造変化や分子プロセスを克明に撮影することにも成功した。ごく最近では, 精製した蛋白質系だけでなく, 生きたバクテリア細胞の表面上における膜蛋白質分子の拡散運動<sup>22)</sup>を直接観察することにも成功している。撮影された映像のいくつかは, 研究室のホームページ (<http://www.s.kanazawa-u.ac.jp/phys/biophys/index.htm>) に掲載されている。行ったすべての試料系の観察のそれぞれで, 非常に興味深い現象が観察されたが, 紙面の都合上, ここではミオシン V の観察結果のみを紹介する。

ミオシン V は細胞内において物質輸送(メラニン色素を

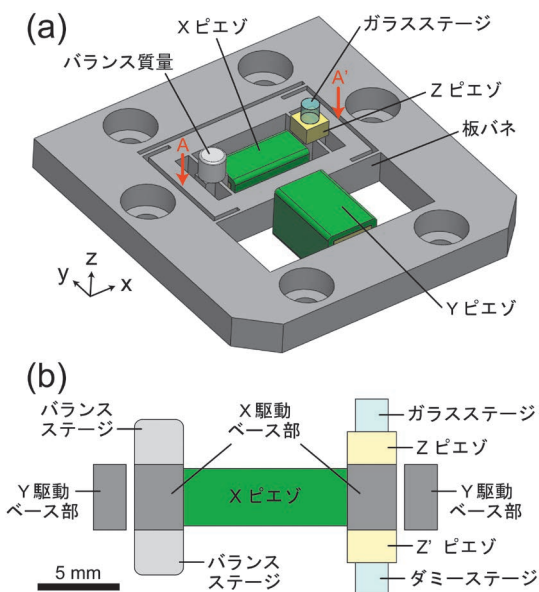


図4 高速スキャナーの構造。(a)全体図, (b) (a)のA-A'の断面図。

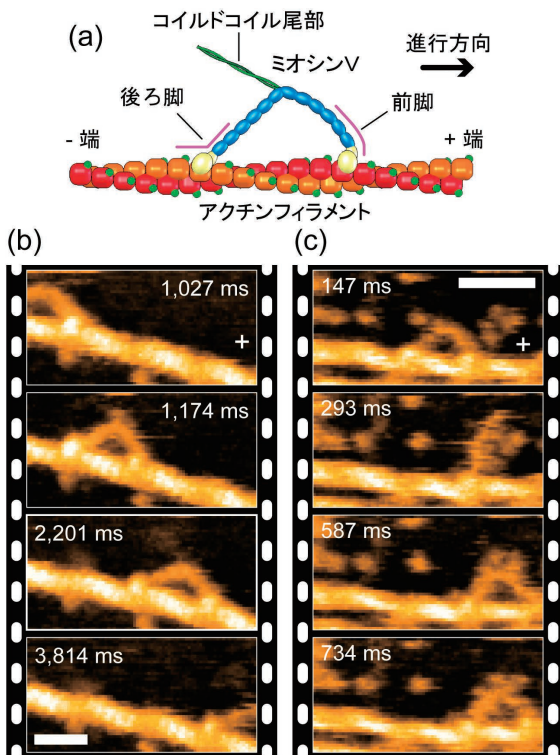


図5 (a) アクチン線維に結合しているミオシンVの模式図。(b) ミオシンVがアクチン線維に沿って36 nm刻みのステップ運動をする様子を捉えた高速AFM像。スケールバーは30 nm。(c) ミオシンVが1ステップ前進する途中を捉えた高速AFM像。スケールバーは50 nm。イメージングレートは147 ms/frame。

含む小胞、分泌小胞、mRNAなどの輸送)を担うモーター蛋白質で、2本の等価な脚状の構造を持っている(図5(a))。それぞれの脚はモーター部位と長いネック部位から構成されている。これまで、蛍光顕微鏡などによりミオシンVの運動は集中的に研究され、アクチン線維上を約36 nmの歩幅で2本の脚を交互に振り出す歩行運動(ハンドオーバーハンド様式と呼ばれる)をすること<sup>23,24)</sup> 1回のステップ運動は1つのATPの加水分解により駆動されること<sup>25)</sup> が実証されていた。しかし、歩行運動中のミオシンVの振る舞いや前進運動を駆動する張力の発生機構などの詳細は不明であった。

我々は、高速AFMで歩行運動中のミオシンVを観察するための基板として脂質二重膜を用いた。脂質二重膜は生体適合性で、蛋白質の非特異的な吸着を抑えることができる。脂質二重膜上にアクチン線維だけを特異的に固定して、ミオシンがアクチン線維に自由に相互作用できるアッセイ系を構築した。生体分子の1分子観察において、このようなアッセイ系の構築(基板の選択や溶液条件の最適化)は、非常に重要な課題となる。とりわけ、AFM観察では、基板自身と基板に固定されているものは全て可視化されてしまうため、観察対象の機能活性を損なわずに、観察すべき対象を選択的に固定し、基板の凸凹やゴミなどは観察を妨害しない程度にする工夫が必要である。<sup>26)</sup>

ATP存在下において、ミオシンVが約36 nmのステップサイズで一方向に運動する様子を観察することができた

(図5(b))。高速AFMで観察された最大の運動速度(約400 nm/s)は蛍光顕微鏡で観察された値(380–450 nm/s)<sup>24)</sup> とほぼ同じであった。したがって、ミオシンVの運動は試料と基板、及び、試料とAFM探針との相互作用によって影響を受けない。観察された運動速度のATP濃度依存性の結果から、後ろ脚でのATP結合やADP解離の速度定数を見積もることができた。また、アクチンに片足結合したミオシンVのブラウン運動を遅くする工夫をすると(具体的には、小さい蛋白質を基板に撒く)、ハンドオーバーハンド様式の歩行運動も可視化された(図5(c))。ミオシンVの後ろ脚がアクチンから解離すると、ほぼ真っ直ぐな前脚が後方に傾いた向きから前方に傾いた向きに自動的に回転した。この回転運動は、筋肉の研究で提唱されていたレバーアームのスイング運動そのものであり、<sup>27)</sup> ここで初めて反駁の余地のない明瞭さで実証された。さらに、ミオシンVの前脚の足踏み運動を新たに発見した。従来のミオシンの運動を説明するモデルによれば、ミオシンの前方運動を駆動する張力の獲得と解放(レバーアームのスイング運動)は、ATPの加水分解中の特定の化学状態(ADP・Piの状態)を経なければ起こらないとされている。しかし、この足踏み運動の発見により、その化学状態は必須ではないということが導かれた。この結論は、静的な構造生物学的手法やアンサンブル平均の実験結果から導かれていた従来の常識を覆すもので、機能中の生体分子の“構造”と“動き”を同時に観察することの重要性を示した典型的な例といえる(詳細は文献19を参照)。

## 6. おわりに

1枚の画像を最短30 msで取得できる高速AFMの実現によって、機能している最中の生体分子が示すナノメートルスケールのダイナミックな挙動を直接観察できるようになった。ミオシンVの観察例で示したように、これまで様々な計測手法を駆使して明らかに(或いは推測)されてきた事実に対して、高速AFM映像は決定的な視覚的証拠を与えた。それに加え特筆すべきは、多くの場合、従来の手法では検出されることのなかった分子の振る舞いも映像中に発見されたことである。それゆえ、観察した蛋白質の機能発現機序をより詳細に理解することができた。我々が開発した高速AFMは最近市販され、それを導入した国内外の研究グループからも様々な生体分子について応用例が報告されつつある。<sup>5)</sup> 今後さらに多くの生体分子の観察に高速AFMが利用され、それらの機能メカニズムが明らかになり、生命現象の理解がますます深まるものと期待される。また、生命現象に限らず、液中ナノメートル世界で起こる多くの物理化学的現象についても、従来技術では不可能な新しい発見が高速AFMによりなされるものと期待される。

高速AFMで観察できる生命現象の範囲を拡大するために、新しい装置の開発・改良にも我々は挑戦している。たとえば、真核細胞などの大きな試料表面で起こる現象を観

察するための広範囲高速スキャナー,<sup>28)</sup> 全反射照明蛍光顕微鏡と高速AFMを複合した顕微鏡<sup>29)</sup>を最近開発した。後者では、様々な生体分子が含まれる試料系でも、目的の分子だけを蛍光ラベルしておくことで、AFM観察されている分子を容易に同定できる。また、AFMでは観察困難な低分子化合物を蛍光ラベルすることにより、その化合物と蛋白質との結合・解離を蛍光顕微鏡観察し、その結合・解離に同期した蛋白質の振る舞いを高速AFM観察することもできる。さらには、現在の高速AFMでは可視化できない非常に弱い生体分子間の相互作用を観察可能にするために、超音波技術や走査型イオン伝導顕微鏡の原理<sup>30)</sup>を利用した新規顕微鏡の開発も進めている。

高速AFMの開発は、安藤研究室の多くの学生達の協力の下に進められてきたものです。ミオシンVの研究は、山本大輔博士(現、福岡大学)、石川良樹博士(現、群馬県立県民健康科学大学)との共同研究の成果です。また、本稿で紹介した一連の研究は、NEDO、JST、文部科学省、三菱財団などのご支援により進めることができました。この場をお借りして、厚く御礼申し上げます。

#### 参考文献

- 1) G. Binning, C. F. Quate and C. Gerber: *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 933.
- 2) D. J. Müller and Y. F. Dufrêne: *Nat. Nanotechnology* **3** (2008) 261.
- 3) T. Ando, *et al.*: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **98** (2001) 12468.
- 4) T. Ando, T. Uchihashi and T. Fukuma: *Prog. Surf. Sci.* **83** (2008) 337.
- 5) T. Ando: *Nanotechnology* **23** (2012) 062001.
- 6) T. Ando, T. Uchihashi and N. Kodera: *Annu. Rev. Biophys.* **42** (2013) 393.
- 7) T. Uchihashi, N. Kodera and T. Ando: *Nat. Protocols* **7** (2012) 1193.
- 8) S. R. Manalis, S. C. Minne and C. F. Quate: *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) 871.
- 9) A. D. L. Humphris, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **83** (2003) 6.
- 10) Q. Zhong, *et al.*: *Surf. Sci.* **290** (1993) L688.
- 11) N. Kodera, H. Yamashita and T. Ando: *Rev. Sci. Instrum.* **76** (2005) 053708.
- 12) N. Kodera, M. Sakashita and T. Ando: *Rev. Sci. Instrum.* **77** (2006) 083704.
- 13) M. Kitazawa, K. Shiotani and A. Toda: *Jpn. J. Appl. Phys.* **42** (2003) 4844.
- 14) T. Fujii, *et al.*: *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991) 666.
- 15) A. Miyagi, *et al.*: *Chem. Phys. Chem.* **9** (2008) 1859.
- 16) D. Yamamoto, *et al.*: *Nanotechnology* **19** (2008) 384009.
- 17) H. Yamashita, *et al.*: *J. Struct. Biol.* **167** (2009) 153.
- 18) M. Shibata, *et al.*: *Nat. Nanotechnology* **5** (2010) 208.
- 19) N. Kodera, *et al.*: *Nature* **468** (2010) 72.
- 20) T. Uchihashi, *et al.*: *Science* **333** (2011) 755.
- 21) K. Igarashi, *et al.*: *Science* **333** (2011) 1279.
- 22) H. Yamashita, *et al.*: *J. Mol. Biol.* **422** (2012) 300.
- 23) A. Yildiz, *et al.*: *Science* **300** (2003) 2061.
- 24) J. N. Forkey, *et al.*: *Nature* **422** (2003) 399.
- 25) T. Sakamoto, *et al.*: *Nature* **455** (2008) 128.
- 26) D. Yamamoto, *et al.*: *Methods Enzymol.* **475** (2010) 541.
- 27) H. E. Huxley: *Science* **164** (1969) 1356.
- 28) H. Watanabe, *et al.*: *Rev. Sci. Instrum.* **84** (2013) 053702.
- 29) S. Fukuda, *et al.*: *Rev. Sci. Instrum.* **84** (2013) 073706.
- 30) P. K. Hansma, *et al.*: *Science* **243** (1989) 641.

#### 非会員著者の紹介

古寺哲幸氏： 専門は生物物理学。装置開発やモーター蛋白質の動作原理に興味がある。

内橋貴之氏： 専門はプローブ顕微鏡、生物物理学。高速AFMの高性能化/機能化と生体分子観察への応用に興味がある。

安藤敏夫氏： 専門は生物物理学。新技術を開発・駆使して、蛋白質分子機械の機能発現機序を解明することに興味がある。

(2013年9月20日原稿受付)

### Video Imaging of Structural Dynamics of Functioning Biological Molecules by High-Speed Atomic Force Microscopy

Noriyuki Kodera, Takayuki Uchihashi and Toshio Ando

abstract: Biological molecules (proteins and nucleic acids) perform sophisticated functions by changing their structures and interactions with partners. Therefore, directly observing biomolecules in action at high spatiotemporal resolution must be the most straightforward approach to understanding how they function. However, such an observation has long been infeasible because of a lack of techniques that meet all the required conditions (*i.e.* nanometer resolution, high temporal resolution, in-liquid observation, direct visualization without markers, and low-invasiveness). To make it possible, we have developed high-speed atomic force microscopy (HS-AFM), which has now reached its maturity. In this article, we first overview the essential techniques to realize the HS-AFM and then show an example of its application study demonstrating the power of HS-AFM. The HS-AFM technique is applicable to not only biological phenomena but also various physical and chemical phenomena occurring dynamically in liquids at the nanometer scale.

# 分数量子ホール系を記述する厳密基底状態をもつ 1次元格子模型

中村正明\* (マックス・プランク研究所)

汪正元 (東京工業大学大学院理工学研究科)

量子ホール効果とは、強磁場中の2次元電子系において、最低ランダウ準位の電子の占有率が2つの整数比  $\nu = p/q$  で与えられるとき、試料に印加された電流とは垂直方向への応答、つまりホール伝導率が  $\sigma_{xy} = (e^2/h)\nu$  という値に量子化される現象である。 $\nu$ が整数値となるものは整数量子ホール効果と呼ばれ、アンダーソン局在によって起こる現象であるのに対し、 $\nu$ が分数となる分数量子ホール効果は局在に加えて、電子相関効果が本質的な役割を果たしている。したがって、後者の分数量子ホール効果は強相関量子系の重要な研究テーマとなっており、発見された1980年代から30年経つ今日でも、盛んに研究されている。最近では、たとえば、回転する冷却原子を用いたボーズ粒子系、グラフェンなど、新たな系における分数量子ホール状態が注目されている。また、量子ホール系の拡張として、トポロジカル絶縁体の研究も盛んになされている。

分数量子ホール効果は、いわゆるラフリンの波動関数など、物理的直感に基づいて提唱された変分波動関数によって研究されることが多かったが、近年、分数量子ホール効果を理解するための新しいアプローチとして、分数量子ホール系を1次元格子模型として定式化する研究が進んでいる。これは、2次元電子系の相互作用のポテンシャルをランダウ・ゲージとトーラスの境界条件を用いて第2量子化することで、1次元の格子模型の問題に焼きなおすものである。この考え方の特に重要な点はトーラスを連続変形して、トーラスを細くした極限を起点とすることで問題を簡略化することにある。

このような考え方により、我々は分数量子ホール系を定性的に記述する厳密な基底状態をもつ模型を見出した。さらに行列積法という手法を導入して波動関数を表現することにより、種々の物理量を解析的に簡潔に計算できるようになったのも重要な進展である。さらに近年導入されたエンタングルメント・スペクトルという量を用いて量子ホール状態に現れるエッジ状態の記述を行った。

このように2次元の連続系を1次元の格子模型で表し、厳密な議論ができることは、分数量子ホール効果やそれに関連したトポロジカル絶縁体などの理解へも役立つだけでなく、数理論理的にも大きな意義がある。また、量子スピン系など、異なる物理系との包括的な理解も期待される。

## —Keywords—

### ホール効果：

試料にかけた電場  $E$  と垂直な方向に磁場  $B$  をかけたとき、電場と磁場の両者に直交する方向に電流  $I_H$  が生じる現象。発見者のエドウィン・ホール (Edwin Herbert Hall, 1855-1938) にちなんでホール効果と呼ばれる。 $\sigma_{xy} = I_H/E$  をホール伝導率と呼ぶ。

### ランダウ準位：

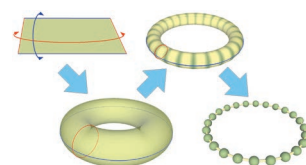
半導体の界面などで実現される、2次元電子系に対し強磁場を印加すると、電子の軌道運動が量子化され、エネルギー準位が離散的な値をとる。これをランダウ準位と呼ぶ。さらに磁場を強くすると、すべての電子が一番下のランダウ準位 (最低ランダウ準位) にすべて収まるようになる。

### ラフリン波動関数：

強磁場中の2次元電子系において、最低ランダウ準位に収容される電子数が、その最大数の  $\nu = 1/q$  倍 ( $q$  は奇数) となるときに起きる。分数量子ホール効果を記述するために、ラフリンにより提唱された多電子波動関数。

### エンタングルメント・スペクトル：

量子系の波動関数を2つの部分系の波動関数に分割したとき現れる係数を、統計力学のボルツマン因子と類似した形式として見立てることで定義される量。これにより、2つの部分系の分割面の状態が記述されるとされる (リ・ハルデン予想)。



量子ホール系と1次元格子系との対応

\* 東京大学生産技術研究所

## 1. はじめに

分数量子ホール効果とは、強磁場中の2次元電子系において、最低ランダウ準位の占有率 $\nu$ が分数のとき、強い電子相関のためにホール伝導率が $e^2/h$ の分数倍に量子化される現象であり、発見から30年を経た現在でも強相関量子系の重要な研究テーマとなっている。<sup>1,2)</sup> 最近では、たとえば、回転する冷却原子を用いたボーズ粒子系、線形分散を持つグラフェンなど、新たな系における分数量子ホール状態が注目されている。

近年、この現象を理解するための新しいアプローチとして、分数量子ホール系を1次元格子模型として定式化する研究が進んでいる。これは、2次元電子系に働く相互作用をランダウ・ゲージとトーラスの境界条件を用いて、第2量子化して考えることで、1次元の格子模型の問題に焼きなおすものである。ただし、この考え方自体は古くからあり、厳密対角化法や密度行列繰り込み群などの数値計算にも応用されている。<sup>3-5)</sup> 本稿で特に強調したいのは、トーラスを細くした極限を起点とすることで問題を簡略化でき、<sup>6-8)</sup> さらに、それより構成される厳密な基底状態は分数量子ホール系を定性的に記述する<sup>9,10)</sup> という点である。さらに行列積法という量子スピンの系で用いられる手法を用いて波動関数を表現することにより、種々の物理量を解析的に簡潔に計算できるということも重要な進展である。

本稿では、分数量子ホール効果の基礎的な話から出発して、上記の話題に関する最近の研究<sup>9-11)</sup> について解説していきたい。

## 2. ラufrinの波動関数と擬ポテンシャル

量子ホール効果が起きている状態、つまり量子ホール状態は主に変分波動関数を用いて理解されてきた。特に有名なものはラufrinの波動関数である。<sup>2)</sup> まず、ラufrinの波動関数について復習してみよう。まず、磁場中( $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ )の1電子波動関数を、対称ゲージのベクトルポテンシャル $\mathbf{A} = (yB/2, -xB/2, 0)$ を用いてシュレディンガー方程式を解いて求める。そして、強磁場極限の近似として最低ランダウ準位のみ考えると、 $\varphi_m(z) = z^m \exp(-|z|^2/4)$ と書ける。ここで、 $z = (x - iy)/l_B$ は2次元座標 $(x, y)$ を複素平面として表したものであり、 $l_B = \sqrt{\hbar c/eB}$ は磁気長、 $m$ は角運動量に相当する。そして、この1電子波動関数からスレーター行列式で、 $N$ 電子波動関数を構成すると、 $\Psi(z) = \prod_{i>j} (z_i - z_j)^q \exp(-\sum_{k=1}^N |z_k|^2/4)$ と書ける。ラufrinはこれを

$$\Psi_q(z) = \prod_{i>j} (z_i - z_j)^q \exp\left(-\sum_{k=1}^N |z_k|^2/4\right) \quad (1)$$

と修正することで最低ランダウ準位の充填率が $\nu = 1/q$ の分数量子ホール状態( $q$ はフェルミ粒子の反対称性から奇数である)がよく記述できることを、クーロン力が働く $N$ 電子系の基底状態との重なり積分を数値的に計算することによって示した。これが有名なラufrin波動関数である。さ

らに、 $\nu = 1/q$ の関係を物理的に解釈するために、確率密度 $|\Psi_q(z)|^2$ と2次元の有限温度の古典的なプラズマのボルツマン因子との対比による説明を行っている。また、分数量子ホール状態が基底状態の上にエネルギーギャップを持ち、圧縮率がゼロとなる、非圧縮性液体であることを示した。励起状態については、「準電子」と「準正孔」の2種類の準粒子によるものが考えられる。つまり、前者は電子の密度が濃くなっている部分で、後者は薄くなっている部分に相当するが、これらの準粒子がそれぞれ $\mp eq$ の「分数電荷」を持つと結論した。

このように、ラufrinの波動関数は第1量子化の形式で書かれた多体の波動関数であるが、実際の計算には第2量子化の形式で扱う方が便利なが多い。そのために擬ポテンシャルと呼ばれる、ラufrinの波動関数が厳密な基底状態になるように作られたハミルトニアンを導入する。<sup>12,13)</sup> 具体的には以下の2体の短距離型の相互作用となる。

$$V(\mathbf{x}) = \sum_{\lambda=0}^{q-1} (-1)^\lambda c_\lambda (\partial_x^2 + \partial_y^2)^\lambda \delta^2(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} = (x, y) \quad (2)$$

ここで、 $\delta^2(\mathbf{x})$ は2次元のデルタ関数であり、 $c_\lambda > 0$ とする。この2体ポテンシャルは元の電子間の相互作用であるクーロン力に置き換えて考える場合もある。波動関数ではなく、ポテンシャルを出発点とすれば、ラufrin状態以外の一般の充填率 $\nu = p/q$ の系や、複数のランダウ準位が関与するようなより複雑な状況にも対応でき、汎用性も高くなる。

## 3. 分数量子ホール系に対応する1次元系格子模型

さて、ラufrinの波動関数に対応する1次元格子上のハミルトニアンを構築してみよう。ベクトルポテンシャルにランダウゲージ $\mathbf{A} = (0, -xB, 0)$ を採用し、図1(a)のように $x, y$ 方向の長さがそれぞれ $L_1, L_2$ となるトーラスの境界条件を課すと、最低ランダウ準位の1電子波動関数は

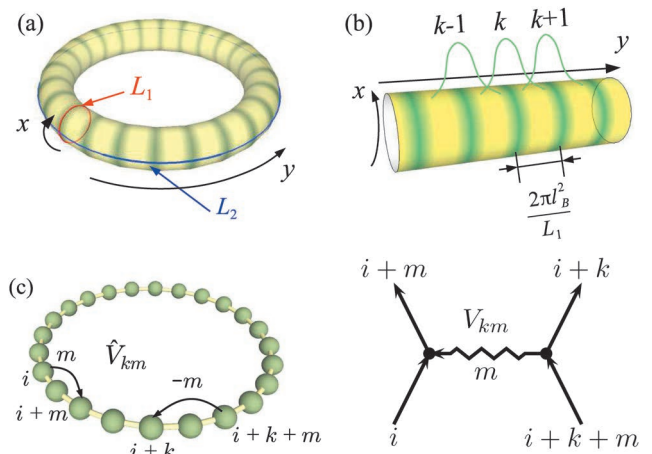


図1 (a) トーラス型の境界条件, (b) ラufrinゲージによる波動関数, (c) 1次元格子模型の対ホッピングと $x$ 方向の運動量保存。

$$\phi_k(x) \propto \sum_{n \in \mathbb{Z}} e^{i(2\pi/L_1)k+L_2n)x} e^{-(1/2)(y+(2\pi/L_1)k+L_2n)^2} \quad (3)$$

となる。これ以降、簡単のため、長さの単位は  $l_B=1$  とおいて考えることにする。この形は対称ゲージの場合の  $\phi_m$  とは様相が異なり、 $x$  方向は平面波で  $y$  方向はガウス関数となる。また  $x$  方向の運動量が  $k$  という整数を通じて、 $y$  方向の位置中心に連動している。ランダウ軌道  $k$  の位置中心は図 1(b) のように  $y$  方向に 1 次元的に並び、その間隔は  $L_1$  に反比例するから、トーラスが細くなればなるほど、中心位置の間隔は開いていくことになる。 $\phi_k$  は正規直交系をなすので、これらを基底として擬ポテンシャルに対する第 2 量子化を行えば、2 次元座標は積分されて、最低ランダウ準位にある 1 電子波動関数のランダウ軌道の位置中心の指標だけが残り、

$$\mathcal{H} = \sum_{k>|m|} \hat{V}_{km}, \quad \hat{V}_{km} \equiv \sum_{i=1}^{N_s} V_{km} c_{i+m}^\dagger c_{i+k}^\dagger c_{i+m+k} c_i \quad (4)$$

と 1 次元系格子模型として書ける。ここで、 $c_i^\dagger(c_i)$  は  $i$  番目の位置中心のランダウ軌道に電子を生成 (消滅) させる演算子であり、 $V_{km}$  は (2) 式の行列要素である。格子点の数はトーラスの表面積を貫く磁束量子の数  $N_s=L_1L_2/2\pi$  として与えられ、最低ランダウ準位の縮重度に対応する。もちろん、先に述べた擬ポテンシャル以外にも、2 体のポテンシャルならばすべて同じ形となる。

このハミルトニアンは図 1(c) のように、1 次元格子上の  $k+m$  だけ離れた位置にいる電子対をそれぞれ  $m$  ステップだけ逆方向に移す、という特殊な飛び移りのプロセスを表している ( $m$  は負の値も取りうることに注意)。これは第 2 量子化前のトーラスにおける  $x$  方向への運動量保存が反映されたものに他ならない。つまり、1 次元格子模型の電子対のホッピングの前後で保存される重心座標により、 $x$  方向への並進演算子を  $\hat{T}_x = \exp(2\pi i/N_s \sum_{j=1}^{N_s} j \hat{n}_j)$ 、 $\hat{n}_j \equiv c_j^\dagger c_j$  を書くことができる。さらに、 $y$  方向の並進演算子  $\hat{T}_y$  は  $\hat{T}_y^{-q} \hat{T}_x \hat{T}_y^q = e^{i2q\pi m} \hat{T}_x$  という関係を満たすので、電子密度が  $\nu = p/q$  の場合は、 $\hat{T}_x$  と  $\hat{T}_y^q$  が可換となって、それらの 2 つの固有値が保存量となることがわかる。つまり、1 次元の格子模型であっても、元の 2 次元系の運動量の情報を保持しているわけである。

このように、2 次元の連続系として記述されていた分数量子ホール系を 1 次元の格子模型に帰着させることができた。しかし、(4) 式は長距離相互作用項を含むので、この段階では問題はあまり単純化されていない。そこで、 $N_s=L_1L_2/2\pi$  の関係を保ったまま、トーラスを現実の等方的な系 ( $L_1 \sim L_2$ ) から、細い極限 ( $L_1 \rightarrow 0$ ) に連続変形することを考える。後に述べるように  $V_{km} \sim e^{-2\pi^2 m^2/L_1^2} V_{k0} > 0$  という関係が一般に成り立つので、トーラスが細い極限 ( $L_1 \rightarrow 0$ ) では、ハミルトニアンには飛び移りがない ( $m=0$ ) 静的項  $\mathcal{H} = \sum_{i,k} V_{k0} \hat{n}_i \hat{n}_{i+k}$  のみが残る。したがって、1 次元格子模型の  $L_1 \rightarrow 0$  の極限では電子の反発による、電荷密度波 (CDW) 状態が厳密な基底状態となる。これはこの極限

において、隣接するランダウ軌道間の波動関数の重なりがなくなることからも理解できる。たとえば、 $\nu=1/3$  ならば、ランダウ軌道の占有の有無を 1, 0 で表せば、 $|\Psi_{1/3}^0\rangle \equiv |\cdots 010010010010 \cdots\rangle$  となる。この極限をタオ・サウレス (TT) 極限と呼ぶ。<sup>3)</sup> ここで、基底状態は  $q$  重に縮退するが (上の例では 3 重)、粒子数を固定したときの全ヒルベルト空間は  $\hat{T}_x$  の固有値ごとのセクターに分かれるため、基底状態の  $q$  重縮退は  $L_1$  が有限となっても残り、それぞれの状態は独立したヒルベルト空間に属する。

この TT 極限から、トーラスを再度変形して等方的な系へ戻してみよう。すると、分数量子ホール状態にはならない  $\nu=1/2$  などの系は基底状態における準位交差が何度も起きるのに対し、分数量子ホール状態となる  $\nu=1/3$  などの系ではエネルギーギャップはずっと開いたままである。<sup>6, 14, 15)</sup> このように、分数量子ホール状態はトーラスの変形に対し、断熱的な連続性が保たれるため、等方的な系についても TT 極限近傍のハミルトニアンが、少なくとも定性的にはよく記述するものと考えられる。

#### 4. 厳密基底状態をもつ模型

以上の考え方を用いて、まず  $\nu=1/3$  の場合について、厳密な基底状態を持つ模型を構成してみよう。<sup>9)</sup> まず、 $\hat{V}_{km}$  のうち、CDW 状態を安定化させる静的項と、トーラスの  $x$  方向の有限性からくるホッピング項を必要最低限取り込むために、 $k+m \leq 3$  という条件を満たす項だけ残すことにする。つまり、考えるべき項は静的項 3 つ ( $\hat{V}_{10}, \hat{V}_{20}, \hat{V}_{30}$ ) とホッピング項 1 つ ( $\hat{V}_{21}$ ) となる。擬ポテンシャル (2) の行列要素  $V_{km}$  は  $L_2 \rightarrow \infty$  の極限において  $V_{km} \propto (k^2 - m^2) e^{-(k^2 + m^2) 2\pi^2/L_1^2}$  となるが、このとき  $(V_{21})^2 = V_{10}V_{30}$ 、 $V_{20} > 0$  という条件がすべての  $L_1$  の値に対して常に満たされる。するとハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_{1/3} = \sum_k [Q_k^\dagger Q_k + P_k^\dagger P_k] \quad (5)$$

とまとめることができる。ここで、 $Q_k = \alpha c_{k+1} c_{k+2} + \gamma c_k c_{k+3}$ 、 $P_k = \beta c_k c_{k+2}$  ( $\alpha, \beta, \gamma \in \mathbb{R}$ ) とした。このような形式でハミルトニアンが書けたときは期待値は必ず半正定値  $\langle \mathcal{H} \rangle \geq 0$  となることは完全系を挿入してみれば容易にわかる。

