

日本物理学会誌

- 極紫外自由電子レーザー場における原子の非線形過程
- 超弦理論と結び目ホモロジーの統一理論
- 不安定核構造を映す電子顕微鏡をつくる

BUTSURI

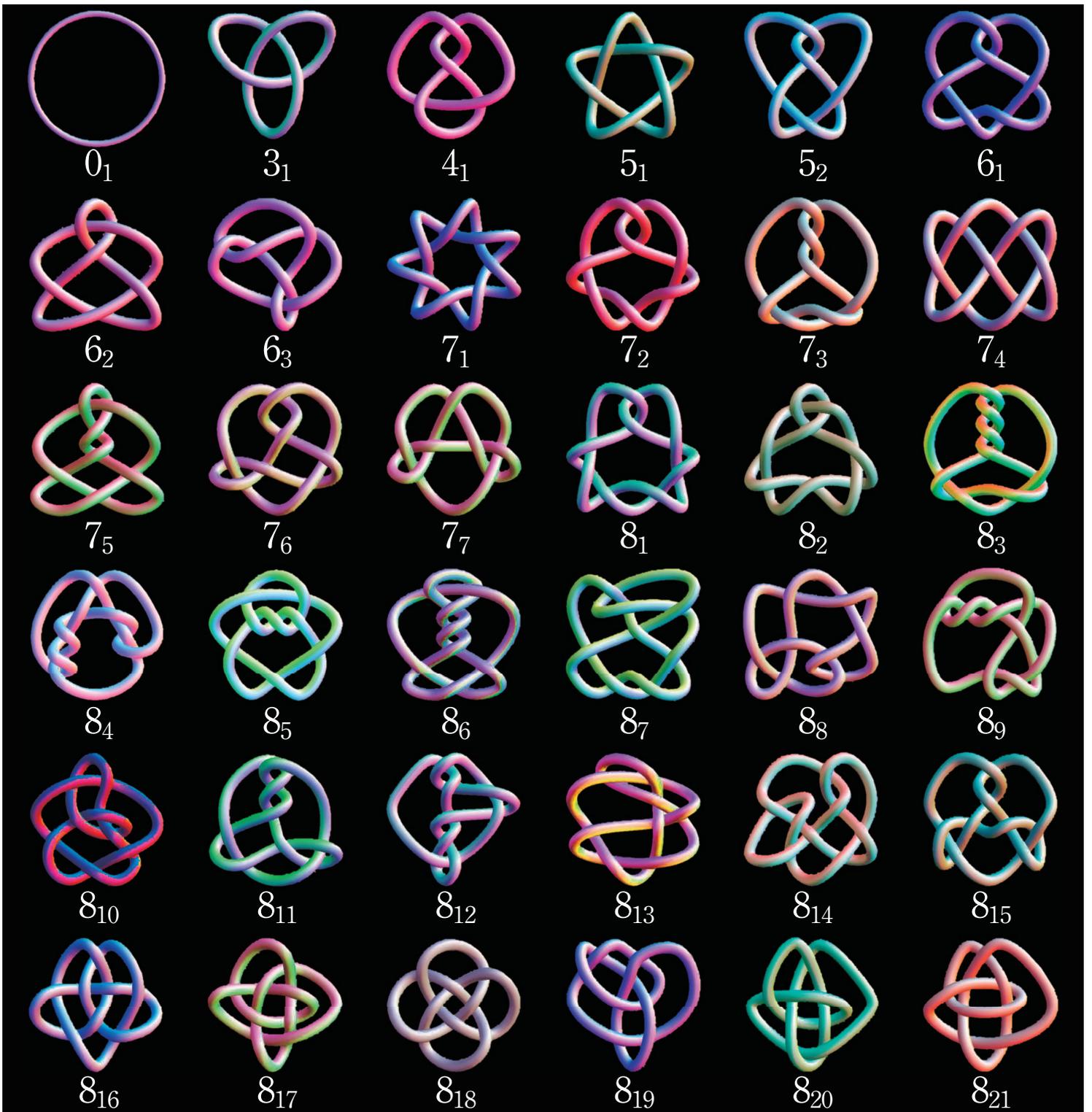
第68巻 第12号(通巻769号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成25年12月5日発行 毎月5日発行

2013 VOL. 68 NO.

12

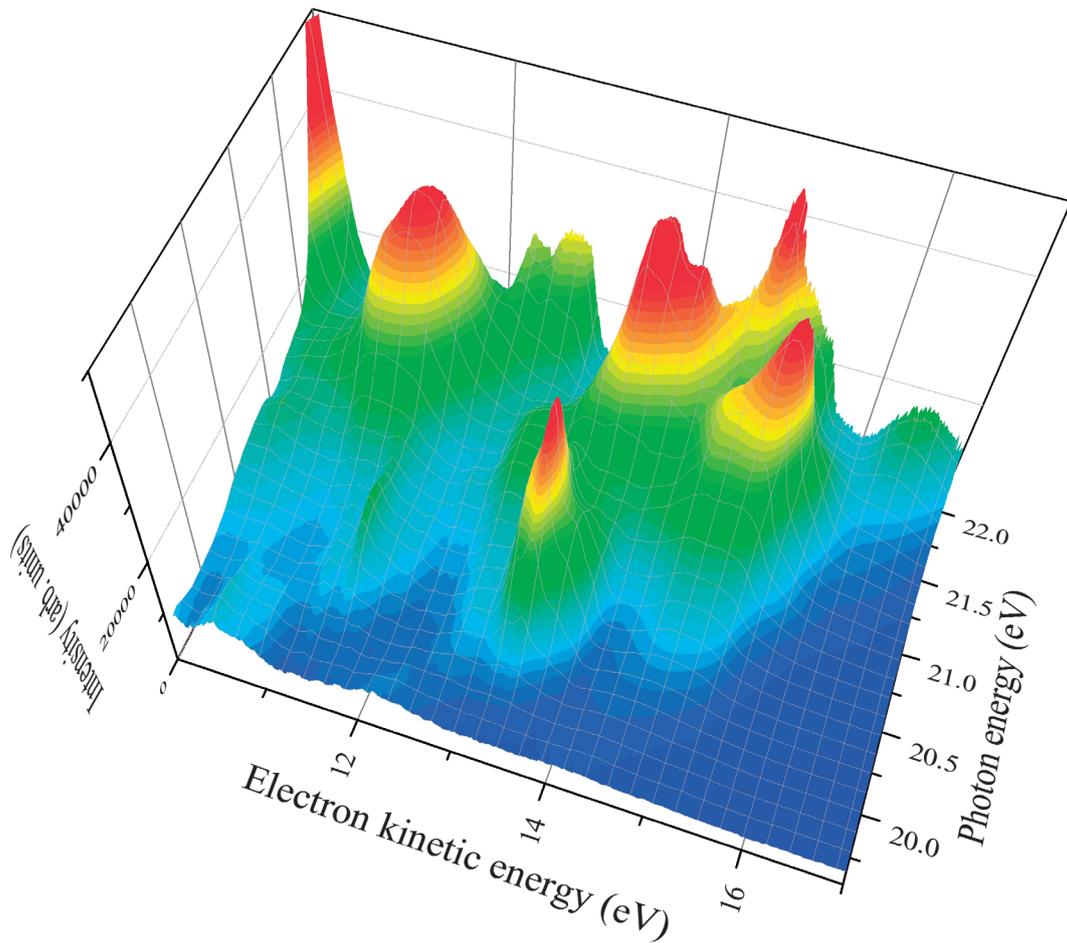


口絵：今月号の記事から	791
巻頭言 会費の使い道	野崎光昭 793
解 説 極紫外自由電子レーザー場における原子の非線形過程 	
	伏谷瑞穂, 彦坂泰正, 菱川明栄 794
	超弦理論と結び目ホモロジーの統一理論 藤 博之 801
実験技術 不安定核構造を映す電子顕微鏡をつくる	
	若杉昌徳, 大西哲哉, 須田利美, 栗田和好 810
最近の研究から 実験室加速器物理	岡本宏己, 伊藤清一, 檜垣浩之 818
	多種多様な RI ビームのスピンを操る 市川雄一, 上野秀樹 823
JPSJの最近の注目論文から 8月の編集委員会より	安藤恒也 828
談話室 成田倉庫の物理学会所蔵の文書について	岡本拓司 831
	学生とマルチメディア入り電子書籍を作る 小方 厚 832
新著紹介	834
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他 837
行事予定	840
会 告	■JPSJ オンラインジャーナル URL 変更のお知らせ ■2013 年会費未納の方へお知らせ ■2014 年分 (2014 年 1 月～12 月) 会費自動振替の実施について ■賞および研究援助の候補者の募集について ■第 69 回年次大会の参加登録・講演概要集購入のご案内 (講演申込者以外の方への案内です) ■第 10 回 Jr. セッションの開催 ■第 69 回年次大会会場における託児室の設置について ■第 69 回年次大会講演概要集原稿の書き方および提出について ■2013 年 11 月 1 日付新入会者 842
本会記事	■2013 年秋季大会 ■2013 年秋季大会の忘れ物 ■日本物理学会 第 8 回若手奨励賞受賞者 42 名 (五十音順) 847
本会関係欧文誌目次	850
第 68 巻 (2013) 総目次	i
主題別索引・著者索引・新著紹介原著者索引	vii

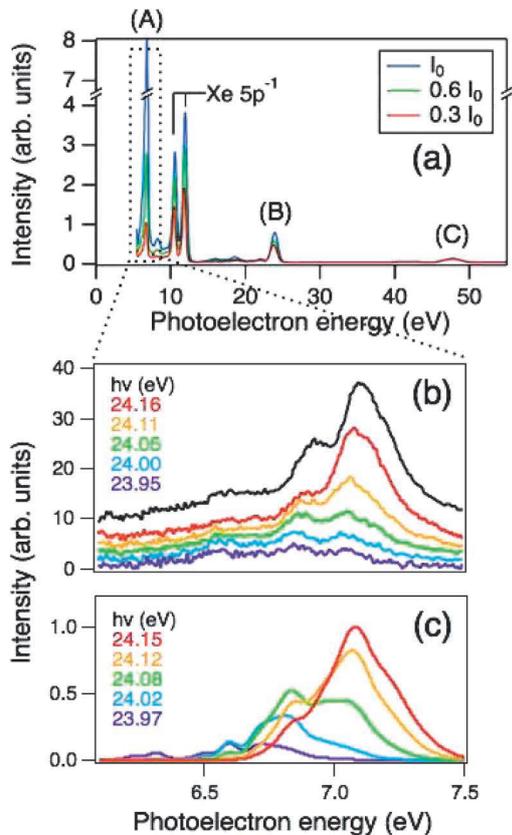
表紙の説明 紐の両端の結び方によって、様々な結び目図形が作り出される。結び目図形の研究は数学の大問題の一つであり、また、結び目のトポロジーは高分子化学や DNA, RNA の研究にもしばしば応用され、物理学と深い関わりを持っている。表紙の絵は「Rolfsen の表」と呼ばれ、交差数が小さな結び目図形を分類したものである。これらの結び目は、様々な多項式さらには結び目ホモロジーで区別、分類される。詳細は本号に掲載されている藤 博之氏の「解説」記事を参照のこと。

Graphic Page		791
Editorial		
<i>How to Use Your Membership Fee</i>	Mitsuaki Nozaki	793
<hr/>		
Reviews		
<i>Nonlinear Processes of Atoms in Intense EUV Free-Electron Laser Fields</i>	Mizuho Fushitani, Yasumasa Hikosaka and Akiyoshi Hishikawa	794
<i>Superstring Theories and Unification of Knot Homologies</i>	Hiroyuki Fuji	801
<i>Development of a Femto Scope for Short-Lived Unstable Nuclei</i>	Masanori Wakasugi, Tetsuya Ohnishi, Toshimi Suda and Kazuyoshi Kurita	810
Current Topics		
<i>Laboratory Accelerator Physics</i>	Hiromi Okamoto, Kiyokazu Ito and Hiroyuki Higaki	818
<i>Spin Control of Various RI Beams</i>	Yuichi Ichikawa and Hideki Ueno	823
<hr/>		
JPSJ Selected Papers in the Latest Issue		Tsuneya Ando 828
Forum		
<i>JPS's Documents in Narita</i>	Takuji Okamoto	831
<i>Writing an E-Book Containing Multimedia Data with Students</i>	Atsushi Ogata	832
Book Reviews		834
<hr/>		
Notice Board		837
<hr/>		
JPS Announcements		842
JPS News		847
<hr/>		
Contents 2013		i
Index 2013: Subject Index, Author Index, Original-Author Index for Book Reviews		vii

解説 「極紫外自由電子レーザー場における原子の非線形過程」 p.794

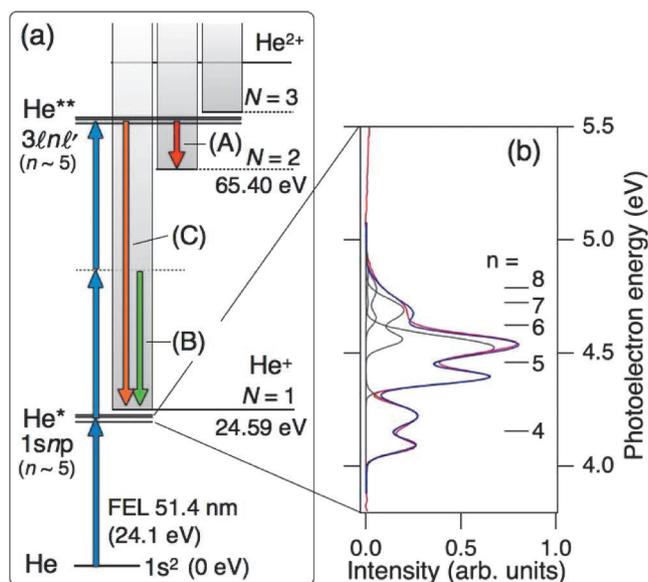


極紫外域の高強度自由電子レーザーパルスを Ar 原子に照射した際に観測された 3 次元光電子マップ。レーザーショット毎に光電子スペクトルを解析し、光子エネルギー順に並べてプロットしたもの。レーザー場強度 $\sim 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ 。Ar から Ar^{2+} への 3 光子 2 重イオン化が様々な中間状態への共鳴によって大きく促進されていることがわかる。



(a) 高強度極紫外域自由電子レーザー場（波長 51 nm）における He 原子の光電子スペクトル。光電子ピーク (B) は 2 光子吸収過程，(A) と (C) は 3 光子過程に由来するピークである。最も強いレーザー場強度 ($I_0 \sim 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$) では、光電子信号強度は (A) が (B) の 20 倍以上強いことが見てとれ、3 光子過程が 2 光子過程より効率よく起きていることがわかる。(b) 光電子ピーク (A) の高分解能スペクトルとそのシングルショット解析の結果。光子エネルギーのわずかな変化に伴ってピーク強度と形状が大きく変化することが見てとれる。(c) 時間依存シュレディンガー方程式に基づく理論計算による光電子スペクトル。(b) に示した実験結果とのよい一致がみられ、微細構造が 2 電子励起状態への共鳴に由来することを示している。

(a) He 原子のエネルギー準位図および光電子ピーク (A), (B) および (C) の帰属 (上図参照)。(b) 極紫外-紫外ポンプ-プローブ計測による光電子スペクトル。1 光子吸収で $1s$ 軌道にある 2 つの電子のうち 1 つが主量子数 $n \sim 5$ のリュードベリ準位に励起されていることがわかる。これは、もう一つの $1s$ 電子が 2 光子励起される際にリュードベリ電子の主量子数がほとんど変化しない、すなわち $1s$ コア電子の励起が独立して起きていることを示している。実は、この特殊な励起過程が 3 光子過程の増強の主な原因となっている。



会費の使い道

野崎光昭 (会計担当理事)

会計担当理事として学会の財政と活動について意見を述べたい。会計担当理事は4名、理事の任期に合わせて2年ごとに半数交代となっており、予算を作成し、決算をとりまとめる。といっても実務は優秀な事務局スタッフがやるので、理事は、方針の決定と懸案事項が出た場合に判断を下すのが勤めと認識している。本会の財務状況など、30年以上の会員歴を持つ筆者でも担当理事になるまで全く気にしたこともなかった。予算書・決算書は総会に提出され、会誌にも掲載されるが、数字をチェックする会員など担当理事を除けば皆無ではないかと想像する。20年以上も据え置かれている年会費も多くの場合自動引き落としで処理され、搾取と感ずるか喜捨と感ずるかは別にして、「納税者」意識が希薄になり、同時にその用途に頓着しないという感覚になっているのではないだろうか。会計理事として多少は収支の詳細に触れる機会を持った経験から、この場を借りて、多少気になっている点について会員の方の注意を喚起したいと思う。

最初にざっと財務の全体像を紹介しよう。本会の年間の予算規模は約4億円でその半分は会費で賄われている。残りの収入の大部分は大会の参加費とJPSJの購読料であるが、本会誌に掲載されている広告も漸減の問題を抱えているものの無視できない収入源のひとつである。収支バランスを事業毎に見ると、年次大会及び分科会の年2回の大会については、参加費収入と開催経費(人件費を含む)の収支はほとんど、またJPSJ及びPTEPの収支は、それぞれ科研費補助金の有無で若干の変動はあるが、概ねこちらも収支はバランスしている。これらを差し引いて、その年に特有の事情(例えば本年のAPPC12や昨年の事務局移転)を除く

と、大変に荒っぽい総括ではあるが、約2億円の会費収入は実質的に大会とジャーナルの刊行を除いた経費に充当されているという構図が見えてくる。ただし、全体で2,000~3,000万円ほどの慢性的な赤字が続いており、プライマリーバランス改善のための努力が必要な状況にあることを忘れてはならない。

さて、会費相当額の経費の内訳は、4割強が事務経費(事務局等賃料、事務局職員の人件費等)、4割弱が会誌の発行、「その他」は合計しても2割弱である。なお、学会職員の人件費は、研究者にも馴染みになっている“エフォート率”によって各事業に按分されている。事務経費の過半は人件費であるが、物件費と合わせて学会の機能を維持するに必要かつ適正なレベルにあると考える。会誌は会員相互の情報交換の場であり、分野間交流を促進する道具でもある。大会やジャーナル刊行と並んで本会の最も重要な事業のひとつであるから、会費の半分を充当しても罰は当たらないであろう。会長が推進している「物理の裾野拡大」においても、会誌はこれまで以上に重要な役割を果たすことになる。内容の見直しやカラー化など、魅力ある会誌を作るために、経費増を余り気にせず積極的に取り組んでいただきたいものである。

会員諸氏の注意を喚起したいのは「その他」の少なさである。予算項目からいくつかをピックアップすると、科学セミナー、支部活動、国際交流、男女共同参画、広報等々、全部で20を超える事業が毎年実施されている。事業の直接経費だけでなく、携わった職員の人件費を加えても、合わせて年間3,700万円程度、会員ひとり当たり2,200円以下である。「その他」の事業

の多くは、研究を支援するというより、むしろ物理の啓発・普及活動である。担当理事を中心とした委員会を通して会員の企画が吸い上げられ、理事会の承認を経て実施されている。やるべきことを会員諸氏が経費をかけずに(または他人の財布を使って)効率良くやっているために本会の予算を必要としないのであれば大変喜ばしいことである。しかし、自然科学の根幹をなし、現代の技術社会を最も基礎で支えているはずの学問分野であるにもかかわらず、日本発のノーベル賞受賞で戦後間もない時代に国民に希望を与え、その後も多くの受賞者を輩出してきた分野であるにもかかわらず、何故か高校での履修率は低迷し、前述のように会誌の広告収入も長期低落傾向にあり、賛助会員(主に企業)の数も伸び悩んでいる。この分野の研究者を当代の人気役者がテレビドラマや映画で演じているにもかかわらず、研究者の人気には結びつかず、またあらゆる機会を利用して男女共同参画活動に取り組んでいるにもかかわらず、女子学生・女性研究者の割合は世界最低を隣国と争っているのが現状である。このような状況証拠を突きつけられれば、啓発・普及が十分であるはずもなく、3,700万円はいかにも少ない。理事自身の怠慢を棚に上げての妄言、誠に恐縮ではあるが、現状打破のアイデアをもっともっと理事や支部委員にぶつけていただけないだろうか。壺を押さえた企画が功を奏すれば、物理のシンパを増やし、会員増による収支の好転や優秀な研究人材の確保につながる可能性が高い。ばらまき予算で財政を悪化させないことも大事であろうが、筆者としてはもっとばらまきたい気分である。

(2013年9月2日原稿受付)

極紫外自由電子レーザー場における原子の非線形過程

伏谷 瑞穂
彦坂 泰正
菱川 明栄

〈名古屋大学大学院理学研究科 464-8602 名古屋市千種区不老町 〉

〈新潟大学理学部自然環境科学科 950-2181 新潟市西区五十嵐2の町8050 〉

〈名古屋大学大学院理学研究科 464-8602 名古屋市千種区不老町 〉

極紫外・X線域における自由電子レーザー施設が日本をはじめ各国で建設され、その高強度超短パルス性を利用した研究が急速に進展している。その結果、極紫外・X線域強レーザー場中における物質の応答は、可視・赤外域とは異なる様相を示すことが明らかにされてきた。本稿では極紫外域における孤立原子についての研究に焦点を当て、シングルショット光電子分光による最新の研究成果を交えて紹介する。

