

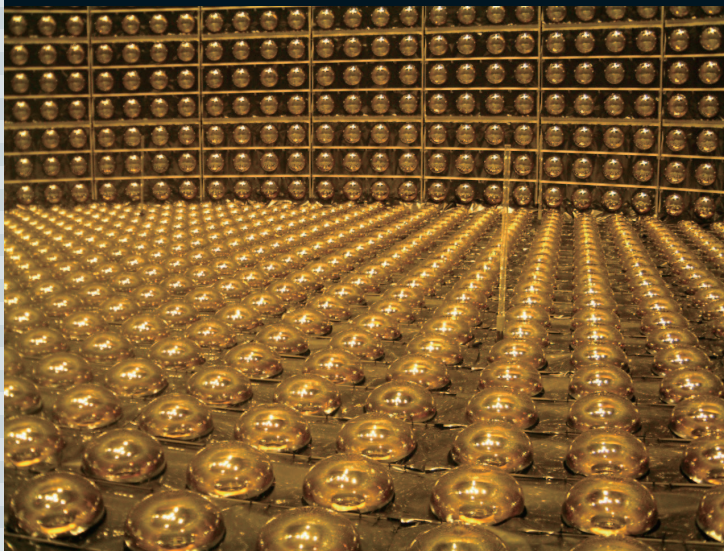
- 屈折率って何？
- RRAMの原理はどこまで理解できたのか？
- シリーズ「国際光年 IYL2015に寄せて」

NO.

11

2015 | VOL. 70

B U T S U R I
日本物理学会誌



物理教育委員長として： 物理学分野の参照基準（案）と委員会の活動

須藤 彰三 〈物理教育委員長〉

物理教育委員長として2年目となり、実施してきた最近の活動について紹介したいと思います。中心となって進めてきたのは、「物理学分野の参照基準（日本物理学会案）」の作成とWebサイトの充実です。どちらも、会員の皆さんから見れば、大学の物理教育の内容の可視化、委員会活動の可視化がキーワードでしょうか。

先ず「参照基準って何？」と聞かれそうですね。2008年6月に文部科学省は、日本学術会議に「大学の分野別質保証」のあり方に関する審議を依頼しました。学術会議は、2010年7月に回答として、分野別の教育課程編成上の参照基準の作成とそれを基にした各大学の自律的な質保証システムを提案しました。^{*1} 参照基準の内容は、物理学分野の世界（人間・社会・自然）における役割と、教育の到達目標、そして、就職との関連を明記した文章です。分かり易く言えば、これを読めば、初等中等教育の側からも、社会人の側からも大学の物理教育の内容が分かるという文章です。日本学術会議は、2012年5月に日本物理学会に素案の作成を依頼しました。物理学会では、物理教育委員会が作成を担当しました。その経緯は、本誌4月号巻頭言「学術会議と物理学会」と題して日本学術会議物理教育委員長・岡真氏が書かれています。

参照基準の具体的項目としては、5項目からなり、(1)物理学分野の定義と関連分野、(2)物理学分野に固有の特性、(3)物理学分野を学ぶすべての学生が身に付けることを目指すべき基

本的素養、(4)学習方法及び学習成果の評価方法に関する基本的な考え方、(5)市民性の涵養をめぐる専門教育と教養教育の関わりです。今まで、物理学者の目線から物理学をまとめた文章は数多くあるのですが、世界（人間・社会・自然）の目線で見たい体系的な物理学の記述はほとんどありません。実際、どのように見えるのでしょうか？ それを知る手掛かりとして、二つのシンポジウムを企画し、実施しました。一つは、第5回物理教育シンポジウム「なぜ物理学を学ぶのか—参照基準の策定に向けて—」^{*2} もう一つは、第70回年次大会におけるシンポジウム「異分野から見た物理学への期待：物理学領域の参照基準（日本学術会議後援）」^{*3}です。

参照基準は20以上の分野で既に公表されています。特に工学系分野の参照基準を参考にさせていただきました。^{*4} ほとんどが物理学と数学が基礎であることを明記し、各分野の参照基準をまとめています。そこで、見えてきたのは「階層性」でしょうか。例えば、電気電子工学分野の参照基準を見れば、電磁気学や量子力学がいくつかの階層性を持って書き換えられ、実際の電化製品や電子デバイスが作製可能になっていく様子が分かります。今まで、おぼろげながら考えていた教育内容と関連分野との関係が明確にとらえ

られるようになりました。大学教育で何を教えるのか、何を学ぶのかが明確になってきたと評価しています。加えて、物理学は、これらの分野とは常に協力的循環関係にあり、異分野での新しい発見や技術の開発が新しい物理現象の探求に結びついていることが明示できるようになったと考えています。

今までこのような文章がなかったので、まとめるのにはとても多くの議論が必要でした。物理教育委員会委員の方々にはとても感謝しています。作成した物理学分野の参照基準（案）は、6月の理事会で「日本物理学会案」として承認していただき、学術会議に提出しました。その内容は、現在、学術会議で審議中です。審議終了後は、その議論の経緯・内容を文章として公表することはとても有益であると考えています。

また、日本物理学会Webサイトを通して委員会活動の可視化にも努めています。高校生・大学生・一般向けの公開講座を動画で見られるようにしました。今回は、プラズマの物理と応用～天体・核融合・産業・医療～でした。公開講座は理事会企画ですが、素案は物理教育委員会が作成しています。小学校高学年・中学生向けに、国立科学博物館で実施している物理教室（自然の不思議）、世田谷区中学生講座（才能の芽を育てる体験学習：サイエンス・ドリーム）も写真と共に内容を知ることができます。^{*5}

(2015年8月5日原稿受付)

^{*1} 回答「大学の分野別質保証のあり方について」が掲載されています：<http://www.scj.go.jp/ja/member/iinkai/daigaku/>

^{*2} 大学の物理教育（第21巻第2号 pp. 52-72）に報告が掲載されています。

^{*3} 第70回年次大会（早稲田大学）、物理と社会シンポジウムで使用したスライドが掲載されています：http://www.ps.div.jps.or.jp/index/2015A21pAL_index.html

^{*4} 発表済みの各分野の参照基準が掲載されています：<http://www.scj.go.jp/ja/member/iinkai/daigakuhosyo/daigakuhosyo.html>

^{*5} 公開講座、物理教室、世田谷区中学生講座の内容が見られます：<http://www.jps.or.jp/public/seminar.php>

巻頭言 Preface

物理教育委員長として：物理学分野の参照基準（案）と委員会の活動
Foreword as a Chairman of Physics Education

須藤彰三 …… 809
Shozo Suto

現代物理のキーワード Trends

屈折率って何？—現代の“巨視的電磁場”問題—
What is Refractive Index?: A Modern Problem of the Macroscopic Electromagnetic Field

迫田和彰 …… 812
Kazuaki Sakoda

解説 Reviews

RRAMの原理はどこまで理解できたのか？
Present Status of RRAM Research

井上 公 …… 814
Isao H. Inoue

最近の研究から Researches

太陽系を作った超新星爆発はいつ起きたのか？—宇宙核時計ニオブ92—
When Had the Supernova Explosion Which Contributes to the Solar System Formation Happened?—Nuclear Cosmochronometer ⁹²Nb—

早川岳人, 梶野敏貴, 千葉 敏 …… 824
Takehito Hayakawa, Toshitaka Kajino and Satoshi Chiba

磁気スキルミオンとモノポールの織りなす創発的電磁現象
Emergent Electromagnetism Induced by Skyrmions and Monopoles

高嶋梨菜, 藤本 聡 …… 830
Rina Takashima and Satoshi Fujimoto

多次元自由エネルギー面で捉える生体分子の力学応答
Theoretical Study for Biomolecular Rupture Kinetics on Multidimensional Free Energy Landscapes

鈴木洋一 …… 835
Yohichi Suzuki

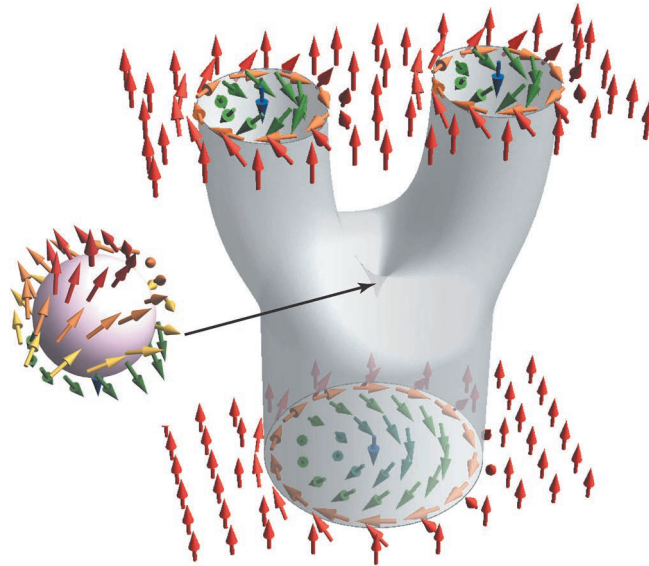
逆磁気光学効果を用いた偏光—磁化振動の3次元転写
Three-Dimensional Transfer between Optical Polarization and Magnetic Oscillations by Inverse Magneto-Optical Effect

佐藤琢哉 …… 840
Takuya Satoh

シリーズ「国際光年 IYL2015 に寄せて」 Special Series: To International Year of Light 2015

なぜ光電子増倍管（真空管）か？—極限計測の為に—
Why is Photomultiplier Tube Still Being Used?—For Extreme Measurement—

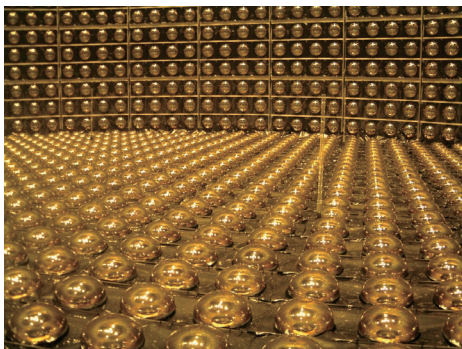
大村孝幸, 下井英樹, 河合克彦, 小玉剛史 …… 845
Takayuki Ohmura, Hideki Shimoi, Yoshihiko Kawai and Tsuyoshi Kodama



最近の研究から(磁気スキルミオンとモノポールの織りなす創発的電磁現象)

二つの磁気スキルミオンが合体する時に現れるモノポール構造。

話 題	青色発光ダイオード開発には何が必要だったか？	平松和政 …… 851
話題—身近な現象の物理—	天体・日常・微小スケールをつなぐクレーターの物理	桂木洋光 …… 855
JPSJの最近の注目論文から	7月の編集委員会より	上田和夫 …… 859
追 悼	Samuel Frederick Edwards 教授を偲んで	土井正男 …… 861
新著紹介		862
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	864
行事予定		867
会 告	■2016年分(2016年1月~12月)会費自動振替の実施と会費納入のお願い ■2016年度雑誌の国外配布送料について ■賞および研究助成の候補者の募集について ■第71回年次大会(2016年)宿泊について(ご注意) ■第12回Jr.セッションの開催 ■第71回年次大会(2016年)会場における託児室の設置について ■第71回年次大会(2016年)の事前参加登録・事前講演概要集(Webアクセス権および記録保存用DVD版)の申込について ■第71回年次大会(2016年)講演募集要項 ■Webページによる講演申込の手順(参加登録を含む) ■講演概要集原稿の書き方 ■2015年10月1日付新入会者 ■日本物理学会入会案内 ■日本物理学会入会申込書 ■2016年度 定期刊行物の購読案内 ■2016年度JPSJの購読案内(機関会員向け)	870
本会関係欧文誌目次		896



表紙の説明

素粒子・宇宙線物理学で知られる水チェレンコフ検出器：スーパーカミオカンデは、岐阜県飛騨市神岡鉱山内の地下1,000 mに位置し、直径39.2 m、高さ41.4 mの円筒形巨大水槽に5万トンの超純水で満たされ、水槽内壁には、直径50 cmの半球状光電面を持つ世界最大径の光電子増倍管R3600が11,200本配置されている。写真は、超純水注入前に、水槽床面と側面に配置されたR3600を撮影したものである。全体的に金色に見えるのは、チェレンコフ光を光電子に変換する光電面の色である(超純水注入後では、水の影響で全体的に青っぽく見える)。この実験の成果は2015年度のノーベル物理学賞の対象となった。現在、更なる高感度化を狙ったハイパーカミオカンデ(100万トン級の巨大水槽と、その内壁に50 cmの半球状光電面を持つ光電子増倍管99,000本を配置予定)が計画されており、素粒子の統一理論や宇宙の進化史の解明が期待されている。詳細は本号に掲載されている大村孝幸氏らの「実験技術」記事を参照のこと。

屈折率って何？—現代の“巨視的電磁場”問題—

Keyword: メタマテリアル

1. はじめに

今さら“屈折率”でもないだろうに、とおっしゃる向きもあるかも知れない。しかし、この十数年間、大まじめに研究が続いている。¹⁻³⁾ ご承知のように屈折率は、スネルの法則にしたがって光の屈折を表現する物質定数である。手元にあった理科年表を見ると、水の屈折率が約1.33などと記されている。もう少し基本的な量で表せば、

$$\text{屈折率} = \sqrt{\text{比誘電率} \times \text{比透磁率}} \quad (1)$$

であるが、これも良くご存じの通りである。

それでは、なぜ、今さら屈折率なのか。実はこれから述べるメタマテリアルの登場によって、旧来の屈折率の概念が少なからず変わってしまったからである。それはまた、現代的な“巨視的電磁場”問題を提起し、これまで思ってもみなかった奇妙な光学現象を実現した。

2. 微視的電磁場と巨視的電磁場

さて、真空の誘電率と透磁率を ϵ_0 , μ_0 と記すと、比誘電率 (ϵ) と比透磁率 (μ) はそれぞれ、電場 (\mathbf{E}) と電気変位 (\mathbf{D})、磁場 (\mathbf{H}) と磁束密度 (\mathbf{B}) の比例関係を与える：

$$\mathbf{D} = \epsilon\epsilon_0\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{H} \quad (2)$$

ここに現れた \mathbf{E} や \mathbf{H} などは、物質の構成要素である原子や分子よりは大きく、波長よりは小さなスケールで粗視化した(空間平均を取った)電磁場であり、巨視的電磁場と呼ばれる。これに対して、例えば、原子核のごく近くでは電場はたいへん大きな値を取り得るが、このような微視的電磁場は誘電率や透磁率、あるいは、屈折率で記述する対象ではない。比誘電率などの物質定数を測定で求めるなどすれば、式(2)で物質中の電磁波の伝搬を正確に記述できる。

筆者も学生のころにこのように教わり、これで一件落着と信じていたが、そうでもなくなってきた。最先端のナノ加工技術を使うと、原子や分子のスケールよりは大きいものの、光の波長よりは小さい人工物を作ることができる。あるいは、マイクロ波(波長がmm~cm程度)を対象とする場合などでは、波長よりも小さな人工物は簡単に作製できる。さて、この場合、巨視的電磁場を記述する誘電率や透磁率はいくらになるか？ あるいは、誘電率や透磁率はうまく定義できるか？ このように考えてくると、これまで物質固有の定数と考えていた屈折率も、人為的に設計が可能なる量かも知れないと思に至る。

3. メタマテリアル

今日、“メタマテリアル”は広義には、“原子・分子よりは大きく、対象とする電磁波の波長よりは小さな構造物、あるいは、その集合体”といった意味で使われる。狭義には、後述の“負の屈折や透明マントなどの特異な光学現象を実現する、波長よりも小さな構造物、あるいは、その集合体”を指す。特異な光学現象の実現には電磁的な共鳴状態を利用することが多いので、それを可能にするために狭義のメタマテリアルはほとんどの場合、金属で作製される。

マイクロ波領域ではメタマテリアルの3次元積層も可能であるが、光波(赤外~可視)領域では最先端のナノ加工技術をもってしても3次元積層は難しい。そこで、適当な基板上にメタマテリアルを並べた“メタ表面”が多くの場合、主な研究対象である(図1参照)。

さて、メタマテリアル研究の初期に注目を集めたのは、スプリットリング共振器と金属ワイヤを用いた負の屈折率の実現である。¹⁾ 誘電率と透磁率がどちらも負の場合、屈折率も負になる。(式(1)で誘電率と透磁率をどちらも負の実数と考え、マイナスとマイナスの積でルートの中が正になり、屈折率が正になるように見えるが、実際は誘電率も透磁率も多かれ少なかれ、損失に由来する虚部も持っているため、複素平面で屈折率の偏角を注意深くたどれば、屈折率の実部が負であることが分かる。)

通常の屈折現象(屈折率が正、図2(a))と比べて、負の屈折率の場合には屈折光が進む向きが法線を挟んで反対側になる(図2(b))。このとき、界面に平行な波数成分が保存していないように見えるので、並進対称性による要求が満たされていないのではないかと心配されるかも知れない。しかし、屈折率が負であると波数ベクトル (\mathbf{k}) とポインティングベクトル ($\mathbf{E} \times \mathbf{H}$) が互いに反対向きになるので、界面に平行な波数成分は保存している。実際、屈折率が正の物質中では \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{k} は右手系をなすが、屈折率が負の物

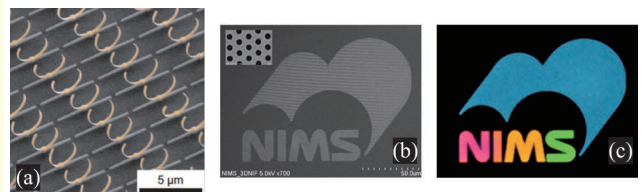


図1 光波領域のメタマテリアル。(a) スプリットリング共振器の2次元配列。⁴⁾ (b) 金属薄膜に形成した光の波長よりも小さなナノホールアレイの電子顕微鏡像と。(c) カラーフィルター機能。ナノホールの大きさ毎に透過波長が異なるので色づいて見える。⁵⁾

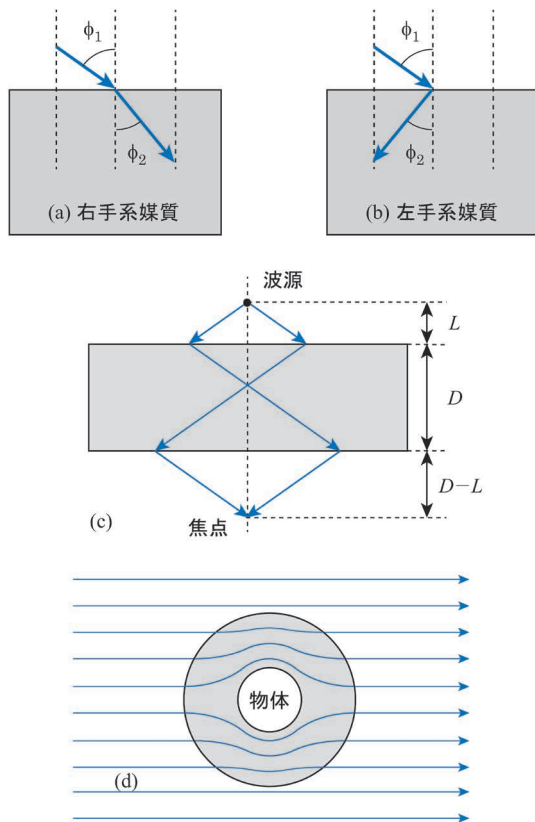


図2 (a) 正の屈折率と、(b) 負の屈折率による屈折。(c) 屈折率が-1のメタマテリアル平板によって実現される、回折限界を超える完全レンズ。(d) 屈折率分布の調節により、光線が障害物を避けて通る透明マント現象。

質中では左手系をなす。そこで、負の屈折率をもつ物質は左手系媒質とも呼ばれる。

誘電率については、プラズマ振動数よりも低い振動数で一般に金属が負の値を取る。これに対して、負の透磁率の実現には円環の一部が欠けた構造(スプリットリング共振器)が用いられた。マイクロ波を対象として試料が作製され、負の屈折が実証された。²⁾ 負の屈折が実現できると、図2(c)に示すように、メタマテリアル平板による完全レンズ(回折限界を超える解像度をもつレンズ)も実現できる。さらに、試料構造を調節して場所ごとに屈折率の値を変化させると、障害物を避けて光線が伝搬することも実証された(図2(d))。⁶⁾ 障害物の向こう側から見ると、光はあたかも直進してきたように見える。これはちょうど、ハリ・ポッターの透明マントのようであり、日本語では透明マント、英語ではcloakingと呼ぶ。この呼び名が一般受けしたことで、重い星の周りで光線が曲げられる場合の計算と類似性があったことなどから、光物性分野以外の研究者の注目も集めることとなった。

周期的なメタマテリアルでは構造を調節して、ブリルアンゾーンの中央(Γ 点)で2つの分散曲線が交わるようにすると、等方的で線形な光の分散関係(ディラックコーン)が実現できる。このとき、分散曲線の交点はディラック点と呼ばれ、その振動数で屈折率がゼロになる。この現象は最初、マイクロ波の伝送線路理論を用いて発見され、⁷⁾ その後、 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 摂動論と群論を用いて一般の場合が証明された。⁸⁾

4. おわりに：現代の“巨視的電磁場”問題

最初の設問、“屈折率って何？”に戻ろう。マイクロ波について言えば、メタマテリアルの寸法は $100 \mu\text{m} \sim 1 \text{mm}$ のオーダーであり、原子や分子の大きさとは桁が違っている。したがって、通常の意味で屈折率がちゃんと定義でき、その屈折率分布を使って試料中の電磁波伝搬を計算することができる。他方、メタマテリアルを人工原子と考えて、 $100 \mu\text{m} \sim 1 \text{mm}$ オーダーまで粗視化した屈折率を定義することもでき、これまで述べたような新現象を予測するための発見的な理論研究に大いに役立った。したがって、このような現代的な巨視的電磁場理論もたいへん有用である。

これに対して、光波領域のメタマテリアルでは問題はもう少し深刻である。メタマテリアルの寸法は $100 \text{nm} \sim 1 \mu\text{m}$ のオーダーであり、年々、小さな試料が作製できるようになってきている。いずれ、原子の大きさとメタマテリアルの大きさの間に、明瞭な境界を引くことが難しくなるであろう。そのとき、どんな“屈折率”を使うべきか？、屈折率はうまく定義できるか？、誘電率と透磁率は独立か？、等の原理的な問題が生じる。今日、マイクロ波、THz波、光波のすべての領域にわたって、いろいろな応用研究も進んでおり、³⁾ そのための現実的な試料設計が必要である。これに加えて、巨視的電磁場に関わるこのような原理的な問題にも答える必要がある。

参考文献

- 1) D. R. Smith, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 4184.
- 2) R. A. Shelby, *et al.*: Science **292** (2001) 77.
- 3) 石原照也, 真田篤志, 梶川浩太郎監修: 『メタマテリアルII』(シーエムシー出版, 2012).
- 4) 理化学研究所田中拓男博士のご厚意により、許可を得て掲載.
- 5) 物質・材料研究機構 杉本喜正博士のご厚意により、許可を得て掲載.
- 6) D. Schuring, *et al.*: Science **314** (2006) 977.
- 7) C. Caloz and T. Itoh: *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications* (Wiley, 2005).
- 8) K. Sakoda: Opt. Express **20** (2012) 25181.

迫田和彰(物質・材料研究機構先端フォトニクス材料ユニット)

(2015年5月25日原稿受付)

RRAMの原理はどこまで理解できたのか？



井上 公

産業技術総合研究所

RRAM (または ReRAM) というのは 15 年ほど前に発明されたメモリ素子のことだ。「絶縁体を金属電極で挟んだだけ」のコンデンサとそっくりな構造である。トランジスタの「ゲート」に相当する 3 端子目が必要ないので、原理的には最も微細化可能なメモリ素子ということになる。語頭の R は電気抵抗 (resistance)。2 端子間の抵抗が低いときが「1」、高いときが「0」に相当する。この「1」と「0」、つまりオン状態とオフ状態は電圧をゼロにしても保たれる。つまり不揮発メモリである。これに対して DRAM や SRAM といった現代の計算機に必須の高速メモリは、電圧をゼロにすると情報が失われる揮発メモリだ。SRAM と DRAM を不揮発メモリの RRAM で置き換えれば、オンオフを切り替える瞬間にしか電力を使わない「ノーマリーオフ」の、劇的に省エネルギーなコンピュータが誕生する。実際に RRAM が高速動作を示すという研究報告も増えており期待が高まっている。

なぜ抵抗値が不揮発に変化するのか？なぜ 2 端子で動作するのか？ 様々な興味深い原理が提唱されたが、現在では「金属電極と絶縁体との界面での電気化学反応、価数の変化、構造相転移といった現象」がメモリ動作の起源であると考えられている。しかしそのような界面現象の再現性を電子デバイスとして実用化できるほどに高めるとするのは容易なことではなく、現象への理解が深まるにつれて実用化を疑問視する声が聞こえてくる時期もあった。

ところがこの数年で状況は一変する。高速無線技術や膨大なデータを共有できるクラウド技術が急激に発展し、モバイル機器

どころかウェアラブル機器までが次々と登場した。機械や装置どうしがインターネットで繋がり情報伝達する「モノのインターネット (IoT)」の時代の到来である。IoT の鍵を握るのは「微細化に有利で、省電力で、かつ高速に読み書きできる」メモリ。まさに RRAM にほかならない。IoT 関連の市場規模は 2020 年には 9 兆ドルになるという予想さえあり、第 4 次産業革命だとまで言われている。ニッチだとかスキマだとか思われていた市場が巨大な市場に変貌してきたのだ。特に体内に埋め込むウェアラブル機器は RRAM の独壇場になるかもしれない。現在の半導体メモリには医療機器の殺菌処理に必要なガンマ線に対する耐性がないからだ。昨年あたりからは RRAM が搭載されたモバイル機器が市販されるようにまでなってきた。

したがって、RRAM の原理がどこまで理解されたのかをこの機会に知っておくのは悪くない。ただし RRAM と呼ばれる素子には非常に多くの種類があるので、まずそこを整理する必要がある。研究の性質上、「メモリ特性が良いか悪いか」の視点で議論されることがこれまでは多かったが、これだと物理の研究者には敷居が高いようだ。そこで本稿では「RRAM の電流-電圧特性曲線の分類」に的を絞って、メカニズムの理解に繋がる実験結果のみを整理する。物理研究者にとっての研究の入り口になることが目的である。物理の研究者でなくとも、他のレビューとは違う視点からの整理に接することで、斬新なアイデアの誕生に繋がるかもしれない。RRAM 研究の新展開がここから始まることを期待したい。

—Keywords—

DRAM :
Dynamical Random Access Memory の略。トランジスタ 1 個とコンデンサ 1 個からなる半導体メモリ。コンデンサに電荷が蓄積されている (“1”) が蓄積されていない (“0”) かでメモリ動作する。電源の供給を断つと情報が失われる揮発性メモリである。電源が供給されている間も、コンデンサの自然放電で情報が消失するのを防ぐために毎秒数十回程度、情報のリフレッシュを行う必要がある (ゆえに「動的」RAM と呼ばれる) ので、消費電力が大きい。1 ビットあたりの素子が 2 つですむので低コストである。

SRAM :
Static Random Access Memory の略。フリップ・フロップ回路の性質を用いた半導体メモリ。電源の供給を断つと情報が失われる揮発性メモリである。フリップ・フロップ回路はコンデンサを使わないのでリフレッシュを行う必要がない (ゆえに「静的」RAM と呼ばれる)。消費電力が小さく、高速動作できるが、回路が複雑 (トランジスタ 4~6 個) なので 1 ビットあたりのコストが大きい。

ニッチ・スキマ :
世に良く知られている事象の「隙間」にあって盲点となっている部分。

1. はじめに

20年前、学術論文というのは図書室でコピーしてくるものだった。筆頭著者と書誌情報とキーワードをメモして紙のコピーを整理しておけば十分だったのに、学術誌は次々とオンライン化され、読みたい(読むべき?)論文が急速に増加。様々なツール¹⁾も登場しプリントアウトすることもなくなった。論文の数が膨大すぎて、もはや対応できないという声をよく聞く。しかしデータ量の爆発に直面するIT業界の苦闘はその比ではない。過去20年間、コンピュータの演算速度は「ムーアの法則」のせいで数百万倍もの高速化を果たしたのに、データを保存するディスクの高速化はたかだか数十倍程度。バランスの悪さは目を覆わんばかりだ。電源を切ってもデータが消えず(不揮発)、現在のハードディスクより大容量で、さらにdynamic random access memory (DRAM)を凌駕するアクセススピードを持つ夢のようなメモリは作れないだろうか。

有力な候補には、相変化を利用したphase change memory (PCM)、磁気抵抗の変化を利用したmagnetoresistive random access memory (MRAM)、強誘電体を利用したferroelectric random access memory (FeRAM)、そして本稿でとりあげるresistive random access memory (RRAM)²⁾などが挙げられている。それらを含んだ将来の不揮発メモリに関しては多くのレビューが著されていて、例えば、台湾の国立交通大学のグループ(半導体デバイスの教科書³⁾で有名なSimon Szeも著者の一人)による最新のレビュー⁴⁾によると、「RRAMは最も将来を囑望された不揮発メモリ」なのだそう。既存の半導体メモリの製造プロセスが利用できる上に、USBメモリやsolid state drive (SSD)などで現在幅広く使われているNAND型のフラッシュメモリよりも10,000倍も高速に書き込みができるのに消費電力はわずか10分の1、他の不揮発メモリやSSDよりもはるかに微細化が可能などのメリットがあるためである。実際にこの数年でRRAMに関するレビューが様々な異なった観点から書かれており、⁵⁻¹¹⁾ブームの現状と期待感が読み取れる。そこで本稿は、専門外の方、さらに学部生や大学院生でも楽しく読めるよう、イメージ重視で数字や数式を極力排除したレビューになるように心がけた。そのため専門家には物足りない部分が生じたのは否めないが、上に紹介したレビューも本稿に続けてぜひ読んでもらいたい。

2. RRAMとは

RRAMは2枚の金属電極で絶縁体を挟んだコンデンサのような構造をした電子素子である(図1(a))。2枚の電極間の電気抵抗を「電極間に電圧をかける(電流を流す)」ことでスイッチさせて、オン状態(低抵抗状態“1”)とオフ状態(高抵抗状態“0”)を作り出す。いわばRRAMはリーク電流のあるコンデンサであり、当然ながらコンデンサとしては「欠陥品」だ。「欠陥品」を作るために、コンデンサにわざわざ大きな電圧をかけて絶縁破壊させ、電流が流れる

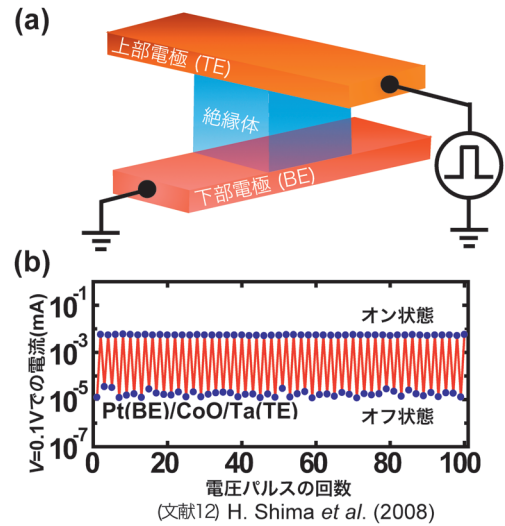


図1 (a) RRAM素子の模式図。絶縁体を上部電極 (TE) と下部電極 (BE) でサンドイッチした形になっている。(b) CoOをPtの下部電極(接地してある)とTaの上部電極で挟み込んだRRAM素子の動作。¹²⁾ 上部電極に-3.3 V, 20 nsのパルス電圧を印加すると抵抗値が増大し、+3.3 V, 20 nsのパルス電圧を印加すると抵抗値が減少する。縦軸はパルス印加後に0.1 Vの直流電圧をかけたときに素子に流れる電流値であり、パルスを印加するたびに素子の抵抗値が3桁以上変化しているのがわかる。(Reprinted with permission from Ref. 12. ©2008 AIP Publishing LLC.)

ようにする。これをフォーミング (formingまたは electroforming) と呼ぶ。ただし完全に絶縁破壊をしてしまうとただの電気抵抗だ。RRAMとしては動作しない。そこで、絶縁破壊の際に素子に流れるフォーミング電流の制御が重要になる。どの程度の電流密度にすべきかについては電極や絶縁体の種類や後述するどのタイプのRRAMにするかなどによって差異が極端に大きい(10⁻¹³-10⁻⁴ A/nm²) ため「素子に応じて適切な値を見出す必要がある」としか言えない。フォーミングについては本稿の最後で整理する。

RRAMのオン状態“1”は2つの電極間の抵抗が低い状態、オフ状態“0”は電極間の抵抗が高い状態である。この電極間に電圧を印加するとオンとオフを切り替えることができる。オンからオフへの切り替えをリセット (reset)、逆にオフからオンへの切り替えをセット (set) と呼ぶ。セットとリセットで印加パルスの極性を反転させないといけないRRAMは双極性 (bipolar) であるという。双極性RRAMは、正のパルスでセットしたら負のパルスでしかリセットすることができない。一方、印加パルスの極性を反転する必要がないRRAMもあり、単極性 (unipolar) と呼ばれることが多い。ただし後述するように、単極性と呼ばれているRRAMは全て無極性 (nonpolar) のRRAMを都合よく単極動作させただけである(「両極性 (ambipolar)」と呼ばれることもあるがbipolarと混同しやすいので本稿では無極性と呼ぶことにする)。無極性RRAMは、正のパルスでセットした後、正のパルスでも負のパルスでもリセットできる。逆に負のパルスでセットすることもでき、同様に正負どちらのパルスでもリセットできる。つまり、「セット/リセットにパルスの極性が関係しない」というのが無極性という言葉の意味である。単極性 (unipolar) と書かれている論

文を見たら、全て「無極性 (nonpolar)」のことだと思ってもらって間違いない。

図1(b)に、酸化コバルト CoO を Pt 電極と Ta 電極で挟んだ双極性 RRAM 素子の電気抵抗が、正負の電圧パルスの印加で変化する様子を示した。¹²⁾ -3.3 V, 20 ns の電圧パルスでリセットし, $+3.3$ V, 20 ns の電圧パルスでセットしている。セット/リセットのたびに素子の抵抗値は3桁以上も変化する。さらにこの抵抗変化は不揮発で、電圧をゼロにしてもオン状態やオフ状態が失われることはない。

実はこの電気抵抗スイッチングと呼ばれる現象は、1960年代にはすでに発見されていて、 Al_2O_3 や SiO_2 などをフォーミングすると現れるという多くの報告があった。¹³⁻¹⁵⁾ 1970年代から1980年代にかけて出版されたレビューを読むと、¹⁶⁻¹⁸⁾ ボイド (voids), 転位 (dislocation), 格子欠陥 (defects) といった酸化物にはつきものの「局所的なノンストイキオメトリ」が電気抵抗スイッチング現象の背景にあるのだと指摘されており、この理解は現在も引き継がれている。つまり RRAM は 1980年代までに実現されていてもおかしくなかったのだ。まさに「酸化物エレクトロニクス」の先駆けになっていたかもしれない。しかし1980年代後半に銅酸化物高温超伝導の発見¹⁹⁾と、NAND型フラッシュメモリの発明²⁰⁾という酸化物とメモリの分野でそれぞれ大きな出来事があったせいなのか、そこを境に当時の RRAM 研究は一度途絶えてしまっている。ところが、2000年になると新たにペロブスカイト型の遷移金属酸化物^{21,22)}や、モット絶縁体(強い電子相関によって電子が局在することで生じる絶縁体)の NiO ²³⁾での電気抵抗スイッチング現象の報告が続き、1970年代までに研究されていた「古い」RRAMとは異なるメカニズムが働いているのではないかという期待を高めた。²⁴⁻²⁷⁾ さらにそれら3つの報告が IBM, SHARP, SAMSUNG という企業の研究所からなされたことも相俟って、各地で本格的な研究が始まり、現在に至っている。

この時期に報告されたペロブスカイト型遷移金属酸化物の RRAM は双極性、 NiO の RRAM²³⁾は無極性であった。その後しばらく、それぞれに相似の物質で同じ極性の RRAM の報告が続いたことから、今でも「ペロブスカイトは双極性、2元系酸化物は無極性」という思い込みをしている発表を見かけるが、これは誤りである。後述するように、ペロブスカイトであろうが2元系であろうが、フォーミングの方法や雰囲気中の酸素濃度の違いなどで、同じデバイスが双極性になったり無極性になったりするのだ。もうひとつのよくある誤解は「RRAMには“必ず”上部と下部の金属電極が必要だ」というものである。抵抗変化はほとんどの場合、電極と酸化物との界面(つまり電極の接触抵抗の変化)がもたらしているのだが、どちらか片方の電極との界面でのみ抵抗変化が起これば十分なので、もう片方の電極の接触抵抗はむしろ変化しないほうが動作が安定になる。つまりコンデンサ構造だけが RRAM になるわけ

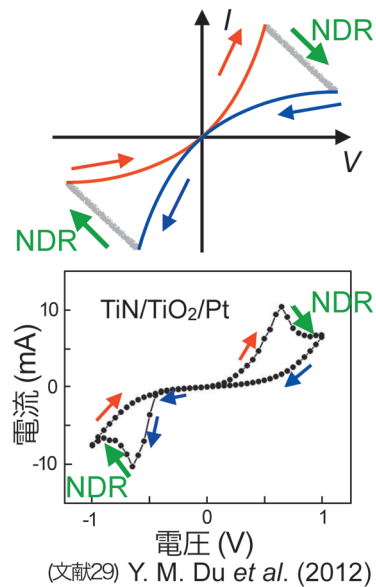
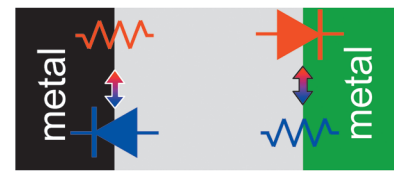


図2 極性反転ダイオード。後述する「界面変化型 RRAM」を二つ反対向きに直列に接続したものである(上図)。下図は TiN/TiO₂/Pt 構造の I - V 曲線。²⁹⁾ I - V 曲線が原点で「交差」しないという特徴があり(中図)、他の RRAM と明確に区別できる。NDR は負性微分抵抗 (negative differential resistance) のことである。(Adapted with permission from Ref. 29. ©2012 American Chemical Society.)

ではないのである。実際に、後述する連続変化型の RRAM はダイオード構造になっているものが多い。

逆に、二つの電極での接触抵抗の変化を積極的に利用すると「極性反転ダイオード (flip-flop diode)」^{28,29)} というものが作れる。極性反転ダイオードは図2に示すように、電極との界面に生じた(ショットキー)ダイオード的な整流作用が、酸素欠損の電場によるドリフトに伴って消失したり、回復したりすることによって生じるメモリ効果を利用する素子だ。²⁸⁾ これは後述する「界面変化型 RRAM」を二つ、逆向きに直列接続したものであり、RRAM のようにオン状態とオフ状態が分かれていない(電流-電圧特性曲線が原点で交差しない)。一方、絶縁体部分に強誘電体を用い、分極方向を電場で反転させることで界面のバリア中のトンネル電流を変化させる「強誘電 RRAM」というメモリもある。³⁰⁾ RRAM は「ノンストイキオメトリ」を利用するため、長期間利用すると特性が低下する心配があるが、それを克服できるメモリであると考えられている。また、RRAM の弟分ともいえるメモリとして、electrochemical metallization (ECM), conductive bridge (CB), あるいは programmable metallization cell (PMC) などと呼ばれて研究されている素子がある。これは電場を印加することで電極の金属(電気化学的に活性な Ag, Cu, Ni などであることが多い)が絶縁体中に析出してナノスケールのいわゆる導線を作るものである。原子スイッチなどと呼ばれている現象

だ.^{31,32)} さらに相変化メモリ (phase change memory: PCM) という有名な兄貴分も存在する.³³⁾ ジュール熱によって絶縁体部分をアモルファスから結晶へと相変化させて電気抵抗値をスイッチさせるメモリであり研究の歴史は長い. 後述するように, どちらも RRAM の動作原理と共通するメカニズムを有し, 実際に両者を含めて RRAM と呼ぶ場合もある. 紙面の制約があるため残念ながら本稿ではこれらのメモリに関する説明は割愛させてもらう.

3. 電流-電圧特性曲線で RRAM を分類する

上部電極, 下部電極, 絶縁体の組み合わせを変えると様々な RRAM を作製できる. どの金属とどの絶縁体の組み合わせが良いのかを念頭に膨大な RRAM の報告例を見ていくと, 物質科学の多様性を存分に楽しむことができる. しかし, 本稿は物理学会員を対象読者にしているので, 多様性よりもむしろ共通する性質に絞って, できるだけ少ない (覚えやすい) カテゴリーに分類してみることにした. それに最も適した手段は電流-電圧特性曲線を使って RRAM を分類することである. 電流-電圧特性曲線というのは, 上部電極と下部電極の間に直流電圧をかけ (直流電流を流し), それを掃引する際に電流値 (電圧値) がどう変化するかをプロットしたものである. ただし, 電流-電圧特性曲線は電圧 (あるいは電流) の掃引レートで大きく変わる場合がある. 電流値を制限するために抵抗やトランジスタなどを接続した状態で測定したデータも多い. あるいは, 複数の異なるタイプの RRAM の合成になってしまっている試料もある. したがって細かい差異には目をつぶり, 多くの報告がある典型例にのみ注目して電流-電圧特性曲線を整理してみた. 本稿のどの分類にも当てはめにくい特殊な例もあるということをおあらかじめご了承ください.

3.1 デジタル/アナログなセット/リセット

RRAM と呼ばれるメモリはすべて, 電圧パルスを与え

ると電気抵抗が不揮発に変化するもので, 図1(b) のようなパルス電圧特性を示す. この特性だけを見ているとどの RRAM も定性的に大きな違いはない. ところが直流電圧 (電流) を印加して掃引し, そのときの電流 (電圧) 値を測定すると, 複数の特徴的な電流-電圧特性曲線が現れる. すぐに気づくのは, 図3の例に示すように, 電流または電圧がある閾値に達するとオン状態 (オフ状態) からオフ状態 (オン状態) に突然セット (リセット) するものと, その変化が連続的に起こるものがあるということである. 前者は過電流を防ぐためのヒューズの動作と似ていることからヒューズ/アンチヒューズ型 (fuse/antifuse switching type または digital switching type) と呼ばれ, 後者は連続変化型 (continuous switching type または analog switching type) と呼ばれている.