いま、波動関数  $|\Psi_{1/3}\rangle = \prod_k (\alpha - \gamma \hat{U}_k) |\Psi_{1/3}^0\rangle$  を導入する。これは、TT 極限の CDW 状態  $|\Psi_{1/3}^0\rangle$  が  $\hat{V}_{21}$  に相当する  $\hat{U}_k \equiv c_{k+1}^\dagger c_{k+2}^\dagger c_{k+3} c_k$  という演算子によって、所々で  $\alpha |\cdots 1001 \cdots\rangle - \gamma |\cdots 0110 \cdots\rangle$  という具合に揺らいで液体的になっている状態である。この状態に  $Q_k$  を作用させると、 $\gamma \alpha |\cdots 0000 \cdots\rangle - \alpha \gamma |\cdots 0000 \cdots\rangle = 0$  となる。また、この状態は  $|\cdots 101 \cdots\rangle$  のような次近接の対を含まないから、 $P_k$  を作用させても消えてしまう。ゆえに、すべての  $k$  に対して、 $Q_k |\Psi_{1/3}\rangle = P_k |\Psi_{1/3}\rangle = 0$  となり、この波動関数が厳密な基底状態となっていることがわかる。また、第 3 節で述べたように基底状態は 3 重縮退しており、それぞれの重心座標の空間において、基底状態は唯一であることを示すことができる。

では、一般のラフリン状態  $\nu=1/q$  の場合はどうなるのであろうか？ この場合、取り込む項の条件を  $k+m \leq q$  と単純に拡張するだけでなく、CDW 状態を液体化させる演算子 ( $\nu=1/3$  の場合の  $\hat{U}$ ) の数が増えるために、ハミルトニアン の自由度を増やし、

$$\mathcal{H}_{1/q} = \sum_{l=1}^{[q/2]} \sum_k \left[ Q_k^{(l)\dagger} Q_k^{(l)} + P_k^{(l)\dagger} P_k^{(l)} \right] \quad (6)$$

という形式にする必要がある。<sup>10)</sup> ここで新たに登場した  $l$  という指標による  $[q/2]$  個の自由度 ( $[x]$  は  $x$  を超えない整数を表す) は擬ポテンシャル  $\mathcal{V}(x)$  の表式に現れる  $\lambda$  という自由度に対応する。この一般の  $q$  の場合も擬ポテンシャルの行列成分  $V_{km}$  を計算すると、すべての  $L_1$  について、厳密基底状態の条件を満たしている。

なお、以上の議論はボーズ系へも拡張でき、この場合にも (6) 式と同じ形式でハミルトニアンが与えられる。さらに、 $L_1 \rightarrow 0$  の極限を考察すると、上記の厳密基底状態はフェルミ粒子系では奇数の  $q$  のみ、ボーズ粒子系では偶数の  $q$  のみでの構成が可能であることが示される。これはラフリン波動関数の満たすべき条件と合致している。

## 5. 行列積の方法

以上のように、ラフリン状態に対応する厳密な基底状態を持つハミルトニアンを構成することができた。では、物理量はどのように計算すればよいか？ これについては量子スピン系の研究で導入された行列積の方法を用いると基底状態の表現に便利である。

通常、格子模型における量子状態というのは、反強磁性状態  $|\dots\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\dots\rangle$  などのような特別な状態を除けば、サイトごとの状態の直積という形で書くことはできない。しかし、相関が短距離の系では、サイト  $i$  の状態を要素を持つ行列  $g_i$  を用いて、系全体の状態を  $|\Psi\rangle = \text{tr}[g_1 g_2 \dots g_M]$  のように行列の積のトレースとして表現できる。これが行列積法の考え方である。

$\nu=1/3$  の場合については、利便性のために、3 サイトを単位胞として、 $|010\rangle \rightarrow |0\rangle$ ,  $|001\rangle \rightarrow |+\rangle$ ,  $|100\rangle \rightarrow |-\rangle$  と略記すると、 $t \equiv -\gamma/a$  として、

$$g_i = \begin{bmatrix} |0\rangle_i & |+\rangle_i \\ |-\rangle_i & 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

とすればよい。また、一般の  $\nu=1/(2m+1)$  の系に拡張すると、行列  $g_i$  は  $(m+1) \times (m+1)$  行列となる。

この行列積表現を用いると物理量が容易に解析計算できる。たとえば、密度関数  $\langle \hat{n}_i \rangle$  を求めると、トーラスが細い極限  $L_1 \rightarrow 0$  では当然、非一様性を示すが、 $L_1$  を大きくしていくと、徐々に均一になっていく傾向を示す。これは TT 極限において CDW 的に記述された状態と量子ホール液体状態と断熱的につながっていることを示唆している。また、ラフリン波動関数で議論される「準電子」および「準正孔」などに対応する励起状態を行列積法を用いて変分的に求めることで励起エネルギーを高い精度で近似計算ができる。

## 6. エンタングルメント・スペクトルとエッジ状態

量子ホール状態は非圧縮性状態であるが、有限のホール伝導率を示す。このことを理解するためにはエッジ状態という概念が重要である。量子ホール系でのエッジ状態は一方だけの成分を持つ、カイラル朝永・ラッティンジャー (TL) 液体として振る舞うことが知られている。では、このエッジ状態に関する情報はこれまでに述べた 1 次元格子模型の枠内でどのように記述されるのであろうか？ それにはエンタングルメント・スペクトル (ES) という量を導入すると便利である。ある系を 2 つの領域 A, B に分割したときに、全系の波動関数が部分系の波動関数を用いて  $|\Psi\rangle \equiv \sum_i e^{-\xi_i/2} |\psi_i^A\rangle \otimes |\psi_i^B\rangle$  と分解できる (シュミット分解)。このとき現れる係数  $\xi_i$  の集合が ES である。これを用いて、縮約密度行列が  $\hat{\rho}^A = \text{Tr}_B |\Psi\rangle \langle \Psi| = \sum_i e^{-\xi_i} |\psi_i^A\rangle \langle \psi_i^A|$  と与えられるが、リとハルデンは非アーベリアン分数量子ホール状態について球面座標を用いた数値計算を行った結果から、これを統計力学における密度行列  $e^{-\hat{H}}$  とみなすと、 $\hat{H}$  が領域 A と B の境界に現れる状態を記述するハミルトニアンに相当すると推論した。<sup>16)</sup>

いま、図 2(a) のように、系を 1 箇所切った時に現れるエッジ状態は、連続的な変形により、2 次元系の量子ホール状態のエッジ状態に帰着できると考えられるので、 $x$  方向

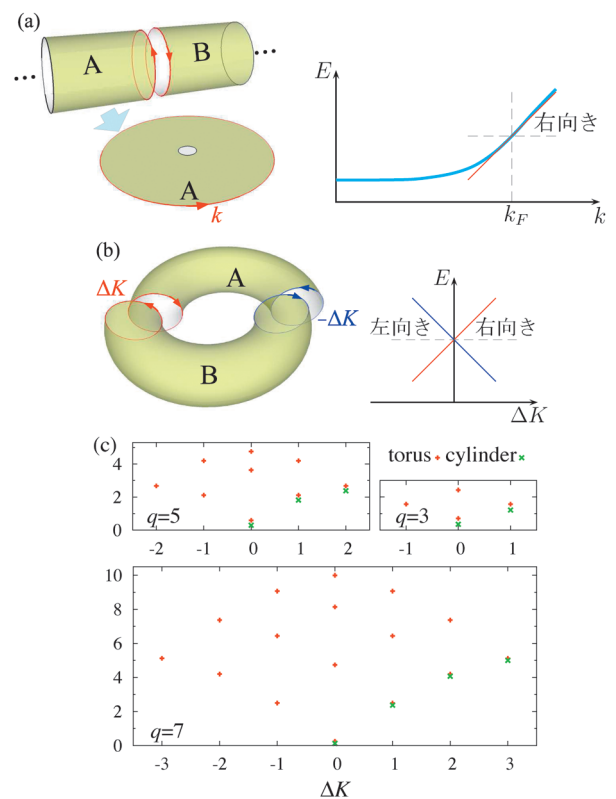


図2 (a) シリンドラおよび (b) トーラスを切った時に現れるエッジ状態と分散関係。シリンドラでは切断箇所が1つでカイラル TL 液体に相当する線形のスペクトルが現れるのに対し、トーラスでは切断箇所が2つで逆方向のエッジ状態の重ね合わせとなり、非カイラル型の TL 液体の振る舞いとなる。(c) 行列積法によって得られた  $q=3, 5, 7$  のエンタングルメント・スペクトル。横軸はエッジ状態の運動量に相当する。

の運動量に対応する重心座標のずれ $\Delta K$ に対してESをプロットすることにより、カイラルTL液体の線形スペクトルが見えるはずである。ただし、全系を2つの部分系に分けると、1つのエッジしか現れないようにするにはシリンドラー、つまりy方向を開いた境界条件としなければならない。トーラスの場合は、図2(b)のようにエッジが2つでき、逆方向の2つのカイラルTL液体の組み合わせとなる。<sup>17)</sup> この考え方をを用いて行列積法で解析的に求めたESを図2(c)に示す。シリンドラーの場合はカイラルTL液体型の線形構造、トーラスの場合は非カイラル、つまり通常のTL液体のスペクトルとなり、ひし形の構造が現れている。このようにして、厳密基底状態を持つ1次元格子模型から分数量子ホール状態のエッジ状態を記述することができた。

## 7. おわりに

このように、2次元連続系を1次元格子模型として扱うことで、分数量子ホール状態を理解するための指針となる厳密に扱うことのできる模型を作ることができた。また行列積の方法を用いて波動関数を書き下すことで、密度関数、励起状態、エッジ状態に関する議論ができた。行列積法による分数量子ホール系へのアプローチについては、我々の研究以降、共形場理論や密度行列繰り込み群によるものなどが提唱され、<sup>18)</sup> 大きく研究が進んでいる。このような新たな理論の展開は、未知の分数量子ホール系、トポロジカル絶縁体など、多くの分野への応用が期待できる。

本稿の執筆に当たり、共同研究者であるEmil J. Bergholtz氏に感謝する。また、高吉慎太郎氏、得能光行氏には原稿に関して有益なコメントを頂いた。

## 参考文献

- 1) K. v. Klitzing, G. Dorda and M. Pepper: Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 494; D. C. Tsui, H. L. Stormer and A. C. Gossard: *ibid.* **48** (1982) 1559.

- 2) R. B. Laughlin: Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1395.
- 3) R. Tao and D. J. Thouless: Phys. Rev. B **28** (1983) 1142.
- 4) D. Yoshioka: Phys. Rev. B **29** (1984) 6833.
- 5) N. Shibata and D. Yoshioka: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5755.
- 6) E. J. Bergholtz and A. Karlhede: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 026802.
- 7) A. Seidel, H. Fu, D.-H. Lee, J. M. Leinaas and J. Moore: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 266405.
- 8) 日本語でのわかりやすい解説記事としては以下の文献がある。押川正毅: 数理科学 **569** (2010) 41.
- 9) M. Nakamura, Z.-Y. Wang and E. J. Bergholtz: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 016401.
- 10) Z.-Y. Wang and M. Nakamura: Phys. Rev. B **87** (2013) 245119.
- 11) Z.-Y. Wang and M. Nakamura: J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. に出版予定 (arXiv: 1301.7549).
- 12) F. D. M. Haldane: Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 605.
- 13) S. A. Trugman and S. A. Kivelson: Phys. Rev. B **31** (1985) 5280.
- 14) M. Nakamura, Z.-Y. Wang and E. J. Bergholtz: J. Phys.: Conf. Ser. **302** (2011) 012020.
- 15) E. H. Rezayi and F. D. M. Haldane: Phys. Rev. B **50** (1994) 17199.
- 16) H. Li and F. D. M. Haldane: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 010504.
- 17) A. M. Läuchli, E. J. Bergholtz, J. Suorsa and M. Haque: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 156404.
- 18) M. P. Zaletel and R. S. K. Mong: Phys. Rev. B **86** (2012) 245305; M. P. Zaletel, R. S. K. Mong and F. Pollmann: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 236801; B. Estienne, Z. Papic, N. Regnault and B. A. Bernevig: Phys. Rev. B **87** (2013) 161112.

(2013年9月5日原稿受付)

## 1D Lattice Models with Exact Ground States Describing Fractional Quantum Hall Systems

Masaaki Nakamura and Zheng-Yuan Wang

abstract: We introduce one-dimensional lattice models with exact matrix-product ground states describing the fractional quantum Hall states in Laughlin series (given by filling factors  $\nu=1/q$ ) on torus geometry. The obtained exact ground states well describe properties of the Laughlin wave function. Using the matrix product method, density functions and correlation functions are calculated analytically. Especially, obtained entanglement spectra reflect properties of chiral Tomonaga Luttinger liquid of the gapless edge states.

## 日本物理学会誌 第69巻 第8号 (2014年8月号) 予定目次

### 巻頭言

魅力ある物理学会を目指して.....石田憲二

### 現代物理のキーワード

光で物質を変える, 創る, .....岩井伸一郎

### 交流

情報理論に現れるランダム行列理論: 圧縮センシングとは? .....竹田晃人

### 解説

強い電子格子相互作用をもつ有機結晶の多彩な光誘起ダイナミクス.....恩田 健, 腰原伸也, 矢持秀起

シリーズ「量子論の広がり—非局所相関と不確定性—」

エンタングルメント・エントロピーと共形場理論

.....古川俊輔, 白石潤一

### 最近の研究から

酸素分子の立体制御とアルミニウム酸化動的過程の解明

.....倉橋光紀, 山内 泰

分子自由度から生じる相競合と実空間不均一

.....岡崎竜二, 寺崎一郎

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

### 学会報告

第69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

### 学界ニュース

第30回井上賞: 安藤陽一氏 .....前野悦輝

第30回井上賞: 上田佳宏氏 .....嶺重 慎

科学技術分野の文部科学大臣表彰

### 追悼

井口洋夫先生を偲んで.....榎 敏明

菅野暁先生を偲んで.....小島憲道

### 新著紹介

### 会員の声



# 数値シミュレーションは $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を守れるか？



三好 隆博

広島大学大学院理学研究科

拘束条件を内在する時間発展方程式に対する数値シミュレーション技法について、磁気流体力学 (MHD) における磁場の誘導方程式を具体例にひとつの直観的な分類を試みよう。

MHD は核融合プラズマや宇宙・天体プラズマなどのマクロな挙動を非常によく表す理論モデルである。MHD では、流体 (プラズマ) の圧力に加え、磁気的な力であるローレンツ力によって流体が変形する。一方で磁場は流体の運動に応じて変動する。磁場と流体の相互作用によって、通常の流体と類似の音波 (速い磁気音波、遅い磁気音波) のみならず、アルヴェン波と称される磁力線を伝わる横波が存在可能となる。特に宇宙空間や天体周辺環境においては、プラズマはしばしば局所的に波よりも大きい速度を獲得し得るため、これらの波に関わる多彩な衝撃波構造が普遍的に観測・予測される。

衝撃波などの不連続解を非物理的な振動なく正しく数値的に解くには、数値解法として支配方程式の数学的特性を適切に考慮する必要がある。双曲型方程式に対する特性曲線理論に基づく数値解法、いわゆる衝撃波捕獲法は、長年にわたり数値流体力学分野における重要な研究開発課題であった。MHD に対しても、衝撃波捕獲法に関する知見が近年急速に深まりつつあり、基礎研究、応用研究が活発に進められている。衝撃波捕獲法では、必要なところのみ、必要十分な数値的粘性が自動的に付与される。この数値的粘性によって不連続解を正確に解くことができる一方で、特に MHD では、衝撃波捕獲法の多次元化において重大な問題が生じることになる。磁場に関するガウスの法則、 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 、の破綻である。数値

的に生ずる磁気単極子  $\nabla \cdot \mathbf{B}$  の存在は、最終的に数値シミュレーションの破綻を導く。したがって、磁場  $\mathbf{B}$  の時間発展方程式たる誘導方程式を解き進みつつ、同時に磁場の拘束条件  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  を満足する。これがここで課せられた問題設定である。

本稿では、MHD 数値シミュレーションにおける数値的磁気単極子の影響とその処方箋を示す。ここでは特に、数値的磁気単極子の影響を取り除くための数値シミュレーション技法を3つのアプローチに分け、具体的に紹介する。3つのアプローチとは、

1. 連立方程式を付け加えて解く、
2. 誘導方程式を特別に離散化する、
3. 磁気単極子の時間発展を追う、

である。第1のアプローチでは、時間発展の数値シミュレーションに加え、ガウスの法則に関する連立1次方程式を解いて磁場を補正する。第2のアプローチでは、離散的なガウスの法則を満足するよう、誘導方程式に対してのみ特別な離散化を行う。第3のアプローチでは、数値的磁気単極子の存在を潔く認め、数値的磁気単極子の時間発展方程式を考える。それぞれに一長一短があり、未だ決定版はなく、研究開発途上の技術と言える。

本稿で示す拘束条件を守るための3つのアプローチが、拘束条件を内在する時間発展方程式の多くに対して、数値シミュレーションを実現するための有効な指針になれば幸いである。

—Keywords—

## 磁気流体力学 (MHD) :

プラズマを構成する正イオンと電子に対する流体方程式とマクスウェル方程式を結合し、低周波数・長波長の漸近極限をとった方程式系が磁気流体力学 (MHD) モデルである。変位電流や電荷密度はゼロと近似される。慣性項を落とした電子流体方程式がオームの法則となっており (本文中式 (3))、電場  $\mathbf{E}$  は受動的に決められる。ただし、電場  $\mathbf{E}$  をマクスウェル方程式の誘導方程式 (本文中式 (1)) に代入すれば、 $\mathbf{E}$  を方程式系から消すことができる。このため、「電磁」流体力学でなく「磁気」流体力学と呼ばれることが多い。

## (シア) アルヴェン波 :

磁化されたプラズマ中で、磁力線張力と慣性力が振動を作り磁力線方向に伝播する横波。この磁気流体波に名前が付いているハンス・アルヴェンは、“for fundamental work and discoveries in magnetohydrodynamics with fruitful applications in different parts of plasma physics” という業績によって1970年にノーベル物理学賞を受賞している。

## 衝撃波 :

波の振幅によって伝播速度が異なるような非線形波動では、時間と共に波の突っ立ちが起こり、やがて巨視的には物理量が不連続に変化するよう見える衝撃波が形成し得る。時空間内で特性曲線が交差するかどうかが重要な因子である。複数の波のブランチが存在する MHD で、しかも多次元だと、本文中で示される Orszag-Tang 渦のように非常に複雑な現象が起こることになる。

## 1. はじめに

本稿では計算物理学における数値シミュレーション技法(数値実験技術)のひとつについて解説する。物理現象を記述する多くの方程式において、物理量は時々刻々と系に内在する拘束条件を満足しつつ時間発展する。特にここでは、拘束条件を内在する時間発展方程式の典型例である磁気流体力学(MHD)方程式に焦点を当て、その数値シミュレーション技法について取り上げることにする。

MHD方程式はプラズマのマクロな振る舞いをよく記述する非線形偏微分方程式であり、核融合分野、宇宙・天文分野などで幅広く利用されている。<sup>1)</sup> ただし、その非線形性のためMHD方程式の厳密解を解析的に求めることは困難であり、数値シミュレーションによる数値解析が非常に重要となる。そのため、古くから数値シミュレーションに必要な様々な数値シミュレーション技法が研究開発されてきた。特に磁場のソレノイダル性に関する取り扱いが、磁場のない流体力学方程式に対する数値シミュレーション技法と本質的に異なる点であり、重要な研究課題のひとつとなっている。

MHDにおける具体的な磁場の時間発展方程式を見てみよう。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (3)$$

$\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\sigma$ , および  $\mathbf{v}$  は磁場, 電場, 電流密度, 電気伝導度, および流体の速度を表す。式(1), (2)はそれぞれマクスウェル方程式における誘導方程式と磁場に関するガウスの法則である。式(3)は電気伝導性流体におけるオームの法則を示す。特に  $\sigma \rightarrow \infty$  の場合, 理想MHDと呼ばれる。

磁場の時間発展は式(1)を時間積分することによって追跡できる。ただし、得られた解は系に内在する拘束条件, 式(2)をあらゆる時刻において満足する必要がある。実際には、式(1)の発散をとると、 $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{a} = 0$  から、 $\nabla \cdot \mathbf{B}$  の時間変化が0となることがわかる。したがって、初期条件において式(2)が満たされれば、式(1)の解は自動的に拘束条件を満足する。このことは会員諸氏にとって至極当然のことであろう。しかし、コンピュータ上で計算すべく離散化した系においては、このことは自明ではない。

果たして数値シミュレーションは  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  を守れるだろうか? MHDにおいて  $\nabla \cdot \mathbf{B}$  が0でないことの影響とその処方箋を解説する。

## 2. 準備

MHD方程式に対する代表的な離散化手法として、空間を有限の区間に分割し空間微分を数値的に評価する有限差分法, 有限要素法, 有限体積法がよく用いられる。特にここでは、有限体積法について注目する。有限体積法は保存

則の積分形式に基づく離散化手法であり、任意形状の計算領域において離散化が可能である。また、衝撃波のような不連続な解を取り扱うのに非常に適した手法である。なお、後ほど取り上げる数値シミュレーション技法は、その他の離散化手法にも概ね適用可能であることをあらかじめ指摘しておく。

### 2.1 有限体積法

有限体積法では、計算領域を有限な大きさの小領域(セル)に分割し、各セルへの流束の出入りを評価することによって、各セルにおける物理量の積分値(物理量の平均値  $\times$  セルの体積)の時間変化を求める。議論を簡単にするため、ここでは2次元の直交直線座標系を想定し、有限体積法概念を示そう(図1)。便宜上、紙面垂直方向の高さを  $\Delta z$  とする。実線で囲まれたセルを " $i, j$ ", 隣接するセルとの境界を " $i+1/2, j$ ", " $i, j+1/2$ " のように離散的なラベルによって表す。ここで、 $i, j$  は整数,  $i+1/2, j+1/2$  は半整数。セルの体積(2次元セル面積  $\times \Delta z$ ) を  $\mathcal{V}$ , セル境界の面積(2次元セル境界の長さ  $\times \Delta z$ ) を  $\mathcal{S}$ , セル境界面の単位法線ベクトルを  $\mathbf{n} = (n_x, n_y)$  とすると、保存則  $\partial U / \partial t + \partial F / \partial x + \partial G / \partial y = 0$  の積分形式、

$$\int \frac{\partial U}{\partial t} d\mathcal{V} + \oint (\mathbf{F}n_x + \mathbf{G}n_y) d\mathcal{S} = 0, \quad (4)$$

( $U$ : 保存変数,  $\mathbf{F}$ :  $x$  方向流束,  $\mathbf{G}$ :  $y$  方向流束) はセル " $i, j$ " において次のような常微分方程式へと離散化される。

$$\frac{dU_{i,j}}{dt} = -\frac{1}{\mathcal{V}_{i,j}} (\mathcal{S}_{i+1/2,j} \mathbf{F}_{i+1/2,j} - \mathcal{S}_{i-1/2,j} \mathbf{F}_{i-1/2,j} + \mathcal{S}_{i,j+1/2} \mathbf{G}_{i,j+1/2} - \mathcal{S}_{i,j-1/2} \mathbf{G}_{i,j-1/2}). \quad (5)$$

$U_{i,j}$  はセル " $i, j$ " における  $U$  の体積平均値であり、通常、セル中心(体積中心)の値とみなしてよい。一方、 $\mathbf{F}_{i+1/2,j}$ ,  $\mathbf{G}_{i,j+1/2}$  はそれぞれセル境界 " $i+1/2, j$ ", " $i, j+1/2$ " における  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{G}$  の面積平均値である。セル境界では物理変数が未定義のため、近傍のセル中心の情報から  $\mathbf{F}_{i+1/2,j}$ ,  $\mathbf{G}_{i,j+1/2}$  を適

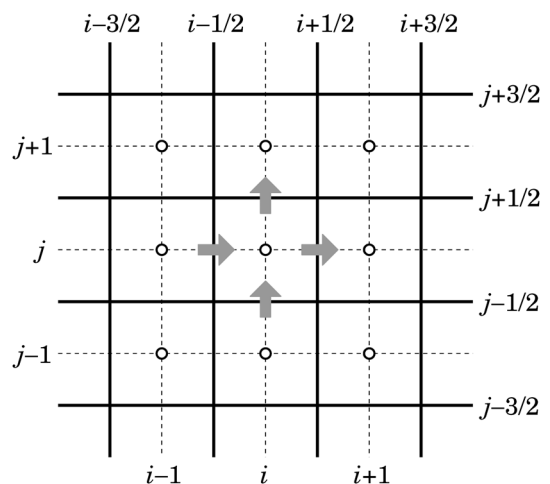


図1 計算領域のセル分割の模式図。実線はセルの境界線, 点線はセルの中心線を示す。セルは " $i, j$ ", セル境界は " $i+1/2, j$ ", " $i, j+1/2$ " と表される。 $i, j$  は整数。グレーの矢印はセル " $i, j$ " に入出力する数値流束を示す。

切に評価する必要がある。これらは、 $F(U_{i,j})$ ,  $G(U_{i,j})$  と物理的に与えられる流束 (物理流束) に対比して数値流束と呼ばれる。最終的に式(5)をルンゲ・クッタ法などで数値的に解くことによって、 $U$ の時間発展が求められる。

有限体積法の成否の要は数値流束の評価にある。最も単純な数値流束の計算方法のひとつは、セル境界に接するセルの物理流束の相加平均である。これは有限差分法における2次精度中心差分法と同等であるが、数値的に不安定であることが知られている。近年では、情報伝播の上流方向 (風上方向) に重みを付けて数値流束を評価した風上型の数値解法が主流である。特性曲線理論を基礎とした最新の風上型数値解法は、衝撃波などの不連続や大振幅波動を数値的振動 (非物理的振動) なく高解像度に解くことができるため、衝撃波捕獲法とも呼ばれる。<sup>2)</sup>

## 2.2 誘導方程式の数値流束

有限体積法の構築に向け、誘導方程式(1)を発散形式に書き換えよう。簡単のため、引き続き2次元に限定する。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}^b}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}^b}{\partial y} = 0. \quad (6)$$

理想MHDでは、誘導方程式の $x$ ,  $y$ 方向の流束、 $\mathbf{F}^b$ ,  $\mathbf{G}^b$ は、

$$\mathbf{F}^b \equiv \begin{pmatrix} F_x^b \\ F_y^b \\ F_z^b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -E_z \\ E_y \end{pmatrix} = v_x \mathbf{B} - B_x \mathbf{v}, \quad (7)$$

$$\mathbf{G}^b \equiv \begin{pmatrix} G_x^b \\ G_y^b \\ G_z^b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_z \\ 0 \\ -E_x \end{pmatrix} = v_y \mathbf{B} - B_y \mathbf{v}, \quad (8)$$

となる。式(7), (8)から明らかなように、誘導方程式の流束には回転対称性がある。流体量に関する流束についても同様の対称性がある。そのため、多次元MHDに対する有限体積法のほとんどは、1次元MHDに基づく数値流束を各方向に適用することによって構築される。

1次元MHDでは、式(6), (7)から $\partial B_x / \partial t = 0$ である。また、ガウスの法則(2)から $\partial B_x / \partial x = 0$ 。したがって、 $B_x$ は時間空間によらず一定となる。このことは1次元MHDの重要な拘束条件である。1次元MHDの数値流束は、定数 $B_x$ および隣接セルにおける物理変数や物理流束を用いて評価される。一般に、数値流束は物理流束の平均とそれからのずれとして形式的に表される。このずれは数値的な粘性項として数値シミュレーションの安定性を決定づける。

多次元MHDでは、一般に $B_x$  ( $y$ 方向の数値流束を考える場合は $B_y$ ) は一定ではない。そのため数値流束は、セル境界において局所的に $B_x$  (または $B_y$ ) が一定であると仮定して評価される。例えば、 $x$ 方向の数値流束 $F_{i+1/2,j}$ は $F(U_{i,j}, U_{i+1,j}, b_{xi+1/2,j})$ と表される。ただし、有限体積法ではセル境界における磁場 $b_{xi+1/2,j}$ は未定義のため、隣接セルとの平均など適当な補間によって与えられる。

## 3. 数値的磁気単極子の影響

残念なことに、一般には、多次元MHDに対する有限体積法から得られる数値解は磁場に関するガウスの法則を必ずしも満足しない。最新の風上型数値解法では、数値流束が含む実効的な数値的粘性係数は1次元的な物理量分布のみから自動的に決定されるため、各方向の数値流束が $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を満たすよう相互に協調する必然性はない。

それでは、数値シミュレーションで生じた0でない $\nabla \cdot \mathbf{B}$ , すなわち数値的磁気単極子を数値的な誤差としてそのまま許容してよいであろうか?