1. はじめに

物質に光が照射されたとき、仕事関数 (W) よりも光子エネルギー ($h\nu$) が大きければ光強度 (I) に比例した量の光電子が放出され、小さければ放出は起こらない。これはいわゆる光電効果である。一方、光強度が大きくなると光子エネルギーが小さい場合 ($h\nu < W$) でも n 個の光と相互作用することにより $n h\nu > W$ の条件を満たすことで光電子の生成が観測され、その生成量は光強度に対して非線形な振る舞いを示す。このような非線形現象の理論的研究は量子力学誕生後の1931年には始まっていたものの¹⁾、実験的に観測するには大きな光強度が必要であり、最も単純な過程である2光子吸収の観測でさえ困難であった。

1960年にレーザーが登場して以降、非線形現象の研究は主に可視・近赤外などの光学波長域で大きく進展した。特に1980年代以降、チャープパルス増幅法^{*1}等の開発に伴って近赤外域の高強度フェムト秒レーザーが得られるようになり、現在ではテーブルトップサイズで比較的コンパクトなレーザーから得られる100 fs、1 mJ程度の光パルス(800 nm)を直径30 μm に集光することで、 10^{15} W/cm^2 を超える交番電磁場 (=レーザー場)の発生が可能となっている。こうした大きな強度を持つレーザー場における非線形光学過程に関心が集まり、孤立原子を中心に数多くの研究が行われた。^{2,3)} その結果、光強度が $I = 10^{12} \text{ W/cm}^2$ 程度では光イオン化は多光子吸収で理解できるが、 $\sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$ を超える強度では光電場によるトンネルイオン化^{*2}が支配的となり、極めて高い次数を持つ高調波の発生など、摂動論では説明できない現象が見いだされてきた。光と原子との相互作用を量る尺度として、Keldyshパラメータ⁴⁾

$$\gamma = \sqrt{E_{\text{IP}}/2U_p} \quad (1)$$

がよく用いられ、 $\gamma \gg 1$ で多光子吸収イオン化 (摂動的)、

$\gamma \ll 1$ でトンネルイオン化 (非摂動的) が顕著となる。ここで、 E_{IP} は原子のイオン化エネルギー、 U_p は自由電子がレーザー場との相互作用により獲得するエネルギーで動重力 (ポンドラモーティブ) エネルギーとよばれる。⁵⁾ この U_p は波長 (λ) の2乗および光強度に比例し、

$$U_p [\text{eV}] = 9.34 \times 10^{-14} (\lambda [\mu\text{m}])^2 I [\text{W/cm}^2]. \quad (2)$$

と表される。

強いレーザー場における非線形過程の研究は、高強度レーザーが開発された赤外から可視・紫外域を中心に研究が進められてきた。極紫外 (Extreme UV: EUV、波長10~121 nm) やX線域ではSPring-8などから供給されるシンクロトロン放射が高輝度光源として用いられるが、パルスあたりのエネルギーや時間幅、時空間コヒーレンスの制約のために非線形過程の観測は容易ではない。近年レーザー高次高調波光源の高輝度化が進められ、これによって極紫外強レーザーパルス ($\sim 10^{12} \text{ W/cm}^2$) を用いた2光子吸収過程の観測が実現した。⁶⁻⁸⁾ 最近の自由電子レーザー技術の進歩はこれを超える強度を持つレーザー場の発生を可能とし、極紫外域で 10^{14} W/cm^2 、X線の波長域では 10^{17} W/cm^2 を超える高強度超短パルスが得られるようになった。⁹⁻¹¹⁾ これを受けて日本を始め各国で極紫外・X線自由電子レーザーを用いた研究が活発に行われるようになり、極短波長域での非線形光学過程の理解が急速に進展している。¹³⁾ 本稿では、最も単純な系である原子を標的として行われた実験研究について、特に極紫外域に焦点を当てて解説する。

2. 極紫外・X線自由電子レーザー

高エネルギー電子の軌道が磁場中で曲げられると電磁波が放射されるが、この軌道変化が周期的に行われると、発生した電磁波がそれぞれ干渉して特定の波長で強め合うことになる。こうした自由電子の蛇行運動は磁石を周期的に配置した装置 (アンジュレーター) により行うことが可能である。高エネルギーかつ高密度の電子ビームがアンジュレーターに入射されると、自身が放出した電磁波との相互作用により電子ビームに密度変調が誘起され、光の波長と同じ周期の電子の塊が形成されていく (マイクロバンチ)。

^{*1} レーザー光に群速度分散を与えてチャープさせた後に、エネルギー増幅を行う方法。群速度分散によってパルス時間幅が伸びるため、レーザーピーク強度が下がり、増幅過程における光学媒質の損傷を抑えることができる。増幅後に逆の群速度分散を与えてパルス圧縮し、高強度超短レーザーパルスを得る。

^{*2} 強い光電場によって電子の束縛ポテンシャルが歪み、これによって生じた障壁を電子がトンネル効果により通過して起こるイオン化過程。

このマイクロバンチから発生する光の位相はアンジュレーターを進むにつれて揃うようになり、空間的にコヒーレントな光が得られる。¹⁴⁾ このように自由電子レーザー (Free Electron Laser: FEL) は媒質のエネルギー準位を利用した一般のレーザーとは異なり、相対論的速度まで加速された電子と電磁場との共鳴的な相互作用により発振を行っている。そのため、FELでは利得媒質の光学的性質に制限されずに、電子ビームのエネルギーやアンジュレーターの磁石列間の距離 (ギャップ) を調節することにより発振波長を変えることができる。また、極紫外・X線域では高い反射率を持つミラーがないため、共振器を用いるのではなく、長いアンジュレーターを用いシングルパスで増幅する方法が採用されている。この場合、アンジュレーター入口付近で自発的に放射される光が種 (シード) となって増幅されるため、この発振方法を自己増幅自発放射 (Self-Amplified Spontaneous Emission: SASE) 方式という。SASE型FELではカオティックな自発放射光に起因して増幅後の光パルスのスペクトル分布や時間構造がショット毎に変化する。このようなパルス特性の「ゆらぎ」が内在するものの、FELは高いパルスエネルギー (>10 μ J)、超短パルス性 (<100 fs)、高い空間コヒーレンスによって極紫外・X線域における強レーザー場の発生を可能とした。現在では日本をはじめ、ヨーロッパやアメリカなどにおいて短波長域のFEL施設が建設されている。

ドイツのハンブルグにあるFEL施設 (Free electron LASer in Hamburg: FLASH) では、前身となるTESLA Test Facility (TTF) において2000年に109 nmのSASE型FELの発振に成功し、2005年よりユーザー利用が始まっている。⁹⁾ 2013年現在、実験ユーザーは基本波波長4.2~45 nmの極紫外光が利用できる。¹⁵⁾ FLASHは最初の極紫外域FEL施設ということもあり、極紫外域における非線形現象について先駆的な研究が行われてきた。この他にも、ドイツではギャップ可変なアンジュレーターを持つ極紫外域FEL施設 (FLASH II) や0.5 Åの硬X線レーザーの発振を目指したFEL施設 (European XFEL) の建設が進められている。

アメリカのスタンフォードのFEL施設 (Linac Coherent Light Source: LCLS) は2009年に8 keVの軟X線自由電子レーザーの発振に成功した。¹¹⁾ 2013年現在、利用できる光子エネルギー範囲は0.27~9.5 keVとX線域まで達しており、このFEL光を用いることで軽元素のK殻やL殻などの内殻電子の関与する非線形過程の研究が可能となっている。

日本では第3期科学技術基本計画における国家基幹技術の一つとして理化学研究所播磨サイトにX線FEL施設 (SPring-8 Angstrom Compact free electron LASer: SACLA) が建設された。2011年に世界初となる1 Å以下 (0.8 Å) の硬X線レーザーの発振に成功している。¹²⁾ 2012年3月よりユーザー利用が始まり、成果も現れ始めている。^{16, 17)} SACLA建設に先立って要素技術 (熱電子銃、高加速勾配加速管、

真空封止アンジュレーターなど) の実証試験を行うために、発振波長50~61 nmの極紫外域FEL施設 (SPring-8 Compact SASE Source: SCSS) が2005年に整備された。^{10, 18, 19)}

3. 極紫外域の非線形過程

光子エネルギーが原子のイオン化エネルギーを超えるような極紫外やX線域における非線形現象は光学波長域のそれと何が異なるのだろうか? レーザー場強度の指標となる動重力エネルギー U_p は波長の2乗に比例するために、 10^{20} W/cm² といった極めて高いレーザー場強度においても、数eV程度にしか過ぎない。これは、同じレーザー場強度に対する赤外から紫外域における値の $10^2 \sim 10^6$ 分の1程度であり、非線形過程は主として多光子吸収によるものであることを意味している。また、赤外から紫外域における非線形現象では光に対して応答する電子はほとんどの場合、最外殻を占める電子である。これに対して、極紫外・X線域のレーザー場では、光子エネルギーが大きいため価電子のみならず内殻電子も光に対して応答することが可能となり (図1)、これまで1電子近似のもとに考えられてきた過程では説明できない、複数の電子が関与した非線形応答を示すことが予想される。

こうした非線形現象を理解するため、最も基礎的な系として原子の非線形光学応答に関する研究が進められた。その結果、典型的な非線形過程として多光子吸収多重イオン化が進行することが見出され、そのイオン化機構についての詳細な議論が行われるようになった。FELを用いた原子についての最初の報告は2007年になされ、³⁾ 波長29.0 nm (42.8 eV) の極紫外FEL光 (<10¹⁴ W/cm²) の照射により2価のHeイオンや3価のNeイオンが生じることが示された。²¹⁾ ほぼ同時期に、Xe原子に対して波長13.3 nm (93 eV) の極紫外FEL光 (7.8×10^{15} W/cm²) を用いた実験が行われ、21価までのXeイオンが生成することが観測されている。²²⁾ この多価イオンの生成に必要なエネルギーは約5

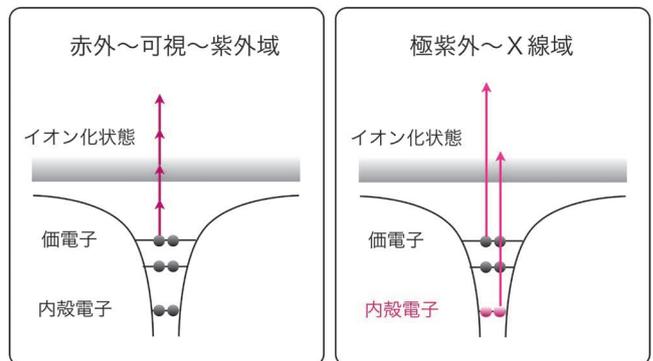


図1 高強度レーザー場によるイオン化過程の概念図。赤外・可視・紫外域では光に応答する電子は価電子である (左図) が、極紫外・X線域では価電子のみならず内殻電子も光に対して応答する (右図)。

³⁾ 分子では2006年に波長32.6 nm (38 eV) 極紫外FEL光 (2×10^{13} W/cm²) を用いたN₂分子の2光子2重イオン化過程の報告がなされている。²⁰⁾ 分子に関する最近の研究は文献13を参照のこと。

keVにもおよび、これは57個分の光子数に相当する。その後、Ar原子に波長62 nm (20.0 eV) の極紫外光 ($\sim 2 \times 10^{14}$ W/cm²) の照射によって最大6価までのArイオンが、²³⁾ また波長13.7 nm (90.5 eV) のレーザー場 ($1.5 \sim 1.8 \times 10^{15}$ W/cm²) 中ではNe, ArおよびKr原子の多重イオン化によりそれぞれ最大7価までのイオンの生成が報告されている。²⁴⁾ 生成イオンの収量はレーザー場強度*I*に対して非線形な応答を示し、その変化は*I*^{*k*}のように表すことができる。ここで指数*k*は非線形度を表し、摂動論の下では各価数のイオン生成に必要な光子の実効的な数に対応している。各イオン収量のレーザー強度依存性から見積もられた実効光子数は、各イオン化ステップのイオン化エネルギーから予想される光子数とよい一致を示したことから、これらの多重イオン化は逐次的な電子放出によって進行していると推定された。²²⁻²⁴⁾ こうした逐次的な多重イオン化機構は光電子放出によるイオンの反跳運動量を測定することによっても確かめられている。²⁵⁾ 最初の報告例のひとつとなったXeの実験結果については各価数のイオン収量に関してレート方程式に基づく理論解析が試みられ、このような極めて高い価数のイオン生成も摂動的な多段階光吸収過程で説明できることが示されている。^{26,27)}

多くの光子が関与する非線形過程だけでなく、最も単純な2光子吸収過程に関しても研究が進められている。SCSSでは波長可変性を利用して4つの異なる波長においてHe原子の2光子吸収光イオン化 ($\text{He} + 2h\nu \rightarrow \text{He}^+ + e^-$) が観測され、その絶対断面積の測定が行われた。²⁸⁾ 生成したHe⁺の収量から、 1×10^{13} W/cm²の光強度における2光子吸収断面積が $\sigma_{1+}^{(2)}(61.4 \text{ nm}) = 2.6 \times 10^{-52} \text{ cm}^4 \text{ s}$ 、 $\sigma_{1+}^{(2)}(58.4 \text{ nm}) = 23 \times 10^{-52} \text{ cm}^4 \text{ s}$ 、 $\sigma_{1+}^{(2)}(56.0 \text{ nm}) = 0.9 \times 10^{-52} \text{ cm}^4 \text{ s}$ 、および $\sigma_{1+}^{(2)}(53.4 \text{ nm}) = 7 \times 10^{-52} \text{ cm}^4 \text{ s}$ と求められている。波長58.4および53.4 nmにおける光イオン化過程では他の波長の光を用いたときよりも大きな吸収断面積を示しているが、これはこの2波長においてHe原子の2¹P←1¹Sおよび3¹P←1¹Sへの共鳴遷移が起きているためであると解釈できる。より高い光子エネルギー(42.8 eV)を持つ極紫外光(29.0 nm, 4.6×10^{13} W/cm²)を用いたFLASHの実験では、He原子の飛行時間型質量スペクトルに1光子吸収の光イオン化で生成したHe⁺(*E*_{IP}=24.6 eV)の他に、1光子吸収では生成し得ないHe²⁺(*E*_{IP}=79.0 eV)の信号が観測されている。²¹⁾ 照射後のイオン収量の光強度依存性からHe²⁺の生成は2光子吸収2重イオン化($\text{He} + 2h\nu \rightarrow \text{He}^{2+} + 2e^-$)に起因していることが明らかとなり、2光子吸収断面積として $\sigma_{2+}^{(2)}(29.0 \text{ nm}) = 1.6 \times 10^{-52} \text{ cm}^4 \text{ s}$ が得られている。²¹⁾ これ以外にも、波長26.9 nm (46 eV) の極紫外光 (5×10^{14} W/cm²) の2光子吸収励起によるKr原子の3d→4d共鳴オーブ過程の観測²⁹⁾ や波長13.3 nm (93 eV) の光 ($\sim 1 \times 10^{16}$ W/cm²) によるXe原子の4d内殻電子の超閾イオン化^{*4)} の観測³⁰⁾ が報告されている。

2光子吸収過程の応用として、自己相関計測によるFEL

光のパルス幅の評価が行われている。^{31,32)} この自己相関計測では、FEL光は分割ミラーで空間的に2つの光路に分けられた後、集光ミラーにより集光点で再び重ね合わされる。2光子吸収過程の光イオン化に由来するイオンの信号強度を2つの光パルス間の時間遅延の関数として測定し、得られた自己相関関数の幅からFELのパルス幅を求めることが可能である。He原子の2光子吸収イオン化を利用した自己相関計測により、FEL光のパルス幅としてFLASH³¹⁾では波長23.9 nm (51.8 eV) で 29 ± 5 fs、SCSS³²⁾では60.6 nm (20.45 eV) で 28 ± 5 fsという値が得られており、FELが超短パルス光源であることが確かめられている。

3.1 シングルショット光電子分光

上で紹介した研究では実験上の簡便さから主にイオンの検出が行われ、生成したイオンの収量や運動量の計測に基づいてそのメカニズムについての理解が進められてきた。

一方、イオンと同時に放出される光電子には多光子吸収における中間状態や終状態に関する電子状態の情報が含まれているため、単純なイオン検出では区別できない複数のイオン化経路が寄与する場合でも、光電子を検出することで光イオン化過程の詳細を明らかにすることができる。³³⁻³⁷⁾ たとえば、FLASHではHe原子の光電子スペクトルの解析から、He原子の2重イオン化が偶のパリティを持つ*N*=5および6の2電子励起状態を経由して進行することを明らかにしている。³³⁾ また、光電子の運動量ベクトルを測定することにより、Ne原子の2光子吸収2重イオン化において光電子放出が逐次的に進行していることが報告されている。³⁴⁾

光電子を検出するもう一つの利点として、1光子イオン化で計測された光電子スペクトルには光イオン化に用いたレーザーパルスのスペクトル情報が反映されることが挙げられる。^{35,38)} このことはショット毎の波長や強度が確率的に変動するSASE方式のFEL光の「ゆらぎ」を光電子スペクトルとして記録し、物質の非線形応答とともに計測することが可能であることを意味する。ただし、光電子スペクトルを積算して測定してしまうと、ゆらぎ幅内で起きる共鳴などの波長敏感な現象が覆い隠されてしまう可能性があるため、シングルショットで光電子計測を行う必要がある。

最近、筆者らのグループでは光電子捕集効率の高い磁気ボトル型光電子分光器を用いてFELの「ゆらぎ」を逆手に取ったシングルショット光電子分光の開発を行い、ゆらぎの幅以下のスペクトル分解能で精密な光電子計測を行うことが可能であることを示した。^{35,39)} 以下に、筆者らの計測手法の原理やその応用として得られた極紫外域強レーザー場中原子の非線形過程について紹介する。

3.1.1 磁気ボトル型光電子分光器

磁気ボトル型光電子分光器は強い不均一磁場と弱い均一

*4) 電子がイオン化によって自由電子となった後も光と相互作用して、さらに光子を過剰吸収する現象。光電子スペクトルには光子エネルギーに対応するエネルギー間隔の繰り返し構造が現れる。⁵⁾

磁場を利用して電子を捕集・検出する飛行時間型の計測装置である。⁴⁰⁾ 筆者らの装置では図2に示したように円錐形の永久磁石およびソレノイドコイルを用いた磁場生成を行っている。円錐の先端付近では、不均一磁場 ($B_i \sim 0.7$ T) による磁場勾配のために飛行管側に放出された光電子だけでなく、これと反対方向に放出された光電子も磁気ミラー効果により飛行管側へと導かれる。飛行管の周囲には銅線が巻き付けられており、このソレノイドによる均一磁場 ($B_f \sim 1$ mT) により、光電子を飛行管終端に備え付けられているマイクロチャンネルプレート (MCP) まで導いて検出する。

MCP 検出器までの電子の飛行時間は以下のように求めることができる。円錐永久磁石による強い不均一磁場 (B_i , z 軸方向) 内で速度 v 、角度 θ で放出された電子が弱い均一磁場 (B_f) 内へと断熱的に運動すると考える。このとき、磁力線周りの電子の角運動量

$$l_i = \frac{m^2 v^2 \sin^2 \theta_i}{e B_i} \quad (3)$$

は保存したままとなるので、均一磁場内における電子のらせん運動の角度 θ_f は

$$\frac{\sin^2 \theta_f}{\sin^2 \theta_i} = \sqrt{\frac{B_f}{B_i}} \quad (4)$$

で与えられる。このときの z 軸方向の速度成分 v_f は式(4)を用いて

$$v_f = v \left[1 - \left(\frac{B_f}{B_i} \right) \sin^2 \theta_i \right] \quad (5)$$

と表される。したがって、長さ L のドリフト領域の飛行に要する時間 T は

$$T = \frac{L}{v_f} \approx \frac{L}{v} \left(1 + \frac{B_f \sin^2 \theta_i}{2 B_i} \right) \quad (6)$$

で与えられる。光電子の速度が揃うまでの時間は電子の放出方向 θ_i に依存し、厳密に言えば飛行時間に時間差が生じる。この影響は、ドリフト領域の長さを長くとること (L : 大) および均一磁場を不均一磁場よりも小さくすること (B_f/B_i : 小) で、全飛行時間に比べて十分小さいと見なすことができる。

磁気ボトル型光電子分光器は飛行時間型の装置であるため、電子の飛行時間が長いほど、すなわち飛行距離が長いほどエネルギー分解能が向上する。電子の運動エネルギー E_{kin} と飛行時間 T との間には $T \propto (1/\sqrt{E_{\text{kin}}})$ の関係があるので、エネルギー分解能は

$$\Delta E_{\text{kin}}/E_{\text{kin}} = 2\Delta T/T \quad (7)$$

と表される。この式(7)から、運動エネルギーが小さいほど、エネルギー分解能が高くなることがわかる。運動エネルギーが大きい光電子に対しては阻止電場機構による減速を行い、エネルギー分解能を向上させることができる。筆

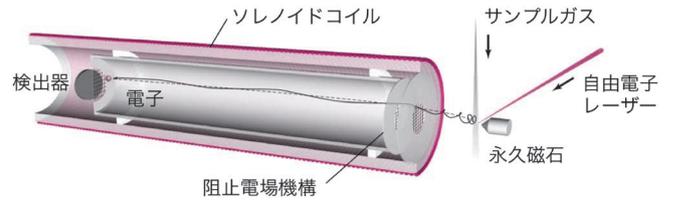


図2 磁気ボトル型光電子分光器の概念図。永久磁石およびソレノイドコイルによる磁気ミラー効果により、相互作用領域で生成した光電子 ($E_{\text{kin}} < \sim 200$ eV) を全立体角にわたって検出器へと導くことができる。

者らの装置では長さ 1.5 m の飛行管を用いており、 $E_{\text{kin}} \sim 200$ eV までの運動エネルギーを持つ光電子に対して、エネルギー分解能 $E_{\text{kin}}/\Delta E_{\text{kin}} = 50$ で検出できる。