一般に, 電流掃引に対する S 字型の負性微分抵抗 (または電圧掃引に対する N 字型の負性微分抵抗) が見られる試料において, それぞれ電圧または電流を掃引すると, 電流-電圧特性曲線には不連続点が現れる. しかしそれらはヒューズ/アンチヒューズ型 RRAM の閾値における突然のセット/リセットとは大きく異なっている.³⁴⁾ RRAM の場合は, 電流を掃引しても電圧を掃引してもほぼ同じ点で電流-電圧特性曲線が不連続になるのだ.³⁴⁾ 図3の概念図にある白丸がこの不連続点に相当する. 電流-電圧特性曲線がこの点に到達すると, ヒューズが突然切れ (あるいは繋がり), 大きな不連続抵抗変化が生じる.

一方, 連続変化型の RRAM には「N 字型の負性微分抵抗 (negative differential resistance: NDR) に類似の特徴」が見られる場合がある. 通常負性微分抵抗とは微分抵抗 dV/dI が負, あるいは単に抵抗 (I - V 曲線の形状に関わらず $R = V/I$ で定義される量) が $dR/dI < 0$ ということであるが, RRAM でいうところの負性微分抵抗とは $dR/d|V| > 0$ である (ややこしいことに符号が正であることに注意). たと

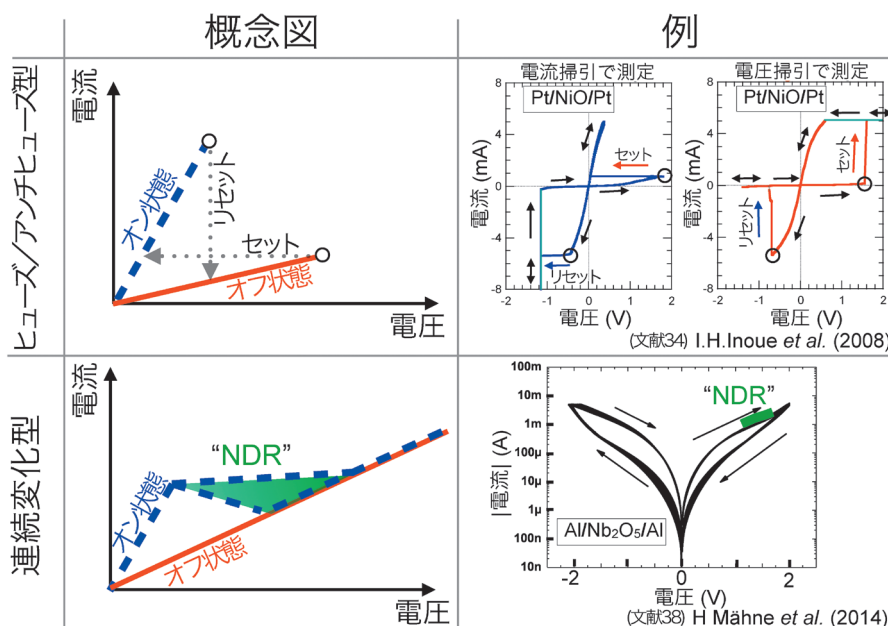


図3 ヒューズ/アンチヒューズ型 (左上) と連続変化型 (左下) の RRAM の電流-電圧特性曲線の概念図, およびそれぞれに対応する例 (右上³⁴⁾ と右下³⁸⁾). 概念図の点線はオン状態, 実線はオフ状態である. ヒューズ/アンチヒューズ型の白丸の先に電流-電圧特性曲線は存在しない. つまり電流掃引の場合も電圧掃引の場合も, この点に達すると, 抵抗値が不連続に変化する. 対応する例³⁴⁾ の場合, 電流掃引でリセットした後 (電圧掃引でセットした後) には, 行き着く先に電流-電圧特性曲線が存在しない. したがって測定装置が並列抵抗 (直列抵抗) を自動的に接続して過電流 (過電圧) が RRAM に流れる (印加される) のを防いでいる (これをコンプライアンスという). 連続変化型の「NDR」というのは「オン状態からオフ状態への連続的な抵抗変化」に相当する. 負性微分抵抗と呼ばれることもあるが, 必ずしも電流の電圧微分が負になっているわけではなく, 掃引レートによって変化する場合もある. そこで本稿では「NDR」と表すことにする. (Adapted with permissions from Ref. 34. ©2008 American Physical Society; ©IOP Publishing. Reproduced with permission. All rights reserved.)

え $dR/d|V| > 0$ でも微分抵抗 dV/dI は負になっていないことも多いので、これを十把一絡げで負性微分抵抗と呼ぶには抵抗がある。したがって本稿ではこれを“NDR”と書くことにする。以下“NDR”とはオン状態とオフ状態をつなぐ $dR/d|V| > 0$ の部分 (図3の概念図で塗りつぶされた領域) だと思ってもらいたい。

本来の負性微分抵抗の良い例は、絶縁体に無理やり流した電流が空間的・時間的 (spatiotemporal) に作り出す非平衡な不均質構造—電流分布の不均質 (S字型) あるいは電場分布の不均質 (N字型)—がその原因となっているものである。³⁵⁻³⁷⁾ 前者はいわゆるフィラメント (filament) 形成、後者はショットキーバリア形成に相当するのだと考えれば、RRAMのメカニズムを示唆する現象であるため興味深い。非平衡な不均質状態だけではRRAMの不揮発性の起源をうまく説明できない。RRAMに見られる不連続なセット/リセットも連続的なセット/リセットも、ともに平衡状態での状態変化を伴っていないなければならない。

ヒューズ/アンチヒューズ型 RRAM の場合、オン状態の電流値は上部電極の面積にほとんど依存しないが、オフ状態の電流値は上部電極の面積にほぼ比例して減少する。^{34, 39, 40)} これはオン状態の場合、上部電極の付近に電流

狭窄構造ができ、ごく一部分にのみ (大きな) 電流が流れるが、オフ状態ではそれが消失し、全体をほぼ一様な (小さな) 電流が流れるからである。この電流狭窄構造を「蛇口」を意味するフォセット (faucet) と呼ぶ。(余談だが faucet はアメリカ英語で、蛇口はイギリスだと tap。しかしアメリカ英語でも水道水は tap water である。) 電流が局所的に流れるということがヒューズ/アンチヒューズ型 RRAM の最も重要な点であり、このフォセットの部分こそがまさにヒューズの役割を果たしている。

ここで注意しておきたいのは絶縁体の中に伝導度の高い部分 (こちらはしばしば静的なフィラメントと呼ばれる。詳細は後述する) が生じて、それが必ずしもフォセットになるわけではないということである。フィラメントが太すぎて先端や途中などに電流のフォセットが現れなければ、連続変化型の電流-電圧特性曲線を示すこともある。どれくらいの電流密度になればヒューズ/アンチヒューズ型と連続変化型が切り替わるのかというのは、絶縁体や電極の物質とその組み合わせ、³⁸⁾ 電極の面積、⁴¹⁾ および後述するフォーミングの方法等⁴¹⁻⁴³⁾ に強く依存する。これは RRAM の実用化に際して最も重要な問題である。

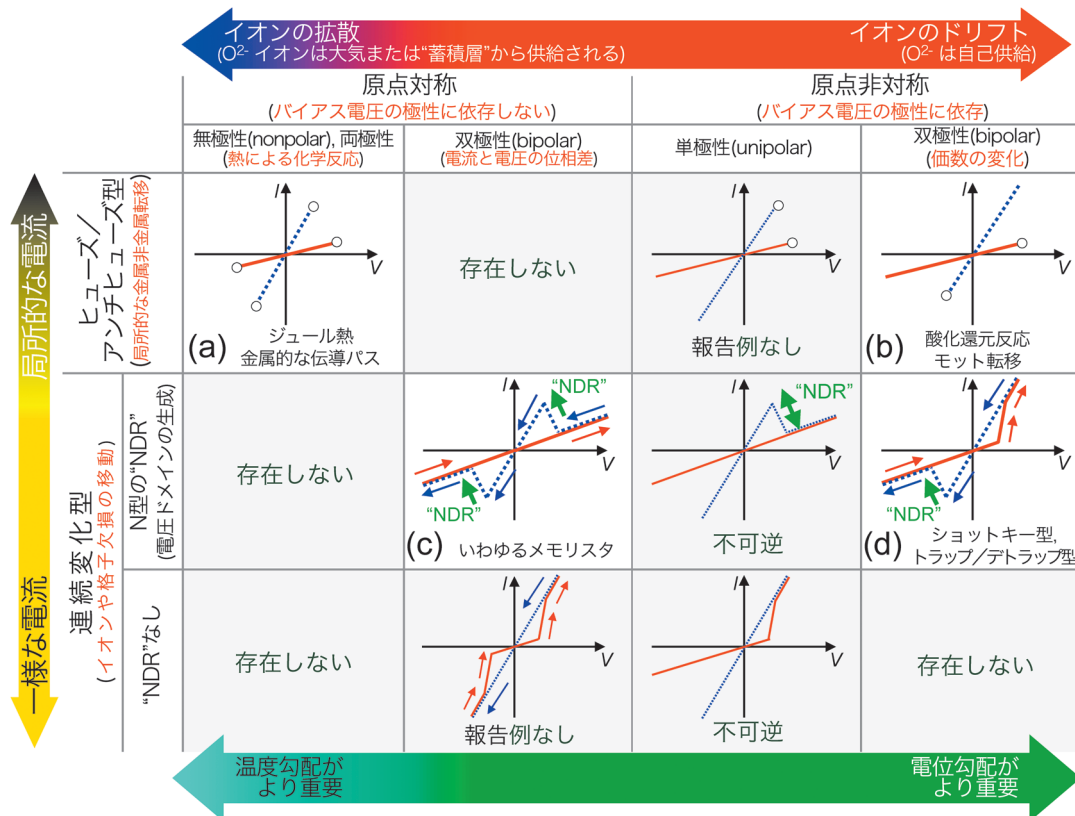


図4 電流-電圧特性曲線の分類。図は全て概念図なので、簡単のためにオン状態 (点線) とオフ状態 (実線) をともに直線で表している。矢印は電圧または電流を掃引した際の電流-電圧特性曲線の履歴である。「原点対称 (非対称)」というのはこのように特徴だけをとりえて単純化した電流-電圧特性曲線が原点に関して回転対称 (非対称) になっているということであって、実際の実験データの形状が完全に回転対称 (非対称) になっているという意味ではない。ヒューズ/アンチヒューズ型の分類は自明だが、連続変化型の場合は“NDR”が2つあるか、1つだけかで分類されると考えればわかりやすい。原理的に存在しないもの、不可逆なもの (複数回のセット/リセットができないもの)、報告例のないものを除くと、実際の電流-電圧特性曲線は (a)-(d) のわずか4つのタイプに分類されることがわかる。(a) 原点対称のヒューズ/アンチヒューズ型 RRAM。これはしばしば“単極性 (unipolar)”と呼ばれるが実際にはバイアス電圧や電流の極性によらずにセット/リセットが起こる無極性 (nonpolar) の RRAM である。(b) 原点非対称のヒューズ/アンチヒューズ型 RRAM。双極性 (bipolar) である。(c) 原点対称の連続変化型 RRAM。“NDR”が第1象限と第3象限に現れる。ただしスイッチングに関しては双極性であるのが興味深い。メモリスタと呼ばれる。(d) “NDR”が第1象限か第3象限のいずれかのみにはしか現れず原点非対称になっている連続変化型 RRAM。双極性である。

3.2 極性依存と原点对称性

図4に電流-電圧特性曲線の分類図を示す。本稿で解説するRRAMの電流-電圧特性曲線は、極性反転ダイオード(図2)のそれとは異なり、オン状態とオフ状態(それぞれ図4の点線と実線)が原点で交差するタイプのものである。図4の縦の列については電流-電圧特性曲線の特徴が電流-電圧平面の第1象限と第3象限を比べて回転対称になっているか非対称かで分類してある。さらに、セット/リセットが原点に関して片側のみで起こるものが双極性、両側で起こるものが無極性である。単極性のRRAMは存在しない。

図4(b)のタイプはヒューズ/アンチヒューズ型で原点非対称のRRAMである。この型で無極性のものではないので、必然的に全て双極性RRAMということになる。後述するが、図4(c)(いわゆるメモリスタ)と図4(b)または図4(d)のタイプは同じものではないかと思うかもしれない(RRAMはすべてメモリスタであるという勘違い)。図4(c)のタイプでは第1象限と第3象限の電流-電圧特性曲線の行き着く先(電圧または電流を大きくしていった場合の抵抗値)が「ともに」高抵抗状態つまり原点对称になっているのに対して、図4(b)と図4(d)のタイプでは第1象限では低抵抗状態に行き着くのに、第3象限では高抵抗状態になっていて、原点非対称である。

図4(b)と図4(d)のタイプは「価数変化(valence change)」が原因で起こると考えられている。^{9,44,45)} 絶縁体中の酸素欠損や金属元素の欠損、あるいは酸素イオンや金属イオンそのものが、電場によってドリフトすることで、界面の電荷量が変わる。とくに絶縁体が金属酸化物の場合は酸化物中の金属の価数が増える。広い意味での酸化還元反応である。絶縁体と金属電極との組み合わせによっては、金属電極が酸化するときのエンタルピーと絶縁体が還元される(酸化物の場合は酸素を奪う)ときのエンタルピーを同程度にできる。⁴⁶⁾ そうすることで、こうした現象が起こりやすくなる。図4(b)のヒューズ/アンチヒューズ型の場合、還元されて析出した金属や、酸素欠損が、電場によるドリフトでフィラメントと呼ばれる伝導度の高い経路をつくり、それが電極に接すると、電流値が突然増大する。これがセットである。逆向きの電場をかけると、酸化還元反応の向きが逆転するのでフィラメントが後退し、電極との接点(フォセット)が閉じる。これがリセットである。電場によるドリフトの場合、酸化還元に関与する酸素は必ずしも外から供給される必要はなく、フォセットの周囲でリサイクルできればよい。したがって、このタイプのRRAM素子は外気から遮蔽されていても、あるいは真空中にあっても動作する。⁴⁷⁾ こうした欠損の化学はよく研究されており、⁴⁸⁾ それを用いることで、第1象限と第3象限のどちらでセットまたはリセットが起こるのか、つまり8の字ループになるのか逆8の字のループなのかを理解することができる。

図4(b)のRRAMについては「何らかの金属絶縁体転移を利用すれば実現できるはずだ」と以前から提案されていた。上述した相変化型メモリ(PCM)³³⁾というのほかにそれに相当するが、PCMの場合は相変化(アモルファス転移)を起こさせるための熱源をメモリ素子の中に組み入れる必要があった。2端子素子のまま実現させようというアイデアの代表例としては、モット転移を利用するというものがあり、^{25-27,49,50)} この数年でフランスのNantes大学のグループを拠点にして興味深い実験データが次々と報告されている。^{51,52)} この場合、フィラメントを形成するのは電場による金属イオンや酸素欠損のドリフトではなく、金属相とモット絶縁相の相競合である。どこか一部分が金属化すると、その部分に電界が集中し、これによって周囲も相転移する。これが雪崩のように起こり、モット絶縁体中に金属的なパスが出現するというのだ。⁵²⁾ 今後は実験と理論の双方からのさらなる検証が必要である。

図4(d)の連続変化型RRAMは、フォセットが電極との界面全体に広がったものだと考えることができる。ただし、フォセットが閉じる際に「巨大な」フィラメントの先端が一気に後退する必要はない。もしそうだとすると、ヒューズ/アンチヒューズ型のスイッチングになるはずだ。ここで抵抗変化の原因となるのは、ショットキーバリアを形成する空乏層の幅が、酸素欠損がドリフトすることによって連続的に変化することだと理解されている。⁸⁾ そうした空乏層の変化による抵抗変化は連続的であり、電界の向きによって酸素欠損のドリフトの向きが変わるので電流-電圧特性曲線が双極性になることが理解できる。

一方、図4(a)はヒューズ/アンチヒューズ型の無極性RRAMである。このタイプは、電圧または電流によってスイッチングを引き起こしているにもかかわらず、セット/リセットが「ともに」無極性に起こる。電場によるイオンのドリフトのみがスイッチングの原因だと仮定すると、どちらの極性でも同様にセット/リセットが起こるとするのは説明しがたいが、セットについては双極性RRAMと同じく電場によるドリフトでフィラメントが形成されると考えてよいようだ。酸化する場合と還元する場合とで「反対の方向から異なるフィラメントが伸びてくる」ので(最も考えられるのは片方が酸素欠損の作るフィラメントで、片方が析出した金属の作るフィラメント)、電場の方向が逆になっても同じようにセットが起きる。^{9,63)} 無極性RRAMなのに印加電圧を正負同じように掃引したため、まるで双極性RRAMであるかのような電流-電圧特性曲線を描かせている論文をたまに見かけるが、この場合は最初のセットを正負どちらの電圧で行ったかによって8の字の向きが変わることに注意してほしい。

肝心のリセットに関しては、ジュール熱が原因だと考えると説明できる。ジュール熱は電流と電圧の積で与えられるので、極性にはよらないからだ。電流経路にフォセットが形成されて局所的に大きな電流が流れるようになると、

その部分で酸化反応^{53,54)}あるいは還元反応⁵⁵⁾が進む。するとより大きな電流を流せるようになり、さらに反応が進行する。そのため電流値が加速度的に上昇し、ジュール熱によってフォセットが突然焼き切れて、電流が流れなくなる。これがリセットだ。ただしこのとき、反応が進むにつれてフォセットの断面積まで大きくなると、電流値は断面積に比例して大きくなるのにフォセットの体積も断面積に比例して大きくなるので、フォセット部分の単位体積あたりの発熱量は変化しないということを考慮しなくてはならない。つまり重要なのは「酸化還元によって抵抗率そのものが小さくなること」であり、フォセットの断面積が増加して抵抗が減少することではない。近年のRRAMの実用化へのブレークスルーの一つは、絶縁体のバルク部分(フォーミングによってフィラメントが形成されるなどして導電性が高くなる)と金属電極との間に、フォーミングされにくい別の絶縁体の薄い層を挿入することである。これによって、その薄い層を貫く小さくて安定なフォセットが形成される。⁵⁶⁻⁵⁸⁾するとリセット電流の値が小さくなり、スイッチを繰り返してもオン状態とオフ状態の抵抗値がそれぞれほとんど変動しなくなる。実はこの方法はヒューズ/アンチヒューズ型の双極性RRAMにも同様に有効であ

る。^{59,60)}またこの方法でフォセットを小さくしていくと、量子コンダクタンスが観測されることもわかっている。^{61,62)}

ヒューズ/アンチヒューズ型の無極性RRAMのリセットはジュール熱によるものなので、酸素イオン、金属イオン、およびそれらの欠損サイトなどが熱によって拡散(diffusion)しなければならない。特に酸素の場合、双極性RRAMの電場によるドリフトと違って、リサイクルができないので、空気中から取り入れるか、電極内に蓄えられていなければならない。⁴⁷⁾さらに面白いのは、ヒューズ/アンチヒューズ型の双極性と無極性は、絶縁体と組み合わせる金属電極を変えたり、⁶⁴⁾フォーミングの方法を変えたり、⁶⁵⁾間接的に上部電極の面積を変えたり⁶⁶⁾するなどして、イオンの熱による拡散と電場によるドリフトのバランスを変化させることで、容易に切り替えられるということである。^{47,67)}この性質を積極的に利用すれば、何か新しいデバイスが生み出されるかもしれない。

3.3 メモリスタとは

最後に残ったのは連続変化型の無極性のRRAMである。これはメモリスタ(memristor)と呼ばれている。ここまでの話でメモリスタ^{68,72)}とRRAMは同義語ではないという

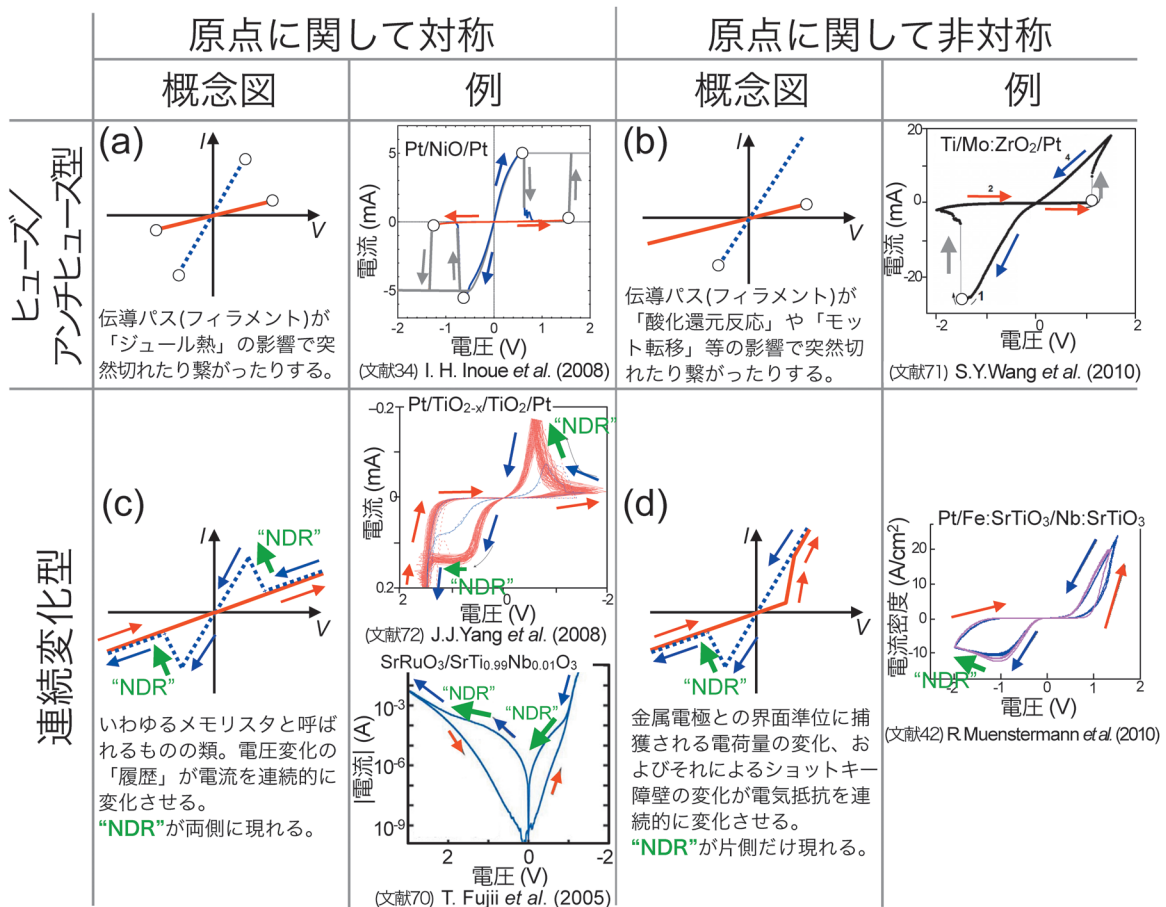


図5 図4の電流-電圧特性曲線から取り上げた実在する4タイプの概念図と測定データ。(a) ヒューズ/アンチヒューズ型の無極性RRAM,³⁴⁾ (b) ヒューズ/アンチヒューズ型の双極性RRAM,⁷¹⁾ (c) 連続変化型の無極性RRAM(いわゆるメモリスタ),^{70,72)} および (d) 連続変化型の双極性RRAM⁴²⁾の4種類である。(Adapted with permissions from Ref. 34. ©2008 American Physical Society; ©IOP Publishing. Reproduced with permission. All rights reserved; Reprinted with permission from Ref. 70. ©2005 AIP Publishing LLC; Reprinted by permission from Macmillan Publishers Ltd: Nature (Ref. 72), copyright 2008; Adapted with permissions from Ref. 42. ©2010 John Wiley and Sons.)

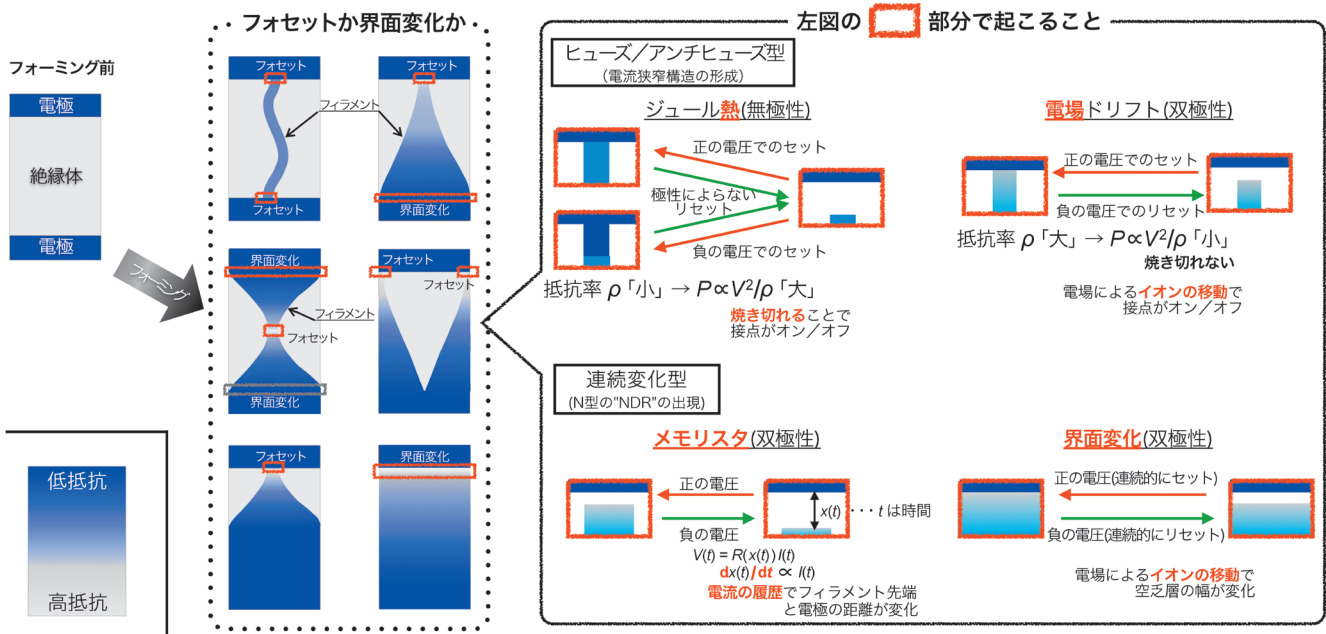


図6 フォーミングの概念図(左)。色が濃い(青い)ほど伝導度が高い。ヒューズ/アンチヒューズ型のRRAMとメモリスタの場合、フォーミングとは電流値を制御しながらソフトな絶縁破壊を行うことである。フォーミングによって絶縁体中に伝導度の高い部分(フィラメント)が形成され、主に電極の金属との界面に電流狭窄部分(フォセット)が出現する。連続変化型の双極性RRAMの場合は絶縁破壊ではなく、フォーミングによって界面の空乏層が変化する。フォーミングによって作られたフォセット、および空乏層の変化する界面が、RRAMの真の舞台である(右)。ここで起こる現象の違いによって、RRAMは4つのタイプに分類され、それぞれが特徴的な電流-電圧特性曲線を示す(図5)。

のはわかってもらえているはずだが、「RRAM=メモリスタ」だという前提で書かれている論文もいまだに多いので、ここでメモリスタとは何かということ、簡単に整理しておきたい。一般に、電流-電圧特性曲線は電圧 V または電流 I を時間 t の関数として変化させる(掃引する)とした場合、

$$V(t) = R[x(t)]I(t)$$

の関係で表される。抵抗 R は関数 $x(t)$ の汎関数 $R[x(t)]$ になっていると考えることにする。ここで「 $x(t)$ が

$$\frac{dx(t)}{dt} = F[I(t)]$$

を満たすときに、 $R[x(t)]$ をメモリスタと呼ぶ」というのが定義だ。 $F[I(t)]$ は電流 $I(t)$ の汎関数であればよい。⁶⁹⁾つまり $x(t)$ は電流の(汎関数の)時間積分で与えられるので、「電流の履歴(メモリ)」のような量である。例えば $F[I(t)] \equiv I(t)$ ならば、 $x(t)$ に相当するものは電荷 $Q(t)$ ということになる。電気抵抗 $R[x(t)]$ が「電流の履歴(メモリ)」の汎関数であるということから、メモリ(memory)と抵抗を意味するレジスタ(register)から作られた造語がメモリスタである。

図6の右図にメモリスタの概念図を載せておく。メモリスタの典型的な例は、電導度の高いフィラメントが電場ドリフトで伸びたり縮んだりする状況である。フィラメントの先端と電極までの距離を $x(t)$ とすると、この $x(t)$ と電流 $I(t)$ の間にはまさに $dx(t)/dt = \alpha I(t)$ (α は比例係数)の関係が成り立つことがわかる。⁶⁸⁾

電場ドリフトでフィラメントが伸び縮みするのだからメ

モリスタと双極性RRAMは一緒ではないかと思われるかもしれないが、先にも述べたように、メモリスタと双極性RRAMとは、第1象限で電圧(または電流)を大きくしたときにオフ状態になるのかオン状態になるのかというわかりやすい違いがある。メモリスタの場合は電圧(または電流)を最大値まで掃引してもオフ状態のまま、そこからゼロに「下げてくる」最中のみ、オン状態へのスイッチが起こる。双極性RRAMの場合は、ヒューズ/アンチヒューズ型でも連続変化型でも、電圧(または電流)を最大値まで「上げていく」最中にスイッチが起こるので、メモリスタと双極性RRAMでは行き着く先がオフ状態かオン状態かの違いが出てくるわけだ。

これは単純に電場ドリフトを考えただけでは説明がつかない。電場ドリフトは電圧(または電流)を掃引する際に、電圧(または電流)を上げる過程なのか下げる過程なのかには関係なく、電圧(または電流)の極性(符号)だけで決まるからだ。メモリスタの場合は、電場ドリフトによるフィラメント形成と電流のジュール熱によるフィラメントの破壊が競合するためにこのような現象が見られているのだと考えられている。

以上、4つに分類できるRRAMのそれぞれのタイプについて、典型的な電流-電圧特性曲線を概念図と一緒にまとめてみた(図5)。多くの測定例はこれらのタイプが混ざり合っていたり、抵抗やトランジスタが繋がっていたりして必ずしも図5の例のようなはっきりした特徴を示さないが、4つの基本特性を知ることで、目の前にあるデータがどういふメカニズムの組み合わせなのかを探るヒントになる。

メモリ動作の特性向上を考える助けにもなるであろう。

4. フォーミングとセット/リセットのメカニズム

図4および図5を整理する際に紹介したRRAMのメカニズムを、本稿のまとめを兼ねて、今度は「フォーミング」というキーワードでおさらいしてみたい。まず図6の左上図のようなサンドイッチ構造を作っただけではRRAMにはならない。ヒューズ/アンチヒューズ型のRRAMとメモリスタの場合は、このサンドイッチに1 MV/cmほどの電圧をかけて、ゆるく絶縁破壊 (soft breakdown) する必要がある。これがフォーミングだ。図6の左中図の点線で囲った部分に概念図を載せてあるが、フォーミングによって絶縁体の内部に導電性の高い部分 (フィラメント) が生じる。これらは、絶縁体 (主に酸化物) にもともとあるノンストイキオメトリ、金属電極と絶縁体の電子親和力や熱容量や熱伝導度の違い、粒界や転位といった欠陥、その他いろいろな要素が原因で生じるものである。⁷³⁾ フィラメントと電極との接点は、電流に対する蛇口 (フォセット) の働きをするが、ここには電流が集中するためジュール熱の影響が強くなる。ゆえにフォーミングの際に大切になるのは、電流量を制御することである。^{41, 43, 65, 74, 75)} ジュール熱によってイオンや欠損の電導度が高まり、フォセットの大きさが変わるからだ。さらに、雰囲気、とくに酸素量と湿度を制御することも重要になる。^{47, 76)} 特にある種の酸化物や金属電極は酸素ポンベのような役割を果たすことがわかっている。⁴⁷⁾

一方、連続変化型で双極性のRRAMの場合、そもそも絶縁体がなく、半導体と金属電極との界面に生じるショットキーバリアを利用していることが多い。この場合はフォーミングによって酸素欠損が電極との界面付近に集まることでショットキーバリアの空乏層が広がり、むしろ電気抵抗が高い状態になる。⁷⁷⁻⁷⁹⁾

図6の右図に、フォセット内部または界面全体で何が起きているのかを模式的に示した。正の電圧、負の電圧というのは形式的なものであり、正負を入れ替えても良い。通常は扱いやすいので電圧を掃引するが、電圧の代わりに電流で制御すると考えてもRRAMの場合は問題ない。

このようにフォーミングはRRAMを作製する上で最も重要なプロセスなのだが、実用的な面からは、大量のメモリ素子を作製した後にいちいち電流値をデリケートに制御してフォーミングしなければならないというのは好ましくない。そこで「フォーミングはフォセットを作製するためのプロセスなのだ」と考えると、そもそも初めからフォセットを有している素子を作ればフォーミングの必要はない。^{80, 81)} 絶縁膜を薄くしてフォーミングに必要な電圧を低くするのは一つの有効な手段である。⁸²⁾ ただしそのようなフォーミングフリーのRRAMに関する研究は数多くなされているものの、多くの場合、オン状態の抵抗値が低くなってしまふためリセット時の電流が大きくなる (消費電

力が大きい) のが問題である。最近では絶縁膜の酸素欠損を成膜時から精密に制御することで、フォーミングフリーでオン状態の抵抗値も高いRRAMを作製できるようになってきている。⁸³⁾

5. おわりに

RRAMはセラミックスの試料に電極をつけ高電圧で絶縁破壊させたような“素子”でも動作する。透明な絶縁体を使えばフィラメントが形成されるのを目視できる。50年以上前から盛んに研究され膨大な報告例があるが、ようやく現象が整理されてきた現状をわかっていただけのではないだろうか。それと同時に、実用化に則した論文がこの数年で急増してきた。さらには、RRAMから新たな分野に進出してきた研究もある。紙幅も尽きたので、最後に一つだけ紹介して本稿を終わりにしたい。それは、ニューロモルフィック (neuromorphic) 素子としての研究である。⁸⁴⁻⁸⁶⁾ 現状ではニューロンに相当するものはCMOS (金属酸化膜をゲート絶縁体に用いた電界効果トランジスタを2つ組み合わせる相補型にしたもの) の複雑な組み合わせなのだが、それらを繋ぐシナプスとしてのRRAMに注目が集まっている。RRAMの持つ閾値特性がシナプスとして応用できるからだ。もちろんそのような特性を示すメモリ素子は他にも存在するが、人間の脳と単純に比較すると、 10^{11} 個のニューロンがそれぞれ 10^4 個のニューロンと繋がっているため、 10^{15} 個ものシナプスが必要である。究極の微細化が可能で、省電力で、しかもCMOSと同じチップ上に形成できる素子であるRRAMは、シナプスの役割を果たせる最有力候補である。今後の研究に注目したい。

本稿の元になったのは文献8および9を執筆する際の澤彰仁, Joshua Yang, Thomas Mikolajick, Cheol Seong Hwangの各氏との議論である。最近の研究については小田川明弘, Marcelo Rozenberg, Pablo Stoliar, Enrique Miranda, Doo Seok Jeongの各氏にも有益な議論をしてもらった。ここに謝意を表したい。

参考文献

- 1) 例えば, *101 Innovations in Scholarly Communication* (<http://innoscholcomm.silk.co/>)
- 2) RRAMはシャープ株式会社の登録商標である。RRAMの代わりにReRAMという略称で呼ばれることも多い。
- 3) S. M. Sze and K. K. Ng: *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley-Interscience, 2006).
- 4) J. S. Meeena, *et al.*: *Nanoscale Res. Lett.* **9** (2014) 526.
- 5) F. Pan, *et al.*: *Mater. Sci. Eng. R* **83** (2014) 1.
- 6) D. Acharyya, *et al.*: *Microele. Reliability* **54** (2014) 541.
- 7) M. Lanza: *Materials* **7** (2014) 2155.
- 8) I. H. Inoue and A. Sawa: Chapter 16 of *Functional Metal Oxides: New Science and Novel Applications* (Eds. S. B. Ogale, T. Venkatesan and M. G. Blamire, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2013) DOI: 10.1002/9783527654864.ch16.
- 9) J. J. Yang, *et al.*: *MRS Bulletin* **37** (2012) 131.
- 10) X.-J. Zhu, *et al.*: *Front. Mater. Sci.* **6** (2012) 183.
- 11) D. Ielmini, *et al.*: *Phase Trans.* **84** (2011) 570.
- 12) H. Shima, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **93** (2008) 113504.
- 13) T. W. Hickmott: *J. Appl. Phys.* **33** (1962) 2669.

- 14) J. F. Gibbons and W. E. Beadle: *Solid State Electr.* **7** (1964) 785.
- 15) J. G. Simmons and R. R. Verderber: *Proc. Roy. Soc. A* **301** (1967) 77.
- 16) G. Dearnaley, *et al.*: *Rep. Prog. Phys.* **33** (1970) 1129.
- 17) H. Biederman: *Vacuum* **26** (1976) 513.
- 18) D. P. Oxley: *Electrocomponent Sci. Tech.* **3** (1977) 217.
- 19) J. G. Bednorz and K. A. Muller: *Z. Phys. B* **64** (1986) 189.
- 20) F. Masuoka, *et al.*: *Int. Electr. Dev. Meeting* **33** (1987) 552.
- 21) A. Beck, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) 139.
- 22) S. Q. Liu, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **76** (2000) 2749.
- 23) S. Seo, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **85** (2004) 5655.
- 24) M. J. Rozenberg, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 178302.
- 25) R. Fors, *et al.*: *Phys. Rev. B* **71** (2005) 045305.
- 26) T. Oka and N. Nagaosa: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 266403; T. Oka and H. Aoki: *Phys. Rev. B* **81** (2010) 033103; T. Oka: *Phys. Rev. B* **86** (2012) 075148.
- 27) M. J. Rozenberg, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **88** (2006) 033510.
- 28) H. Shima, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **94** (2009) 082905.
- 29) Y. Du, *et al.*: *ACS Nano* **6** (2012) 2517.
- 30) A. Tsurumaki, *et al.*: *Adv. Func. Mater.* **22** (2012) 1040.
- 31) R. Waser and M. Aono: *Nat. Mater.* **6** (2007) 833.
- 32) K. Terabe, *et al.*: *Nature* **433** (2005) 47.
- 33) D. Lencer, *et al.*: Chapter 4 of *Emerging Non-Volatile Memories* (Eds. S. B. Hong, O. Auciello and D. Wouters, Springer Science + Business Media, New York, 2014) DOI: 10.1007/978-1-4899-7537-9.
- 34) I. H. Inoue, *et al.*: *Phys. Rev. B* **77** (2008) 035105.
- 35) B. K. Ridley: *Proc. Phys. Soc.* **82** (1963) 954.
- 36) D. Jäger, *et al.*: *Phys. Lett. A* **117** (1986) 141.
- 37) E. Schöll: *Nonlinear Spatio-Temporal Dynamics and Chaos in Semiconductors* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2001).
- 38) H. Mähne, *et al.*: *Semicond. Sci. Technol.* **29** (2014) 104002.
- 39) H.-Y. Lee, *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.* **46** (2007) 2175.
- 40) H. Shima, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **91** (2007) 012901.
- 41) T. Yanagida, *et al.*: *Sci. Rep.* **3** (2013) 1657.
- 42) R. Muenstermann, *et al.*: *Adv. Mater.* **22** (2010) 4819.
- 43) X. W. Sun, *et al.*: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** (2011) 125404.
- 44) R. Waser, *et al.*: *Adv. Mater.* **21** (2009) 2632.
- 45) A. Sawa: *Mater. Today* **11** (2008) 28.
- 46) E. Pippel, *et al.*: *Acta Mater.* **48** (2000) 2571.
- 47) L. Goux, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **97** (2010) 243509.
- 48) P. K. Kofstad: *Nonstoichiometry, Diffusion and Electrical Conductivity in Binary Metal Oxides (Science & Technology of Materials)* (John Wiley & Sons Inc., New York, 1972).
- 49) I. H. Inoue and M. J. Rozenberg: *Adv. Func. Mater.* **18** (2008) 2289.
- 50) F. Heidrich-Meisner, *et al.*: *Phys. Rev. B* **82** (2010) 205110.
- 51) C. Váju, *et al.*: *Adv. Mater.* **20** (2008) 2760; V. Dubost, *et al.*: *Adv. Func. Mater.* **19** (2009) 2800; V. Dubost, *et al.*: *Nano Lett.* **13** (2013) 3648; L. Cario, *et al.*: *Adv. Mater.* **22** (2010) 5193.
- 52) P. Stoliar, *et al.*: *Adv. Mater.* **25** (2013) 3222; P. Stoliar, *et al.*: *Phys. Rev. B* **90** (2014) 045146.
- 53) T. Schmidt, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **73** (1998) 2173.
- 54) R. Martel, *et al.*: *J. Vac. Sci. Technol. A* **17** (1999) 1451.
- 55) M. M. Abraham, *et al.*: *J. Solid State Chem.* **51** (1984) 1.
- 56) C. Pi, *et al.*: *Electrochem. Solid-State Lett.* **15** (2012) G5.
- 57) K. L. Lin, *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.* **52** (2013) 031801.
- 58) Y. S. Chen, *et al.*: *Solid-State Electronics* **94** (2014) 1.
- 59) T. Ninomiya, *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.* **52** (2013) 114201.
- 60) L. Goux, *et al.*: *J. Appl. Phys.* **116** (2014) 134502.
- 61) E. Miranda, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **101** (2012) 012910.
- 62) A. Mehonic, *et al.*: *Sci. Rep.* **3** (2013) 2708.
- 63) N. Ghenzi, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **104** (2014) 183505.
- 64) T. Cabout, *et al.*: *Thin Solid Films* **533** (2013) 19.
- 65) D. L. Xu, *et al.*: *J. Alloys Comp.* **584** (2014) 269.
- 66) B. Singh, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **103** (2013) 051604.
- 67) W. Shen, *et al.*: *J. Appl. Phys.* **107** (2010) 094506.
- 68) D. B. Strukov, *et al.*: *Nature* **453** (2008) 80.
- 69) Y. V. Pershin and M. Di Ventra: *Adv. Phys.* **60** (2011) 145.
- 70) T. Fujii, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **86** (2005) 012107.
- 71) S. Y. Wang, *et al.*: *Nanotechnology* **21** (2010) 495201.
- 72) J. J. Yang, *et al.*: *Nature Nanotechnol.* **3** (2008) 429.
- 73) K. M. Kim, *et al.*: *Nanotechnology* **22** (2011) 254002.
- 74) K. M. Kim and C. S. Hwang: *Appl. Phys. Lett.* **94** (2009) 122109.
- 75) S. H. Chang, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 026801.
- 76) D. S. Jeong, *et al.*: *J. Appl. Phys.* **104** (2008) 123716.
- 77) Z. Pan and K. Shum: *Appl. Phys. Lett.* **76** (2000) 505.
- 78) A. Sawa, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **85** (2004) 4073.
- 79) J. H. A. Smits, *et al.*: *Adv. Mater.* **17** (2005) 1169.
- 80) T. Ogimoto, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **90** (2007) 143515.
- 81) C. P. Hsiung, *et al.*: *Electrochem. Solid-State Lett.* **12** (2009) G31.
- 82) L. W. Zhou, *et al.*: *ECS Solid State Lett.* **4** (2015) P8.
- 83) S. U. Sharath, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **104** (2014) 063502.
- 84) T. Ohno, *et al.*: *Nat. Mater.* **10** (2011) 591.
- 85) D. B. Strukov and H. Kohlstedt: *MRS Bulletin* **37** (2012) 108.
- 86) D. S. Jeong, *et al.*: *RSC Adv.* **3** (2013) 3169.