ここで流体に作用する磁気的な力を考えてみよう。アンペールの法則、 $\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$ , を用いると、マクスウェル応力は、

$$-\nabla \cdot \left( \frac{B^2}{2\mu_0} \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{\mu_0} \right) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{(\nabla \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (9)$$

と変形できる。ここで $\mu_0$ は真空の透磁率、 $\mathbf{I}$ は単位行列、右辺第1項はいわゆるローレンツ力である。有限体積法では、流体に作用する力を発散形式で表す必要があるため、式(9)の左辺を用いて離散化を行う。ガウスの法則を満足する場合、式(9)左辺は式(9)右辺第1項と完全に等しく、有限体積法による離散化においても磁場に垂直な方向にのみ力が発生すると期待できる。一方、ガウスの法則を満足しない場合、マクスウェル応力は磁場に平行な方向にも $\nabla \cdot \mathbf{B}$ に比例する非物理的な力を生ずることになる。例えば、初期条件として $\mathbf{v} \parallel \mathbf{B}$ ,  $\mathbf{j} \parallel \mathbf{B}$ ,  $\nabla \cdot \mathbf{B} \neq 0$ となる配位を与えると、理想MHDでは $\mathbf{E} = 0$ となるため磁場の変化はなく、他方で流体は磁気的な力を受け続けることになる。数値シミュレーションでは、この非物理的な力によってしばしば計算が破綻してしまうのである。

実際に数値実験によって数値的磁気単極子の影響を確認しよう。よく知られた2次元テスト問題であるOrszag-Tangの渦問題<sup>3)</sup>を考える。圧縮性MHDにおけるOrszag-Tang渦問題では、初期に与えた大きな渦が小さな渦へと分裂する過程で様々なMHD衝撃波が形成され、渦と衝撃波が複雑に干渉する。この数値実験から、渦や衝撃波に対する数値解法の解像度や安定性を比較検証することができる。図2(a)に $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を満足するよう磁場を補正した数値シミュレーションの結果、(b)に無補正の結果を示す。磁場を補

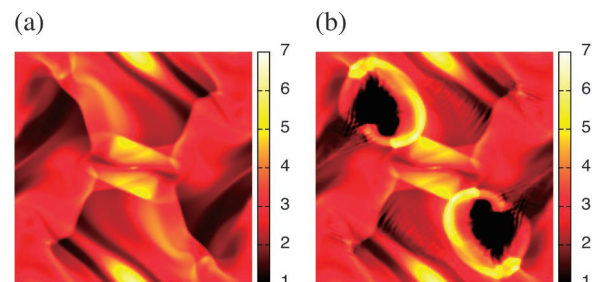


図2 Orszag-Tang渦問題の数値シミュレーション結果。(a) プロジェクトン法により $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を満たすよう磁場を補正。(b) 磁場は無補正。密度のカラーマップを示す。

正した数値シミュレーションにおいては、渦と衝撃波が干渉しつつ、圧縮性MHD乱流へと発達していく様子が観測できる。一方、無補正の数値シミュレーションでは、衝撃波近傍などで局所的に生じた数値的磁気単極子が計算領域全体に影響を与え、全く異なる結果を導くことがわかる。図2(b)の黒く塗りつぶされた領域では、非物理的な力によって流体が排除され、時間とともに密度が低下し続けている。計算格子の構造を反映した数値的な振動も生じている。最終的に無補正の数値シミュレーションは、密度や圧力が負になり計算が異常終了する。

#### 4. 数値的磁気単極子の処方箋

ここからは数値的磁気単極子の影響を取り除くために提案された幾つかの数値シミュレーション技法<sup>4,5)</sup>を具体的に見ていく。数値実験は引き続きOrszag-Tang渦問題とする。

基礎となる1次元理想MHDの数値解法には、筆者らの開発したHLLD (Harten-Lax-van Leer-Discontinuities) 近似リーマン解法<sup>6)</sup>を採用する。この数値解法は従来標準的に用いられてきた線形近似リーマン解法と同等の解像度を達成しつつ、ロバストさと計算効率に勝る高性能なMHD衝撃波捕獲法である。現在、メジャー・マイナー含め世界の多くのMHDコードに標準解法として導入されている。(例えば、圧縮性MHD乱流に対する著名なMHDコード間の比較研究<sup>7)</sup>においても、有限体積法に基づくコードのほとんどが基本的な数値解法としてHLLD近似リーマン解法を採用している。コード比較が目的であるにも関わらず!) このHLLD近似リーマン解法に数値的磁気単極子の除去技法を組み合わせる。

図3に結果をまとめる。それぞれ左側が密度、右側が数値的磁気単極子の分布をカラーマップで表している。系の対称性から、計算領域の左半分のみ表示している。密度のカラースケールは図2と同様とする。一方、数値的磁気単極子のカラースケールは各ケースで異なっていることに注意を要する。

いきなり身も蓋もないことを述べるようだが、この数値実験だけから図3の密度分布の違い、さらには各数値シミュレーション技法の優劣を判別することは難しい。もちろん、それぞれの数値シミュレーション技法の特徴は今の結果にも反映されているのだが、この数値実験はほとんどの確からしい技法で比較的容易にクリアできる問題である。本稿はMHDにおける特定の数値的磁気単極子の除去技法の優劣をつけることが目的ではないので、それぞれの技法を用いて許容できる範囲で同等な物理的結果が得られることを確認できれば十分である。

以下の小節では、数値的磁気単極子除去に関する数値シミュレーション技法を3つのアプローチに分けて説明する。セル中心に定義された磁場を $\mathbf{B}_{i,j}$ 、セル境界に定義された磁場を $b_{xi+1/2,j}$ ,  $b_{yi,j+1/2}$ と表す。また、セル間隔を $x$ 方向、 $y$ 方向それぞれ一定とし、 $\Delta x$ ,  $\Delta y$ とする。そうすると、式

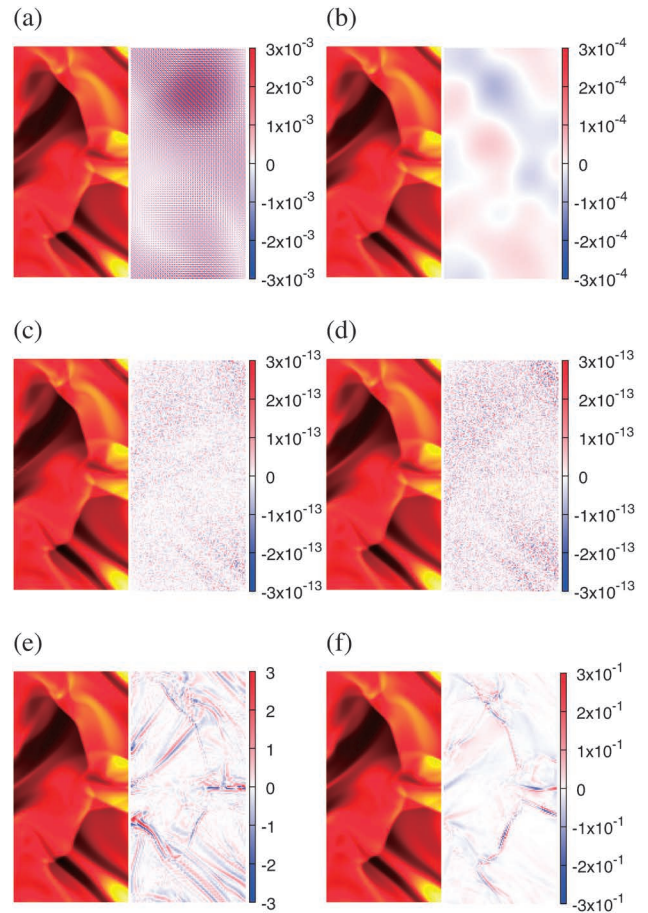


図3 Orszag-Tang 渦問題の数値シミュレーション結果。(a) プロジェクション法、(b) セル境界プロジェクション法、(c) 中心差分法、(d) flux-CT (Constrained-Transport) 法、(e) 移流法、(f) 双曲型発散除去法。それぞれ左図は密度、右図は $\nabla \cdot \mathbf{B}$ のカラーマップを示す。密度のカラースケールは図2と同じ。 $\nabla \cdot \mathbf{B}$ のカラースケールはそれぞれ異なることに注意。 $|\nabla \cdot \mathbf{B}|$ の最大値は、(a)  $6.18 \times 10^{-3}$ , (b)  $6.20 \times 10^{-4}$ , (c)  $3.43 \times 10^{-13}$ , (d)  $8.65 \times 10^{-13}$ , (e)  $1.21 \times 10$ , (f)  $7.83 \times 10^{-1}$ 。

(6) に対する有限体積法は、

$$\frac{d\mathbf{B}_{i,j}}{dt} = -\frac{\mathbf{F}_{i+1/2,j}^b - \mathbf{F}_{i-1/2,j}^b}{\Delta x} - \frac{\mathbf{G}_{i,j+1/2}^b - \mathbf{G}_{i,j-1/2}^b}{\Delta y} \quad (10)$$

となる。つまり、これは一種の有限差分法である。

#### 4.1 連立方程式を付け加えて解く

**プロジェクション法<sup>8)</sup>**: 多次元MHDに対する数値シミュレーションが無補正の場合でも、1回の時間ステップで更新される磁場については、ガウスの法則からのずれはわずかであろう。そこで、全てのセルでガウスの法則を満足するよう、各セル間で磁場のずれを上手く再配分する適切な連立方程式を考える。プロジェクション法と呼ばれる数値シミュレーション技法である。

多次元MHDに対する無補正の数値シミュレーションから直接得られた数値解 $\mathbf{B}^*$ は一般に、

$$\mathbf{B}^* = \nabla \times \mathbf{A} + \nabla \phi, \quad (11)$$

と表される。このうち、 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ が $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を満たす物理的に正しい解であると考えられる。ここで $\phi$ はポアソン方程式、

$$\nabla \cdot \mathbf{B}^* = \nabla^2 \phi, \quad (12)$$

を満たす。\$\mathbf{B}^\*\$ から \$\mathbf{B}\$ への射影では、\$\nabla \times \nabla \phi = 0\$ のため、電流密度の変化はない。

これらを具体的に離散化しよう。ここでの各空間微分は中心差分法（両隣のセル中心値の差を用いた勾配の近似法）によって評価されるのが一般的である。式(11)を離散化すると、

$$\begin{aligned} B_{xi,j} &= B_{xi,j}^* - \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}}{2\Delta x}, \\ B_{yi,j} &= B_{yi,j}^* - \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j-1}}{2\Delta y}, \end{aligned} \quad (13)$$

となる。離散的なガウスの法則、

$$\frac{B_{xi+1,j} - B_{xi-1,j}}{2\Delta x} + \frac{B_{yi,j+1} - B_{yi,j-1}}{2\Delta y} = 0 \quad (14)$$

が成立するために、\$\phi\_{i,j}\$ は、

$$\begin{aligned} &\frac{\phi_{i+2,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-2,j}}{4\Delta x^2} + \frac{\phi_{i,j+2} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i,j-2}}{4\Delta y^2} \\ &= \frac{B_{xi+1,j}^* - B_{xi-1,j}^*}{2\Delta x} + \frac{B_{yi,j+1}^* - B_{yi,j-1}^*}{2\Delta y} \end{aligned} \quad (15)$$

を満足する必要がある。これは帯行列を係数とする連立1次方程式であり、様々な高速数値解法が研究開発・実用化されている。最終的に式(13)によってセル中心磁場が補正される。

数値実験では比較検証を目的とするため、ある反復回数で固定したヤコビ法（最も単純な反復解法）を用い、連立1次方程式の数値解を求めた。図3(a)の右図では、\$\phi\_{i,j}\$ に市松模様状の数値的な振動が発生している。これは、式(15)が1格子おきのみ関連性を持ち、隣接セルとの情報交換がなされないためである。すなわち、\$\{\phi\_{i+2m,j+2n}\}\$, \$\{\phi\_{i+2m+1,j+2n}\}\$, \$\{\phi\_{i+2m,j+2n+1}\}\$, \$\{\phi\_{i+2m+1,j+2n+1}\}\$ のセット (\$m, n\$ は整数) がそれぞれ独立に平滑化されるためである。

**セル境界プロジェクション法**<sup>5)</sup>: プロジェクション法では、補正後の磁気エネルギーは元のエネルギー保存則とは無関係に変更を受ける。その結果、磁気エネルギーが熱エネルギーに比べ大きい領域では圧力が負になりやすい。そこで、数値解を更新する前にセル境界の磁場を補正する数値シミュレーション技法、セル境界プロジェクション法を検討しよう。

離散的なガウスの法則が式(14)で与えられるということは、有限体積法的な観点からは、セル境界磁場 \$b\_{xi+1/2,j}\$, \$b\_{yi,j+1/2}\$ を隣接セル中心磁場の相加平均によって評価したことに他ならない。しかし、一般には、セル境界磁場の与え方には様々な選択肢がある。ここでは、セル境界磁場を次のように与える。

$$b_{xi+1/2,j} = \frac{B_{xi+1,j} + B_{xi,j}}{2} - \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}}{\Delta x}, \quad (16)$$

$$b_{yi,j+1/2} = \frac{B_{yi,j+1} + B_{yi,j}}{2} - \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}}{\Delta y}. \quad (17)$$

ただし、セル境界磁場は離散的なガウスの保存則、

$$\frac{b_{xi+1/2,j} - b_{xi-1/2,j}}{\Delta x} + \frac{b_{yi,j+1/2} - b_{yi,j-1/2}}{\Delta y} = 0, \quad (18)$$

を満足する必要がある。このことから、\$\phi\_{i,j}\$ は次の連立1次方程式を満たす。

$$\begin{aligned} &\frac{\phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j}}{\Delta x^2} + \frac{\phi_{i,j+1} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i,j-1}}{\Delta y^2} \\ &= \frac{B_{xi+1,j} - B_{xi-1,j}}{2\Delta x} + \frac{B_{yi,j+1} - B_{yi,j-1}}{2\Delta y}. \end{aligned} \quad (19)$$

セル境界磁場が離散的なガウスの法則を満たすため、マクスウェル応力(9)においても磁場に平行方向の非物理的な力が生じないと考えれば、式(16), (17)を用いて評価した数値流束から得られた数値解は正しいものとみなせる。したがって、ここでは有限体積法によって更新したセル中心磁場は補正していない。

図3(b)に結果を示す。ここではプロジェクション法で見られた市松模様状の数値的な振動は観測されない。また、図3(a)と比較すると \$\nabla \cdot \mathbf{B}\$ の絶対値が1桁小さい。このことは、連立1次方程式(19)が式(15)に比べ、より局所的な格子点 \$(i,j)\$, \$(i \pm 1, j \pm 1)\$ によって構成されていることに要因があると考えられる。連立1次方程式に対する多くの反復解法がポアソン方程式の高波数成分をより効率的に収束させるためである。プロジェクション法に対しセル境界プロジェクション法は上述の利点を有しているが、物理シミュレーションへの適用事例がほとんどなく、さらなる検証作業が必要である。

## 4.2 誘導方程式を特別に離散化する

**中心差分法**: 衝撃波などの不連続を高解像度かつ安定に解くべく、ここでは基本的な数値解法として衝撃波捕獲法を採用している。しかし、誘導方程式についてのみ別の数値解法を用いることを許すことにしよう。

誘導方程式の空間微分を中心差分法によって離散化すると、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} B_{xi,j} &= -\frac{E_{zi,j+1} - E_{zi,j-1}}{2\Delta y}, \\ \frac{d}{dt} B_{yi,j} &= \frac{E_{zi+1,j} - E_{zi-1,j}}{2\Delta x}, \end{aligned} \quad (20)$$

となる。有限体積法による表式では、数値流束を隣接セルにおける物理流束の相加平均、\$\mathbf{F}\_{i+1/2,j}^b = (\mathbf{F}\_{i,j+1}^b + \mathbf{F}\_{i,j}^b)/2\$, \$\mathbf{G}\_{i,j+1/2}^b = (\mathbf{G}\_{i,j}^b + \mathbf{G}\_{i,j+1}^b)/2\$, として評価することと同一である。式(20)から、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{B_{xi+1,j} - B_{xi-1,j}}{2\Delta x} + \frac{B_{yi,j+1} - B_{yi,j-1}}{2\Delta y} \right) = 0 \quad (21)$$

が成り立つことが直ちにわかる。すなわち、初期条件として離散的なガウスの法則を満たす磁場を与えると、中心差分法から得られる数値解は離散的なガウスの法則を満足し続けることを示している。

この方法は非常に簡便であり、かつ離散的なガウスの法則をコンピュータの計算機精度の範囲で厳密に満足する。

ただし、当然ながら安定性が低く、図3(c)でも数値的振動が生じ始めている。そのため、人為的に有限の電気伝導度を導入し、磁場を人工的に拡散させることによって、数値的振動を抑制する技法が合わせて用いられることもある。

**CT (Constrained-Transport) 法**<sup>9,10)</sup>: 有限体積法(5)は各セルにおいて微分形式の保存則にガウスの定理を適用したものである。一方、ここでは誘導方程式に対し、各セル境界においてストークスの定理を適用することを考える。この場合、磁場はセル境界において定義されることになる。一般に、CT (Costrained-Transport) 法と呼ばれる数値シミュレーション技法である。

CT法では、セル境界面に垂直な磁場の時間発展をセル接点(3次元ではセル接線)における電場 $E_{zi+1/2,j+1/2}$ を用い、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} b_{xi+1/2,j} &= -\frac{E_{zi+1/2,j+1/2} - E_{zi+1/2,j-1/2}}{\Delta y}, \\ \frac{d}{dt} b_{yi,j+1/2} &= \frac{E_{zi+1/2,j+1/2} - E_{zi-1/2,j+1/2}}{\Delta x}, \end{aligned} \quad (22)$$

と離散化する。このとき、 $E_{zi+1/2,j+1/2}$ の評価によらず、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{b_{xi+1/2,j} - b_{xi-1/2,j}}{\Delta x} + \frac{b_{yi,j+1/2} - b_{yi,j-1/2}}{\Delta y} \right) = 0, \quad (23)$$

が成立するので、CT法で得られたセル境界磁場は常に離散的なガウスの法則を厳密に満たす。

実際にCT法と有限体積法を組み合わせMHD方程式を解くには、もう少し準備が必要になる。まずは、セル中心磁場の情報が圧力の計算などで必要になる。各セル内でガウスの発散定理を満たすような補間法も提案されているが、通常はセル境界磁場の相加平均でほとんど問題はない。さらには、 $E_{zi+1/2,j+1/2}$ の評価について、これは数値シミュレーションの安定化に関わる極めて重要な課題であり、様々な評価方法が現在も検討されている。

ここでは衝撃波捕獲法と比較的よく適合するflux-CT法を紹介しよう。誘導方程式の流束と電場の間には式(7)、(8)の関係性が成り立っている。したがって、セル境界における電場は、

$$E_{zi+1/2,j} = -F_{yi+1/2,j}^b, \quad (24)$$

$$E_{zi,j+1/2} = G_{xi,j+1/2}^b, \quad (25)$$

と衝撃波捕獲法の数値流束を用いて表される。これらからセル接点の電場は、

$$\begin{aligned} E_{zi+1/2,j+1/2} \\ = \frac{1}{4} (E_{zi+1/2,j} + E_{zi+1/2,j+1} + E_{zi,j+1/2} + E_{zi+1,j+1/2}) \end{aligned} \quad (26)$$

のように数値流束の平均値として評価できる。ただし、1次元MHDに対し、flux-CT法は元の衝撃波捕獲法に帰着しないことには注意を要する。

### 4.3 磁気単極子の時間発展を追う

**移流法**<sup>11)</sup>: 最後に、数値的磁気単極子の存在を潔く認め、その適切な時間発展を考えることにしよう。通常、1次元MHD方程式には7つの波が登場するが、ここでは数値的

磁気単極子に関する波を1つ追加することによって、数値的磁気単極子の影響を取り除く。8-wave移流法、パウエル(Powell)の移流法、あるいは単に移流法とも呼ばれる技法である。

移流法では、磁場の時間発展についてガウスの法則を課さず、次のような非保存形式の誘導方程式を解く。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = -\nu (\nabla \cdot \mathbf{B}) + \nu \nabla (\nabla \cdot \mathbf{B}). \quad (27)$$

つまり、1次元MHDにおいても $B_x$ の時間空間発展を追うことができる。両辺の発散をとると、

$$\frac{\partial (\nabla \cdot \mathbf{B})}{\partial t} + \nabla \cdot [\nu (\nabla \cdot \mathbf{B})] = \nu \nabla^2 (\nabla \cdot \mathbf{B}) \quad (28)$$

となり、式(27)の右辺(保存則に対するソース項)が数値的磁気単極子の移流と係数 $\nu$ の拡散を表すことがわかる。したがって、局所的に生成された数値的磁気単極子は流体と共に移動し、系内外にばらまかれることが期待できる。数値シミュレーションの安定化のため、誘導方程式の他、運動量保存則、エネルギー保存則についても、 $\nabla \cdot \mathbf{B}$ に比例するソース項(パウエルのソース項)がよく追加される。運動量保存則のソース項はまさに式(9)の右辺第2項を打ち消す項である。これらのソース項は中心差分法によって離散化されるのが妥当であろう。

図3(e)から、他の技法に比べ数値的磁気単極子は非常に大きいことがわかる。一方で数値的安定性は比較的良好、パウエルのソース項の有効性を示唆している。

**双曲型発散除去法**<sup>12)</sup>: 移流法は保存則を満たさないため、衝撃波のジャンプ条件を正確には満足しない。また、流体のよどみ点では数値的磁気単極子が移流されず滞留し続ける。拡散項がそれほど有効でないことも数値実験からわかっている。そこで、数値的磁気単極子に関するスカラー量の保存則を新たに1つ追加し、数値的磁気単極子が流体とは無関係に時間空間発展する別の移流法、9-wave移流法または双曲型発散除去法と称される技法について考えよう。

双曲型発散除去法では、次のような誘導方程式とスカラー保存則の連立偏微分方程式を解く。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} + \nabla \phi = 0, \quad (29)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c_h^2 (\nabla \cdot \mathbf{B}) = -\frac{c_h^2}{c_p^2} \phi. \quad (30)$$

ここで、 $c_h$ ,  $c_p$ は定数であり、特に $c_p \rightarrow \infty$ のとき、双曲型の保存則となる。式(29), (30)を整理すると、

$$\frac{\partial^2 (\nabla \cdot \mathbf{B})}{\partial t^2} + \frac{c_h^2}{c_p^2} \frac{\partial (\nabla \cdot \mathbf{B})}{\partial t} - c_h^2 \nabla^2 (\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0 \quad (31)$$

が得られる。式(31)は数値的磁気単極子に対する電信方程式を表し、数値的磁気単極子が移流速度 $c_h$ で等方に移流(したがって、1次元では $\pm c_h$ で移流)しつつ拡散速度 $c_p$ で拡散することを示している。数値的磁気単極子をできるだけ速やかに移流させるよう、 $c_h$ は双曲型方程式の数値解法に対する数値的安定性の必要条件、いわゆるCFL条件を

満たす最大の速度によって評価する。\$c\_p\$については、およそ最適であろう拡散速度が数値実験から与えられる。

双曲型発散除去法として新たに追加された時間発展方程式系は線形であり、風上型数値解法による離散化は容易に可能である。\$c\_p \to \infty\$のとき、式(29)、(30)は1次元において、

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} B_x \\ \phi \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ c_h^2 & 0 \end{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} B_x \\ \phi \end{pmatrix} = 0 \quad (32)$$

となる。教科書<sup>13)</sup>どおり式(32)の風上型数値解法を構築すると、数値流束 \$\phi\_{i+1/2,j}\$ および \$b\_{xi+1/2,j}\$ は、それぞれ、

$$\phi_{i+1/2,j} = \frac{\phi_{i,j} + \phi_{i+1,j}}{2} - c_h \frac{B_{xi+1,j} - B_{xi,j}}{2}, \quad (33)$$

$$b_{xi+1/2,j} = \frac{B_{xi,j} + B_{xi+1,j}}{2} - \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}}{2c_h}, \quad (34)$$

と与えられる。また、MHD方程式の数値流束に必要なセル境界磁場についても、式(34)によって与えればよい。\$y\$方向の離散化についても全く同様である。

図3(e)に比べ図3(f)の数値的磁気単極子は1桁以上小さいことがわかる。これは双曲型発散除去法が効率よく数値的磁気単極子を移流・拡散させていることを示している。一方で、双曲型発散除去法は他の技法に比べ数値解が拡散的になることも知られている。また、元の方程式系と異なり、超音速の流れにおいても上流方向へ情報が伝播することに注意が必要である。

## 5. まとめ

果たして多次元MHDの数値シミュレーションはガウスの法則、\$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0\$、を守れたであろうか？ 答えは一般には否であったが、様々な工夫で離散的なガウスの法則を維持できそうであった。

本稿では多次元MHD数値シミュレーションに必要な不可欠な技法、数値的磁気単極子の除去技法について、3つのアプローチ、1. 連立方程式を付け加えて解く、2. 誘導方程式を特別に離散化する、3. 磁気単極子の時間発展を追う、に分け具体的に説明してきた。第1のアプローチでは、時間発展の数値シミュレーションと別に、ガウスの法則に関する連立1次方程式を解いて磁場を補正した。連立1次方程式の数値解を精度よく求めれば数値的磁気単極子を完全に除去できるが、元のMHDコードに比べ数値計算コストは非常に高くなる。第2のアプローチでは、時々刻々と離散的なガウスの法則を満足するよう、誘導方程式に対して特別な離散化を行った。計算機精度の範囲で厳密に離散的

なガウスの法則を満足するが、誘導方程式以外の方程式に対する数値解法、ここでは衝撃波捕獲法、との適合性が課題である。第3のアプローチでは、数値的磁気単極子の適切な時間発展方程式を考えた。数値計算コストは低いが、数値的磁気単極子の絶対値は小さくはない。これら複数の技法を組み合わせることもまた可能であろうが、有効性について十分な検証はない。各技法には長所、短所があり、未だ決定版はなく、現在でも研究開発が進められている。

今回具体的に紹介した数値シミュレーション技法の一部は、例えば、磁場および電場に関するガウスの法則を拘束条件とするマクスウェル方程式に対してほとんどそのまま流用できる。また、非圧縮流体の数値シミュレーションにおいても、第2のアプローチは除くが、考え方は適用できるはずである。本稿で示した拘束条件を守るための3つのアプローチは、拘束条件を内在する時間発展方程式の多くに対しても数値シミュレーションを実現するための有効な指針のひとつになるであろう。

本稿は草野完也氏(名古屋大学)との共同研究を実施する中で習得した技術を整理し、紹介したものである。

## 参考文献

- 1) 若谷誠宏：プラズマ・核融合学会誌 **77** (2001) 455.
- 2) 三好隆博, 草野完也：プラズマ・核融合学会誌 **83** (2007) 228.
- 3) S. A. Orszag and C.-M. Tang: J. Fluid Mech. **90** (1979) 129.
- 4) G. Tóth: J. Comput. Phys. **161** (2000) 605.
- 5) T. Miyoshi and K. Kusano: Plasma Fusion Res. **6** (2011) 2401124.
- 6) T. Miyoshi and K. Kusano: J. Comput. Phys. **208** (2005) 315.
- 7) A. G. Kritsuk, *et al.*: Astrophys. J. **737** (2011) 13.
- 8) J. U. Brackbill and D. C. Barnes: J. Comput. Phys. **35** (1980) 426.
- 9) C. R. Evans and J. F. Hawley: Astrophys. J. **332** (1989) 659.
- 10) D. S. Balsara and D. S. Spicer: J. Comput. Phys. **149** (1999) 270.
- 11) K. G. Powell: ICASE Report 94-24 (1994).
- 12) A. Dedner, *et al.*: J. Comput. Phys. **175** (2002) 645.
- 13) 例えば、藤井孝蔵：『流体力学の数値計算法』(東京大学出版会, 1994).

(2013年10月9日原稿受付)

## Can Numerical Simulations Preserve \$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0\$?

Takahiro Miyoshi

abstract: This article describes numerical techniques to remove the influence of numerical magnetic monopole, \$\nabla \cdot \mathbf{B}\$, in magnetohydrodynamic (MHD) numerical simulations. The techniques are categorized into three groups: 1. solving an additional system of equations, 2. specially discretizing the induction equation, 3. following the time evolution of the magnetic monopole. The basic concept described here must be applicable to other systems of evolution equations with constraints.

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2014年2月に掲載可となった中から2014年3月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文) を以下に紹介します。図に関しては、原図はカラーのものでもモノクロで印刷しているの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「JPSJ注目論文」にカラー版を載せていますので、そちらをご覧ください。論文は掲載から約1年間は無料公開しています。また、関連した話題についての解説やコメントがJPSJホームページの「News and Comments」覧に掲載される場合もありますので、合わせてご覧ください。JPSJ編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思っています。物理学会会員からのJPSJへの自信作の投稿を期待します。

### 「烏合の衆」はどのようにしてまとまり、そしてコミュニケーションするのか—ミドリムシ生物対流の局在構造とその相互作用—

企業や組織などの人間の集団をまとめるためにはしっかりしたリーダーシップが必要である。リーダーがいない集団は「烏合の衆」となり、たとえ個々の能力が高くとも全体として統率のとれた協調行動は期待できない。一方で、そもそもリーダーになるだけの知性的個体はどこにも見当たらない水中の微生物の集団が、水の流れと相まって秩序だったパターンを作り、それがあたかも意思を持ったように振る舞うことがある。本論文の著者は、微生物の一種であるミドリムシが多数含まれる懸濁液を用いた実験を行い、ミドリムシの集団が(意思こそないものの)協調的に運動し、興味深い生物対流パターンを形成・維持することを明らかにした。対流自体はうろこ雲の模様などで日常的に観察され決して珍しくはないが、見つけた対流はたった一組(もしくは、ごく少数組)の渦対からなる「単位生物対流」ともいえるものである。しかもできあがった渦対は、あたかも意思を持つかのように、気まぐれに動き出したりその場にとどまったりする。この「単位生物対流」は、近年見つかった水とアルコールから成る混合液中に生成される局在対流パターンなどと類似している。この事実は、これらの一見全く異なる複数の非平衡系<sup>\*1</sup>が、共通の数学的手法で記述される可能性を示唆している。こういった系を研究することで、非平衡系における局在構造の形成や単純な生物の集団行動の理解に貢献することが期待される。

微生物は知性を持たないが環境に応じて運動を変えることが知られており、走性と呼ばれている。例えばミドリムシ(図1左)は葉緑素を持ち光合成を行うが、外界の光の強さに応じて運動方向を変える性質があり走光性と呼ばれている。特に強い光が当たると光源から逃れようとする性質がある。こういった走性により微生物懸濁液(微生物が多数含まれる溶液)が秩序パターンを形成することが古くから知られており生物対流と呼ばれている。生物対流を引

き起こす走性は色々あるが、特にミドリムシ懸濁液に下から強い光を当てた場合、生物対流のパターンが空間局在することが先行研究により報告されていた。報告された空間局在パターンは生物対流としては珍しいものの、中心部には多数の点構造、周辺部では振動する線状構造を持っておりその構造は複雑であった。このため、これが局在生物対流としてこれ以上単純化できない構造なのか、境界の影響は排除できているのか、といった問題には十分答えられていなかった。これに対し、広島大学大学院理学研究科数理解分子生命理学専攻の研究グループは、(1)局在生物対流として基本的なパターンはどんなものか、(2)基本パターンが複数ある場合なにが起こるのか、(3)他の現象とどういう関係があるのか、といった問題を解決するために実験を行い、これら3つの問いに対して答えを与えることに成功した。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2014年4月号に掲載された。

まず(1)の問題を解決するために2重円筒容器(図1中)を準備して周方向の壁の影響を排除し、更に懸濁液の微生物濃度を可能な限り薄くして単純な構造ができやすいようにした。また局在構造を作らせやすくするため、微生物濃度のある場所に集中させた初期状態を用意した。これらの工夫の結果、微生物集団が一箇所だけに集中した局在対流構造(“bioconvection unit”『単位生物対流』)を実験的に得ることに成功した(図1右)。これは最も単純な局在構造と考えられる。また、これとは異なる局在構造として、空間の一部の中だけで波が走るような局在対流パターン(『局在進行波』)を得ることに成功した。

(2)の問題に関して、こうして得られたパターンのうち、特に「単位生物対流」は一見すると保存系で見られるソリトンに似ているように見えるが、2つの「単位生物対流」を衝突させたときの挙動は両者が衝突すると1つにまとまったり、2つの「単位生物対流」が一定の距離を保って静止したりするなどソリトンとは全く異なる。これらの挙動は反応拡散系などの散逸系で見られるパルス解の挙動に類似している。

\*1 エネルギーのマクロな流れのある系。ここでは、とくに運動エネルギーが熱に変わっていく散逸系と呼ばれる系。



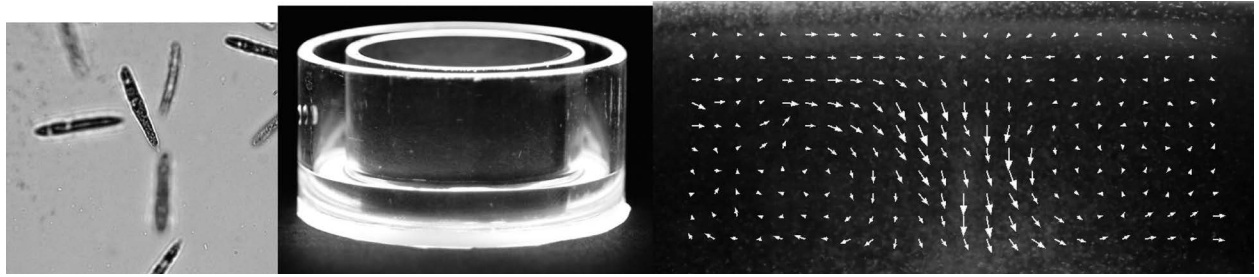


図1 左：ミドリムシ。中：実験容器。右：生物対流単位の中心部における生物集団の運動。

(3)の問題に関して、得られた2つの基本的な局在パターンは、水とアルコールの混合物のような2種混合流体における熱対流 (binary fluid convection) で見られるものにもよく似ている。binary fluid convectionではここでの局在進行波に似たものが昔から知られている。また最近になって幾つかの対流セルが局在領域に集中した convecton (『対流子』) と呼ばれる構造が報告されており、これは単位生物対流とよく似ている。ただし本論文で報告された生物対流においては、得られた局在進行波の幅は様々であること、対流子は静止しているが単位生物対流は速度を保つ場合があり、また速度が突然変わることがあるなどの特徴がある。

生物対流は微生物運動と流れの相互作用により発生すると考えられ、熱対流のように浮力による駆動が存在しない点が本質的に異なる。また反応拡散系は化学反応が空間的に結合した系であるため生物対流とは明らかに異なる。にも関わらず類似した局在パターンや現象が観測された背景には、これらの系に内在する数理的構造が類似している可能性が考えられる。実際 binary fluid convection, 孤立波を持つ反応拡散系の多くでは系が双安定性と言われる性質を持っており、系のパラメータが同じでも初期状態が違くと落ち着く先が異なるという特徴がある。ミドリムシ生物対流でも、あるパラメータ領域では対流ができる頻度が初期状態に依存することが確認されているため、この系もまた双安定性を持つことが示唆される。

本研究の成果は、微生物集団が周囲の流れと相互作用して一丸となり、あたかもひとつの構造のように振る舞う現象を実験的に明らかにしたのみならず、得られる局在構造を可能な限り単純化したことにより、本質的に異なる他の複数の系との間に現象の類似性を指摘した点が新しい。物理・化学的な過程が異なるのに類似した現象が観測される背景には、現象を支配する数理構造の類似性が期待される。本研究では、表層的な類似性の指摘にとどまらず、支配方程式がまだ明らかでないミドリムシ生物対流の数理構造として、双安定性の存在を示唆する実験的結果をも提示した点で、数理構造の類似性の解明にも一歩踏み出したといえる。こういった手法により、生物対流および散逸系の理解が進むのみならず、今後新規の現象を解析する際の指針になりうる結果といえる。

## 原論文

Localized Bioconvection Patterns and Their Initial State Dependency in *Euglena gracilis* Suspensions in an Annular Container

Erika Shoji, Hiraku Nishimori, Akinori Awazu, Shunsuke Izumi and Makoto Iima: *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** (2014) 043001.