磁気ボトル型光電子分光器は磁気ミラー効果によって数百 eV の運動エネルギーを持つ光電子に対して、ほぼ全立体角 (4π ステラジアン) にわたって捕集することが可能である。測定の検出効率は MCP の電子に対する検出効率 ($\eta_e \sim 0.5$) でほぼ制限されている。これは標準的な静電半球型の光電子分析器の見込み角が全立体角の 2% 程度 (0.25 ステラジアン) であることを考えると、格段に優れた捕集効率を示していることがわかる。極紫外・X 線域の強レーザー場では、1 光子分で原子・分子のイオン化エネルギーを超えるため、光イオン化過程では多数の電子が容易に生成される。このため空間電荷効果による光電子スペクトルのピーク形状の歪みやエネルギー分解能の劣化が問題となることが多い。高い捕集効率を有する磁気ボトル型光電子分光器では低い試料ガス密度でも十分な信号が得られるため、光イオン化のレートを低く保ちながら、空間電荷効果の影響を抑えた精密測定ができる。このような明るい光電子分光器を用いることで、FEL 光の「ゆらぎ」をショット毎に測定することがはじめて可能となった。

また極紫外・X 線域の FEL の光子エネルギーはほとんどの原子・分子のイオン化エネルギーよりも大きいため、非線形過程が顕著に現れる集光点以外の領域でも 1 光子イオン化によって電子が生じたり、散乱光が金属表面などに当たって 2 次電子が生成する。したがって、背景信号の原因となるこれらの電子の検出をなるべく避ける必要がある。筆者らの装置では、円錐形永久磁石の先端部近傍の観測領域 ($1 \times 1 \times 1$ mm³ 程度) で生成した電子のみが MCP 検出器へと到達するため、この領域外で生成した電子に起因する背景信号の寄与を大きく抑えることができる。

3.1.2 シングルショット計測による FEL パルスの評価

磁気ボトル型光電子分光器を用いてシングルショット光電子計測を行い、SASE 型 FEL のスペクトル「ゆらぎ」を評価した。FEL の波長は $h\nu = E_{\text{kin}} + E_{\text{IP}}$ の関係式を用いて光電子の運動エネルギーから決定できる。光電子の運動エネルギーの較正は主に FEL の 3 次光 ($h\nu \sim 70$ eV) による Xe 原子の 4d オージェ電子スペクトルを参照して行った。波長 58.0 nm (21.4 eV) の FEL 光による Ar 3p⁻¹ 光電子ピークを図 3(a) に示す。光電子ピークの位置、波形および強度

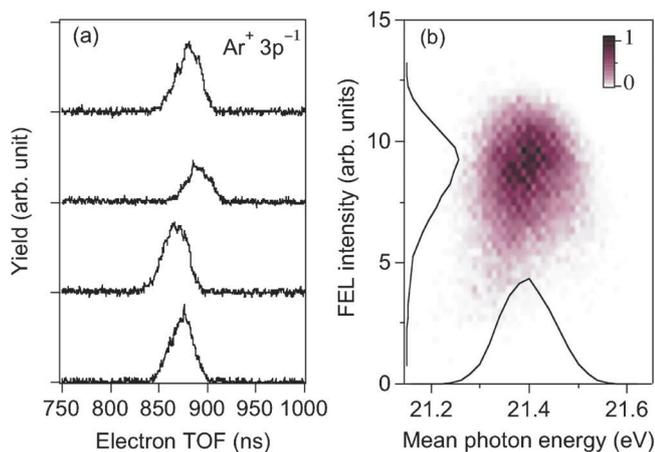


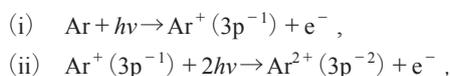
図3 (a) 4つの異なるショットで観測された極紫外域FEL光(設定波長58.0 nm)照射によるAr原子の飛行時間(TOF)光電子スペクトル。(b) Ar原子の光電子スペクトル(15,000ショット)から求めた、FELの平均光子エネルギーと強度の相関図。

がショット毎に変化していることがわかる。このスペクトル変化はまさにFEL光の波長および強度「ゆらぎ」に起因している。FEL光の波長および強度「ゆらぎ」の大きさを見積もるため、各ショット毎の光電子ピークの面積強度と中心ピーク位置の相関を調べた(図3(b))。この相関図からFELの中心波長は半値全幅(FWHM)で0.13 eV、強度は標準偏差(σ)で17%の分布幅を持つことが見いだされた。これらの値は分光器で直接FELのゆらぎを評価した値FWHM=0.13 eVおよび $\sigma=10\sim12\%$ ⁴¹⁾と良い一致を示した。このことは、実際にシングルショット光電子計測により、FELのゆらぎを捉えることが可能であることを示している。

3.2 Ar原子の3光子2重イオン化過程

FELの「ゆらぎ」を利用したシングルショット光電子分光の一例として、極紫外レーザー場中Ar原子の3光子2重イオン化過程³⁵⁻³⁷⁾について紹介する。

波長58.0 nm (21.4 eV)の極紫外レーザー場($\sim 5 \times 10^{12}$ W/cm²)におけるArの光電子スペクトルを図4(a)に示す。5.6 eVに観測されたピークはエネルギー保存則より1光子吸収によるAr原子の光イオン化に起因する光電子(Ar⁺ 3p⁻¹)であるが、10~16 eVのエネルギー領域に見られる3本の光電子ピークはAr⁺ 3p⁻¹からAr²⁺ 3p⁻²の3つの電子状態(³P, ¹D, ¹S)への2光子吸収により放出された光電子に対応する(図4(b))。このAr²⁺の生成にはArから同時に2つの電子が放出される過程も考えられる(図4(b), 点線)。しかし、図4(a)には2つの電子がエネルギーを分け合って生成した際に予想される幅広い分布が観測されなかったことから、この2重イオン化はAr⁺の生成を経てからAr²⁺が生成する逐次的な過程、



であることが明らかとなった(図4(b))。

この第2段階のイオン化過程(ii)を詳細に調べるために、

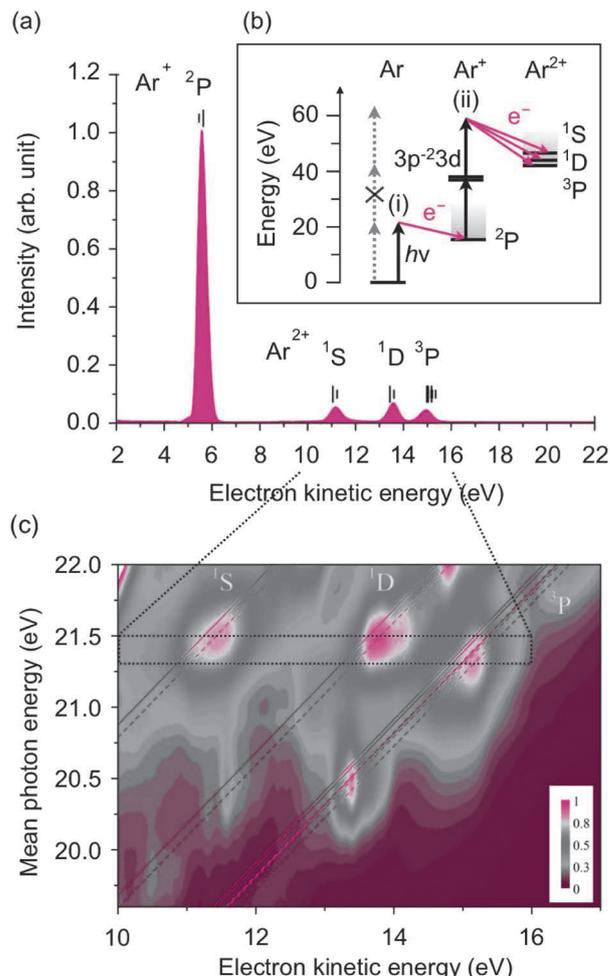


図4 (a) 高強度FELパルス(設定波長58.0 nm)照射によるAr原子の光電子スペクトル。(b) Ar, Ar⁺およびAr²⁺のエネルギー準位図と観測された3光子2重イオン化過程の概念図。(c) シングルショット解析により光子エネルギー順に並べ替えて得られたAr²⁺光電子スペクトルの2次元図。^{35, 43)}(フルカラー口絵参照。)

シングルショット解析を行った。Ar⁺の光電子ピーク位置からFEL光の波長をショット毎に決定し、Ar²⁺の光電子スペクトルを光子エネルギー順に並べ替えた。こうして得られたAr²⁺の光電子スペクトルの2次元図を図4(c)に示す。この図からAr²⁺(3p⁻²)の各成分(³P, ¹D, ¹S)が波長に対して鋭敏に変化することが明らかとなり、第2段階の光イオン化過程(ii)においてAr⁺の励起状態への共鳴が重要であることが示された。^{35, 43)} また最近の研究ではこれに加えて、Ar²⁺イオン化極限より高いエネルギーを持つ自動イオン化準位への共鳴も、3光子過程の増強に重要な役割を果たすことが見いだされている。^{43, 44)}

3.3 He原子の非線形2電子励起

He原子は2つの電子を持つ最も単純な多電子系である。電子相関を理論的に厳密に取り扱えるため、極紫外域における非線形応答がどのような電子相関に支配されているかを調べる上で、最適な系のひとつである。

高強度極紫外FEL光(波長51.4 nm, 光子エネルギー24 eV)の吸収により、He原子から放出された電子の運動エネルギー分布を図5に示す。³⁹⁾ シングルショット解析用に

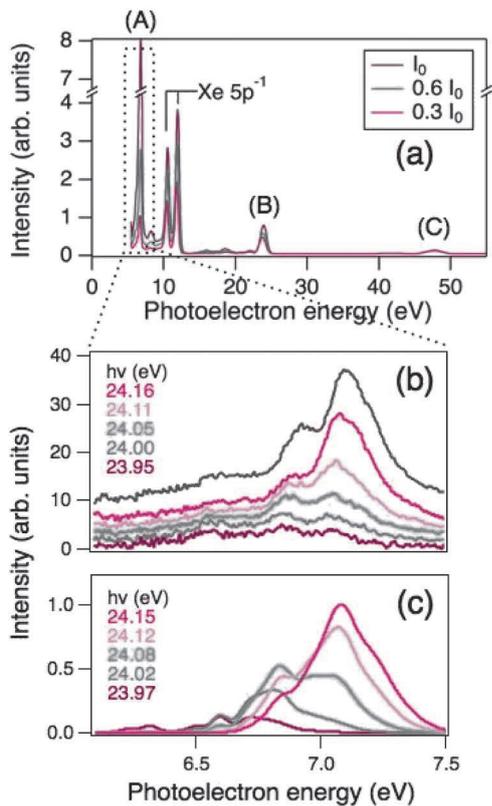


図5 (a) 極紫外(波長51 nm) 強レーザーパルス照射したときのHe原子の光電子スペクトル ($I_0=5 \times 10^{12}$ W/cm²). 光電子ピーク (A) および (C) は3光子過程, 光電子ピーク (B) は2光子過程に由来している. シングルショット解析用に導入したXe原子の光電子ピークが10.8と12.2 eVに観測されている. (b) 光電子ピーク (A) の高分解能スペクトルとシングルショット解析による平均光子エネルギー依存性.³⁹⁾ (c) 理論計算^{39,45)}による2電子励起状態からの光電子スペクトル. (フルカラー口絵参照.)

導入したXe原子に由来する光電子ピーク (10.8と12.2 eV)に加えて, He原子の光イオン化に起因する光電子ピークが (A) 6.9 eV, (B) 24 eV および (C) 48 eVに観測された. エネルギー保存則より, ピーク (B) はFEL基本波の2光子吸収またはFELの2次光によりイオン化されて生じた光電子に由来し, ピーク (A) および (C) はFELの3光子吸収または3次光による光イオン化により, それぞれHe⁺の電子励起状態 ($N=2$) および基底状態 ($N=1$) へと遷移して生成した光電子であると帰属できる (図6(a)). 高次光の影響を取り除いてFELの光強度依存性を調べた結果, 3光子過程 (A+C) の寄与が2光子過程 (B) の寄与よりも20倍以上も大きく, 3光子吸収が2光子吸収よりも1桁以上も効率よく進行することが明らかとなった.

一見不思議なこの現象を理解する鍵は, 最も強いピーク (A) の高分解能スペクトルに見ることができる (図5). 図に示すようにピーク (A) はいくつかの副ピークからなる微細構造を示し, 何らかの共鳴が関与していることを示唆している. より詳細な議論のために, サンプルに混ぜたXe原子からの光電子に基づいてシングルショット解析を行った (図5(b)) と, ピーク (A) の形状が光子エネルギーによって大きく変化することが見いだされた. 一方で副ピークのエネルギー位置はほとんど変化しないことが示

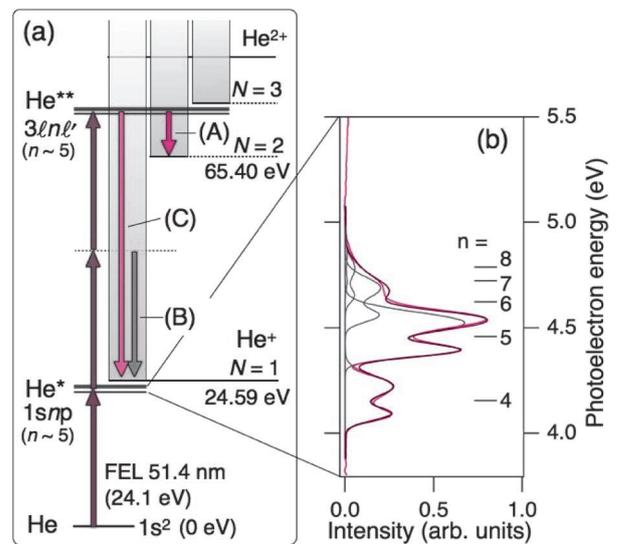


図6 (a) He原子のエネルギー準位図および光電子ピーク (A), (B) および (C) の帰属. (b) (極紫外-紫外) ポンプ-プローブ光電子スペクトル. 1光子で1s軌道にある2つの電子のうち1つが主量子数 $n \sim 5$ のリユードベリ準位に励起されていることがわかる. (フルカラー口絵参照.)

され, この微細構造は3光子吸収のエネルギー領域 ($24 \times 3 = 72$ eV) に存在するHeの励起状態への共鳴に由来することが明らかとなった. 放射光などを用いた1光子吸収スペクトル計測から, このエネルギー領域には主量子数 $N=3$ に収斂する2電子励起状態が数多く存在することが知られている.⁴⁶⁾ 実際に極紫外光の3光子吸収によって, これら2電子励起状態への共鳴遷移が起こることは時間依存超球座標法による理論計算^{39,45)}によって確かめられ, 実験結果をよく再現している (図5(c)).

2つの電子の励起がどのような過程で起きているかをより詳細に調べるために, 波長51.4 nmのFEL光をポンプ光, 波長250 nmの紫外レーザーパルスを用いた光電子計測を行った. ポンプ-プローブ時間遅延を50 psとした光電子スペクトルにはHe⁺ ($N=1$) に収斂するリユードベリ準位 ($n \sim 5$) からの光電子信号が観測され (図6(b)), 2電子励起状態への3光子共鳴に加えて, 1光子吸収による共鳴の関与があることが判明した. すなわちここで観測された3光子2電子励起は, (i) 1つの光子によって1s軌道にある2つの電子のうちの1つが主量子数 $n \sim 5$ のリユードベリ準位に遷移し, これに引きつづいて, (ii) さらに2つの光子がFELのパルス内で吸収され, 1s軌道に残された内側の電子が主量子数 $N=3$ の準位に遷移したと考えることができる (図6).³⁹⁾ このうち, ステップ (ii) においては外側のリユードベリ電子の主量子数はほとんど変化せず, 内側の電子の励起は外側の電子とはほぼ独立に起きていると考えてよい. 最近の理論研究によって, この孤立コア励起 (Isolated Core Excitation: ICE) 過程が3次非線形過程の増強に重要であることが見いだされ, FELパルス幅が長くなるにつれてより3次の過程が顕著になることが示されている.⁴⁵⁾

4. X線域での非線形過程

X線域では第2周期元素のK殻や第3周期元素のL殻などの内殻電子の光イオン化が可能となる。これによって生成した深い内殻空孔状態における緩和はフェムト秒からアト秒と極めて短い時間スケールで進行し、FELのパルス幅と同程度もしくはそれよりも短いことが知られている。このことにより、X線域における原子の非線形光学応答はFELによる非線形過程と内殻緩和過程とが競合した動的な振る舞いを示すことが予想される。

実際に、LCLSで光子エネルギー2.0 keVのFEL光 (10^{18} W/cm²) をNe原子に照射すると、K殻を含む全ての電子がはぎ取られたNe¹⁰⁺の生成が観測されており、FELパルスの時間幅内で1s正孔のオーグメント過程と競合した多光子吸収イオン化が進行していることが報告されている。⁴⁷⁾ また、非線形応答の顕著な例として、Ne⁸⁺からNe⁹⁺への2光子吸収イオン化が調べられており、その2光子吸収断面積は理論的予測よりも桁違いに大きいことが示唆されている。⁴⁸⁾

重元素であるXe原子では数keVのX線により主にM殻の内殻電子のイオン化過程が進行する。最近、Rudekらは光子エネルギー1.5 keVまたは2.0 keVのFEL光を用いて、Xe原子の多重イオン化過程に顕著な波長依存性があることを見出している。⁴⁹⁾ これらの光強度は 10^{17} W/cm²と同程度であるが、1.5 keVでは36個、2.0 keVでは32個までのXeが生成し、光子エネルギーの小さな1.5 keVの方が2.0 keVのX線照射よりも大きな非線形性を示した。2.0 keVのFEL光の場合、逐次的な1光子吸収によるイオン化過程のモデルと良い一致を示したが、1.5 keVの場合にはこのモデルの予測(28個まで生成)とは大きく異なっていることが明らかとなった。この光イオン化過程においては1光子吸収によるイオン化に加えて、リユードベリ状態への共鳴が関与したイオン化過程が進行していることが示唆されている。⁴⁹⁾

5. おわりに

本稿ではSASE方式で発振する極紫外・X線域のレーザー場における原子の非線形現象について最近の話題を中心に概説した。これまでの研究から1光子のエネルギーがイオン化エネルギーを超えるような状況下において、複数の電子が関与する共鳴効果が原子の非線形応答の理解に重要な役割を果たしていることが示されてきた。このような波長敏感な現象の理解にはFELの「ゆらぎ」を捉える必要がある。その手法としてシングルショット光電子分光法を紹介した。

一方で、SASE方式では避けられないパルス特性の「ゆらぎ」を取り除くため、外部から種光を導入するシード方式による発振が行われている。⁵⁰⁻⁵³⁾ このシーディング技術を用いることで、優れた時間コヒーレンスを持つ、輝度の高い超短X線パルスが得られる。最近、LCLSにおいて自然放射光の一部を取り出して回折格子により波長選択し、

それをシード光として再びアンジュレーターに導入することで単色性の高いX線レーザーの発振が報告されている。⁵⁰⁾ また、SCSSやイタリアのトリエステの極紫外域FEL施設 (Free Electron Laser for Multidisciplinary Investigations: FERMI) において、レーザー高次高調波をシード光として用いる研究がなされ、⁵¹⁻⁵³⁾ 非線形光学過程のみならず、FELを用いたポンプ・プローブ実時間計測における今後の展開が期待される。

極紫外強レーザー場による非線形応答は孤立原子以外にもクラスターなどの多体系についても研究が進められており、これまでに逐次的多光子吸収、⁵⁴⁾ 電荷再結合、^{55,56)} 不均一電荷分布^{57,58)} が関与するイオン化ダイナミクスが進行することが明らかとなっている。また、自由電子レーザーからは空間コヒーレンスの良い、高強度なX線が得られるため、生体分子やナノ結晶の構造解析などにおいて大きな進展をもたらすものと予想されている。

このようにX線・極紫外のFELを用いた研究は目覚ましく進展しつつあり、1960年に誕生したレーザー後の発展にみられるように光科学のフロンティアを押し広げ、新たな研究領域が拓かれていくものと期待される。

本稿を執筆するにあたり、理化学研究所の矢橋牧名氏、分子科学研究所の繁政英治氏、電気通信大学の森下 亨氏、名古屋大学の松田晃孝氏に貴重な助言を頂いた。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- 1) M. Göppert-Mayer: Ann. Physik **9** (1931) 273.
- 2) M. Protopapas, *et al.*: Rep. Prog. Phys. **60** (1997) 389.
- 3) T. Brabec and F. Krausz: Rev. Mod. Phys. **72** (2000) 545.
- 4) L. V. Keldysh: Sov. Phys. JETP **20** (1965) 1307.
- 5) 市川行和, 大谷俊介編: 『原子分子物理学ハンドブック』(朝倉書店, 2012)
- 6) T. Sekikawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 103902.
- 7) K. Furusawa, *et al.*: Appl. Phys. B **83** (2006) 203.
- 8) E. P. Benis, *et al.*: Phys. Rev. A **74** (2006) 051402(R).
- 9) W. Ackermann, *et al.*: Nat. Photon. **1** (2007) 336.
- 10) T. Shintake, *et al.*: Nat. Photon. **2** (2008) 555.
- 11) P. Emma, *et al.*: Nat. Photon. **4** (2010) 641.
- 12) T. Ishikawa, *et al.*: Nat. Photon. **6** (2012) 540.
- 13) J. Phys. B Special Issue on "Frontiers of FEL Science" (2013).
- 14) 永園 充ら: しょうとつ **8** (2011) 10.
- 15) <http://flash.desy.de/>
- 16) Y. Inubushi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 144801.
- 17) H. Fukuzawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 173005.
- 18) 矢橋牧名ら: 放射光 **22** (2009) 56.
- 19) M. Yabashi, *et al.*: J. Phys. B **46** (2013) 164001.
- 20) A. A. Sorokin, *et al.*: J. Phys. B **39** (2007) 213002.
- 21) A. A. Sorokin, *et al.*: Phys. Rev. A **75** (2007) 051402(R).
- 22) A. A. Sorokin, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 213002.
- 23) K. Motomura, *et al.*: J. Phys. B **42** (2009) 221003.
- 24) M. Richter, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 163002.
- 25) R. Moshhammer, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 203001.
- 26) M. G. Makris, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 033002.
- 27) P. Lambropoulos, *et al.*: J. Phys. B **44** (2011) 175402.
- 28) T. Sato, *et al.*: J. Phys. B **43** (2010) 111001.
- 29) M. Meyer, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 213001.
- 30) V. Richardson, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 013001.
- 31) R. Mitzner, *et al.*: Phys. Rev. A **80** (2009) 025402.
- 32) R. Moshhammer, *et al.*: Opt. Express **19** (2011) 21698.