著者紹介

井上 公氏： 強相関電子系などを用いた新概念電子技術の実現を夢みる。最近では、Science2.0と呼ばれる研究プロセスのオープン化やソーシャル化によるイノベーションにも興味がある。

(2015年2月26日原稿受付)

Present Status of RRAM Research

Isao H. Inoue

abstract: Resistive random access memory (RRAM) is an ideal memory device for the era of "Internet of Things" due to its low power consumption, suitability for miniaturization, high speed data processing, and compatibility to CMOS technology. Naively, all the metal/insulator/metal capacitor-like device can work as RRAM by a soft breakdown called electroforming, if it forms a current constriction structure (faucet) or an interface barrier. The importance of those built-in structures is explained in this review. RRAM is classified into four types based on the current-voltage characteristics. They are fuse/antifuse-type (digital type) nonpolar and bipolar RRAMs, memristor-type RRAM, and continuous-type (analog-type) bipolar RRAM. Suggested mechanisms of these four types of RRAM are also reviewed.

太陽系を作った超新星爆発はいつ起きたのか？ —宇宙核時計ニオブ92—

早川 岳人 〈日本原子力研究開発機構量子ビーム応用研究センター〉

梶野 敏貴 〈国立天文台理論研究部, 東京大学大学院理学系研究科〉

千葉 敏 〈東京工業大学原子炉工学研究所〉

宇宙核時計とは、放射性同位体の親核と娘核の数の比から、親核が宇宙で生成された年代や、隕石等が形成された年代など、宇宙的な年代を測定する手段である。特に 10^5 年から 10^8 年の半減期を有する放射性同位体（消滅核種）は、その放射性同位体を生成した天体現象（例えば、超新星爆発）から太陽系形成時までの時間（ Δ ）を評価する宇宙核時計として用いることができる。 ^{129}I や ^{107}Pd などは急速な中性子捕獲反応過程（r過程）の宇宙核時計として知られ、r過程からの Δ が評価されている。しかし、現在ではr過程の天体環境について再考が必要となり、r過程の消滅核種は宇宙核時計として機能しなくなってしまったため、新しい種類の宇宙核時計が求められている。そのような候補の一つがニオブ92（ ^{92}Nb ）である。

^{92}Nb は約 3.47×10^7 年の半減期で ^{92}Zr に β 崩壊する放射性同位体である。 ^{92}Nb は現在の太陽系には存在しないが、様々な種類の隕石の研究によって、太陽系形成時に $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb} \sim 10^{-5}$ に相当する ^{92}Nb が存在していたことがわかってきた。しかし、 ^{92}Nb を宇宙核時計として用いるには2つの大きな問題があった。まず、太陽系形成時の値として、 $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb} \sim 10^{-5}$ 以外にも、 $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb} \sim 10^{-3}$ の値が報告されている。実に2桁の開きがある。もう一つのより深刻な問題は、 ^{92}Nb を生成した元素合成過程（つまり、 ^{92}Nb を生成した核反応およびその反応が発生した天体現象）が不明な点であった。これまで、 ^{92}Nb の天体起源として、超新星爆発における光核反応や爆発的な核融合反応（ α -rich freeze-out）などの仮説が

提案されたが、これらの理論計算では $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb} \sim 10^{-3} - 10^{-5}$ の値を再現できなかった。このような状況において、著者らは超新星爆発のニュートリノによって外層に存在していた ^{92}Zr から ^{92}Nb が生成されたとの仮説（ニュートリノ過程）を提唱した。

ニュートリノ過程では、原始中性子星から放出されたニュートリノによる核反応によって希少同位体が生成されるというモデルであり、希少な核種の ^{138}La と ^{180}Ta の太陽組成を系統的に説明できる唯一のものである。 ^{92}Nb のニュートリノ過程による生成仮説を検証するため、まず原子核構造を考慮して ^{92}Nb 生成に関係したニュートリノ-原子核反応率を求め、得られた反応断面積を組み込んだ超新星爆発モデルによって ^{92}Nb の生成量を計算した。さらに、太陽系誕生直前に発生した超新星爆発の生成物の原始太陽系に対する混ざり込みをLate Inputモデルを用いて計算した。その結果、 ^{92}Nb を生成した超新星爆発から太陽系形成までの時間が100万年から3,000万年とすると、 $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb} = 10^{-5}$ の値が説明できることが判明した。現在、ニュートリノ過程が太陽系生成時の ^{92}Nb の量を定量的に説明できる唯一のモデルである。同時に太陽系誕生直前に膨大なニュートリノを放出する重力崩壊型超新星爆発が発生したことを示唆する。現時点では、評価した年代の幅が大きいが、将来隕石研究の進展によって、より精密な太陽系形成時の $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb}$ の値が得られたら、より精密に超新星爆発が発生した年代を決めることができると期待される。

—Keywords—

宇宙核時計：

10^5 年から 10^{11} 年程度の半減期の放射性同位体の親核と娘核の量から、様々な宇宙的な年代を計測する手段。宇宙化学では、10億年以上の半減期を有する放射性同位体を長寿命放射性同位体と呼び、銀河系初期に形成された金属欠乏星の年代や、太陽系の年齢の評価に使われている。1億年以下の半減期の放射性同位体は短寿命放射性同位体ないし消滅核種と呼ばれ、惑星、地殻、隕石の母天体等が形成された年代や、消滅核種を生成した天体現象から太陽系形成までの時間を評価するために使われている。

r過程：

膨大な数の中性子が存在する環境下で、連続的な中性子捕獲反応と β 崩壊反応によって重元素を生成する元素合成過程。r過程が発生する天体環境として、長らく重力崩壊型超新星爆発が有力であったが、近年の数値計算の発達によって、超新星爆発では十分な量の中性子が存在する環境が発生しないという結果が出つつある。そのため、r過程が発生する天体環境に再考が必要となっている。

ニュートリノ過程：

重力崩壊型超新星爆発において、原始中性子星から放出された膨大な量のニュートリノが外層で既存の原子核と核反応を起こし、新しい核種を生成する過程。 ^7Li , ^{11}B , ^{19}F , ^{138}La , ^{180}Ta 等がニュートリノ過程の寄与が大きい核種として知られている。

1. はじめに

太陽系がどのように形成されたかは未解明の問題であり、様々な手法で研究が続けられている。そのような中、太陽系初期に形成された時の状態を保っている始原的隕石 (Primitive meteorite) の研究によって太陽系が誕生した前後に宇宙でどのような現象が起きたかを知るための手がかりが得られるようになってきた。2000年以降、誘導結合プラズマ質量分析計 (ICP-MS) や表面電離型質量分析装置 (TIMS) などの同位体分析装置および分析方法の発展によって、同位体組成の精密な測定が可能になってきた。従来、太陽系を構成する物質の同位体組成は、惑星物質でも隕石でも基本的に同じであると考えられていた。しかし、モリブデンの同位体比組成を 1/10,000 の高精度で計測すると、太陽系の標準的な同位体組成と値が異なっている同位体比異常が発見された。¹⁾ この同位体比異常は、太陽系誕生以前に存在していた恒星の中の核反応の影響を受けていると考えられている。

2. 放射性同位体による宇宙核時計

同位体比異常の原因として、元素合成過程の影響以外にも、化学反応 (同位体によって化学反応率が異なる場合がある)、銀河系宇宙線の照射による核反応などが知られている。そのような同位体比異常の原因の一つが、消滅核種と呼ばれる放射性同位体の崩壊による娘核の増加である。消滅核種の半減期は1億年以下であり、現在の太陽系には存在していないが、太陽系が形成された時点では存在していた可能性がある。このような消滅核種は、惑星や隕石などが形成された年代や、親核を生成した天体現象から太陽系形成までの時間 (Δ) を測定する宇宙核時計として用いられている (図1参照)。これまで、太陽系誕生時に ^{26}Al ($T_{1/2} = 7.4 \times 10^5$ 年), ^{41}Ca ($T_{1/2} = 1.0 \times 10^5$ 年), ^{129}I ($T_{1/2} = 1.6 \times 10^7$ 年), ^{244}Pu ($T_{1/2} = 8.1 \times 10^7$ 年) などの消滅核種が存在していたことが判明している。これらの消滅核種を生み出した天体現象を仮定して、その天体現象から太陽系形成までの時間が評価されてきた。²⁾ その天体現象の有力な候補の一つが超新星爆発であった。しかし、 ^{26}Al や ^{41}Ca 等の軽元素の天体起源として、超新星爆発の他に大質量星 (Wolf-Rayet) や AGB 星なども提案されており、現在もはっきりしない。²⁾ また、 ^{60}Fe のように太陽系誕生時の量が最

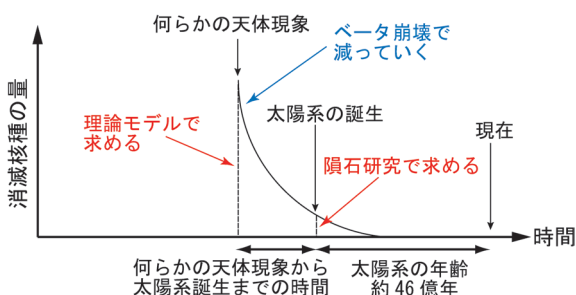


図1 宇宙核時計の β 崩壊と宇宙年代学の模式図。

近になって下方修正され特定の天体現象の影響を考慮しなくても良い消滅核種もある。³⁾ 最近まで、超新星爆発の年代を決めるのに有力な宇宙核時計は、超新星爆発で発生したと考えられていた r 過程 (急速な中性子捕獲反応過程) の消滅核種 (^{244}Pu , ^{129}I 等) であった。しかし、 r 過程の宇宙核時計については2つの大きな問題が発生した。まず、 r 過程時計から得られた年代が2つのグループに分かれてしまうという問題がある。これは、 r 過程が発生した超新星爆発のような天体現象が太陽系誕生前に2つ発生した可能性や、 r 過程の元素モデルが大きな問題を抱えている可能性を示唆している。次に、そもそも r 過程が発生した天体現象が何であるかが現在では大問題になってしまった。長らく重力崩壊型超新星爆発が r 過程の発生した天体環境として有力であったが、近年の数値計算の発達によって、超新星爆発時に十分な量の中性子が存在する環境が生まれられないという結果が出つつある。そのため、中性子星連星系の合体などの説が再び脚光を浴びている。しかし、太陽系誕生直前に中性子星連星系の合体が起きたという証拠はなく、これらの r 過程の宇宙核時計の起源は未解明である。

3. ニオブ92の痕跡の発見

一方、ジルコニウムの同位体分析において ^{92}Zr の同位体組成が太陽組成と比較して多いものが発見された。⁴⁾ 5種類の安定同位体の中で ^{92}Zr のみが同位体比異常を示すことから、これは放射性同位体 ^{92}Nb の β 崩壊 (EC崩壊) によるものと考えてほぼ間違いない。ニオブ元素には安定な同位体は ^{93}Nb しか存在しない。 ^{92}Nb はニオブの不安定同位体で、約 3.47×10^7 年の半減期で娘核である ^{92}Zr に β 崩壊するが (図2参照)、太陽系の年齢と比較して半減期が短すぎるため ^{92}Nb は現在の太陽系には存在していない。しかし、太陽系が誕生した時点では 10^7 年の半減期の放射性同位体は存在していた可能性がある。仮に隕石や岩石などの閉じた系に ^{92}Nb が存在した場合には、ほぼ全ての ^{92}Nb が β 崩壊して ^{92}Zr に変換される。そのため、Zrの同位体組成とZrとNbの元素の比率から、太陽系形成時における ^{92}Nb の量を知ることが可能なのである。このような研究によって、

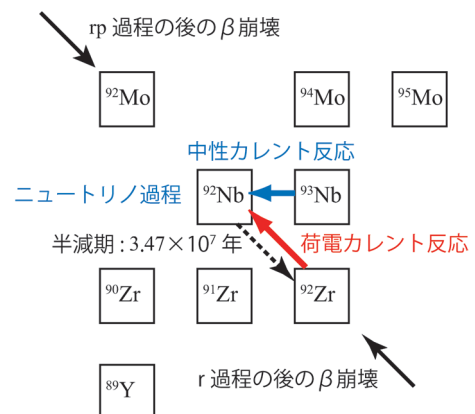


図2 ^{92}Nb 近傍の核図表と元素合成の流れ。

太陽系形成時には、 $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb}\sim 10^{-5}$ に相当する ^{92}Nb が存在していたことがわかってきた。⁵⁾

4. ニオブ92をめぐる2つの問題点

^{92}Nb は天体現象から太陽系形成までの時間を計測するための宇宙核時計としては適切な半減期を持つ。しかし、 ^{92}Nb には次に述べるような2つの大きな問題があった。まず、太陽系形成時の値として桁が異なる2つの値が報告されているという問題があった。 $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb}\sim 10^{-3}$ ⁴⁾および $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb}\sim 10^{-5}$ ⁵⁾の値が報告されている。もう一つの問題は、 ^{92}Nb の天体起源が不明である点であった。宇宙核時計として用いる場合には、初期量を元素合成モデルで計算する必要がある。そのため、起源天体がわからなければ、そもそも計算することができない。 ^{92}Nb の起源として、これまで、いくつかの仮説が提唱されたが、いずれの仮説も測定量($^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb}\sim 10^{-3}\sim 10^{-5}$)を定量的に説明できなかった。まず、最初に検討されたのが、超新星爆発の光核反応であるが、計算では観測量を大幅に下回る量しか生成できないとの結論であった。⁶⁾次に、超新星爆発の爆発的な核融合反応(α -rich freeze-out)による生成の可能性が提案された。⁷⁾このモデルでは、 ^{92}Nb は十分な量が生成できるが、同時に質量数90近傍の核種が多量に生成される。Zrの同位体や ^{93}Nb などの核種はs過程やr過程などで生成されたことがわかっている。そのため、この過程で ^{92}Nb が生成された場合、その他の核種の太陽系に存在すべき量が大きく増加して、観測量を大幅に上回り、その結果、Nb近傍の太陽組成を合理的に説明できなくなる。このような状況であったため、 ^{92}Nb のみを特に生成する元素合成モデルが必要だったのである。

5. 超新星ニュートリノ過程によるニオブ92生成の提案

このような状況下で、筆者らは ^{92}Nb の起源について探求してきた。最初に検討したのが、超新星爆発の光核反応であるが、大雑把な見積もりでも不足していることが判明し破棄した。数年間に亘り、 ^{92}Nb を生成した天体現象が何であるか考え続け、超新星爆発で発生した多量のニュートリノによる生成仮説に思い至った。⁸⁾ニュートリノによる元素合成のアイデアは1970年代からあるが、⁹⁾1990年にS. Woosleyによって初めて現代的な超新星モデルを使った系統的な計算が行われた。¹⁰⁾2000年以降、再び世界で勢力的に研究が行われている。ニュートリノ過程は現在も研究途上にある。例えば、ニュートリノ生成核種の候補として ^7Li 、 ^{11}B 、 ^{19}F 、 ^{138}La 、 ^{180}Ta などが挙げられていたが、¹¹⁾ ^{138}La と ^{180}Ta の太陽組成がニュートリノ過程で系統的に説明できることが明らかになったのは2010年になってからである。¹²⁾

ニュートリノ過程は次のように進む。太陽の8倍以上の質量を持つ恒星(大質量星と呼ばれる)は、その寿命の最

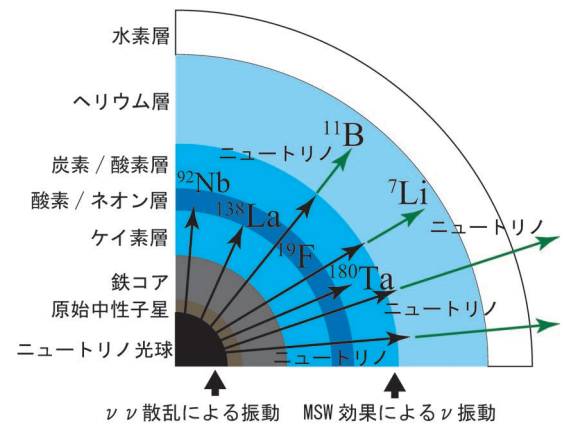


図3 超新星爆発におけるニュートリノ元素合成の模式図。

期に重力崩壊型超新星爆発と呼ばれる大爆発を引き起こしてその生涯を終える。大質量星の進化の過程で、HeからFeに至るいくつかの元素が熱核反応で生成され、図3のような層状の構造をとる。一般に、中心部から、鉄コア、Si層、O/Ne層、C/O層、He層、H層となる。この中心部の鉄コアが自らの重力で収縮して原始中性子星を形成する。その過程で、陽子が電子を捕獲して中性子に変換される際に、電子型ニュートリノを放出する。重力崩壊がさらに進み、密度が高くなるとニュートリノが閉じ込められニュートリノ光球が形成される。さらに進むと、ニュートリノ光球から膨大な数の3世代のニュートリノと反ニュートリノが外層に向かって放出される。これらのニュートリノが爆発エネルギーのほとんどを恒星外に持ち去るが、1%程度のエネルギーを外層に落とし、外層が熱を受け爆発を引き起こす。外層ではニュートリノが既存の原子核と非弾性散乱を起こすだけでなく、原子番号や中性子数の異なる原子核を生成する場合がある。このような反応がニュートリノ元素合成であり、この過程をニュートリノ過程と呼ぶ。ニュートリノ反応では、既に前の世代の恒星で生成された同位体から別の同位体が生成されるため、理論的には安定核およびその近傍のほぼ全ての核種はニュートリノ過程で生成される。しかし、その寄与は他の主要な元素合成過程(例えば、s過程やr過程)と比較すると3~4桁低いいため、他の元素合成過程では生成できないような希少な同位体においてのみ、ニュートリノ過程が重要な役割を果たし観測にかかる。

ニュートリノ元素合成過程を研究する上で、i) 超新星爆発モデル、ii) ニュートリノのエネルギースペクトル、iii) ニュートリノ-原子核反応率が重要な物理量である。ニュートリノ-原子核反応は、大きく2つに分けることができる。 $(\nu, \nu'p)$ 、 $(\nu, \nu'n)$ 反応などの中性カレント反応と、 $(\bar{\nu}_e, e^+n)$ 、 (ν_e, e^-p) 反応などの荷電カレント反応である。中性カレント反応では、全ての種類のニュートリノが反応を起こし、荷電カレント反応は電子(反電子)型ニュートリノが引き起こす。図4には、 ^{92}Nb を生成する重要な2つのニュートリノ反応の模式図を示す。6種類の電子型・

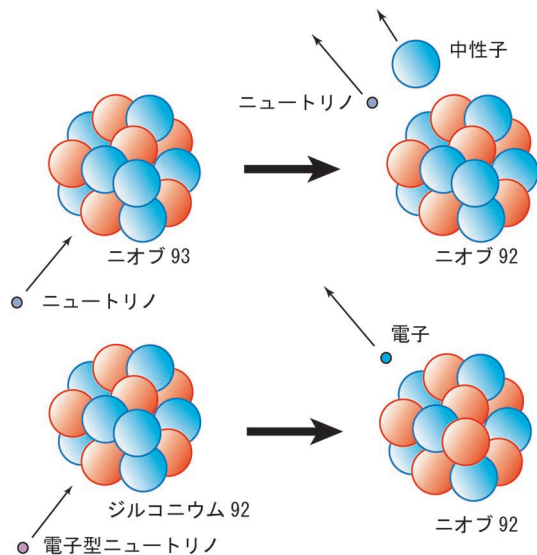


図4 ニュートリノと原子核との反応の模式図.

ミュー型・タウ型ニュートリノおよびそれらの反粒子との中性カレント反応によって、 ^{93}Nb から中性子が剥ぎ取られ ^{92}Nb が生成される。一方、荷電カレント反応では電子型ニュートリノが吸収されることによって、 ^{92}Zr の中性子の一つが陽子に変換され、 ^{92}Nb が生成される。

6. ニュートリノ-原子核相互作用の計算

ニュートリノ-原子核反応率はニュートリノ元素合成の計算において重要な物理量である。図5にニュートリノのエネルギースペクトルの例を示す。ニュートリノは数十MeVの領域まで存在しているため、原子核の励起エネルギーも同様に数十MeVまで考慮する必要がある。ニュートリノが原子核と相互作用を起こすと、複合核の励起状態を形成する(図6参照)。この励起エネルギーは数MeVから数十MeVと高いため、複合核の励起状態の状態密度等の核構造に強く影響を受ける。そのため、ニュートリノ-原子核反応率は、原子核の個性の影響を強く受け、既存の計算では核種が異なると反応率が10倍以上変わることが示されている。ニュートリノ-原子核相互作用の反応率は非常に小さく、現在まで ^{12}C や ^{56}Fe を除いて直接測定はされておらず、また近い将来に系統的に測定される見込みもない。そのため、多種多様な核種に対する反応率は、個々の核種の原子核構造を考慮した理論計算によって求める必要がある。

先行する Woosley らのグループでは、ニュートリノ原子核相互作用の反応断面積を計算し、結果(温度の関数としての反応率)のみを公開しているが、どのような計算をしたかの詳細は不明である。そのため、結果の妥当性を検証することができない。このような問題があったため、国立天文台を中心とする研究グループは、超新星ニュートリノに関する重要な反応について系統的に計算を始めた。¹³⁾ 軽元素の生成に関わるニュートリノ-原子核反応率が殻模型

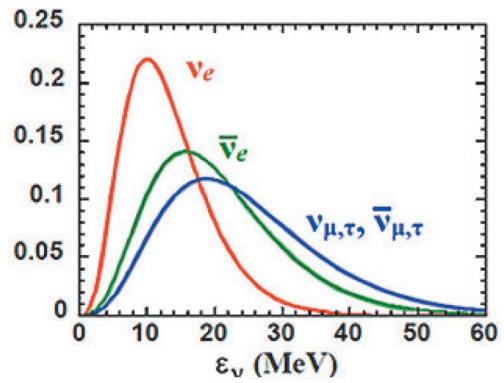


図5 本計算で用いた超新星ニュートリノエネルギースペクトル.

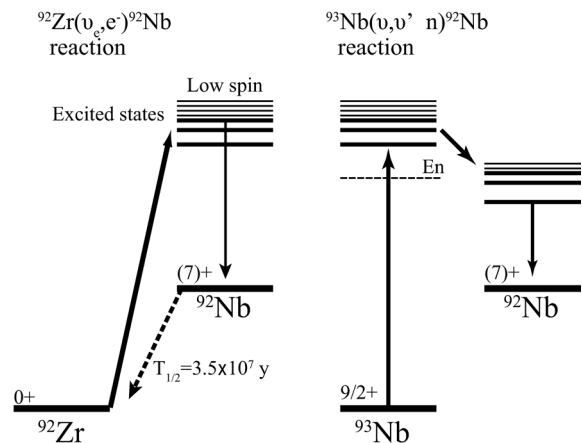


図6 中性カレント反応(右)と荷電カレント反応(左)の模式図.

によって計算され、¹⁴⁾ 鉄コア近傍で起こると予想されるニュートリノ反応および電子捕獲反応についても鉄領域の原子核に対する反応率が同様に計算された。軽元素、魔法数近傍核を除く原子核に対するニュートリノ反応は殻模型では計算できないので、準粒子乱雑位相近似(QRPA)モデルによる計算が行われた。まず、 ^{12}C 、 ^{56}Fe でQRPAモデル計算を殻模型計算と比較して妥当性が確認された後に、 ^{138}La と ^{180}Ta 等について計算されている。¹⁵⁾ これまで考えられていたように、ニュートリノ反応にガモフ・テラー遷移が最も大きな寄与をする。しかし、 $l=3, 4$ などの比較的高い角運動量の遷移も取り入れる必要があることも判明した。そのため、ニュートリノ-原子核反応断面積は、詳細な核構造計算を含む理論計算によって求める必要がある。 ^{92}Nb の陽子数は魔法数から離れているため、高励起状態まで殻模型で計算することは現在でも困難である。そのため、 ^{92}Nb に関連したニュートリノ反応は、QRPAモデルで計算された。 ^{92}Zr をBardeen-Cooper-Schrieffer基底状態として取り扱い、陽子陽子ペアリング、中性子中性子ペアリングを取り入れて計算された。計算結果の傾向は ^{138}La や ^{180}Ta の場合と類似しており、荷電カレント反応の反応断面積は中性カレント反応より大きい。そのため、 ^{92}Nb の生成量は電子ニュートリノの温度に対してより感度が高い。

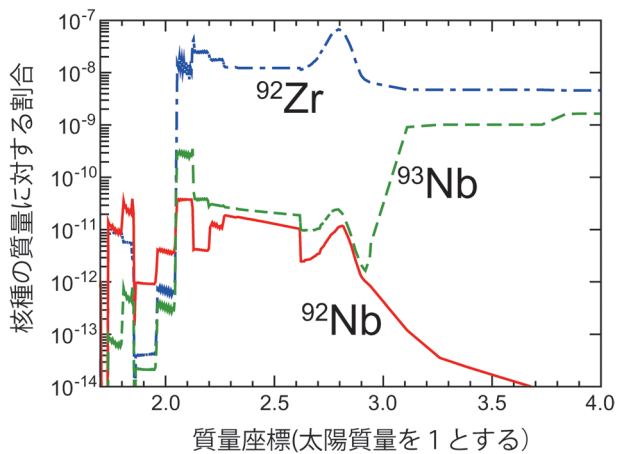


図7 超新星ニュートリノ過程による核種の生成量の計算結果。

7. 超新星爆発モデルによる計算

太陽質量の15倍の恒星が、 10^{51} ergで爆発する標準的なモデルに、 ^{92}Nb に関するニュートリノ原子核反応断面積を組み込んで計算を行った。既に存在していた種核としては、太陽組成を元にして恒星が進化する過程で発生する炭素燃焼のs過程の影響を計算した(つまり、中性子の照射を受けた太陽組成)。ニュートリノ過程計算において、ニュートリノの平均温度が最も重要な物理量の一つである。本研究では過去の研究を元に電子ニュートリノ、反電子ニュートリノ、その他のニュートリノに対して、それぞれ3.2, 4.0, 6.0 MeVの値を採用した。図7に計算結果の一例を示す。横軸は超新星爆発の半径(質量座標)に相当し、縦軸は生成された核種の割合を示す。酸素/ネオン層に該当する質量座標2.0から3.0の領域で、 ^{92}Nb が主に生成されていることがわかる。この領域では ^{93}Nb の量と大きくは異ならない。 ^{92}Nb の生成量は外層に行くにつれ減少する。これは、外層に行くにつれニュートリノの密度が減少するためである。一方、内側の層で生成された ^{92}Nb は、温度が高すぎるためMeV領域の γ 線による(γ, n)反応で破壊される。

8. 前太陽系形成史解明への寄与

本計算によって典型的な超新星爆発における ^{92}Nb 、 ^{93}Nb などに関連する同位体の生成量を計算で求めることができた。質量座標2.0から3.0の領域で生成された ^{92}Nb と ^{93}Nb の量を積分すると、 $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb} \sim 0.3$ の値が得られた。この値は隕石分析で得られた値の $10^{-3} \sim 10^{-5}$ より2~4桁大きく、ニュートリノ過程で太陽系の ^{92}Nb を説明できる可能性があることを示す。しかし、 ^{92}Nb は放射同位体なので β 崩壊による消滅を考慮して太陽系形成時の値と比較する必要がある。まず、標準的な銀河系物質化学進化モデルを用いて、太陽組成が説明できるかどうかを検討した。r過程は軽元素から生成される1次過程である。一方、ニュートリノ過程は、既に存在している元素を種核に、新たに生成される2次過程である。2次過程における生成と β 崩壊による消滅を考慮した式を解いたところ、太陽系が誕生した

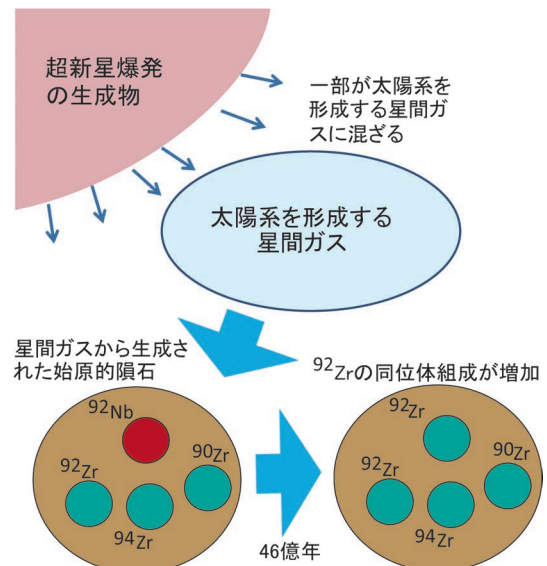


図8 超新星爆発生成物が隕石に取り込まれる様子の模式図。

時点で $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb} \sim 10^{-7}$ と観測値より小さい値を得た。これは、通常の銀河系の物質化学進化だけでは説明できないことを示す。次に、Late Inputモデルによる検討を行った(図8参照)。太陽系は銀河系の星間ガスから誕生したので、基本的には銀河系の物質化学進化の産物である。しかし、その太陽系が形成される直前に、太陽系近傍で何らかの天体現象が発生して、その生成物の一部が太陽系に取り込まれたとするモデルがLate Inputモデルである。Late Inputモデルには2つのパラメーターがある。一つは、天体現象が発生してから太陽系形成までの時間(Δ)であり、もう一つは天体現象の生成物のどれぐらいが、太陽系の元となった星間ガスに混ざったかという割合である。この割合 f は(太陽系の質量を1とする)、これまでの研究で $f = 7 \times 10^{-5} \sim 2 \times 10^{-3}$ と言われている。 Δ と f の組み合わせについて、いくつかのケースで計算したところ、 $f = 3 \times 10^{-3}$ かつ $\Delta = 10^6$ 年 $\sim 3 \times 10^7$ 年で太陽系形成時に存在していた ^{92}Nb の値を説明できることが判明した。これらのパラメーターの値は、過去の研究と比較して整合性のある値であり、この結果は重力崩壊型超新星爆発が太陽系形成直前に発生したことを示唆する。ニュートリノ過程では他の大部分の核種の生成には寄与しないため、質量数90領域の他の同位体について不整合を引き起こすことはない。この研究⁸⁾によって初めて太陽系形成時に存在していた ^{92}Nb の量を合理的に説明することができた。なお、観測値として $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb} \sim 10^{-5}$ 以外に $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb} \sim 10^{-3}$ の値が報告されていたが、このモデルでは再現できない。観測値に2桁の開きがある問題は隕石研究者が解決すべきであるが、宇宙核物理理論の観点からは、 $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb} \sim 10^{-3}$ を合理的に説明できるモデルは存在しないことを指摘しておきたい。

9. 今後の展開と他分野へのインパクト

このようなニュートリノ元素合成過程の研究は、宇宙物

理学や素粒子物理学等の広い分野に波及効果を及ぼしている。これまで、超新星爆発におけるニュートリノのエネルギースペクトルは、超新星爆発モデルの計算によって評価されてきた。一方、ニュートリノ元素合成モデルにおける評価は、太陽組成、隕石組成、天体観測で得られた値から求められているので、より信頼性が高いと考えられる。 ^{92}Nb は電子ニュートリノに対して感度が高いが、反電子ニュートリノに対して感度が高い核種も存在している。そのため、ニュートリノ核種を系統的に研究することで、電子型と反電子型ニュートリノの温度に対するより高精度な理論予測が可能になるはずである。1987年に大マゼラン雲に現れた超新星1987Aからのニュートリノをカミオカンデにおいて人類史上初めて捉えることに成功した。銀河系内で50年に1回の頻度で超新星が発生すると推定されており、次の超新星ニュートリノの観測によって、より詳細な超新星爆発の理解が進むものと期待されている。スーパーカミオカンデは反電子型ニュートリノ観測に対して感度が高いため、ニュートリノ元素合成過程の研究はスペクトルの予測に貢献する。

^7Li , ^{11}B は外層で生成されるため、原始中性子星から放出されたニュートリノが外層に到着するまでに高密度物質によるニュートリノ振動(MSW効果)の影響を受けている。¹³⁾ また、原始中性子星内部でニュートリノ・ニュートリノ散乱によってもニュートリノ振動が発生すると考えられているが、その詳細はほとんどわかっていない。したがって、全てのニュートリノ核種を系統的に研究することで、これら2種類のニュートリノ振動現象について知ることが可能である。

ニュートリノ過程は、太陽系生成時に存在した ^{92}Nb の量を整合性を持って再現できる唯一の元素合成モデルであり、太陽系が誕生する前の100万年から3,000万年の間に、太陽系近傍で ^{92}Nb を生成した超新星爆発が発生したことを示唆する。これまで複数の超新星爆発の宇宙核時計が提案されているが、それらの天体環境がはっきりしないという

問題がある。一方、ニュートリノ過程は、膨大なニュートリノが発生する必要がある、重力崩壊型超新星爆発で発生したことはほぼ間違いない。そのため、現時点で ^{92}Nb は太陽系形成以前に発生した超新星爆発の年代を計測する唯一の確たる宇宙核時計である。その意味で重要性が高い。現在、太陽系形成時の $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb}$ の値は 10^{-5} と桁だけ判明している。太陽系形成時に存在した量がより高精度で計測されれば、超新星爆発が発生した年代をより精密に求めることができる。始原的隕石の研究の進展が待ち望まれる。

参考文献

- 1) Q. Yin, *et al.*: Nature **415** (2002) 881.
- 2) G. R. Huss, *et al.*: Geoch. Cosm. Acta **73** (2009) 4922.
- 3) H. Tang and N. Dauphas: Earth Planet. Sci. Lett. **359** (2012) 248.
- 4) C. L. Harper Jr.: Astrophys. J. **466** (1996) 437.
- 5) M. Schönbachler, *et al.*: Science **295** (2002) 1705.
- 6) N. Dauphas, *et al.*: Nucl. Phys. A **719** (2003) 287c.
- 7) B. S. Meyer: Nucl. Phys. A **719** (2003) 13.
- 8) T. Hayakawa, *et al.*: Astrophys. J. Lett. **779** (2013) L9.
- 9) G. V. Domogatskii: Mon. Not. R. Astron. Soc. **178** (1977) 33.
- 10) S. E. Woosley, *et al.*: Astrophys. J. **356** (1990) 272.
- 11) A. Herger, *et al.*: Phys. Lett. B **606** (2005) 258.
- 12) T. Hayakawa, *et al.*: Phys. Rev. C **81** (2010) 052801(R).
- 13) 鈴木俊夫, 他: 日本物理学会誌 **67** (2012) 49.
- 14) T. Suzuki, *et al.*: Phys. Rev. C **74** (2007) 034307.
- 15) M. Cheoun, *et al.*: J. Phys. G **37** (2010) 055101.

(2015年1月30日原稿受付)

When Had the Supernova Explosion Which Contributes to the Solar System Formation Happened? —Nuclear Cosmochronometer ^{92}Nb —

Takehito Hayakawa, Toshitaka Kajino and Satoshi Chiba

abstract: The isotope ^{92}Nb decays to ^{92}Zr with a half-life of 34.7 Myr. With analysis of primitive meteorites, the initial abundance ratios for $^{92}\text{Nb}/^{93}\text{Nb}$ at the time of solar system formation (SSF) have been measured. The astrophysical origin of this material, however, has remained unknown. We have proposed a novel origin of ^{92}Nb via neutrino-induced reactions in core-collapse supernovae.