(情報提供：庄司江梨花 (広島大学大学院理学研究科)

飯間 信 (広島大学大学院理学研究科)

西森 拓 (広島大学大学院理学研究科))

## スピンの波に現れる普通とは逆の量子効果

絶縁性の磁性体では、磁性原子に局在するスピンの磁気性を担う。スピン間には量子力学的な交換相互作用が働き、スピンを平行 (強磁性)、あるいは反平行 (反強磁性) にするように作用する。スピン間の交換相互作用が反強磁性的であるとき、図1(a)と(b)の一次元格子や正方格子の場合には、隣り合う全てのスピンを反平行に配置することができるので、古典的な意味 (スピンの大きさが一定のベクトルと見なす) で全ての交換相互作用エネルギーを最低にすることができる。一方、図1(c)の三角格子の場合には、隣り合う全てのスピンを反平行に配置することができないので、交換相互作用エネルギーを全て最低にすることができない。このような状況を幾何学的フラストレーションがあるという。

本研究の対象物質  $\text{Cs}_2\text{Cu}_3\text{SnF}_{12}$  では、磁性原子である銅が図1(d)の籠目格子を形成し、大きさ1/2の銅のスピン間には反強磁性の交換相互作用が働く。このような籠目格子反強磁性体では、格子が三角形から構成されているので、強い幾何学的フラストレーションがある。更にスピンの大きさが1/2のように小さい場合には、量子効果が顕著に現れ、安定な状態は簡単には分からない。まして、磁気励起については、確立されたものがない状況である。そのため、スピンの小さい籠目格子反強磁性体は磁性分野の最前線として、理論と実験の両面で活発な研究が繰り返されている。

一般に、磁性体の磁気励起は、スピンの平衡状態の周りの振動が波として伝搬するスピン波でよく表され、そのエネルギーと波数 (単位長さあたりの波の数) の関係はスピン波理論で求められる。しかし、図1(a)や(b)のようなフラストレーションのない反強磁性体では、スピン波のエン

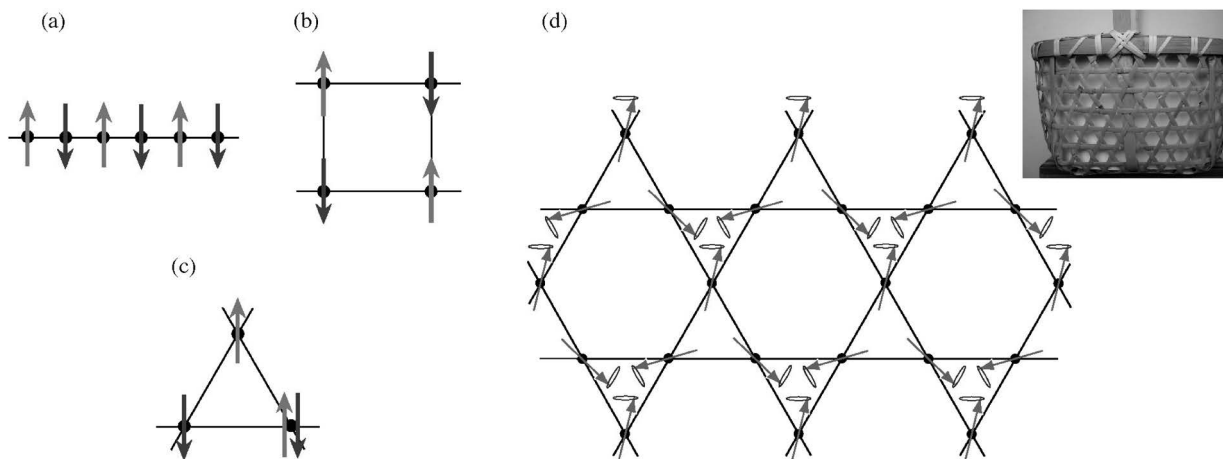


図1 一次元格子 (a), 正方格子 (b), 三角格子 (c) 上で反強磁性的な相互作用をするスピン. (d) は籠目格子反強磁性体のスピン配置 (薄い灰色の矢印) と振動運動を表す. 右上は籠目格子の名前の由来となった竹籠の編目.

ルギーは量子効果によってスピン波理論で求めた値よりも大きくなることが知られている. 量子効果による励起エネルギーのスピン波理論からのずれは, スピンの大きさが小さく, 系の次元が低いほど顕著になる. 特にスピンの大きさが1/2の一次元反強磁性体では励起エネルギーの厳密な解があり, スピン波理論の解の $\pi/2$ 倍になることが分かっている. このように, フラストレーションのない反強磁性体では, スピン波のエネルギーは量子効果によってスピン波理論の値よりも一般に大きくなる. これは励起エネルギーの量子再規格化 (quantum renormalization) と呼ばれている. 一方, 幾何学的フラストレーションと量子効果が強く働くスピン1/2の三角格子や籠目格子反強磁性体の励起エネルギーについては, 詳しいことが分かっていた.

最近, 大阪府立大学, タイ Mahidol 大学, 東北大学, 東京工業大学の研究グループは, 東工大グループが開発したスピン1/2の籠目格子反強磁性体  $\text{Cs}_2\text{Cu}_3\text{SnF}_{12}$  の単結晶を用いた中性子散乱実験を行い, (1) この物質が磁気相転移を起こし, 秩序相の磁気構造が図1(d)の薄い灰色の矢印で示したような三角構造になることを明らかにし, (2) 磁気励起のエネルギーが, 通常の量子効果とは逆に, スピン波理論で求めた値の約60%にしかならないことを発見した. 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2014年4月号に掲載された.

磁気励起のエネルギーがスピン波理論で求めた値よりも大きく減少する「励起エネルギーの負の量子再規格化」は初めて実験的に観測された現象である. このような励起エネルギーの負の量子再規格化は, スピンの大きさが1/2の三角格子反強磁性体で, 三角スピン構造と量子効果の相乗効果により, ある波数領域で部分的に起こることが理論的に指摘されていたが, 本研究で発見されたスピン1/2の籠目格子反強磁性体の負の量子再規格化は, 波数によらず一律に起こる現象であることが注目すべき点である. 本研究で見出された「励起エネルギーの負の量子再規格化」は磁

気励起の新概念形成に資する重要な発見と位置づけられる.

本研究の対象物質  $\text{Cs}_2\text{Cu}_3\text{SnF}_{12}$  では, 大きなジャロシンスキー・守谷 (DM) 相互作用のために, 磁気相転移が起こるが, DM相互作用が小さい場合には, 磁気相転移は起こらず, スピンの液体状態が安定になることが理論的コンセンサスになっている. そのような場合の磁気励起が如何なるものかは全く分かっていない. このように, スピンの小さい籠目格子反強磁性体は未知の部分が非常に多く, 新量子現象の発見が大いに期待される研究対象である.

## 原論文

Large Negative Quantum Renormalization of Excitation Energies in the Spin 1/2 Kagome Lattice Antiferromagnet  $\text{Cs}_2\text{Cu}_3\text{SnF}_{12}$

Toshio Ono, Kittiwit Matan, Yusuke Nambu, Taku J. Sato, Kazuya Katayama, Satoshi Hirata and Hidekazu Tanaka: *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** (2014) 043701.

(情報提供: 田中秀数 (東京工業大学大学院理工学研究科)

佐藤 卓 (東北大学多元物質科学研究所))

## 第一原理計算で見る窒化による希土類磁石の高性能化

国内総電力の50%以上はモータに消費されている. 高性能永久磁石はハードディスク, エアコン, 洗濯機など様々な用途に使われているが, 特にハイブリッド車, 電気自動車や風力発電機への需要が近年急速に伸びている. 永久磁石の性能は磁化と保磁力で特徴づけられ, 後者は結晶磁気異方性と正の相関を示す. 性能指数が最も高い永久磁石は希土類磁石と呼ばれる物質群である. 希土類磁石は鉄あるいはコバルトを基調とし, その密度を高めて大きな磁化を実現するとともに, 少量の希土類元素を加えて結晶磁気異方性を増強する. このうちネオジム磁石 ( $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ ) が過去30年間, 最強の磁石である. しかしネオジム磁石は温度特性が悪く, 自動車の使用温度 (200°C程度) では必要な保磁力が得られない. そこで, 高温での保磁力を補

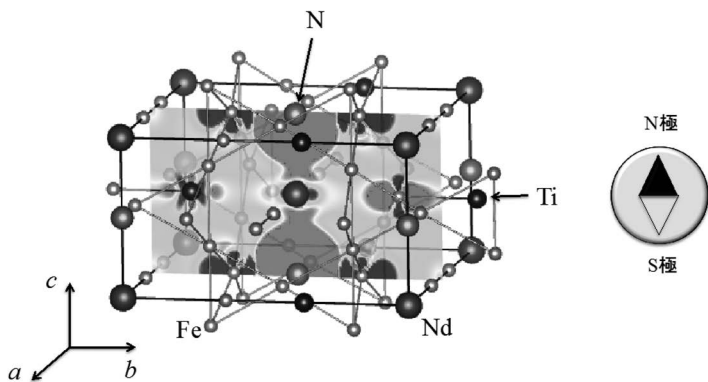


図1 希土類磁石NdFe<sub>11</sub>TiNの結晶構造と窒化による電子密度の変化。

強するためにネオジムの一部をジスプロシウムで置換する。重希土類のジスプロシウムは希少元素であり、これが新聞紙上などで資源問題として大きく報道されている。またジスプロシウムは保磁力を向上する一方で磁化の低下をもたらすため、耐熱性と引き換えに磁石性能が低下してしまう。このため高性能永久磁石の開発、そのための磁石機能の電子論的理解に大きな注目が集まっている。

希土類磁石のうちThMn<sub>12</sub>型構造をもつRFe<sub>12-x</sub>M<sub>x</sub> (Rは希土類元素、Mは安定化元素と呼ばれる)はxを小さくすることができれば高い鉄密度が実現されるため高性能磁石になるポテンシャルを秘めている。このうちNdFe<sub>11</sub>TiではRとして元素存在比が比較的大きなネオジムが用いられ、またMにチタンを選ぶことでx=1という高い鉄密度の化合物が安定化している。この化合物を窒化すると強い一軸異方性と磁化の増大が観測される。

最近、産業技術総合研究所ナノシステム研究部門と物質・材料研究機構の研究グループは、NdFe<sub>11</sub>TiNにおいてチタンと窒素が磁性に与える影響を密度汎関数理論に基づい

た第一原理計算を用いて明らかにした。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2014年4月号に掲載された。

希土類磁石の強い磁気異方性は希土類の4f電子に起因する。結晶中の4f電子の空間分布は球対称からわずかにずれ、他の電子や原子核が作り出す結晶場に応じて最適な方向が決まる。NdFe<sub>11</sub>TiNに対する第一原理計算の結果、窒化によりネオジムと窒素の間に結合電荷が形成され、ネオジムからc軸方向の電子密度が増加することがわかった(図1)。その電子反発を感じるネオジムの4f電子がab面内に広がるのが、強い一軸異方性の原因であると考えられる。この結果は結晶場係数の計算から半定量的に確かめられた。また窒素の2p電子は鉄の3d電子より深くにエネルギー準位をもつ。両者が軌道混成した反結合状態がフェルミ準位近傍に出現する。その占有数がスピン状態に依存することが窒化による磁化の増大の原因である。一方、鉄原子の一部をチタン原子で置換すると、チタンの3d準位が非占有軌道を形成し、フリーデルの総和則にしたがって顕著な磁化の低下をもたらすことがわかった。これらの結果は、軌道混成の詳細により磁気特性が大きく変化する可能性を示唆しており、置換元素や添加元素を変えた周辺物質に対する新磁石化合物の探索が今後期待される。

#### 原論文

First-Principles Study of Magnetocrystalline Anisotropy and Magnetization in NdFe<sub>12</sub>, NdFe<sub>11</sub>Ti, and NdFe<sub>11</sub>TiN  
Takashi Miyake, Kiyoyuki Terakura, Yosuke Harashima, Hiori Kino and Shoji Ishibashi: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 043702.

〈情報提供：三宅 隆(産業技術総合研究所 ナノシステム研究部門)〉

### 応用物理 第83巻 第7号(2014年7月号) 予定目次

特集：量子エレクトロニクス/スピントロニクス/非晶質・微結晶

Science As Art：ナノの世界に踊る金の水滴 ……中田芳樹  
今月のトピックス

特別記事〈応用物理学会業績賞受賞者随想〉

量子ドットの研究：開始から30年を経て ……荒川泰彦  
酸化物集積化ナノテクノロジーとSTEMテクノロジー

……………鯉沼秀臣

今月号の概要：量子エレクトロニクス/スピントロニクス/  
非晶質・微結晶……………『応用物理』編集委員会  
解説

光によるスピン秩序の制御：新しいフォトンクス材料を磁性で  
創る研究……………宗片比呂夫  
ソリューション法による電子デバイス形成の課題と

そのソリューション……………下田達也

共鳴トンネルダイオード；テラヘルツ波の実用光源への期待  
……………浅田雅洋，鈴木左文

#### 最近の展望

熱活性領域におけるスピントルク磁化反転の理論…………谷口知大  
テラヘルツ波を用いた無線通信技術の進展；光技術と

エレクトロニクス技術からのアプローチ……………永妻忠夫

#### 研究紹介

完全表面結晶化による透明結晶化ガラスの創製…………高橋儀宏，他  
1.5 μm帯パルス光励起での低温成長GaAs光伝導アンテナ

によるテラヘルツ波検出……………角屋 豊

電流による磁区の一斉移動；スピン軌道相互作用を利用した  
磁化制御技術の新展開……………林 将光  
ホッとひといき

飲みこむ動作は科学的に分析できるか？；お粥，ビール，錠剤  
の飲みこみ……………林 豊彦

3Dプリンターが拓くものづくり新時代 ……丸尾昭二  
電子顕微鏡で分子像を撮る；実験は、鬼(ONI)のいぬ間に

……………八瀬清志

## 第69回年次大会 シンポジウムの報告

### 領域委員会

物理と社会「物理における次世代育成—裾野を広げるために」  
理事会提案：斯波弘行（日本物理学会会長）

世話人：森 初果（東大物性研），  
三沢和彦（東京農工大院工）

[A] はじめに（斯波弘行：日本物理学会会長），中学校，高等学校における次世代育成への取り組み（植木 勉：JST 理数学習支援セ），物理教員支援のための取り組み—高校物理の授業に役立つ基本実験講習会—（兵頭俊夫：高エネ研），日本物理教育学会に見る次世代育成の実践（高橋憲明：日本物理教育学会），女子中高生への取り組み（夏の学校，関西科学塾）（田島節子：阪大院理），土曜日の物理学校：ドイツと阪大での次世代育成の取り組み（藤田佳孝：阪大核物理セ），全体討論（谷口和成：京都教育大），終わりに（三沢和彦：東京農工大院工）

[B] 日本物理学会では，物理学に関する教育・人材育成の観点から「若い世代へ物理学を広める」ことを目指した活動を進めている。本シンポジウムでは，国内外における次世代育成の取り組みを各機関より紹介いただき，今後の活動に向けて，全体討論を行った。

はじめに，斯波会長の挨拶の後，JSTの植木勉事務長より，中高生の人材育成の現状と課題について紹介いただいた。続いて，高エネ研の兵頭俊夫氏より，高校物理教員を支援するための活動として，「物理に役立つ基本実験講習会」を毎年開催していること，そしてそのDVDを無料で配布していることが紹介された。さらに，高橋憲明日本物理教育学会会長より，高校生が小学生に科学の面白さを伝える取り組みとして，「青少年のための科学の祭典」や「理科実験野外教室」が披露された。また，田島節子氏より，とりわけ少数派になりがちな女子生徒を支援する活動として，「女子中高生夏の学校」と「関西科学塾」について講演いただいた。最後に，阪大藤田氏よりドイツの高校生土曜学校に習い，高校生が「知る」から「わかる」科学の学校を開催していることが紹介された。

日本物理学会と日本物理教育学会の初のコラボシンポジウムとなった。今後，多様な次世代育成の取り組みが連携して，「物理の裾野を広げる」グランドプランの構築を行う必要性が共有されるなど，大変有意義なシンポジウムとなった。

物理と社会「3年後の福島～今どうなっているのか～」

原科 浩（大同大教養）

[A] 趣旨説明（原科 浩：大同大教養），原子力発電プラントと福島（後藤政志：NPO法人APAST），福島におけ

る汚染，被曝，そして社会（田崎晴明：学習院大理），福島原発事故をふまえた原子力政策のあり方（吉岡 齊：九州大），福島原発事故によって何が破壊されたのか（荒木田 岳：福島大行政政策），総合討論

[B] 後藤政志氏は，原子力プラント技術者の立場から，現状の問題点に触れ，さらにどのように事故が起こったのか・事故を防ぐ機能が動作しえなかったのかを説明した。そして過酷事故対策として必須かつ重要なフェイルセーフ機能が設計思想に欠けていること，規制庁の安全基準にも盛り込まれていないことに言及した。田崎晴明氏は，放射線理解の基礎に触れた後，放射線影響について報告した。内部被曝，外部被曝ともに現状ではかなり低くなっていること，例外的に被曝線量が高い人を探し出す必要があることに言及した。また事故後の初期のヨウ素被曝への無策や大規模な避難の影響がいまだもって深刻であることを指摘した。吉岡齊氏は，原発が再稼働せんとする現状に対して，その前提が成り立っているのかを問うた。電力需要，電力会社の赤字増のデータから再稼働の必然性はなく，逆に脱原発への困難はない。新規制基準も，すべての原発が合格するように作られており，安全性そのものが担保されていない。荒木田 岳氏は，事前に決められていた事故対応の指針にそった対応が行われず，測定されていた各種データが住民に公開されなかったため，無用な被曝を拡大させていった問題を指摘した。なし崩し的に安全基準を緩和させていったとき，だれがお墨付きを与えたのか。理系科学者が何も言わないのはなぜなのかと厳しく問いかけた。総合討論では，放射線リスク，汚染水問題，事故処理，廃炉の見通し，人材育成などについて議論が行われた。詳細な報告が二期「科学・社会・人間」5号に掲載される予定である。

物理と社会「福島第一原発事故への学術の関わり～3年間の活動と今後」

理事会提案：斯波弘行（日本物理学会会長）

[A] シンポジウムの趣旨説明（斯波弘行：日本物理学会会長），福島第一原子力発電所の現状と課題（山本章夫：名大工），汚染水問題と海洋拡散の状況（小林卓也：原子力機構・原子力基礎工学研究部門），事故後初期の放射性物質の環境汚染状況（大塚孝治：東大原子核セ），福島の内外部被曝と外部被曝（早野龍五：東大理），被災動物の包括的線量評価事業の立ち上げと経過報告（福本 学：東北大加齢研），放射線測定データアーカイブズへの道（伊藤好孝：名大STE研），おわりに（兵頭俊夫：日本物理学会副会長）

[B] 福島第一原発事故から3年経過した今、事故後のプラント現状や、3年間の学術の取り組みについて、広く学会内外の専門家から会員が学び、議論を行う場として本シンポジウムが開催された。原子炉専門家の山本氏(名大)からは、事故プラントの処理の現状と展望、問題点について、小林氏(原子力機構)からは、流失した汚染水の海洋での伝搬と影響についてお話を伺った。放射線病理学の福本氏(東北大)からは、現地に残された家畜から採取したサンプルから、内部被爆の実態と生体への影響解明についてお話を伺った。氏の軽妙洒落な話術の傍ら、現場での生体サンプル採取作業の凄さに驚いた。会員からは、大塚氏(東大)から、事故初期から原子核物理学者が甲状腺被爆調査や土壌調査で果たした役割と成果について、早野氏(東大)からは福島での内部・外部被爆状況の調査への努力とその現状について、伊藤氏(名大)からは、原発事故に関わる放射線測定データを後世へ残すための努力と学会理事会としての活動が報告された。会員からも活発な質問やアイデアが出され、学会内外を結ぶ有意義な場となった反面、開催準備の段階での様々なミスにより各方面に迷惑をかける事にもなった。反省点を生かし有意義な機会が続いていく事が望まれる。(報告:伊藤好孝(名大STE研))

#### 素粒子実験領域, 素粒子理論領域, ビーム物理領域「国際リニアコライダーの現状と展望」

田島 治 (KEK 素核研)

[A] 趣旨説明(駒宮幸男:東大理), ILCの物理(実験)(末原大幹:九大理), ILCの物理(理論)(岡田安弘:KEK理論セ), ILC加速器の開発と建設(早野仁司:KEK加速器), ILC計画の展望(山下了:東大素粒子セ)

[B] 本シンポジウムは国際リニアコライダー(ILC)の物理的意義と計画の状況を多くの会員と共有するために企画しており、最近の物理学会では連続して開催している。毎回の開催で食傷気味ではないかとの心配もあったが、今回も200名超の出席者で盛況なシンポジウムとなりILCに対する関心の高さを感じる。

最初に駒宮氏による趣旨説明があった。ILCの物理と状況を簡潔に紹介すると共に、その後の講演を的確に網羅した。その後、末原氏、岡田氏によるILCの物理に関する講演があった。末原氏の実験的観点からのILCとLHCの的確な比較、岡田氏の標準理論の歴史とそれを超えた物理を網羅した講演は非常によい対となっていた。続いて早野氏が、加速器の建設にむけた開発状況を紹介した。会場の多くをしめる非専門家に配慮され、また、ものづくりの最先端の様子がその当事者から伝わってくる好演だった。最後は山下氏による国内外、産業界、政界まで含めた実現に向かう状況の解説があった。機微にかかわる部分もあり、話を作りにくいタイトルにもかかわらず、ILCの経緯、状況、展望について、正確な状況を理解することができたと思う。

以上、今回はとくに中身を掘り下げた濃密な内容となり、

一般会員のみならず、日頃ILCに関わっている筆者にとっても充実したシンポジウムであった。(報告:高橋 徹(広島大))

#### 素粒子実験領域, 宇宙線・宇宙物理領域「ミュオンとニュートリノで拓く地球観測フロンティア」

吉岡瑞樹(九大RCAPP)

[A] はじめに(相原博昭:東大理), 地球内部起源ニュートリノの観測(榎本三四郎:ワシントン大), 火山のミュオグラフィ(田中宏幸:東大地震研), 素粒子で拓く地球ダイナミクス(中川貴司:海洋研究開発機構地球内部ダイナミクス領域), 地球ニュートリノで拓く地球熱史(渡辺寛子:東北大ニュートリノ), 大型ニュートリノ実験による地球トモグラフィ(保科琴代:Univ. of Wisconsin)

[B] 本シンポジウムはミュオンとニュートリノを地球内部探査のプローブとして、これまでになく新しい物理量を引き出すことを目的とした、物理学、地球科学の境界領域について論じたものである。素粒子を用いた地球観測研究の歴史とそのポテンシャルを含む趣旨説明に続く6講演では、地球表層部(火山活動)、中層部(マントル)、深部(コア)のダイナミクスの新しい理解につながる技術開発研究(ミュオグラフィ、地球内部起源ニュートリノ観測、ニュートリノ吸収/振動トモグラフィ)についての最新動向が報告された。その中で、密度、放射性元素(重元素)量、電子核子比などこれまでの地球観測学では得ることができなかった新しい物理量を観測することにより、どのような新しいサイエンスが展開できるかについて、議論があった。シンポジウム開始時には参加者数は50人程度であったが、シンポジウム終了までには130人程度にまで増えた。物理学会のシンポジウムとしては学際色のきわめて濃い(ある意味異色の)シンポジウムであったが、一定の成功をおさめたと言える。(報告:相原博昭(東大理))

#### 素粒子実験領域「Japan-Korea Joint Symposium: New Detector Technologies」

吉岡瑞樹(九大RCAPP)

[A] Introduction(堺井義秀:KEK素核研), Innovative pixel sensors with an SOI technology(新井康夫:KEK素核研), Status of CMS Muon upgrade with GEM(Park Inkyu:Univ. of Seoul), MPGD R&D studies in Japan(越智敦彦:神戸大理), Enriched CaMoO<sub>4</sub> crystal scintillator development for neutrinoless double beta decay search(Kim Hong Joo:Kyungpook National Univ.), Liquid Scintillator for Neutrinoless Double Beta Decay Search(清水 格:東北大RCNS), Development of low background CsI: Tl and NaI: Tl crystals for WIMP search(Lee Hyun Su:Ewha Womans Univ.)

[B] 日本物理学会、韓国物理学会の素粒子実験分野に関する第8回共同シンポジウムとして開催された。これまで、実験結果や将来計画に関するシンポジウムであったが、今回は素粒子実験に使用される測定器に関する新しい技術、

検出方法について、日本、韓国双方から3名ずつ講演を行った。後半は、ニュートリノレス・ダブルベータ崩壊及び暗黒物質探索のための検出器技術に関する講演であったので、宇宙線・宇宙物理領域、実験核物理領域との合同シンポジウムとした。聴衆は約50名であった。Micro Pattern Gaseous Detector 測定器の開発、及び、低放射線バックグラウンドのシンチレーション検出器の開発については、日韓双方から講演があり、互いの技術情報の交換が行われた。また、KEKが中心になって行っているSOI技術を用いたピクセルセンサーについては、韓国側も大いに興味を示すなど、双方の交流に大きく貢献するシンポジウムとなった。(報告：蔵重久弥(神戸大))

### 理論核物理領域、実験核物理領域「J-PARCにおけるストレンジネス核物理：日韓交流プログラム」

住吉光介(沼津高専)

[A] Analysis of  $\Xi$  production with Kaon beams (Oh Yongseok: Kyungpook National Univ.), Study of hypernuclei close to neutron drip-line: Search for neutron-rich hypernucleus  ${}^{\Lambda}_{\Lambda}H$  by the  $(\pi^-, K^+)$  reaction (Sakaguchi Atsushi: Osaka Univ.), The light double hypernuclei,  ${}_{\Lambda\Lambda}{}^4H$  and  ${}_{\Lambda\Lambda}{}^6He$ , in Halo/Cluster Effective Field Theory (Ando Shung-Ichi: Deagu Univ.), Structure of  $\Lambda$  hypernuclei with AMD (Isaka Masahiro: RIKEN), Nuclear equation of state from lattice QCD simulations (Inoue Takashi: Nihon Univ.), Hyperon productions with the pion beam at J-PARC (Nam Seung-il: Pukyong National Univ.), H-Dabaryon Search with the Hyperon Spectrometer (E42) (Ahn Jung-Keun: Pusan National Univ.), Strangeness Physics using 2 GeV/c beam line at J-PARC (Takahashi Toshiyuki: KEK)

[B] 本年会では、韓国側から、J-PARCに関わる物理を研究している実験、理論の両面から2名、合計4名を招待した。実際、韓国ではJ-PARC-Korea centerが設立し、J-PARCに関わる研究者が増えている。こういう事情から、日韓交流プログラムの一環としてJ-PARCに関わるストレンジネス核物理の最近の発展、今後の発展についてシンポジウムという形で意見交流を行うこととした。実際、日本側からは、最近実験された中性子過剰ハイパー核、 ${}^{\Lambda}_{\Lambda}H$ の結果、今後のJ-PARCで行われるストレンジネス核物理プロジェクトの説明、重いシングルラムダハイパー核からEOSの最近の理論的発展について報告があった。

また、韓国側からは、 $\Xi$ 粒子などのハイペロンのスペクトロスコーピーからH-ダイバリオンの探査実験の計画が報告された。シンポジウム中は活発な質問が飛び交い、実に有意義なシンポジウムであり、今後のJ-PARCにおけるストレンジネス核物理の発展が期待される。

### 実験核物理領域、理論核物理領域、素粒子実験領域、素粒子論領域、宇宙線・宇宙物理領域「二重ベータ崩壊研究の最前線」

宮地義之(山形大理)

[A] 趣旨説明(岸本忠史:阪大理)、レプトジェネシスと二重ベータ崩壊(浜口幸一:東大理)、荷電交換反応による二重ベータ核行列要素の研究(矢向謙太郎:東大CNS)、二重ベータ崩壊探索実験の世界情勢(小川 泉:福井大工)、KamLAND-Zen実験の現状と将来(丸藤祐仁:東北大RCNS)、CANDLES実験の現状と将来(梅原さおり:阪大RCNP)、DCBA実験の現状とMTD実験計画(角野秀一:首都大理工)

[B] ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索の研究の最前線について理論・実験的な観点から概観する目的でシンポジウムを開催した。はじめに、浜口氏より素粒子論・宇宙論的な立場からBICEP2実験が発表した最新の結果も取り入れながら、ニュートリノレス二重ベータ崩壊の研究意義について今後の探索目標も示しながら講演が行われた。矢向氏の講演では、荷電交換反応を使って、核行列要素研究を行う実験的取り組みについて講演していただき原子核物理学的な立場から、研究の展開について概観した。シンポジウム後半では、ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験の世界情勢(小川氏)と日本国内の大型実験課題(KamLAND-Zen実験:丸藤氏、CANDLES実験:梅原氏、DCBA実験:角野氏)の現状と将来計画についての講演をしていただいた。KamLAND-Zen実験の講演では、これまでの測定によって得られた世界最高感度の結果と感度向上を狙った高感度化の取り組み(純化作業)が紹介され、近い将来の新しい結果に期待が寄せられる成果が出ていることが紹介された。CANDLES実験の講演では、バックグラウンド低減化の具体的な取り組みやカルシウム崩壊核の濃縮計画が示され、将来の高感度探索実現への取り組みが紹介された。DCBA実験の講演では、現状と将来計画(MTD実験)が紹介され、飛跡検出を行う検出器の特徴を生かした実験的アプローチと将来計画の重要性が報告された。ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索の重要性と実験的研究の活発な競争の現状を手取るように感じられるシンポジウムであった。

### 実験核物理学領域、理論核物理領域、素粒子実験領域、素粒子論領域「核子構造研究の最新結果と将来計画～核子のスピン和の理解へ向けて～ Latest results and future programs on the nucleon structure—Toward an understanding of the nucleon spin—」

上野秀樹(理研仁科セ)

[A] Introduction (Yuji Koike: Niigata Univ.), Study of the nucleon structure by perturbative QCD (Hiroyuki Kawamura: KEK), U.S. programs for study of the nucleon structure (Richard Milner: MIT), Experimental study with lepton scattering (Takahiro Iwata: Yamagata Univ.), Decomposition of the nucleon spin (Yoshitaka Hatta: Kyoto Univ.), Study of the nucle-

on structure by lattice QCD (Taku Izubuchi: BNL), Experimental study with polarized p+p and e+p collision (Itaru Nakagawa: RIKEN Radiation Lab.), Experimental study with Drell-Yan process (Kenichi Nakano: Tokyo Tech.)