- 33) M. Nagasono, *et al.*: Phys. Rev. A **75** (2007) 051406.
 34) K. Kurka, *et al.*: J. Phys. B **42** (2009) 141002.
 35) Y. Hikosaka, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 133001.
 36) H. Fukuzawa, *et al.*: J. Phys. B **43** (2010) 111001.
 37) N. Miyauchi, *et al.*: J. Phys. B **44** (2011) 071001.
 38) M. Wellhöfer, *et al.*: JINST **3** (2008) P02003.
 39) A. Hishikawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 243003.
 40) P. Kruit and F. H. Read: J. Phys. E **16** (1983) 313.
 41) T. Shintake, *et al.*: Phys. Rev. Spe. Top.-Ac. **12** (2009) 070701.
 42) A. Hibbert and J. E. Hansen: J. Phys. B **27** (1994) 3325.
 43) Y. Hikosaka, *et al.*: Phys. Rev. A **88** (2013) 023421.
 44) E. V. Gryzlova, *et al.*: Phys. Rev. A **84** (2011) 063405.
 45) C.-N. Liu, *et al.*: Phys. Rev. A **86** (2012) 053426.
 46) D. W. Lindle, *et al.*: Phys. Rev. A **31** (1985) 714.
 47) L. Young, *et al.*: Nature **466** (2010) 56.
 48) G. Doumy, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 083002.
 49) B. Rudek, *et al.*: Nat. Photon. **6** (2012) 858.
 50) J. Amann, *et al.*: Nat. Photon. **6** (2012) 693.
 51) G. Lambert, *et al.*: Nat. Phys. **4** (2008) 296.
 52) T. Togashi, *et al.*: Opt. Express **19** (2010) 317.
 53) E. Allaria, *et al.*: Nat. Photon. **6** (2012) 699.
 54) C. Bostedt, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 133401.
 55) M. Hoener, *et al.*: J. Phys. B **41** (2008) 181001.
 56) H. Iwayama, *et al.*: Opt. Express **20** (2012) 23174.
 57) H. Thomas, *et al.*: J. Phys. B **42** (2009) 134018.
 58) H. Iwayama, *et al.*: J. Phys. B **43** (2010) 161001.

著者紹介



伏谷瑞穂氏： 専門は光物理化学。特に超短パルスレーザーを用いた超高速ダイナミクスの研究に従事。



彦坂泰正氏： 専門は原子分子物理。放射光や自由電子レーザーを用いた光イオン化の研究に従事。



菱川明栄氏： 専門は光物理化学，原子分子光物理学，強レーザー場中原子分子過程の理解とその応用。

(2013年3月17日原稿受付)

Nonlinear Processes of Atoms in Intense EUV Free-Electron Laser Fields

Mizuho Fushitani, Yasumasa Hikosaka and Akiyoshi Hishikawa

abstract: The advances in free electron laser (FEL) technology allow us to generate intense laser fields in extreme ultraviolet (EUV) and X-ray. Recent studies show that responses of materials to such high-frequency intense laser fields are inherently different from those observed in visible and infrared. In this review, we discuss current progresses in intense laser field physics in EUV and X-ray, especially by focussing on non-linear responses of isolated atoms.



超弦理論と結び目ホモロジーの統一理論

藤 博之 (清华大学数学科学中心 100084 北京市海淀区清华大学近春园西楼)

結び目の Jones 多項式と Chern-Simons ゲージ理論との関係が明らかとなって以来、量子場の理論は結び目不変量の研究にしばしば影響をもたらしてきた。特にここ 10 年の進展では、結び目不変量の研究においては「圏化」と呼ばれる概念が導入され、新たなクラスの結び目不変量が発見されており、一方理論物理学では弦理論において「D-ブレーン」の概念が導入され、結び目不変量に対する物理的理解がより深まっている。近年ではこれらの観点を融合し、結び目不変量の圏化によって得られた結び目不変量を統一的に取り扱う枠組みの研究が進展を遂げ、興味深い結果が得られてきた。本稿では、これらの研究に関する進展の概要を紹介する。

1. はじめに

ある結び目がほどこれるかどうかという問題は、日常生活でも親しんでいる問題であろう。この問題は結び目を 3 次元空間内に配置して、実際に結んだりほどいたりという操作を繰り返してみることで確かめられるが、より効果的かつ定量的に考えるには、結び目に対して空間的連続変形の下で不変な量を定め、それらを比較することで結び目がほどこれるか否かが判定できる。こうした結び目のトポロジーを反映する量は**結び目不変量**と総称され、位相幾何学や表現論の研究を通じてこれまでに様々な不変量が発見されて

きた。特に量子群の表現論を通じて得られる結び目不変量は**量子不変量**と呼ばれ、その中でも **Jones 多項式**¹⁾ は最も有名な量子不変量の一つとして知られている。

さらにここ約 10 年間の研究では、結び目の量子不変量の**圏化 (categorification)** が Khovanov によって提唱されて以来、飛躍的進展を遂げ、結び目不変量のより深い理解が得られてきた。ここでいう圏化とは、以下のような概念である。ある不変量を「数」として捉えるのではなく、その背後に存在する「集合」の次元としてその不変量が与えられると考えるならば、むしろその集合を調べることで不変

量に潜むより深遠な数理構造が理解できると期待される。このように数や集合等の背後にある、高次の圏構造を考える操作を圏化と呼ぶ。また逆に、集合から数を定める操作は脱圏化と呼ぶ。圏化の概念は抽象的なものであり、集合や圏、関数や等式等の間に以下のような対応を見出すことができる：

数 \ni 集合, 集合 \ni 圏
関数 \ni 関手, 等号 \ni (自然な) 同型

Khovanov による研究では、この概念を結び目不変量に應用し、量子不変量の背後にある集合を**結び目ホモロジー**として実現した。

結び目不変量と理論物理学とは古くから関わりを持ってきたが、その中でも特に、Witten による Chern-Simons ゲージ理論と結び目の量子不変量との関係の発見を契機に両者の関係が本格的に研究されるようになった。さらに、近年の超弦理論の研究では、結び目ホモロジーの物理的解釈が得られるようになり、様々な結び目不変量の圏化から得られたホモロジーを統一的に取り扱う枠組みが、物理的考察を基に提唱されている。本稿では結び目不変量の圏化とそれらの統一的記述を与える **HOMFLY ホモロジー**に関する研究の進展を、超弦理論による物理的解釈を基に紹介する。

2. 結び目不変量

2.1. 結び目のトポロジーと不変量

結び目の不変量を論じる為に、まず結び目のトポロジーに関する同値性をもう少し明確にしておこう。²⁾ 結び目 K を S^3 内で連続変形して結び目 K' に一致させられるとき、2つの結び目 K と K' は**全同位**であるという。また、3次元連続変形として定められたこの全同位性を、以下のような2次元平面上の同値変形として考えると、より具体的に取扱いえる。

結び目 K を図1の左側に描かれた要領で平面に射影して得られる図形を、結び目の**射影図**と呼び、 D_K と表すことにする。全同位性を結び目の射影図に対する同値性として記述すると、結び目の射影図の各交差に対して図1の右側に描かれた、3種類の局所変形操作 RI-RIII と2次元連続

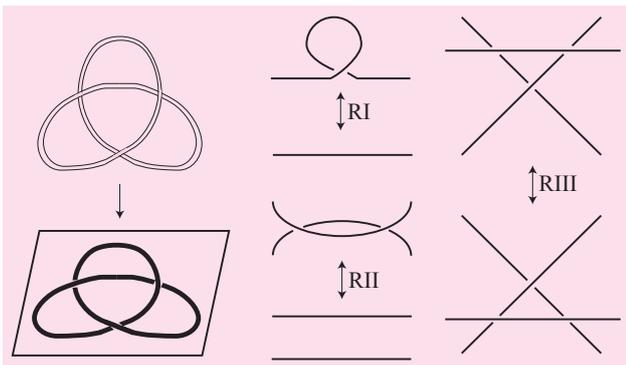


図1 結び目の射影図と Reidemeister 移動。

変形を有限回繰り返して、2つの結び目図形が一致させられることであると言い換えられる。これらの局所変形は **Reidemeister 移動** と呼ばれ、結び目の射影図 D_K を基に定義された結び目不変量 $V(K)$ は一般に、これら3種類の Reidemeister 移動の下で不変であることが要請される：

$$K \sim K' \Rightarrow V(K) = V(K'). \quad (1)$$

つまり、2つの結び目に対する結び目不変量が異なれば ($V(K) \neq V(K')$)、 K と K' は全同位でないで、結び目のトポロジーの違いが検出できる量である。^{*1} これまでに様々な結び目不変量が発見されており、各々の特性を利用して結び目や3次元多様体の研究に用いられてきた。

2.2 Jones 多項式

結び目不変量の例として、Jones 多項式を概観しよう。Jones 多項式は、巻き付けられた結び目の射影図に対して、以下の規格化とスケイン関係式を満たす多項式として特徴付けられる：

$$J1: \text{規格化} : J(\bigcirc; q) = 1.$$

J2: 各交差の置き換えに対し、以下の関係が成立する：

$$q^{-1}J(\text{crossing}; q) - qJ(\text{crossing}; q) = (q^{1/2} - q^{-1/2})J(\text{crossing}; q). \quad (2)$$

Jones 多項式は Reidemeister 移動の下で不変であることが示されるので、¹⁾ ここではその事実を前提にスケイン関係式と2次元平面上の連続変形を用いて、Jones 多項式を計算してみよう。例えば捻りを加えた自明な結び目に対して、RI と J1 及び J2 の関係を再帰的に適用すると、複数個の自明な結び目に対する Jones 多項式が得られる：

$$J(\overbrace{\bigcirc \cup \bigcirc \cup \dots \cup \bigcirc}^m; q) = (-q^{1/2} - q^{-1/2})^{m-1}. \quad (3)$$

一般的な結び目図形に対しては、スケイン関係式と Reidemeister 移動 RI-RIII を繰り返して作用し、最終的に全く交差のない(複数個の)自明な結び目に帰着させることで、Jones 多項式が決定できる。

例として、右手型三葉結び目 $K=3_1$ の Jones 多項式を計算してみよう。図2に描かれた要領でスケイン関係式を2回適用し、Reidemeister 移動を用いて変形すると結び目射影図内の交差は全て解消して、最終的に自明な結び目に帰着する。この操作で用いたスケイン関係式から生じた因子と、自明な複数個の結び目に対する Jones 多項式(3)を使うと、右手型三葉結び目に対する Jones 多項式が得られる：

$$J(3_1; q) = q^1 + q^3 - q^4. \quad (4)$$

同様に5交点までの互いに全同位でない結び目図形に対

^{*1} 逆は正しくない。つまり、2つの結び目に対する結び目不変量が一致しても、それらの結び目は全同位とは言えない。全ての結び目の全同位性を検出できる不変量は**完全不変量**と称されるが、以下の Jones 多項式や Khovanov 不変量などは異なる全同位性を持つ結び目に対して、同一の多項式を与える例が知られており、完全不変量ではない。

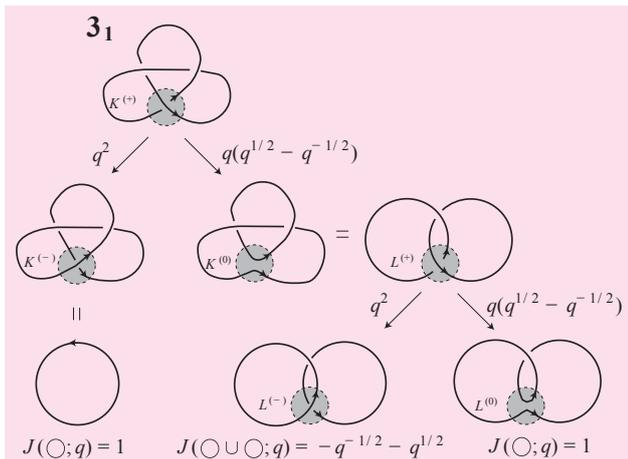


図2 スkein関係式に基づく Jones 多項式の決定.

して Jones 多項式を計算すると,³⁾ 以下の多項式が得られる^{*2}:

$$J(4_1; q) = q^2 + q^{-2} - q - q^{-1} + 1, \quad (5)$$

$$J(5_1; q) = -q^7 + q^6 - q^5 + q^4 + q^2, \quad (6)$$

$$J(5_2; q) = -q^6 + q^5 - q^4 + 2q^3 - q^2 + q^1. \quad (7)$$

これらの多項式は全て異なっており, それぞれの結び目射影図が Reidemeister 移動の下で移り合わないことを正しく反映している.

2.3 Jones 多項式と Chern-Simons ゲージ理論

1989年の Witten による研究⁴⁾は, Jones 多項式と Chern-Simons ゲージ理論との関係を明らかにし, 位相的場の理論 (TQFT) に基づく量子不変量の解析の礎となった.

3次元多様体 M 上の位相的場の理論である Chern-Simons ゲージ理論は, ゲージ群 G のリー代数 \mathfrak{g} に値を持つ M 上の 1-形式であるゲージ場 A が以下の作用汎関数 $S_{CS}^G[A; M]$ を持つ量子場の理論として定められる^{*3}:

$$S_{CS}^G[A; M] = \frac{k}{4\pi} \int_M \text{tr} \left(A \wedge dA + \frac{2}{3} A \wedge A \wedge A \right). \quad (8)$$

ここで, 定数 k はレベルと呼ばれ, 量子化条件から整数値を取ることが要請される.

Chern-Simons ゲージ理論は, 計量の形に明白に依存しない作用汎関数 $S_{CS}^G[A; M]$ を持つので, 位相的場の理論と呼ばれるクラスの場の理論となる. 位相的場の理論では, 多様体 M の計量の形に依存しない演算子 $\mathcal{O}[A]$ の量子的期待値は位相不変量となるので, 特に結び目 K に対する位相不変量を与える演算子として, Wilson ループ演算子 $W_R[A; K]$ ^{*4}:

$$W_R[A; K] = \text{Tr}_R \text{P exp} \left(\oint_K A \right), \quad (9)$$

を考えると, 経路積分によって定まる量子的期待値:

^{*2} 結び目のラベル付けは, Rolfsen の表の記法に従った.

^{*3} このトレース tr は, 基本表現を取るものとして規格化している.

^{*4} この定義に現れる Tr_R は, リー代数 \mathfrak{g} の既約表現 R に対するトレースを表している.

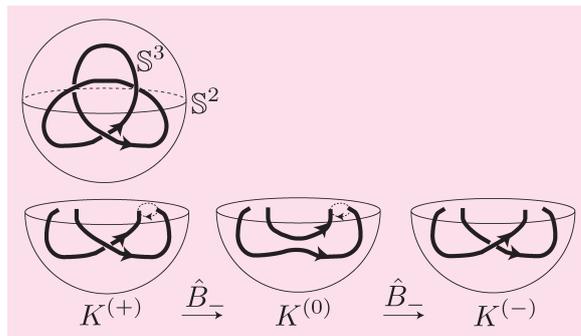


図3 微分同相写像 B の作用と Skein 関係式.

$$Z_{CS}^G[K_R; M] := \int [dA] W_R[A; K] e^{iS_{CS}^G[A; M]}, \quad (10)$$

は結び目不変量となることが期待される.

以下では, ゲージ群を $G = SU(2)$ に選び, 基本表現 (つまりスピン 1/2 表現) $R = \square$ の Wilson ループ演算子を 3次元球面 $M = S^3$ に配置して, 式(10)が定める結び目不変量の正体を探ってみよう. まずはじめに, 図3上のように 2次元球面 S^2 に沿って結び目を横断しながら 3次元球面 S^3 を分割すると, S^2 を境界とする 2つの 3次元球体 B_{\pm}^3 が得られる.

この下半球体 B_{-}^3 に対して図3下の要領で, 境界の S^2 上の結び目 $K^{(+)}$ との 4つの横断点の内, 2つを 180° 回転させて入れ替える. この作用を \hat{B}_{-} と名付ける. \hat{B}_{-} を施した後, 再び上半球体 B_{+}^3 とを張り合わせると, Skein 関係式で考えた結び目 $K^{(0)}$ と $K^{(-)}$ が現れる. 一方, 量子 Chern-Simons ゲージ理論の考察によると, 分配関数 $Z_{CS}^{SU(2)}[K_R^{(+)}; S^3]$ へのこの \hat{B}_{-} の作用はモノドロミー行列として具体的に計算される. $R = \square$ の場合, このモノドロミー行列 B_{-} は 2×2 行列として表現され, 以下の特性方程式に従う:

$$Z_{CS}^{SU(2)}[K_{\square}^{(+)}; S^3] - (\text{Tr } B_{-}) \cdot Z_{CS}^{SU(2)}[K_{\square}^{(0)}; S^3] + (\det B_{-}) \cdot Z_{CS}^{SU(2)}[K_{\square}^{(-)}; S^3] = 0, \quad (11)$$

$$\text{Tr } B_{-} = q(q^{1/2} - q^{-1/2}), \quad \det B_{-} = -q^2. \quad (12)$$

ここでパラメータ q はレベル k を用いて, $q := e^{2\pi i/(k+2)}$ と表した.

この結果は結び目不変量を同定する上で決定的だ. 規格化条件 J1 を念頭に, $Z_{CS}^{SU(2)}[K_{\square}; S^3]$ と Jones 多項式 $J(K; q)$ を以下のように同定すると, 式(11)は Skein 関係式(2)に他ならないことが分かる:

$$J(K; q) = \frac{Z_{CS}^{SU(2)}[K_{\square}; S^3]}{Z_{CS}^{SU(2)}[O_{\square}; S^3]}. \quad (13)$$

つまり, 元来表現論の研究から発見された Jones 多項式は, $SU(2)$ Chern-Simons ゲージ理論の物理量となっていたのである.

最後に, 規格化因子 $Z_{CS}^{SU(N)}[O_{\square}; S^3]$ の計算結果についてコメントしておこう. $G = SU(N)$ Chern-Simons ゲージ理論の正準量子化を通じて, 自明な結び目の Wilson ループ演算子の期待値は

$$Z_{CS}^{SU(N)}[\square; \mathbb{S}^3] = \frac{q^{N/2} - q^{-N/2}}{q^{1/2} - q^{-1/2}}, \quad (14)$$

と計算される. この結果は以下で見るように, 超弦理論との対応を検証する上で重要な役割を果たしてきた.

2.4 HOMFLY 多項式と Alexander 多項式

Chern-Simons ゲージ理論のゲージ群を一般化すると, Jones 多項式自然な一般化となる結び目不変量が得られる. $G = SU(N)$ Chern-Simons ゲージ理論の Wilson ループ演算子の期待値 $Z_{CS}^{SU(N)}[K; \mathbb{S}^3]$ は, 式(11)の一般化として以下の関係式を満たす:

$$\begin{aligned} q^{-N/2} Z_{CS}^{SU(N)}[K_{\square}^{(+)}; \mathbb{S}^3] - q^{N/2} Z_{CS}^{SU(N)}[K_{\square}^{(-)}; \mathbb{S}^3] \\ = (q^{1/2} - q^{-1/2}) Z_{CS}^{SU(N)}[K_{\square}^{(0)}; \mathbb{S}^3]. \end{aligned} \quad (15)$$

ただしパラメータ q は $q := e^{2\pi i/(k+N)}$ と同定した. このスケイン関係式(15)から計算される結び目不変量 $P_N(K; q) := Z_{CS}^{SU(N)}[K; \mathbb{S}^3] / Z_{CS}^{SU(N)}[\square; \mathbb{S}^3]$ を, ここでは量子 \mathfrak{sl}_N 不変量と呼ぶことにする.*5

量子 \mathfrak{sl}_N 不変量の N 依存性を新しいパラメータ $a := q^N$ に置き換えると, 式(15)は以下の2変数のスケイン関係式として表される:

$$\begin{aligned} a^{-1} H(\mathcal{X}; a, q) - a H(\mathcal{Y}; a, q) \\ = (q^{1/2} - q^{-1/2}) H(\mathcal{Z}; a, q). \end{aligned} \quad (16)$$

この2変数多項式 $H(K; a, q)$ は $G = SU(N)$ に対する Wilson ループ演算子の期待値を用いて以下のように同定される:

$$H(K; a = q^N, q) = P_N(K; q) = \frac{Z_{CS}^{SU(N)}[K; \mathbb{S}^3]}{Z_{CS}^{SU(N)}[\square; \mathbb{S}^3]}. \quad (17)$$

スケイン関係式(16)によって特徴付けられる2変数多項式不変量は **HOMFLY 多項式**⁵⁾ と呼ばれる結び目不変量に他ならない. 上の関係式と式(13)を見比べて明らかのように, HOMFLY 多項式を $a = q^2$ と特殊化すると, Jones 多項式が得られる:

$$H(K; a = q^2, q) = J(K; q). \quad (18)$$

例として, スケイン関係式(16)を基に右手型三葉結び目 3_1 に対する HOMFLY 多項式を計算すると,

$$H(3_1; a, q) = aq^{-1} + aq - a^2, \quad (19)$$

となり, 確かに式(18)の特殊化が成立していることが確かめられる.