応用物理 第84巻 第11号(2015年11月号) 予定目次

解説

知的ナノフォトニックアーキテクチャ; 局所環境での光と物質を用いた知的機能構造……………成瀬 誠
 パワーデバイス用MCZ-Siウェーハ……………中川聡子
 酸化亜鉛ヘテロ界面の高品質化と2次元量子輸送現象……………フォルソン ジョセフ, 他

最近の展望

薄膜太陽電池技術の現状と今後の展望……………櫛屋勝巳
 フェムト秒レーザー加工での過渡応力分布の観測と

多点同時照射による応力変調……………坂倉政明

研究紹介: ウエアラブル・フレキシブル健康管理デバイス……………竹井邦晴

基礎講座: 洗浄技術のコツ: Si表面のウェット洗浄…有馬健太

今月のトピックス: 国際光年 IYL2015

国際光年に寄せて……………荒川泰彦
 国際光年と応用物理学会……………河田 聡, 梅田倫弘
 国際光年における各種活動紹介……………小関泰之
 国際光年パンフレット紹介……………松尾由賀利
 焦点: 研究データベースの進化と威力……………関 行宏
 速報: 講演会レポート……………森 耕一
 連載: 科学を詠む⑩ 美しさ色いろ……………松村由利子

Science As Art: クリスマスツリー……………堀家匠平

磁気スキルミオンとモノポールの織りなす創発的電磁現象

高嶋 梨菜 〈京都大学大学院理学研究科〉

藤本 聡 〈大阪大学大学院基礎工学研究科〉

磁性体で発見された渦糸状スピン構造のスキルミオンは、連続変形ではつぶせない安定な構造をもち、粒子や弦のような独特のダイナミクスを示すことから、基礎物性として興味深いだけでなく、磁気記憶デバイスなど応用上の研究の展開も期待されている。また、このスキルミオンは伝導電子に有効的な「磁束」として作用することも知られており、トポロジカルホール効果として観測されるなど、スキルミオンとの結合で生じる伝導現象についても関心を集めている。

最近、スキルミオンが格子状に配列した相をもつ金属磁性体 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ において、スキルミオンの合体ダイナミクスが報告された。磁場中で磁性体を冷却することにより、スキルミオンの準安定状態が実現されるが、この状態で磁場を下げたときに、スキルミオンが合体して数を減らす様子が観察されている。さらに数値計算に基づき、合体点で有効「磁場」の湧き出しを与えるモノポール構造の生成が示された。

このモノポールの生成消滅を伴う「磁束」の合体・分裂過程は、通常の電磁現象では見られない際立ったものである。さて、本稿では、このスキルミオンの合体過程をもたらす新奇な伝導現象、電磁現象に関する最近の研究を紹介する。特にこの研究では伝導電子に働く効果として、スキルミオンとの相互作用に加えて、相対論的なスピ

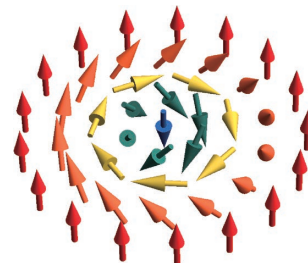
ン軌道相互作用に注目する。すなわち、 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ におけるスキルミオンの実現には Dzyaloshinskii-守谷 (DM) 相互作用が不可欠であるが、この系の DM 相互作用は結晶の空間反転対称性の破れとスピン軌道相互作用に由来している。他方、 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ は、伝導電子が磁性も担う遍歴磁性体であることから、伝導現象にも空間反転対称性の破れに起因するスピン軌道相互作用が重要な役割を果たすと考えられる。

スキルミオンやモノポールのようなトポロジカルに非自明なスピン構造は、ベリー曲率の効果により、伝導電子に対して有効的な「磁場」を生み出し、それらのダイナミクスは、有効的な「電場」を生み出す。さらに反転対称性の破れに起因するスピン軌道相互作用が存在すると、上記の実空間における非自明な構造に加えて、波数空間にもトポロジカルに非自明な構造をもつことになる。この2つの非自明な構造の絡み合いが、磁気スキルミオン-モノポール系の物理に新しい色彩を加える。たとえば、空間移動するモノポールが、有効的な磁荷に加えて、電荷をもつような振る舞いを示すことが分かった。つまり、あたかもダイオンのようにふるまうのである。

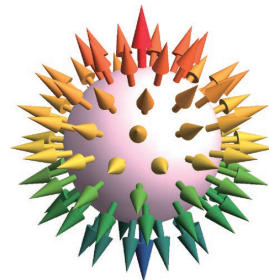
このような伝導電子の豊かな構造とスキルミオン特有のダイナミクスを組み合わせることで、今後も多様な現象が見つかることが期待されている。

—Keywords—

スキルミオン：
三成分の単位ベクトルで定義される渦状の構造。連続変形では取りのぞけない「トポロジカル構造」の一種である。古くから多くの理論で用いられてきたが、近年、キラル磁性体中で、電子スピンのスキルミオン構造を形成していることが観測された。



モノポール：
三成分の単位ベクトルで定義される、点欠陥のまわりのトポロジカル構造。簡単な例は、下図のような放射状の構造をもつ。スキルミオンが生み出す有効「磁場」の湧き出し点(有効「磁気」モノポール)は、電子スピンのモノポールを形成する。



ベリー曲率：
量子状態の「ねじれ」を特徴づける量の一つ。例えば、自由電子のベリー曲率はゼロだが、電子がスキルミオンと結合すると、そのねじれた実空間スピン配置により、ベリー曲率は有限の値を取る。このベリー曲率は、伝導電子に作用する有効磁場に対応し、トポロジカルホール効果を引き起こす。

1. はじめに

物理学では、しばしば何らかのトポロジカルなテクスチャ（織目構造）が重要な役割を果たし、興味深い現象を引き起こす。1962年にTony Skyrmeはバリオンを場のトポロジカルソリトンとして記述するアイデアを提唱し、このような構造は後にスキルミオン（Skyrmion）と呼ばれるようになった。

近年、二次元のスキルミオン構造が磁性体のスピン構造として発見され、理論・応用の双方向から注目を集めている。このスキルミオンは、ナノスケールのトポロジカルに安定な構造をもち、微小な電流で動かせる¹⁻³⁾ことなどから、高密度な磁気記憶デバイスへの応用も期待されている。

いくつかの磁性体でスキルミオンが見つかっている^{4,5)}が、ここでは鏡像が重ならないキララな結晶構造をもつ金属磁性体 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ のスキルミオン^{7,8)}に焦点を当てたい。この物質は、 MnSi ⁶⁾などと同様に、スキルミオンが三角格子状に配列した相をもち、その状態はスキルミオン格子などと呼ばれる。図1にあるように、三次元的なバルク試料で実現されるスキルミオン格子では、外部磁場の方向（ z 方向）にはスピンの強磁性的に並び、スキルミオンの「柱」のような構造をもつ。このようなバルク試料では、スキルミオン格子は有限温度・有限磁場の狭い領域でしか安定化されないが、二次元的な薄膜の試料では磁場温度相図中の非常に広い範囲にわたって安定に実現することが知られている。^{9,10)}

キララ磁性体のように鏡映や反転対称性のない結晶構造では、スピン軌道相互作用に由来してDzyaloshinskii-守谷（DM）相互作用が生じ、らせんスピン構造が安定になりやすい。上述のスキルミオン同士の間隔は、別の磁場・温度領域で現れるらせん磁気構造の周期の $2/\sqrt{3}$ 倍に相当し、スキルミオンの起源がDM相互作用であることが示唆される。らせん構造の周期、もしくはスキルミオン同士の間隔は、DM相互作用と強磁性的な相互作用との競合で決まり、

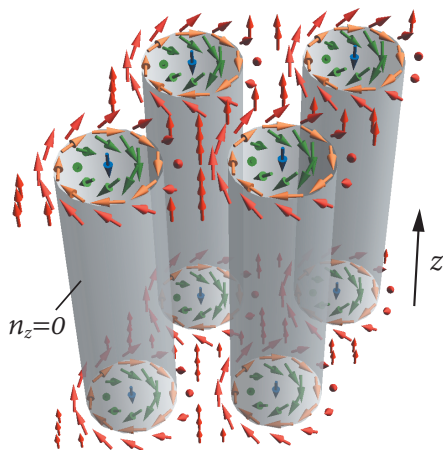


図1 バルク試料におけるスキルミオン格子の模式図。外部磁場は z 方向で、 xy 面でスキルミオンが三角格子上に配列している。各点の矢印はスピンの向きを表し、灰色の曲面は z 方向のスピン $n_z=0$ の面を表す。

$\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ でのスキルミオンの間隔は90 nm程度と、結晶格子間隔に比べて大変大きいことが特徴である。

2. モノポールを伴うスキルミオンの合体過程

スキルミオン構造は、スピンの球を何回覆いつくすかを数えるトポロジカル数である「スキルミオン数」によって定義され、連続変形でその値は変化しない。例えば、 xy 面上のスキルミオン数は以下のように表される。

$$\mathcal{N}_{\text{sk}} = \frac{1}{4\pi} \int dx dy n \cdot \left(\frac{\partial n}{\partial x} \times \frac{\partial n}{\partial y} \right) \quad (1)$$

ここで $n = n(\mathbf{r})$ は、各点のスピンを表す単位ベクトルである。このような定義より連続変形でスキルミオンは生成・消滅したりしないが、それでは相図中でスキルミオンのない他の相へは、どのようにして移るのだろうか？ ゼロ磁場下での冷却では、急激に転移を起こして不連続に他の相へ変化することが知られている。しかし、準安定状態のスキルミオンを用いることによって、大変興味深い振る舞いが実験で見い出された。 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ では、磁場中冷却を行うことにより、磁場温度相図の広い領域でスキルミオンの準安定状態が実現される。⁷⁾ Mildeらは、この準安定状態のスキルミオンが合体して少しずつ数を減らし、スキルミオンのない相に転移する過程をとらえた。この実験では磁気力顕微鏡を用いて、バルク試料の $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ の試料表面における磁気構造が観測された。このとき、磁場を下げることで、スピン構造が、より安定なスキルミオンのない構造に向かって変化している。さらに、スキルミオン数を減らすにはスピンテクスチャの点欠陥の生成が必要であるが、数値計算に基づいた研究によると、スキルミオンの結合点に点欠陥が存在し、ちょうど「ジッパー」のようにスキルミオンが合体する過程が見い出された（図2）。この点欠陥の周りで、スピンはトポロジカルに非自明な構造をもち、スピンテクスチャのモノポール構造をとっている。¹¹⁾ つまりモノポールの生成と消滅によってスキルミオン数が変化するのである。

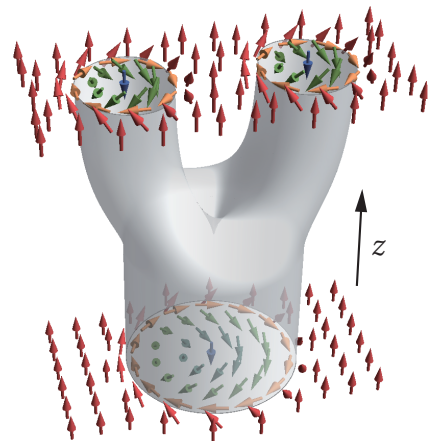


図2 Mildeらによって提案された¹¹⁾スキルミオンの結合の模式図。結合点に存在するモノポールが z 方向に空間移動することで、スキルミオンが合体する。

3. 金属磁性体における伝導電子

3.1 交換相互作用と創発電磁場

スキルミオンやモノポールなどのトポロジカル構造のダイナミクスは、伝導電子との結合を考えると、より一層面白い物理を与える。遍歴磁性体中での伝導電子は、以下のような交換相互作用を通して、磁気スピンと結合する。

$$\mathcal{H}_{\text{ex}} = -JM(\mathbf{r}, t) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (2)$$

ここで、 $J > 0$ は結合定数であり、 $\boldsymbol{\sigma}$ は伝導電子のスピン空間を表したパウリ行列で、 $M(\mathbf{r}, t)$ は各点に存在する磁気スピン (古典ベクトル場) を表す。この交換相互作用が十分強い場合、伝導電子のスピン状態は磁気スピンに平行になるように断熱的に向きを変えながら運動していると近似できる。すると、このような状態の電子は、実空間に非自明なベリー曲率をもち、¹²⁾ 有効的な「電磁場」を感じているかのように振る舞う。この有効的な「電磁場」は、創発電磁場などと呼ばれ、以下のように与えられる。^{13, 14)}

$$E_i^e(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar}{2|e|} \mathbf{n} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial r_i} \times \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial t} \right) \quad (3)$$

$$B_i^e(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar}{4|e|} \varepsilon_{ijk} \mathbf{n} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial r_j} \times \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial r_k} \right) \quad (4)$$

ここで $\mathbf{r} = (x, y, z)$ は実空間の位置を表し、電子の電荷を $e < 0$ で表す。 \mathbf{n} は $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) / |\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)|$ で与えられる単位ベクトルである。簡単のため磁化の大きさ $|\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)|$ は一定であると考え、このとき、 $B^e(\mathbf{r}, t)$ を二次元面で積分した値は、その面上でのスキルミオン数の $\hbar/|e|$ 倍である。スキルミオンが創発磁場を与えることは、実験でもトポロジカルホール効果として確かめられている。^{15, 16)}

スキルミオンの合体過程に話を戻すと、「一本」のスキルミオンが量子化した磁束を与えることを考えれば、合体を引き起こすモノポール構造は創発電磁場の磁気モノポールとして見るができる。ここまでは先行研究の話であるが、著者らの研究¹⁷⁾ では以下で述べるスピン軌道相互作用の重要性に着目して、合体過程での伝導現象を調べた。

3.2 スピン軌道相互作用

スキルミオンが観測されているキラリ磁性体の $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ や MnSi は d 電子系の遍歴磁性体であり、伝導電子が磁性を担う。そのため、式(2)での磁気スピン $M(\mathbf{r}, t)$ は伝導電子スピンの平均場だと考えてよい。また、これらの物質は B20 という空間反転対称性の破れた結晶構造を有しており、これが生み出す DM 相互作用がヘリカル磁性やスキルミオン格子を実現する。他方、反転対称性の破れは反対称スピン軌道相互作用を生み出し、これが電子の伝導にも重要な影響を及ぼす。

物質中のスピン軌道相互作用は電子の軌道に強く依存するが、反転対称や鏡映対称の破れがあると軌道波動関数が非対称に歪み、波数について奇パリティの寄与 (反対称スピン軌道相互作用) が生ずる。¹⁸⁾ ここでは、そのような寄与を対称性から考慮して取り入れ、スピン自由度のみをも

つ単一バンドの有効モデルを構築する。そのために、スピン軌道相互作用の効果を $\mathcal{H}_{\text{so}} = \alpha_{\text{so}} \mathcal{L}(\hat{\mathbf{p}}) \cdot \boldsymbol{\sigma}$ という形で取り入れ、結晶の点群対称性や時間反転対称性を課そう。スキルミオンが見つかったキラリ磁性体は、どれも空間群では $P2_13$ で、点群 T に属し、空間反転対称性と鏡映対称性をもたない。電子密度が低いと考え、 $\mathcal{L}(\hat{\mathbf{p}})$ に許される項を運動量演算子について展開すると、最低次は $\mathcal{L}(\hat{\mathbf{p}}) = (\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z)$ で与えられる。

この項は、鏡映対称性をもたないという点で、Rashba 型や Dresselhaus 型のスピン軌道相互作用などとは異なる。次節で見るように、この鏡映対称性の破れが、伝導電子の創発的電磁気現象に重大な効果をもたらす。以下では、 $\mathcal{H}_{\text{so}} = \alpha_{\text{so}} \hat{\mathbf{p}} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ をハミルトニアンに取り入れよう。実はこのスピン軌道相互作用は、遍歴磁性のスピン \mathbf{n} の DM 相互作用 $D\mathbf{n} \cdot (\nabla \times \mathbf{n})$ を与えるミニマムなモデルとなっている。このモデルでは、結合定数 D は、スピン軌道相互作用 α_{so} の一次で与えられ、 α_{so} の符号はスキルミオンのヘリシティを反映する。

空間反転対称性の破れを反映したスピン軌道相互作用の存在により、スピンは波数空間で $\mathcal{L}(\hat{\mathbf{p}})$ に沿って変化し、スピンホール効果¹⁹⁾ や異常ホール効果²⁰⁾ などが生じることが知られている。以下ではスピン軌道相互作用がスキルミオンやモノポールのダイナミクスに重要な影響を与えることを見る。

4. ダイオンのな振る舞い

以上を踏まえ、伝導電子のハミルトニアンとして、

$$\mathcal{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} - JM(\mathbf{r}, t) \cdot \boldsymbol{\sigma} + \alpha_{\text{so}} \hat{\mathbf{p}} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (5)$$

を考え、運動エネルギーのほかに交換相互作用 $-JM(\mathbf{r}, t) \cdot \boldsymbol{\sigma}$ とスピン軌道相互作用 $\alpha_{\text{so}} \hat{\mathbf{p}} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ を取り入れる。なお、ここでは簡単のために Γ 点周りで展開を考える。 \mathbf{r} をただのパラメータとみなして、ハミルトニアン固有状態を考えると、電子スピンは有効磁場 $\mathbf{h}(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) \equiv -JM(\mathbf{r}, t) + \alpha_{\text{so}} \hbar \mathbf{k}$ に沿って、実空間と波数空間で変化する。電流と磁気スピンのダイナミクスは、実際には自己無撞着に決まるのだが、ここでは第一近似として、磁気スピン $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ のモデルを考え、その動的変化によって生じる電流や有効電磁場を評価しよう。なお、磁気スピンの時間・空間変化は十分にゆっくりであると仮定する。

このような交換相互作用と反対称スピン軌道相互作用が絡む効果については先行研究があり、例えば文献 21, 22 では二次元半導体などで重要な Rashba 型のスピン軌道相互作用がある系で、伝導の性質が詳しく調べられている。キラリ磁性体の話では、位相空間 (\mathbf{r}, \mathbf{k}) のベリー曲率を用いて、DM 相互作用の導出や、スキルミオンの中心付近での電荷密度の変化が報告されている。²³⁾ 本稿では、特にスキルミオンの合体過程に焦点をあてよう。

スキルミオンは、ハミルトニアン (式(5)) の第三項、つ

まりスピン軌道相互作用がない場合でも、第二項で記述される交換相互作用を通じて、 $\mathbf{E}^e(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}^e(\mathbf{r}, t)$ (式(3), (4))のような創発電磁場の形で電子の運動に影響を与える。しかし、さらにスピン軌道相互作用の効果を摂動で取り込むことで、以下のようなスピン軌道相互作用に由来する寄与(それぞれの式の第二項)が新たに生じる。

$$\mathcal{E}^{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^e(\mathbf{r}, t) - \frac{m\alpha_{\text{so}}}{|e|\hbar} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{n}(\mathbf{r}, t), \quad (6)$$

$$\mathcal{B}^{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}^e(\mathbf{r}, t) + \frac{m\alpha_{\text{so}}}{|e|\hbar} \nabla \times \mathbf{n}(\mathbf{r}, t). \quad (7)$$

この有効的な電場 $\mathcal{E}^{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$ により電子の分布が平衡からずれ、 $\mathbf{j}_1 \propto \tau_{\text{imp}} \mathcal{E}^{\text{eff}}$ で表される縦電流などが生じる。このとき τ_{imp} は電子の緩和時間で、この電流は不純物の濃度や散乱の強度に依存しており、後述の「無散逸な」電流(式(8))とは対照的である。面白いことに、 $\mathcal{B}^{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$ の第二項は、スキルミオンがなくても、 xy 面内でのスピン渦構造があればホール効果を与える。なお、このような補正の存在は Rashba スピン軌道相互作用の場合でも指摘されている。²²⁾ このときキラル磁性体の場合、スピン軌道相互作用 α と DM 相互作用の関係より、 $m\alpha_{\text{so}} \sim (\hbar/l)$ (l : らせん磁気構造の周期) と評価できることを用いると、スピン軌道相互作用による補正の寄与は元々の創発電磁場 ($\mathbf{E}^e, \mathbf{B}^e$) と同程度であることは注目すべき点である。

さらにスピン軌道相互作用の影響は電子の「速度」の変化にも顔を出し、上述したものとは異なる電流の寄与もさらに生じる。ベリー曲率を考慮した電子の半古典運動方程式¹²⁾を用いると、磁気スピンに伝導電子スピンの断熱的に追従することにより、以下のような不純物散乱に依存しない、いわゆる「無散逸」的な電流が存在する。

$$\mathbf{j}_{\text{ad}}(\mathbf{r}, t) = -N(\varepsilon_F) |e| \hbar \alpha_{\text{so}} \left(\mathbf{n}(\mathbf{r}, t) \times \frac{\partial \mathbf{n}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \right). \quad (8)$$

ここで、 $N(\varepsilon) = (m^3 v_F^3 / 2\pi^2 \hbar^3)$ である。この流れは時間と波数空間のベリー曲率に由来し、Thouless の断熱ポンプと由来は同じである。²⁴⁾ 有効的な電磁場によって駆動される電流と異なり、この寄与は不純物の散乱には依存しないので、両者の寄与は実験的に区別される。

それでは、磁気スピン $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ の構造がスキルミオンとモノポールを有する場合を考え、どのような電流・電磁場の分布を与えるのか見てみよう。ここでは図3のようにスキルミオンの結合点であるモノポールが空間移動し、二本のスキルミオンが一本に合体していく過程を考える。スキルミオンのヘリシティ(面内のスピンの渦の向き)は図3のようにとり、対応して $\alpha_{\text{so}} > 0$ を考える。ここでは簡単にモノポールは $+z$ 方向に一定の速度 v_m で移動し、磁気スピンは $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{n}(x, y, z - v_m t)$ で与えられるとする。ある xy 面で視点を固定すると、時間とともに二本のスキルミオンが近づき、モノポールの通過を境に一本に合体し、スキルミオン数が減る様子が見られる(図3)。(なお実際には、合体後は楕円形となる。) また、ここでは合体後の時間変化

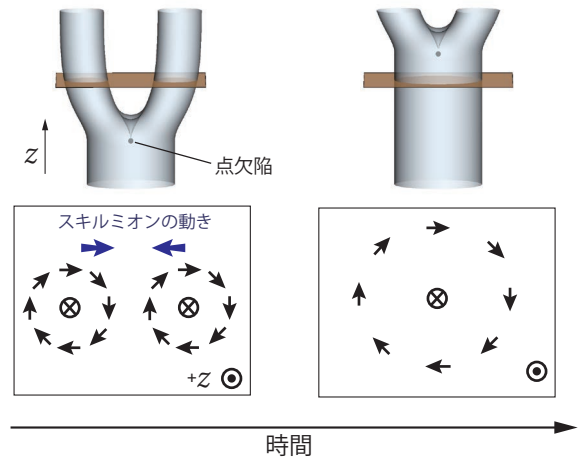


図3 点欠陥であるモノポールが $+z$ 方向に移動するモデルの模式図。下段は xy 面上でのスピン構造を表し、スキルミオンの中心のスピンは $-z$ 方向を向く。モノポールの通過の前後でスキルミオン数が変化する。

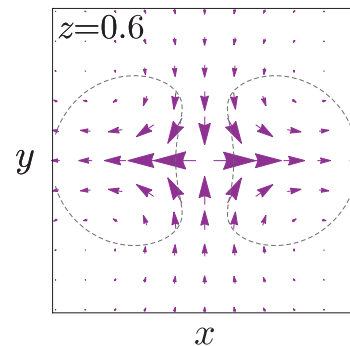


図4 モノポールが通過する前の無散逸的な電流(式(8))の分布。矢印の向きと大きさは規格化した電流の向きと大きさを表す。 z の座標は図5(A)に従う。点線は $n_z = 0$ の線を表す。

は考えない。

まず二本のスキルミオンが近づくことで生じる無散逸的な電流の寄与(式(8))を考えよう。ある xy 面で観察すると、合体前のスキルミオンの移動により、図4のような電流が生じている。 xy 面で電流は凡そスキルミオンの進行方向と逆向きに流れる。スキルミオンのヘリシティが逆向きの場合も、スピン軌道相互作用 α_{so} の符号も同時に反転しているので、 xy 面内での流れは同じである。

次にモノポール付近で生じる有効電磁場(式(6), (7))について考えよう。スピン軌道相互作用のないときの創発電磁場(式(3), (4))はスキルミオンの結合部分に磁気モノポールとしての性質を与える。その磁場に対応して、電場 \mathbf{E}^e は磁気モノポールの並進により xy 面に円電場的な寄与を与える。それではスピン軌道相互作用によって新たに生じた電磁場はどのような振る舞いをもつだろうか。ここでは特に電場成分 ($\mathcal{E}^{\text{so}} \equiv -(m\alpha_{\text{so}}/|e|\hbar) \partial \mathbf{n}(\mathbf{r}, t)/\partial t$) に着目しよう。図5(A), (B)に、ある時刻での \mathcal{E}^{so} の分布を表す。中心付近で z 成分が有限に変化することで、モノポール周りに電荷が存在しているかのような電場分布を示すことが分かる。遠方においては「遮蔽」されているかのように電場は存在しないが、モノポール付近の電子にとってはモノポー

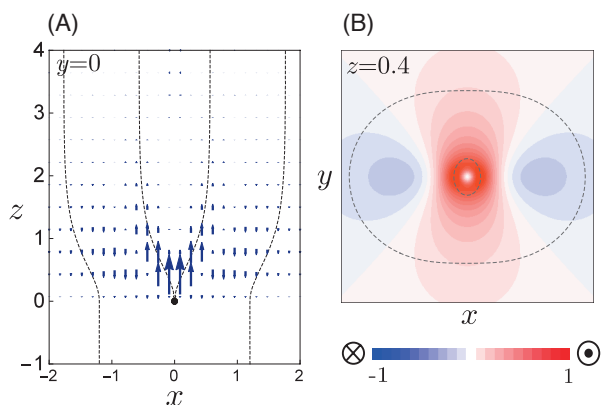


図5 スピン軌道相互作用によって生じる有効電場 \mathcal{E}^{so} の分布のスナップショット。点線は $n_z=0$ の線を表し、スケールした値を示す。(A) xz 面での ($\mathcal{E}_x^{\text{so}}, \mathcal{E}_z^{\text{so}}$) の分布。矢印は電場の向きと大きさを表し、原点に点欠陥が存在する。(B) xy 面での $\mathcal{E}_y^{\text{so}}$ の分布。 z 成分の正(負)を赤(青)で表す。

ルが磁荷と電荷を併せもつ「ダイオン」のように振る舞うことになる。なお、この方向の電場は、スピン軌道相互作用を考慮することにより初めて生じるものであり、実験的には、この向きの電流を測定することにより、その存在を確認できると考えられる。

既に触れたように、スピン軌道相互作用 α_{so} の正負は、DM相互作用やスキルミオンのヘリシティの向きに対応し、結晶構造のキラリティで変化する。もともとの創発磁場の向きはスキルミオン数で決まり、ヘリシティには依存しないが、スピン軌道相互作用によって生じた「電磁場」の性質を用いればスキルミオンのヘリシティの情報を引き出すことができる。また、モノポールはスキルミオンを壊す要因になっており、磁気記憶デバイスなどへの応用を考えると、本研究で示した有効電場 \mathcal{E}^{so} によるモノポールの検出が有用であると考えられる。

5. おわりに

本稿では、キラルな構造をもつ $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Si}$ や MnSi などに特有のスピン軌道相互作用とスキルミオンの合体ダイナミクスによって生じる現象についての最近の研究を解説した。結晶の空間反転対称性の破れを反映したスピン軌道相互作用の存在により、電子のスピン状態は波数空間で非自明に変化する。ここでは、そのような状態と、実空間の断熱的な時間・空間変化によって生じる現象を考えたが、スピン

波やスピンのゆらぎなど、他の動的変化との結合によって生じる伝導現象も興味深く、今後の展開が期待される。

最後に、本研究を進める上で新田宗土氏と下出敦夫氏からは有益なご助言をいただきました。この場をお借りして、御礼を申し上げます。

参考文献

- 1) F. Jonietz, *et al.*: *Science* **330** (2010) 1648.
- 2) X. Z. Yu, *et al.*: *Nat. Commun.* **3** (2012) 988.
- 3) J. Iwasaki, M. Mochizuki and N. Nagaosa: *Nat. Nanotechnol.* **8** (2013) 742.
- 4) N. Nagaosa and Y. Tokura: *Nat. Nanotechnol.* **8** (2013) 899.
- 5) 望月維人, 関真一郎: *日本物理学会誌* **69** (2014) 132.
- 6) S. Mühlbauer, *et al.*: *Science* **323** (2009) 5916.
- 7) W. Münzer, *et al.*: *Phys. Rev. B* **81** (2010) 041203.
- 8) X. Z. Yu, *et al.*: *Nature* **465** (2010) 901.
- 9) X. Z. Yu, *et al.*: *Nat. Mater.* **10** (2011) 106.
- 10) A. Tonomura, *et al.*: *Nano Lett.* **12** (2012) 1673.
- 11) P. Milde, *et al.*: *Science* **340** (2013) 1076.
- 12) D. Xiao, M.-C. Chang and Q. Niu: *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 1959.
- 13) G. Volovik: *J. Phys. C: Solid State Phys.* **83** (1987) L83.
- 14) N. Nagaosa, X. Z. Yu and Y. Tokura: *Philos. Trans. A. Math. Phys. Eng. Sci.* **370** (2012) 5806.
- 15) M. Lee, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 186601.
- 16) A. Neubauer, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 186602.
- 17) R. Takashima and S. Fujimoto: *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** (2014) 054717.
- 18) 柳瀬陽一, 播磨尚朝: *固体物理* **46** (2011) 1.
- 19) S. Murakami, N. Nagaosa and S.-C. Zhang: *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 156804.
- 20) N. Nagaosa, *et al.*: *Rev. Mod. Phys.*, **82** (2010) 1539.
- 21) G. Tataru, N. Nakabayashi and K.-J. Lee: *Phys. Rev. B* **87** (2013) 054403.
- 22) N. Nakabayashi and G. Tataru: *New J. Phys.* **16** (2014) 015016.
- 23) F. Freimuth, *et al.*: *Phys. Rev. B* **88** (2013) 214409.
- 24) D. Thouless: *Phys. Rev. B* **27** (1983) 6083.

(2015年2月15日原稿受付)

Emergent Electromagnetism Induced by Skyrmions and Monopoles

Rina Takashima and Satoshi Fujimoto

abstract: We investigate electromagnetic phenomena in the merging process of skyrmions in a chiral magnet, in which monopoles of spin textures are accompanied. We especially focus on the spin-orbit coupling inherent in chiral magnets. The effective electromagnetic field and charge currents induced by the spin dynamics are obtained. We found that the adiabatic dynamics produce a dissipationless current that originates from the spin-orbit coupling. Furthermore, the distribution of the obtained effective electromagnetic field generated by the moving monopole implies that the monopole behaves like a dyon.

多次元自由エネルギー面で捉える生体分子の力学応答

鈴木 洋一 (産業技術総合研究所)

近年の単分子計測技術の向上により、1分子レベルでの生体分子の機能、特性が明らかになってきた。骨格筋・心筋中のタイチン、細胞外マトリックス中のフィブロネクチン、赤血球中のスペクトリンなどのタンパク質は力学的ストレスに抵抗する機能を有している。また、高次構造をもつ核酸・タンパク質複合体が、タンパク質を生成する過程にも機械的な力が関連している。

原子間力顕微鏡 (AFM)、レーザーピンセット、磁気ピンセット等を用いることで、生体分子を直接引っ張る、ねじる、あるいは変形させ、分子内部の性質を探る研究が盛んになされている。分子を一定の速さで引っ張る、分子に一定の力を加える、あるいは分子の長さを一定に保つ時、分子にかかる力や、分子の2点間距離 (伸び) の変化を通じ、分子の構造変化が観測される。タンパク質や核酸、あるいはそれらの結合を機械的に引っ張った場合、折り畳まれたタンパク質のほどける現象 (アンフォールディング) やリガンド・レセプターと呼ばれる分子結合の解離は、ピコニュートンほどの力で起こる。このような分子構造変化がナノスケールで起こることを考慮すると、室温 (体温) 下において熱揺らぎの影響 ($\sim 10^{-21}$ [J]) を受ける。すなわち、このような生体分子の破断現象は確率的であり、自由エネルギー面 (曲線) 上の安定/準安定状態間の遷移プロセスであるとみなすことができる。

近年、自由エネルギー曲線の立場から生体分子をモデル化し、実験結果から速度論的パラメータや、自由エネルギー曲線構造に関わるパラメータを抽出する方法が提案

された。この方法は、従来の方法では抽出することのできない、タンパク質のアンフォールディングや、リガンド・レセプター結合の解離に必要な自由エネルギーを見積もることができる。また、抽出された遷移状態の位置から、実際の生体分子の安定構造を特徴付ける分子内結合部位 (楔石にあたる部分) を特定することができる。さらにこの方法は、多くの実験結果を再現性よく説明できる。

本稿の目的は、自由エネルギー面 (曲線) 描像に基づく方法の理論的背景に目を向けることである。分子を引き延ばす実験を解釈するにあたり、多くの場合、生体分子の伸びを“よい反応座標”と見なし自由エネルギー曲線が描かれる。反応座標は、反応 (分子破断) の進行度を表す座標である。直感的には、折り畳まれている生体分子はコンパクトな構造をとり、アンフォールドしている場合は空間的に広がっているであろうから、分子の伸びは分子の破断を特徴付けると言えるのかもしれない。しかし、分子の伸びはいつでもよい反応座標なのだろうか？ そもそも、よい反応座標とはどういうことであろうか？ また、分子の伸びがよい反応座標でない場合、力を伸びの方向に負荷すると何が起こるのであるだろうか？ 本稿では、分子の伸びが、よい反応座標ではない帰結として起こりうる1つのシナリオについて焦点を当てる。また、このシナリオを示唆する実験結果をいくつか紹介する。このような実験結果に対する従来の解釈と、我々の解釈にどのような違いがあるかについても述べる。

—Keywords—

自由エネルギー面：

物質には与えられた条件下で見いだされやすい状態がある。秩序変数を x とした場合、平衡状態において x が実現される確率は分布をもつ。この確率分布 $p(x)$ と、自由エネルギー曲線 $G(x)$ の間には $p(x) \propto \exp[-\beta G(x)]$ の関係がある (但し β は逆温度)。従って、自由エネルギー曲線上の最小地点が最も見いだされやすい状態に対応する。例えば、タンパク質の場合、与えられた温度や圧力によって取りやすい構造がある。天然状態のタンパク質は、一本のポリペプチドが折り畳まれた (フォールド) 状態にあり、熱力学的に安定な状態である。折り畳み状態にあるタンパク質は、非折り畳み状態よりも空間的にコンパクトな構造を取る。このコンパクトさを表す1つの指標として、特定の分子間距離 (伸び) を考える。分子間距離を変数として自由エネルギー曲線を評価した場合、伸びが小さい構造の方が安定であり、最も見いだされやすい状態と言える。なお、本稿では秩序変数が1つの場合、自由エネルギー曲線、複数の場合、自由エネルギー面、任意である場合、自由エネルギー面 (曲線) と呼ぶことにする。

力学応答：

力学応答とは、物体に力を負荷した場合の、形状や、力の (手応えの) 時間変化である。このような力学応答は、対象とする物体の内部構造変化と関連する。近年の単分子計測技術の発展によって、直接1分子に力を加えたり、変形させたりすることが可能であり、その際の力をピコニュートンの精度で計測することができる。分子は、負荷された力によって変形したり、破断したりするが、変形の度合いや、破断するまでの時間や力が、負荷された力に応じて変化する。こうした力に対する生体分子の応答から、分子内部の情報を引き出す試みが盛んになされている。

1. はじめに

機械的な力は生体内で重要な役割を演じている。例えば、分子モーターの運動、タンパク質の折り畳み（フォールディング）現象、DNAの複製など、多くの生体分子は、その機能が生じる過程に機械的な力が関連している。観測技術の発展により、原子間力顕微鏡（AFM）や、レーザーピンセット、磁気ピンセット等を用いることで、直接分子を引っ張る、ねじる、あるいは変形させることが可能であり、その際の力をピコニュートンの精度で計測することができる。一定速度で分子を引っ張る、一定外力を加える、また分子長を一定に保つことで、直接分子に力を負荷し、タンパク質のアンフォールディングや、リガンド・レセプターの解離を人為的に起こすことができる。生体分子の破断現象が起こる際の力や、分子の伸びから、生体分子の内部構造、ダイナミクスを探ろうとする試みが盛んになされている。本稿では、このような実験観測データから、生体分子に関する速度論的パラメータや自由エネルギー曲線に関わるパラメータを抽出する方法を紹介し、その理論的背景を明らかにする。そこで得られた知見をもとに、分子破断を特徴付ける反応座標に焦点を当てた拡張モデルの導入を行い、分子の伸びがよい反応座標でない場合、何が起こり得るのかについて解説する。

2. 分子破断を記述する理論の発展

生体分子の破断現象は、熱揺らぎの影響を受け確率的に起こる。すなわち、このような破断現象は自由エネルギー面（曲線）上の安定/準安定遷移プロセスと見なすことができる。系の状態を特徴付ける変数（秩序変数）を x とした場合、 x は複数のミクロな変数 $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3, \dots)$ の関数であり、自由エネルギー曲線 $G(x)$ は、多次元のエネルギー面 $E(\mathbf{r})$ を用いて、 $G(x) \propto - (1/\beta) \ln \int d\mathbf{r} \delta(x - x(\mathbf{r})) \exp(-\beta E(\mathbf{r}))$ と書くことができる。なお、以下では秩序変数が1つの場合、自由エネルギー曲線、複数の場合、自由エネルギー面、任意の場合、自由エネルギー面（曲線）と呼ぶことにする。

自由エネルギー曲線の立場から生体分子をモデル化し、実験観測結果から速度論的パラメータ、自由エネルギー曲線に関わるパラメータを抽出する方法がいくつか存在する。従来の現象論的方法¹⁾（Bellの方法）では、力 F が負荷されている際の分子破断速度が $k(F) = k_0 \exp(\beta F \Delta x^\ddagger)$ で与えられるものとして、無負荷時の速度定数 k_0 や、自由エネルギー曲線上の安定点と遷移状態の距離 Δx^\ddagger を実験データから抽出していた。しかし、この表式は安定状態と遷移状態の自由エネルギー差を含まない。さらに、生体分子を一定速度 V で引っ張る場合、分子破断が起こる際の力は熱揺らぎの影響により分布する。この分布とBellの方法で得られる破断速度の関係から、分子破断が起こる際の平均的な力は、 $\bar{F} = a + b \ln V$ となる。ここで、 a, b を速度に依存しない定数とした。つまり、分子破断が起こる際の平均的な力は、分子を引っ張る速度 V の対数に関して線形の関係にあ

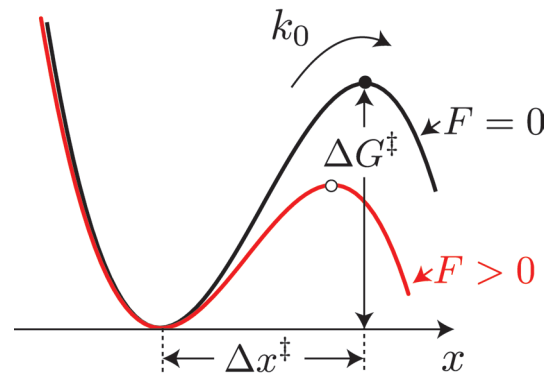


図1 無負荷時 $F=0$ (黒実線) と、負荷時 $F>0$ (赤実線) の自由エネルギー曲線。 k_0 , ΔG^\ddagger , Δx^\ddagger は、無負荷時の速度定数、活性化エネルギー、遷移状態と折り畳み状態の距離である。無負荷時と、負荷時の遷移状態をそれぞれ \bullet と、 \circ で示す。

る。しかし、幅広く速度を変えて実験を行った場合、予測された結果からの逸脱が報告されている。逸脱の原因は、Bellの方法では自由エネルギー曲線上の安定点と遷移状態の距離 Δx^\ddagger が、負荷によって変化しないと仮定されているためである。分子の自由エネルギーを伸び x の関数として $G_0(x)$ と書いた場合、一定外力 F が負荷された時の自由エネルギーは $G(x, F) = G_0(x) - Fx$ であり、図1に示すように力の増加に伴い、遷移状態と安定状態の距離が変化する。そこで、Dudko, Hummer, Szabo は、負荷される力に応じた遷移状態と安定状態の距離変化を考慮に入れたモデルを提案した。²⁾ このモデルに基づき計算される分子破断速度は、Kramers理論³⁾を用いて導かれ、無負荷時の速度定数 k_0 、安定状態-遷移状態の距離 Δx^\ddagger に加え、自由エネルギー差 ΔG^\ddagger を含んでおり、極限 $\Delta G^\ddagger \rightarrow \infty$ でBellの表式に帰着する。Dudko-Hummer-Szaboの表式は、実験データの再現性がよく、例えばBlockグループで行われた、RNA中の遺伝子発現を司る部位であるリボスイッチを一定速度で引き延ばす実験では、抽出された距離 Δx^\ddagger を塩基対数に対応させることで分子の安定構造を司る部位が特定された。⁴⁾

3. 生体分子の伸びはいつでもよい反応座標か？

Dudko-Hummer-Szabo理論は、数学的に単純な形式であり、多くの実験結果を再現性よく説明できる。ここで、この理論的背景について考察してみる。力によって引き起こされる分子破断現象には、引き延ばされる生体分子の膨大な自由度に加え、生体分子を取り巻く環境の自由度が関連している。そこで、複雑な問題を単純に取り扱うため、生体分子の伸び x が、分子の状態を特徴付けると仮定している。直感的には、折り畳み状態/結合状態にある生体分子はコンパクトな構造を取っており、一方、分子破断が起きた分子は空間的に広がった構造をもつであろうから、分子の伸びが生体分子の状態を特徴付けると理解できる。また、分子の伸びが他の自由度に比べ遅い変数であるならば、他の速い自由度を熱浴に取り込んでしまえばよく、問題は1次元の自由エネルギー曲線上のブラウン運動に帰着する。

そして、1次元自由エネルギー曲線上にあるエネルギー障壁をこえるまでの平均時間(または、平均時間の逆数である速度)をKramers理論によって計算して得られたのが、Dudko-Hummer-Szabo理論である。

以上の考察に基づけば、分子の伸びを反応座標とする1次元自由エネルギー曲線描像には制限があることになる。例えば、分子の伸び x と同等、またはそれより遅い自由度(ここでは Q と呼ぶことにする)がある場合、多自由度のダイナミクスを x のみで記述することはできない。力によって引き延ばされたRNAヘアピンの再折り畳みにおいて、分子の伸びが、局所的な分子の遅い2面角(Q)運動に支配されていること⁵⁾や、力を負荷されたタンパク質の伸びが、タンパク質のアンフォールディングを特徴付ける遅い変数、fraction of native amino acid contacts (Q)と関連する⁶⁾ことから、分子の伸びはいつでもよい反応座標ではなく、多次元自由エネルギー面による問題の取り扱いが必要になることがある。

4. 多次元自由エネルギー面と平均分子破断時間

我々は、分子の伸び x に加え、他の自由度 Q を導入した多次元(2次元)自由エネルギー面の立場から、力によって引き起こされる分子破断現象を考察した。^{7,8)} Q は、分子の伸び x と同等、あるいはそれよりも遅い自由度であり、分子破断を特徴付ける量である。また、大きな値の Q が、生体分子の折り畳み状態/結合状態に対応するものとして、一定外力を負荷する場合、系の自由エネルギー面は生体分子固有の自由エネルギー面 $G_0(x, Q)$ に、力学的仕事 $-Fx$ を加え表される。ここでは、分子の伸び x 方向に加えられる外力を F とした。 $G_0(x, Q)$ は、生体分子の折り畳み状態/結合状態に対応する自由エネルギー極小点と、折り畳み状態/結合状態と分子破断状態を隔てる最小障壁に対応する鞍点がそれぞれ1つずつ存在するものとする(図2(A))。このような構造をもつ自由エネルギー面に一定外力が加えられた場合の最小限の変数を使ったモデルとして、 $G(x, Q) = G_0(Q) + 1/2k(Q)[x - x_0(Q)]^2 - Fx$ を考えることにする。このモデルでは力が負荷されていない場合、 x 一定の断面には $G_0(Q)$ に由来する自由エネルギー極小状態(谷)と遷移状態(山)があり、 Q 一定の断面は、 $x_0(Q)$ を最小とした曲率 $k(Q)$ の放物線であるものとしている。無負荷の場合、 $x_0(Q)$ は、ある Q において最も確からしい分子の伸びに対応するため、無負荷状態で最も通りやすい反応経路であると言える。一方 $k(Q)$ は、ある Q の下で、伸び x が、 $x_0(Q)$ からどの程度揺らぐかを表しており、分子のかたさに関連する。

拡散により、一定外力が負荷された自由エネルギー面上のエネルギー極小状態から、遷移状態をこえる平均時間は、Kramers理論³⁾を多次元に一般化したLanger理論⁹⁾を用いて計算することができる。このモデルを詳細に解析して得られた、負荷された力と生体分子破断時間の関係を図2(B)

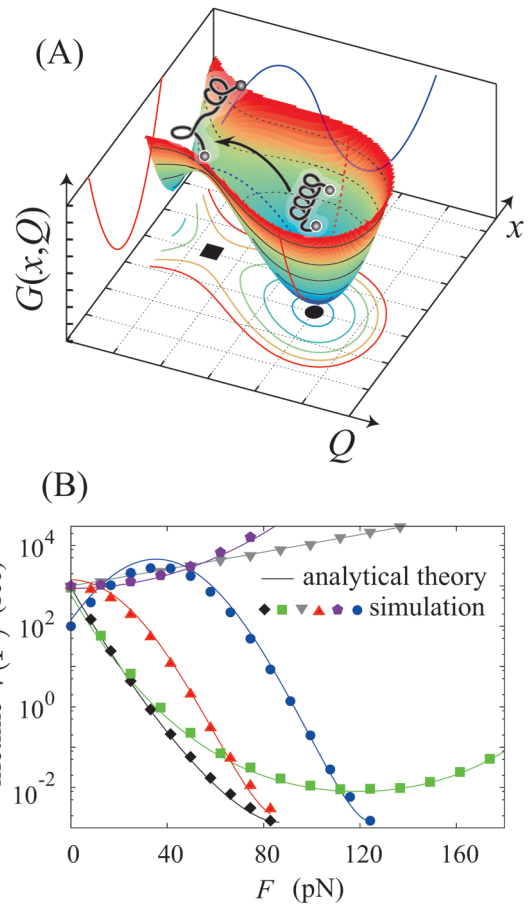


図2 (A) 自由エネルギー面. 等高線プロット上の■と、●はそれぞれ自由エネルギー面上の鞍点、極小点を表す. 生体分子は、折り畳み/結合状態に対応するエネルギー最小状態から、自由エネルギー面の鞍点(付近)を通過して破断する. (B) 種々の自由エネルギー面形状の下での、外力に依存した分子破断時間. 理論的に計算された分子破断時間(実線)と、シミュレーションで得られた結果(点)を示す. 色は、 $x_0(Q)$ と $k(Q)$ の選び方の違いに対応しており、生体分子の破断時間の力依存性に多くのシナリオがあることを示している. [Y. Suzuki and O. K. Dudko: Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 048101. Copyright 2010 by American Physical Society. の図を改変.]