[B] このシンポジウムでは40名程度の参加者に対し、核子のスピン和の理解を中心とした核子構造の理論的および実験的研究のこれまでの発展と最新の結果、そして将来の核子構造の精密理解へ向けた展望が講演者により示され、それに対する活発な議論が行われた。実験的研究としては、岩田氏により偏極レプトン散乱実験、中川氏により偏極陽子衝突実験、中野氏によりDrell-Yan実験のこれまでの発展と最新の結果が示された。理論的研究としては、川村氏により摂動論的QCDに基づく核子構造の3次元描像、八田氏により核子のスピン和(スピン分解)の厳密な理解、そして出渕氏により格子QCDの計算科学の急速な発展に伴う最新の進展、今後の展望が示された。これらの理論的研究に基づき、核子構造の精密理解へ向けた理論的な基盤、問題解決に対する筋道が与えられた。そして実験の将来計画としては、核子構造の3次元描像の確立へ向けて、偏極Drell-Yan実験等の偏極ハドロン実験(COMPASS/SeaQuest/RHIC)、偏極レプトン散乱実験(COMPASS/EIC)が示され、特に偏極電子陽子衝突実験であるEIC計画に対してはRichard Milner氏による米国としての進展が示された。

#### 宇宙線・宇宙物理領域、理論核物理領域「重力波源とその電磁波、ニュートリノ対応天体」

谷口敬介(東大総合文化)

[A] はじめに(井岡邦仁: KEK 素核研), 連星中性子星合体による重力波, 電磁波, ニュートリノ放出(仏坂健太: 京大理), 超新星爆発による重力波, 電磁波, ニュートリノ放出(固武 慶: 福岡大理), 重力波源のX線・ガンマ線対応天体(村瀬孔大: プリンストン高等研), 重力波源の光学赤外線対応天体(田中雅臣: 国立天文台), 重力波源の電波対応天体(端山和太: 阪市大理), 超新星爆発によるニュートリノ観測と重力波(小汐由介: 岡山大理), 重力波と電磁波対応天体を用いた重力理論の検証(八木絢外: モンタナ州立大)

[B] コンパクト連星の合体や超新星爆発からは、重力波、さまざまな波長帯の電磁波、ニュートリノが放出される。そのような「マルチメッセンジャー」を観測する体制が、現在整いつつある。重力波については、その直接観測を目指してレーザー干渉計KAGRA(日本)が建設中であり、LIGO(米)やVirgo(仏伊)などもアップデート中で、5年以内の観測が期待されている。また、さまざまな波長帯の電磁波については人工衛星と望遠鏡によって、ニュートリノについては水チェレンコフ検出器や液体シンチレーション検出器を用いて観測可能である。これらの観測を通して、重力波源を電磁波によって追観測したり同時観測したりすることは、重力波源の特定に重要な役割を果たし、観測を

より豊かにすると考えられている。一方、近年の数値シミュレーションの発展により、コンパクト連星の合体や超新星爆発からの重力波、電磁波、ニュートリノの発生、放出についても詳細に解明されてきた。更に、重力波と対応天体からの電磁波を使った重力理論の検証も盛んに研究されるようになってきた。本シンポジウムでは、重力波観測が可能になると期待される5年後を見据え、理論と観測の両面から研究の現状を概観した。

#### ビーム物理領域、領域1、領域2「フェムト秒・アト秒電子ビームの生成・測定・応用」

阿達正浩(KEK)

[A] はじめに(小方 厚: 阪大産研), エネルギー変調セルを付属した高周波電子銃によるフェムト秒電子線パルスの発生(坂上和之: 早大先進理工), アト秒X線レーザーの発振にむけたXFELパルス圧縮手法の提案(田中隆次: 理研放射光セ), レーザー航跡場加速を用いた極短電子ビームの安定生成(細貝知直: 阪大光科学セ), アト秒電子線パルスの発生と応用展開(管 晃一: 阪大産研), 表面プラズモン共鳴を介した電子バンチのEO計測技術の展望(岡安雄一: JASRI), フェムト秒電子ビームを用いたTHz発生と利用(黒田隆之助: 産総研)

[B] このテーマでのシンポジウムは初めてであった。看板は「フェムト秒・アト秒」であったが、話題の中心は10-100 fsのバンチ長ビームにおける地に足がついた研究であった。すなわち坂上氏は特殊なセル形状の電子銃によりバンチ長100 fsで100 pCというバンチ生成が可能であることを示した。細貝氏はプラズママイクロブティックス、ステージング等の技術によりレーザー加速を安定化し、その実用化を示唆した。岡安氏による有機EO結晶DASTによる10 fs台のバンチ長計測には、「私も使いたい」という立場からの質疑が盛んであった。黒田氏はフェムト秒バンチから得るコヒーレントなTHz光の利用を、実例とともに示した。

いっぽう菅氏はマイケルソン干渉計を用いたバンチ長1 fs程度の測定結果と、このバンチのゲル線量計中の軌跡を示したが、未解明の問題が含まれ興味深かった。「アト秒」を正面から取り上げたのは、SACLAにおいて10 keV, 50 as, 6.6 TWのX線パルスを得るという田中氏の計画であった。アト秒領域の今後の発展に期待したい。

もともとビーム物理領域からの提案のシンポジウムだったので、電子ビームの話題が中心となったが、領域1・2の方、さらにそれ以外の領域からも参加していただいた。今回は立案段階から他領域と連携し、たとえばアト秒パルスレーザーとの対比などをテーマに加えるのも一案であろう。

#### 領域1、ビーム物理領域、実験核物理領域「新たな加速器技術の放射線物理研究への適用と今後の展望」

笹 公和(筑波大加速器)

[A] はじめに(笹 公和: 筑波大加速器), 加速器質量

分析法 (AMS) の最新の話題と福島第一原発事故への対応 (松崎浩之: 東大MALT), ERL 加速器による逆コンプトン $\gamma$ 線核種分析: 核セキュリティへの応用と福島への貢献 (早川岳人: 原子力機構 QuBS), 小型加速器による可搬型 X 線透過装置の開発と核物質探査 (上坂 充: 東大工学系), レーザー照射クラスターターゲットによる粒子線加速 (福田祐仁: 原子力機構関西研), 理研 RIBF における稀少 RI リングの展望 (小沢 顕: 筑波大数理), KEK デジタル加速器での多種イオン加速の可能性と放射線物理学その他への応用 (高山 建: KEK 加速器)

[B] 本シンポジウムでは, 先端的な加速器技術開発とその粒子線物理及び放射線応用研究に携わっている 6 名の方々に講演を依頼した。まず, シンポジウム前半では, 放射線物理学の観点から福島第一原発事故に対応した加速器研究の適用例をご紹介いただいた。東京大学の松崎氏からは, 加速器質量分析法 (AMS) の解説と福島第一原発事故由来の放射性ヨウ素 129 の調査研究の報告があった。次に, JAEA の早川氏からは, 次世代放射光源として期待されている ERL (エネルギー回収型ライナック) を用いた逆コンプトン $\gamma$ 線の物理と核セキュリティ・福島第一原発事故への対応について紹介があった。また, 東京大学の土坂氏からは可搬型小型加速器による X 線透過装置の研究開発状況とその応用としての核物質探査の話があった。

シンポジウム後半では, 最先端の加速器技術として, レーザー照射による粒子線加速の原理と最新の研究成果の紹介が JAEA の福田氏からあった。次に, 本年稼働を開始する理研 RIBF の稀少 RI リングについての紹介が筑波大の小沢氏からあり, 最後に全核種対応型デジタル加速器の今後の展望と放射線物理学等への応用の可能性について KEK の高山氏から報告があった。特に, 高エネルギークラスター加速の可能性について, 活発な議論が行われた。

本シンポジウムは, 領域 1 とビーム物理領域及び実験核物理領域との合同による開催であり, 加速器から放射線物理学及び原子核物理学を専門とする研究者等の 100 名近い参加者による活発な議論と意見交換が行われた。加速器技術の現状を俯瞰し, 今後の放射線物理研究への適用の課題と展望について理解を深めることができた。

## 領域 2, 領域 10 「ヘリウムプラズマ照射により誘起される金属表面ナノ構造の新展開」 大野哲靖 (名大工)

[A] 繊維状ナノ構造との遭遇とその成長初期段階 (高村秀一: 愛工大), ヘリウムプラズマ照射によるタングステンナノ構造の形成と物性変化 (梶田 信: 名大エコ), タングステンナノ構造形成過程の電子顕微鏡その場観察 (宮本光貴: 島根大総理工), ヘリウム照射により発現するタングステンナノ構造の光触媒特性 (吉田朋子: 名大エコ), タングステンへの水素ヘリウム同時照射における透過実験 (Lee Heun Tae: 阪大院工), タングステン中の希ガス凝集・拡散機構の理論的説明: 第一原理計算と分子動力学計算

(田村友幸: 名工大), 局所エネルギー・局所応力計算法による金属中の格子欠陥特性の解明 (香山正憲: 産総研), 分子シミュレーションによるタングステン表面ナノ構造形成メカニズムの解明 (伊藤篤史: 核融合研)

[B] ヘリウムプラズマをタングステン表面に照射することで, 繊維状ナノ構造が自発的に形成されることがプラズマ・核融合分野におけるプラズマ照射実験において発見された。本現象はヘリウムが誘起する新しいメカニズムに起因する金属の自発的ナノ構造形成現象である。本シンポジウムでは, 「プラズマ制御, ヘリウム, 金属ナノ構造, 格子欠陥」をキーワードに, この新しい金属ナノ構造形成に関して, メカニズムの解明からナノ材料応用まで, 実験および理論の両面から話題を提供して頂き議論を深めた。

実験側からは, ヘリウム誘起のナノ構造形成の発見からナノ構造タングステンの特異な物性, 電子顕微鏡を用いた形成過程その場計測などの最新の研究成果の報告に加え, 光触媒としての産業応用に関する講演がなされた。また理論側からは, 最新のシミュレーション解析から明らかになってきた点として, 金属中の水素挙動の延長線上の議論では説明できない金属中のヘリウム特有の挙動を中心に紹介し, 繊維状ナノ構造の形成メカニズムを議論した。

核融合炉壁ダイバータ材研究にて本現象を発見したプラズマ実験研究者 (領域 2) と, 理論面から本現象のメカニズム解明に乗り出したシミュレーションの若手研究者 (領域 10) を中心としたシンポジウムであり, 数多くの本質的で有意義な質疑応答が行われた。分野を跨いだ今後のさらなる展開が期待できる。

## 領域 2 「微粒子プラズマの計測と制御」

三重野 哲 (静大院創造科学技術研究部)

[A] イントロダクトリートーク (三重野 哲: 静大院創造科学技術), 微粒子プラズマの計測と微小重力下実験 (高橋和生: 京都工繊大工), 微小重力下でのクーロン強結合系理論 (東辻浩夫: 岡山大院自然科学), 微粒子プラズマの制御と波動現象 (齋藤和史: 宇都宮大院工), プラズマ制御によるシリコンナノ粒子の合成 (古閑一憲: 九大システム情報), 荷電粒子群の非線形現象 (庄司多津男: 名大院エネルギー)

[B] プラズマ中に荷電微粒子が加わった系 (微粒子プラズマ) の研究が活発である。対象は, 宇宙における星間物質, 彗星などの小惑星群, 高層大気現象, クーロン結晶, コロイド結晶, トカマク装置におけるダスト発生, レーザーによる微粒子加速, ナノ結晶を用いた光電素子の製造, など広い範囲にわたっている。このシンポジウムでは, 微粒子プラズマ研究の基礎について, オーバービューを行うと共に, 最近の主な成果について紹介した。5 名の研究者が講演を行い, 約 40 名の参加者があった。他分野の方も参加し, 多くの質疑応答がなされ, 良い学術交流の場ともなった。

高橋氏から, 国際宇宙ステーションでの微小重力実験に



おける、荷電微粒子集団の運動が紹介された。東辻氏から、微粒子プラズマとクーロン結晶の基礎理論、宇宙実験に対応する相転移の計算結果について報告があった。齋藤氏から、 $E \times B$ 力がある場合の、荷電微粒子の対流的現象について、報告があった。古閑氏から、シラン系プラズマを用いた微粒子プラズマの発生制御、サイズ制御法の実験、ナノ結晶太陽電池製造について報告があった。庄司氏から、閉じ込め電磁場中の、マクロな荷電粒子群の非線形集団現象について報告があり、多くの質疑応答がなされた。

### 領域3, 領域8, 領域11「スピン1/2 籠目格子反強磁性体の最近の進展」

田中秀数 (東工大)

[A] はじめに (田中秀数: 東工大), グランドカノニカル数値解析と  $S=1/2$  籠目格子反強磁性体への応用 (堀田知佐: 京産大), スピン1/2 籠目格子反強磁性体  $A_2Cu_3SnF_{12}$  ( $A=Rb, Cs$ ) の磁気励起 (佐藤 卓: 東北大), スピン1/2 籠目格子反強磁性体ボルボサイト及びその関連物質のNMR (吉田 誠: 東大), スピン1/2 籠目格子反強磁性体の理論 (坂井 徹: 兵庫県立大)

[B] まず提案者による概要説明の後、堀田氏がグランドカノニカル数値解析の方法とその有用性を説明し、 $S=1/2$  籠目格子 Heisenberg 反強磁性体の磁化過程への応用を述べた。磁化が0および飽和磁化の9分の奇数の値で量子化されるという結論は興味深かった。続いて佐藤氏によるモデル物質  $A_2Cu_3SnF_{12}$  ( $A=Rb, Cs$ ) の中性子散乱実験についての講演があった。 $Rb_2Cu_3SnF_{12}$  での pinwheel VBS 状態の確認と  $Cs_2Cu_3SnF_{12}$  における励起エネルギーの負の量子再規格化の発見の話があった。3番目に吉田氏によるモデル物質 Volborthite と Vesignieite のNMRによる研究について講演があった。Volborthite は磁場中に多くの磁気相が見つかり、それらの状態が徐々に解明されつつあることが分かった。最後に坂井氏が主に厳密対角化による  $S=1/2$  籠目格子 Heisenberg 反強磁性体の基底状態と磁化過程に関する研究成果について講演を行った。本質的な部分で堀田氏等の結論とは異なる結果が導かれている場合もあり、今後の理論の進展が予断を許さない状況であることが認識された。4つの講演を通じて質疑応答では、多くの質問が出され、活発な意見交換がなされた。

### 領域5, 領域4, 領域6「限界駆動の物質光科学」

岡 隆史 (東大工)

[A] はじめに (岡 隆史: 東大工), 中赤外波形整形と分子制御 (芦原 聡: 東京農工大), 時間分解光電子分光法による非平衡キャリア動力学 (金崎順一: 阪大・産研), 高Q値微小共振器による誘導ラマン散乱の増強 (高橋和: 阪府大), 励起子ポラリトン系において平衡と非平衡をつなぐ理論 (山口 真: 阪大理), グラフェンのテラヘルツ限界駆動 (谷峻太郎: 京大・iCeMS), BCS状態におけるテラヘルツ波誘起ヒッグスモード (松永隆佑: 東大理 (実

験)), 強相関電子系・超伝導体の非平衡理論 (辻 直人: 東大理 (理論)), まとめと展望 (腰原伸也: 東工大)

[B] 物質と光の相互作用は長い研究の歴史を持つが、ここ数年来のレーザー光源技術の急速な進展に伴い、固体中のマクロな電子系の、量子論的にコヒーレントな制御が可能となりつつある。本シンポジウムでは限界駆動された量子系の研究成果について、若手を中心として、最新の成果について講演をして頂いた。特に、前半はテラヘルツ、中赤外、そしてメタマテリアル構造を中心とした最新の実験技術の発展にフォーカスされた説明があった。後半では、グラフェンのキャリアダイナミクスと超伝導体のヒッグスモード励起という現在非常に注目を浴びている現象について講演があり、理論の立場からの俯瞰的で、かつ、将来の方向性を見据えたような研究について説明があった。本シンポジウム会場は200名程度収容の教室であったが、立ち見も出る状況で、合同開催の3領域のみならず多くの分野の専門家の関心を集めていたようである。

### 領域5, 領域8「強相関電子系におけるX線分光理論の最近の進展」

野村拓司 (原子力機構), 高橋 学 (群馬大理工)

[A] はじめに: 実験家の立場から理論を見る (木下豊彦: JASRI), 3d電子系高温超伝導体における共鳴非弾性X線散乱理論 (遠山貴己: 京大基研), 5d化合物系における共鳴非弾性X線散乱理論 (五十嵐潤一: 茨城大理), 共鳴X線回折の解析による電子状態の対称性の理論 (田中新: 広大先端物質), 動的平均場を考慮した内殻光電子分光理論 (魚住孝幸: 阪府大院工), 混合原子価、価数揺動系の内殻X線分光の理論解析 (田口宗孝: 理研/SPring-8), バンド理論によるf電子系光電子分光の解析と現状 (山上浩志: 京産大理), 時間分解・2光子光電子分光の理論~伝導帯に光励起された電子がFermi面を形成するまで~ (富田憲一: 山形大理)

[B] 現在、放射光やX線自由電子レーザー等の最先端光源の開発と高度化が進展し、様々な強相関電子系におけるX線分光研究が活発に行われている。このような現状のもとで、実験と理論が互いに理解を深め、新奇的な問題を連携して解決できるようにすることを目的として、本シンポジウムは実施された。前半では、はじめに木下氏が実験研究と理論研究の連携例および課題についてご自身の経験を交え講演され、続いて、共鳴非弾性X線散乱 (RIXS) の理論について2件 (遠山氏, 五十嵐氏), 共鳴X線回折の理論について1件 (田中氏) の講演がなされた。後半では、まず光電子分光の理論に関する3件の講演 (魚住, 田口, 山上の各氏) がなされた。そこでは、対象物質としてニッケル酸化物、ウラン化合物からヘム蛋白質に至るまで、また理論手法としても動的平均場理論、クラスター計算からバンド理論に至るまで、多彩な理論研究が示された。最後に2光子光電子分光によって電子緩和を見る新しい話題につ

いて講演された(富田氏)。いずれの講演も、理論に基づく実験への示唆に富む興味深い内容であった。150人程度収容可能な会場が概ね満席になる盛況ぶりであった。本シンポジウムをきっかけとして、強相関電子系とそのX線分光研究がより深化されることが期待される。

#### 領域6, 領域1, 領域8, 領域11「モデル量子物質—量子凝縮系に現れる新しい自由度や構造が生む物理現象—」

佐々木 豊(京大低温セ)

[A] 趣旨説明(佐々木豊:京大低温セ), 超伝導渦糸系の非平衡現象(大熊 哲:東工大院理工), 量子乱流の動的秩序(坪田 誠:阪市大院理), 二次元光格子系で期待される新奇な量子相転移(段下一平:京大基研), モデル量子物質としてのヘリウム3(白濱圭也:慶大理工), 2次元空間でヘリウムが形成する新奇量子相(福山 寛:東大院理), 超流動と素粒子論(新田宗土:慶大日吉物理)

[B] 素性がよく理解された量子凝縮系物質の上に構築された2次的な構造や励起状態などを新しい理想的な物質すなわちモデル量子物質として捉え、モデル量子物質を舞台として繰り広げる新しい物理現象を研究の対象にすること、自発的に形成された、あるいは、人工的に構築されたモデル量子物質を舞台として新しい物理現象を研究することにより、実在する物質に依存した物性物理の枠を超えた新しい物性物理の道を示すという趣旨で当シンポジウムは開催されました。趣旨説明の後、超伝導渦糸系、様々な形態のヘリウム系、光格子系など広範囲な量子凝縮系を舞台として、モデル量子物質の示す新しい物理現象にフォーカスを当てた講演を行いました。会場は窮屈にならぬ程度の適度な参加人数100人超に恵まれ、分野の壁を越えて融合した議論を繰り広げることができました。超伝導渦糸の集団運動、スピノールBECにおけるスピン乱流、光格子系における一方通行的な相転移、超流動ヘリウム3におけるヒッグスモード観測の可能性、清浄な2次元基盤上に吸着されたヘリウムの振る舞い、宇宙ヒモの再結合と超流動中の量子渦の関連など、極めて広範囲な話題に触れることができ、若手聴衆のみならず多数の方々の物理の世界を広げる効果があったものと考えています。

#### 領域6, 領域2「先端科学技術が拓く構造不規則系研究の新展開」

大村訓史(京大院理)

[A] 趣旨説明(大村訓史:京大院理物理不規則系物理学), レーザ誘起超高压状態における地球惑星内部物質のXFELその場観察実験(丹下慶範:愛媛大地球深部研超高压合成), 地球惑星科学における液体の数値的研究(土屋卓久:愛媛大学地球深部研数値計算), 極紫外自由電子レーザーによるヘリウム原子の集団的蛍光(岩山洋士:分子研), 高強度X線が引き起こすホロー原子固体状態の物理(北村 光:京大院理物理相転移動力学), “きぼう”での浮遊実験に向けて(石川毅彦:JAXA), 無容器浮遊法を援用

した高融点合金液体の構造解析(学習院大理:水野章敏)

[B] 理研のX線自由電子レーザー(SACLA), 宇宙航空研究開発機構の宇宙ステーション“きぼう”に代表される新しい研究技術および施設が登場している今日、本シンポジウムはこれら先端科学技術の登場によって構造不規則系、特に液体金属研究にもたらされる新たな結果、もしくはその可能性を紹介する目的で開催された。

さらに、液体金属分野と地球惑星科学はどちらも高温高压の液体という共通の研究視点がある。つまり、これら先端科学技術は物理学の分野だけでなく、地球惑星科学の分野の発展においても非常に重要な役割を担うことが期待されている。そこで、本シンポジウムでは、液体金属分野だけでなく、地球惑星科学の分野におけるこれら先端科学の重要性についても紹介した。聴衆者の人数は最大で80人であった。本シンポジウムで紹介された最新の実験技術、並びにそれらがもたらす分野を超えた新展開は、実験、理論を問わず物性物理学・物質科学に携わる研究者にとって非常に魅力的な情報であったと確信する。さらに液体金属と地球惑星科学の関連性を紹介することによって、物理学が他の学問にどのような形で貢献しているのか、その一つの例を紹介することができたと思われる。

#### 領域6, 領域7「複雑秩序—準結晶と多様な物質分野の学融合—」

木村 薫(東大新領域)

[A] はじめに(趣旨説明)(木村 薫:東大新領域), 準結晶の数学的モデル:強非周期タイル集合(秋山茂樹:筑波大数理物質系), 合金系における動的柔軟性と正12角形相(石政 勉:北大院工), ブロック共重合体の分子設計と周期・準周期タイリング(松下裕秀:名大院工), 複雑秩序物質の構造の分類(藤田伸尚:東北大多元研), 複雑結晶におけるラットリングと物性(谷垣勝己:東北大原子分子機構), 狭い擬ギャップと準周期性を利用した熱整流材料の開発(竹内恒博:名大エコトピア研), まとめ(堂寺知成:近大理工)

[B] 「準結晶」は、最初の報告から27年の間に100種類以上の物質で見つかり、2011年のノーベル化学賞受賞により、「結晶」、「アモルファス」と並ぶ固体構造を3分する概念として確立した。ただし、「結晶」と「アモルファス」の中間に位置するものではなく、複雑ではあるが非常に高度な秩序を持っている。最近、当初の合金系だけでなく、ポリマー、コロイド、メソ多孔体シリカ、酸化物薄膜、等でも発見された。合金系においても、重い電子系の準結晶、近似結晶における構造相転移、磁気転移が発見された。さらに、準結晶や準周期の特徴を生かした熱整流材料や準周期アンジュレーターも開発された。このように今、「準結晶」と多様な物質分野との学融合が急速に進みつつあり、より大きな概念である「複雑秩序」分野が形成されようとしている。本シンポジウムは、昨年春のシンポジウム「準結晶の新展開—多様な物質分野との学融合—」に続き、こ

の最新の動きを概観することを目的とした。最初に、木村がシンポジウムの趣旨を説明した。秋山氏は、学融合により「準結晶」という概念を生み出した「数学」からの新たな視点として、自ら発見した強非周期タイル集合を紹介した。石政氏は、ポリマー、無機系とも共通している合金系の正12角形相と合金系正20面体相で見つかった動的柔軟性について紹介し、両者でエントロピーの効果が重要であることを指摘した。後者とラットリングとの比較も議論した。松下氏は、ブロック共重合体における「準結晶」を含む実に様々な構造を紹介した。藤田氏は、「準結晶」と単位胞が大きく複雑な「結晶」を含む「複雑秩序」物質の分類を紹介した。谷垣氏は、複雑「結晶」のラットリングをクラスレートを中心に紹介した。アインシュタインフォノンから非調和性が強くなることによりラットリングフォノンに移行することを指摘し、温度に比例した格子比熱係数と格子熱伝導率の相関が強いことを紹介した。竹内氏は、準結晶の特徴を見事に生かして開発した熱整流材料について紹介した。最後に、堂寺氏が、まとめとして、主に今回のシンポジウムが企画された後に世界で報告された、準結晶に関係した様々な新しい発見を紹介した。これらは大変興味深く、次のシンポジウム等の機会に、ぜひ、議論したい。参加者は80~100人で、半分は普段の準結晶のセッションの参加者とは異なっていた。そのため、普段には無いような質問や議論があつて、大変有意義であつた。

#### 領域7, 領域3, 領域8「スピン液体：実験研究の最前線」

前里光彦(京大院理)

[A] はじめに(趣旨説明)(前里光彦:京大院理), 金属錯体Pd(dmit)<sub>2</sub>のアニオンラジカル塩における量子スピン液体相(加藤礼三:理研), 金属相・超伝導相に隣接する量子スピン液体系ET錯体の開発(齋藤軍治:名城大農), 電子-プロトン相関系 $\kappa$ -H<sub>3</sub>(Cat-EDT-TTF)<sub>2</sub>における量子スピン液体状態(森 初果:東大物性研), 有機三角格子系における量子スピン液体の素励起と相図(松田祐司:京大院理), 有機系三角格子塩の低温熱容量(中澤康浩:阪大院理), 有機系三角格子系におけるスピン液体研究の問題点(鹿野田一司:東大院工), 量子スピン液体の舞台としての無機遷移金属酸化物(高木英典:東大院理), おわりに(小形正男:東大院理)

[B] 本シンポジウムでは、スピン液体の有力な候補物質である三角格子構造をもつ有機モット絶縁体を中心として、その基底状態や低エネルギー励起および周辺電子相などについて、特に実験研究の立場からこれまでの研究を整理し俯瞰することにより、スピン液体研究の現状と問題点および今後の展望を議論した。

前半は、物質開発の現状について報告があつた。金属錯体Pd(dmit)<sub>2</sub>のアニオンラジカル塩の混晶も含めた系統的な研究により、スピン液体が反強磁性相と電荷秩序相にはさまれて存在し、スピン液体が相として存在する可能性や、

ET塩におけるスピン液体の開発指針とそれをもとに最近得られた新規スピン液体の構造と物性、さらには電子・プロトン相関系伝導体において最近発見されたスピン液体とその劇的な重水素効果など、バラエティーに富んだ物質の報告があつた。

休憩をはさんで後半は、熱伝導度測定などを通して見た量子スピン液体の素励起、ギャップレススピン液体の相図やスピノンのフェルミ面の可能性などホットな話題で始まった。低温熱容量から見たスピン液体の特異性について、T-linear項の存在のみならず格子比熱も増大傾向がある点や、一部の錯体にはlog T的な振る舞いが観測されるなど最新の興味深いデータの紹介、NMRも含めて各種の物性測定から見たスピン液体の性質、6 K異常などの関連する問題、モット転移や相図の特異性など多岐にわたる議論があつた。また、有機物との比較も含めて無機遷移金属錯体のスピン液体候補についてのレビューと最近の進展について紹介があり、幅広い物質開発の重要性を再認識した。最後に、スピン液体の分類や理論計算の現状なども含めてシンポジウムの総括があつた。

シンポジウムでは285名収容の部屋がほぼ満員になるほど多くの参加者が集まり、活発な議論が行われた。本シンポジウムがスピン液体研究をさらに加速させる良い契機となった。

#### 領域8「新しいBiS<sub>2</sub>系層状超伝導体の物性と今後の展望

Physical properties of BiS<sub>2</sub>-based layered superconductors and prospects for increasing T<sub>c</sub>」高野義彦(NIMS)

[A] BiS<sub>2</sub>系層状超伝導体の結晶構造と超伝導特性 Crystal structure and superconducting properties of BiS<sub>2</sub>-based layered superconductors(水口佳一:首都大), 第一原理計算と有効模型解析から見るBiS<sub>2</sub>系超伝導体 First principles calculation and model Hamiltonian analysis of BiS<sub>2</sub> superconductors(臼井秀知:阪大), Local atomic displacements and electronic states in the layered BiS<sub>2</sub>-based materials(Saini Naurang: Univ. of Roma), RO(F)BiS<sub>2</sub>系超伝導体単結晶の育成とその超伝導異方性の評価 Growth and superconducting properties of RO(F)BiS<sub>2</sub> single crystals(長尾雅則:山梨大), 軟X線ARPESで見たBiS<sub>2</sub>超伝導体の電子構造 Electronic structure of BiS<sub>2</sub> superconductors studied by soft X-ray ARPES(横谷尚陸:岡山大), 圧力効果とNMRから見たBiS<sub>2</sub>系超伝導体 BiS<sub>2</sub> based superconductor investigated by pressure effect and NMR(小手川 恒:神戸大)