一方, HOMFLY 多項式のパラメータ a を $a = 1$ と特殊化した多項式 $\Delta(K; q) = H(K; a = 1, q)$ は, 以下のスケイン関係式を満たす:

$$\Delta(\mathcal{X}; q) - \Delta(\mathcal{Y}; q) = (q^{1/2} - q^{-1/2}) \Delta(\mathcal{Z}; q). \quad (20)$$

スケイン関係式(20)で特徴付けられるこの多項式は,

Alexander 多項式と呼ばれ, これもまた古くから知られた由緒ある結び目不変量となっている. つまり, HOMFLY 多項式はこれらの結び目不変量を包括的に取り扱う枠組みを与えていると解釈されるのである.

3. 結び目不変量の圏化

3.1 Jones 多項式の圏化

Jones 多項式の計算結果(4)-(7)を見ると, ひとつの素朴な疑問*6が生まれる:

Jones 多項式の係数は, なぜ整数なのか?

この問いに対し, Khovanov によって提唱された結び目不変量の圏化は, 明確な答えを与えた.⁷⁾ Khovanov のアイデアの革新的な点は, 先に述べた通り結び目不変量を「数」として考えるのではなく, 「ベクトル空間」すなわち結び目 K から定められる「ホモロジー」を不変量として導入したことにある. このホモロジーは **Khovanov ホモロジー** と呼ばれ, 2つの位数 i, j を持ったベクトル空間 $\mathcal{H}_{ij}^{sl_2}(K)$ として表される. このホモロジーの脱圏化として Jones 多項式は, 以下のような形で q -位数付きオイラー数として実現される:

$$J(K; q) = \sum_{i,j} (-1)^i q^j \dim \mathcal{H}_{ij}^{sl_2}(K). \quad (21)$$

つまり, 上述の Atiyah の問いに対する答えは, Jones 多項式の係数は Khovanov のホモロジーの次元であるので, 整数であることは当然の帰結となる. また, 正負の符号はオイラー数を計算する際の交代和から生じていた.

Khovanov のホモロジー $\mathcal{H}_{ij}^{sl_2}(K)$ は, Reidemeister 移動の下での不変であることが証明されており, ホモロジー自身が不変量となっている. そこで, このホモロジーの次元の生成関数である **Poincaré 多項式**:

$$Kh(K; q, t) = \sum_{i,j} t^i q^j \dim \mathcal{H}_{ij}^{sl_2}(K), \quad (22)$$

もまた結び目不変量となり, **Khovanov 不変量** と呼ばれている. この定義からも明らかのように, 変数 t を $t = -1$ と特殊化すると, Poincaré 多項式は式(21)の q -位数付きオイラー数に帰着し, Jones 多項式が得られるので, Khovanov 不変量は Jones 多項式よりも詳細な結び目の位相的情報を有し, より強力な結び目不変量となっている. つまりこうした意味で, Khovanov 不変量は Jones 多項式の精密化として解釈される. 実際, Jones 多項式は5交点を持つ結び目 5_1 と10交点を持つ結び目 10_{132} に対し同じ多項式となるが, Khovanov 不変量は異なり, これら2つの結び目のトポロジーの違いを検出できるのである.

例として, 前章で Jones 多項式を計算した右手型三葉結び目 3_1 に対する Khovanov 不変量は, 正の整数係数多項式:

$$Kh(3_1; q, t) = q^1 t^0 + q^3 t^2 + q^4 t^3, \quad (23)$$

*5 量子不変量の研究では, Jones 多項式の \mathfrak{sl}_N -拡張は MOY (村上-大槻-山田) ブラケット多項式⁶⁾として定義される. ここでは自明な結び目を1とする規格化を採用したので, 便宜上この名称を適用した.

*6 この問いは M. Atiyah によるものとして有名である.

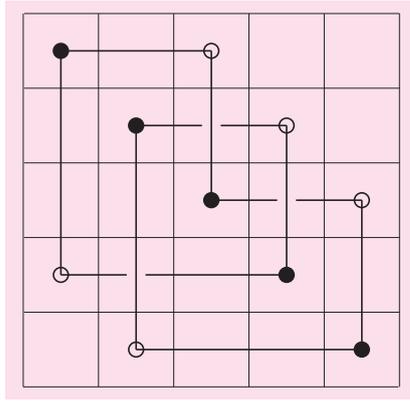


図4 三葉結び目のグリッド図形.

となり, 特殊化 $t = -1$ により Jones 多項式(4)に帰着することも確かめられる.

3.2 他の結び目不変量の圏化

Jones 多項式の圏化が提唱されて以来, 様々な結び目不変量の圏化が盛んに研究されてきた. まず, 上述の Khovanov ホモロジーの拡張である, 量子 \mathfrak{sl}_N -不変量の圏化を実現するホモロジーは, **Khovanov-Rozansky ホモロジー**⁸⁾として構築された. この圏化は, 単純にベクトル空間の直和や直積を取るだけではなく, ポテンシャル $W(x) = x^{N+1}/(N+1)$ によって定まる **行列因子化**という手法を基に構築される. Khovanov-Rozansky ホモロジーは2つの位数を持つホモロジー $\mathcal{H}_{ij}^{\mathfrak{sl}_N}(K)$ であり, 量子 \mathfrak{sl}_N 不変量, すなわち $a = q^N$ と特殊化された HOMFLY 多項式 $H(K; a, q)$ が, q -位数付けされたオイラー数として得られる:

$$H(K; a = q^N, q) = \sum_{i,j} (-1)^i q^j \dim \mathcal{H}_{ij}^{\mathfrak{sl}_N}(K). \quad (24)$$

また, $\mathcal{H}_{ij}^{\mathfrak{sl}_N}(K)$ の Poincaré 多項式は **Khovanov-Rozansky 不変量**と呼ばれ, 量子 \mathfrak{sl}_N 不変量を精密化した結び目不変量を与える:

$$\mathcal{H}^{\mathfrak{sl}_N}(K; q, t) := \sum_{i,j} t^i q^j \dim \mathcal{H}_{ij}^{\mathfrak{sl}_N}(K). \quad (25)$$

一方, Alexander 多項式の圏化は, Ozsvath と Szabo によって定式化され, **結び目 Floer ホモロジー**または **Heegaard-Floer 結び目ホモロジー**と呼ばれ $\widehat{HFK}_{ij}(K)$ と表される.⁹⁾ この圏化では, Heegaard 分解と呼ばれる結び目 K を含む S^3 の種数 g のハンドル体への分解を通じて, Floer ホモロジーの手法を基にホモロジーが構築される. また, 結び目 Floer ホモロジーの Poincaré 多項式:

$$HFK(K; q, t) = \sum_{i,j} t^i q^j \dim \widehat{HFK}_{ij}(K), \quad (26)$$

は新たな結び目不変量を定め, 以下の意味で Alexander 多項式の精密化を与えている:

$$HFK(K; q, t = -1) = \Delta(K; q). \quad (27)$$

一般に Floer ホモロジーの計算は容易ではないが, $\widehat{HFK}(K)$ に対しては組み合わせ論的定式化¹⁰⁾が確立され

ており, 結び目のグリッド図形から結び目 Floer ホモロジーの各生成元を具体的に計算できる. 例として右手型三葉結び目に対しては以下の Poincaré 多項式が得られる:

$$HFK(3_1; q, t) = q^{-1}t^{-2} + q^0t^{-1} + q^1t^0. \quad (28)$$

これらの結び目不変量と圏化の関係は以下の表にまとめられる:

結び目不変量	圏化
Jones 多項式	Khovanov ホモロジー
HOMFLY 多項式	Khovanov-Rozansky ホモロジー
Alexander 多項式	結び目 Floer ホモロジー

近年の超弦理論の研究の進展によって, 結び目不変量の圏化は様々な場の理論の枠組みから理解できるようになってきた. 次章ではこうした圏化の物理的解釈とその拡張について紹介しよう.

4. 超弦理論と圏化

4.1 観点1: M 理論と Chern-Simons 理論

結び目不変量の物理的解釈は, より大きな枠組みである弦理論を用いることで, 様々な双対性を通じて思いがけない観点が得られる. そこでまず, Chern-Simons ゲージ理論と弦理論の関係を出発点として, 結び目不変量の新たな観点を探ってみよう.

弦の場の理論を通じた考察¹¹⁾から, S^3 上の3次元 Chern-Simons ゲージ理論は, 以下のように定められる6次元空間 $X_6 = T^*S^3$ 上の弦の運動を記述する, (位相的) 弦理論から実現される:

$$X_6 = \{(z_1, \dots, z_4) \in \mathbb{C}^4 \mid z_1^2 + z_2^2 + z_3^2 + z_4^2 = \mu^2\}. \quad (29)$$

尚, X_6 の全ての複素座標 $z_i = x_i + iy_i$ を $y_i = 0$ とすると, 半径 μ の S^3 が現れる.

位相的弦理論と Chern-Simons ゲージ理論の関係についてももう少し詳しく述べておこう. Chern-Simons ゲージ理論のゲージ場 A や Wilson ループ $W_R[A; K]$ は, 弦理論のソリトンの高次元物体である **D-ブレーン**を以下のように導入することにより実現される. まず X_6 内の S^3 に, N 枚の D-ブレーンを重ねて巻き付けるように設置すると, $G = SU(N)$ ゲージ場 A はこの D-ブレーンに端点を持つ弦の自由度となることが, 位相的弦の場の理論の考察から発見された. 一方, y_i 方向に延びる3次元部分多様体 L_K に別の D-ブレーンを r 枚巻き付けるように設置すると, S^3 上の場の理論には Wilson ループ $W_R[A; K]$ が導入される. ここで, r は表現 R の次元と対応する. また結び目 K は, L_K と S^3 との交差として現れる. こうして, Chern-Simons ゲージ理論は, D-ブレーンの幾何的配置として実現されるのである.

ここまでは6次元空間 X_6 内の弦の運動を記述する位相的弦理論を考えていたが, **超弦理論**の枠組みに移ることで,

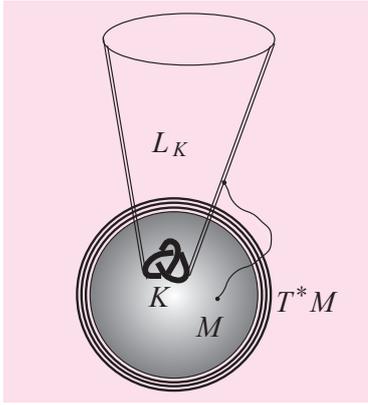


図5 結び目不変量を実現するD-ブレーンの配位.

より多様な観点が得られるようになる. 超弦理論は10次元時空を持ち, 上記の位相的弦理論の分配関数はType IIA超弦理論の振幅に対応する. さらに1次元 \mathbb{R} が加わった, 11次元時空上で定義される**M理論**は, Type IIA弦理論を弱結合極限として包含しているので, より俯瞰的に超弦理論を見ることができる. M理論の枠組みでは, 上述のD-ブレーンは6次元世界体積を持つM5-ブレーンとなり, 以下のような配置としてChern-Simonsゲージ理論が実現される¹²⁾:

$$\begin{aligned} 11 \text{次元時空} &: W_4 \times X_6 \times \mathbb{R} \\ N \text{枚のM5-ブレーン} &: D \times S^3 \times \mathbb{R} \\ r \text{枚のM5-ブレーン} &: D \times L_K \times \mathbb{R} \end{aligned} \quad (30)$$

ここで, W_4 は4次元時空を表し, $D \subset W_4$ は2次元部分空間を表している. また, r は $G = SU(N)$ の表現 R の次元を表しており, 基本表現 $R = \square$ であれば $r = 1$ となる. 以下では煩雑さを避ける為に, $r = 1$ の場合のみ取り扱うことにする.

M理論の枠組み(30)を出発点として, 以下では新たな観点(vantage point)から結び目の量子不変量とその圏化について見てみよう.

4.2 観点2: Type IIA弦理論とコニフォルド転移

2番目の観点として, **コニフォルド転移**と呼ばれる双対性を用いて, 式(30)と等価な超弦理論の設定を考えてみよう. ここでいうコニフォルド転移とは, 弦理論の一種の相転移として理解される双対性の一つであり, 我々の出発点となるM理論(30)では6次元空間 X_6 を異なるトポロジーを持った X'_6 に置き換えた空間上で定められるM理論と等価であると主張する.^{*7)} すなわち, Chern-Simonsゲージ理論から計算される結び目の不変量は, M理論の別の枠組みの物理量として実現され, 結び目不変量に対する新たな観点が得られるという訳である.

この6次元空間 X'_6 は, X_6 内の3次元球面 S^3 を面積 $A = g_s N$ の2次元球面 S^2 に置き換えることで得られる, (特異点解消された)コニフォルドと呼ばれる6次元多様体であ

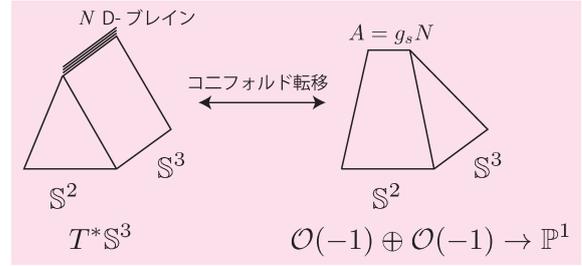


図6 コニフォルド転移.

る. ここで, g_s は超弦理論の結合定数を表している. この置き換えの操作により S^3 に巻き付いていた N 枚のM5-ブレーンは消え, 3次元部分多様体 L_K は L'_K に変形されるので, 結果として以下のような設定のM理論が得られる:

$$\begin{aligned} 11 \text{次元時空} &: W_4 \times X'_6 \times \mathbb{R} \\ r = 1 \text{枚のM5-ブレーン} &: D \times L'_K \times \mathbb{R} \end{aligned} \quad (31)$$

こうして得られる新たな観点では, 結び目の量子不変量は**BPS状態**の数え上げとして記述される. 以下, この様子を見てみよう.

BPS状態とは, 拡張された超対称場の理論に現れる真空状態であり, 超対称性の一部を保ち安定なものである. ここでは設定(31)の中にM2-ブレーンを配置することによって生み出されるBPS状態を考えることにする. 大まかに述べると, M2-ブレーンは3次元の世界体積を持ち, X'_6 の2次元球面 S^2 に何度か巻き付き, L'_K に境界を持つような形で配置することによってBPS状態が実現される. 世界体積の残り1次元を4次元時空 W_4 の時間方向に選ぶと, この状態は4次元時空中を運動する粒子に見える. この粒子は**BPS粒子**と呼ばれ, BPS粒子のHilbert空間を $\mathcal{H}_{\text{BPS}}[X'_6; L'_K]$ と表すことにする.

ここで一旦, M理論(31)の11次元 \mathbb{R} を落として, Type IIA超弦理論の枠組みに移って考えてみよう. Type IIA超弦理論では, M2-ブレーンはD2-ブレーンとD0-ブレーンの束縛状態として表される. その結果, BPS粒子が持つ内部対称性を考えると, 以下の電荷を持つことが分かる:

- ・D2-ブレーンの巻き付き数: $m \in H_2(X'_6; L'_K) = \mathbb{Z}$
- ・D0-ブレーン電荷: $n \in \mathbb{Z}$
- ・スピン: $k = 2j_3 \in \mathbb{Z}$

これら3つの電荷を持つBPS粒子の取り得る全ての可能な状態数の生成関数として, $Z_{\text{BPS}}[X'_6; L'_K]$ が以下のように定義される:

$$\begin{aligned} Z_{\text{BPS}}[X'_6; L'_K] &= \text{Tr}_{\mathcal{H}_{\text{BPS}}[X'_6; L'_K]} a^m q^n t^k \\ &= \sum_{i \in \text{BPS状態}} a^m q^n t^k. \end{aligned} \quad (32)$$

この生成関数(32)は, 観点1で考えた(位相的)弦理論の分配関数と一致することが予想されている.^{12, 13)} 2つの超弦理論の物理量は, パラメータを $q = e^{-g_s}$, $a = e^{-A}$, $t = -1$ と同定することで比較され, K が自明な結び目のよう

*7) ここでいう等価性とは, 双方の理論の対応する物理量の計算が一致するという意味している.

に単純な場合には、式(32)を直接的に計算することで両者の一致が検証できる。より具体的に述べると、例えば観点1と観点2の等価性を信じると、 $a=q^N$, $t=-1$ と特殊化した生成関数(32)は $SU(N)$ Chern-Simons ゲージ理論の Wilson ループ演算子の期待値 $Z_{CS}^{SU(N)}[K_\square; S^3]$ と一致することが期待される。特に、ミラー対称性の研究などを通じてこの双対性が明確に検証されている自明な結び目に対しては、式(32)は式(14)で得られた $Z_{CS}^{SU(N)}[\bigcirc_\square; S^3]$ を正しく再現することが確かめられている。¹²⁾

5. HOMFLY ホモロジー

5.1 予想—新たな結び目ホモロジーの存在—

これらの2つの超弦理論の観点は、結び目の量子不変量の圏化を考える上で、それぞれ有用な情報を与えている。まずはじめに、観点1では $SU(N)$ Chern-Simons ゲージ理論の Wilson ループ演算子の期待値として実現される HOMFLY 多項式を実現する弦理論及びM理論の枠組みが得られた。一方、観点2では3つの電荷で位数付けされる BPS ヒルベルト空間 $\mathcal{H}_{BPS}[X'_6; L'_k]$ によって、観点1の物理量が記述されることが明らかとなった。

これら2つの超弦理論から得られた状況証拠を繋ぎ合わせると、HOMFLY 多項式の背後には3つの位数付けされたホモロジー $\mathcal{H}_{ijk}(K)$ が存在することが予想される。¹⁴⁾ つまり、超弦理論が新たな結び目ホモロジーの存在を予言したのである。このホモロジーは以下のように HOMFLY 多項式の圏化を与えると考えられる：

$$H(K; a, q) = \sum_{ijk} a^i q^j (-1)^k \dim \mathcal{H}_{ijk}(K). \quad (33)$$

こうした形で HOMFLY 多項式の圏化を与える結び目ホモロジーは **HOMFLY ホモロジー** と呼ばれている。また、Khovanov 不変量と同様に HOMFLY ホモロジーの Poincaré 多項式は3変数多項式：

$$\mathcal{P}(K; a, q, t) = \sum_{ijk} a^i q^j t^k \dim \mathcal{H}_{ijk}(K), \quad (34)$$

となり、**超多項式**と名付けられている。

超弦理論によって圏化の物理的解釈が得られて以来、HOMFLY ホモロジーを数学的に定式化する研究が進められてきた。^{*8} 以下では、この HOMFLY ホモロジーの性質についてみてゆこう。

5.2 結び目ホモロジーの統一

超弦理論の双対性から予言される HOMFLY ホモロジー $\mathcal{H}_{ijk}(K)$ は、物理的には BPS ヒルベルト空間 $\mathcal{H}_{BPS}[X'_6; L'_k]$ そのものであると考えている。ところがこの \mathcal{H}_{BPS} を具体的に構築することは、これまでの超弦理論の進展をもってしても容易ではない。こうした中、近年の研究では HOMFLY ホモロジー級の研究が数学と物理学の両面から多角的に進められ、徐々にその構造が明らかになってきている。現段

^{*8} 数学的には、HOMFLY ホモロジーは行列因子化の拡張として Soergel 双加群の Hochschild ホモロジーとして定式化されている。¹⁵⁾

階では、結び目のスケイン関係式のように、結び目の射影図から組み合わせ論的手法で $\mathcal{H}_{ijk}(K)$ を構築する方法は存在しないが、HOMFLY ホモロジーの特徴付けを提唱した予想¹⁶⁾ やモデル^{13,17)} が提唱され、整合性のある結果が得られている。最後に Dunfield-Gukov-Rasmussen による研究¹⁶⁾ を基に HOMFLY ホモロジーを概観しよう。

前述の通り、HOMFLY ホモロジー $\mathcal{H}(K)$ は HOMFLY 多項式を式(33)のように圏化することが、超弦理論の双対性から期待される。では、Khovanov ホモロジー \mathcal{H}^{sl_N} や sl_N -Khovanov-Rozansky ホモロジー \mathcal{H}^{sl_N} 、さらに結び目 Floer ホモロジー $\widehat{HF}(K)$ と HOMFLY ホモロジーはどのような関係にあるのだろうか？

量子 sl_N -不変量は、HOMFLY 多項式 $H(K; a, q)$ を $a=q^N$ と特殊化することで得られたので、ホモロジーのレベルでも同様の構造が期待される。しかしながら、Khovanov-Rozansky ホモロジーの構造の研究から次の事実が知られている。 $N > M$ の関係にある2つの Khovanov-Rozansky ホモロジー \mathcal{H}^{sl_N} , \mathcal{H}^{sl_M} の全次元は一般に一致せず、以下の包含関係に従う：

$$\mathcal{H}^{sl_M} \subseteq \mathcal{H}^{sl_N}. \quad (35)$$

そこで、任意の N に対する量子 sl_N -不変量の圏化を与える HOMFLY ホモロジーは $N = \infty$ のホモロジーと同定され、

$$\mathcal{H}_{pk}^{sl_N} \subseteq \bigoplus_{i+Nj=p} \mathcal{H}_{ijk}, \quad (36)$$