に示す。図2(B)では、 $k(Q)$ や $x_0(Q)$ の選び方によって、生体分子の破断時間の力依存性に多くの(色の違いで示す)シナリオがあることを表している。以下では、特に力に対し非単調に変化する破断時間(図2(B)の青線(点))に焦点を当てる。

5. 力に対し非単調な平均破断時間の由来

力に対し非単調に平均分子破断時間が振る舞うことは、一見、異常な現象に思われる。なぜならば、力の増加に伴い分子破断が起こりにくくなる負荷領域があるからである。それでは何故、非単調な破断時間が得られるのだろうか? この振る舞いは、無負荷時の自由エネルギー面上で、遷移状態の分子の伸びが、折り畳み状態の伸びに比べ小さい時に起こる。つまり、無負荷状態において分子が破断する際、分子の伸びが一旦小さくなることを意味している。図3(A)-(C)に、力の負荷によって自由エネルギー面構造がどのように変化するかを示す。図3(A)-(C)では、分子の伸び x と Q の関数として自由エネルギー面を描いており、

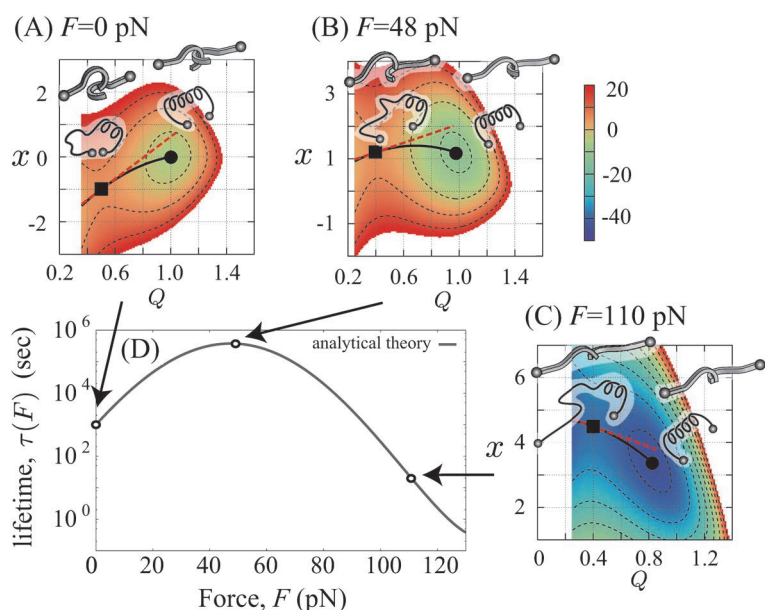


図3 (A)-(C) 力の負荷に応じた自由エネルギー面構造と、(D) 力と分子破断時間. 自由エネルギー面 (A) は無負荷 ($F=0$ pN), (B) は $F=48$ pN, (C) は $F=110$ pN に対応する. また、(A)-(C) の ■ と、● は、それぞれ鞍点、エネルギー極小点を表し、黒実線は折り畳み状態/結合状態から分子破断が起こる最も確からしい経路を表す. [Y. Suzuki and O. K. Dudko: J. Chem. Phys. **134** (2011) 065102. Copyright 2011 by AIP Publishing LLC. の図を改変.]

大きな Q の値が、生体分子が折り畳み状態/結合状態に近いことに対応している。分子に負荷される力が小さい場合、上述のように遷移状態にある分子の伸びが、折り畳み状態/結合状態の分子の伸びにくらべ小さい(図3(A))。このような場合、具体的にどのような破断メカニズムが考えられるだろうか？ 一時的に縮まり、切れたり解ける現象は身近に存在する。例えば、フックが互いに引っかかり引っ張り合っているような状況を考える。このフックの引っかかりを解消するには、一旦互いのフックを近づけ外すのが簡単であろう。また、かたく結ばれた結び目を解くのにも、ひもの両端を近づけ結び目を柔らかくしてから解くのが簡単であろう。結局、低負荷領域で分子破断時間の増加が見られるのは、縮んでから破断するメカニズムをもつ分子を引き延ばそうとすることで、分子破断が起こりにくくなる解釈できる。(フックや結び目の例であれば、よりタイトな引っかかりができるであろう。) この系に対し、より力を負荷すると状況が変わる。図3(B)-(C) に示すように、エネルギー極小点と鞍点の相対的な位置関係が変化し、遷移状態での分子の伸びが、折り畳み状態の伸びより大きくなる。この状況は、我々にとって日常的な現象である、物を無理矢理引きちぎる、あるいは引き裂くなどといったことに対応しているであろう。つまり、コンパクトな安定状態から、コンパクトではない遷移状態を経て変化が起こることになる。

改めてこのような現象を起こす自由エネルギー面に目を向けてみる。力に対し非単調な破断時間の振る舞いは、力によって自由エネルギー極小状態と鞍点の相対的な位置関係の変化によって引き起こされると上で述べた。この場合、分子の伸びは、よい反応座標ではない。なぜならば、遷移状態、折り畳み状態を分子の伸びで特徴付けることができないためである(例えば図3(B))。この時、分子の伸びの関数である自由エネルギー曲線、 $G(x) = -1/\beta \ln \int dQ \exp[-\beta G(x, Q)]$ を考えると、自由エネルギー面の Q 方向

に鞍点と自由エネルギー極小点が重なり、遷移状態と折り畳み状態/結合状態の区別がつかなくなる。さらに、射影された $G(x)$ が、本質的でない自由エネルギー最小状態や、遷移状態をもつことになる。

6. 実験結果の解釈について

近年、力に対し非単調な生体分子の破断現象がいくつか報告されている。例えば、白血球の血管吸着に関連するリガンド・レセプターである P-selectin glycoprotein ligand-1 と P-selectin では、力に対する非単調な破断現象が報告されている。¹⁰⁾ また、細胞付着に関連する FimH タンパク等でも同様の報告がされている。¹¹⁾ (これらの力に対して非単調な破断時間の振る舞いは、catch and slip bond と呼ばれる。) この現象を説明する従来のモデルは、自由エネルギー面上に複数の遷移状態が存在し、負荷に応じて通る遷移状態が変わるとしている。(自由エネルギー面上に複数の反応経路を仮定する。) 一方、我々のモデルは、自由エネルギー面上に唯一の遷移状態を仮定している。重要な点は、ただ一對の自由エネルギー極小状態と鞍点が、負荷に応じて相対的に位置を変えるということである。Dudko-Hummer-Szabo 理論が1次元自由エネルギー曲線上のエネルギー極小状態と遷移状態位置の力依存性を考慮しているように、多次元自由エネルギー面上でも極値の位置は力に応じて変化し、その帰結として複数の遷移状態を仮定することなく、豊かな分子破断のシナリオを示すことができるのである。

7. おわりに

本稿では多次元の自由エネルギー面描像に基づき、分子破断の力依存性について議論を行った。分子の伸びに加え、分子の破断を特徴付ける新たな変数を導入したモデルに基づき、分子破断時間の力依存性に対し多くのシナリオがあり得ることを解説した。特に、分子の伸びがよい反応座標

ではない場合、力の負荷に対し非単調に振る舞う分子破断時間が予想されることについて説明し、そのような状況を示唆する実験結果を紹介した。今後の課題は、自由エネルギー面上の反応経路の数が、分子破断を記述する上で、本質的な(実験計測可能な)違いを生むのか否かについて明らかにすることである。また、生体分子の中には、複数の準安定状態をもつものがある。そういった分子に力を負荷した場合の分子破断や、再折り畳みの問題等、まだ多くの問題が残っていると考えている。

本記事の内容は、UC San DiegoのOlga K. Dudko准教授との共同研究によるものです。

参考文献

- 1) G. I. Bell: Science **200** (1978) 618.
- 2) O. K. Dudko, G. Hummer and A. Szabo: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 108101.
- 3) H. A. Kramers: Physica **7** (1940) 284.
- 4) W. J. Greenleaf, K. L. Frieda, D. A. N. Foster, M. T. Woodside and S. M. Block: Science **319** (2008) 630.
- 5) C. Hyeon and D. Thirumalai: J. Phys. Condens. Matter **19** (2007) 113101.
- 6) N. D. Socci, J. N. Onuchic and P. G. Wolynes: J. Chem. Phys. **104** (1996) 5860.
- 7) Y. Suzuki and O. K. Dudko: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 048101.
- 8) Y. Suzuki and O. K. Dudko: J. Chem. Phys. **134** (2011) 065102.

- 9) J. S. Langer: Ann. Phys. **54** (1969) 258.
- 10) B. T. Marshall, M. Long, J. W. Piper, T. Yago, R. P. McEver and C. Zhu: Nature **423** (2003) 190.
- 11) Y. V. Pereverzev, O. V. Prezhdo, M. Forero, E. V. Sokurenko and W. E. Thomas: Biophys. J. **89** (2005) 1446.

(2014年8月19日原稿受付)

Theoretical Study for Biomolecular Rupture Kinetics on Multidimensional Free Energy Landscapes

Yohichi Suzuki

abstract: We briefly review the recent progress of theoretical framework for analyzing single-molecule rupture kinetics, and shed light to theoretical background of diffusion-limited process on free energy landscape. End-to-end distance of biomolecule is commonly employed as a reaction coordinate of the free energy landscape, however it is not always an adequate coordinate for representing molecular rupture kinetics. We discuss multidimensionality of the free energy landscape and introduce a minimal model which shows the existence of a spectrum of unusual scenario for force dependent lifetime. In this article, we also introduce some experimental results which imply the end-to-end distance is not a good reaction coordinate, and give alternative way to interpret them.

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

『大学の物理教育』は、年3回(3月、7月、11月)発行で年間購読料(個人)は1,000円です。購読ご希望の方は、1. 会員番号、2. 氏名(非会員の方は連絡先、送付先住所)をメール(pubpub@jps.or.jp)またはFax(03-3816-6208)でご連絡下さい。

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 21-2 (7月15日発行) 目次

「きはじ」と論理的思考 松川 宏
特集 なぜ物理学を学ぶのか
「なぜ物理学を学ぶのか—参照基準の策定に向けて—」
趣旨説明 須藤彰三
物理系人材の特色とそのキャリアパス 栗本 猛
大学における工学・技術者教育の方向と物理学—金沢工業大学の視点から— 佐藤惠一
—企業人の経験と想い—物理出身者として— 城石芳博
物理学分野の参照基準策定の状況 安田淳一郎
「なぜ物理学を学ぶのか—参照基準の策定に向けて—」
実施報告と総合討論 須藤彰三, 田中忠芳
講義室
磁場は B だけではうまく表せない 北野正雄
対称性を用いたビオ-サバルの法則の初等的導出 山村篤志

教育実践
ゲーム性を取り入れた能動的物理学習の実践
..... 青木さくら, 遠藤理平
「見る」とはどのようなことか? から展開する体験プログラム
..... 内田聡子, 岡倉加代子, 小鍛治 優
海外の動向
フィリピン物理学会での物理教育に関するワークショップ報告
..... 笹尾真実子
連載 物理オリンピックと物理教育
物理チャレンジ2015, いよいよよまる 長谷川修司
教育に関する一言 高橋 学/植松祐輝/金長正彦
開催情報
編集後記

逆磁気光学効果を用いた偏光—磁化振動の3次元転写

佐藤 琢哉 (九州大学大学院理学研究院)

磁気光学効果は1845年にファラデーにより最初に発見され、その後マクスウェルによって説明された、非常によく知られた現象である。磁場により光の偏光面が回転するファラデー効果や、光の複屈折が生じるコットン・ムートン効果などの磁気光学効果は「磁性体が光に作用する効果」である。これに対して、「光が磁性体に作用する効果」である逆磁気光学効果も考えることができる。すなわち逆ファラデー効果と逆コットン・ムートン効果は、それぞれ円偏光と直線偏光の光によって物質内に有効磁場を生じる。しかし逆磁気光学効果を実現するためには高強度の光源が必要であり、実験的な観測は1960年にレーザーが発明されたことによって初めて可能となった。ファラデー効果と逆ファラデー効果、コットン・ムートン効果と逆コットン・ムートン効果は、それぞれ同一の自由エネルギーから導出できるため、互いに逆効果であると言える。

逆磁気光学効果を用いると、光によって磁性体の磁化振動を制御できる。磁場印加などの他の制御法と比べて、光パルスを用いることの利点は、超高速・非接触・局所的に制御できることが挙げられる。また光には波長や偏光などの特性があり、これらを変えることによってさらに自由度の高い制御が可能になる。本稿では、光の偏光に着目して、いかにして光の任意の偏光情報を磁性体の磁化振動モードに転写し、それを別の光で読み取るかについて述べる。

完全偏光した光線は、2つの直交する振

動成分とそれらの位相差という3つの偏光自由度をもつ。これらはポアンカレ球面上の3つのストークスパラメータ S_1, S_2, S_3 で記述できる。3つの偏光自由度を使って磁性体を制御するには、磁性体の側も3つの磁化振動モードをもつことが理想的である。このような磁性体の例として六方晶反強磁性体 YMnO_3 が挙げられる。この物質は3つの磁気副格子をもち、これに対応して3つの直交する X, Y, Z 磁化振動モードをもつ。ここに偏光ストークスパラメータが S_1, S_2, S_3 成分をもつ励起光パルスを照射すると、それぞれ X モード, Y モード, Z モードの磁化振動モードが誘起されることが確認された。これは光の3つの偏光自由度すべてが独立に磁化振動モードという形で転写できたことを意味する。時間遅延をつけたプローブ光パルスを用いることにより、この3つの磁化振動モードを独立に読み出すことができる。また、偏光が互いにねじれたダブル光パルスを用いることで、約1 THzで回転運動する磁化振動モードを単結晶系で励起することにも成功した。この結果は、振動モードのそれぞれに重ね合わせの原理が成り立ち、ポアンカレ球上の任意の点で示される偏光をもつ光パルスの偏光情報の磁性体への書き込みと読み出しが可能であることを意味している。

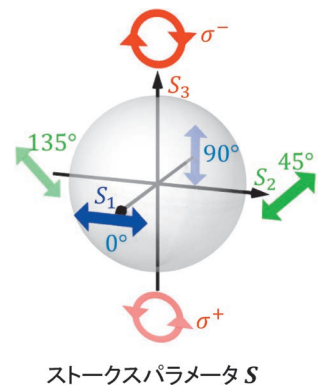
これらの成果は、偏光を整形することで、磁性体の磁化振動モードを非熱的かつコヒーレントに制御する技術の開発につながると期待される。

—Keywords—

ストークスパラメータ：
光は電磁波であり、電場と磁場は光線の進行方向と垂直に振動する。電場面の振動方向を偏光面といい、それが伝播に伴って時間的に不変ならば光は直線偏光、円弧を描くならば円偏光と呼ぶ。光の任意の完全偏光状態は3つのストークスパラメータ (S_1, S_2, S_3) で表現できる。

ポアンカレ球：
ストークスパラメータはポアンカレ球と呼ばれる球上の1点に対応する。赤道上の点はすべて直線偏光であり、経度は偏光の方位角を表す。北極と南極では円偏光、それ以外の点では楕円偏光となり、経度は楕円率を表す。

反強磁性体：
結晶中の2種類の格子(それぞれを副格子という)上にある、同じ大きさをもった磁気モーメントが互いに逆向きに並び、全体としては正味の磁化を生じないような磁性体を反強磁性体という。内部では強い交換相互作用が働いているため、磁気共鳴周波数は数 THz にも達することがある。



1. はじめに

光を磁性体に照射したときに、磁気的な性質が変わる効果を光磁気効果といい、その研究の歴史は長い。^{1,2)} 光磁気効果は2つのタイプに分類することができる。1つ目は光吸収によって電子を励起し、電子・スピン・格子の相互作用を介して磁性を変化させるというタイプである。光キャリア注入をきっかけとした磁気相転移、^{3,4)} 円偏光照射によるスピン偏極キャリア生成、^{5,6)} 強磁性金属における光吸収による超高速減磁・磁化反転、⁷⁻⁹⁾ 光吸収に伴う温度上昇によるスピン波生成^{10,11)} など様々な報告例がある。

2つ目は、実励起を伴わず仮想励起状態においてスピン・軌道相互作用によりスピン状態を変化させるというタイプである。¹²⁻¹⁴⁾ その典型例が逆ファラデー効果と逆コットン・ムートン効果であり、まとめて逆磁気光学効果と呼ぶこともある。¹⁵⁾ 逆ファラデー効果、逆コットン・ムートン効果はラマン選択則に従って磁化振動モード(マグノン)を誘起する。¹³⁾ ここで磁化振動周期よりも十分に短い時間幅をもつ超短光パルスで励起した場合は、インパルス誘導ラマン散乱となる。¹⁴⁾ キャリア生成や温度上昇を伴わないため超高速な磁化制御¹⁶⁻²⁵⁾ が可能である。

これまで、超短光パルスによる逆ファラデー効果や逆コットン・ムートン効果を介した磁化振動モードの励起では、光の偏光を変えることによって励起される磁化振動モードの初期位相が変化するものの、単一のモードのみが励起されていた。光がもつ偏光自由度を最大限に活用して非熱的・超高速に複数の磁化振動モードの制御を行う研究は、ほとんど例がなかった。

2. 偏光と磁化振動の3次元的1対1転写

完全偏光した光線は3つの偏光自由度をもつ。これは図1(a)にあるように、ポアンカレ球面上の3つのストークス

パラメータ S_1, S_2, S_3 として表すことができる。²⁶⁾ 光強度で規格化すると、これらは $S_1 = \cos 2\theta$, $S_2 = \sin 2\theta \cos \psi$, $S_3 = \sin 2\theta \sin \psi$ のように書き表すことができる。ここで θ と ψ は光電場の複素振幅 ($E_x = E_0 \cos \theta$, $E_y = E_0 \sin \theta e^{i\psi}$) を表現するためのパラメータである。例えば、 $S_1 = \pm 1$ は偏光方位角が $0^\circ, 90^\circ$ の直線偏光、 $S_2 = \pm 1$ は偏光方位角が $45^\circ, 135^\circ$ の直線偏光、 $S_3 = \pm 1$ は σ^-, σ^+ の円偏光となる。これまで、ポアンカレ球面上の光の状態のうち、ある軸上の正負2値だけが用いられ、光と物質間の情報転写は2値的なものだった。例えば $S_3 = \pm 1$ で表される円偏光が正または負の磁化ビットを生成する。このように、光パルスを用いた磁化振動のコヒーレント制御は、高々2個の磁気的な自由度をもつ物質で実証されてきた。²⁾

本稿では、この基本的な限界をどのように克服し、任意の偏光状態を磁気的に転写するかについて報告する。²⁷⁾ 我々は、このような転写には、磁性体側に3つの磁気副格子が必要であることに着目した。²⁸⁾ ストークスパラメータ S_1, S_2, S_3 をもつポンプ(書き込み)光パルスがそれぞれ x, y, z 方向の(強磁性的)磁化振動を引き起こすことを実証する。さらに誘起された磁化が、プローブ(読み出し)光パルスのストークスパラメータ S' を $\Delta S'$ だけ変化されることを示す。ここで、 $\Delta S'$ は、元のポンプ光のストークスパラメータ S に対して一意に定まる変化量である。最後に、情報転写の線形性を実証する。この場合、2つのパルスの直交する偏光状態と、それに伴う磁化振動はベクトル的に足し合わされ、クロストーク、つまり S_1, S_2 によってそれぞれ y, x 方向の磁化振動が生じることはないはずである。

3. 六方晶反強磁性体 YMnO₃

3つの磁気副格子をもつ磁性体として、六方晶反強磁性体 YMnO₃²⁹⁾ に着目した。この物質は波長 800 nm 以上の近

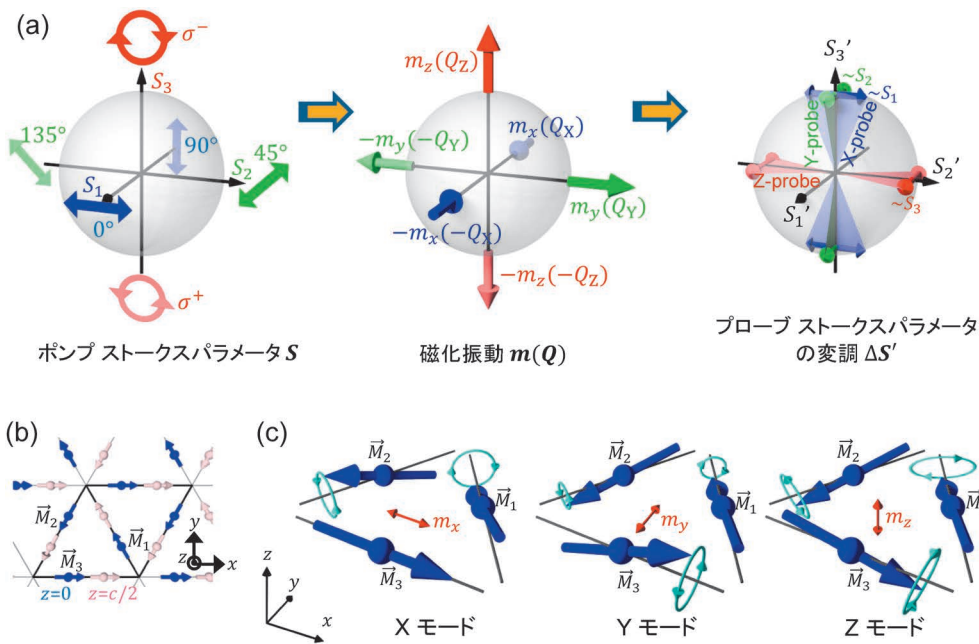


図1 (a) 3副格子 YMnO₃ における偏光状態の転写(光→磁性)、再転写(磁性→光)の概念図。ポンプ光のストークスパラメータと YMnO₃ の磁気振動モードの間の1対1転写(左→中央)、およびこれらの振動モードとプローブ光のストークスパラメータの間の1対1転写(中央→右)が示されている。プローブ光のストークスパラメータ S'_j は j 軸方向の磁化振動によって $\Delta S'_j$ だけ変調される。ここで ijk は Levi-Civita テンソル ϵ_{ijk} とする。(b) Mn³⁺ 磁気モーメントの反強磁性3副格子秩序 (c) 磁気振動固有モード X, Y, Z.

赤外領域において吸収がないため、³⁰⁾ 波長 1,270 nm のポンプ光によって理想的な逆磁気光学効果が起こることが期待される。図 1(b) に示されているように、ネール温度 $T_N = 70$ K 以下では六方晶 YMnO_3 は 3 副格子反強磁性となり、副格子磁化は等価な $\mathbf{M}_1 = M_0(-1/2, \sqrt{3}/2, 0)$, $\mathbf{M}_2 = M_0(-1/2, -\sqrt{3}/2, 0)$, $\mathbf{M}_3 = M_0(1, 0, 0)$ となる。 YMnO_3 の磁化振動は図 1(c) に示す 2 つの面内モードと 1 つの面間モードをもつ。面内“X”と“Y”モードの周波数は $\Omega_X/2\pi = \Omega_Y/2\pi = 1.3$ THz で縮退している。³¹⁻³⁴⁾ 面間“Z”モードの周波数は $\Omega_Z/2\pi = 56$ GHz である。³³⁾ ここで強磁性ベクトル $\mathbf{M} \equiv 1/\sqrt{3}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3)$ を導入すると、基底状態では $\mathbf{M} = 0$

となる。そして、この基底状態からの光誘起変調として m を定義する。図 1(c) に示されるように、X, Y, Z モードはそれぞれ m_x, m_y, m_z の非零値をとる。これらはそれぞれ図 2 で示される 3 つのプローブ偏光配置によって選択的に検出されることが予測される。³⁵⁾

4. ポンプ光偏光→磁化振動→プローブ光偏光の転写

実験では、 $\text{YMnO}_3(0001)$ 単結晶において、ポンプ光パルス of 偏光状態 S が磁化振動 m に転写される。時間遅延したプローブ光パルスはこの磁化振動により、コットン・ムー

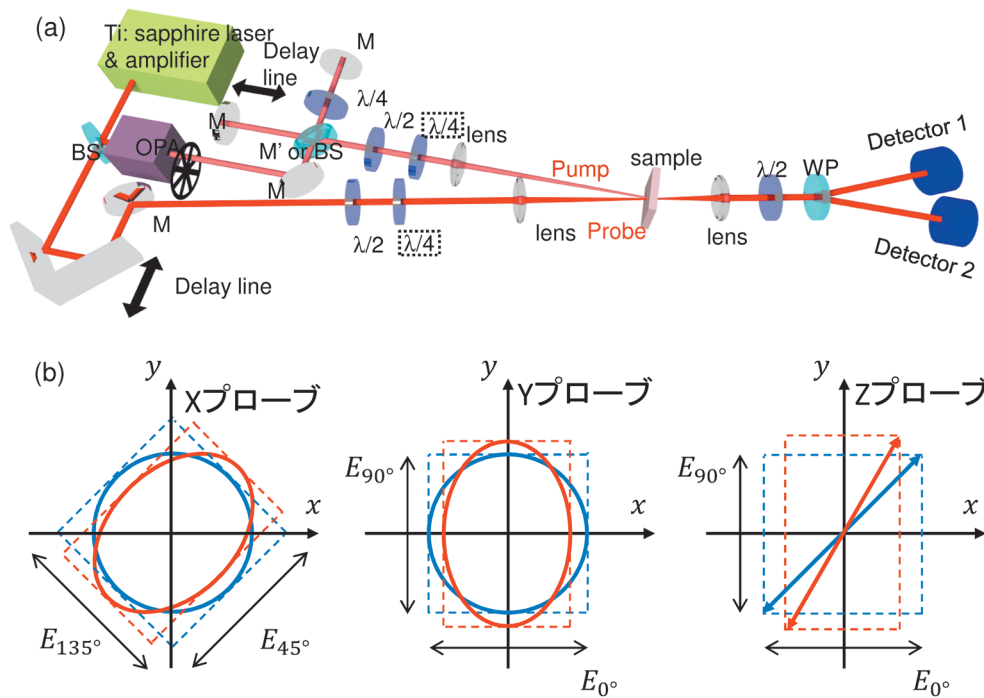


図 2 実験セットアップの概略図。(a) 実験配置。OPA: 光パラメトリック増幅器, WP: ウォラストンプリズム, $\lambda/2$: 2分の1波長板, $\lambda/4$: 4分の1波長板, BS: ビームスプリッター, M: 反射鏡。ドット線四角で表される4分の1波長板は円偏光の実験のときのみ用いられる。ダブルパルス実験ではポンプ光の光路中に反射鏡 M' の代わりにビームスプリッターが用いられる。(b) X, Y, Z モードを検出するためのプローブ偏光配置、並びにそれらとコットン・ムーントン効果、ファラデー効果との関係。青線と赤線はそれぞれポンプ光があるときとないときのプローブ光偏光を表す。Xプローブ配置ではプローブ偏光の45°成分と135°成分を測定する。Yプローブ配置ではプローブ偏光の0°成分と90°成分を測定する。Zプローブ配置ではプローブ偏光の0°成分と90°成分を測定する。ポンプ光とプローブ光の中心波長はそれぞれ1,270 nm と 800 nm。

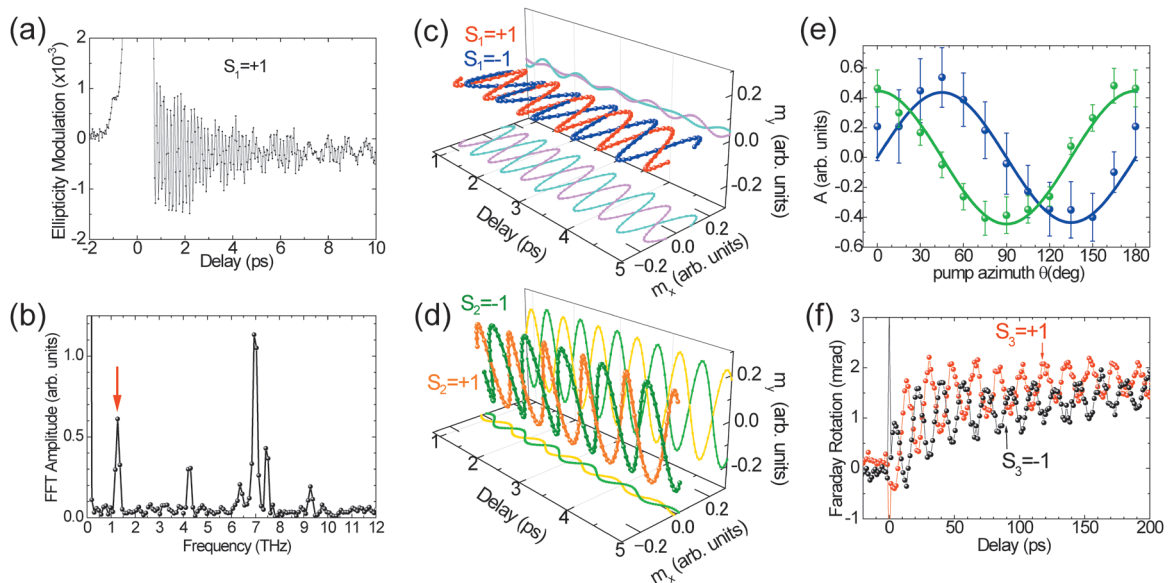


図 3 情報転写の 1 対 1 の性質を実証するための実験。試料温度は 5 K。(a) X プローブ配置において $S_1 = +1$ のポンプ光によって励起された場合のプローブ光楕円率の変調。(b) (a) で得られたデータのフーリエ変換スペクトル。1.3 THz の磁気振動モードが赤矢印で表されている。(c, d) $S_1 = \pm 1$ (c) と $S_2 = \pm 1$ (d) のポンプ光で励起され、X および Y プローブ配置で検出された 1.3 THz 磁気振動成分。(e) X プローブ配置 (緑色) と Y プローブ配置 (青色) で測定された、プローブ光楕円率変調のポンプ光方位角 θ 依存性。実線は $\cos 2\theta$ (緑色) と $\sin 2\theta$ (青色) に比例するフィッティング曲線である。(f) $S_1 = \pm 1$ の円偏光ポンプ光によるプローブ光のファラデー回転角。

トン効果あるいはファラデー効果によって変調され、 \mathbf{S} に対して一意に関係づけられる偏光状態へと再転写される。この過程は図1(a)に要約されている。この2重転写の1対1対応を実証するにあたって、まずはじめに、 S_1, S_2, S_3 と m_x, m_y, m_z の間の関係を確認するために、 $(S_1, S_2, S_3) = (1, 0, 0)$ のポンプ光パルスを用いてY MnO_3 試料を励起し、Xモードを選択的に検出するプローブ偏光配置(以下、Xプローブ配置)で試料透過光を検出した。図3(a)にポンプ光によって誘起されたプローブ光パルスの偏光変調を、図3(b)にそのフーリエ変換スペクトルを示す。1.3 THzにおけるピーク(幅0.2 THz)は磁気モードであり、³¹⁻³⁴⁾ それに対して4.2, 7.0, 7.5, 9.2 THzにおけるピークは E_2 フォノンモードであることがわかっている。^{34,36,37)} この配置では、 $S_3 = m_z = 0$ となる予想の通りに、Zモードは観測されなかった。次に、振動数が縮退したX, Yモードを区別するために、偏光状態 $S_1 = \pm 1$ もしくは $S_2 = \pm 1$ で試料を励起、XおよびYプローブ配置で検出を行った。図3(c)と3(d)において、測定データのフーリエ変換スペクトルから 1.3 ± 0.1 THzの周波数成分のみを抽出し、さらに逆フーリエ変換して得られた実時間信号を示す。 $S_1 = \pm 1$ のポンプ光で励起された1.3 THz振動はほぼXプローブ配置でのみ、 $S_2 = \pm 1$ ではYプローブ配置でのみ観測され、それぞれ $\mp m_x, \pm m_y$ の磁化振動を選択的に励起していることがわかる。

これに対してポンプ光が偏光方位角 θ の直線偏光($S_1 = \cos 2\theta, S_2 = \sin 2\theta, S_3 = 0$)のときには、図3(e)に見られるように、XとYプローブ配置で検出された1.3 THz成分の振幅は、それぞれ $\cos 2\theta$ と $\sin 2\theta$ によってよくフィッティングされた。また、Zプローブ配置では磁気モードは検出されなかった。

最後に、ポンプ光として円偏光($S_1, S_2, S_3) = (0, 0, \pm 1)$)を用い、Zプローブ配置によって検出した場合の結果を示す。この場合、図3(f)にあるように56 GHzのZモードが検出され、図3(b)で観測されたマグノンやフォノンモードはいずれも観測されなかった。このとき、XまたはYプローブ配置では磁気モードは検出されなかった。

以上によって、ポンプ光 \rightarrow 磁化 \rightarrow プローブ光の3次元的1対1転写が実験的に示されたといえる。X, Y, Zモードは

T_N 以上の温度では観測されなかったことから、これらの振動が磁気的な起源であることが裏付けられる。

5. 磁化振動の光励起メカニズム

ここで、ポンプ光パルスがY MnO_3 中に磁化振動を誘起するメカニズムについて簡単な考察を行う(詳しくは文献27のSupplementary Informationを参照願いたい)。逆コットン・ムートン効果と逆ファラデー効果によって、ポンプ光パルスは試料中に有効磁場パルス $\mathbf{H}_{\text{eff},\alpha}$ を生成する。¹⁷⁾ ここで、 $\alpha \in \{1, 2, 3\}$ は図1(b)における副格子 M_1, M_2, M_3 に対応する。ポンプ光パルスと有効磁場パルス $\mathbf{H}_{\text{eff},\alpha}$ は、それらの時間幅が $2\pi/\Omega_X, 2\pi/\Omega_Y, 2\pi/\Omega_Z$ よりも十分に短いことから、デルタ関数 $\delta(t)$ とみなすことができる。磁化のダイナミクスはLandau-Lifshitz方程式によって記述される；

$$\frac{d\mathbf{M}_\alpha}{dt} = -\gamma \mathbf{M}_\alpha \times (\mathbf{H}_{\text{eff},\alpha} + \mathbf{H}_{E,\alpha} + \mathbf{H}_{A,\alpha} + \mathbf{H}_{A',\alpha}) \quad (1)$$

ここで $\mathbf{H}_{E,\alpha}, \mathbf{H}_{A,\alpha}, \mathbf{H}_{A',\alpha}$ はそれぞれ交換相互作用、面間磁気異方性、面内磁気異方性を表し、 $\gamma > 0$ は磁気回転比である。磁化振動の基準座標 Q_X, Q_Y, Q_Z を導入すると、磁化振動のハミルトニアンは対角化され、

$$\mathcal{H}_{\text{oscillation}} = \sum_n |Q_n|^2 \Omega_n \quad (2)$$

となる。ただし、 $n \in \{X, Y, Z\}, \Omega_X = \Omega_Y = \gamma \sqrt{H_A(3H_E/2 + H_A)}, \Omega_Z = \gamma \sqrt{H_A(3H_E + H_A)}$ である。³³⁾ 磁化振動の基準座標とポンプ光のストークスパラメータの関係は、 $Q_X \propto S_1 e^{i\Omega_X t}, Q_Y \propto S_2 e^{i\Omega_Y t}, Q_Z \propto S_3 e^{i\Omega_Z t}$ のように書ける。こうして、実験で示されたポンプ光と磁化振動の1対1転写 $S_1 \rightarrow Q_X, S_2 \rightarrow Q_Y, S_3 \rightarrow Q_Z$ の理論的な裏付けを示すことができた。

次に磁性体とプローブ光の相互作用について議論する。磁化振動はコットン・ムートン効果とファラデー効果を用いて、試料の誘電率テンソルを以下のように変調する。

$$\begin{aligned} \text{Re}[Q_X] &\propto \delta \epsilon_{xx}^s = -\delta \epsilon_{yy}^s, \\ \text{Re}[Q_Y] &\propto \delta \epsilon_{xy}^s, \\ \text{Re}[Q_Z] &\propto \delta \epsilon_{xy}^a. \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、sとaはそれぞれ、 $\delta \epsilon_{ij}^s$ に対する対称($\delta \epsilon_{ij}^s = \delta \epsilon_{ji}^s$)と反対称($\delta \epsilon_{ij}^a = -\delta \epsilon_{ji}^a$)の寄与を表す。これは磁化振動から

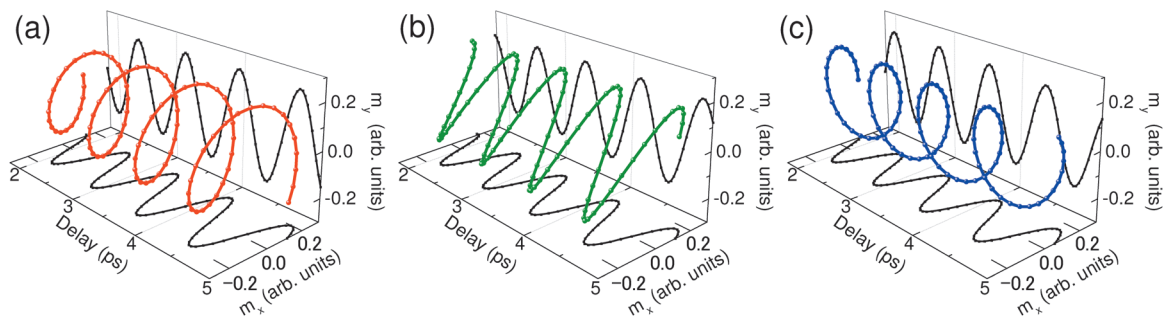


図4 ダブルパルス励起の実験結果。試料温度は5 K。 $(S_1, S_2, S_3) = (-1, 0, 0)$ と $(0, 1, 0)$ の2つの直線偏光パルスで励起された振動モードの1.3 THz成分。ダブルパルスの間隔は1.3 THz振動の(a) 3/4周期、(b) 1周期、(c) 5/4周期に相当する。 m_x と m_y を検出するために、それぞれXとYプローブ配置が用いられた。ここに示したデータは測定から逆フーリエ変換によって抽出された。

プローブ光への1対1転写 $Q \rightarrow \Delta S'$; $\Delta S' \propto S' \times (A \cdot \text{Re}[Q])$ に相当する。ここで A は対角化された定行列である。 $\Delta S'$ はプローブ光のストークスベクトル S' の変調を表す。

式(3)より、X、Y、Zモードは、それぞれX、Y、Zプローブ配置においてプローブ光偏光を図2(b)の青線から赤線へ変調することがわかる。また、X、Y、Zプローブ配置がそれぞれX、Y、Zモードを選択的にプローブできることも明らかである。

6. 1:1転写の線形性

最後に、光と物質の相互作用過程における線形性を調べる。これまで、非混合の光状態の転写、つまりポアンカレ球の主軸のうちのいずれかにある偏光と、単一の磁化振動モードのみを考慮してきた。任意の偏光状態における1対1転写を示すために、重ね合わせが成り立つことを示す必要がある。そこでポンプ光として、偏光状態が $S_1 = -1$ と $S_2 = +1$ であるダブルパルスを用いる。これらの光パルスの照射タイミングを調節することで、2つの励起がベクトル的に足し合わされ、円運動または直線運動する磁化振動状態となることが期待される。

図4はダブルパルス励起実験の結果を表している。第1ポンプ光パルスは $t=0$ に照射され、第2ポンプ光パルスは第1パルスから $t=0.6, 0.8, 1.0$ ps、つまり磁化振動の3/4, 1, 5/4周期後に照射される。これはそれぞれ、反時計回り、対角、時計回りの軌道を描く磁化振動を生じた。これは光 \rightarrow 磁性 \rightarrow 光の1対1転写が任意の偏光状態に対して適用できることを実証している。

7. おわりに

外部磁場を用いずに光の偏光自由度をフルに活かして、磁化を非熱的かつ超高速に制御する手法を研究してきた。本稿では、完全偏光したポンプ光の偏光固有状態を3副格子反強磁性体の磁気固有モードに1対1転写する実験的検証について紹介した。今後は、光が本来もっている偏光や位相、波数などの性質を、磁化制御にとって最適になるように整形する技術を開発し、「光マグネトニクス」の開拓をめざしていきたい。また、非線形マグネトニクスの励起、マグネトン・フォノン相互作用を介したスピン・カロリトロニクス、電気磁気効果を介した電気分極制御なども興味深い課題である。

本稿の内容は志村努教授、飯田隆吾博士、樋口卓也博士、Manfred Fiebig教授との共同研究に基づくものです。本研究は科学技術振興機構さきがけ(総括増原宏教授)の委託を受けて実施されました。この場をお借りして深く感謝いたします。

参考文献

- 1) V. F. Kovalenko and É. L. Nagaev: Sov. Phys. Usp. **29** (1986) 297.
- 2) A. Kirilyuk, et al.: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 2731.
- 3) S. Koshihara, et al.: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4617.