[B] BiS<sub>2</sub>系超伝導体の発見の経緯と物性のポイントについて、提案者の高野(NIMS)による趣旨説明で紹介された後、6件の講演が行われた。最初の水口(首都大)の講演では、結晶構造およびドーピングの手法に基づいたBiS<sub>2</sub>系超伝導体のバラエティーについて紹介された。なかでも、圧力下の結晶構造の変化と超伝導転移温度との関係が注目された。続いて、臼井(阪大)らの理論計算から、この超

伝導は、四角格子を組むBiの $p_x$ と $p_y$ の混成による超伝導として特徴付けられることが紹介された。LnOBiS<sub>2</sub>系において、Ln=Ceのみ磁性と超伝導が関連して現れることが報告されているが、Saini (ローマ大)らによりCeは3価と4価のmixed valence状態にあって、これが磁性と関係していることが示された。後半の最初の長尾 (山梨大)の講演では、LnOBiS<sub>2</sub>系の単結晶の育成に初めて成功したことが報告された。そして異方性係数が約30と大変大きいことも示された。この単結晶の合成成功を受け、角度分解光電子分光について横谷 (岡山大)より発表があった。中でも興味深いのは、観測されたバンド構造がspin-orbitカップリングを取り入れた計算と良い一致を示したことである。町田 (東理大)らがSTMで観測したストライプ状の構造と関連があるかもしれない。最後に、NMR測定結果について小手川 (神戸大)から講演があり、通常の金属とは一致しないこと、何らかの揺らぎの影響があることが示された。本シンポジウムを通して、多くの研究者の方にBiS<sub>2</sub>系超伝導体に興味を持って頂けたら幸いである。

#### 領域8「多軌道電子系としての鉄系高温超伝導体：軌道とスピンの協奏」

花栗哲郎 (理研CEMS)

[A]はじめに (花栗哲郎：理研CEMS)、鉄系超伝導体の多軌道性が生み出す複数のスピン揺らぎ起源 (黒木和彦：阪大理)、鉄系超伝導体における軌道揺らぎ理論—相図及び超伝導発現機構— (大成誠一郎：名大工)、電子状態相図と不純物効果 (芝内孝禎：京大理)、磁気及びネマティック量子臨界性 (鄭 国慶：岡山大自然)、超音波測定で観る鉄系超伝導体に内在する多様な揺らぎとその協奏 (吉澤正人：岩手大工)、角度分解光電子分光から見た鉄系超伝導体の軌道秩序 (下志万貴博：東大工)、1111As/P固溶系の軌道クロッシングに伴う2つのフェルミ面状態と $T_c$ 上昇機構 (宮坂茂樹：阪大理)

[B]鉄系超伝導体にはスピン揺らぎ、軌道揺らぎといった異なる種類の揺らぎが存在する。本シンポジウムは、鉄系超伝導の物理を理解する上で、このような複数の揺らぎがどのような役割を果たしているのか整理するとともに、特に最近進展の著しい軌道の物理を議論することを企図したものである。

まず、黒木氏と大成氏が理論の現状を解説した。黒木氏はドーピングや結合角変化を取り入れたスピン揺らぎ機構により電子相図を論じた。一方、大成氏は、パーテックス補正がもたらす軌道揺らぎとスピン揺らぎの協奏が電子相図の理解に重要であることを指摘した。続いて、電子相図の実験的理解に関して、芝内氏と鄭氏が講演した。芝内氏は、PをドーピングしたBa122系に対する電子線照射効果から、超伝導ギャップ構造と電子相図に対する乱れの効果を議論した。鄭氏はNMR実験の結果を基に、Ni置換Ba122系の二つの量子臨界点について報告した。

後半は、軌道の物理に関して議論が行われた。まず吉澤

氏が超音波を用いた構造揺らぎ、軌道揺らぎの研究を紹介した。次に下志万氏が角度分解光電子分光による軌道秩序の直接観測について報告した。最後に宮坂氏が、La1111系のAs/P固溶系において、フェルミ面を構成する軌道の性質が変化するにつれて超伝導特性がどのように変化するかを論じた。

シンポジウムには約200人の参加者があり、1,500人収容の大ホールで行われたため質疑応答に若干の不便があったが、有意義な議論が行われた。

#### 領域9、領域7「表面界面状態の理解と触媒反応・電子デバイスへの新展開」

石井宏幸 (筑波大数物)

[A]はじめに (石井宏幸：筑波大数物)、金属酸化物の表面欠陥の物性解明 (湊 丈俊：京大産官学)、二酸化チタン表面上における光分解メカニズムと競争的副反応 (今西哲士：阪大基礎工)、酸化物-溶液界面の酸化還元反応の理論解析 (館山佳尚：物材機構MANA)、金属表面に弱く吸着した分子とその活性化 (吉信 淳：東大物性研)、酸化物表面における化学反応の第一原理シミュレーション (森川良忠：阪大院工)、有機半導体の電子状態の特徴と電気伝導特性 (解良 聡：千葉大院融合)、SiC表面ナノ構造上のグラフェンナノリボンの形成と電子物性 (田中 悟：九大院工)

[B]学術的にも応用的にも表面界面状態の微視的理解は非常に重要である。近年の観測技術と計算物理学の進歩によりその理解は急速に進んでいる。本シンポジウムでは様々な界面を広く取り上げその問題意識を共有し、表面界面系の系統的理解を得るために、太陽電池等で重要な触媒材料や次世代デバイス材料 (グラフェン・有機半導体)における表面界面状態について7名の先生方に講演をお願いした。講演者には第一線の研究者を配し、最近物理学会で発表されていない先生方にも講演をお願いして新しい知的刺激があるように企画した。TiO<sub>2</sub>表面系に関して、湊氏からはSTMを用いた表面欠陥に関する講演を、今西氏には光分解メカニズムについて電気化学的視点からの詳細な解説を、館山氏からは水との界面における最新のシミュレーション研究を紹介頂いた。吉信氏からは、金属表面上のシクロヘキサン分子などの吸着状態に見られる新しい現象を紹介して頂いた。森川氏からは、第一原理計算を用いた触媒のシンタリングに関する理論考察と材料探索について講演頂いた。解良氏からは、有機半導体/金属界面に特徴的な電子状態等について光電子分光法を用いた研究を紹介頂いた。田中氏からは、SiC上のグラフェンナノリボンの形成方法とその電子状態について最新の研究成果を紹介頂いた。講演会場をほぼ埋めた聴衆からはどの講演にも活発な質疑応答が行われ、表面界面系の関心の高さがうかがわれる有意義なシンポジウムとなった。関係者の皆様に深く感謝いたします。

## 領域9「氷の結晶成長—実験とシミュレーションによる最近の進展—」

勝野弘康 (名大VBL)

[A] はじめに(柳谷伸一郎: 徳島大工), 氷結晶表面の擬似液体層の生成機構と熱力学的安定性(佐崎 元: 北大低温研), 中性子回折からみた氷の秩序化転移とメモリー効果(鍵 裕之: 東大理), 国際宇宙ステーションでの氷結晶成長実験(吉崎 泉: JAXA), 氷の結晶成長シミュレーション(灘 浩樹: 産総研), 氷の相転移と臨界現象(松本正和: 岡山大工), ナノ構造炭素に拘束された氷の構造と相転移(真庭豊: 首都大理工)

[B] 本シンポジウムでは, 近年の進歩が著しい氷結晶成長の研究をテーマとして, その実験的研究, 数値シミュレーションによる研究の最近の成果を各先生に講演いただいた。領域11との合同開催にさせてもらったこともあり, 領域11からの聴衆も多くいたようである。最終日の開催にも関わらず, 聴衆はおよそ100名程度であった。北大低温研の佐崎先生からは氷表面における擬似液体層のその場観察によって, これまで信じられてきた擬似液体層が表面を覆うという描像を再考する必要があることを示唆された。東大理の鍵先生からは, 本来生成に地質学的時間が掛かると言われる秩序化した氷(XI相)が一度転移温度を超えてIhになった場合においてもその履歴が残りXI相があらわれることが示された。JAXAの吉崎先生からは, 国際宇宙ステーションにおける氷結晶の宇宙実験に関する報告がなされ, 対流を考慮に入れない結晶成長理論がより良い一致を見せることを示された。産総研の灘先生からは, 最近新たに開発された水分子ポテンシャルを使い, 昆虫由来による不凍タンパク質が氷結晶のプリズム面に吸着・安定して存在することを示された。岡山大工の松本先生からは, 氷融解過程に着目したシミュレーションによって, 結晶中の融解が核生成を伴って発生し, その前段階として対欠陥の生成が寄与することが示された。最後に首都大理工の真庭先生からは, バルクとは異なる物性が発現するような, ナノサイズに束縛された氷結晶の相転移に関する報告がなされた。いずれの講演においてもこれまでの結晶成長学に新しい観点を示す研究であり, 質疑応答も活発になされた。

## 領域10「局所構造と物性 その評価と応用」

鈴木淳市 (CROSS)

[A] はじめに(新井正敏: 原子力機構), Mg合金におけるLPSO構造生成の第一原理計算(西谷滋人: 関西学院大理工), ITER用超伝導線材の機械・電磁特性と量子ビームを用いた局所歪測定(長村光造: 応用科学研), 収束電子回折によるBaTiO<sub>3</sub>強誘電相のナノ構造解析・分極マッピング(津田健治: 東北大多元研), 第一原理からのフォノン計算の最近の進歩(東後篤史: 京大ESISM), 陽電子マイクロプローブ欠陥分析法の原理・技術・応用(大島永康: 産総研), 表面超音波によるシリコンウェーハの原子空孔の研究と産業応用への展開(三本啓輔: 新潟大CFIL),

放射光マイクロ回折による薄膜・界面・ナノ構造評価(木村 滋: JASRI), 蛍光X線ホログラフィーによる3次元原子配列評価に関する最近の研究(細川伸也: 熊大院自然)

[B] はじめに, 新井氏が「シンポジウムでは, 領域全体に跨がる課題の局所構造と物性のその評価と応用を取り上げ, 最新の理論と構造評価法の講演と議論を行い, 共通認識を深め, 分科の融合を目指す。」と趣旨説明をした。その後, 西谷氏が優れた機械的特性を持つMg合金とその特性を生む長周期積層構造の生成シナリオの第一原理計算による研究報告をした。長村氏はNb<sub>3</sub>Sn線の機械・電気特性評価での中性子局所歪測定の有用性を報告した。津田氏は収束電子線回折法と走査透過電子顕微鏡法を組合せた方法開発とBaTiO<sub>3</sub>の構造相転移観測等への適用を報告した。東後氏は第一原理計算による準調和・非調和近似のフォノン計算手法の開発とフォノン振動数等の評価研究の報告をした。大島氏は陽電子マイクロプローブの開発と微小試料の空孔型欠陥精密解析の研究報告をした。三本氏は巨大電気四極子を持つ原子空孔軌道がボロン添加シリコン結晶の弾性定数の超音波検出を可能にした研究報告をした。木村氏は高角度分解能マイクロX線回折装置の開発とシリコン貫通ビア配線周辺の局所歪分布等への応用研究を報告した。最後に, 細川氏が短距離・中距離の原子配列を明らかにする蛍光X線ホログラフィー技術とGe-Mn-Te薄膜等への応用研究を報告した。

## 領域11, 素粒子論領域, 領域1「情報・量子物理・幾何の絡み合い」

松枝宏明 (仙台高専)

[A] 趣旨説明(松枝宏明: 仙台高専), 量子古典変換の歴史と最近の発展(鈴木増雄: 理研), 数値くりこみ群の発展—密度行列くりこみ群からMERAまで—(奥西功一: 新潟大), 量子可積分系のエンタングルメント(丸山 勲: 福岡工大), 量子多体系におけるエンタングルメントと幾何学(押川正毅: 東大物性研), 情報幾何の方法(長岡浩司: 電通大), AdS/CFT対応とMERA, 今後の展望(高柳匡: 京大基研)

[B] 統計力学分野におけるエンタングルメントくりこみ群とストリング理論におけるAdS/CFT対応の類似性が指摘されて5年近くが経つが, 分野を超えた研究領域に成長しつつある。そのような状況を踏まえて, 理論の背後にあるホログラフィー原理及び幾何学を概観するという狙いのもと, 本シンポジウムを開催した。大教室(約300名収容)で常に立ち見が出るほど盛況であり, この分野への関心の高さがうかがえた。素粒子・物性領域の共同開催は年会でしかできないため, 今回は非常にいい機会を得た。

初めに鈴木氏から量子古典変換の歴史を概観していただいた。奥西氏・高柳氏からは, 今回の主題であるMERAとAdS/CFTについてそれぞれの立場から紹介を頂いた。奥西氏は, ブロックスピン変換とMERAの違いとして,

MERAの構成テンソルの非可換性を強調された。高柳氏は、重力理論の時空が量子エンタングルメントの凝集体と見なせるという大胆な見方を与え、MERAのAdS/CFT的解釈を示された。丸山氏は、行列積型 Bethe 仮説状態の情報圧縮された姿がMERAに至るという魅力的なアイデアを示された。押川氏の講演では、高次元系へのc定理の拡張とそれが内包する幾何学に焦点が充てられた。長岡氏は、量子系における情報多様体上に定義される自然な計量を解説された。本格的な情報幾何はまだこの融合分野には導入され始めたばかりであり、今後の発展が期待される。講演内容はいずれもハイレベルであったが、参加者には極めて好評であった。

#### 領域11, 領域12「量子・生命・ソフトマターにおける動的揺らぎの普遍法則の現在と未来」 佐野雅己(東大理)

[A] 趣旨説明(佐野雅己:東大理), 非平衡ゆらぎの異常性と普遍性(佐々真一:京大理), 情報交換プロセスにおけるゆらぎの定理(沙川貴大:東大総合文化), 固体素子における非平衡電流ゆらぎ(小林研介:阪大理), ゲージ・重力対応で探る非平衡定常系の有効温度と揺動散逸関係式(中村 真:名大理), 生物分子モーターと揺らぎ(宗行英朗:中央大理工), 液晶性超薄膜の動的構造:揺らぎの役割(多辺由佳:早大理工), 揺動散逸定理を破る生き物の非平衡揺らぎの統計分布(水野大介:九大理)

[B] ゆらぎの定理と Jarzynski 等式が登場して20年近くがたち、非平衡統計物理学の理論と具体的対象を取り扱う実験との協力関係が構築されて、成果も出始めている。そこで、本シンポジウムでは、さまざまな分野において、非平衡ゆらぎの概念がどのように議論され、今後どのような方向へ発展する可能性があるかを議論した。まず、佐々氏によるゆらぎの定理の置かれた現在の状況のレビューに続いて、近年大きな進展のあったゆらぎの定理の量子系への適用・実験検証という大きな貢献をした沙川氏、小林氏による講演が行われた。

その後、素粒子・生物・ソフトマターなどの境界領域を対象としたゆらぎと応答の研究に携わっている代表的な4名による講演が続いた。内容は超弦重力理論から見た非平衡定常系の理論、ATPの消費により非平衡状態を発現する分子モーター系の実験、分子形状由来するゆらぎが生み出す多彩なパターン、内部に力生成が起こることで現れる生き物の非平衡系としての普遍的性質など、ゆらぎを対象とする分野の広がりや活発さを改めて認識させるものであった。

講演当日は、280名以上の参加者があり、立ち見の聴衆も多くみられた。特に前半の、非平衡ゆらぎに関する到達点の概観の部分は、多様な分野の研究者が多く集まり、非平衡ゆらぎに対する関心の高さがうかがわれた。また若手の研究者からの質問・討議も多く、活発な議論が行われており、この分野の今後の進展が期待される。

#### 領域12, 領域6, 領域11「『がら空き』と『混み合い』の違い:細胞質の液体論」 吉森 明(九大院理物理)

[A] 溶媒分子の粒子性は混み合い問題において重要か?(秋山 良:九大理化学), タンパク質の熱安定性への糖の影響(尾嶋 拓:京大エネルギー理工学研), 生体高分子溶液の粘弾性と相分離挙動(柳澤実穂:九大理物理(複雑流体)), 混み合い環境下でのタンパク質拡散と反応の実験的観測(寺嶋正秀:京大理), 溶質拡散に対する込み合いと分子間引力の効果の理論的研究(山口 毅:名大工)

[B] 細胞内で起こる様々な過程には、溶媒も含めたまわりの物質の粒子性が影響する(混み合い効果)。その物理的な側面を明らかにするために5つの講演を行った。

秋山氏は、混み合い効果の基礎を解説したあと、溶媒の粒子性を考えると、混み合い効果で会合分子が不安定化する場合があること、及び溶媒の粒子性の観測の困難を議論した。尾嶋氏は糖の添加によるタンパク質の安定化を積分方程式の理論で研究した。剛体球モデルで実験を再現できることを示した。柳澤氏はマイクロレオロジーと蛍光回復法により細胞抽出液の粘度を測定し、高分子濃度増加に伴う変化率が1成分のタンパク質溶液に比べて劇的に大きいことを明らかにした。寺嶋氏は過渡回折格子法により混み合い環境下でフォトリピンの拡散を測定したところ、Stokes-Einstein 則からの大きなずれを発見した。山口氏は自ら開発した不均一系の理論を拡散に応用し、単純液体では、溶質と溶媒のサイズ比が10倍ほどでStokes-Einstein 則が成立することを示した。なお、午前中に9件の関連講演があり、多数の参加者による活発な議論が行われた。このテーマに対する関心の高さが示されたと思う。

#### 領域12, 領域11, 領域1「理論物質科学の最前線:レア・イベントを中心として」 志賀基之(原子力機構)

[A] はじめに(志賀基之:原子力機構), 多自由度系におけるエネルギー地形概念と運動方程式(河合信之輔:静岡大院理), レア・イベントの自動探索に向けた反応経路自動探索法の開発と有機化学へ(前田 理:北大院理), タンパク質におけるレア・イベントを効率よく引き起こす分子動力学シミュレーション:拡張アンサンブル法(奥村久士:分子研), 対数平均力ダイナミクス(logMFD)によるレア・イベントのサンプリング(森下徹也:産総研), 第一原理分子動力学シミュレーションによる電極界面のモデリング(濱田幾太郎:物材機構), 金属錯体反応に関する非経験的密度行列繰り込み群(DMRG)理論と計算(柳井 毅:分子研), 第一原理多体摂動論の展望と自己無撞着GW(QSGW)法(小谷岳生:鳥取大工), 強光子場によるレア・イベント制御に向けた、多電子ダイナミクスの第一原理計算(石川顕一:東大院工)

[B] 物質科学分野において「レア・イベント」とは、現実世界では日常的に起こっているが、原子・分子の運動の時間スケールではきわめてまれにしか起きない、分子構造

の劇的変化をともなう現象の総称である。本シンポジウムでは、構造相転移、化学反応、タンパク質の構造変化など、さまざまなレ・イベントを物理的立場から総合的視点でとらえるため、理論物理・理論化学分野の研究者を招き、初歩から最先端の話題まで丁寧に解説いただいた。質疑応答の時間には大変活発な議論が交わされ、期待通りの異分野交流ができた。百名程度の聴衆の大半は若手研究者で、この分野の発展性が伺えた。

## 領域 12「膜-タンパク複合系の構造形成と結晶化：機能性ソフトマターと生命科学の視点から」

光武重代理(慶大理工), 芝 隼人(東大物性研)

[A] 趣旨説明(芝 隼人:物性研), Lipid Cubic Phase法(脂質メソフェーズ法)を用いた膜蛋白質の結晶化(村上聡:東工大), 脂質高次構造内に閉じ込められた水溶性タンパク質の拡散と構造転移(田中晋平:広大総合科学), 膜構造形成の分子シミュレーション(篠田 渉:名大工), 固相ハイドロゲル中でのタンパク質の結晶化(杉山 成:阪大理), 場の理論および粒子シミュレーションの融合による生体膜と高分子複合系の構造変化のシミュレーション(川勝年洋:東北大理), 静電相互作用が誘起する生体脂質膜のキュービック相の構造相転移(山崎昌一:静大電子工学)

[B] 脂質膜やゲルとタンパク質の複合体形成の理解は重要な研究対象のひとつである。実験とシミュレーションの立場から、タンパク質の構造解析(生物学サイド)とソフ

トマターのメソフェーズ(物理学サイド)を主題として研究されている6名の専門家にご講演いただいた。

膜タンパク質は疎水性残基の露出を界面活性剤が覆うことで構造を安定化する必要がある、結晶化が難しい。村上氏は膜タンパク質の結晶化についてレビューされ、最新のメソフェーズ法についてご講演された。モノオレインが良く利用されているが、代替可能な良い材料物質が無いのか、という問題提起があった。また、杉山氏はアガロースゲル中でのタンパク質の結晶化についてご講演された。ゲル中のタンパク質結晶の耐久性が上がるが、まだ結晶化の分子レベルでの詳細は良く分かっていないようである。タンパク質の結晶化の最先端の概観は実用的観点から特筆に値する。

田中氏は脂質キュービック相の間隙での水溶性タンパク質の結晶化についてご講演された。また、実験やブラウニアンダイナミクスを用いて、2種類の脂質キュービック相中のタンパク質の拡散の違いについても議論された。篠田氏と川勝氏からは、膜の構造化についての物理や化学的な粗視化シミュレーション、連続場シミュレーションの現状についてのご講演があった。山崎氏からは、ペプチド電荷の効果によって常温常圧でキュービック相の相変化が起きる実例が紹介された。

参加者は約70名で、内容面での関心の高さが伺われる。本シンポジウムで紹介された内容の中から複数の相補的なアプローチが重なって、今後長期にわたって複合系の理解が進んでゆくことを期待したい。

(2014年5月12日原稿受付)

### 第70期(2014年3月31日~2015年3月31日)理事・監事

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

## 2014年フンボルト賞： 腰原伸也氏

小川哲生（阪大理）

このたび、東京工業大学大学院理工学研究科物質科学専攻の腰原伸也教授にフンボルト賞が授与されることになりました。誠に嬉しいニュースです。フンボルト賞は、ドイツ政府の国際的学術活動機関であるアレキサンダー・フォン・フンボルト財団が創設した賞です。人文、社会、理工の分野において、後世に残る重要な業績を挙げ、今後も学問の最先端で活躍すると期待される国際的に著名な研究者に対して授与されるものです。その「後世に残る重要な業績」の一つが、腰原氏による光誘起相転移の研究です。

1980年代に腰原氏は、物質に光を照射することにより、その巨視的な電子的性質を協力的に変えるという「光誘起相転移現象」の面白さと重要性にいち早く気付かれ、この分野の立ち上げに尽力されてきました。実際に、色、磁性、誘電性、伝導性などが光励起で

劇的に変化する物質群を世界に先駆けて発見してきました。この光誘起相転移研究は、約30年経た現在では、日本物理学会においても大きな潮流を形成しています。これはひとえに腰原氏の先見性と絶え間ない努力によるものです。ドイツのフンボルト賞が授与されたことは、この分野が国際的に広まっていることの証左とも言えます。

さらに近年では、光誘起相転移現象のダイナミクスを微視的に調べるための「動的構造解析」という新技術を、超短パルスX線や電子ビーム源を駆使して開拓しています。これは、光照射によって変化した物質の構成原子の位置を、X線や電子線を用いた回折実験により、フェムト秒からピコ秒といった超高速時間スケールで可視化するものです（このような非平衡量子多体系の時空間ダイナミクスに関する理論的研究は極めて難しく、腰原氏は理論家に対して常に難題を突きつけてきます）。

動的構造解析に威力を発揮している、日本の国家基幹技術である「X線自由電子レーザー SACLA」と同等の施設をドイツも国家を挙げてハンブルグに

建設中で、腰原氏へのフンボルト賞の授与は、ドイツ科学界が腰原氏の牽引する光誘起相転移研究分野を極めて重要だと認識していることに他なりません。

腰原氏は「新しいものを覗き見たい」性格だそうです（ご本人談）。「誰も気付かなかったこと」のみをテーマとして選び抜き、誰よりも早くそのテーマにアタックし、睡眠時間をも忘れて集中することによって必ず成果や結果を出すという、ブルドーザーのようなパワフルな研究スタイルです。よほどの人間でないとは真似はできません。しかし同時に、腰原氏は学生との共同研究を常に楽しまれ、それによって学生教育や人材育成にも良い効果を産み出しています。

素晴らしい実績をお持ちの腰原氏の今後の更なる研究進展をますます楽しみにするとともに、光誘起相転移という研究分野のパイオニアの一人として腰原氏が選ばれたことを、日本物理学会会員の皆様とともに喜びたいと思います。重ねておめでとうございます。

（2014年3月9日原稿受付）

## 訂正

当学会誌 69 巻 (2014) 「励起子ポラリトン系の BEC-BCS-LASER クロスオーバー理論」 p. 389 に誤りがありましたので、以下の通り訂正いたします。

$$\text{式 (15): (誤)} \quad G_k^R(\nu) = \begin{pmatrix} \nu - \tilde{\xi}_{e,k} + i\gamma & \Delta_k \\ \Delta_k^* & \nu - \tilde{\xi}_{h,k} + i\gamma \end{pmatrix}^{-1} \quad \text{(正)} \quad G_k^R(\nu) = \begin{pmatrix} \nu - \tilde{\xi}_{e,k} + i\gamma & \Delta_k \\ \Delta_k^* & \nu + \tilde{\xi}_{h,k} + i\gamma \end{pmatrix}^{-1}$$



## 原子核物理学編

大塚孝治 (東大理)

小沢恭一郎 (KEK)

原子核物理学の課題は非常に多岐にわたっていて、学会誌にも様々な記事が掲載されている。このような多様性は、当初は原子核構造の理解と核子間に働く核力の理解を二本柱として進めていた研究を、高エネルギー原子核衝突や様々なハドロンに関する現象、不安定核や宇宙での元素合成など様々な分野へと研究対象を広げてきた結果生み出されたものである。そのため、すべての専門的内容を細部にわたって理解するのは大変な分野であるが、学会誌の記事を読むために必要とされているのは、量子力学、原子物理、特殊相対論、原子核物理学、素粒子物理学などに関する基本的な理解である。

このような原子物理から素粒子・原子核物理に至るまでの大きな物理描像を分かりやすく解説した本として、有馬朗人著『基礎の物理9原子と原子核』(朝倉書店)が勧められる。本書は、古典的な量子論から書き起こし、水素原子、原子構造、原子核構造、素粒子物理の基礎までが、面白く分かりやすくまとめられており、入門書としてお勧めである。また、A. DasとT. Ferbelの『素粒子・原子核物理学の基礎』(共立出版)も原子核・素粒子物理学の基礎的な現象が、簡単な描像で解説されており、学部学生などがこの分野の勉強を始めるのに好適な教科書と言える。さらに、少し詳しく学びたい方への教科書として、B. Povhらの『素粒子・原子核物理入門』(シュプリンガー・フェアラーク東京)が上げられる。これらは、もちろん、英語版も入手可能である。

原子核構造に関する研究は、加速器・検出器などの実験装置の発展に伴い、より大きな原子核や不安定な原子核などを対象とした研究が進み、少数多体系における量子力学が実現するユニークな系として独自の物理を提供している。また、宇宙史における元素合成に

対する基礎的なデータを提供している。一方、原子核の基本構成要素となる核子間に働く核力の研究は、湯川先生による $\pi$ 中間子交換力の発想を端緒に持ち、 $2\pi$ 交換、one boson exchangeなどの発展を生んだ。さらに、近年では三体力などの研究が進み、不安定原子核の構造・存在限界と核力の性質の密接な関係が分かってきた。一方で、QCD格子ゲージ計算による核力の諸性質の再現などの結果も得られている。

これらの原子核の基本的な構造や核力の基本的な性質について、良くまとまった本としては、少し古い本ではあるが、八木浩輔著『原子核物理学』(朝倉書店)がやはりお勧めである。原子核に関する様々な現象が基本的な実験結果に基づき分かりやすく、しかもかなり詳しく解説されている。さらに、核力に関する歴史を踏まえた解説、相互作用するボソン模型、不安定核の物理などの入門的解説に関しては、玉垣良三らによる『大学院原子核物理』(講談社サイエンティフィク)が有用な情報を提供している。

20世紀の終わり頃から短寿命核ビーム(RIビーム)による不安定原子核の研究が盛んになり、リチウム11原子核などで起こる中性子ハロー、テンソル力などの核力による魔法数の消滅や出現、超重元素の探索などの新しいテーマや研究の流れが出て来た。それらを簡潔に紹介する書籍は世界的に見ても中々見つけられないのであるが、最近出版された滝川昇著『原子核物理学』(朝倉書店)には、原子核の基礎から出発しつつ、そのような最近の話題やこの下に述べられているハドロンに関することまで書かれていて、1冊の本で最近の発展を知るのには役立つものと思われる。また、不安定核の物理に関しては、少し高度な内容であるが、杉本健三、村岡光男著『原子核物理学』(共立物理学講座)にも解説がある。

原子核物理学研究は、陽子や中間子の構造や相互作用などをその構成要素であるクォーク・レプトンから理解しようという方向へも進み、クォークの閉じ込めの研究、ハドロン質量起源の研究、3つ目のクォークフレーバーであるストレンジネスを含む核力の研究などの発展を生んできた。高エネルギー原子核衝突によって生成される高温高密度物質では、クォーク・グルーオン・プラズマが生成されていると考えられているが、これは永江知文、永宮正治著『原子核物理学』(裳華房)に簡単な入門がある。また、同書にあるストレンジネスを含む核物理に関する説明も分かりやすくまとまっている。同様に原子核物理学の比較的最近の発展までを含んでいる本としてC. A. Bertulani著『Nuclear Physics in a Nutshell』(Princeton Univ. Press)もあげたい。

原子核物理学においても、カイラル対称性の自発的破れによる質量起源の問題や原子核の変形など対称性が重要な役割を果たす物理が多く存在する。このような物理を概観してまとめた入門書としては、原子核研究53巻Supplement 3「対称性の自発的破れ—現在・過去・未来—」が上げられる。これは、原子核各分野の第一人者が南部先生のノーベル賞受賞を記念して寄稿したもので、現在の状況がまとまっている。

さらに、原子核物理学の今日的課題としては、核子構造や陽子スピン起源の問題、元素合成などの物理がある。

核子構造や高エネルギー粒子衝突に関する基本的な物理から学べる教科書としては、F. HalzenとA. D. Martinによる『Quarks and Leptons』が勧めである。これも日本語訳が出版されているが、現在は絶版のようである。陽子スピンに関しては、E. Leader著『Spin in Particle Physics』が高度な内容も含むが基本的なところから良く書かれている。

また、元素合成などの宇宙における原子核物理学の役割に関しては、『宇宙物理学』（岩波講座現代物理学の基

礎12）、『天体物理学の基礎1』（シリーズ現代の天文学第11巻）内の核反応・元素合成基礎論の部分、C. E. Rolfs

and W. S. Rodney 著 *Cauldrons in the Cosmos* などの著書を参考にされたい。

（2014年3月12日原稿受付）

## 新著紹介

A. コンヌ, S. マジッド, R. ペンローズ, J. ポーキングホーン, A. テイラー著,  
伊藤雄二監訳

**時間とは何か, 空間とは何か; 数学者・物理学者・哲学者が語る**

岩波書店, 東京, 2013, xviii + 229p, 21 × 15 cm, 本体3,700円 [一般向]