という包含関係に従っているはずである。

また Khovanov-Rozansky ホモロジーの **スペクトル系列**に関する研究¹⁸⁾ から、 \mathcal{H}^{sl_N} に作用する微分写像 $d_{N \rightarrow M}$ ：

$$d_{N \rightarrow M}: \mathcal{H}^{sl_N} \rightarrow \mathcal{H}^{sl_M}, \quad d_{N \rightarrow M}^2 = 0, \quad (37)$$

の作用から小さいランクの Khovanov-Rozansky ホモロジー \mathcal{H}^{sl_M} が得られることが知られている。実際、この $d_{N \rightarrow M}$ の作用で結びついた \mathcal{H}^{sl_N} の生成元の(完全)ペアを取り除くと小さいランクのホモロジーが得られる。この操作は $d_{N \rightarrow M}$ に関するコホモロジーを考えることに相当し、 $H^*(\mathcal{H}^{sl_N}, d_{N \rightarrow M})$ と表すと以下の同型関係が得られる：

$$H^*(\mathcal{H}^{sl_N}, d_{N \rightarrow M}) \cong \mathcal{H}^{sl_M}. \quad (38)$$

そこで $d_{N \rightarrow M}$ の自然な拡張として、HOMFLY ホモロジー \mathcal{H}_{ijk} に作用する微分写像 d_N が存在し、そのコホモロジーを取ることによって sl_N -Khovanov-Rozansky ホモロジー \mathcal{H}^{sl_M} が得られることが予想される：

$$\mathcal{H}_{pk}^{sl_N} \cong \bigoplus_{i+Nj=p} H^*(\mathcal{H}, d_N)_{ijk}. \quad (39)$$

さらに、この考察を押し進めると、 d_1 , d_0 への拡張も考えられる。^{*9}

^{*9} 同時に d_N ($N < 0$) も考えられるが、 $N < 0$ から得られるホモロジーは $N > 0$ から得られるホモロジーと同型となる。この同型は結び目の鏡像対称性と呼ばれ、弦理論では描像2の X'_6 の S^2 の面積 A が正となる多様体と負となる多様体がフロップ変換で結びつくことに対応している。

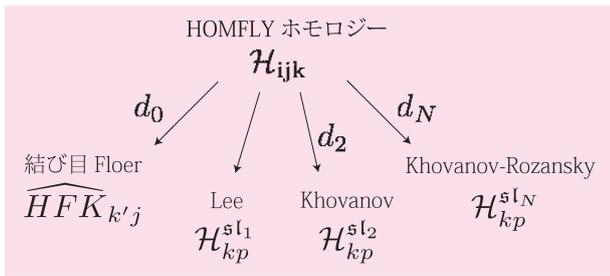


図7 結び目ホモロジーの統一.

d_0 に関してコホモロジーを取ると, HOMFLY 多項式の $a=q^0=1$ への特特殊化として定められた, Alexander 多項式の圏化が得られると予想される. つまり, HOMFLY ホモロジーが結び目 Floer ホモロジー \widehat{HFK} を含むことを, $\mathcal{H}(K)$ の満たすべき性質に加えるのは自然である. 特に, 2つの位数に制限する際には, 以下の組み合わせにするものと定めると, この予想が様々な結び目に対して例外無くうまくいくことが確かめられている:

$$\widehat{HFK}_{k'j} \cong \bigoplus_{-2i+k=k'} H^*(H, d_0)_{ijk}. \quad (40)$$

一方, d_1 に関するコホモロジーからは sl_1 -ホモロジー \mathcal{H}^{sl_1} が得られることが期待される. これは Khovanov ホモロジーのスペクトル系列の研究で発見された Lee のホモロジーとして知られた既知の結び目ホモロジーに相当する. sl_1 が自明なリー代数であることから, d_1 に関してコホモロジーを取ると, 自明な構造を持った1次元のホモロジーが得られることが予想される.

これらの HOMFLY ホモロジーが持つべき性質をまとめると, $\mathcal{H}(K)$ は単に HOMFLY 多項式を圏化するという以上に, これまで知られていた様々な結び目ホモロジーを包含する, 結び目ホモロジーの統一理論であると解釈できる. こうした統一理論としての特徴を逆手に取ると, 既知の結び目ホモロジーの情報を統合することで, HOMFLY ホモロジーを決定できるはずである. 勿論, これは弱い条件であるのだが実際には, 10 交差程度までの結び目に対しては, 一意的に HOMFLY ホモロジーが決定できる. つまり, これらの HOMFLY ホモロジーの特徴付けを「作業仮説」として用いることにより, 第一原理からの計算が難しい $\mathcal{H}(K)$ の構造を調べるアルゴリズムを Dunfield-Gukov-Rasmussen が与えたのである.

具体例として, 右手型三葉結び目を考えてみよう. まずはじめに, HOMFLY 多項式(19)は3項からなる多項式であるので, 最小の可能性として HOMFLY ホモロジー $\mathcal{H}(\mathbf{3}_1)$ は3つの生成子からなると考えられる. さらに, $a=q^2$ として Khovanov 不変量(23)と比較すると, 両者の整合性から超多項式は

$$\mathcal{P}(\mathbf{3}_1; a, q, t) = a^1 q^{-1} + a^1 q^1 t^2 + a^2 t^3, \quad (41)$$

と予想される. つまり, この場合は d_2 は $\mathcal{H}(\mathbf{3}_1)$ に自明に作

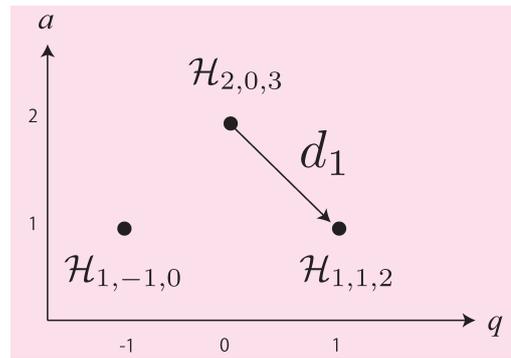


図8 $\mathcal{H}(\mathbf{3}_1)$ への d_1 作用.

用し, ホモロジーが小さくならなかったようだ. さらに Khovanov-Rozansky 不変量の計算結果¹⁹⁾との整合性も確かめられ, 全ての $d_N (N > 3)$ が自明に作用している様子が確認される.*¹⁰ また式(40)の関係を使うと, 結び目 Floer ホモロジーの Poincaré 多項式(28)も正しく再現される. 最後に, $\mathcal{H}(\mathbf{3}_1)$ の d_1 の作用は図8のようになり, d_1 で結びつく2つの生成子の完全ペア $\mathcal{H}_{2,0,3}$ と $\mathcal{H}_{1,1,2}$ がコホモロジーを取ることに取り除かれ, 超多項式の中の $a^1 q^{-1} t^0$ に対応する生成子 $\mathcal{H}_{1,-1,0}$ の1次元分だけ生き残ることも確かめられる. 以上の検証から, 既知の結び目ホモロジーの整合性を調べることで, 超弦理論が予言した HOMFLY ホモロジーの存在を, 三葉結び目に対して確かめることができた.

本章の HOMFLY ホモロジーの構築はかなり天下りのものであることは率直に認めざるをえない. これは現段階では d_N の物理的意味付けが明確でないことに起因している. だが, こうして得られた結果は他の計算結果^{13,17)}とも非自明に一致しており, 一連の研究が正しい方向に進んでいる証拠であると確信できる. 今後の研究で超弦理論の新たな観点から, これらの予想の物理的意味が与えられれば, 結び目ホモロジーの統一理論のさらに奥深い構造を知ることができるだろう.

6. さいごに

弦理論の研究にとって, 結び目不変量とはどういった位置付けで捉えられるのだろうか? この解説で紹介した通り, 超弦理論は様々な観点を持ち, 結び目不変量は超弦理論に現れる場の理論を通じて実現される. そこで結び目不変量は, 超弦理論に現れる場の理論の双対性を具体的に探る上で有用な物理量であり, 圏化はその背後に潜む構造を探る為の有効な手立てであるといえる.

本稿では, 基本表現 $R = \square$ の場合に焦点を絞って結び目不変量の圏化を紹介したが, 近年の進展ではより一般的な表現 R に対して HOMFLY ホモロジーが拡張され, それらは色付き HOMFLY ホモロジー²⁰⁾と呼ばれている. 特に r 次対称表現の場合, q^r を固定して, $r \rightarrow \infty, q \rightarrow 1$ とするこ

*¹⁰ 一般に \mathcal{H} -Thin 結び目と呼ばれる結び目はこうした性質を持つ.

とで、結び目不変量の非自明な2重スケーリング極限が考えられる。この極限における色付き拡張された超多項式の漸近的振る舞いからは、新たな結び目不変量である、**超A多項式**²¹⁾が見出された。この超A多項式は豊富な幾何学的情報を有しており、その研究から弦理論の可積分構造や新たな双対性の解明に向けて、興味深い様々な状況証拠が得られてきている。

また近年の圏化の研究では、量子不変量の背後にある量子群そのものの圏化に関する理解が進んでいる。²²⁾ 量子群の圏化に対する物理的解釈は、現時点では殆ど手つかずの状況にあるが、様々な数学的道具立てが揃いつつあり、今後5年間でさらなる進展が期待される。こうした研究が進めば、本稿で紹介した結び目不変量の圏化はより明確に説明できるはずであり、同時に場の理論の双対性についてもより深い理解が得られるだろう。

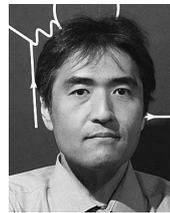
最後に、本稿作成にあたり有用なコメントを頂いた村上斉教授に感謝致します。

参考文献

- 1) V. F. R. Jones: Bull. Amer. Math. Soc. **12** (1985) 103.
- 2) L. H. カウフマン著, 鈴木晋一, 河内明夫監訳: 『結び目の数学と物理』(培風館, 1995).
- 3) 結び目不変量のデータベースとして Knot Atlasがある: http://katlas.org/wiki/Main_Page
- 4) E. Witten: Commun. Math. Phys. **121** (1989) 351.
- 5) P. Freyd, D. Yetter, J. Hoste, W. B. R. Lickorish, K. Millett and A. Ocneanu: Bull. Amer. Math. Soc. **12** (1985) 239; J. Przytycki and P. Traczyk: Kobe J. Math. **4** (1988) 115.
- 6) H. Murakami, T. Ohtsuki and S. Yamada: Enseign. Math. **44** (1998) 325.
- 7) M. Khovanov: Duke Math. J. **101** (2000) 359; arXiv: math/9908171 [math.QA]; D. Bar-Natan: Alg. Geom. Topology **2** (2002) 337; arXiv: math.QA/0201043.
- 8) M. Khovanov and L. Rozansky: arXiv: math.QA/0401268; arXiv: math.QA/0505056.
- 9) P. Ozsváth and Z. Szabó: Adv. Math. **186** (2004) 58; arXiv: math/0209056 [math.GT].
- 10) C. Manolescu, P. Ozsváth and Z. Szabó: arXiv: math/0607691 [math.GT]; C. Manolescu, P. Ozsváth, Z. Szabó and D. Thurston: arXiv: math.SG/0403377.
- 11) E. Witten: Prog. Math. **133** (1995) 637; arXiv: hep-th/9207094.
- 12) H. Ooguri and C. Vafa: Nucl. Phys. B **577** (2000) 419; arXiv: hep-th/9912123.

- 13) M. Aganagic and Sh. Shakirov: arXiv: 1105.5117 [hep-th].
- 14) S. Gukov, A. S. Schwarz and C. Vafa: Lett. Math. Phys. **74** (2005) 53; arXiv: hep-th/0412243.
- 15) M. Khovanov: Int. J. Math. **18** (2007) 869; arXiv: math/0510265.
- 16) N. M. Dunfield S. Gukov and J. Rasmussen: Exp. Math. **15** (2006) 129; arXiv: math.GT/0505662.
- 17) E. Gorsky: Contemp. Math. **566**, Amer. Math. Soc. (2012) 213; arXiv: 1003.0916 [math.AG]; E. Gorsky, A. Oblomkov, J. Rasmussen and V. Shende: arXiv: 1207.4523 [math.RT].
- 18) B. Gornik: arXiv: math/0402266.
- 19) N. Carqueville and D. Murfet: arXiv: 1108.1081 [math.QA].
- 20) S. Gukov and M. Stošić: arXiv: 1112.0030 [hep-th]; E. Gorsky, S. Gukov and M. Stošić, arXiv: 1304.3481 [math.QA].
- 21) H. Fuji, S. Gukov and P. Sulkowski: Nucl. Phys. B **867** (2013) 506; arXiv: 1205.1515 [hep-th]; H. Fuji, S. Gukov and P. Sulkowski (Appendix by H. Awata): Adv. Ther. Math. Phys. **16** (2012) 1669; arXiv: 1203.2182 [hep-th].
- 22) M. Khovanov and A. Lauda: Represent. Theory **13** (2009) 309; arXiv: 0803.4121 [math.QA]; Trans. Amer. Math. Soc. **363** (2011) 2685; arXiv: 0804.2080 [math.QA]; R. Rouquier: arXiv: 0812.5023 [math.RT].

著者紹介



藤 博之氏: 専門は素粒子理論。ゲージ理論や弦理論の数理物理的側面に
関心がある。

(2013年2月28日原稿受付)

Superstring Theories and Unification of Knot Homologies

Hiroyuki Fuji

abstract: The quantum field theory has been playing important roles in the research of the knot invariants since a connection between the Chern-Simons gauge theory and the Jones polynomial was uncovered. In developments for the past decade, the novel class of knot invariants has been found *via* the concept of “categorification” in mathematics. On the other hand in the string theory, the concept of “D-brane” has been introduced, and we get new physical interpretation for such knot invariants. In recent years, the unification of various categorified knot invariants has been discussed by combining new approaches in physics and mathematics. In this article, we will survey on recent developments in this research area.

不安定核構造を映す電子顕微鏡をつくる

若杉昌徳 〈理化学研究所仁科加速器研究センター 351-0198 和光市広沢2-1〉

大西哲哉 〈理化学研究所仁科加速器研究センター 351-0198 和光市広沢2-1〉

須田利美 〈東北大学電子光物理学研究センター 982-0826 仙台市太白区三神峯1-2-1〉

栗田和好 〈立教大学理学部 171-8501 東京都豊島区西池袋3-34-1〉

100 MeV以上のエネルギーまで加速してド・ブROI波長をフェムト (fm) スケールまで縮めた電子ビームを原子核に衝突させその散乱を観測すると、電子顕微鏡のように原子核の姿形を映し出すことができる。高エネルギー電子ビーム弾性散乱は半世紀以上に確立された古典的な手法であるが、原子核の密度分布を高い信頼性をもって直接決定できる優れた方法であり、近年の実験技術の進歩にもかかわらずこれに勝る手法は今もって存在しない。それゆえ電子散乱は短寿命不安定核構造研究においては悲願とも言うべき実験であるが、未だかつて誰もそこに近づけた者はいなかった。筆者らはSCRITと名付けた新技術の開発によってそこへ到達できる手段を手に入れた。理研RIBFにおいてこの新技術を搭載した電子散乱実験専用施設が今まさに建設されている。主たる装置群は一部を残して既に稼働しており、SCRIT技術評価試験、電子散乱試験、および不安定核生成試験を成功させ、目標の背中をすでに捕らえている。この期に本誌上を借りてSCRIT技術および新施設の詳細を紹介する。

1. はじめに

原子核による電子散乱の取り扱い、N. F. Mott¹⁾が80年以上も前に点電荷による散乱断面積を導出したことに端を発する。この時代、数MeV以下の電子ビーム散乱断面積とMott断面積の間のずれをもたらし原子核サイズ効果が議論されていた。その後、M. E. Rose²⁾はエネルギーをさらに高くすることで原子核の形や電荷分布をも決定できることを指摘した。100 MeVを超える電子ビームを用いてRoseの提案を最初に実証したのがスタンフォード大学のR. Hofstadter³⁾である。彼らは、Au原子核による弾性散乱から核電荷密度分布は表面付近でテーパ状に減衰することを示唆した。核半径以外の新たな表面の厚さという特性の最初の実験的認識である。これに関してD. R. Yennie⁴⁾がいわゆるフェルミ分布モデルを提案し、実験的にもその妥当性が示された。⁵⁻⁷⁾この時期の多くの研究によって核力の介在しない電子散乱の有用性が示され、以後核構造研究における重要なツールとして発展を遂げる。加速器性能や実験手法が進化するにつれて、電子散乱はさらに断面積の小さい高次の効果を分離できるようになる。Hofstadter⁸⁾が初めて分離した磁気散乱によって、殻外核子の磁化分布が導出された。核の励起を伴う非弾性散乱では、遷移電荷密度分布ばかりではなく回転バンドへの励起強度を利用して変形した核電荷密度分布^{9,10)}を導き出すこともできた。より高運動量移行領域の弾性散乱から、核深部の詳細構造¹¹⁻¹⁵⁾が明らかになり、準弾性散乱($e, e'p$)による核内陽子の運動量分布測定も可能になった。しかしながら電子散乱研究は一部の核(³H, ¹⁴Cなど¹⁶⁻¹⁸⁾)を除いて安定核でしか行われていない。

電子散乱実験結果に高い信頼性が与えられたのは、電子がプローブとして理想的な性質を持つためである。すなわち、(1)電子が内部構造を持たない点電荷と見なせること、

(2)電磁相互作用のみに支配されその現象はQEDで極めて正確に計算ができること、(3)そして相互作用が核力に比べて弱く核内を乱さず核深部まで届くことである。運動量移行の関数として測定された弾性散乱断面積にフーリエ変換を施すと、核電荷密度すなわち陽子波動関数の二乗値和の分布が決定できる。そのプロセスにモデルや仮定を挿まないで、結果には一切の概念が生じない。ゆえに電子散乱の結果は核波動関数に強い制限を与え、他の実験事実の解析と理論的な解釈や予測のよりどころとなる。電子散乱実験はその技術が研ぎすまされてゆくに従ってより詳細な核構造を映し出せるようになり、原子核の基本的な性質を確立させ浸透させていった。

一方で不安定核構造研究は、CERN-ISOLDEのようなISOL型の低エネルギー不安定核分離器と、RIKEN-RIPS/BigRIPSのような飛行核破砕/核分裂反応による高エネルギー不安定核分離器との技術のしのぎ合いの中で急速に拡大してきた。ISOLDEにおいては1980年代をピークに長い同位体チェーンにわたって平均二乗核電荷半径、スピン、モーメントなどの電磁特性が系統的に測定された。¹⁹⁾巨大な反応断面積を持つ束縛電子をプローブとする手法が、不安定核生成量の少なさを補って大量生産的測定を可能にした。他方1985年LBLにおいてI. Tanihata²⁰⁾が全反応断面積測定から安定核の見解では予想もしなかった¹¹Li核の中性子ハロー構造を発見したことが、世界各地での高エネルギー不安定核分離器の建設を誘発することとなった。その後も分厚い(～1 fm程度)中性子スキン構造²¹⁾や魔法数の生成・消滅現象^{22,23)}の発見など、数々の情報が積み上がっている。これらは電子散乱によって築かれてきた原子核の基本的特性がけっして普遍的なものではなかったことを示すものだった。

こうした過熱する不安定核構造研究に再び電子散乱の手

法を投入したい。核の表面付近にしか作用が届かないハドロンや核をプローブとするものでもなく、また、ほんやりとしか核が見えない束縛電子をプローブとするものでもなく、核深部まで入り込み直接クリアに核構造を映し出せる顕微鏡としての電子散乱を実現したい。それが筆者らのSCRIT (Self-Confining RI Ion Target) 技術開発のモチベーションである。しかし不安定核の電子散乱実験を実現することはそれほど容易なことではない。有限な生成率と寿命を持つ不安定核で安定した固定標的を作ることが限りなく不可能に近いからだ。ならばと誰もが考える手法は逆運動学散乱法か衝突型蓄積リング (コライダー) の活用である。逆運動学散乱は不安定核ビームを数百 GeV/u まで加速しなければならず、非現実的であることがすぐに分かる。コライダーの方が経験に照らし合わせてより現実的と言える。筆者らもコライダー建設を検討したが、膨大な建設費と維持費を要する上に、FAIR-ELISe (独)^{24,25} と同様のプランを立て建設を先行させても蓄積された経験の差が大き過ぎて勝負にならない。他に先んじてなおかつ容易にこれを実現する方法は何か、しかも装置はコンパクトで安価でなければならない。こういう条件から取り扱いが容易な低速不安定核ビームを用いることが必然であった。種々のアイデアを検討し、最終的には最もシンプルな原理に基づくSCRIT法の可能性を追求した。