- 4) N. Takubo, et al.: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 017404.
- 5) A. Tackeuchi, et al.: Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 2213.
- 6) A. Oiwa, et al.: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 137202.
- 7) E. Beaurepaire, et al.: Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 4250.
- 8) B. Koopmans, et al.: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 844.
- 9) T. A. Ostler, et al.: Nat. Commun. **3** (2012) 666.
- 10) M. Van Kampen, et al.: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 227201.
- 11) G. M. Müller, et al.: New J. Phys. **10** (2008) 123004.
- 12) P. S. Pershan: Phys. Rev. **130** (1963) 919.
- 13) Y. R. Shen and N. Bloembergen: Phys. Rev. **143** (1966) 372.
- 14) P. S. Pershan, et al.: Phys. Rev. **143** (1966) 574.
- 15) Y. R. Shen: *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley-Interscience, 2002).
- 16) A. V. Kimel, et al.: Nature **435** (2005) 655.
- 17) A. M. Kalashnikova, et al.: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 167205.
- 18) T. Satoh, et al.: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 077402.
- 19) J. Nishitani, et al.: Appl. Phys. Lett. **96** (2010) 221906.
- 20) R. Iida, et al.: Phys. Rev. B **84** (2011) 064402.
- 21) T. Higuchi, et al.: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 047401.
- 22) N. Kanda, et al.: Nat. Commun. **2** (2011) 362.
- 23) M. Takahara, et al.: Phys. Rev. B **86** (2012) 094301.
- 24) T. Satoh, et al.: Nat. Photon. **6** (2012) 662.
- 25) I. Yoshimine, et al.: J. Appl. Phys. **116** (2014) 043907.
- 26) A. Yariv and P. Yeh: *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications* (Oxford Univ. Press, New York, 2007).
- 27) T. Satoh, et al.: Nat. Photon. **9** (2015) 25.
- 28) 2副格子反強磁性体を用いて3つの磁気的自由度を模倣するという興味深い試みが反強磁性体NiOのマルチドメインを利用してすでに試みられている。²²⁾ 文献22では、直線偏光パルス対が円軌道を描く磁化振動を生成した。しかし、円偏光による励起は行われておらず、光と磁化振動の3次元的1対1転写は議論されていない。
- 29) B. Lorenz: ISRN Conden. Matter Phys. **2013** (2013) 497073.
- 30) K. Kriyakirana, et al.: Opt. Commun. **1** (1969) 95.
- 31) T. Penney, et al.: J. Appl. Phys. **40** (1969) 1234.
- 32) C. Kadlec, et al.: Phys. Rev. B **84** (2011) 174120.
- 33) T. J. Sato, et al.: Phys. Rev. B **68** (2003) 014432.
- 34) C. Toulouse, et al.: Phys. Rev. B **89** (2014) 094415.
- 35) YMnO₃ (0001) 面は3回対称性を有し、(0001)面に垂直方向に進む光に対しては光学的に等方的であるため、試料中では偏光は自然複屈折の影響を受けない。
- 36) M. N. Iliev, et al.: Phys. Rev. B **56** (1997) 2488.
- 37) V. Goian, et al.: Phase Trans. **83** (2010) 931.
- 38) J. Frey, et al.: J. Opt. Soc. Am. B **9** (1992) 132.

(2015年4月17日原稿受付)

Three-Dimensional Transfer between Optical Polarization and Magnetic Oscillations by Inverse Magneto-Optical Effect

Takuya Satoh

abstract: We demonstrate optical control and detection of three magnetic oscillation modes, where modes and initial phases of the oscillations are independently triggered and measured by tailoring optical polarization states in a pump-probe measurement. Two in-plane modes and an out-of-plane mode are triggered by linearly and circularly polarized light pulses via the inverse Cotton-Mouton effect and the inverse Faraday effect, and detected by circularly and linearly polarized ones via the Cotton-Mouton effect and the Faraday effect, respectively, in a hexagonal antiferromagnet YMnO₃ with three-sublattices. The control and detection represent a bijection of information from polarization of pump pulse to magnetic oscillation and toward polarization of probe pulse. Also, the two-dimensional vector control of magnetic oscillation of YMnO₃ was realized by a pair of optical pulses with different polarizations.

なぜ光電子増倍管 (真空管) か？

〜〜〜極限計測の為に〜〜〜



大村 孝幸

浜松ホトニクス株式会社
技術部電子管設計第1G



下井 英樹

浜松ホトニクス株式会社
技術部電子管設計第1G



河合 克彦

浜松ホトニクス株式会社
第2製造部第6部門



小玉 剛史

浜松ホトニクス株式会社
技術部電子管設計第1G

光による計測技術は、より高度な現象の解明への大きな手法となりつつあり、非破壊による物質の分析、高速現象の計測、高感度検出性などに特長づけられ、特に、医学、高エネルギー物理学、分光分析、バイオテクノロジーなどの分野では、光センサの性能の極限化が求められている。

光センサは、外部光電効果型、内部光電効果型、熱型と大きく3つに分けられ、外部光電効果 (真空中の金属や半導体に光を当てた時、表面から真空中に電子が放出される現象) を利用した製品として真空管技術を使った光電子増倍管 (PMT: Photomultiplier Tube) がある。真空管=古い技術と思われるかもしれないが、PMTは、高速応答性と広い有効面積を持ち、なおかつ超高感度であるため、幅広い計測分野において最前線で使用されている。

PMTは、一般的にガラス管で封じられた真空管で、光が入射する入射窓、光を光電子に変換する光電面、光電子を集める集束電極、電子を増倍する電子増倍部、増倍した電子を取り出す陽極で構成され、電子軌道解析により最適な電極設計がなされている。PMTに入射した光は、ガラス窓を透過して光電面から真空中に光電子を放出する。その光電子は電極に与えた電圧で加速され、集束電極で第一ダイノード上に収束され、二次電子を放出した後、引き続き各ダイノード群で二次電子放出を繰り返し約100万倍まで増幅され、最終ダイノード

より放出された二次電子群は陽極より信号として取り出される。

PMT内部は高真空 (クリーン) なので、高性能な光電面の作製が可能で、光を光電子に変換する効率率は40%以上にまで達している。また、電子は真空場に形成した電場で制御できるので、最大径50センチの光電面から放出した光電子を、数センチの面積に集めることが可能となっている。更に、電子は高真空中を走行するので、高速な時間特性の取得が可能である。光を粒として数えられる高感度と高速応答特性が、PMTが最前線で利用される理由である。

PMTの発展は、光電面と二次電子増倍部の開発の歴史に基づいている。光電面は、計測用途に応じ、可視域用バイアルカリ光電面、赤外域まで感度のあるマルチアルカリ光電面、紫外検出用アルカリハライド光電面や、紫外から近赤外域で高い感度を持つIII-V族化合物半導体を用いた光電面が開発されている。二次電子増倍部も同様に、サーキュラージュ型、ラインフォーカス型、ボックスアンドグリッド型、ファインメッシュ型、メタルチャンネル型が開発されている。

最近のトピックとして、MEMS技術によるシリコン基板電極を用いた指先に載る世界最小のマイクロPMTや、電子管に半導体素子を内蔵した新しい光センサ: Hybrid Photo-Detectorの開発を進めている。

—Keywords—

非破壊分析:

物質を破壊することなくその内部を調べる計測技術。物質を透過する超音波や、X線やミュー粒子などの放射線によるものがある。

光電子増倍管:

超高感度、高速応答の光検出器で、光子1個から計測が可能である。素粒子実験、原子核実験、宇宙線観測などに幅広く使用されている。

高速応答:

光電子増倍管を使用するような場面においては、光を検出した時刻を知ることが極めて重要であることが多く、光をキャッチした瞬間に鋭いパルスが発生することが求められる。信号がゆっくり立ち上がった後、光を検出し終わった後もだらだらと信号が続くようなものは使用に適さない。

量子効率:

光を光電子に変換する効率。

MEMS技術:

Micro-Electro-Mechanical Systems。電子回路では、半導体素子を集積化したもの、つまりIntegrated Circuit (IC) によって劇的な小型化を実現したが、さらに機械部品、センサなども1つの基板やデバイス上に集積化し、超小型の多機能デバイスを製作する技術。

1. はじめに

光による計測技術は、より高度な現象の解明への大きな手法となりつつあり、非破壊による物質の分析、高速現象の計測、高感度検出性などに特長づけられ、特に、医学、高エネルギー物理学、分光分析、バイオテクノロジーなどの分野では、光センサの性能の極限化（高感度化、環境対応等）が求められている。

光センサは、外部光電効果型、内部光電効果型、熱型と大きく3つに分けられ、外部光電効果（真空中の金属や半導体に光を当てた時、表面から真空中に電子が放出される現象）を利用した製品として真空技術を使った光電子増倍管（PMT: Photomultiplier Tube）がある。真空管＝古い技術と思われるかもしれないが、真空管技術を使ったPMTは、高速応答性と広い有効面積を持ち、なおかつ超高感度（微弱光検出性）であるため、医用、分析、工業用計測などの幅広い計測分野において最前線で使われ、市場からの要求を満たすために、数百種類もの様々なPMT（図1）を開発してきた。

本稿では、PMTの動作原理と、浜松ホトニクスにおけるPMT開発の取り組み、PMTが最前線で使われている理由について述べる。

2. PMTの動作原理

PMTは一般的にガラス管に封じられた真空管で、入射窓に形成した光電面と電子増倍部より構成され、電子軌道解析¹⁻⁵⁾により最適な電極設計がなされている（図2）。入射窓を通して入射した光は、入射窓の真空側表面に形成さ



図1 浜松ホトニクス製PMTラインナップ。中央が世界最大径のPMT: R3600。

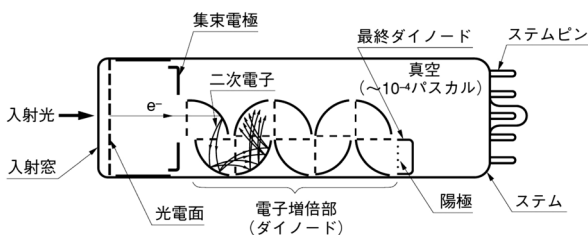


図2 PMTの構造図。

れた光電面（光電変換膜）で光電子に変換され、その光電子は、電極に与えられた電圧で加速される。加速された光電子は、ダイノード表面に形成した2次電子面に衝突し、加速電圧に伴った2次電子を発生させる。これを電極の段数分繰り返し100万倍以上に増幅させ、陽極から信号として取り出す。このように、信号のみを増幅することができるため、微弱光の高感度検出を実現している。

PMTは、極限領域を計測する各分野の要求に答えられるよう日々進化しており、その進化は光電面と二次電子増倍部の開発の歴史に基づいている。以下に、光電面と二次電子増倍部の現状と、PMTの応用例を示す。

2.1 光電面

PMT内部は質の良い真空なので、光の粒1個から光電変換できる結晶性の良い高性能光電面の作製が可能である。

光電面は各種計測用途に応じ、可視域用バイアルカリ光電面、赤外域まで感度のあるマルチアルカリ光電面、紫外検出用アルカリハライド光電面や、紫外から近赤外域で高感度なNEA (Negative Electron Affinity) 型構造のGaAs、

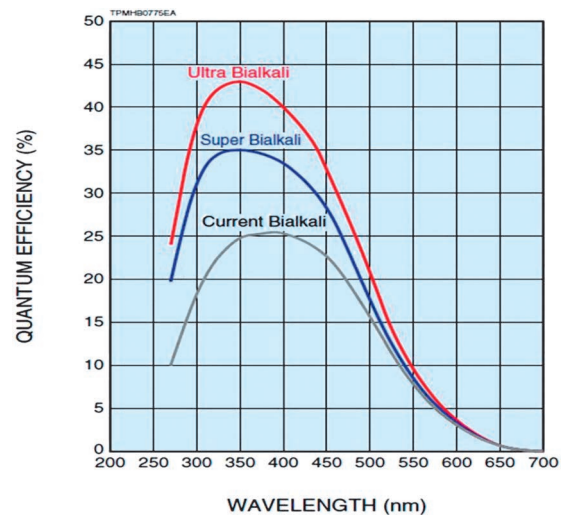


図3 バイアルカリ光電面の分光感度特性。350 nmにおいて、従来型光電面であるCurrent Bialkaliは27%程度、Super Bialkaliで35%Typ., Ultra Bialkaliで43%Typ.を得ている。

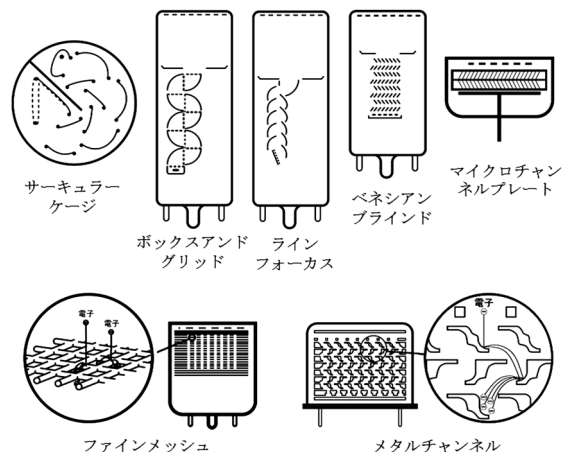


図4 電子増倍部の種類。

表1 二次電子増倍部構造(ダイノード)と、特長・用途.

ダイノード構造	特長	用途
サーキュラージュ	コンパクト 耐振性 高速応答	分光分析 油田探査
ボックスアンドグリッド	高検出効率	放射線計測 医用
ラインフォーカス	高速応答 出力直線性	医用 HEP実験*1
ベネシアンブラインド	大口径光電面用 高検出効率	HEP実験
マイクロチャンネルプレート ⁶⁾	超高速応答	イメージセンサ 質量分析 HEP実験
ファインメッシュ	高磁界中での 出力直線性	HEP実験
メタルチャンネル	コンパクト 高速応答	分光分析 医用 HEP実験



図5 スーパーカミオカンデ内部. 直径39.2 m, 高さ41.4 mの巨大水槽の内壁に並ぶ11,200本のR3600.

InGaAsなどのIII-V族化合物半導体を用いた光電面が開発されている.

現在, 光電面作製技術の最適化により, バイアルカリ光電面の350 nmにおける光電子変換効率は, 43% (Current Bialkaliの1.6倍)まで達しており, 現在も開発が進められている(図3).

2.2 二次電子増倍部

二次電子増倍部も多くの種類が開発され, 時間応答特性, 出力直線性など, 使用目的に応じて選択が可能である. 図4にその断面を, 表1にその特長と用途の一部を示す.

2.3 応用例

2.3.1 水チェレンコフ検出器

素粒子・宇宙線物理学で知られる水チェレンコフ検出器: スーパーカミオカンデ(図5)で使用されている, 直径50 cmの半球状光電面とベネシアンブラインドダイノードを持つ世界最大径のPMT(製品名R3600⁷⁾)は, PMTのメリットを最大限に生かした構造といえる. 同実験によ

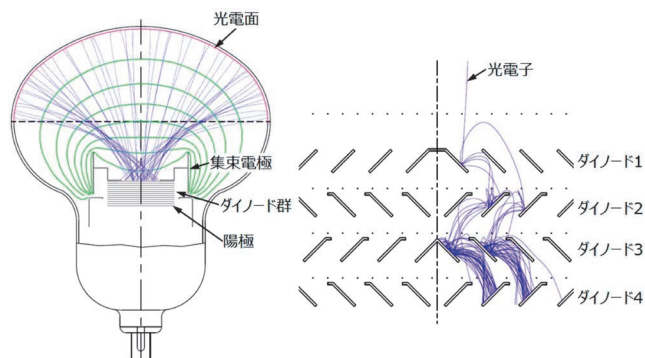


図6 R3600の電子軌道図. 左図は光電面と集束電極間で形成した等電位線(緑色)と, 光電面から放出された光電子が集束されてベネシアンダイノードに入射している様子(青色). 右図はベネシアンダイノード間での二次電子増倍の様子.

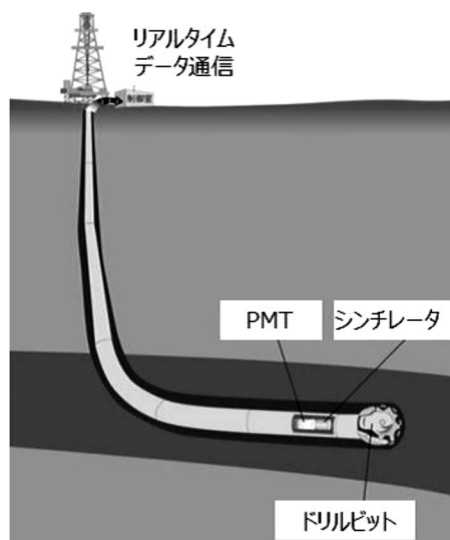


図7 放射能検層の測定方法と地層断面図. プロブはPMT, 放射線源およびシンチレータ, ドリルビットなどからなる.

て, 梶田隆章教授のノーベル物理学賞受賞へとつながったことは, 記憶に新しい.

まず, 光電面で変換された光電子は, PMT内部真空場に形成された静電レンズで制御できるため, 光電面の大面積化が可能となっている. 次に, ベネシアンブラインドダイノードは, 180度方向から飛来する光電子を効率良く受け止められる構造になっており, 更に, 電子は高真空中のダイノード群を走行するので, 雑音の少ない高速応答信号のみを取り出すことが可能である(図6). また, R3600のガラスバルブは, 水深約40 mの水圧に耐えられるように設計されており, 実験開始から約20年経過した今でも, 真っ暗な巨大水槽の中で微弱光を静かに待ち続けている.

2.3.2 石油探査用(Oil Well Logging)検出器

耐高温性と耐振動性をあわせ持つ, 極限環境での計測のために開発したPMTがある.

石油探査における油田の位置や規模を知る手段の一つとして放射線検層⁸⁾がある. これは地層に含まれる微量の放射性物質の測定や放射線源を使って孔隙率を測定する検層であり, この検出器にPMTが使われている. 放射線源お

*1 HEP実験: 高エネルギー物理学実験.

よびシンチレータ、PMT、掘削用ドリルビットを備えたプローブを試掘抗に入れ、ドリルで掘削しながら地層からの散乱線あるいは自然放射能を検出、解析することで地層の種類、密度などを知るものである(図7)。

試掘抗の深さは数千mにもおよび、周囲温度は150~200°C、掘削による衝撃や振動も加わり、非常に厳しい環境においても十分性能を発揮できる高温用PMTと呼ばれる製品が開発されている。高温中でも雑音の少ない特別な光電面を有し、増倍部には高温に耐えるダイノード材料を用い、熱膨張や振動を考慮した電極構造の設計がされている。

3. 新たな試み

更なる極限計測への要求に応えるべく、現在、電子管に半導体技術を利用した、新しい光センサを開発している。MEMS技術を用いた指先に載る世界最小サイズのマイクロPMTと、従来型PMTの二次電子増倍部を半導体素子に置き換えたHPD (Hybrid Photo-Detector) について報告する。

3.1 マイクロPMT

マイクロPMT⁹⁾は、半導体製造技術であるMEMS技術と、PMTで培われた電子軌道設計技術、真空気密パッケージ技術、真空プロセッシング技術を総合的に利用することで、PMTとしての高い性能を保ったまま、指先に載るサイズまで小型化したPMTである(図8)。コンシューマレベル(マイクロTAS、医療、環境、分析などを含むPOCT分野)での使用を考え、小型で安価な分析装置用デバイスとして開発を進めている。

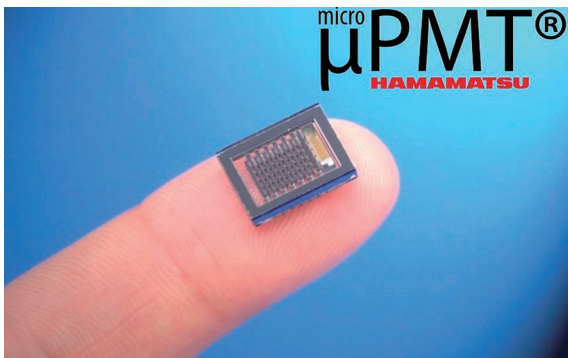


図8 マイクロPMTの外観図。

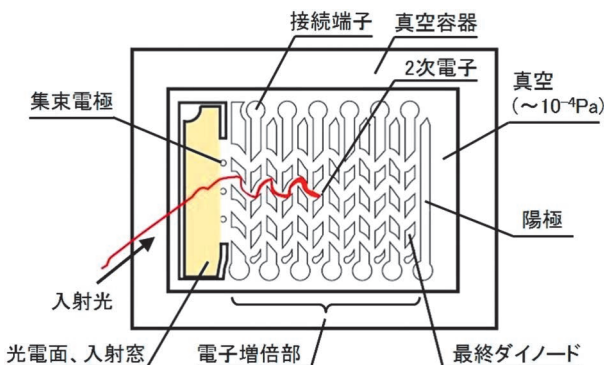


図9 マイクロPMTの上面図。

3.1.1 構造

マイクロPMTは、電極として機能するシリコン構造体を2枚のガラス基板で挟んだ3層構造を成しており、幅11 mm、高さ13 mm、厚さ2 mm、重さ0.5 gの指先に載るチップサイズを実現している(図9)。

まず初めに厚さ1 mmのシリコンに、DEEP-RIE加工装置を用いて、約800 μmの深掘り加工を行い、電極になる構造体を作製する。次にそのシリコンと硼硅酸ガラスを陽極接合する。これにより、ガラス基板の上に組み立てることなく、ダイノードを配置できる。この工程をウェハレベルで行えるため、半導体製品のようなバッチ処理により高い生産性を得ることができる。次に、真空チャンバー内で必要なアルカリ金属を反応させ、光電面、2次電子面を形成する。最後にダイノードに電位を与えるためのガラス製貫通電極で蓋をするように真空気密封止を行い、非常に小さい真空気密パッケージを実現している(図10)。

電流増倍率(ゲイン)特性は、900~1,000 Vの供給電圧で、およそ100万倍が得られている。デバイスの提供だけではなく、ユーザーの使用用途を考慮し、高電圧電源回路を内蔵した、小型・薄型のモジュールの開発・提供も行っている。

3.2 HPD (Hybrid Photo-Detector)

HPD¹⁰⁾は、光電面から放出した光電子を半導体素子(アバランシェダイオード:AD)に直接打込むことで二次電子を増倍する、電子管に半導体技術を取り入れた新しい光センサである(図11)。

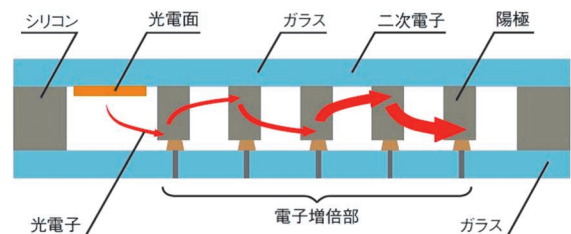


図10 マイクロPMTの断面と電子増倍の模式図。ガラスを通過した光は、光電面で光電子変換され、約90度曲げられダイノード1に入射する。

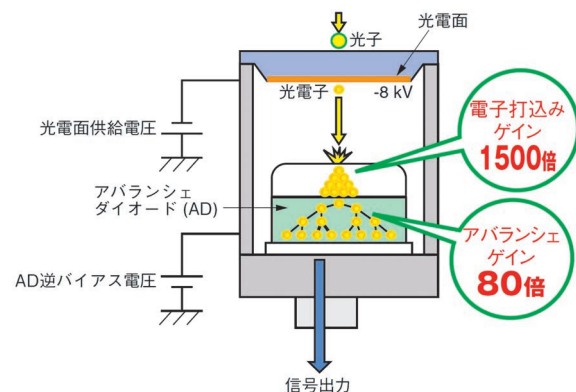


図11 HPDの模式図。光電面供給電圧が-8 kVの時、電子打込みゲインは約1,500倍、アバランシェゲインは約80倍で、約120,000のトータルゲインが得られる。

電子増倍揺らぎが非常に少なく、単一光電子分解能や安定性、時間特性に優れている等の特長があり、レーザー顕微鏡、蛍光寿命測定 (FLIM)、蛍光相関分光法 (FCS)、LIDAR (Laser Intensity Direction and Ranging) や高エネルギー物理学実験など、幅広い用途で使用されている。

3.2.1 動作原理

光電面から放出された光電子は、光電面に供給されたマイナス数kV \sim 10kV程度の電圧で加速されADに打込まれる。ADでは、光電子の入射エネルギーに応じた電子正孔対を生成する。これを電子打込みゲインと呼ぶ。電子打込みゲインは、低電圧側で打込み電子のエネルギーロスがあるが、光電面供給電圧に比例して増加し、光電面供給電圧が -8 kVの時、電子打込みゲインは約1,500倍 (図12)、アバランシェゲインは約80倍で、約120,000のトータルゲインが得られる。

3.2.2 特長

HPDは、微弱光計測の分野で利用されているPMTや半導体素子と比較して、優位性を示す特長がある。第1に、従来型PMTの第一段ダイノードのゲインに相当するHPDの電子打込みゲインが格段に高いため、増倍揺らぎが非常に小さい。これにより、波高分解能や走行時間揺らぎ (T.T.S) が優れている (図13)。第2に、パルス計測において、信号出力パルスの後に観測されるアフターパルスと呼ばれる疑似パルスが非常に少ない。第3に、従来型PMTの電子増倍部を半導体素子1個に置き換えられるので、部品点数や工数の低減によるコストメリットが期待できる。第4

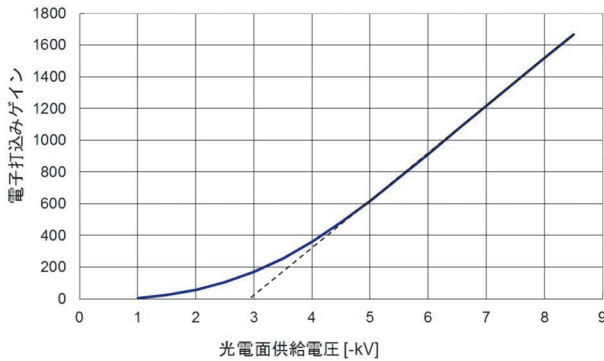


図12 電子打込みゲイン特性。光電面供給電圧に対して、電子打込みゲインは比例する (点線)。しかしながら、実際には半導体素子の表面不感層による打込みゲインのエネルギーロスがあるため、低電圧側で比例が崩れている。

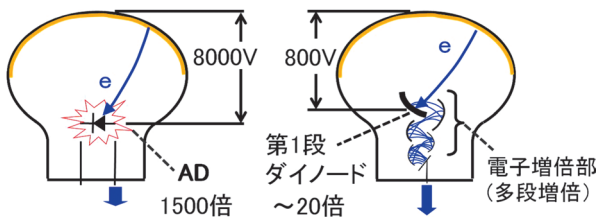


図13 HPDとPMTの模式図。左図：HPDは光電面とAD間の電位差が8,000Vで、AD1個の電子増幅部を持つ。右図：PMTは光電面と第1段ダイノード間が800Vで、8段 \sim 12段からなる電子増倍部を持つ。

シリーズ「国際光年IYL2015に寄せて」なぜ光電子増倍管 (真空管) か？

に、PMT同様に大口径化が可能なので半導体検出器に比べて有効面積を大きくできる。

3.2.3 波高分解能

HPDは、従来型PMTの第1段ダイノードに相当する打込みゲインが非常に高いので、増倍揺らぎの非常に少ない信号増幅が可能となり、これにより入射する光電子を数えることが可能である。

例えば、平均3光電子が光電面から放出するように調整したパルス光を繰り返し入射させると、1 \sim 5光電子に相当する分布のピークを検出できる (図14)。この複数の信号ピークを検出できるのは、HPDの大きな特長である。

3.2.4 T.T.S (Transit Time Spread)

HPDは、入射光を光電面に全面照射したときの単一光電子パルスのT.T.S (走行時間揺らぎ) が非常に小さい。

従来型PMTは、ダイノード間を走行する二次電子の揺らぎ成分がT.T.Sに影響を与えるが、HPDの場合、光電子がADに入射した際に得られる電子打込みゲインが非常に高いので、AD内部で生じる走行時間差を無視することができる。その結果、高速応答特性が得られている。

3.2.5 アフターパルス

従来型PMTを使いパルス計測を行った場合、入射信号に対応した出力パルスの後に、アフターパルスと呼ばれる疑似パルスが観測される場合がある。

アフターパルスの原因はいくつかあるが、PMT内部の残留ガスが電子と衝突して発生した正イオンが光電面に戻り (イオンフィードバック)、多数の光電子を発生させるために起こるものが多い。内部構造がシンプルなHPDは、残留ガスが少ない高真空状態を保つことが可能なため、イオンフィードバックの発生頻度が非常に低いと考えられる (図15)。単一光電子を入射した際の、アフターパルスの発生確率の比率を表す。この図ではメインパルス発生後100 ns以降の波形を表しており、PMTでは100 nsから1 μ sにかけてアフターパルスが発生しているが、HPDには見ら

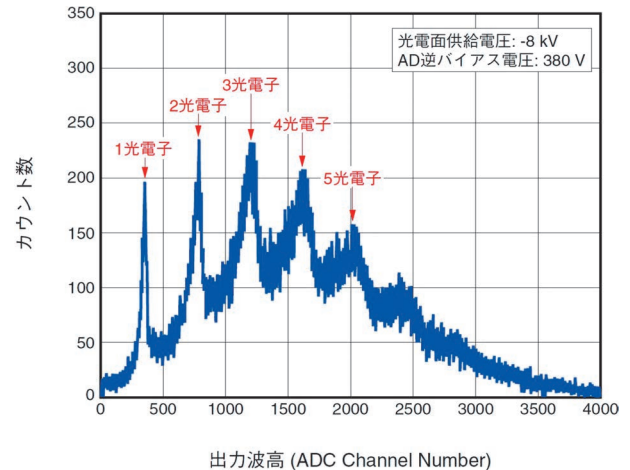


図14 マルチフォトエレクトロンカウンティング特性。平均3光電子程度が光電面から放出するように光量を調整したパルス光を繰り返し入射して得た出力波高分布。

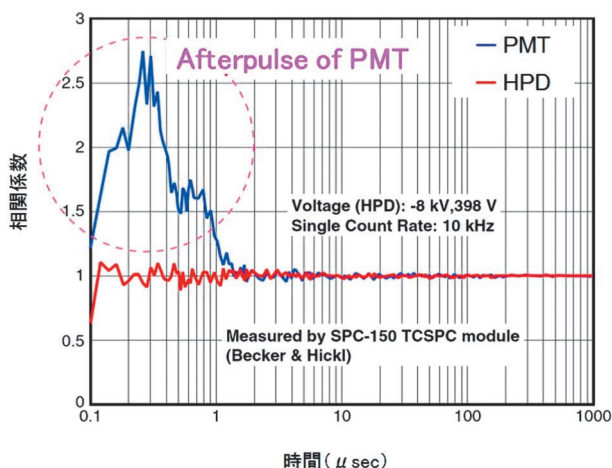


図15 アフターパルス発生確率の比率. PMTではメインパルス発生後100 nsecから1 μ secにかけてアフターパルスが発生しているが、HPDには見られない。

れない。これによりHPDは、蛍光寿命測定や自己相関法による蛍光計測・粒子計測、レーザレーダ(LIDAR)、などの高速現象を測定する分野で使用されている。

3.2.6 X線フィードバックによる影響

加速された光電子がアバランシェダイオードに打込まれると、ある確率でアバランシェダイオードからX線が発生する。このX線が光電面に入ると、光電面から光電子を放出させる。これをX線フィードバックと呼ぶが、信号出力に対し数百psec程度遅れて発生するので、信号との弁別が難しい場合がある。X線フィードバックの発生確率は、単一光電子の場合に1万分の1なので、微弱光計測では発生頻度が低いため問題にならないが、入射光が大きい場合はこのX線フィードバックが問題になることがあり注意が必要である。

4. おわりに

光電子増倍管の動作原理から現在進めている開発について紹介した。我々は、未知未踏を追求する精神で研究開発を行い、ユーザーが要求する“極限計測”に貢献したいと考えており、その準備も怠らない。

2014年11月5日、光電面直径50センチの光電子増倍管が素粒子ニュートリノの観測に貢献したとして、IEEE^{*2}マイルストーンに認定された。1979年、小柴昌俊東京大学特別栄誉教授から、「カミオカンデ」^{*3}用に開発依頼さ

^{*2} 世界最大の電気・電子・情報・通信分野の米国電気電子学会。

^{*3} 神岡陽子崩壊実験：カミオカンデは1983年から稼働し、1987年2月23日、大マゼラン星雲で超新星爆発によるニュートリノを検出し、2002年、ノーベル物理学賞を受賞した。

れた検出器である。極限を追求する精神は、昔も今も変わらない。

参考文献

- 1) K. J. Van Oostrum: Philips Technical Rev. **42** (1985) 3.
- 2) K. Oba and M. Ito: Adv. Electronics Electron Phys. **64** (1985) 343.
- 3) A. M. Yakobson: Radiotekh & Electron **11** (1966) 1813.
- 4) H. Bruining: *Physics and Applications of Secondary Electron Emission* (McGraw-Hill Book Co., 1954).
- 5) J. Rodeny and M. Vaughan: IEEE Trans. on Electron Devices **36** (1989) 9.
- 6) 浜松ホトニクス(株): MCPアッセンブリ技術資料, NO.TMCP9001J01.
- 7) A. Suzuki and M. Mori: Improvement of 20 in. diameter photomultiplier tubes (1992).
- 8) 浜松ホトニクス(株): 光電子増倍管をとりまく環境 (1986).
- 9) 小玉剛史, 下井英樹: 信学技報 **114** (2014) 19.
- 10) 浜松ホトニクス(株): Hybrid Photo-Detector (HPD) R7110U シリーズ技術資料.

非会員著者の紹介

大村孝幸氏： 高エネルギー物理学やPET (positron emission tomography) に使用する光電子増倍管の電子軌道設計に従事し、現在、スーパーカミオカンデのアップグレード版であるハイパーカミオカンデへの採用を目指し、二次電子増倍部を半導体素子に置き換えた直径50 cmの光電面を持つHPDの開発を行っている。

下井英樹氏： 光電子増倍管の電子軌道設計ならびに、マイクロPMTの開発に従事。

河合克彦氏： 光電子増倍管ならびに、二次電子増倍部を半導体素子に置き換えたHPDの開発に従事。

小玉剛史氏： 光電子増倍管の電子軌道設計ならびに、マイクロPMTの開発に従事。

(2015年4月24日原稿受付)

Why is Photomultiplier Tube Still Being Used?

—For Extreme Measurement—

Takayuki Ohmura, Hideki Shimoi, Yoshihiko Kawai and Tsuyoshi Kodama

abstract: Measuring technology that utilizes light to the outermost boundaries is a powerful tool that provides deeper understanding of more sophisticated phenomena. Measurement using light offers unique advantages, for example nondestructive analysis of a substance, high-speed properties and extremely high detectivity. Recently, in particular, such advanced fields as scientific measurement, medical diagnosis and treatment, high energy physics, spectroscopy and biotechnology require development of photodetectors that exhibit the ultimate in various performance parameters. A hundred kinds of PhotoMultiplier Tube (PMT) have been developed using vacuum technologies, and used in various measuring fields mentioned above. We will describe basic principles of PMT and the reason why PMT is still being used in extreme regions.

青色発光ダイオード開発には何が必要だったか？

平松 和政 〈三重大学大学院工学研究科〉

はじめに

赤崎勇名城大学終身教授，天野浩名古屋大学教授，中村修二米カリフォルニア大学教授は，2014年のノーベル物理学賞を受賞された。ノーベル賞授賞式は12月10日，スウェーデン ストックホルム・コンサートホールにて開催され，スウェーデン王室および千数百人のゲストが参加するなか，カール16世グスタフ国王より3教授にメダルと賞状が授与された。受賞の理由は，高輝度・低消費電力の白色光源を可能とした高効率青色発光ダイオード(LED)の発明であった。

物理学分野，エレクトロニクス分野において青色LEDの研究が，歴史的かつ世界的な成果として認められたことは，日本の物理学分野，応用物理学，電子情報通信分野の学会，研究者にとって大きな栄誉である。スウェーデン王立科学アカデミーが受賞の根拠として17本の論文を挙げているが，¹⁾ 私自身もこれらの論文の研究に貢献できたことは，大変光栄であり感謝している。

20世紀に出現した発光ダイオードは，白熱電球や蛍光灯に比べて暗い発光体で，発光色もせいぜい赤，黄，緑で青がなく，LEDディスプレイも貧弱なものであった。しかし，多くのLED研究者，開発者のたゆまぬ努力が実を結び，21世紀の今日では，LEDの高輝度化・多色化が進み，高品位ディスプレイ，LED照明の時代を迎えるに至った。

本話題では，まず発光ダイオードのしくみと歴史について触れた後，青色LEDの開発に何が必要であったかを説明したい。その開発には，当時分からなかった深い物理的意味が隠れており，後になって見出されたことが多い。

1. 発光ダイオードの原理と歴史

発光ダイオードとは，二つの電極端子間に電圧をかけたとき流れる電流により伝導電子と正孔のキャリアが再結合を引き起こし，バンドギャップに対応した発光波長の光を発するものである。通常はpn接合構造をもち，それぞれp層とn層から注入された正孔と伝導電子が再結合により発光する。図1は，接合部分にバンドギャップの小さい半導体を活性層として挟んだダブルヘテロ構造を示す。この構造の活性層幅をさらに狭くし，量子準位を用いた量子井戸構造を利用することで，キャリアの再結合が促進され効率のよい発光が得られる。

歴史的には，1907年にSiC結晶に電界をかけて光らせた報告があり，1920年代に電流注入による発光が確認された。その後，Si，Geの半導体の結晶品質が向上し，1950年

代にSi，Geを用いたpn接合型LEDが発明された。1950年代後半には，発光効率のよい直接遷移型のIII-V族化合物半導体が発光ダイオードの主流になる一方で，GaPに種々の発光センターを導入することで，赤，黄，緑のLEDが作製された。1962年には組成を変化させて発光波長を変えられる混晶半導体GaAs_xP_{1-x}で赤色LEDができた。同年，GaAsによる近赤外LEDができ，その後，近赤外から，赤，黄，緑でLEDの高効率化が急速に進んでいった。

一方，青色LED材料についてはGaN，SiC，ZnSe等の結晶が検討されてきたが，1980年代まではいずれの結晶も一長一短があり絞りきれいでなかった。1993年にGaN系半導体材料で，高輝度青色LEDが発明されるに至り決着がついた。その発明は，ノーベル賞受賞者の所属した名古屋大学のグループと日亜化学のグループにより達成された。図2に，青色LED開発における，①低温バッファ層，^{2,3)} ② p型伝導性制御，^{4,6)} ③ InGaN発光井戸層⁷⁾の3つのブレークスルー技術を示す。それぞれについて，物理的な意義を以下に述べたい。

2. 従来のエピタキシーを超越した低温バッファ層技術

半導体結晶成長においてエピタキシー技術は，電子デバ

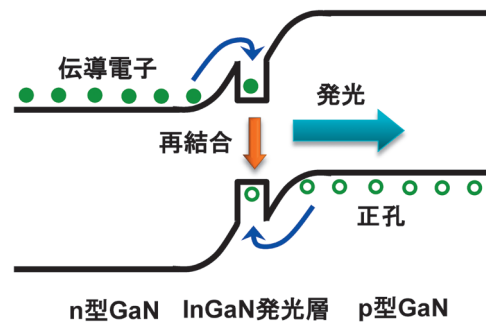


図1 青色発光ダイオードのバンド構造と発光の様子。

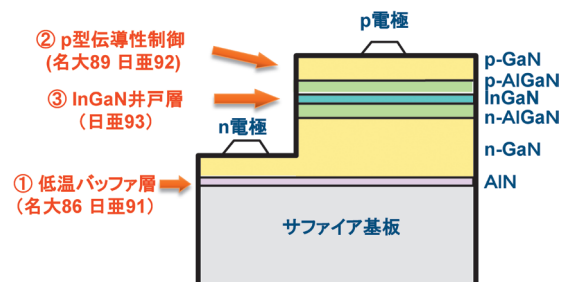


図2 青色LEDを可能にした3つのブレークスルー技術。

イスや光デバイスの技術革新のきっかけとなるキーテクノロジーである。エピタキシーとは、単結晶基板上に方位の揃った単結晶薄膜を成長させる技術である。1960年代までは、Si, GaP, GaAsなど基板結晶と同一の単結晶薄膜を作るホモエピタキシーが主流であった。これらの技術は、Siプレナー集積回路や化合物半導体LEDへの道を切り開いた。

1970年代になるとAlGaAs/GaAs系やInGaAsP/InP系などのダブルヘテロ構造、量子井戸構造を利用した高効率の赤色や赤外のLEDやLD(半導体レーザー)が実現された。この構造は基板とは異なる異種材料を使用したヘテロエピタキシーであったが、その基本的な要件として、基板と薄膜との格子定数差を限りなく小さくすること(0.1%程度以下)が求められた。もし格子定数差が大きいと、原子ステップが層ごとに動きながら一層ごとに積み重なっていく層成長モードにならず、島状結晶が形成される島状成長モードになる。また、格子不整合度が比較的小さく層成長モードが可能であっても、臨界膜厚を超えると層内の格子歪が維持できずミスフィット転位が発生する。

もう一方で、エピタキシーの重要な技術革新は、ナノオーダーあるいは原子レベルで膜厚制御が可能なMOVPE(有機金属化合物気相エピタキシー)法、MBE(分子線エピタキシー法)が開発されたことである。これらの手法は1980年代以降化合物半導体のエピタキシーの主流となった。この流れの中で、半導体材料をより広く活用できるように、格子不整合度が極めて大きい(数%以上)ヘテロエピタキシーの研究に関心が集まった。例えば、Siは大面積で低欠陥密度の得られる有効な基板であるが、その上のGaAs(不整合度4.1%)やSiC(不整合度19.7%)のエピタキシーは格子不整合度が極めて大きい。これらのヘテロエピタキシーは、低温成長層を用いた2段階成長法、異種のバッファ層を用いる方法などで品質の向上がなされた。サファイア基板上へのGa₂O₃も格子不整合度が大きいヘテロエピタキシーであるため、高品質化が長年困難とされてきた。

GaNのMOVPE法では、一般にはトリメチルガリウム(TM₂G)とアンモニア(NH₃)の反応ガスを用いて1,000°C程度の高温でGaNを成長させる。当時は、基板となる大型GaNバルク単結晶が無かったため、高温で還元雰囲気でも安定なサファイア単結晶基板がGaNのエピタキシーに用いられた。c面サファイアはGaNと同様に六方晶を有するが、格子不整合度(16%)が極めて大きいため、成長過程は島状成長モードとなり高品質薄膜成長を得ることは不可能であった。1986年に、名古屋大学の赤崎教授、天野大学院生らは、AlN低温バッファ層技術によりGaNの結晶品質を格段に向上させた。²⁾ この技術の物理的な意味は、従来までの格子整合系を前提としたエピタキシーを超越し、格子不整合系のエピタキシーを確立し実証したことである。