ISBN 978-4-00-005468-3

細谷 暁夫 (東工大)

この本は、2006年9月にケンブリッジ大学エマニュエルカレッジで行われた「空間と時間について」(ON SPACE AND TIME)というタイトルの公開討論会をまとめたものである。パネラーは天文学者、物理学者、数学者、哲学者と神学者である。

趣旨については、講演者であり編集者でもあるシャーン・マジッドが「はじめに」で明快に述べている。時間と空間についての深い科学的理解、すなわち、プランクスケールの量子時空の可能性について、ドグマや流行を排した知的な討論が目的である。量子重力について、現在われわれは何も知らないという「無知の知」を前提にした真の意味の自然哲学者たちの強靱な思考力が展開される。

構成は、宇宙の観測事実(A. テイラー)、離散時空描像への入門(S. マジッド)、相対論の特異点問題からのアプローチ(R. ペンローズ)、非可換幾何(A. コンヌ)と言う風に、具体から抽象の度合いを上げて、締めくくりは神学における時間の意味(J. ポーキングホーン)となっている。テイラーの宇

宙論のまとめはこれだけ独立して読んでも有用である。マジッドのものはコンヌの非可換幾何の物理的な導入になっている。ペンローズのものは彼独自であり他とは相補的になっている。全体の基調はコンヌによる壮大な統一理論へのプログラムである。

これは純粋な意味で、現代のプラトニストたちの饗宴である。功利主義と妥協せず真っ直ぐに真実を問うヨーロッパの知性の伝統を見る。その一方で、そのような文化的背景を持たないものが読むと、一抹の危うさも感じる。彼らの追い求める時間と空間は現実の時間と空間なのか、それとも頭の中にある想念に過ぎないのか、と。また、アインシュタインの相対性理論から100年経って、その間に人間社会は近代科学のお陰で大きく変貌し、その影響を受けて人々の思考形態と価値観も変化している。それと全く無関係にアインシュタインの統一理論のいわばベンジを純粋思考で追求するのだろうか。それに対して、取りまとめ役のマジッドは、大胆にも、彼らの追求する非可換時空は実験的に検証できると言い切る。



この本の読者は超一級のパネリストに心酔するもよいだろう。論文には書かない踏み込んだ本音も書かれているようだ。また全く別の観点からの量子時空論を展開して、やや孤独を感じている人たちには勇気を与えるだろう。しかし、科学である以上、決着は実験でつくということについては、この本の編集者に同意して貰いたいと思う。私自身は、トリのポーキングホーンの指摘が気になる。確かに彼の言う通り、物理学における時間には「今」の概念が欠如している。

訳は専門家によるもので読み易く正確である。細かいことを言えば「標準ろうそく」よりは標準的な「標準光源」を使って欲しかった。

（2014年2月19日原稿受付）

J. Hermans 著, 村岡克紀訳

## 不確実性時代のエネルギー選択のポイント

丸善, 東京, 2013, xv+244p, 21×15 cm, 本体2,300円 [一般向]

ISBN 978-4-621-08703-9

岡野邦彦 (慶應大院理工)

本書は、物理学者の視点でエネルギー問題を捉え、定量的に比較できる形で解説した一般書である。数式も図表も理解に必須の最小限度で構成されているので、ときには文字しかないページが続くが、具体例や絶妙なアナロジーを取り混ぜて、物理の本質をうまく説明する著者の解説に飽きることはない。また、適切な訳注も理解を助けている。

人が使うエネルギーから入るのではなく、階段を登るエネルギー、フライパンをかき混ぜるエネルギーなど、人が出せるエネルギーから説明していく導入も秀抜だ。章が進むにつれて、家庭で、移動で、国で、世界で使われるエネルギーへと展開する。化石燃料が中心となっている世界のエネルギー消費と、おそらくそれに起因する地球温暖化問題に触れたのち、個別のエネルギー源の解説に入る。各種再生可能エネルギーの解説に続き、原子力エネルギーにも多くのページを割いている。原子力の解説の約半分を核分裂に、1/4を核融合に、残りを放射線の理解に充てている。バイオマスや太陽光に

含めているのも慧眼だ。運輸部門のエネルギーと関連する形でエネルギー貯蔵の重要性にも触れる。いずれの章でも利点と欠点がうまく整理され、本質がよく理解できる。ただ、著者が原理的に安全な原子炉(ペブルベッド型)を、「100%事故をなくせる原子炉」と呼ぶのには同意できなかった。その安全は原理を具現化する構造が破壊されないのが前提なのだから、100%は言い過ぎではないだろうか。

本書の構成でやや弱いと感じたのは社会経済的視点からの分析が不足な点である。経済発展と環境改善の関係は本書が標榜するエネルギー選択のポイントとして重要なはずだ。たとえば、ビョルン・ロンボルグ著、山形浩生訳『環境危機をあおってはいけない』(文藝春秋)を読むと、環境危機問題への多くの疑問が示されている。ロンボルグの批判のすべてには同意できないが、極端な温暖化対策が未来世代の収入を押し下げる負の側面も考えるべき、という考えは理解できる。日本は京都議定書での公約(1990年比で二酸化炭素排出量-6%)の達成を昨年発表した

が、これがリーマンショック後の長期不況の産物だったことはよく知られている。著者がこの大不況を「祝福の神様かもしれない(p.230)」と書いているのには抵抗がある。著者の心配する孫の世代のためにも、温暖化防止は経済発展を維持しつつ実現したい。

本書はエネルギー問題の一般向け入門書にとどまらず、物理の基礎が十分にある大多数の本学会会員にとっても、物理の本質を解きほぐす巧みな解説から得るものは大きいと思う。一方、本書をすでに読まれた方は、同じ問題を米国ジャーナリストの視点から見た本、ロバート・プライス著、古館恒介訳『パワー・ハングリー』(英知出版)と本書を読み比べてみるのはいかがだろう。そこに巧みな物理解説はないが、取材と経験をもとに、何が起きているか、何ができるか、という現実主義に徹している点が特徴で、両書を読むことでこの問題への理解が一層深まるはずだ。

(2014年3月10日原稿受付)

本欄では物理に関する新著を中心に、隠れた良書や学会員にとって有意義な本などを紹介していきます。

紹介書籍の表紙画像につきましては、出版社の許可を得られたもののみ掲載しております。

## 図書リスト

### 最近の寄贈書

L. Šamaj, Z. Bajnok: Introduction to the Statistical Physics of Integrable Many-body Systems

Cambridge Univ. Press, New York, 2013, xix+504p, 25×18 cm, \$130.00  
ISBN 978-1-107-03043-5

セドリック・ヴィラーニ著, 池田思朗, 松永りえ訳: 定理が生まれる; 天才数学者の思索と生活

早川書房, 東京, 2014, 308p, 20×14 cm, 本体2,600円

ISBN 978-4-15-209452-0

R. ガムビーニ, J. プリン著, 樺沢宇紀訳:

初級講座ループ量子重力

丸善プラネット, 東京, 2014, viii+179p, 21×15 cm, 本体4,400円

ISBN 978-4-86345-212-1

ペドロ・G・フェレイラ著, 高橋則明訳: パーフェクト・セオリー: 一般相対性理論に挑む天才たちの100年

NHK出版, 東京, 2014, 313+37p, 20×14 cm, 本体2,300円

ISBN 978-4-14-081637-0

岩井伸一郎: 超高速分光と光誘起相転移  
朝倉書店, 東京, 2014, vi+214p, 21×15 cm, 本体3,600円(現代物理学[展開シリーズ]第7巻)

ISBN 978-4-254-13787-3

佐佐満夫: 天球のラビリンス; 切断代数と

離散球体論

丸善プラネット, 東京, 2014, xxiii+534p, 22×16 cm, 本体6,300円

ISBN 978-4-86345-194-0

白石 裕: 四則算と度量衡とSIと; 単位の名前は科学者のかたみ

アグネ技術センター, 東京, 2014, v+147p, 21×15 cm, 本体1,800円

ISBN 978-4-901496-72-8

鈴木 実: 固体物性と電気伝導

森北出版, 東京, 2014, vii+416p, 22×16 cm, 本体5,600円

ISBN 978-4-627-15601-2

須藤彰三, 岡 真監修, 有馬孝尚著: マルチフェロイクス: 物質中の電磁気学の新展開

共立出版, 東京, 2014, ix+145p, 21×15 cm, 本体2,000円(基本法則から読み解く物理学最前線2)

ISBN 978-4-320-03522-5

高柳 匡: ホログラフィー原理と量子エンタングルメント

サイエンス社, 東京, 2014, v+176p, 26×18 cm, 本体2,407円(SGCライブラリ-106)

ISSN 4910054700442

田中一範, 飯田 隆, 藤本康雄編: 化学英語用例辞典

富山房インターナショナル, 東京, 2014, x+881+57p, 22×16 cm, 本体6,800円(日本大学文理学部叢書10)

ISBN 978-4-905194-70-5

二間瀬敏史: 宇宙物理学

朝倉書店, 東京, 2014, vi+190p, 21×15 cm, 本体3,000円(現代物理学[基礎シリーズ]第9巻)

ISBN 978-4-254-13779-8

日笠健一: デイラック方程式; 相対論的量子力学と量子場理論

サイエンス社, 東京, 2014, v+159p, 26×18 cm, 本体2,295円(SGCライブラリ-105)

ISSN 4910054700343

樋口保成: パーコレーション理論講義; 基礎からSLE理論の入口まで

サイエンス社, 東京, 2014, iiiv+136p, 26×18 cm, 本体2,194円(SGCライブラリ-107)

ISSN 4910054700541

古澤 明: 量子光学の基礎; 量子の粒子性と波動性を統合する

内田老鶴圃, 東京, 2013, vi+174p, 21×15 cm, 本体3,500円

ISBN 978-4-7536-2030-2

二宮正夫: 絵でわかるクォーク

講談社, 東京, 2014, vii+149p, 21×15 cm, 本体2,200円

ISBN 978-4-06-153148-2

山本義隆: 世界の見方の転換1; 天文学の復興と天文学の提唱

みすず書房, 東京, 2014, xxxi+356+41p, 20×14 cm, 本体3,400円

ISBN 978-4-622-07804-3

山本義隆: 世界の見方の転換2; 地動説の提唱と宇宙論の相克

みすず書房, 東京, 2014, v+342+38p, 20×14 cm, 本体3,400円

ISBN 978-4-622-07805-0

山本義隆: 世界の見方の転換3; 世界の一元化と天文学の改革

みすず書房, 東京, 2014, vii+429+111+XXVIIp, 20×14 cm, 本体3,800円

ISBN 978-4-622-07806-7

米谷民明, 岸根順一郎: 場と時間空間の物理—電気, 磁気, 重力と相対性理論

放送大学教育振興会, 東京, 2014, 290p, 25×15 cm, 本体3,200円

ISBN 978-4-595-31511-4



## 掲示板

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

## 人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

1. 公募人員(職名, 人数) 2. 所属部門, 講座, 研究室等 3. 専門分野, 仕事の内容(1行17字で7行以内) 4. 着任時期(西暦年月日) 5. 任期 6. 応募資格 7. 提出書類(書類名の前に○印をつけ簡潔に, 1行17字で6

行以内) 8. 公募締切(西暦年月日, 曜日) 9. ①書類送付先(郵便番号, 住所, 所属, 担当者名) ②問合せ先(郵便番号, 住所, 所属, 担当者名, 電話, Fax, e-mail等, 必要と思われるもの。①と同じ場合は省略) 10. その他(1行17字で5行以内)

### ■関西大学システム理工学部助教

1. 助教1名
2. 物理・応用物理学科物性理論研究室
3. 物性理論(応用を視野に入れた分野: スピントロニクス, カーボンエレクトロニクス, 半導体エレクトロニクス等), 仕事内容についてはHP参照。
4. 2015年4月1日
5. 5年(任期なし助教への移行も可)
6. 博士号取得者。HP参照。
7. ○履歴書(写真貼付, 連絡先・e-mail明記) ○研究業績リスト(著書, 査読付原著論文, 国際会議プロシーディングス, 総説・解説, 国際会議・国内学会発表, 代表として取得した外部資金, その他) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○今迄の教育・研究概要(A4, 2枚以内) ○着任後の教育・研究への抱負(A4, 2枚以内) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先, 応募者との関係
8. 2014年7月25日(金) 必着
9. 564-8680 吹田市山手町3-3-35 関西大

学システム理工学部物理・応用物理学科 伊藤博介 電話06-6368-0946

hitoh kansai-u.ac.jp

10. <http://www.kansai-u.ac.jp/global/footer/kyouin.html>を必ず確認のこと。

### ■京都大学基礎物理学研究所教授

1. 教授1名
3. 凝縮系物理(理論)
4. 決定後早期
5. 特に設けない(最低約5年は本研究所に在職し, 約15年経過後に異動することを推奨)
7. ○履歴書 ○発表論文リスト(主要論文5点以内に印) ○研究歴(研究成果の説明) ○就任した場合の研究計画 ○着任可能時期 ○主要論文(発表論文リストで印を付けた論文のpdf又はアーカイブ番号を指定) ○他薦の場合は推薦書
8. 2014年7月31日(木) 必着
9. ① [cm.jinji@yukawa.kyoto-u.ac.jp](mailto:cm.jinji@yukawa.kyoto-u.ac.jp)(推薦書の郵送可: 606-8502 京都市左京区北白川追分町 京都大学基礎物理学研究所 佐々木 節) ② 同研究所 藤田裕子 電話075-753-7009 [fujita@yukawa.kyoto-u.ac.jp](mailto:fujita@yukawa.kyoto-u.ac.jp)
10. e-mail件名は「凝縮系物理教授応募」と記載。詳細は<http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/contents/info/detail.php?NID=206>

参照.

### ■京都府立大学生命環境科学研究科教員

1. 准教授又は講師1名
2. 応用生命科学専攻環境計測学専門種目
3. 放射線物理学又は原子分子物理学. 学部, 院で放射線計測学, 環境計測学, 情報機器論, 基礎電磁気学, 物理学実験等を担当.
4. 2014年10月1日以降早期
5. なし
6. 博士号取得者. 学部及び大学院における講義が可能の方. イオンビーム等を用いた環境計測・分析技術に関する研究業績を有することが望ましい.
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト ○主要論文別刷5編(コピー可) ○受賞リスト ○競争的資金獲得状況 ○研究業績概要(約2,000字) ○今後の研究・教育に関する構想と抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先
8. 2014年7月31日(木) 必着
9. ①606-8522京都市左京区下鴨半木町1 京都府立大学生命環境科学研究科環境計測学専門種目人事選考委員会  
②環境・情報科学科 春山洋一 haruyama kpu.ac.jp
10. 封筒に「教員応募」と朱書き簡易書留で送付. 応募書類不返却. 詳細は本学HPの教職員公募参照.

### ■岐阜大学工学部教授

1. 教授1名
2. 電気電子・情報工学科応用物理コース
3. 物理学, 応用物理学(物性・計算物理とその工学的応用に関する分野)
4. 決定後早期
6. 博士号取得者. 上記専門分野に優れた研究業績を有し, 学部と大学院博士課程における教育・研究・組織運営に十分な能力と熱意のある方. 学部の基礎教育及び全学の大学入試における重要業務を担う能力と意欲のある方. 国際的に活躍できる英語コミュニケーション能力を有し, 英語で指導ができる方.
7. 下記URL参照.
8. 2014年7月31日(木) 必着
9. ①501-1193岐阜市柳戸1-1 岐阜大学工学部電気電子・情報工学科 応用物理コース長 田中光宏  
②応用物理コース 青木正人 電話 058-293-3053 masato.gifu-u.ac.jp <http://www.eng.gifu-u.ac.jp/ouyoubutsuri/20140731P1.pdf>

### ■東京工業大学大学院理工学研究科教員

[I]

1. 助教1名
2. 物性物理学専攻
3. 物性理論. 斎藤晋教授と協力して, 研究室のテーマに沿った理論研究を行う. 又, 大学院教育, 理学部物理学科における学部教育, 及び専攻・物性理論グループ・研究室の運営に関わる諸事項を行う. 従来の研究分野は必ずしも問わないが, 研究・教育に意欲のある方.
4. 2014年10月1日を希望
5. なし. 但し, 当専攻では5年を目処に転出することを推奨.
6. 博士号取得者か着任迄の取得見込者
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト ○主要論文別刷3編以内 ○研究業績概要(A4, 2頁) ○今後の研究計画及び教育に対する抱負(A4, 2頁) ○推薦書1通(提出先に直送) ○他に照会可能な研究者1名の連絡先
8. 2014年7月31日(木) 必着
9. 152-8551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 斎藤 晋 03-5734-2070 saito stat.phys.titech.ac.jp
10. 封筒に「物性物理学専攻助教応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付. 応募書類は原則不返却.

[II]

1. 准教授2名
- 2は[I]に同じ.
3. 物性実験(独立した研究室を運営)
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書 ○研究歴(研究内容の概要含, A4, 約2枚) ○研究計画書(A4, 約2枚) ○教育実績・抱負(A4, 約1枚) ○業績リスト(招待講演リスト含) ○主要論文別刷3編以内 ○外部資金獲得状況 ○推薦書1通及び推薦者と異なる照会可能者1名の氏名, 連絡先(e-mail)
8. 2014年9月5日(金) 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 田中秀数 電話03-5734-3541 tanaka lee.phys.titech.ac.jp
10. 封筒に「物性物理学専攻准教授応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付. 応募書類原則不返却. スタートアップの為の資金について学内支援制度利用可能性有. 本学では研究同様に教育を重

視すると共に, 多彩な人材を確保し, 大学力・組織力を高める為, 外国人や女性の参画する均等な機会を確保している.

[III]

1. 教授1名
- 2は[I]に同じ.
3. 物性実験. 学部及び大学院の講義(日本語及び英語)を担当.
- 4, 5, 6, 9①は[II]に同じ.
7. ○履歴書 ○研究歴(研究内容の概要含, A4, 約2枚) ○研究計画書(A4, 約2枚) ○教育実績・抱負(A4, 約1枚) ○業績リスト(招待講演リスト含) ○主要論文別刷5編以内 ○外部資金獲得状況 ○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. 2014年9月26日(金) 必着
9. ②物性物理学専攻 吉野淳二 電話 03-5734-2076 jyoshino.phys.titech.ac.jp
10. 封筒に「物性物理学専攻教授応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付. 応募書類原則不返却. スタートアップの為の学内支援制度利用可能性有. 本学では研究同様に教育を重視すると共に, 多彩な人材を確保し, 大学力・組織力を高める為, 外国人や女性の参画する均等な機会を確保している. <http://www.phys.titech.ac.jp/>も参照.

### ■千葉大学大学院理学研究科准教授

1. 准教授(テニュアトラック)1名
2. 物理学コース・光物性・量子伝導研究室
3. 固体ナノ構造などを対象に, 分光や量子伝導測定を主な実験手段として物性の新しい研究を意欲的に開拓・推進される方. 当研究室の教員と連携して学部・大学院の教育研究と全学基礎教育を担当.
4. 2015年4月1日迄の早期
5. 5年, 任期満了迄にテニュア付与審査
6. 博士号取得後10年以内. 日本語を主言語としない外国人は日本語検定2級以上.
7. ○履歴書(4×5cm写真貼付) ○研究業績: 原著論文(査読有無で区分), 学会発表, 競争的資金, 受賞, 等に区分 ○主要論文別刷5編以内 ○研究概要と今後の研究計画(A4, 約4枚) ○教育経験と着任後の教育への抱負 ○照会可能者2名 ○日本語検定試験成績の証明書(外国人) ○以上を印

刷版1部と電子版(MS-Word又はpdf)で提出

- 2014年8月1日(金) 必着
- ①263-8522千葉市稲毛区弥生町1-33 千葉大学大学院理学研究科物理学コース 中山隆史  
②音 賢一 電話043-290-2761 oto.physics.s.chiba-u.ac.jp
- 封筒に「物理学コース教員公募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。

#### ■東京大学宇宙線研究所教員

##### [ I ]

- 教授1名
- 神岡宇宙素粒子研究施設(岐阜県飛騨市)
- 本研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設に所属し、同施設が推進するスーパーカミオカンデ等による地下を利用した宇宙・素粒子研究、施設の将来計画、施設の管理・運営において中核的役割を担える方。
- 決定後早期
- なし
- 履歴書 ○研究歴(A4,3頁以内) ○業績リスト(論文リスト, 研究発表リスト等)及び主要論文別刷5編以内(論文リストに印) ○着任可能時期 ○着任後の研究計画(A4,3頁以内)
- 2014年8月1日(金)
- ①277-8582 柏市柏の葉5-1-5 東京大学宇宙線研究所総務係 application.icrr.u-tokyo.ac.jp  
②附属神岡宇宙素粒子研究施設 中畑雅行 電話0578-85-9603 nakahata.suketto.icrr.u-tokyo.ac.jp
- 書類はe-mail添付にて提出。当方の受信完了メール要確認。やむを得ない場合は封筒に「教授応募書類(神岡)」と朱書き書留で送付。応募書類不返却。

##### [ II ]

- 准教授又は助教1名
- 重力波推進室神岡分室(岐阜県飛騨市神岡町)。装置開発・試験の必要がある場合は、最長で2015年12月末日迄柏勤務の場合有。
- 大型低温重力波遠望鏡(KAGRA)プロジェクトにおいて現重力波推進室メンバーと協力してKAGRAの重要な装置部分の建設・調整に責任をもつ。装置完成後はKAGRAの共同利用施設運用と重力波のサイエンスを推進できる方。
- 4, 5, 8, 9①は [ I ] に同じ。
- 博士号取得者

- 履歴書(市販様式相当, e-mail必須) ○研究歴(A4,3頁以内) ○業績リスト(論文リスト, 口頭発表を含めた研究発表リスト等)及び主要論文別刷3編以内(論文リストに印) ○着任可能時期 ○着任後の研究計画(A4,3頁以内) ○応募職種 ○意見書か推薦書2通
- ②梶田隆章 kajita icrr.u-tokyo.ac.jp 電話04-7136-3100
- 原則e-mail添付にて提出。当方の受信完了メール要確認。やむを得ない場合は封筒に「教員応募書類(重力波)」と朱書き書留で送付。意見書は作成者からe-mail(pdf)又は郵送で直送。

#### ■分子科学研究所助教

##### [ I ]

- 助教1名
- 協奏分子システム研究センター階層分子システム解析研究部門
- タンパク質の機能解明に意欲ある研究者。タンパク質を研究対象とした生化学, 生物物理学, 構造生物学等の経験がある事が望ましい。当該研究部門の秋山修志教授と協力して研究を行う。
- できる限り早期
- 6年を目途に転出を推奨
- 修士課程修了者又は同等以上の学力を有する者
- 推薦書(自薦の場合は不要) ○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) ○主要論文別刷又はプレプリント5編以内各2部
- 2014年8月10日(日) 消印有効
- 444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38番地 自然科学研究機構岡崎統合事務センター総務課人事係 電話0564-55-7113
- 詳細は <http://www.ims.ac.jp/recruit/teisyutu.html> 参照。本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。

##### [ II ]

- 助教1名
- 生命・錯体分子科学研究領域錯体触媒研究部門
- 分子の相互作用に主眼をおいた新しい分子変換反応の開発に意欲的に取り組む研究者。同部門の榎山儀恵准教授と協力して研究を行う。
- 4, 5, 6, 7, 9は [ I ] に同じ。
- 2014年9月10日(水) 消印有効
- 詳細は <http://www.ims.ac.jp/recruit/2014/>

参照。本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。

#### ■自然科学研究機構岡崎統合バイオサイエンスセンター助教

- 助教1名
- 生命動秩序形成研究領域
- 生物物理学的又は生化学的手法を用い、生体分子モーター等の生体分子機械の作動原理の解明に意欲的に取り組む実験研究者。主に当該研究領域の飯野亮太教授と協力して研究を行う。
- できる限り早期
- 6年を目途に転出を推奨
- 修士課程修了者又は同等以上の学力を有する者
- 推薦書(自薦の場合は不要) ○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
- 2014年8月10日(日) 消印有効
- 444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38番地 自然科学研究機構岡崎統合事務センター総務課人事係 電話0564-55-7113
- 詳細は <http://www.ims.ac.jp/recruit/teisyutu.html> 参照。本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。

#### ■九州大学理学研究院物理学部門教員

##### [ I ]

- 准教授1名
- 物性物理学講座複雑物性分野
- 広い意味での複雑物性実験。ソフトマター物理学, 生物物理学, 化学物理学, 複雑系物理学等。当該分野の研究の実施と、大学院・学部の教育と研究指導及び基幹教育を担当し、研究室・教室運営を分担。
- 決定後早期
- なし
- 履歴書 ○従来の研究概要と着任後の研究計画(A4,2枚) ○教育に対する抱負(A4,1枚) ○業績リストと主要論文別刷5編以内 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○着任可能時期 ○外部資金獲得状況等を含む特記事項 ○印刷物と共に同一内容を記入したCD等も同封
- 2014年8月15日(金) 必着
- 812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1 九州大学理学研究院物理学部門 鶴田昌之

電話092-642-3891

tokita phys.kyushu-u.ac.jp

10. 封筒に「准教授応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。応募書類不返却。選考の最終段階で講演・面接を行う予定。http://www.sci.kyushu-u.ac.jp 及びhttp://www.phys.kyushu-u.ac.jpも参照。本学では男女共同参画社会基本法に則り選考を行っている。本学理学研究院は2015年度後期から伊都地区に移転予定。

[ II ]

1. 助教(女性教員)1名
2. 物性物理学講座
3. 物性物理学実験。磁性物理学・固体電子物性・複雑物性基礎・複雑流体の何れかの研究室に所属し、担当教授と協力して研究、教育、研究室運営を行う。
4. 8は[ I ]と同じ。
5. 5年(再任1回, 最長10年)の予定
6. 博士号取得者, 又は着任迄に取得できる女性研究者
7. ○履歴書(e-mail明記) ○研究歴 ○今迄の研究業績概要と着任後の研究計画 ○教育に対する抱負 ○業績リストと主要論文別刷3編以内 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○着任可能な時期 ○その他, 外部資金獲得状況を含む特記事項
9. 812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1 九州大学大学院理学研究院物理学部門  
木村 崇 電話092-642-3915  
t-kimu phys.kyushu-u.ac.jp
10. 封筒に「助教応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。提出書類は書面に加えPDFを保存したCD-R, DVD-R又はUSBメモリー等も同封。応募書類不返却。選考の最終段階において講演・面接を行う予定。

■東京大学大学院総合文化研究科准教授

1. 准教授1名
2. 広域科学専攻基礎科学系(物理)
3. 実験物理学。独創性を重視し, 分野不問。教養学部前期課程における物理学講義と実験指導, 後期課程及び大学院の教育・研究指導を担当。
4. 2015年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者。既存の学問・研究領域の枠に囚われない自由な発想で新しい研究分野を切り拓く意欲と能力を持つ方。日本語で授業ができる方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト ○主要論文別刷5編 ○研究業績概要

(A4, 3枚以内) ○研究計画(A4, 2枚以内) ○教育に関する抱負(A4, 1枚以内) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先

8. 2014年8月22日(金) 必着
9. ①153-8902東京都目黒区駒場3-8-1 東京大学大学院総合文化研究科広域科学専攻基礎科学系物理部会 加藤光裕  
②jinji phys.c.u-tokyo.ac.jp
10. 封筒に「物理部会准教授応募書類」と朱書し簡易書留で送付。詳細はhttp://www.c.u-tokyo.ac.jp/info/news/employment/20140514093059.html参照。

■核融合科学研究所ヘリカル研究部教員

[ I ]

1. 助教1名
2. プラズマ加熱物理研究系電子加熱物理第二研究部門
3. 電子サイクロトロン加熱装置と磁場閉じ込め装置を統合した系における加熱吸収機構のモデリングを行い, その解析手法を大型ヘリカル装置実験に適用すると共に, 電子サイクロトロン加熱装置の高性能化に取り組み, 将来のヘリカル炉の点火に必要な加熱装置の設計研究を行う。今迄の経験の有無に関係なく, 積極的かつ長期的な視野を持った意欲のある若手を求める。
4. 決定後早期
5. 5年, 再任可
6. 博士号取得者(取得見込)等
7. ○履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷各4部
8. 2014年8月29日(金) 17時必着
9. 核融合科学研究所管理部総務企画課人事・給与係 電話0572-58-2012
10. 封筒に「ヘリカル研究部プラズマ加熱物理研究系電子加熱物理第二研究部門助教公募関係書類」と朱書し, 郵送の場合は書留。詳細はhttp://www.nifs.ac.jp/jinji/参照。

[ II ]

1. 教授1名
2. 核融合理論シミュレーション研究系統合シミュレーション研究部門
3. 3次元プラズマ平衡, 加熱, 輸送現象等を記述する各種計算コードを連結した統合シミュレーションコード体系の研究開発を行う。実験・炉工学の研究者との連携により, 大型ヘリカル装置プラズマやヘリカル炉核燃焼プラズマの統合シミュレーションを実行し, プ

ラズマ閉じ込めの物理機構の理解を深め, 核燃焼プラズマの輸送予測性能を向上し, 核融合炉の設計に貢献する。

- 4, 5は[ I ]と同じ。
6. 博士号取得者等
7. ○履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編各6部
8. 2014年9月1日(月) 17時必着
9. 核融合科学研究所管理部総務企画課人事・給与係 電話0572-58-2012
10. 封筒に「核融合理論シミュレーション研究系統合シミュレーション研究部門(教授)公募関係書類」と朱書し, 郵送の場合は書留。詳細はhttp://www.nifs.ac.jp/jinji/参照。

■神戸大学システム情報学研究科教授

1. 教授1名
2. 計算科学専攻計算科学基礎講座
3. 計算科学全般。当専攻及び工学部情報知能工学科の講義・研究指導を担当。計算科学分野のフロンティア研究を推進すると共に, 当専攻の戦略的な運営に参画。
4. 決定後早期
6. 博士号又はPh.D.取得者。計算科学分野において優れた研究業績を有し, 大学における教育・研究指導に尽力できること。システム情報学研究科の円滑な運営に協力し, 学内の委員なども担当できること。
7. ○履歴書 ○業績一覧 ○主要論文別刷又はコピー10編 ○その他活動実績(教育活動, 社会活動, 学会運営等) ○外部資金獲得実績 ○今迄の研究概要(約1,000字) ○今後の研究計画及び教育・研究に対する抱負(約1,000字) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先
8. 2014年8月29日(金)
9. ①657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1 神戸大学大学院システム情報学研究科計算科学専攻 田中成典  
②計算科学専攻 横川三津夫  
yokokawa port.kobe-u.ac.jp
10. 詳細はhttp://www.csi.kobe-u.ac.jp/koubo/20140516.pdf参照。

■筑波大学数理物質系助教

1. 助教1名
2. 数理物質科学研究科電子・物理工学専攻, 理工学群応用理工学類
3. テラヘルツ波工学, テラヘルツ分光学。服部利明教授と共同して研究を行う。