2. SCRITの原理

SCRITとは電子蓄積リングで良く知られた“イオントラッピング現象”を利用する新しい内部標的生成技術である。リング中の残留ガスは電子ビーム衝突によりイオン化され、電子ビームの収束力を受けてビーム軸上に捕獲されてしまう。残留ガスは絶えずイオン化され続け、やがて平衡に達するとビーム軸上に高密度イオン雲が形成される。イオン雲は電子ビーム不安定性²⁶⁻²⁸)を引き起こす要因であるが、捕獲イオンからの散乱により少くない数の電子がはじき出される事実に着目すると、まさに電子散乱が自然発生していることに気付く。この残留ガスを不安定核イオンに置き換えれば、不安定核電子散乱が成立する。イオンは電子ビーム軌道上の狭い領域に集中するので、標的原子核数は必然的に最小限でよいことになる。例えば、断面積 1 mm^2 で電流 160 mA の電子ビームに標的が捕獲されれば、(捕獲イオン数) $\times 10^{20} / (\text{cm}^2 \text{ s})$ のルミノシティーが得られる。測定に十分な $10^{26} / (\text{cm}^2 \text{ s})$ を得るには、約 100 万個の標的核があれば良いという勘定が成り立つ。この量は現在の不安定核生成装置の水準からすると核種によっては十分供給可能である。すなわちSCRITは自然の力を利用して完全に無駄を省き正味の標的核数で高いルミノシティーを実現する仕組みである。

図1を用いて具体的な標的生成法を解説する。SCRITの基本的な道具立ては電子蓄積リングとその軌道上に設置した3個の筒型電極である。イオンが軸方向に拡散しないよ

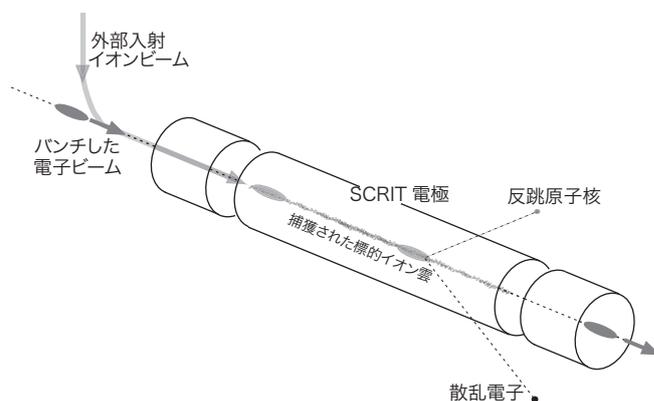


図1 SCRITの原理。

う両端の電極が静電バリアポテンシャルを形成する。中央電極に掛ける電圧 (SCRITポテンシャル) は井戸型の底電位を与え捕獲領域を定義する。そこへ外部から標的イオンを流し込む。標的イオンの運動エネルギーを捕獲領域でほぼゼロにするのが望ましいので、SCRITポテンシャルは入射イオンエネルギーと同等の高圧に設定する。イオンは電子ビーム軸に乗せられると横方向に捕獲され縦方向エネルギーを保存したまま電極内へ侵入する。静電ポテンシャルの坂を中央電極目指して昇りきったところで運動エネルギーが失われ、入射側バリアポテンシャルを閉じることで捕獲動作が完了する。

ここでイオン捕獲原理の直感的イメージについて述べる。この現象は一見電子ビームが作る負の静電ポテンシャル中にイオンを捕獲するEBIS/T (Electron Beam Ion Source/Trap) と同様に考えられがちである。捕獲イオンの運動に比べて作用の周期が桁違いに短いので、電子ビームを平均DC電流として近似することにあまり疑問を持たれない。しかしイオン捕獲の特性を良く調べればそれが完全な間違いであることが分かる。バンチ状の電子ビームによる瞬間的な収束力 (F) がバンチ間の自由空間 (O) と交互にかつ周期的に作用する。これはイオンから見ればF-O-F-O-と無限に続く周期的強収束光学系における輸送現象であり、歴史的にもそう扱われてきた。捕獲イオンの横方向振動は静電ポテンシャル中の調和振動ではなく輸送ライン中のベータトロン振動であるという理解である。これだけならば線形力の働く領域に留まり周期解を持つイオンは永遠に捕獲され続ける。しかし実際はそのような単純なモデルではとても近似しきれず、臨界質量²⁶⁾などで安定性の線引きができるものでもない。筆者らのイオン捕獲特性研究から言えば、作用は周期的でも値数変動、空間電荷効果、ビーム状態の時間的変動などの複雑な環境の下で、もはや周期解を持つことのない輸送現象である。したがっていつか必ず輸送軌道から外れ溢れ落ちてしまう。しかも多価であるほど早く失われてしまうことなどは、EBIS/Tと正反対である。

電子加速器の分野ではイオントラッピング現象に関する

多くの研究がなされている。^{27,28)} そのほとんどは平衡状態での電子ビームとの相互作用に関するものであり、捕獲イオン自身の特性やその時間発展に関わる研究は皆無と言ってよい。つまり一旦捕獲されたイオンがその後どのような生涯をたどるのか実は全く知られていない。無限に供給され続ける残留ガスイオンの捕獲現象においてはさして興味の持たれない部分である。限られた数の不安定核を捕獲させ一定時間標的として利用する SCRIT という仕組みにおいては、まさにイオン捕獲開始直後の時間発展が重要である。特に標的イオン入射後の1~2 sまでの特性が SCRIT の性能を決定する。実証実験を始める前に行ったシミュレーションにおいて、ある程度の特性はすでに理解されていた。到達ルミノシティは最大で約 10^{28} / (cm² s)、その状態は秒オーダーしか持続しないという予測であった。²⁹⁾ これは短寿命不安定核の弾性散乱実験にとっては十分な性能であるし、巨大なコライダーを用いる FAIR-ELISe で期待される性能とほぼ同等である。²⁴⁾

3. SCRIT 電子散乱実験施設

SCRIT という発想による不安定核標的の検討は2002年から始まった。2004年から京大化研のKSR (Kaken Storage Ring)³⁰⁾ で始めた実証実験で、SCRIT に捕獲した ¹³³Cs イオンからの電子弾性散乱角度分布の測定に成功し、³¹⁻³³⁾ 正味約100万個の標的数で弾性散乱実験が可能であることを示した。この成功はコライダー方式に比べて圧倒的な装置の小型化、低コスト化、そして実験の容易さという SCRIT 法の利点を証明した。このころタイムリーにも(株)住友重機械工業との間で電子加速器一式(150 MeV マイクロトロン³⁴⁾ と放射光リング AURORA-2S³⁵⁾ の無償譲渡が合意された。これは電子散乱施設の建設コストをさらに半減させた。2008年加速器を理研へ移設し、翌年より新施設の建設が開始された。³⁶⁾

図2に SCRIT 電子散乱実験施設³⁷⁾ の概要を示す。電子蓄積リング AURORA-2S を、SCRIT 装置を挿入できるように直線部を改造し、SR2 (SCRIT-equipped Riken Storage Ring) と名付けて再建した。SR2は2台の180°偏向電磁石と8台の4極電磁石でラティスを構成する。偏向電磁石は常伝導ながら最大2.7 Tを発生させ周長約21 m という小型化を達成している。これはコンパクト電子散乱施設の考え方に完全に合致していた。電子エネルギーは150~700 MeVの範囲で可変であるが、電子弾性散乱実験においては150~300 MeVで使用する。SR2では低エネルギーながら大電流でかつ安定的な蓄積が要求される。現状蓄積電流250 mA以下で運転されているが、最大460 mAの蓄積記録を持つマイクロトロン (RTM) は遮蔽された部屋に設置し、150 MeVに加速した電子ビームをSR2へ供給する。入射が完了するとRTMビームは不安定核生成のためのドライバーとして利用される。RTMはSバンド8連共振器を内蔵し、25周回で150 MeVまで加速する。周回ビーム軌道は1.23 T

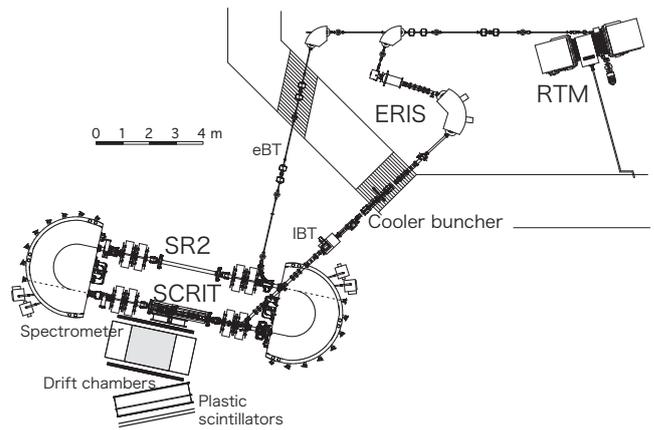


図2 理研RIBFに建設したSCRIT電子散乱実験施設概要。

の180°主電磁石と、そのエッジ部に配置した-0.29 Tの逆磁場コイルによって形成する。ピーク電流1.5 mA、パルス幅4 μs、繰り返し10 Hzで最大9 Wが出力される。SR2への入射には十分だが、不安定核生成用ドライバーとして実践的に使用するため、1 kW以上を出力できるよう高周波系のアップグレードを予定している。加速器に関する詳細は参考文献を参照されたい。^{36,37)}

RTM室にはISOL型の低エネルギー不安定核生成分離器ERIS (Electron-beam-driven RI Separator for SCRIT) を建設した。ERISはUC₂標的を格納したイオン源を備えている。150 MeV電子ビームが変換されたBremsstrahlung γ線による²³⁸Uの光核分裂反応を用いて短寿命不安定核を生成する。これを最大50 keVに加速し質量分離した後クーラーバンチャーへ送り込む。一定時間バンチャー内に集積された不安定核イオンをパルスビームとして再び加速してSCRIT装置へ入射する。SCRIT中で一定時間電子散乱を起こしている間に、次の標的をバンチャーに集積させ標的の入替を行う。これを繰り返して散乱実験を遂行する。散乱電子は直近に構えた磁気スペクトロメータ、ドリフトチェンバーおよびトリガ生成用シンチレータで構成される検出器を用いて散乱点、散乱角およびエネルギーが測定される。

3.1 SCRIT 装置

SCRIT装置の概要を図3に示す。SCRIT本体は縦方向静電ポテンシャルを形成する3つのSCRIT電極である。蓄積領域を定義する中央電極は500 mmの長さを持つ。4軸スクレーパーは破壊型のモニターであるが、電子ビーム軸の位置測定とイオンビーム軸調整を行い入射イオン数も測定する。これらのデバイスは共通のプラットフォームに精密設置されている。両端のボタン電極型BPM (Beam Position Monitor) の出力を指標にプラットフォームを2軸微調整することで、全デバイス軸を電子ビーム軸に乗せる。垂直上方から入射された標的イオンを73°デフレクタと平行平板スイッチング17°デフレクタで電子ビーム軸に乗せる。SCRIT電極の入射側バリアポテンシャルのスイッチングによって入射、捕獲、取出を制御する。取出された捕獲イオンはスイッチングデフレクタで垂直下方にあるアナライザー

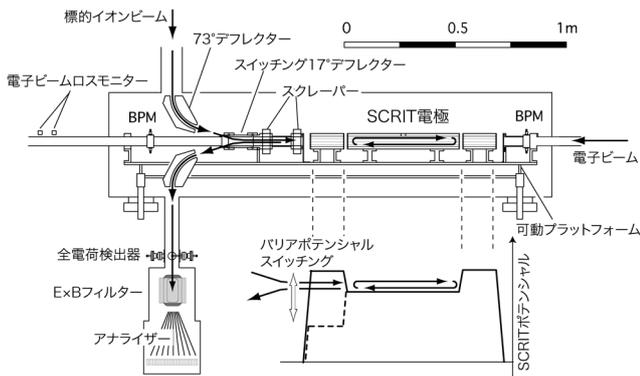


図3 SCRIT装置概要.

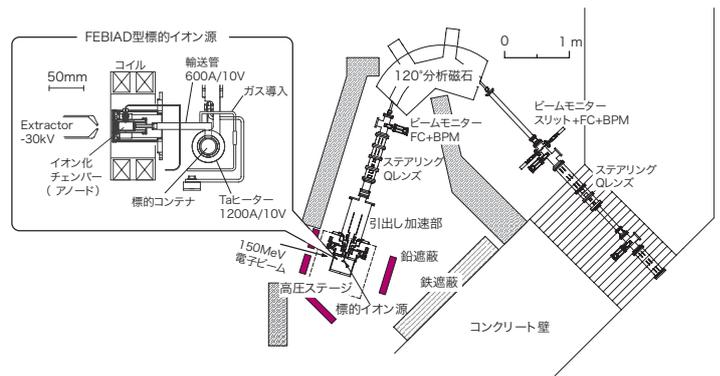


図4 ERIISの概要.

に打ち込まれる。ここでは、全電荷量と $E \times B$ フィルターによる電荷質量比 (q/A) 分布の測定を行い、蓄積後のイオン状態を調べる。SCRIT電極から2 m下流のビームダクト直近に1対のプラスチックシンチレータを用いた電子ビームロスモニターを設置している。電子ビームロスが作り出す電磁シャワーの一部を計測するもので、標的イオンの有無によって計数率に変化が生じる。これを較正することによってオンラインミノシティーモニターとして利用している。

3.2 散乱電子検出器

散乱電子検出器は、大口径磁気スペクトロメータと2組のドリフトチェンバーおよびトリガ生成用プラスチックシンチレータで構成する。検出器には、弾性散乱を同定するのに十分なエネルギー分解能を持つこと、広範囲な散乱角度を覆えること、そして500 mmの標的長に対する十分なアクセプタンスを持つことが求められる。最大0.8 Tの磁場の様度を重視してウインドウフレーム型を採用し、散乱電子が通過する開口部を $290 \times 1,700 \text{ mm}^2$ と設計することでこれらの要求に答える。スペクトロメータの前後にドリフトチェンバーを配置して入射軌道を確定させ、磁場マップを用いて散乱電子の飛跡を再構築することで、運動量、散乱角度そして散乱点の決定を行う。運動量分解能0.1%、散乱角度範囲は $30^\circ \sim 60^\circ$ 、そして立体角は約100 msrが見込まれる。電子ビームエネルギーを変えることで運動量移行領域 $80 \sim 300 \text{ MeV}/c$ を覆う測定を実現する。

3.3 ERIIS (不安定核生成成分離器)

電子ビーム照射によるUの光核分裂反応の利用は1999年W. T. Diamond³⁸⁾により提案されてにわかに注目を浴びた。これには電子加速器が比較的安価なことから、ハドロンビームよりも中性子がより過剰な(2個程度)核へアクセスできるという利点があるためだ。核分裂片の素早い拡散³⁹⁾と優れた温度特性を持つ UC_2 が標的として実用化されており、その生成法もORNLなどで確立されている。^{40,41)} ^{238}U の巨大双極子共鳴ピークは15 MeV近傍⁴²⁾なので、RTMビームのエネルギーは高過ぎかと思われるところだが、標的内部での γ 線変換を考慮すると特に遜色はない。密度 4.8 g/cm^3 厚さ60 mmの UC_2 を使用すると、核

分裂率は $2 \times 10^{11} \text{ fissions}/(\text{s kW})$ が期待される。ERISは電子ビームでドライブするISOLとして日本唯一であり、世界でもOrsay-ALTO⁴³⁾にしかない。ERISは図4に示すように標的イオン源、引出し加速部、および質量分離器から構成されている。さらにイオン源は標的コンテナ、輸送管、およびイオン化チェンバーで構成されている。素早い拡散輸送のためTaヒーターと輸送管に十数kWの電力を投入して全系を $2,000^\circ\text{C}$ に加熱する。イオン源には高いイオン化率と広範囲な適用性を持つFEBIAD型^{44,45)}を採用した。標的周りの放射化に備えて、イオン源部にはロボット制御による遠隔脱着移送システムを整備する。Xeガスを用いたコミッションングでは、まだ最適とは言えないが全効率(含、イオン化、引出し、輸送等)21%、質量分解能 ($M/\Delta M$) 1,660という性能を得た。⁴⁶⁾

4. 性能評価試験

SCRIT性能評価のため入射イオン捕獲時の効率、時間発展、到達可能ミノシティー、およびこれらの電子ビーム電流依存性を中心に検証した。⁴⁷⁾ 電子ビームは150 MeV/200 mA、電流依存性測定は50~250 mAの範囲で行った。入射するパルスイオンビームは $^{133}\text{Cs}^{1+}$ および $^{132}\text{Xe}^{1+}$ で、そのエネルギーは入射効率から6.05 keVとした。パルス幅は300 μs で、典型的な入射イオン数 (N_{inj}) は ^{133}Cs の場合 4×10^8 個/pulse、 ^{132}Xe では 1×10^8 個/pulseであった。SCRITポテンシャルの最適値は6.10 kVであり、収束力による負の擬ポテンシャル分だけイオンエネルギーよりも高い。捕獲イオン数 (N_{trap}) はアナライザーで測定され、捕獲効率は $\epsilon_{trap} = N_{trap}/N_{inj}$ で求められる。衝突に寄与する有効標的イオン数 (N_{coll}) は電子ビームロスモニターから分かるので、重なり効率を $\epsilon_{over} = N_{coll}/N_{trap}$ とした。時間発展は捕獲時間を45 ms~3 sの範囲で変化させて追跡した。スペクトロメータは建設途中にあるので、今回の散乱電子測定にはドリフトチェンバーとpure-CsIおよび BaF_2 結晶カロリメータの組み合わせを用いた。立体角は合わせて16 msrと小さいが、散乱角 $25^\circ \sim 45^\circ$ を覆うことができる。全ての測定は標的イオンの(入射→捕獲→取出し分析)サイクルを適切な捕獲時間設定で繰り返しながら行う。残留ガスイ

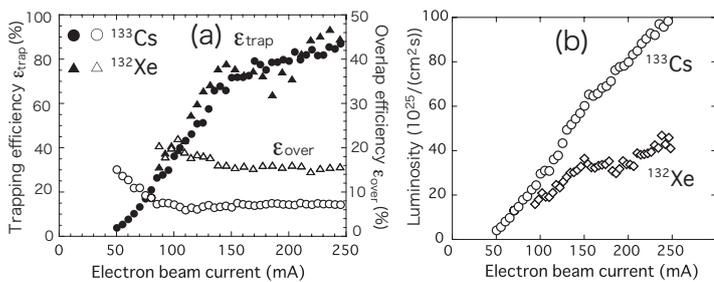


図5 捕獲効率と重なり効率 (a) およびルミノシティー (b) の電子ビーム依存性.

オンの影響を分離するため、標的イオンの入射は2サイクルに一度として比較測定を行った。時間配分は標的イオンの捕獲に45%、残留ガスイオンのみの捕獲に45%、そしてバリアポテンシャルを下げ何も捕獲しない空の時間を10%と設定した。

4.1 イオン蓄積特性

ここではまず入射した標的イオンの捕獲のされ方について解説する。標的イオンが捕獲された瞬間、電子ビームロスモニターは計数率を急増させ、電子ビーム蓄積寿命が減少する。典型的な計数率増加は約1 kcpsで、寿命の減少は103分から90分であった。これらはどちらもルミノシティーが約 $10^{27}/(\text{cm}^2 \text{s})$ であることを示した。ルミノシティーが1桁上がればビーム蓄積寿命は半減し、2桁上がると絶えず電子ビームの補充を要する。つまりSCRIT法には実用的なルミノシティーの上限があることが理解できる。

図5(a)には測定した効率の電流依存性が示されている。捕獲効率の振る舞いは両イオンで同様だが、重なり効率はエミッタンスがより小さい ^{132}Xe の方が約2倍良い値を示した。捕獲効率は約40 mAから立ち上がり、150 mAにかけてほぼ直線的に増加し、その後次第に飽和しつつ250 mAでは90%以上と入射したほぼ全イオンが捕獲される。一方重なり効率は少電流領域では次第に減少し、150 mA以降では一様となる。小電流領域では捕獲数が少なくてもビーム付近に分布が集中し、電流とともに捕獲数の増加に連動して分布も広がる。捕獲数が飽和すると分布もはや変化せず結果として重なり効率は一様になる。捕獲初期の空間分布を小さくし重なり効率を向上させるには、現状約 $50\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 程度の標的イオンビームのエミッタンスをさらに小さくすることが重要である。図5(b)は同じく電流に依存したルミノシティーを示している。 ^{133}Cs では250 mAで $10^{27}/(\text{cm}^2 \text{s})$ に到達し、 ^{132}Xe の場合はその約半分である。電流150 mA以下では、捕獲効率と電流値の両方の増加に伴ってルミノシティーもやや急速に増加する。それ以降捕獲イオン数が飽和してくるのでルミノシティーはもはや単に電流に比例した増加を示すようになる。ここまでの捕獲直後の特性は格別不思議もなく理解できる。

図6は、イオン入射から10, 100, 200 ms後の標的イオンの価数分布である。10 ms後では1価イオンが主成分であるが、4~5価イオンもすでに生成されている。100 ms後で

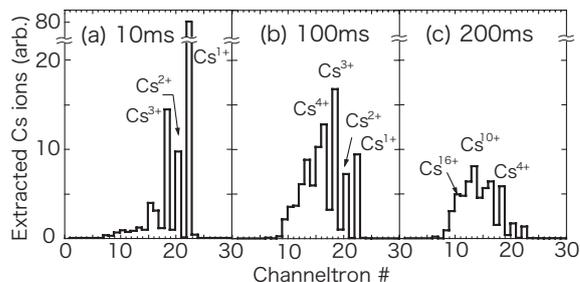


図6 捕獲された標的イオンの価数分布の時間発展。横軸はチャンネルトロン検出器の番号であり、1台当たり4 mmに相当する。

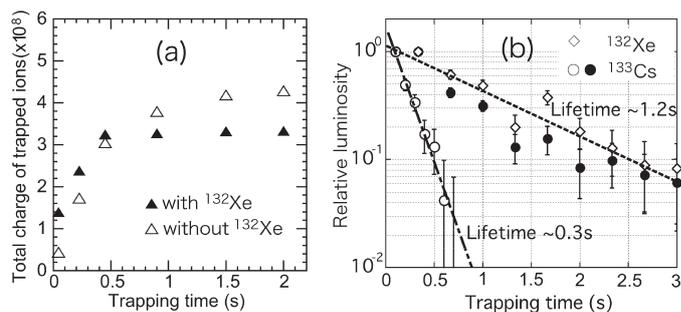


図7 捕獲イオン全電荷量の時間変化 (a) と45 msの時を1としたときの相対的有效標的イオン数の時間発展 (b)。

はもはや3~4価が主たる構成要素となる。さらに200 ms後になると中心価数は10価近傍であり、最大価数は推定約20価である。非常に急速な価数変化を示す。これ以後は分布形状をあまり変えずにやや重心を左に寄せながら数が減少してゆくことが観測された。これらの結果は標的イオンが多価化した順に漏れてゆくということを推察させる。この理解を助けるデータを図7に示す。(a)は捕獲イオンの全電荷量の時間発展であり、標的イオンのある場合とない場合についてプロットしている。後者は通常のイオントラッピングの成長曲線であり、平衡までの時間は1.5~2 sを要する。標的イオンが存在すると初期増加率が格段に大きく平衡に達するのにわずか0.5 s、その総電荷量は測定時間内では小さい。残留ガスイオン生成率は標的の有無に無関係であるが、先住の標的イオンの多価化によって両者には空間電荷環境の違いがある。到達電荷量の違いは標的イオンの多価化と喪失過程の有無、およびイオン捕獲寿命の変化が要因と考えられる。つまり空間電荷が捕獲寿命に影響を与えている。

図7(b)には有効標的イオン数の時間発展を示す。電子ビーム電流値も入射標的イオン数も同一でありながら、減衰定数が大きく異なることがある。これは電子ビームの不安定性が捕獲寿命に影響するためであることが分かった。特に注目したのは集団的シンクロトロン振動(CSO: Coherent Synchrotron Oscillation)である。CSOは本来縦振動であるが、SCRIT位置での有限な分散によってビームの水平振動となる。比較的低エネルギーで大電流を蓄積する小型リングでは、適度な不安定性と放射冷却のバランスの下で大電流蓄積ができるという側面がある。図8左図はBPMで

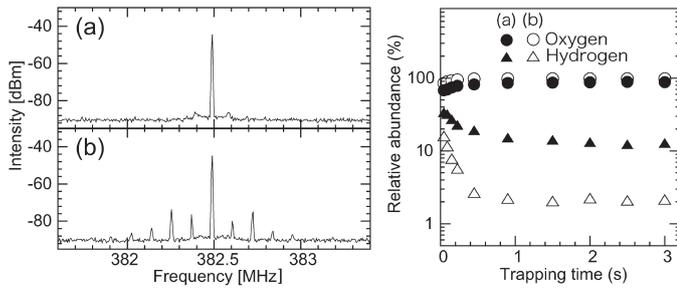


図8 BPM信号スペクトル中のCSOサイドバンド(左)と異なるCSO振幅の下で捕獲された残留ガスイオン中の酸素と水素の存在比の時間発展(右).