『では何故低温バッファ層技術が本エピタキシーで必要

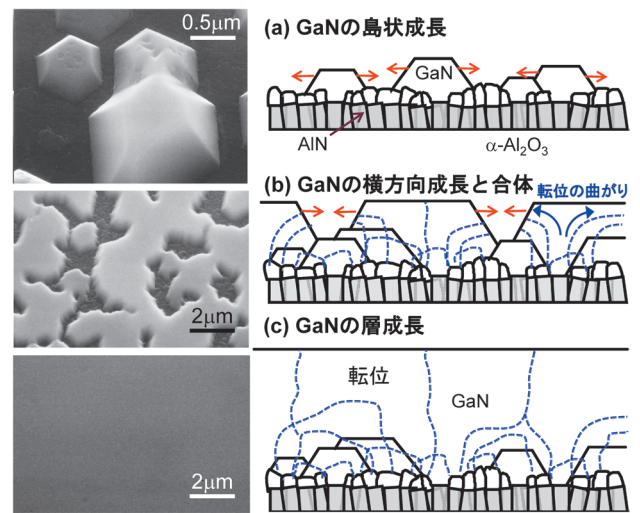


図3 サファイア基板上にAlN低温バッファ層を用いて成長させるGaNの成長初期過程(左図:SEM像,右図:成長モデル)。

であったのか』を、AlN低温バッファ層を用いたGaNのMOVPE成長について述べる。⁸⁾ 低温AlNバッファ層を500~600°Cで50nm成長させた後、1,050°Cの高温下でのGaN成長初期は、図3に示すような過程(3分、10分成長)を経て、30分程度の成長で表面平坦性がよく高品質の単結晶が成長する。バッファ層上の結晶成長の過程では、以下に示す、結晶欠陥を減らす重要な物理的機構が明らかになった。

【機構1:バッファ層の固相成長】500°C程度の低温成長下ではAlNはアモルファス状であるが、1,050°Cへの昇温の過程で固相成長が起き、数nm径でc軸配向の結晶方位をもつ柱状結晶となる。その上にGaNを成長させると六角錐台の島状結晶となるが、その方位はAlNの結晶配向に揃う。

【機構2:横方向成長の促進】サファイア基板上へのGaNの直接成長では島状成長モードのため六角柱状の典型的な島状結晶を形成する。一方、AlNバッファ層上では、六角錐台形状のGaNと下地結晶のAlNとの間の界面エネルギーが低いために、下地結晶を覆い隠すように横方向に成長していく。この過程で、先に生じた大きい島は、後で生じた小さい島を取り込みながら横方向成長し、なめらかな合体後に原子オーダーで平坦な表面が得られる。

【機構3:ミスマッチ転位低減機構】これは、後に分かった物理的現象であるが、島状結晶が横方向成長の過程で、ミスフィット転位を低減する機構が働くことである。⁹⁾ 1997年に選択横方向成長(ELO: Epitaxial Lateral Overgrowth)の過程で、貫通転位が横方向に曲がり、結果的に貫通転位が 10^9 cm^{-2} より2から3桁低減することが示された。このELOと同様の効果で、GaNの横方向成長過程で転位が横方向に曲がり、貫通転位密度が大幅に減少する。この効果は、断面TEM像の観察で、⁸⁾ 成長初期には極めて多く存在した転位が、成長とともに急速に減少している様子から示唆された。

3. ワイドギャップ半導体の時代を切り開いた伝導性制御

1969年に半導体としてのGaNの結晶成長がMaruskaとTietjenによりHVPE (Hydride Vapor Phase Epitaxy) 法でサファイア基板上に初めて行われ、1971年にはPankoveらによる最初のGaN青色LEDが開発された。しかし、HVPE法で成長したGaNは、p型GaNではなくn型GaN層とZn添加した高抵抗GaN層を組み合わせたMIS型LEDであったため、青色LEDの発光効率は向上しなかった。GaNのようなワイドギャップ半導体は、イオン性結合が強いので、他の不純物との結合も強く、成長過程で酸素やシリコンなどの不純物を取り込むことが、伝導性の制御を困難にしていた。そのためII族元素のZnを不純物として添加してもp型にならず、高抵抗化するのみであった。しかし、添加したZn原子はGa原子と置換しアクセプタとして働いていることは、フォトルミネッセンス (PL) 測定でZnが関与したDAペアーの強い青色発光が観測されていることから示唆されていた。

その後、MOVPE法における低温バッファ層技術によりGaN結晶品質が向上し、バックグラウンドの不純物密度が大幅に下がった。天野大学院生は、この条件下でZn添加を行い、そのサンプルのカソードルミネッセンス (CL) 測定を実施したところ、電子線照射の過程でたまたま青色発光が増強することを見出した。¹⁰⁾ 図4に、10kVで加速した電子線の照射により青色発光強度が時間とともに増大し10分程度で飽和していることを示す。また、10分間照射した50×60μmの領域ではCL強度が強くなっていることが分かる。これらの現象は、電子線照射の効果でZnアクセプタの活性化が促進されたことを示唆している。

次に、Znよりもアクセプタの活性化エネルギーが低い

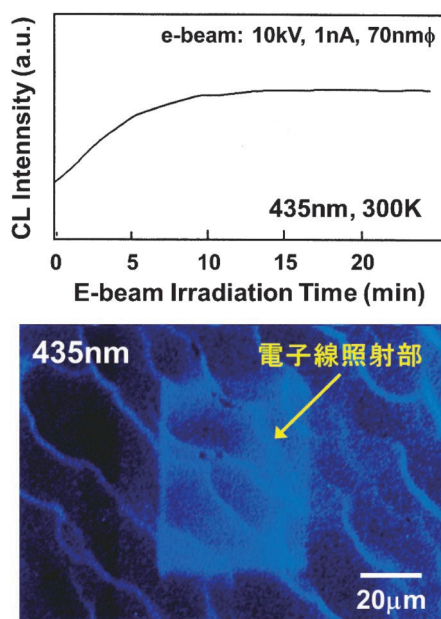


図4 Zn添加GaNのカソードルミネッセンス (435 nm) の強度変化とイメージ。

話題 青色発光ダイオード開発には何が必要だったか？

Mgを添加したが、やはり高抵抗のままであった。しかし電子線照射を行うと発光センターが活性化すると同時に、サンプルが低抵抗化しp型化していることが判明した。⁴⁾ これが大発明になった。その後中村氏らにより窒素雰囲気中の熱アニールでも低抵抗化、p型化が確認され、⁵⁾ 現在のp型GaN作製の標準的方法となっている。このブレークスルー技術の意味は、それまで困難とされてきた伝導性制御の壁を打ち破ったことであり、その結果ワイドギャップ半導体の時代を切り開いたことである。

この技術の物理的な機構も、中村氏らによって解明された。⁶⁾ 成長の過程でMg原子に結合していた水素がアクセプタの活性化を阻んでいた。この現象は、GaAsなどの他の半導体にも見られた、いわゆる水素パッシベーションの効果であった。電子線照射や熱的アニールによる処理を行うと、水素を脱離させMgアクセプタを活性化することができた。

4. 高効率青色発光に秘められた組成不均一不思議

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ は発光ダイオードで魅力的な混晶半導体である。それは、InNとGaNの固溶体でありそのモル分率xの変化で、エネルギーギャップを0.7 eVから3.4 eVまで変化できる直接遷移型の半導体である。すなわち、組成を変化させることで、近紫外 (365 nm) から近赤外 (1.7 μm) の間で発光波長を選択できる。

しかしながら、InGaNの結晶成長は極めて難しい。In-NとGa-Nのボンド長の違いが大きく、11%と格子定数差が大きい。このため、混晶として固溶し難く、組成分離や組成不均一を発生しやすいという問題がある。もう一つの問題として、InNの分解温度がGaNに比べて低く、高温でNが脱離しIn金属が析出するので、GaNよりも低温での結晶成長が必要となる。1991年松岡らは、MOVPE法でInNの熱分解が起こりやすい水素キャリアガスの使用をやめ窒素をキャリアガスとして用い、さらにアンモニアガス分圧を増やすと同時に、700°C程度の低温で成長させることで、InGaNの品質を向上させることに成功した。

このInGaNの成長方法を、中村氏らは取り入れた。InGaNをn型GaNとp型GaNの間にはさんだ活性層とするダブルヘテロ構造により、⁷⁾ 青色LEDの光度は従来の数mcdから一気に1 cdを超えた。さらに量子井戸層の導入で発光効率が飛躍的に増大した。これらの量子井戸構造はすでにAs系やP系で用いられており新しいことではなかったが、その後の研究でInGaN活性層には深い物理的意味が隠されていることが判明した。

『転位密度が多くても何故光るのか？』が研究者の中での関心事であった。GaAs、GaP系などの従来の化合物半導体LEDでは、貫通転位密度が 10^4 cm^{-2} 以下であることが要求されるが、GaNでは 10^9 cm^{-2} 台の極めて高い転位密度でも高効率に光る。秩父らは、その秘密がInGaNの組

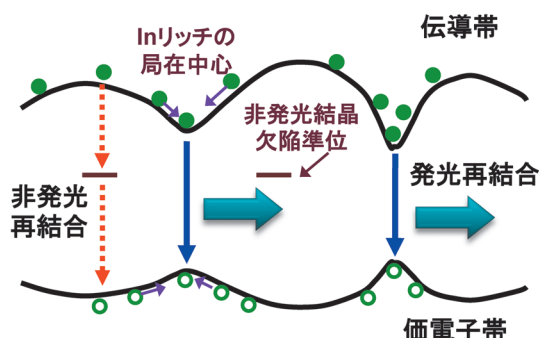


図5 InGaNの組成不均一によるエネルギーバンド。Inリッチ領域での局在中心での発光再結合が非発光再結合よりも主体となる。

成不均一性により発生した局在発光センターにあることを明らかにした。^{11, 12)}

InGaNはInとGaとの固溶性がよくない混晶系であるが、これが新たな物理現象の発現に幸いした。InGaN結晶層内には数nmオーダーの組成不均一領域が現れる。図5に示すように、InGaN層に注入された電子と正孔のキャリアはInリッチ組成領域(バンドギャップの小さい領域)に取り込まれ、そこを局在中心として再結合して発光する。転位などの欠陥も多く存在し、そこにトラップされたキャリアは非発光再結合するが、Inリッチ局在中心の密度の方がはるかに高いため、発光再結合が優先的に起こる。すなわち、量子井戸層InGaN中に量子ドットが自然形成的に発生し、その領域が発光効率を高めるのに有効な局在発光中心として働いたのである。

5. 窒化物半導体に屈したII-VI族化合物半導体

最後に、触れておきたい物理的意義は、GaN系のワイドギャップ半導体が他の材料と比較して堅牢であったことである。赤崎教授が、GaNによる青色LED開発が極めて困難であったにもかかわらず、長年その研究を続けてこられたのは、GaNが牽牛であることを実験を通じて肌で感じてきたためであると、ご本人も語っておられる。

1993年に高輝度青色LEDが発表されるまでは、青色LEDの本命はZnSe系であった。これはGaAs基板にほぼ格子整合し、p型ZnSeも実現し、クラッド層(ZnMgSSeなど)も開発され、量子井戸構造も問題なく作製可能であった。1991年には青色レーザが開発された。その後発光特性が向上していったが、残念ながら寿命時間は500時間より伸びなかった。この原因は動作中の転位増殖による劣化であ

る。ZnSe系は原子間の結合力が弱く、デバイス動作の過程で転位が導入されやすく動きやすい。このようにデバイス信頼性の問題で多くの研究者はZnSe系の発光デバイス開発を諦めざるを得なかった。これに対して、より高温の成長温度を必要とするGaN系では原子間の結合力が強く転位は動きにくい。実際に、GaN系で作製したLEDやLDの寿命は、数万時間以上と極めて高い信頼性を有する。

おわりに

今回のノーベル物理学賞の対象となった高効率青色LEDの発明は、日本発の画期的なイノベーションをもたらした。その技術の背景には極めて斬新な物理的な意味があった。発光特性の格段の飛躍は、単なる半導体プロセス技術の進歩だけではなく、従来の物理的現象を超越した新奇な物理的現象の発現に依っている。ものづくりの背景にある新奇な物理に注目することにより、学生や若い研究者が、物性分野でブレークスルーを引き起こし、次のノーベル賞受賞者が生まれることを期待している。

本稿をまとめるにあたり、名城大学の宮嶋孝夫教授、ソニー(株)の富谷茂隆氏のご意見に感謝したい。

参考文献

- 1) Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2014 (http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2014/advanced.html).
- 2) H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki and Y. Toyoda: Appl. Phys. Lett. **48** (1986) 353.
- 3) S. Nakamura: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) L1705.
- 4) H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu and I. Akasaki: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) L2112.
- 5) S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh and N. Iwasa: Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) L139.
- 6) S. Nakamura, N. Iwasa, M. Senoh and T. Mukai: Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) 1258.
- 7) S. Nakamura, M. Senoh and T. Mukai: Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) L8.
- 8) K. Hiramatsu, S. Itoh, H. Amano and I. Akasaki: J. Crystal Growth **115** (1991) 628.
- 9) A. Sakai, H. Sunakawa and A. Usui: Appl. Phys. Lett. **71** (1997) 2259.
- 10) H. Amano, I. Akasaki, T. Kozawa, K. Hiramatsu, N. Sawaki, K. Ikeda and Y. Ishii: J. Lumin. **40 & 41** (1988) 121.
- 11) S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota and S. Nakamura: Appl. Phys. Lett. **69** (1996) 4188.
- 12) S. Chichibu, *et al.*: Nat. Mater. **5** (2006) 810.

非会員著者の紹介

平松和政氏： 三重大学大学院工学研究科電気電子工学専攻教授、専門はオプトエレクトロニクス。特に、窒化物半導体の結晶成長、光物性に興味がある。

(2015年3月31日原稿受付)

天体・日常・微小スケールをつなぐクレーターの物理

桂木 洋光 〈名古屋大学大学院環境学研究所〉

1. はじめに

満月の夜に見る月の美しさは古くから人々を魅了し続けてきました。望遠鏡でその表面を観察するとクレーターと呼ばれる大小様々な円形の窪み地形を見ることができます。一般に月のような固体天体表面に見られるクレーターのほとんどは隕石の衝突により作られたと考えられています。火山噴火のような現象でもクレーター形状は作られることがあり、特に衝突により作られたクレーターのことを指す場合は衝突クレーターという言葉が用いられることもあります。夜空を見上げて天体のクレーター形状を肉眼で直接見ることは難しいですが、今日では、様々な固体天体の表面が数多のクレーターで覆われているということが探査の結果から明らかにされています。クレーターの形状としては図1(a)に示したような単純クレーターと呼ばれるお椀型の窪みが最も有名です。しかし、色々なクレーターの詳しい形状を見てみると複雑クレーターと呼ばれる個性的なものもあることに気づきます。例えばサイズの大きな複雑クレーターはその中央に突起構造を持っていたり、周囲に崖崩れのような構造が見られることもあります(図1(b))。

クレーターの形状は天体表面に刻まれた過去の隕石衝突の記録となりますが、衝突によるクレーター形成の物理過程をきちんと解明しないと、その記録を正しく読み解くことはできません。残念ながら私達は未だ完全にはクレーター形成の物理を理解できていませんが、研究は着実に進んできています。

クレーター形成と言えば、宇宙で起こる大規模衝突の結果というイメージが強いかもしれませんが、実は身近なところでも類似の現象が起っています。例えばゴルフボールがバンカーに落ちると、ゴルフボールを中心としたクレーターがバンカー内に作られます。一方で多くの固体天体表面もバンカーのように粉体(砂礫)層で覆われていることが知られています。衝突エネルギーの規模は両者でも

ちろん大きく異なりますが、衝突により粉体層に窪地が作られるという意味でそれらは似ています。本稿では、天体規模の現象と我々の身近なスケールの現象をつなぐ結節点とも言えるこの衝突クレーター現象にまつわるいくつかの話題を提供したいと思います。

2. クレーターから分かること

天体表面に見られるクレーターの形状や分布は対象天体の性質や歴史を体現しています。まず、天体の表面が形成された初期状態では、表面にクレーターは存在しないと仮定しましょう。その後、対象天体は宇宙空間を旅する道すがら大小様々な隕石との衝突を経験し、都度クレーターを形成するとします。この仮定によると、天体表面は年齢を重ねるにつれて、度重なる衝突のためにクレーターの個数密度を大きくしていきます。つまり、クレーターが多数ある表面は衝突の経験が豊富な老獪表面であり、逆にクレーターがほとんど見られない表面は比較的若いということになります。惑星科学の分野ではこの考えに基づいてクレーターによる表面年代の定量的推定手法が確立されているようです。表面の年代推定は他の様々な情報と組み合わせてその天体の歴史の解明に用いられ、それは究極的には太陽系の歴史の解明へとつながることになります。¹⁾

しかし、この手法も万能というわけではありません。我々が目にすることができる表面地形は、天体誕生から現在までを全て積分した結果だけです。その歴史の過程で、天体表面では衝突以外の様々なイベントも起きている可能性があります。もっと言うと、そもそもクレーター形成過程が衝突条件にどのように依存するのかについて我々の知識はまだ限られています。

3. クレーター形成物理のスケーリング

衝突によるクレーター形成は紛れもなく物理現象ですが、その物理的理解は上述したように未だ確立されていません。その大きな要因の一つに、クレーター形成の規模の問題があります。大きなクレーターを残す衝突は当然その衝突の規模も大きく、例えば直径数100~1,000 kmにもおよぶ巨大クレーターも月面には多数見つかっていますが、そのような規模の衝突を地球上で直接実験的に再現することは(技術的にも人道的にも)不可能です。このような大規模現象の研究では、一般には理論や数値計算が大きな威力を発揮します。

しかし、本稿では敢えて実験的研究によるクレーター形

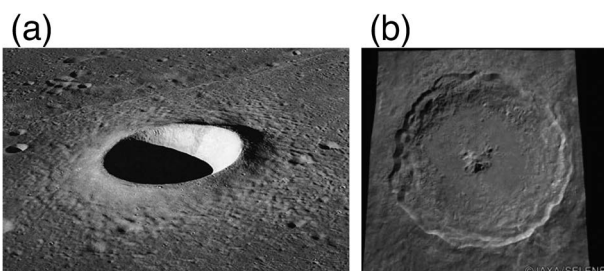


図1 月の(a)単純クレーター形状(Moltke, 直径約7 km)(NASA)と(b)複雑クレーター形状(Tycho, 直径約85 km)(©JAXA/SELENE)。

成の物理へのアプローチについて触れたいと思います。これは筆者が実験家であるからでもあります。実験室スケールと天体スケールをクレーター形成の物理によってつなげることが本稿の目的であるからです。地上実験と天体現象を結びつけるにはスケーリングという手法が鍵となります。スケーリングという概念は、多くの物理研究の中で意識されているかいないかに関わらず普遍的に使われています。例えば支配方程式が分かっている物理系では通常その係数は無次元化され、実験や観測との整合性をチェックする段階で単位のついた具体的諸量が用いられます。この手法は支配方程式そのものの適用可能なスケールがあらかじめ限定されているわけではないというスケーリングの概念に立脚しています。また、衝突クレーター形成については、支配方程式は未だ明らかにされていませんが、別のスケーリング手法を用いてエネルギーの釣り合い等を考えることにより現象の本質をあぶり出すことができます。

具体例として、衝突によって作られるクレーターのサイズ(直径 D_c)を衝突隕石の運動エネルギー E_{kei} から見積もることを考えてみましょう。ここで衝突ターゲット天体の表面を構成する物質の強度を Y_t とします。この強度という量は単位体積当たりの物体を破壊するのに必要なエネルギーとみなせます。そのため、クレーターの体積が D_c^3 に比例すると考えると、 $E_{\text{kei}} \sim Y_t D_c^3$ より

$$D_c \sim \left(\frac{E_{\text{kei}}}{Y_t} \right)^{1/3} \quad (1)$$

という関係を得ることができます。ここで \sim は数係数を省略して両辺が比例し次元が等しいことを意味します。一方でクレーターのサイズ D_c が大きくなると、ターゲットを破壊することよりも破砕片を重力に逆らって運ぶために必要なエネルギーがクレーター形成の力学を支配するようになります。このような場合では、 D_c^3 に比例する体積の破砕片を D_c に比例する高さまで引き上げるのに必要なポテンシャルエネルギー $\rho_t g D_c^4$ と E_{kei} が釣り合うこととなります(ここで ρ_t と g はそれぞれターゲット天体表面構成物質の密度とターゲット天体表面での重力加速度)。つまり D_c は

$$D_c \sim \left(\frac{E_{\text{kei}}}{\rho_t g} \right)^{1/4} \quad (2)$$

と表されることとなります。このように物理量の依存関係を主にベキの形で表すことがスケーリングにあたります。²⁾ここで、式(1)と(2)で右辺のベキ指数の値が異なることに注意してください。どちらのスケーリングが支配的になるかは強度と重力の効果の比にあたる無次元パラメーター $N_t = Y_t / \rho_t g D_c$ に依存します。 $N_t \gg 1$ の領域では式(1)が、 $N_t \ll 1$ では式(2)が支配的となり、それぞれの関係式を強度支配スケーリング、重力支配スケーリングと呼びます。また、 Y_t や D_c などの個別パラメータがどのような値であっても N_t の値が同じであれば物理的に相似なクレーター形成現象が起こることをこのスケーリングは意味します。このような相似則のおかげで実験室スケールと天

体スケールのクレーター形成をつなぐことができるのです。

これらのスケーリング関係は衝突体の形状や構造、衝突角度等の詳細を考慮していませんので粗い近似となりますが、一方でそれらの詳細に関わらず多数の(幅広いスケールにわたる)衝突クレーターについて統計をとると普遍的に成り立つ関係になり得る可能性を秘めています。実際に大規模な爆発実験によるクレーター形成では、式(1)と(2)の中間の関係が得られています。¹⁾また、粉体の層に固体弾を低速(およそ1 m/sの衝突速度)で自由落下衝突させる簡単な実験では、形成されるクレーターの直径が式(2)の形に近く、固体弾が陥入する深さが式(1)に近いことが明らかにされています。³⁾

つまり、これらの関係はシンプルなエネルギーのバランスから得られているので逆に普遍性が高く、現象の規模を問わず成り立つ関係になっていると言えます。もちろん、このようなシンプルなエネルギー・バランスのみのスケーリングで全てが分かる訳ではありません。実際の現象ではエネルギーの他に運動量に関するバランスも考慮に入れる必要があるかもしれません。また、衝突体やターゲットの状態(固い岩塊か、氷か、砂層か、大気があるか)等の境界条件依存性も気になります。しかしいずれにしても、一般にスケーリング関係は現象の規模には依存しないので、実験で求めた関係式を天体現象に適用することが原理的には可能となります。つまり、我々の日常のスケールからは遠く離れた天体で起こる衝突クレーター形成現象を考えるヒントを、日常(実験室)スケールのクレーター形成に見つけることができるのです。

スケーリングの方法とその解釈には注意点もあります。上述のクレーターのスケーリングの例では二つの関係式があり、どちらを適用すべきかは N_t に依存していました。これは現象を支配する物理過程が複数ありその有効となる領域が異なるために生じる結果です。また、ここでは触れられませんが、高速衝突の場合は、衝撃波の効果なども重要となってきます。現象のスケール等に合わせて支配的となる物理過程を正しく考慮しないとスケーリングの方法では正しい答えを導き出せません。上述の例では重力と強度の効果を検討してきましたが、天体スケールとは逆に小さなスケールの極限では表面エネルギー γ の効果が顕著になることもあります。表面エネルギーは文字通り単位表面積が作られることにより生じるエネルギーで定義されます。通常天体クレーターのスケールで表面エネルギーが支配的となるようなことはありませんが、純粋な粉体物理の興味から小さなスケールでのクレーター形成に関する実験的研究が最近行われ、クレーター形成における表面エネルギーの影響も考慮されるようになってきました。

4. 様々なクレーター形状

表面エネルギーの効果に注目するためには液体を取り扱うのが良い作戦となります。表面エネルギーが関連するク

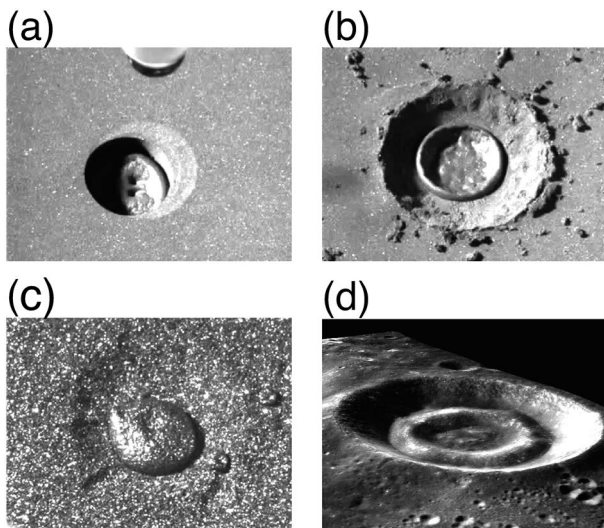


図2 (a)-(c) 水滴と粉体層の衝突によるクレーター形状⁴⁾と、(d)月のクレーター (Hesiodus A, 直径約 15 km) (諸田智克氏提供)。

クレーター形成現象の物理を研究するために、例えば液滴の粉体層への衝突実験が行われました。⁴⁾ 実験は非常にシンプルで、直径数 mm の液滴が様々な高さ (概ね 1 m 未満; 衝突速度で 4 m/s 以下) から粉体層ターゲットへ自由落下衝突されました。この実験により、これまでのクレーター形成実験ではあまり観測されたことのない様々なクレーター形状が新たに発見されました (図2(a)-(c))。例えば、液滴が静かに粉体層上に滴下された場合、それはゆっくりと粉体層へ浸透し、円筒形の縦穴クレーターを残します (図2(a))。衝突速度を上げると、衝突の瞬間に起こるクレーター形成とその後のゆっくりとした液滴の浸透という二段階の過程が見られるようになります。この場合、浸透によって縦穴ではなく二重リング構造が形成されます (図2(b))。更に液滴の衝突速度を上げ、同時に粉体層を構成する粒子のサイズも少し大きくすると、今度は液滴の衝突により「たんこぶ」のような盛り上がり地形が形成されるようになります (図2(c))。これらのクレーター形状は全て液滴の表面エネルギーが様々な形で影響して形成された日常スケールのクレーターです。

表面エネルギーは前述の通り規模の小さな現象でのみ重要となりますので、天体における衝突クレーター形成では通常無視される効果となります。そのため、図2に見られるような液滴衝突によるクレーター形成は天体衝突クレーターとは無関係と考えられています。しかし、実は月面の大規模クレーターにも図2(b)にそっくりなクレーター形状があります。図2(d)に月探査衛星「かぐや」により撮影された月面でのクレーターが示されています。図2(d)に示されているクレーターの直径はおおよそ 15 km で、図2(b)の実験により作られたクレーターは直径約 10 mm です。その比は実に 10^6 にも及び両者は全く異なるスケールの現象であると言えます。もちろん、直径 15 km もする大きなクレーター形成で表面エネルギーが何らかの役割を果たし

ているとはにはわかには考えられません。すなわち、両者の形状の一致は残念ながら偶然であり、現状では物理機構の相似性を意味していません。しかし、このような形状の一致は、実在する特殊な天体クレーター形状の成因について何かを考え始めるきっかけくらいにはなり得るのではないかと考えています。図2(d)のようなクレーター形状は二層構造を持つターゲットへの衝突実験でも作ることができ、今後も様々な角度からの研究が必要でしょう。一方、基礎物理実験では過度に応用を意識せず自由な発想で現象の理解を積み重ねることも重要でしょう。その積み重ねの結果、いつか本当に天体現象に対応するものが見つかり、基礎物理と天体現象の深い理解が同時に得られることを今後期待したいと思います。

最近では、液滴の衝突の他にも、いくつかのセットアップで衝突クレーター形成の物理過程に関する基礎の実験が行われてきています。例えば泥団子の弾丸を粉体層に衝突させると、その衝突速度等に依存していくつかの特徴的クレーター形状が作られることが分かりました。⁵⁾ ある程度高速の衝突では、泥団子は衝突により砕けますが、そのうちいくつかは破片としてクレーター表面に点在し、岩塊がばらまかれたクレーターのような独特の地形を形成します。この泥団子衝突実験で作られたクレーター形状についても、やはり実際の天体表面に類似の地形を探し出すことが可能で、現在も両者の成因の類似性等に関する議論は研究が進められている状態です。泥団子を砂場で落として壊してみようような体験は、誰しも子供の頃にやったことがあるかと思えます。その時に何が起きるかについて、驚くべきことに我々は未だその物理過程を正確に理解できていなかったのです。また、そのような身近な現象の物理をしっかりと解明することは、遠い宇宙空間で起こる衝突現象に何らかのヒントを与えるかもしれないのです。

5. 微小クレーター

これまで本稿では宇宙空間で起こる天体衝突クレーター形成は大規模であると暗黙の内に仮定しているような印象を持たれたかもしれませんが、しかし、その仮定は必ずしも正しくありません。宇宙空間では小さなスケールでの衝突クレーター形成も起こっています。通常の惑星探査では天体の表面観察の空間分解能が限られているために小さなクレーターを判別するのは難しいですが、我々が未だ見えない空間スケールにも想像を絶するクレーター形状の世界が広がっているかもしれません。実際、例えば近年日本の探査機「はやぶさ」が小惑星イトカワから持ち帰った微小粒子の中に奇妙な微小クレーターが見つかりました⁶⁾ (図3)。この特異な微小クレーターは直径がおおよそ 100-200 nm 程度と我々の日常スケールと比べると極めて小さく、その理解のためには再びスケリングの手法で、今度は極微の世界と日常スケールを結びつけないといけません。

図3のクレーター形状を良く見ると、そのリム (緑) に

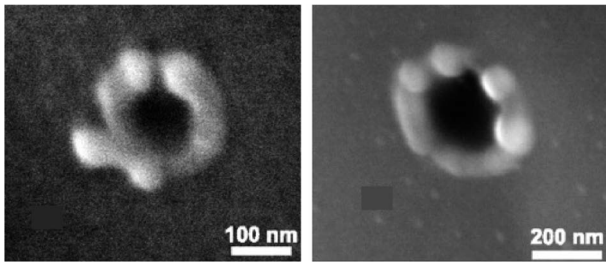


図3 イトカワ微粒子上に発見された微小クレーター。⁶⁾

いくつかの突起構造があることに気づきます。この構造の起源については未解明ではありますが、例えば流体衝突で見られるミルク・クラウン構造が想起されます。他にも圧縮波と希薄波の相互作用によるスポーリング現象などがその成因の候補として考えられますが、ここでは特にミルク・クラウン構造について簡単に考えてみましょう。ミルク・クラウン構造の発生には表面エネルギーに関連した流体力学的不安定性が必要となります。再びここで表面エネルギーの効果が出てきたわけですが、今度は直径100 nmの微小クレーターに関する議論ですので、表面エネルギーが確かに重要となる可能性が十分にあると言えるでしょう。実際に表面エネルギーの効果を含めたスケーリングを用いて微小クレーターが作られた際の衝突速度を見積もることも試みられています。⁷⁾

しかし、ことはそんなに簡単ではありません。流体現象であるミルク・クラウン構造により、イトカワ微粒子上で起きた微小クレーター形成を直接説明することには未だ大きなギャップがあります。まず単なる流体現象であればクレーター形状は(地上でのミルク・クラウンがそうであるように)あつと言う間に緩和されて消えてしまいます。また、真空、低温、微少重力といった極限環境下でどのような不安定性が実際に起きるのかについても定かではありません。このような事情から、イトカワ微粒子上の微小クレーターのリム構造を直接ミルク・クラウンと同列に扱うことは現状では難しく、未だその定量的検証は十分にはなされていません。今後の研究の進展に期待したいところです。

6. おわりに

本稿では、クレーター形成の物理とその形状について、身近なものと同規模のものを対比させながら簡単に紹介してきました(更なる詳細について興味を持たれた方は拙著³⁾をご参照ください)。衝突の規模が異なる場合は、それに応じて支配的となる物理法則も異なると考えられます。そのことを意識した上でスケーリングの概念を用いれば、天体規模で起こっている衝突クレーター形成の基礎物理過程についての知見を実験室規模の実験等に基づいて導き出すことが原理的には可能です。

クレーター形状については、簡単な室内実験で作られる構造と、実際に天体表面や小惑星で採取された微小サンプル上に見つかったクレーターの形状との定性的比較を通じて様々な可能性を議論してきました。これらの形状の類似性に関する研究にも多くの限界があり、その理解は未だ不十分です。しかし、簡単な実験のセットアップを用いて作られる身近なスケールのクレーターと、天体表面で起こる大規模衝突クレーターがどこかで結びつくかもしれないと考えることは楽しいことです(少なくとも筆者にとっては)。ひょっとすると、実験室で簡単に起こすことのできるクレーター形成は天体規模のクレーター形成とはほとんど関係がないのかもしれませんが、しかし、特に粉体の衝突クレーター形成は、「粉体物理」のモデル実験としての位置付けもあり、特異なソフトマターの一種である粉体物理そのものの理解に貢献してきていることは間違いありません。基礎物理としても価値があり、惑星科学的応用上でも重要となるクレーター形成の物理実験を行うことはこの分野の研究における今後の大きな課題と言えます。

参考文献

- 1) H. J. Melosh: *Impact Cratering* (Oxford Univ. Press, 1989).
- 2) 奥村 剛: 日本物理学会誌 **69** (2014) 678.
- 3) H. Katsuragi: *Physics of Soft Impact and Cratering* (Springer, 2016).
- 4) H. Katsuragi: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 218001.
- 5) F. Pacheco-Vázquez and J. C. Ruiz-Suárez: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 218001.
- 6) E. Nakamura, et al.: Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **109** (2012) E624.
- 7) H. Katsuragi: EPJ Web Conf. **92** (2015) 02032.

(2015年2月21日原稿受付)

上田和夫 (JPSJ編集委員長)

スピン液晶が示す異方的なスピンドYNAMIX

磁性体の新奇相として、スピンの向きを表す矢印から矢尻を除いた棒状自由度が秩序化する「スピン液晶」が注目を集めている。本研究では、磁場中フラストレート強磁性鎖モデルのスピン励起スペクトルを数値計算により調べて、スピン液晶の特徴がスピン励起スペクトルの磁場平行成分と磁場垂直成分の顕著な異方性に現れることを明らかにした。本研究の結果は、スピン液晶の実在を検証する上で大きな役割を果たすと期待される。

物質の磁性は、物質中の電子が微小磁石としての性質である「スピン」を持つことに由来している。例えば、日常的に馴染み深い磁石では、多数の微小磁石「スピン」の向きが同じ方向に揃うことで、物質全体が磁石として振る舞う[図1(a)]。このような磁性が生じるメカニズムは、相互作用し合うスピン集団の協力現象として一定の理解が得られている。通常、スピン間には、お互いの向きを平行(強磁性)あるいは反平行(反強磁性)にする交換相互作用と呼ばれる量子力学的な力が働いており、系全体のスピン秩序は、全交換相互作用エネルギーが最低となるスピン配置として強磁性や反強磁性に定まる。ところが、スピン間相互作用が競合している場合、全ての交換相互作用を満足するようにスピンを配置できず、磁気的なフラストレーションが生じる[図1(b)]。フラストレーション系では、スピン秩序が破壊され、全く新しい相として、スピンの向きが定まらずに液体のように揺らいだ「スピン液体」が実現することが予想されており、その特異なスピン物性に興味を持たれている。フラストレーション系のスピン液体の挙動解明は、磁性分野の中心課題のひとつとして活発な研究が繰り広げられている。

本論文で議論されている「スピン液晶」は、スピン秩序が無いという意味でスピン液体の一種であるが、隠れた秩序として、スピンの向きを表す矢印から矢尻を取り除いた棒状の自由度の配向が揃った風変りな状態である[図1(c)]。スピン空間の回転対称性が一部破れた状態で、スピンが秩序化した固体と秩序の無い液体の中間的な状態である。棒状分子が配向秩序を持つネマティック液晶のスピン版であることから、スピン液晶、スピネマティックなど

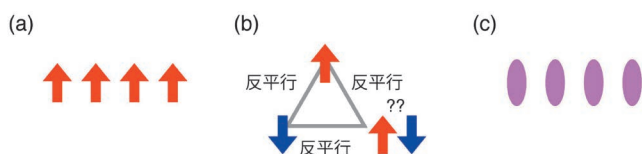


図1 (a) スピン秩序. (b) スピンのフラストレーション. (c) スピン液晶秩序.

と呼ばれる。理論的には、スピンを双極子と見なして、スピンの二次の積で表される四極子の秩序として記述される。近年、スピン液晶が実現する系として、最近接スピン間の強磁性交換相互作用と次近接スピン間の反強磁性交換相互作用とが競合するフラストレート強磁性鎖に磁場を印加したモデルが提案され、高い注目を集めている。現実の物質ではLiCuVO₄やNaCuMoO₄(OH)など一連の擬一次元銅酸化物が典型物質として知られ、スピン液晶を探索する実験が行われている。しかし、スピン液晶を特徴付ける四極子の相関は四体スピン相関で表され、そのような多体スピン相関を実験で直接検出することは困難であるため、スピン液晶の実在を検証する有効な手段は確立していない。

最近、日本原子力研究開発機構・先端基礎研究センターの研究グループは、スピン液晶の特性をスピンドYNAMIXの観点から解明することを目的として、磁場中フラストレート強磁性鎖モデルのスピン励起スペクトルを数値的に調べた。その結果、スピン励起スペクトルの磁場平行成分と磁場垂直成分とで際立った違いが生じることを明らかにした(図2)。この成果はJPSJの2015年8月号に掲載された。

図2は、スピン液晶でのスピン励起スペクトルの強度をカラープロットで示している。強度ピークのエネルギー位置に着目すると、磁場平行成分はゼロエネルギーピークを持つものに対して、磁場垂直成分は有限エネルギーにピークを持つことが分かる。特に、磁場垂直成分では、スピン液晶では2マグノン束縛状態が形成されることを反映して、束縛エネルギーに相当する有限のギャップが開く。さらに、このギャップの波数位置の磁場依存性を詳細に調べた結果、低磁場では図2(b)のように $\pi/2$ 付近にギャップが生じるが、磁場の増加とともに波数位置がシフトしていき、飽和磁場では古典的な螺旋スピン構造のピッチ角度と一致するという特徴が見出された。この振る舞いは非弾性中性子散乱実験により検証可能であり、スピン液晶を探索するための道標として大きな役割を果たすと期待される。

従来の有効理論は、適用範囲が低エネルギーかつ長波長

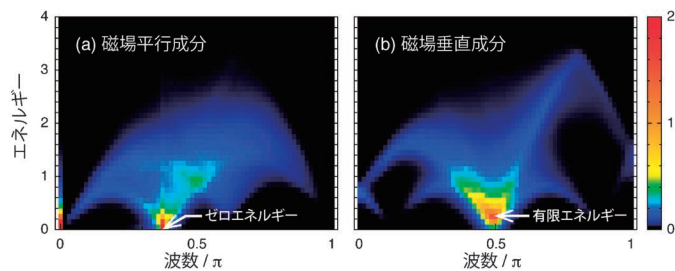


図2 スピン液晶でのスピン励起スペクトルの磁場平行成分[(a)]と磁場垂直成分[(b)]. スピン液晶相中で低磁場領域での計算結果. スピン液晶相は飽和磁場まで広がっている.