テラヘルツ波、超短パルスレーザー、非線形光学、分光学の何れかに経験を有することが望ましい。理工学群応用理工学類において基礎的科目を担当。

- 2015年4月1日以降
- テニユアトラック制(5年以内に審査)
- 博士号取得、又は着任迄の取得見込者
- 履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内 ○今迄の研究概要(2,000字以内) ○今後の研究計画(1,000字以内) ○教育に対する抱負(1,000字以内) ○照会可能者2名の氏名、連絡先
- 2014年9月1日(月) 必着
- 305-8573つくば市天王台1-1-1 筑波大学大学院数理工学研究所電子・物理工学専攻 伊藤雅英 itoh bk.tsukuba.ac.jp

#### ■福岡工業大学工学部教員

##### [ I ]

- 准教授又は助教1名
- 電気工学科(専門基礎科目)
- 物理学(実験系が望ましい)。担当科目:電気基礎物理学、物理学I・II、電気基礎学実験等。
- 2015年4月1日
- なし
- 専門分野に関する実験的研究に業績があり、以下の各項に該当する方 ○博士号取得者又は着任迄の取得見込者 ○私立大学における教育に熱意のある方で、教育経験のある方が望ましい ○卒業研究を担当可能な方 ○大学院の教育・研究指導が可能な方が望ましい
- 履歴書 ○研究業績リスト ○論文別刷 ○今迄の教育履歴 ○今迄の研究概要と今後の研究計画 ○本学における教育及び学務に対する抱負
- 2014年9月19日(金) 必着
- ①811-0295福岡市東区和白東3-30-1 福岡工業大学教務課 本行義洋 電話092-606-0647 Fax 092-606-7310  
②同上 電気工学科 高原健爾 電話092-606-4482 Fax 092-606-0751 takahara fit.ac.jp
- 詳細は<http://www.fit.ac.jp/daigaku/koubo/index> 参照。

##### [ II ]

- 教授、准教授又は助教1名
- 電子情報工学科
- 物理学(物理学の講義・実験、基礎数学の講義、卒業研究等を担当)。
- 4, 8は[ I ]に同じ

- 専門分野に研究業績があり以下に該当する方。博士号取得者又は着任時迄の取得見込者。大学院での教育・研究指導が可能な方。実験的研究に業績があり教育経験のある方が望ましい。
- 履歴書(HPよりダウンロード) ○研究業績リスト(HPよりダウンロード) ○主要論文別刷約5編(コピー可) ○今迄の研究概要と今後の研究計画(約1,000字) ○教育及び学務に対する抱負(約1,000字) ○紙に加え「主要論文別刷」以外はCDやUSBメモリでも提出
- ①811-0295福岡市東区和白東3-30-1 福岡工業大学教務課 本行義洋  
②電子情報工学科 善明和子 電話092-606-3564 zenmyou fit.ac.jp <http://www.fit.ac.jp/elec>
- 封筒に「電子情報工学科教員応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。提出書類返却希望者は申し出ること。本学では助教も独立した研究室を持ち研究費も配分される。

#### ■神奈川大学工学部専任教員

##### [ I ]

- 准教授又は助教1名
- 工学部物理学教室
- 素粒子・原子核・宇宙(主に実験)。研究・教育(工学部基礎教育としての物理学、数学、物理学実験、情報処理、及び全学共通教養科目)・教室運営。将来的に卒業研究を担当する可能性有。
- 2015年4月1日
- なし
- 博士号を有し、教育に熱意及び実績があり、本工学部将来構想に沿った人材と考えられる者。
- 履歴書(写真貼付)1部(所定書式) ○教育研究業績書1部(所定書式) ○主要な著書及び論文別刷5編以内(コピー可) ○研究概要と今後の研究計画(A4,1頁以内) ○教育に対する抱負(A4,1頁以内) ○教育経験概要(A4,1頁以内) ○外部資金獲得状況 ○照会可能者2名の氏名、所属、電話、e-mail ○希望する職名
- ①221-8686横浜市神奈川区六角橋3-27-1 神奈川大学学長室気付 工学部長 林 憲玉 電話045-481-5661(代)  
②工学部物理学教室 日比野欣也 Fax 045-413-7288 hibino n.kanagawa-u.ac.jp
- 詳細、書式は<http://www.kanagawa-u.ac.jp/employment/professor/fulltime/>参照。

##### [ II ]

- 准教授又は助教1名
- 2, 4, 5, 6, 8, 9, 10は[ I ]に同じ。
- 物性物理学(主に理論)。研究・教育(工学部基礎教育としての物理学、数学、物理学実験、情報処理、及び全学共通教養科目)・教室運営。将来的に卒業研究を担当する可能性有。
- 履歴書(写真貼付)1部(所定書式) ○教育研究業績書1部(所定書式) ○主要な著書及び論文別刷5編以内(コピー可) ○研究概要と今後の研究計画(A4,1頁以内) ○教育に対する抱負(A4,1頁以内) ○教育経験概要(A4,1頁以内) ○外部資金獲得状況 ○照会可能者2名の氏名、所属、電話、e-mail ○希望する職名 ○主に活動している日本物理学会の領域名

#### ■北里大学理学部教授

- 教授1名
- 物理学科
- 主要担当科目(予定):熱統計力学、量子力学等の講義と実習、演習、卒業研究。大学院の講義と研究指導。
- 2015年4月1日
- 5年、再任有
- 生命科学の基礎的研究を担う本学部の理念に賛同し、博士号を持ち、特に優れた専門知識経験を有し、教育に熱意を持ち、運営にも積極的に参画して頂ける方。一貫した教育・研究指導を行う為5年以上在籍可能な方。
- 履歴書(写真貼付、e-mail明記、所定様式はHPに有) ○業績目録(原著論文、著書、総説、特許、主要学会発表等) ○主要論文別刷又はコピー5編以内 ○その他参考資料(受賞歴、外部資金獲得実績等) ○研究実績概要と採用後の研究計画・抱負等(約2,000字) ○教育に関する抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名、連絡先(e-mail含)
- 2014年9月29日(月) 必着
- ①252-0373相模原市南区北里1-15-1 北里大学理学部事務長  
②生物物理学講座 米田茂隆 電話042-778-9542 syoneda kitasato-u.ac.jp
- 封筒に「物理学科教授応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。HPの「北里大学の求める教員像」をご一読のこと。来校をお願いする場合有。応募書類不返却。



## ■山形大学理学部助教

1. 助教1名
2. 物理学科
3. 物性理論(量子化学分野含)。今迄の専門は問わないが、着任後は光物性を中心に学内スタッフとも協力し分野横断型の理論研究を推進できる方。学部及び大学院の教育・研究指導。
4. 2015年4月1日
5. 5年、但し任期中の適格審査で、適格となった場合には期間の定めのない雇用契約に切り替える。
6. 博士号取得者
7. ○履歴書 ○研究業績一覧 ○今迄の研究内容要旨 ○今後の研究・教育についての抱負 ○主要論文別刷又はコピー5編以内 ○照会可能者2名の所属、氏名、連絡先
8. 2014年9月30日(火) 必着
9. ①990-8560山形市小白川町1-4-12 山形大学理学部物理学科 郡司修一  
②富田憲一 電話023-628-4559  
tomita sci.kj.yamagata-u.ac.jp
10. 封筒に「助教公募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。提出書類不返却。第1次審査(書類選考)で選考された候補者には、面接・模擬授業等による第2次審査を実施。面接の為の旅費及び宿泊費は応募者負担。詳細は<http://phys.kj.yamagata-u.ac.jp/>参照。

## ■アイズファクトリー正社員

1. SE 2~3名
2. プロダクト推進部
3. 何らかのシステム開発経験のある方。データ解析に興味のある方求む。ビッグデータの解析にも携われる。仕事の内容:「自社パッケージ「bodais」の開発:今迄培ったデータ解析技術やデータ処理ノウハウなどを標準化し、「bodais」の次期バージョンとして開発」又は「クライアント向け関連システム開発:当社サービスと連携したWeb系システム、Webサイトの開発」。
4. 要相談
5. なし(常勤)
6. 大学卒以上
7. ○履歴書(写真貼付) ○職務経歴書(職歴がない方は、アルバイト経験や研究内容等の資料を提示) ○外国籍の方のみ在留資格のコピー ○郵送、又はe-mail添付
8. 2014年9月30日(火)
9. 101-0054東京都千代田区神田錦町1-23

宗保第2ビル (株)アイズファクトリー  
人事担当者 電話03-5259-9004  
bs isfactory.co.jp <http://bodais.jp/company/>

## 学術的会合

### 学術的会合の標準様式(1件500字以内)

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

### ■第46回エンジニアリングセラミックスセミナー「セラミックスの接合・接着・コーティング技術と用途展開—セラミックス部材の大型・複雑形状化、高性能・高機能化を目指して—」

主催 日本セラミックス協会エンジニアリングセラミックス部会  
日時 2014年7月11日(金) 13:30~17:50  
場所 東京工業大学田町キャンパス キャンパス・イノベーションセンター国際会議室(108-0023東京都港区芝浦3-3-6 電話03-5440-9020)  
内容 大学、研究機関及び企業からの講師6名による様々な接合・接着・コーティング技術及びその応用例、現状と今後の新たな展開についての講演。詳細なプログラム等はHP参照。  
定員 100名  
参加費 13,000円、学生6,000円  
申込 HPの参加申込フォームより  
参加申込締切日 定員になり次第締切  
連絡先 169-0073東京都新宿区百人町2-22-17 日本セラミックス協会エンジニアリングセラミックスセミナー係 電話03-3362-5231 Fax 03-3362-5714 [http://www.ceramic.or.jp/bkouon/index\\_j.html](http://www.ceramic.or.jp/bkouon/index_j.html)

### ■サマー・サイエンスキャンプ2014

主催 科学技術振興機構、会場となる実施45機関  
日時 2014年7月22日(火)~8月23日(土)の期間中、2泊3日~5泊6日  
場所 大学、公的研究機関、民間企業等45会場。詳細はHP参照。  
内容 先進的な研究テーマに取り組んでい

る日本各地の大学、公的研究機関、民間企業等を会場として、第一線で活躍する研究者・技術者から本格的な講義・実験・実習を受けることができる、高校生のための科学技術体験合宿プログラム。

定員 会場毎6~20名(計724名)  
参加費 2,000円(食費の一部に充当、交通費自己負担)

申込 <http://www.jst.go.jp/cpse/sciencecamp/camp/>より募集要項・参加申込書入手、必要事項を記入の上、事務局宛郵送。  
参加応募締切 2014年6月13日(金) 必着  
連絡先 102-0091東京都千代田区北の丸公園2-1 日本科学技術振興財団法人財育成部内 サイエンスキャンプ本部事務局 電話03-3212-2454 Fax 03-3212-0014 [camp-boshu26\\_jsf.or.jp](mailto:camp-boshu26_jsf.or.jp)

その他 応募資格は高等学校、中等教育学校後期課程(4~6学年)又は高等専門学校(1~3学年)等に在籍する生徒。

### ■第82回表面科学研究会「原子膜研究の最前線」

主催 日本表面科学会  
日時 2014年7月25日(金)  
場所 東京工業大学本館3階 理学系第2会議室345号室(152-8551東京都目黒区大岡山2-12-1 電話03-5734-2071)  
内容 グラフェンから酸化物まで様々な物質の原子膜の作製、基礎物性、デバイス応用に関して、最先端の研究を展開している講師による講演及び原子膜研究の最前線と今後の展望を議論する。

定員 60名  
参加費 2,000円、学生1,000円  
参加申込締切 2014年7月23日(水)  
申込先 113-0033東京都文京区本郷2-40-13 本郷コーポレーション402 日本表面科学会事務局 電話03-3812-0266 Fax 03-3812-2897 [shomu\\_sssj.org](mailto:shomu_sssj.org)  
<http://www.sssj.org>  
問合せ先 東京工業大学理工学研究科 木口学 電話/Fax 03-5734-2071 [kiguti.chem.titech.ac.jp](mailto:kiguti.chem.titech.ac.jp)

### ■平成26年度未踏科学サマー道場「次世代バイオマテリアルとその応用」

主催 未踏科学技術協会  
日時 2014年8月29日(金)~31日(日)  
場所 湘南国際村センター(240-0198神奈川県三浦郡葉山町上山口1560-39 電話046-855-1800)  
内容 詳細は[http://www.sntt.or.jp/summer/prg/prog\\_13.php](http://www.sntt.or.jp/summer/prg/prog_13.php)参照。  
定員 80名

参加費 大学公的機関21,000円,  
一般42,000円, 大学院生5,250円  
参加申込締切 定員になり次第  
ポスター発表申込締切 2014年8月5日(火)  
連絡先 105-0003東京都港区西新橋1-5-  
10 新橋アマノビル6F 未踏科学技術協  
会サマー道場事務局 大貫留美子 電話  
03-3503-4681 Fax 03-3597-0535  
mitohsci2014 snnt.or.jp

### ■第8回プラズマエレクトロニクスイン キュベーションホール

主催 応用物理学会プラズマエレクトロニ  
クス分科会  
日時 2014年8月31日(日)~9月2日(火)  
場所 国立中央青少年交流の家(御殿場市  
中畑2092-5)

内容 プラズマエレクトロニクス研究を始  
めたばかりの初学者を対象とし, 一流の  
講師陣を招きプラズマエレクトロニクス  
への理解を深めて頂くための講習会・イン  
キュベーションホールを開催. プラズ  
マ生成・制御, 診断計測等の幅広い分野  
に関する専門講座を開講. 初学者が基礎  
学理をしっかりと理解した上で, 当該分  
野における最新科学の話題にも触れられ  
るように構成され, 海外, 企業, 産学連  
携経験等の豊富な講師陣からは, 留学・  
在外研究経験, 企業で必要とされる資質,  
産学連携のエピソードなどを適時交えた  
講義を頂く. 新しい研究分野を切り拓か  
れてきた講師による, 最新動向や指導者  
に必要とされる資質についての特別講座  
も行う.

定員 60名  
参加費 48,000円, 学生22,000円  
申込 本分科会HPより  
参加申込締切 2014年7月30日(水)  
参加費入金締切 2014年8月8日(金)  
連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-  
22-7F 応用物理学会分科会担当 小田  
電話03-5802-0863 oda jsap.or.jp

### ■第17回XAFS討論会

主催 日本XAFS研究会  
日時 2014年9月1日(月)~3日(水)  
場所 徳島大学総合科学部1号館(770-8502  
徳島市南常三島町1-1 電話088-656-  
7263)  
内容 研究主題: X線吸収微細構造(XAFS)  
及び関連現象に関する理論, 解析方法,  
実験技術, 基礎及び応用研究. 討論分野:  
①XAFS及び関連現象に関する理論, ②  
XAFS及び関連現象に関する解析方法,  
③XAFS及び関連現象に関する実験技術,

④XAFSの化学への応用, ⑤XAFSの物  
理への応用, ⑥XAFSの材料科学への応  
用, ⑦XAFSの生命科学への応用, ⑧  
XAFSの地球環境科学への応用, ⑨そ  
の他XAFS関連研究. 討論会形式: 招待講  
演, 一般講演, ポスター発表, 放射光施  
設報告・ユーザーグループミーティング  
(SPRING-8, KEK-PF, SAGA-LS, 分子科  
学研究所等を予定)

参加費 3,000円, 学生1,000円  
申込 [http://web.ias.tokukushima-u.ac.jp/  
jxafs17/](http://web.ias.tokukushima-u.ac.jp/jxafs17/)より  
連絡先 770-8502徳島市南常三島町1-1 徳  
島大学大学院総合科学教育部 山本 孝  
(実行委員長) 電話/Fax 088-656-7263  
jxafs17 tokushima-u.ac.jp

### ■第23回日本バイオイメーキング学会学 術集会「公開講座」・「学術講演会」

主催 日本バイオイメーキング学会  
日時 2014年9月4日(木)~6日(土)  
場所 大阪大学銀杏会館(吹田市山田丘2-  
2)  
内容 公開講座: 9月6日(土)13:00~17:00.  
学術講演会: 9月4日(木)~6日(土). 特  
別講演: 難波啓一(阪大), 三浦正幸(東  
大). シンポジウム(4件): 「生命・イメ  
ーキング・データベース」「20年後に見  
えているもの」「脱ラベル化イメージ  
ング」「おもしろいoptics」. ポスター討論.  
参加費 6,000円, 学生3,000円(懇親会費:  
5,000円, 学生2,000円)  
申込 HPより  
講演演題締切 2014年6月30日(月)  
参加予約申込締切 2014年7月30日(水)  
連絡先 565-0871吹田市山田丘2-1 総合  
研究棟5階 菊地和也 電話06-6879-  
7924 Fax 06-6879-7875  
bioimage2014 mls.eng.osaka-u.ac.jp  
[http://www-molpro.mls.eng.osaka-u.ac.jp/  
bioimage2014/](http://www-molpro.mls.eng.osaka-u.ac.jp/bioimage2014/)

### ■第24回格子欠陥フォーラム「パワーデバ イス開発のための格子欠陥評価・制御」

主催 日本物理学会領域10格子欠陥分科  
日時 2014年9月11日(木)13時~12日(金)  
16時  
場所 かんぼの宿 恵那(509-7201恵那市  
大井町2709 電話0573-26-4600)  
内容 近年, SiCやGaNといったワイドバ  
ンドギャップ半導体を用いたパワーデバ  
イスの開発が進められており, 大きな省  
エネルギー効果が期待されている. 結晶  
成長, 結晶及び格子欠陥の基礎物性, パ  
ワーデバイスの作製, 評価, 設計の各分

野で活躍する研究者が一堂に会して意見  
交換をすることで, 当材料における格子  
欠陥の役割に対する現状と今後の挑戦的  
課題について理解を深めることを目指す.  
定員 60名(申込先着順)

参加費 20,000円(宿泊・食事代込, 予算  
状況により減額の可能性有)  
参加申込締切 2014年8月11日(月)  
連絡先 153-8505東京都目黒区駒場4-6-1  
東京大学生産技術研究所 物質・環境系  
部門 徳本有紀 電話03-5452-6324  
tokumoto iis.u-tokyo.ac.jp [http://www.  
r10.div.jps.or.jp/LatticeDefect/Contents/  
forum.html](http://www.r10.div.jps.or.jp/LatticeDefect/Contents/forum.html)

### ■Fujihara Seminar: Real-time Dynamics of Physical Phenomena and Manipulation by External Fields

主催 藤原財団(Organizing Committee: S.  
Miyashita, S. Koshihara, Y. Nakamura, H.  
Nojiri, S. Ohkoshi, K. Ohmori, R. Shimano,  
H. Tokoro)  
日時 2014年9月24日(水)~27日(土)  
場所 グランドホテルニュー王子(053-  
0022 苫小牧市表町4-3-1)  
内容 物理現象の実時間ダイナミクスと外  
場による操作に関する最近の進展につい  
て紹介し, コヒーレントなスピン運動,  
大きな摂動を加えた後の励起のダイナミ  
クス, 強い外場による量子状態の操作,  
光誘起相転移等, 今迄独立に研究が行わ  
れてきた様々なトピックについての議論  
を通してそれらに共通の普遍的性質の理  
解を目指す.  
参加費 25,000円, 学生10,000円  
聴講参加申込締切 2014年7月15日(火)  
連絡先 113-0033東京都文京区本郷7-3-1  
東京大学理学系研究科 宮下精二 電話  
03-5841-4192 miya spin.phys.s.u-tokyo.  
ac.jp  
その他 詳細は[http://www.rtdyn2014.imr.  
tohoku.ac.jp/index.html](http://www.rtdyn2014.imr.tohoku.ac.jp/index.html) 参照.

### ■第55回高压討論会

主催 日本高压力学会  
協賛 日本物理学会  
日時 2014年11月22日(土)~24日(月)  
場所 徳島大学常三島キャンパス(770-  
8506 徳島市南常三島町2-1 電話088-  
656-7417)  
内容 講演募集分野: 高压力の科学と技術  
に関する次の分野 ①高压装置・技術  
②固体物性 ③固体反応 ④流体物性  
⑤流体反応 ⑥地球科学 ⑦生物関連  
⑧衝撃圧縮 ⑨シンポジウム「生物関連

高圧シンポジウム」⑩シンポジウム「デザイナー流体の高圧力科学」(但し④⑤⑦には溶液, 界面, 及び食品含). 特別講演: 長濱慎一(日亜化学工業開発本部) GaN系半導体レーザーの開発とその新しい応用

参加費 4,000円, 学生2,000円(10月9日以降振込: 5,000円, 学生3,000円)

講演申込受付締切 2014年7月18日(金)

講演要旨原稿締切 2014年9月11日(木)

事前参加申込締切 2014年10月9日(木)(締切後は当日料金)

連絡先 530-0001 大阪市北区梅田1-11-4 大阪駅前第4ビル9階923-674号 (株)ポラリス・セクレタリーズ・オフィス内 第55回高圧討論会事務局 電話070-5658-7626 Fax 020-4665-8596/06-6345-7931 <http://www.highpressure.jp/new/55forum/>

### ■第35回日本熱物性シンポジウム

主催 日本熱物性学会

日時 2014年11月22日(土)~24日(月)

場所 東京工業大学大岡山キャンパス(152-8550 東京都目黒区大岡山2-12-1 <http://www.titech.ac.jp/maps/ookayama/index.html>)

内容 物質の熱力学的性質, 熱・物質輸送, 熱輻射, 熱物性の計測・応用, 物質・エネルギーと自然・生活環境に関する熱物性科学・工学及びその関連領域に跨った研究論文の発表講演会を開催。

参加費 事前: 6,000円, 学生2,500円(当日: 7,000円, 学生3,500円)

連絡先 125-8585 東京都葛飾区新宿6-3-1 東京理科大学工学部機械工学科 元祐昌 廣 電話/Fax 03-5876-1826 jstp2014 rs.tus.ac.jp <http://www.rs.tus.ac.jp/jstp2014/>

### ■2014 International Conference on Artificial Photosynthesis

主催 科研費・新学術領域「人工光合成」総括班

協賛 日本物理学会

日時 2014年11月24日(月)~28日(金)

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 人工光合成研究において第一線で活躍している世界各国の研究者が集結し, 研究の現状と今後の課題に関する報告と議論, そして各国における関連プロジェクトの説明等を集中的に行う。口頭発表(依頼)とポスター発表, ポスター賞あり。

定員 300名

参加費 40,000円, 学生25,000円

申込 <http://artificial-photosynthesis.net/ICARP2014/> より

参加申込締切 2014年8月20日(水)

連絡先 558-8585 大阪市住吉区杉本3-3-138 大阪市立大学・複合先端研究機構 橋本秀樹 電話 06-6605-3627 Fax 06-6605-3619 hassy ocarina.osaka-cu.ac.jp <http://artificial-photosynthesis.net/ICARP2014/>

### 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2回湯浅年子賞推薦依頼

対象 自然科学の諸分野において顕著な研究業績をあげた女性。自然科学の社会的普及活動又は同分野の女性研究者を増大させる活動において, 顕著な業績をあげた女性も含む。但し日本国籍を有する女性又は日本において高等教育を受けた女性。

内容 「金賞(湯浅年子賞本賞)」と「銀賞(湯浅年子賞奨励賞)」を設ける。金賞: 自然科学の諸分野における業績が著しく顕著であり国内又は国外において既に高い評価が確立している者。銀賞: 自然科学の諸分野における業績が特に顕著であり近い将来当該分野において国際的に活躍すると認められる者。

提出書類 形式自由, 他薦に限る。○推薦書 ○適任者の略歴 ○適任者の業績一覧 ○適任者の主たる業績を表す資料3点以内

推薦締切 2014年7月31日(木)17時必着  
提出先 112-8610 東京都文京区大塚2-1-1 お茶の水女子大学広報チーム男女共同参画推進係 danjo cc.ocha.ac.jp [http://www.ocha.ac.jp/danjo/yuasa\\_toshiko\\_prize.html](http://www.ocha.ac.jp/danjo/yuasa_toshiko_prize.html)

### ■会員専用ページ: ユーザー名とパスワード

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

7月ユーザー名 : 14Jul  
パスワード: Jean688  
8月ユーザー名 : 14Aug  
パスワード: Louis831

## 行事予定

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

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2014年 5月~11月 7/7~11 7/9~11	セラミックス大学2014 (CEPRO2014) The 19th Int. Conf. on Ultrafast Phenomena 第33回電子材料シンポジウム (EMS-33)	首都圏各地 宜野湾市(沖縄) 伊豆市(静岡)	69-4 69-3 69-4

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2014年			
7/11	第46回エンジニアリングセラミックスセミナー「セラミックスの接合・接着・コーティング技術と用途展開—セラミックス部材の大型・複雑形状化, 高性能・高機能化を目指して—」	東京	69-7
7/11~12	第11回Cat-CVD研究会	仙台市	69-5
7/11~12	PF研究会「次世代放射光源で期待されるXAFSを活用したサイエンス」	つくば市(茨城)	69-6
7/22~8/23	サマー・サイエンスキャンプ2014	日本各地	69-7
7/25	第42回薄膜・表面物理セミナー(2014)「構造物性解明へ向けたマイクロ~マクロ計測の最前線」	東京	69-5
7/25	第82回表面科学研究会「原子膜研究の最前線」	東京	69-7
7/30~8/1	第20回結晶工学スクール(2014年)	小金井市(東京)	69-6
8/8~10	基研研究会「若手のための量子情報基礎セミナー」	京都市	69-6
8/17~20	第10回日韓強誘電体会議(JKC-FE10)	広島市	69-6
8/29~31	平成26年度未踏科学サマー道場「次世代バイオマテリアルとその応用」	葉山町(神奈川)	69-7
8/31~9/2	第8回プラズマエレクトロニクスインキュベーションホール	御殿場市(静岡)	69-7
9/1~3	第17回XAFS討論会	徳島市	69-7
9/3~5	第47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	名古屋市	69-6
9/4~6	第23回日本バイオイメージング学会学術集会「公開講座」・「学術講演会」	吹田市(大阪)	69-7
9/7~10	日本物理学会2014年秋季大会(中部大学)(領域2を除く物性)	春日井市(愛知)	日本物理学会
9/11~12	第24回格子欠陥フォーラム「パワーデバイス開発のための格子欠陥評価・制御」	恵那市(岐阜)	69-7
9/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(佐賀大学)(素粒子, 宇宙線, 宇宙物理)	佐賀市	日本物理学会
9/24~27	Fujihara Seminar: Real-time Dynamics of Physical Phenomena and Manipulation by External Fields	苫小牧市(北海道)	69-7
10/8~11	日本物理学会2014年秋季大会(ハワイ)(核物理)	ハワイ島	日本物理学会・アメリカ物理学会合同
10/15~17	第62回レオロジー討論会	福井市	69-5
10/19~22	第7回シリコン材料の科学と技術フォーラム2014(浜松)	浜松市(静岡)	69-5
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4
11/4~12/5	国際滞在型研究会「Novel Quantum States in Condensed Matter」	京都市	69-6
11/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(朱鷺メッセ)(領域2)	新潟市	日本物理学会, 応用物理学会, プラズマエレクトロニクス分科会, プラズマ・核融合学会
11/22~24	第55回高圧討論会	徳島市	69-7
11/22~24	第35回日本熱物性シンポジウム	東京	69-7
11/24~28	4th Workshop on Quantum Simulations and Quantum Walks	KwaZulu Natal(南アフリカ)	69-6
11/24~28	2014 Int. Conf. on Artificial Photosynthesis	淡路市(兵庫)	69-7
2015年			
3/21~24	日本物理学会第70回年次大会(早稲田大学)	東京	日本物理学会
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	大阪市	日本物理学会

## 編集後記

4月から本会誌の編集委員を務めております。学生の時から目を通しての会誌の編集に携わることができ、とてもうれしく思うと同時に、自分も編集という舞台裏を任される歳になってしまった、もうそれほど若くはないのだと思うと若干複雑な気分にもなります。私は2005年に学位を取り、

研究者としておよそ10年が経ちました。十年一昔といえますので、これまで自分の行ってきた研究や、周辺の研究分野の10年間の発展を時おり振り返るのですが、その時ふと頭に浮かぶことがあります。

私は博士課程以来ランダム行列理論特にその数理的側面に興味を持ち研究していますが、これを発展させた中心人物の一人にフリーマン・ダイソンがいます。言わずと

知れた大物理学者であり、量子電磁力学の功績が有名ですが、統計物理学、数物理学の分野でも大きな足跡を残しています。実はダイソンがランダム行列理論の研究を行ったのは(論文の出版年でいうと)1962年から1972年の10年間であり、10年を振り返っている今の私にとってとても印象深いのです。ダイソンがこの研究を開始した1960年前後には、ランダム行列理論は重

い原子核のエネルギー準位の統計的性質を知るための理論としてすでに現れていて、ウィグナーの半円則やメイタやゴードンの準位間隔分布の研究などが知られていました。ダイソンはそれを踏まえ、ランダム行列について様々なモデル、概念や必要な数学を提示していきました。リー群の表現論に基づく分類理論、相関関数とそれを統一的に扱う四元数行列式の導入、ダイソンの円アンサンブル、ダイソンのブラウン運動モデル…この多様な展開を生み出した原動力は何だったのでしょうか？ それは重い原子核を調べるという当初の物理学的動機以上の何かを感じずにはられません。

今日これらの研究を振り返ってみると不思議な気分になります。ダイソンがランダム行列の舞台から去った1970年代以降現在に至るまで、彼の提示した道具を用いて、あるいはそれを発展させることで、多くの研究成果が様々な分野で結実しています。ランダム行列の分類理論は、アンダーソン局在等のランダム系の普遍クラスを論じる際の欠かせない道具となりましたし、円アンサンブルはメソスコピック系の電気伝導の解析に応用されました。同時に円アンサンブルの分配関数に関する彼の提示した予想は、数学者の興味を引き付け、組み合わせ

論、対称関数の発展に寄与しました。またブラウン運動モデルは、確率過程の分野で重要な研究対象となり、今世紀に入ると非平衡統計物理学におけるカーダー・パリジ・ザン普遍クラスとの思いがけないつながりが見出されています。ダイソンはランダム行列理論を創始したわけでもないし、1つのテーマを深く追求したわけでもありません。うまく言葉で表せませんが、「土を耕した」ということに近いかもしれません。ダイソンは、夜明け前に(ランダム行列という)大地を耕し、肥料を施し、人知れず立ち去りました。その後夜は明け、私は10年前一旗揚げようと見知らぬ大地に種を蒔き、収穫したりできなかつたりを繰り返しています。何とか10年間を過ごすことができた今、ふとこれまでの収穫物をもたらしてくれた足元の大地に目をやると、ダイソンのあの10年間を感じるができます。

物理学の進展は様々な形で現れます。大きな成果やブレイクスルーを目の当たりにした時、我々はとても興奮します。同時に上のような「土壌開拓型」の進展も、華々しい成果に対する興奮とは異なる不思議な深い感動を我々にもたらします。私は編集委員として前者とともに後者の進展も皆様

に伝えていけたらと思っています。

今村卓史〈

#### 編集委員

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

#### (支部委員)

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

#### 新著紹介小委員会委員

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

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

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

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

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

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

アメリカ合衆国における複製については、下記 CCC  
に連絡して下さい。

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

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

日本物理学会誌 第69巻 第7号 (平成26年7月5日発行) 通巻777号

©日本物理学会 2014

Butsuri

発行者 〒113-0034 東京都文京区湯島 2-31-22 湯島アーバンビル 8F

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

発行所 〒113-0034 東京都文京区湯島 2-31-22 湯島アーバンビル 8F

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。