極限に限られていたが、本研究では、動的密度行列繰り込み群法を駆使した大規模数値シミュレーションを遂行することでそのような制限を克服し、これまでアクセス不可能だった幅広いエネルギー・波数領域のフルスペクトルの様相が初めて明らかとなった。さらに今後、スピン液晶での2マグノン束縛状態を反映したスピンドイナミクスとスピン輸送特性の関連、およびその制御について知見が得られれば、新規磁性材料の開発に繋がる可能性も考えられる。

原論文

Magnetic Excitations of Spin Nematic State in Frustrated Ferromagnetic Chain

H. Onishi: J. Phys. Soc. Jpn. **84** (2015) 083702.

(情報提供: 大西弘明(日本原子力研究開発機構
先端基礎研究センター))

News and Comments

Detecting Fingerprints of Bimagnon Formation in Frustrated Ferromagnetic Chains

T. Momoi: JPSJ News and Comments **12** (2015) 09.

招待論文「生体高分子、分子機械、細胞における非平衡揺らぎ」

Nonequilibrium Fluctuations in Biological Strands, Machines, and Cells

S. Toyabe and M. Sano: J. Phys. Soc. Jpn. **84** (2015) 102001.

生命現象は、物理学が得意とする単純で静的な現象とは対照的に、複雑で多様かつ動的である。物理学は、生命現象を少数の自由度で記述し統一的な理解を与えることが可能であろうか？ 非平衡揺らぎはそのとっかかりを与えてくれる。マイクロなスケールを見てみると、生体高分子、分子機械、細胞などが、熱揺らぎや少数揺らぎなどの激しい揺らぎにさらされながら、平衡状態から大きく離れた非平衡状態で自律的に運動し、大きな揺らぎを生んでいる。実

験で比較的容易に測定できるこの非平衡揺らぎは、単なる雑音ではなく、システムに関する本質的な情報を含んでいると期待される。また、揺らぎの定理のような一般的に成り立つ対称性を持つことが知られている。本総説では、非平衡揺らぎがどのような性質を持つのか、また、揺らぎに含まれる情報をどうすれば取り出せるのか、生体高分子、分子機械、細胞の3つのマイクロな階層で、実験例を詳しく見ながら解説する。たとえば、揺らぎの対称性を上手く利用することで、非平衡状態にある生体高分子や分子機械の熱力学量を1分子での実験データから取り出せる。また、揺らぎを詳しく解析することで、細胞が周りの環境を知覚するメカニズムなど重要な知見が得られる。

ここでは日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2015年6月に掲載可となった中から2015年7月の編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice”(JPSJ 注目論文)を紹介しています。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部に電子メールで送っている「紹介文」をこの欄のために少し書き直したものです。専門外の読者を想定し、「何が問題で、何が明らかになったのか」を中心にした読み物であるので、参考文献などはなるべく省いています。なお、紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ 注目論文」でも公開しています。内容の詳細は、末尾に挙げる論文掲載誌、または、JPSJのホームページの「Editors' Choice」の欄から掲載論文をご覧下さい(掲載から約1年間は無料公開)。また、関連した話題についての解説やコメントがJPSJホームページの「News and Comments」覧に掲載されていますので、併せてご覧下さい。

JPSJの10月号には招待論文「生体高分子、分子機械、細胞における非平衡揺らぎ」が掲載されています。それについても簡単な紹介を致しました。

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。

日本物理学会誌 第70巻 第12号(2015年12月号) 予定目次

巻頭言

一会計理事から見た日本物理学会……………松井哲男
現代物理のキーワード

新しいハドロンの存在形態: エキゾチックな多クォーク状態
……………瀧澤 誠

シリーズ「国際光年 IYL2015 に寄せて」

望遠鏡: 宇宙認識の発展……………海部宣男
解説

核力はどこまで解っているか—3体核力の実験的な現状—
……………関口仁子

最近の研究から

クォークから中性子星へ—格子QCD計算を用いた新たな
挑戦— ……………井上貴史
ハロゲン化鉛ペロブスカイト太陽電池……………金光義彦, 山田泰裕

話題—身近な現象の物理—

超音波洗浄とソノルミネセンス……………崔 博坤

話題—企業の研究から—

ペタヘルツエンジニアリング創出に向けたアト秒光物性
~NTT物性科学基礎研究所における超高速光物理研究~
……………小栗克弥

JPSJの最近の注目論文から 12月号特集企画より

……………上田和夫

ラ・トッカータ

夫婦で物理を?……………森井政宏

学界ニュース

新著紹介

第70巻(2015) 総目次

主題別索引・著者索引・新著紹介欄原著者索引

Samuel Frederick Edwards 教授を偲んで

土井正男 (北京航空航天大学)



イギリスの物理学者のサミュエルフレデリック エドワーズ (Samuel Frederick Edwards) 教授が2015年5月7日に亡くなられた。彼は、統計物理、ソフトマター物理を中心に、物理学の様々な分野に新しい問題と新しい方法を持ち込み、その後の発展の礎となった多くの仕事をしてきた(文献1参照)。

Edwardsは1928年にウェールズのスワンジーに生まれた。ケンブリッジ大学在学中に奨学金を得てハーヴァード大学に移り、シュヴィンガー (Schwinger) (ファインマン (Feynmann), 朝永とともに1965年にノーベル賞受賞)のもとで博士号を取得している。その後、プリンストンの高等研究所を経て、1953年にイギリスバーミンガム大学の講師となった。このころの彼の関心は、場の理論の様々な分野への応用であり、固体の電気伝導理論、ランダム系の電子状態、乱流の統計理論などの仕事を行った。1963年には34歳の若さでマンチェスター大学の理論物理学講座の教授となった。

マンチェスター大学で、彼は化学者のジー (Gee), アレン (Allen) らと出会い、高分子に興味を持つようになった。1965年に高分子についての最初の論文を発表し、高分子の問題に、経路積分の方法が使えることを示した。続いて1966年には、高分子溶液に対して場の理論を展開し、相関効果の重要性を示した。問題設定の新しさと理論的手法のユニークさは読む者に衝撃を与えた。これらの華麗な理論展開の一方で、Edwardsはゴム弾性という古典的な問題に興味を持ち、二つの重要な仕事をした。一つは、架橋というゴム特有な系の統計力学を扱う方法としてレプリカ法の考案である。この仕事は高分子コミュニティではほとんど注目されることはなかったが、同じ方法をスピングラス系に適用したエドワーズ・アンダーソン (Edwards-Anderson)

の論文はこの分野の古典となった。もう一つの仕事は管模型の発明である。この仕事は、ドゥジェンヌ (de Gennes) によるレプテーション理論を経て、絡み合いという高分子物理における長い間の未解決問題の解決へとつながった。これらの仕事は、1960年代の停滞感のあった高分子物理に刺激を与え、ソフトマター物理という学問分野の創成につながるダイナミックな発展のきっかけとなった。

Edwardsは学問の世界だけでなく、科学行政にも積極的に加わり、科学評議会議長 (1973-1977), エネルギー省の首席科学顧問 (1983-1988) など数多くの政府の要職をつとめた。また、王立協会、物理学会副議長、数学会副議長などの学術会議のトップの仕事もつとめた。デービー賞 (イギリス化学会), ボルツマン賞, デイラック賞など数多くの賞を受賞している。1975年にはイギリス王室より Sir の称号を与えられている。

私は、1976年から78年までポスドクとしてEdwards先生のもとで研究する機会に恵まれた。Edwards先生は政府の重要な仕事をしているということは聞いていたが、偉い先生であるということを知ったのはずっと後になってからである。Edwards先生に最初に会ったときには、彼は科学評議会の議長というたいへん忙しいポストにあった。私と会うとすぐさま、紙をとりだして、その時興味を持っている問題を絵入りで説明してくれた。大きな会議テーブルのあるオフィスの黒板には、論文で見慣れた式が書いてあった。Edwards先生は忙しいので会えるのは2カ月に1度くらいであり、問題が難しいので、何の成果もないままに彼と会わなくてはならないこともあった。けれど、Edwards先生は私の進捗を聞くというよりは、彼の思い着いたこと、そのとき考えていることなどを話して

くれるのが常であった。彼の中には、こんこんと湧き出る泉があり、その水を惜しみなく分け与えてくれていたような気がする。彼と会った後は、いつもある種の知的なエネルギーで満たされているのを感じた。今にして思えば、そういう気持ちにさせてくれる人はとてもつまらない知的パワーと包容力を持った人であると思う。

Edwards先生が口癖にしていたことは、「最初の仕事をやれ」ということである。現在あるフィールドのなかで縄張り争いをするような仕事ではなく、未開のフィールドを開拓する仕事をやれということである。誰も考え付かなかった問題、誰もやったことのない問題であれば、少々難があっても、しばらくは注目されることなく、論文としてかならず価値が出て来ると言っていた。彼は、素粒子物理からスタートしたが、物理学者が手を付けなかったような高分子、コロイドなどの分野にも物理の問題があることを示した。彼のスピリットは若い人に受け継がれて、今日のソフトマター物理分野の底流を形づくっている。稀有な知的パワーを持ち、学問と行政の世界で挑戦を続け、その一方で、学生やポスドクには包み込むような優しさを持って接してくれた先生であった。心からご冥福を祈る。

参考文献

- 1) P. M. Goldbart, N. Goldenfeld and D. Sherrington, eds.: *Stealing the Gold* (Oxford, 2004).

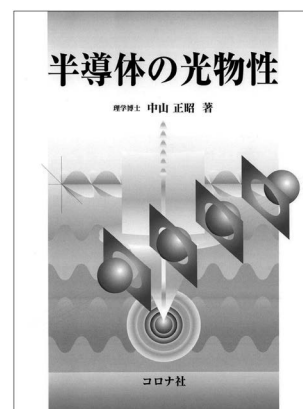
(2015年9月5日原稿受付)

中山正昭

半導体の光物性

コロナ社, 東京, 2013, vii+354p, 22×15 cm, 本体5,000円 [専門・大学院向]
ISBN 978-4-339-00852-4

片山 郁文 (横国大工)



赤崎, 天野, 中村の三氏が青色半導体レーザーの開発でノーベル賞を受賞したことは記憶に新しいが, その背景には長年日本において培われた, 半導体, 絶縁体の励起状態, 特に, 吸収, 発光などの光学的性質を理解するための取り組みがあった。近年もその取り組みは継続しており, 例えば, 位相固定光パルスによる励起や, 高強度光励起を通した極限光励起状態の物理を探るための研究などが盛んに行われている。本書はこのような長い歴史を持つ光物性の様々な研究を, 特に, 半導体やその超格子などにおける励起子効果, 高密度励起効果, 電子格子相互作用などに着目し, 豊富な実験結果と多数の参考文献を交えながら紹介しようとした意欲作である。

光物性分野は, 物質の基底状態に着目することの多い物性物理学の中にあつて, 励起状態の効果をあらわに考慮する必要のある, 数少ない分野のひとつである。このために, 本質的に多体効果である励起子効果が顕著になるなど, それを取り扱う理論も大変難しいものになりがちである。したがって, 光物性分野を学び始めると, 著者も前書きに記している通り「幾度となくその広さと深さに立ち尽くす」ことになる。本書はこのような広い分野をイメージとしてつかむための工夫として,

あえて詳細な理論には立ち入らず, 代わりに多くの図表が用いられており, 興味のある部分を深めていけるように多数の参考文献が用意されている。本書を一読すると著者のこの試みがおおむね成功しているものと分かる。

例えば, 光と物質の相互作用を記述する第二章では, 誘電関数やポラリトンといった光物性の基礎となる概念が分かりやすく記述されているが, 最終的には半古典的な取り扱いが破綻する付加的境界条件問題についての記述があり, 読者の興味を掻き立てる。また, 著者らの専門とする半導体薄膜や超格子構造の光物性に関する記述でも, 基礎的な事項に加えてブロッホ振動や, 量子カスケードレーザーの原理など, 発展的な話題も盛り込まれており, 対応する文献が列挙されている。このように, 基礎的な事項を押さえつつ, 光物性分野の広がりや体感できる点は本書の魅力の一つであると言えよう。また, 特によく用いられる半導体について物質パラメータが詳細に与えられており, 半導体の光物性研究に取り掛かる際に参考にすることができるようになって点も有用である。何か興味を持ったトピックについて調べたいときに辞書的に開いたり, 興味ある部分を文献で補完しながらじっくりと読んだりするための書籍として適している。

一方で, 多くの内容をコンパクトにまとめようとした結果, 例えば第一章の結晶構造, 対称性, バンド構造の記述は, 基本的にはすでに予備知識として固体物理学, 群論などの基礎を習得している読者でなければ, 本書だけでは理解が難しい。また, 一部のトピックが詳細に記述される一方で, 一部は引用のみであるなど, 内容的に少し偏りがあるかもしれない。例えば, ラマン散乱の記述はあるものの, その対となる赤外・遠赤外(テラヘルツ)分光の最近の研究についてはあまり言及がない。これは, できるだけ著者の自前のデータで構成しようとしたためであると思われる。しかしながら, これらを差し引いたとしても, 光物性研究を進める際に必要とされる基礎的な事項は網羅されているという点で, 本書は光物性分野の入り口に立つ研究者や, 半導体物性に興味を持つ読者に広く薦められる書籍である。

(2015年4月7日原稿受付)

Y. V. Kovchegov and E. Levin

Quantum Chromodynamics at High Energy

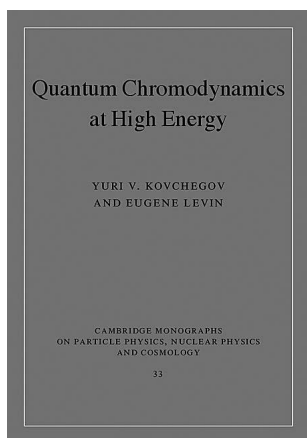
Cambridge Univ. Press, New York, 2012, x+339p, 25×18 cm, \$133.00 [専門・大学院向]
ISBN 978-0-521-11257-4

板倉 数記 (KEK)

凄い球を投げる投手がいるという。その球は, 速くなればなるほどボールから何か湧いて出てきて輪郭はぼやけていき, 大きくなっていくというも

のだ。勿論, 現実にはそんな「魔球」は不可能だが, なんとミクロの世界では似たことが起こるといえることが, この十数年の高エネルギーハドロン物理

の理論・実験研究において明らかになってきた。陽子や中性子は3つのクォークから成ると言われるが, 高エネルギー散乱ではクォーク間の力を媒介するグルーオンが多数生成したグルーオンだらけの「魔球」の状態になる。この「魔球」には「カラーガラス凝縮」や「グルーオン飽和」という名がついている。本書は, 近年急速に理解が深まってきたこの「魔球」に関する



世界で初めての解説書である。著者らは二人ともこの分野で非常に重要な貢献がある理論家たちだ。普通の陽子の状態からグルーオンだらけの「魔球」の状態までの変化を記述する方程式は、それを導出した方々の頭文字をとってGLR-MQ方程式やBK方程式などと呼ばれるが、このうちのLやKこそが、本書の二人なのである。本書の出版から既に3年が経過しているものの、現時点で類書はなく、その独自性は揺るがない。それどころかこの現象を直接探索する実験が計画されており、さらには周辺分野に影響を与え始めてもいるので、現象自体が知的好奇心を刺激することに加えて、その重要性・有用性は益々高まっている。

本書の内容を紹介しよう。第1,2章はQCD(量子色力学)の基礎、レプトンによる陽子の深非弾性散乱、陽子のパートン分布関数に対するDGLAP発展方程式などの摂動的QCDに基づく標準的事項の解説であり、これらに自信があれば第3章から入っても良い。第3章では、所謂「small- x の物理」(たくさん生成するグルーオンは小さな運動量比 $x \ll 1$ を持つことからこう呼ば

れる)を概観する。すなわち、グルーオン数の増加を記述する線形なBFKL方程式から、カラーグラス凝縮を記述する基礎方程式である非線形なBK方程式に至る大筋を与え、カラーグラス凝縮の出現の必然性が説かれる。

第4章からは、small- x の物理で標準的な理論的枠組みであるカラーダイポール描像を用いてBK方程式の導出やその解の性質が議論される。ここで面白いのは、BK方程式はある近似のもとで、反応拡散系を記述するF-KPP方程式と等価になり、BK方程式の解が持つ「幾何的スケリング」という性質が、F-KPP方程式の進行波解として再解釈できるという事実であろう。この発見により、カラーグラス凝縮の物理は非平衡統計力学とも関係する視点を獲得したことになる。

第5章ではBK方程式を導出する全く別の見方を紹介する。ここでは、高密度に凝縮したグルーオンたちを、ランダムに分布したカラー源がつくる輻射場として記述し、ランダムな分布による統計平均をとることで物理量を計算するという方法が導入される。この新しい視点は、カラーグラス凝縮の物理的性質を理解する重要な鍵であり、本書の中で概念的に最も重要な点である。評者はかつてカラーグラス凝縮を学び始めた時に、既知の複雑な物理が、直観的でシンプルな視点によって再定式化されるだけでなく、より深い物理的洞察を可能にするものになったことを理解して身震いするほど感動した。

これらの知的興奮に満ちた解説を経て、第6章ではBK方程式に対する高次補正の効果、第7,8章ではカラーグラス凝縮の枠組みにおける具体的な高エネルギー過程の記述方法が説明され

る。最後の章は、実験との比較、理論的記述の問題点、今後取り組むべき問題などの未解決問題が短く紹介される。この分野でテーマを探す人には有益であろう。

総じて、本書はカラーグラス凝縮を解説した最初の本として非常によく書かれていると思う。本書を読みこなせば、専門家たちが何を議論しているのかは分かるようになる。しかし実際に何か新しい計算に取り組んだり、活発に議論されているトピックに参入するには、参照されている文献に当たる必要はあるだろう。例えば、カラーグラス凝縮の理解を飛躍的に進めた高エネルギー重イオン衝突の物理に関する記述は乏しいが、衝突直後の「グルーオンだらけ」の状態の理解は進んでおり、重イオン衝突における熱平衡化の問題とも絡んで精力的に研究されている。また、カラーグラス凝縮の直接観測を目指す実験計画や、最近急速に理解が進んでいるスピン物理(核子の内部構造の理解)との関係などにも触れてほしかった。このようにカラーグラス凝縮の物理はその適用される領域を広げて重要性を増しており、本書の出版は時宜を得たものである。本書を学んだ優秀な若手が、この未開拓の分野に進出してくれることを期待する。

(2015年4月30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

最近の寄贈書より

大森賢治編：アト秒科学：1京分の1秒スケールの超高速現象を光で観測・制御する
化学同人、京都、2015、xi+178p、22×16 cm、本体3,800円

ISBN 978-4-7598-1805-5

日本物理学会編：宇宙の物質はどのようにできたのか：素粒子から生命へ

日本評論社、東京、2015、vi+195p、21×15 cm、本体2,400円

ISBN 978-4-535-78743-8

林 青司著、稲見武夫、川上則雄編：素粒

子の標準模型を超えて

丸善、東京、2015、xiii+396p、22×16 cm、本体5,500円(現代理論物理学シリーズ5)

ISBN 978-4-621-06509-9

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.php>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)

■理化学研究所所員

1. 研究員, 特別研究員又はテクニカルスタッフ何れか1名
2. テラヘルツ量子素子研究チーム
3. 半導体材料を用いた発光素子, 特に, 赤外・テラヘルツ半導体レーザの開発。
4. 決定後早期
5. 単年度契約の任期制職員で, 評価により2018年3月31日迄契約更新可
6. 研究員・特別研究員は博士号取得者(特別研究員は博士号取得後5年以内)。テクニカルスタッフは理工系大学修士課程卒業。上記職務に関連する研究分野の経験の有することが望ましい。
7. ○履歴書(写真貼付, e-mail記入) ○今迄の研究業績概要 ○研究業績リスト ○現職の所属長を含む推薦書1通

(現職の所属長から推薦書をもらうのが困難な場合は, 第三者による推薦書)

- 適任者が見つかり次第
- 980-0845 仙台市青葉区荒巻字青葉519-1399 理化学研究所テラヘルツ量子素子研究チーム 平山秀樹 電話022-228-2041 hirayama@riken.jp
- 簡易書留又は書留にて送付。

■東京大学物性研究所特任研究員

- 特任研究員若干名
- 各研究部門
- 物性科学における実験的又は理論的研究。
- 2016年4月1日以降
- 原則2年(年度更新), その後再応募可(但し, 1年)
- 博士号取得後10年程度迄の者(着任時迄に博士号取得が確実に見込まれる者含)。着任予定時に主たる職, 又は大学院生及び研究生等の身分を有しないこと。
- 履歴書 ○発表論文リスト ○主要論文別刷3編以内 ○今迄の主要業績のまとめ(2,000字以内) ○研究計画(2,000字以内) ○指導教員又は推薦者による本人に関する意見書
- 2015年11月20日(金)必着
- 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3501 issp-somu2@issp.u-tokyo.ac.jp
- 応募に際しては, 関連する物性研究所所員(教授又は准教授)と連絡をとって研究計画等の調整を行うこと。複数の研究室に跨る研究テーマに取り組む方も歓迎。封筒に「物性研究所研究員(○○○○所員担当)応募書類在中」と朱書き書留送付。週5日, 裁量労働制(週当たり38時間45分勤務)。年額約430万円, 応募書類不返却。

■東京工業大学理学院教授

- 教授1名
- 物理学系・物理学コース
- 素粒子・原子核・宇宙物理学分野及び関連する分野の実験的研究, 学部(1年次教育含)と大学院教育及び組織運営。
- 2016年4月1日以降早期
- なし(定年65歳)
- 物理学又は関連する分野において博士号を有すること。
- 履歴書 ○研究業績一覧 ○受賞歴, 外部資金獲得実績, 学会活動・社会貢献等実績一覧 ○研究成果(A4, 2頁),

教育実績 ○研究計画(A4, 2頁)と教育の抱負, 着任可能時期 ○照会可能者4名の氏名, 連絡先 ○主要論文5編 ○推薦書又は意見書2通(直接送付)

- 2015年11月27日(金)必着
- 東京工業大学大学院理工学研究科基礎物理学専攻 河合誠之 apply1509@phys.titech.ac.jp
- 必ず<http://www.phys.titech.ac.jp/koubo.html>にて詳細参照のこと。面接旅費は自己負担。

■神戸大学大学院理学研究科テニユアトラック教員

- テニユアトラック教員(特命助教, 特命講師, 特命准教授)1名
- 物理学専攻理論物理学講座素粒子宇宙理論分野
- 宇宙物理学理論分野。全学共通科目, 学部, 大学院物理学科目の担当。
- 2016年10月1日
- 2021年9月30日迄。但し業績評価を行いテニユア教員に採用される可能性有。
- 2016年9月30日時点で取得後10年以内の博士号を有する者。
- 履歴書 ○研究業績リスト及び主要論文別刷5編以内(コピー可) ○研究業績概要(A4, 2枚以内) ○今後の研究計画及び教育に関する抱負(A4, 2枚以内) ○過去に研究代表者として獲得した科学研究費等の外部資金があれば, その情報 ○照会可能者2名のリスト(氏名, 連絡先) ○日本語による教育ができる事が, 学歴又は職歴から明らかではない場合は, 日本語の能力を示す資料。
- 2015年12月4日(金)必着
- 657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1 神戸大学大学院理学研究科 齋藤政彦 mhsaito@math.kobe-u.ac.jp
- 封筒に「テニユアトラック教員応募書類在中」と朱書き書留で送付。応募書類原則不返却。

■大阪大学大学院理学研究科教授

- 教授1名
- 物理学専攻量子物理学講座
- 物性理論
- 決定後早期
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書(最後に着任可能時期明記) ○業績リスト(主要業績に印) ○研

究業績概要 (A4, 3頁以内) ○主要論文5編の別刷又はコピー ○研究計画と教育についての抱負 (A4, 3頁以内) ○照会可能者3名の氏名と連絡先 (内1名以上は外国在住の研究者)

- 2015年12月7日(月) 必着
- ①560-0043 豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 田島節子
- ②同上 黒木和彦 電話 06-6850-5738 kuroki phys.sci.osaka-u.ac.jp
- 封筒に「量子物理学講座教授応募書類在中」と朱書きし、書類と併せて、そのpdfをCD-ROM又はUSBメモリに入れて同封の上、簡易書留又は書留で送付。本学は男女共同参画を推進している。

■物質・材料研究機構定年制職員

- 研究職(正職員)
- 2015年12月11日(金)
- ②305-0047 つくば市千現1-2-1 物質・材料研究機構企画部門人材開発室 電話029-859-2555 nims-recruit nims.go.jp
- 応募方法等詳細は<http://www.nims.go.jp/employment/permanent-staff.html>参照。

■東京大学物性研究所客員所員

- 以下の通り
- 以下のテーマ
- テーマ限定型(各1名), a: スピン軌道結合の強い電子系における磁気輸送現象の理論的研究, b: スピンのメカトロニクス, c: 細孔性金属錯体に吸着した酸素分子磁性の中性子散乱, d: 超高分解能光電子分光や時間分解光電子分光を用いた強相関物質の研究, e: プロトン-電子機能界面物質, f: 表面界面の機能化とダイナミクス。テーマ提案型(教授・准教授2~3名), 応募者がテーマを提案。
- abdef: 2016年4月1日, c: 2016年10月1日
- bde: 1年, acf: 半年
- <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/jobs/index.html>参照。
- 2015年12月18日(金)
- 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3207 issp-jinji issp.u-tokyo.ac.jp
- 応募時は所員に要連絡。封筒には「客員教授(准教授)応募書類在中」と朱書き書留送付。

学術的会合

学術的会合の標準様式(1件500字以内)

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

■日本写真学会第23回カメラ技術セミナー

主催 日本写真学会カメラ技術研究会
日時 2015年11月18日(水)
場所 国立オリンピック記念青少年総合センター(151-0062東京都渋谷区代々木神園町3-1)

内容 今やカメラといえば、デジタルカメラが隆盛となり、各社とも精密機械、光学、電気、情報処理の融合による新たな価値提案を行っている。そのような状況の中で、若手技術者に各種技術情報を提供し、また技術者同士の交流の場を提供しようという目的からカメラ技術セミナーが開催され、本年で23回目を迎える。今回もタイムリーな情報を提供すべく、各分野にてご活躍の方々に講演をお願いしている。

定員 170名
参加費 10,000円、学生4,000円
申込 http://spstj.org/event/form_nissya_event.php?id=127より

参加申込締切 2015年11月11日(水)(定員になり次第締切)

連絡先 164-8678 東京都中野区本町2-9-5 日本写真学会事務局 山岸 治 電話03-3373-0724 Fax 03-3299-5887 spstj pht.t-kougei.ac.jp http://spstj.org/event/nissya_e_syosai_127.html

■日本磁気学会第204回研究会「磁気イメージングチュートリアル~研究を加速させる可視化技術の初歩から最先端まで~」

主催 日本磁気学会
日時 2015年11月25日(水) 10:30~16:20
場所 中央大学駿河台記念館320号室(東京都千代田区神田駿河台3-11-5)

内容 磁気特性を評価する技術は年々発展しており、中でも面で磁気特性を評価する磁気イメージング技術は、磁性体の特性及び磁気に関する相互作用を、空間分

布迄捉える事ができる為多くの有意義な情報を得る事ができる。この為材料開発から様々なデバイス開発に至る迄、磁気イメージング技術は重要なものとなっているが、技術の高度化・複雑化に伴い、これらの技術を使いこなすにはより専門的な知識が求められるようになってきている。磁気イメージング技術に関する日頃の疑問を解消し、そのポテンシャルを最大限利用する為、磁気イメージングチュートリアルと題し研究会を開催。

定員 60名
参加費 3,000円(資料代込)、学生無料、資料代のみ1,000円
申込 当日受付
連絡先 東京都千代田区神田小川町2-8 日本磁気学会事務局 担当者 杉村 電話 03-5281-0106 msj bj.wakwak.com http://www.magnetics.jp/event/research/topical_204/

■表面科学セミナー2015「人工光合成~固体表面での光エネルギー変換の最先端と将来像~」

主催 日本表面科学会
協賛 日本物理学会
日時 2015年11月26日(木)
場所 東京大学理学部化学館(化学本館)5階講堂(113-0033東京都文京区本郷7-3-1 電話03-3812-2111)
内容 固体表面を反応場として行われてきた光エネルギー変換の研究の歴史・背景から、現在一線で活躍されている先生方の、研究成果や将来展望について講演する。

定員 100名
参加費 5,000円、学生2,500円
参加申込締切 2015年11月19日(木)
連絡先 113-0033 東京都文京区本郷2-40-13 本郷コーポレーション402 日本表面科学会事務局 電話 03-3812-0266 Fax 03-3812-2897 shomu sssj.org <http://www.sssj.org>
その他 詳細は<http://www.sssj.org>参照。

■薄膜・表面物理分科会特別研究会「走査型プローブ顕微鏡(29) & ICSPM23」

主催 応用物理学会
日時 2015年12月10日(木)~12日(土)
場所 ヒルトンニセコビレッジホテル(048-1592 北海道虻田郡ニセコ町 電話 0136-44-1111)
内容 SPM研究における第一線の研究者を招待し、先端の研究成果や各国の現状に関してご講演をお願いすると共に、境

界領域各分野の理解を深める事も目的とする。

定員 120名

参加費 51,000円, 学生38,000円

参加申込締切 2015年11月26日(木)

連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル7階 応用物理学分会科会担当 小田康代 電話 03-5802-0863 Fax 03-5802-6250 oda_jsap.or.jp
http://dora.bk.tsukuba.ac.jp/event/ICSPM23/

■幾何誘起新電子系物質科学に関する国際ワークショップ

主催 幾何誘起新電子系物質科学研究会

共催 名古屋大学大学院工学研究科

日時 2015年12月12日(土)~13日(日)

場所 野依記念学術交流館(464-8602名古屋千種区不老町 電話052-788-6121)

内容 トポロジー・離散幾何学等の現代幾何学と最先端物質科学の新たな融合領域の展開を目的に、当該分野で活躍する国内外の数学者・物理学者・化学者を一堂に介し、情報交換・意見交換を行う。

定員 250名

参加費 無料

参加申込締切 2015年11月30日(月)

連絡先 464-8603名古屋千種区不老町名古屋大学工学研究科マテリアル理工学専攻 尾上 順 電話/Fax 052-789-3784 j-onoe nucl.nagoya-u.ac.jp

■The 75th Okazaki Conference Tensor Network States: Algorithms and Applications 2016

日時 2016年1月11日(月・祝)~14日(木)

場所 岡崎コンファレンスセンター(444-0864岡崎市明大寺町伝馬8-1)

内容 This workshop will focus on the recent developments on tensor network based algorithms and applications. It will host the discussion of current problems and developments among the leading researchers, aiming to promote interactions between selected fields from statistical mechanics to condensed matter, from quantum chemistry to nano-technology and high energy physics.

参加費 無料

連絡先 444-8585岡崎市明大寺町字西郷中38番地 自然科学研究機構分子科学研究所 鹿野 豊 電話 0564-55-7419 yshikano ims.ac.jp http://qm.ims.ac.jp/tnsaa2016/

■CEMS International Symposium on Dynamics in Artificial Quantum Systems

主催 理化学研究所創発物性科学研究センター

日時 2016年1月12日(火)~14日(木)

場所 東京大学先端科学技術研究センター ENEOSホール(153-8904東京都目黒区駒場4-6-1 電話03-5452-5076)

内容 量子情報エレクトロニクスに適用される様々な量子系のダイナミクスとその制御・観測技術に関して国内外の研究者を招いて議論する。

定員 100名

参加費 無料

ポスター発表申込・概要提出締切

2015年11月30日(月)

参加登録締切 2015年12月31日(木)

連絡先 351-0198和光市広沢2-1 理化学研究所創発物性科学研究センター超伝導量子エレクトロニクス研究チーム 島田 牧子 電話 048-467-4088 daqs2016 riken.jp

その他 詳細は<http://www.cems.riken.jp/jp/events/cems-international-symposium-on-dynamics-in-artificial-quantum-systems>参照。

■KAST教育講座「走査型プローブ顕微鏡の最新活用術」

主催 神奈川科学技術アカデミー

日時 2016年2月15日(月)

場所 かながわサイエンスパーク内KAST講義室(220-0033川崎市高津区坂戸3-2-1 電話 044-819-2033)

内容 走査型プローブ顕微鏡(SPM)を特集。微小領域観察の基礎、応用、先端研究のそれぞれの立場から今を論じ、材料の評価・分析、改良、開発におけるSPMの活用の今後を展望。光学顕微鏡にはじまり、SEMやTEMによるナノレベル観察の現状を概観。その上で、STMや原子間力顕微鏡(AFM)の基本を踏まえつつ、ナノレベルの物性評価において、近年多様化・高機能化・ハイブリッド化が著しく進む各種プローブ顕微鏡の活用の実際を詳しく解説。日常的に材料と向き合い苦戦されている方はもちろん、SPMの活用を最新活用事例等から改めて考え直したい研究者・技術者にとって、本講座は大いに役立つものと期待。

定員 20名

参加費 20,000円

連絡先 神奈川科学技術アカデミー 教育研修グループ 水野 電話 044-819-2033 Fax 044-819-2097 ed_newkast.or.jp

■Rare Earths 2016 in Sapporo, JAPAN

主催 日本希土類学会

協賛 日本物理学会

日時 2016年6月5日(日)~10日(金)

場所 北海道大学学術交流会館(060-0808札幌市北区北8条西5丁目)

内容 希土類元素及びアクチノイドのf元素群に焦点を当て、基礎学問と応用研究の両面から、幅広いトピックスについて討論が行われる。化学、物理学はもちろん、材料科学、地球科学、環境科学、及び生物学における様々なトピックスについて、最新の研究成果が発表される。

定員 未定

参加費 2016年4月15日(金)迄:一般60,000円, 学生25,000円。2016年4月16日(土)以降:一般70,000円, 学生30,000円。(Banquet:6月8日札幌ビール園にて、7,000円(4/15迄)、9,000円(4/16以降))

アブストラクト締切 2016年1月8日(金)

事前登録締切 2016年5月15日(日)

連絡先 565-0871吹田市山田丘2-1 大阪大学大学院工学研究科応用化学専攻内日本希土類学会事務局 電話06-6879-7352 Fax 06-6879-7354 kidorui chem.eng.osaka-u.ac.jp

■Joint RCBJSF-IWRF Conference

主催 Joint RCBJSF-IWRF Conference実行委員会

協賛 日本物理学会

日時 2016年6月19日(日)~23日(木)

場所 くにびきメッセー島根県立産業交流会館一(690-0826松江市学園南1-2-1 電話0852-24-1111)

内容 日本・ロシア・独立国家共同体・バルト3国で開催しているRCBJSF(13th Russia/CIS/Baltic/Japan Symposium on Ferroelectricity)と、世界各地で開催しているIWRF(International Workshop on Relaxor Ferroelectrics 2016)の強誘電体に関する合同会議。実験手法から理論・計算、チタン酸バリウムからリラクサー・マルチフェロイックス迄、広くて深い強誘電体の物理を議論する。

参加費 2016年4月30日迄:35,000円, 学生10,000円。2016年5月1日以降:40,000円, 学生15,000円。

講演申込締切 2016年1月9日(土)

参加申込締切 2016年5月31日(火)

連絡先 690-8504松江市西川津町1060 島根大学教育学部 塚田真也 電話0852-32-6304 tsukada edu.shimane-u.ac.jp http://www.ipc.shimane-u.ac.jp/rcbjsf-iwrf/

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

- 名称 ○対象 (1行18字で7行以内)
- 助成内容 ○応募方法 (1行18字で4行以内) ○応募締切 (西暦年月日, 曜日)
- 詳細問合せ先 (郵便番号, 住所, 所属, 担当者名, 電話, Fax, e-mail等)
- その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■会員専用ページ：ユーザ名とパスワード

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

11月ユーザ名 : 15Nov

パスワード: Percy482

12月ユーザ名 : 15Dec

パスワード: Hideki431

ユーザ名とパスワードは巻頭言の前の広告ページにもあります.

行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2015年 9月(～16年 3月)	一般相対性理論誕生100年記念市民講演会	弘前(青森), 仙台, 新潟, 神岡(岐阜), 長岡(新潟), つくば(茨城), 東京, 名古屋, 京都, 大阪, 広島	70-9
11/5～7	生物・医学を物理する:放射線と物理, 医療を物理する, 生命システムのモデリング	京都市	70-6
11/6	有機分子・バイオエレクトロニクス分科会講習会「次世代太陽エネルギー変換デバイスの研究開発を支える先端計測」	調布市(東京)	70-9
11/6	日本希土類学会第33回講演会	東京	70-9
11/6～8	第54回NMR討論会(2015)	習志野市(千葉)	70-8
11/9～11	熱電材料科学に関する国際会議2015(TMS2015)	名古屋市	70-10
11/10～12	第56回高压討論会	広島市	70-6
11/13	第67回白石記念講座「新しい世紀の形態計量学—数学と鉄鋼研究のコラボレーション—」	東京	70-9
11/13～15	第9回物性科学領域横断研究会—凝縮系科学の最前線—	東京	70-10
11/16～18	第28回国際超電導シンポジウム(ISS2015)	東京	70-9
11/17～18	第13回X線結像光学シンポジウム	名古屋市	70-9
11/17～18	Int. Symp. on Present and Future of Material Sciences	豊中市(大阪)	70-10
11/18	日本写真学会第23回カメラ技術セミナー	東京	70-11
11/18～19	The 2nd Int. Symp. of the Interactive Materials Science Cadet Program	豊中市(大阪)	70-10
11/20	第26回プラズマエレクトロニクス講習会～プラズマプロセスの基礎と先端分野への応用～	東京	70-10
11/24～25	第33回量子情報技術研究会(QIT33)	厚木市(神奈川)	70-8
11/25	日本磁気学会第204回研究会「磁気イメージングチュートリアル～研究を加速させる可視化技術の初歩から最先端まで～」	東京	70-11
11/26	第44回薄膜・表面物理基礎講座(2015)「二次元層状物質の基礎物性と応用」	東京	70-10
11/26	表面科学セミナー2015「人工光合成～固体表面での光エネルギー変換の最先端と将来像～」	東京	70-11
11/27～28	表面・界面スペクトロスコープ2015	嵐山(埼玉)	70-9
11/28	日本物理学会北陸支部定例学術講演会	金沢市	70-10
12/1～3	2015年真空・表面科学合同講演会/第35回表面科学学術講演会・第56回真空に関する連合講演会	つくば市(茨城)	70-7
12/1～4	第4回国際ワークショップ「微小光共振器とその応用」(WOMA2015)	札幌市	70-9
12/1～4	総研大アジア冬の学校(AWS2015)	土岐市(岐阜), 岡崎市(愛知)	70-10

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2015年			
12/5~6	第16回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会	奈良市	70-9
12/6	市民講座「物理と宇宙」第3回	京都市	70-10
12/9	第34回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム	小金井市(東京)	70-9
12/10~12	薄膜・表面物理分科会特別研究会「走査型プローブ顕微鏡(29) & ICSPM23」	ニセコ町(北海道)	70-11
12/12~13	幾何誘起新電子系物質科学に関する国際ワークショップ	名古屋市	70-11
12/18~20	量子エレクトロニクス研究会「極限計測の科学と技術」	山中湖村(山梨)	70-10
2016年			
1/11~14	The 75th Okazaki Conf. Tensor Network States: Algorithms and Applications 2016	岡崎市(愛知)	70-11
1/12~14	CEMS Int. Symp. on Dynamics in Artificial Quantum Systems	東京	70-11
1/13~17	表面・ナノ科学シンポジウム2016(SSNS'16)	富良野市(北海道)	70-9
2/15	KAST教育講座「走査型プローブ顕微鏡の最新活用術」	川崎市(神奈川)	70-11
2/28~3/2	10th Int. Conf. on Optics-photonics Design & Fabrication	Ravensburg-Weingarten(ドイツ)	70-10
3/19~22	日本物理学会第71回年次大会(東北学院大学)	仙台市	日本物理学会
6/5~10	Rare Earths 2016 in Sapporo, JAPAN	札幌市	70-11
6/12~16	The 11th Int. Conf. on Coatings on Glass and Plastics	Braunschweig(ドイツ)	70-8
6/19~23	Joint RCBJSF-IWRF Conf.	松江市	70-11
6/19~24	The 14th Int. Symp. on Nuclei in the Cosmos	新潟市	70-8
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会(金沢大学)(物性)	金沢市	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会(宮崎大学)(素核宇)	宮崎市	日本物理学会

編集後記

高校の頃からいわゆるクラシック音楽というもののファンでよく聴いている。しかし私が子供の頃から持っていた素朴な疑問の一つに、あのオーケストラの「指揮者」というものは本当に必要なのだろうかという問題があった。明治維新後に新政府が派遣した遣欧使節団は、ヨーロッパで見たオーケストラの演奏を見て、中央で棒を振っている人は一体何をやっているのか？と疑問に感じたそうであるが、現代を生きる私でさえそれと同じ疑問を抱く。いや、多くの人々も(口にこそ出さないが)実はそう思っているのではないか？

音楽に携わる人たちに意見を求めたこともあるが、その答えも様々であった。オーケストラのメンバーがみんな名手なら指揮者はいなくても演奏できるとか、指揮者が素人のときはコンサートマスターが指揮者の代わりをするとか... しかしどの回答も私を満足させることはできなかった。ただ、現実にクラシックCDのジャケットを見るとそこにあるのは指揮者の写真であることが多いし、録音自体も例えば「フルトヴェン

グラーの運命」という呼び方で呼ばれることが多い。やっぱり指揮者が大事なんだろうなと思いつつ釈然としない日々を送っていた。

しかし、先日ある知り合いとの飲み会で私なりに納得できる説明を聞く機会があった。その人は専門の音楽家で、ニューヨークである高名な指揮者のもと演奏する機会があったそうである。その指揮者は博覧強記で有名らしく、オーケストラの指揮をする際に譜面を見ないらしい。ここまでよく聞く話だが、それに続いて彼女はこう言ったのである。「どんな曲を指揮するときも譜面を見ないから怖くてしかたなかった。ちゃんと譜面を見ながら振って欲しかった。」

これを読んだ諸氏の感想はどうだろうか。少なくとも私はこれを聞いて、演奏者たちは指揮者のいうように演奏しているのだということが初めてわかった。彼女は単に指揮者への不満を述べただけなのだが、それは期せずして指揮者がオーケストラにとって不可欠どころか演奏される音楽そのものといってよいということを、私にはっきりと印象づけたのである。

このことは、専門家にとって自明なことを一般人にわからせるのは難しい問題であり、また納得させるためには専門知識とは別のスキルや方法が必要であるということを端的に表していないだろうか。専門家は自明のことは言いたがらないもので、つい、「みんなが名手なら指揮者はいなくてもOK」のような答えが平易でかっこいい説明だと思いがちではないか。そう考えると学会誌の役割というものも見えてくるような気がする。専門外の人に専門家がわかりやすく語りかける。しかしそのわかりやすく、とは単に平易に語るということでは断じてない。もちろんそのためにはどうしたらよいのか？と問われると明快に答えるのはとても難しい。わかる、というレベルも人によって千差万別であるし、またわからないと言っている人の方が実はわかっている場合も多い。結局、みんなでわかる、わからないといって話しあうことによりわかりやすさを追求するという日本的なやり方が一番いいのかもしれない。そういうことを思いつく、今日も私はその記事とても難しいんですけど... と言いつける。

沖本洋一 <

編集委員

森川 雅博(委員長), 長谷川修司,
石岡 邦江, 今村 卓史, 沖本 洋一,
加藤 岳生, 岸根順一郎, 栗田 玲,
桑本 剛, 鈴木 康夫, 須山 輝明,
高須 昌子, 田島 俊之, 田中 良巳,
田沼 肇, 常定 芳基, 藤井 芳昭,
松尾 泰, 松本 重貴, 水崎 高浩,

南 龍太郎, 目良 裕, 望月 維人,
李 哲虎, 渡邊 康, 片山 郁文,
板橋 健太, 藤山 茂樹
(支部委員)
飯塚 剛, 石井 史之, 奥西 巧一,
黒岩 芳弘, 酒井 彰, 中村 光廣,
野村 清英, 松井 広志, 水野 義之,
溝口 幸司

新著紹介小委員会委員

片山 郁文(委員長), 浅野 勝晃,
安藤 康伸, 宇田川将文, 大西 宏明,
郡 宏, 越野 和樹, 小山 知弘,
西浦 正樹, 長谷川秀一, 廣政 直彦,
間瀬 圭一, 三輪 光嗣, 山本 貴博

第 71 期 (2015 年 3 月 31 日~2016 年 3 月 31 日) 理事・監事

会 長	藤井保彦	副 会 長	柴田利明
庶 務 理 事	板倉明子・小形正男・大槻東巳・香取浩子・小林研介・櫻井博儀・須藤彰三 松川 宏		
会 計 理 事	小林研介(兼任)・澤 博・松井哲男・松川 宏(兼任)		
会誌編集委員長	森川雅博	JPSJ 編集委員長	上田和夫 PTEP 編集委員長 坂井典佑
刊 行 委 員 長	小林富雄	監 事	波田野彰・三宅康博

本誌の複写をご希望の方へ

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

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、学著協より許諾を受けて下さい。

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

※複写以外の許諾(著作物の転載等)に関しては、学著協に委託しておりません。

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

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

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

日本物理学会誌 第70巻 第11号 (平成27年11月5日発行) 通巻797号

©日本物理学会 2015

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。