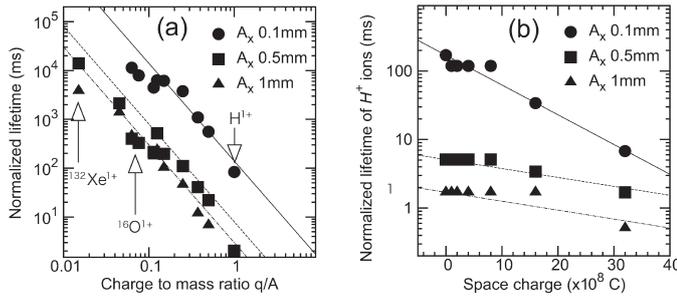


図9 異なるCSO振幅(A_x)に対する捕獲寿命の q/A 依存性(a), および水素イオンの捕獲寿命の空間電荷依存性(b).

測定されたRF第二高調波付近のスペクトルで、シンクロトロン振動数 105 kHz のサイドバンドとしてCSOが観測されている。CSOはRF空洞HOM (Higher Order Modes) に起因するので調整によって(a)と(b)のようにCSO振幅の異なる状態を作っている。右図は(a)と(b)状態で捕獲残留ガスイオン中の酸素イオンと水素イオンの存在比の時間発展を示す。水素と酸素の存在比とイオン化断面積から簡単な計算をするとイオン存在比はほぼ1:1になるはずである。捕獲開始直後には推定通りながら、時間とともに酸素存在比が増加し平衡時には大多数が酸素イオンとなる。CSO振幅の大きい状態ではさらに水素存在比が1桁さがり酸素の純度が上がる。つまりCSO効果はイオンの捕獲寿命を大きく変化させ、その効果は q/A に強く依存することが分かる。

こうした実験結果をふまえて、空間電荷とCSO振動という環境を導入したイオン運動シミュレーションを行った。図9(a)はCSO振幅の異なる場合において得られた q/A の関数としてのイオン捕獲寿命である。 q/A 依存性は予想以上に強く、大局的変動を捉えるためテスト粒子数がやや少なかったことに起因して多少の凹凸はあるものの両対数上で直線の変化を示した。CSO振幅が増加すると絶対値は減少するが傾きは変わらない。図9(b)に見られるように、空間電荷効果への応答でも同様の影響を受ける結果が得られた。実際SCRIT中での空間電荷量は蓄積時間とともに増加し1秒程度ですでに 10^8 を遥かに超えるので、蓄積寿命もまた時間とともに変動する。CSOや空間電荷が無ければ計算上全イオンは捕獲からこぼれることはないが、僅かでもビーム振動が始まると途端に有限な捕獲寿命を持つ。

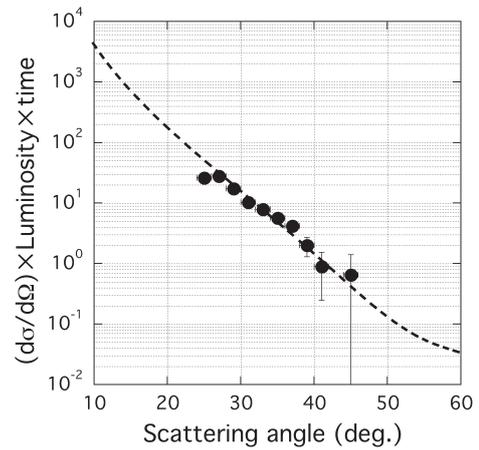


図10 ^{132}Xe を標的とした時の弾性散乱イベントの角度分布。実線はDREPHAによる計算値。

この計算から推定されたイオン捕獲寿命を用いると、捕獲イオンの成長速度や平衡電荷量の実験値が良く再現できた。また図7(b)に示した有効標的イオン数の時間発展も、電子ビーム外に分布する標的イオンが比較的遅いながらも多価化によって次第に分布を縮めてゆくという仮定を動入することで理解できることが分かった。電子ビーム軸に巻き付くように捕獲された標的イオンは自身の多価化と残留ガスイオンの増加という環境の変化の中で、多価化したものから順に逸脱しながら数秒間かけて分布を縮め最終的に消えてゆく。その時定数や標的イオン純度はRF空洞を用いた不安定性の調整によりある程度制御可能である。大電流蓄積によるある程度の不安定性が避けられない条件では、標的イオンを1~2s間保持するのは易しいが10s間は困難であろう。しかし電子散乱標的としてはこれで十分機能する。

4.2 散乱電子の測定

SCRITに捕獲した標的核 ^{133}Cs と ^{132}Xe からの弾性散乱電子の角度分布も測定することができている。⁴⁸⁾ 図10に ^{132}Xe の弾性散乱角度分布を示す。散乱角にして $25^\circ \sim 45^\circ$ と狭い範囲であるが、電子散乱計算コードDREPHA⁴⁹⁾が散乱断面積の傾斜を非常に綺麗に再現している。Xe同位体からの電子弾性散乱実験が行われたのは実はこれが初めてである。気体状でかつ多数の同位体があることで困難だったXeでも容易に実験ができるというSCRIT法の利点の証明でもある。散乱点分布データからは、SCRIT捕獲領域内で有効標的イオンはほぼ一様に分布するという特性も分かった。観測されたバックグラウンド事象の多くがビームハロー成分による電極構造体からの弾性散乱であることも分かり、SCRIT電極の改良点を示してくれた。今回の検出器は分解能も立体角も十分ではなかったが、間もなく完成する実用機では分解能で100倍、立体角で10倍以上の向上が期待できる。

4.3 低速不安定核ビーム生成

SCRIT評価試験と並行してERISでの不安定核生成試験

にもすでに成功している。まず温度 2,000°C でも安定な UC₂ 標的を製作する。標的コンテナ内に詰めた炭素ファイバーに硝酸ウラニル溶液を含ませ、Ar ガスフロー中で 300°C に加熱して U₃O₈ へ転換させる。その後真空中で 500~800°C で UO₂ へ変換、さらに約 1,300°C で還元されると UC₂ が生成される。今回の標的の ²³⁸U 含有量は約 5 g で実戦用の約 1/10 なので、標的直前に 6 mm 厚の Ta ラジエータを挿入して変換γ線量を補った。これを温度 1,750°C に保って標的イオン源の準備完了である。RTM の出力は最初の生成試験でもありトライ・アンド・エラーの必要性から 0.5 W に設定した。ERIS から引き出した不安定核を下流の回転円盤ストッパーに打ち込み、崩壊γ線を Ge 検出器で測定することで収量を推定する。γ線スペクトル中に 5 本の ¹³²Sn 崩壊γ線が確認され、¹³²Sn の引出しに成功した。標的温度、イオン化効率、輸送効率等の最適化がまだ不十分で得られた収量は予測値の約 1/50 しかなかったが、日本初の電子ビーム誘起による光核分裂生成同位体の取出しに成功した。今現在イオン源の最適化作業中であり、生成引出し効率は日々向上を続けている。この詳細は参考文献を参照していただきたい。⁴⁶⁾

5. 今後の計画

電子加速器、SCRIT 装置、そして不安定核生成と供給の仕組みは最適化を行うことで実戦投入できる状態にある。残る課題は、磁気スペクトロメータを用いた新しい散乱電子検出器と、SCRIT へのイオン入射のためのバンチャーシステムである。今年度内にこれらを配備し、¹³²Sn の弾性散乱事象の観測を実現したい。運動量移行 300 MeV/c に至る断面積分測定のためには RTM のアップグレードが不可欠である。同時にそのためのインフラや放射線対策を施す必要がある。RTM 出力 0.5 W から始めて、今 10 W 級の試験が進行中である。やがて 1 kW 超を取り扱う実力が備わった時がハード・ソフト両面での施設完成であり、短寿命不安定核電子散乱の歴史がスタートする。DayOne 実験での標的として ¹³²Sn を予定している。Sn 同位体は長い安定同位体チェーン (¹¹²-¹²⁴Sn) における電子散乱実験がすでに行われている。⁵⁰⁾ SCRIT 技術によってさらに延ばし、中性子数約 20 個以上にわたる核電荷分布の系統性を明らかにする。特に ¹³²Sn 核は二重魔法数でもあり、徹底的な詳細研究によって標準手法を確立するための基本となる核である。その先 1~2 桁のルミノシティや検出器効率の向上を図ることにより、非弾性散乱や準弾性散乱へと発展し不安定核構造研究における強力な手法に進化させたい。筆者らが最近提案をしているのは、SCRIT 技術を使って初めて可能になる不安定核の全光吸収断面積測定⁴⁸⁾ である。超前方非弾性散乱から、双極子巨大共鳴領域を全て含む数十 MeV までの光吸収断面積を測定する。現状程度のルミノシティで十分測定できるので、SCRIT 弾性散乱実験との同時進行測定も可能である。特に注目しているのは短寿

命不安定核において特有に現れる新しい集団的核変形を決定論的に見いだす可能性を持っていることである。

6. まとめ

不安定核のための電子散乱実験装置の本格的検討の始まりは理研 RIBF 計画が立ち上がった 1995 年にさかのぼる。クライダー計画を放棄し SCRIT 技術による建設を目指してから十数年を経て今ようやく完成間近にある。SCRIT 技術が不安定核標的として機能することは、KSR での R&D 研究で実証済みながら新施設においてもこれを再確認した。性能評価試験においては標的イオンの捕獲特性の詳細を明らかにして、その利点も弱点も理解した。ERIS は理研では初めてとなる ISOL 型同位体分離器であり、すでに不安定核生成供給を開始した。建設途中にある散乱電子検出器やバンチャーシステムも程なく出来上がるだろう。顕微鏡といえども原子核を映し出すにはこれだけの一大施設を要する。新開発の SCRIT 技術はそれを支える数多くの分野の力や技術が結集した総合力として成り立っている。この施設が映し出す不安定核はどのようなものであるか、SCRIT 技術がやがて当たり前の手法となり不安定核の世界でもかつてのように核構造研究に貢献できることを目指す。

本誌では著者数に制限があるので残念ながら紹介できなかったが、SCRIT 開発には多くの人々の支援と現場での努力が詰まっている。多大な支援をいただいている仁科センター、共同研究者の皆様、御協力いただいた全ての方々、そして代々受け継ぎながら入れ替わり研究に従事してくれた学生諸君に感謝の意を表したい。また、施設建設にあたっては多くの企業の御協力をいただいたことに心から感謝申し上げたい。本研究の一部は JSPS 科研費 22224004、24340057 の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) N. F. Mott: Proc. R. Soc. London **124** (1929) 425.
- 2) M. E. Rose, *et al.*: Phys. Rev. **73** (1948) 279.
- 3) R. Hofstadter, *et al.*: Phys. Rev. **91** (1953) 422.
- 4) D. R. Yennie, *et al.*: Phys. Rev. **95** (1954) 500.
- 5) R. Hofstadter, *et al.*: Phys. Rev. **95** (1954) 512.
- 6) B. Hahn, *et al.*: Phys. Rev. **101** (1956) 1131.
- 7) R. Hofstadter: Rev. Mod. Phys. **28** (1956) 214.
- 8) R. Hofstadter, *et al.*: Phys. Rev. **98** (1955) 217.
- 9) A. Nakada, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 584.
- 10) L. S. Cardman, *et al.*: Phys. Rev. C **18** (1978) 1388.
- 11) I. Sick, *et al.*: Nucl. Phys. A **150** (1970) 631.
- 12) I. Sick, *et al.*: Phys. Lett. B **88** (1979) 245.
- 13) J. R. Ficenec, *et al.*: Phys. Lett. B **32** (1970) 460.
- 14) J. Cavedon, *et al.*: Phys. Lett. B **118** (1982) 311.
- 15) B. Frois, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 152.
- 16) D. H. Beck, *et al.*: Phys. Rev. C **30** (1984) 1403.
- 17) F.-P. Juster, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2261.
- 18) F. J. Kline, *et al.*: Nucl. Phys. A **209** (1978) 381.
- 19) E. W. Otten: Treaties on Heavy-Ion Science **8** (1989) 517.
- 20) I. Tanihata, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676.
- 21) I. Tanihata, *et al.*: Phys. Lett. B **289** (1992) 261.
- 22) T. Motobayashi, *et al.*: Phys. Lett. B **346** (1995) 9.
- 23) A. Ozawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5493.
- 24) H. Simon: Nucl. Phys. A **787** (2007) 102.

25) A. N. Antonov, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. A **637** (2011) 60.
 26) 坂中章悟: HOH, 高エネルギー加速器セミナー'86, C-2 (1986).
 27) M. Q. Barton: Nucl. Instrum. Meth. A **243** (1986) 278.
 28) C. J. Bocchetta, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. A **278** (1989) 807.
 29) M. Wakasugi, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. A **532** (2004) 216.
 30) A. Noda, *et al.*: Proceedings of the 5th EPAC (Institute of Physics, Bristol, 1996) p. 451.
 31) M. Wakasugi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 164801.
 32) T. Suda, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 102501.
 33) S. Wang, *et al.*: Int. J. Mod. Phys. E **18** (2009) 518.
 34) T. Hori, *et al.*: Proceedings of PAC91 (San Francisco, 1991) p. 2877.
 35) H. Miyade, *et al.*: Proceedings of EPAC98 (Stockholm, 1998) p. 2413.
 36) M. Wakasugi, *et al.*: J. Part. Acc. Soc. Jpn. **7** (2010) 277.
 37) M. Wakasugi, *et al.*: to be published in Nucl. Instrum. Meth. B (2013).
 38) W. T. Diamond: Nucl. Instrum. Meth. A **432** (1999) 471.
 39) L. C. Carraz, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. **148** (1978) 217.
 40) R. F. Welton, *et al.*: Proceedings of 16th Conf. Appl. Acc. Res. Ind. (2001) p. 250.
 41) D. W. Stracener, *et al.*: Proceedings of 16th Conf. Appl. Acc. Res. Ind. (2001) p. 257.
 42) H. Ries, *et al.*: Phys. Rev. C **29** (1984) 2346.
 43) F. Ibrahim, *et al.*: Nucl. Phys. A **787** (2007) 110c.
 44) R. Kirchner, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. **133** (1976) 187.

45) R. Kirchner, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. A **234** (1985) 224.
 46) T. Ohnishi, *et al.*: to be published in Nucl. Instrum. Meth. B (2013).
 47) R. Ogawara, *et al.*: to be published in Nucl. Instrum. Meth. B (2013).
 48) T. Suda, *et al.*: Prog. Theo. Exp. Phys. **03** (2012) C008 (2012).
 49) B. Drepha: DREPHA: a phase-shift calculation code for elastic electron scattering, Communicated by J. Freidrich (1976).
 50) J. R. Ficenece, *et al.*: Phys. Lett. B **42** (1972) 213.

(2013年6月24日原稿受付)

Development of a Femto Scope for Short-Lived Unstable Nuclei

Masanori Wakasugi, Tetsuya Ohnishi, Toshimi Suda and Kazuyoshi Kurita

abstract: We have developed novel internal target forming technique (SCRIT) in an electron storage ring, aiming at electron scattering off unstable nuclei. The SCRIT Electron Scattering Facility is now under construction in RIKEN-RIBF. Details of the SCRIT technique and status of the facility are presented in this paper.

日本物理学会誌 第69巻 第1号 (2014年1月号) 予定目次

巻頭言

物理学会のこの1年.....斯波弘行

現代物理のキーワード

物質世界? 反物質世界?.....早野龍五

解説

中性子スキンと原子核物質の状態方程式...民井 淳, 銭廣十三

最近の研究から

三重項ヒッグス粒子を導入する模型.....兼村晋哉, 柳生 慶

コンプトン散乱で見る物質内電子運動と化学反応における

フロンティア電子の実時間撮影への挑戦.....高橋正彦

スピンの1/2の三角格子反強磁性体の磁化過程と量子多体効果

.....田中秀数, 栗田伸之, 松尾 晶, 金道浩一

実験技術

デュアルコム分光~FT-IRにかわる高速広帯域精密分光~

.....久世直也, 小澤 陽, 小林洋平

物理教育は今

第4回物理教育シンポジウム: 理工系学部における人材輩出の

現状と展望—理工系での物理教育に求められる役割とその

課題—.....三沢和彦

香川大学工学部の教育目標とカリキュラム—理科教育を中心と

して—.....中西俊介

金沢工業大学の数理基礎教育—数理工教育研究センターの

実践—.....青木克比古

JPSJの最近の注目論文から 9月の編集委員会より

.....安藤恒也

新著紹介

応用物理 第82巻 第12号 (2013年12月号) 予定目次

特集: グラフェンデバイスの進展

巻頭言: グラフェンデバイスへの期待.....榎 敏明

総合報告: グラフェンとナノエレクトロニクス.....佐藤信太郎

解説

グラフェンの基礎とテラヘルツレーザー応用.....尾辻泰一

グラフェンのCVD成長.....吾郷浩樹

最近の展望

グラフェンへのスピン注入, 磁気効果.....白石誠司

グラフェンにおける量子輸送現象.....町田友樹

グラフェンのバイオセンサ応用.....松本和彦

研究紹介

ナノグラフェンの電子物性とエッジ効果理論.....若林克法

グラフェンを用いたプラズモン伝搬制御.....熊田倫雄, 他

基礎講座: 放射線を可視化するシンチレーション検出器

.....吉川 彰

ホットとひといき, ほか

世界で活躍する日本発の結晶: 鉄から育てる KISH Graphite

.....外谷栄一

脚光を浴びる高純度hBN.....谷口 尚, 渡邊賢司

博士のキャリア相談会から観る若手人材育成.....木村忠正

日本の取り組むべき研究: 内閣府総合科学技術会議, 久間和生

議員に聞く.....聞き手: 波多野睦子

実験室加速器物理

岡本 宏己 <広島大学大学院先端物質科学研究科 739-8530 広島市鏡山1-3-1 >
 伊藤 清一 <広島大学大学院先端物質科学研究科 739-8530 広島市鏡山1-3-1 >
 檜垣 浩之 <広島大学大学院先端物質科学研究科 739-8530 広島市鏡山1-3-1 >

昨今の「粒子加速器」、とくに基礎研究用の大型加速器は周到かつ複雑な物理的考察を経て設計されている。高性能の限界を目指す次世代加速器を設計するには、帯電した極めて多数の同種粒子から成る非線形多体系、すなわち「荷電粒子ビーム」の安定性に対する深い洞察が必要不可欠である。本稿では、この問題を追求する上で有効な、ひとつのトリーモデルについて紹介する。非中性プラズマのトラップ技術を基盤とした実験的シミュレーターで、外部ポテンシャルの周期性やクーロン自己場に起因するビーム不安定化現象の研究に幅広く応用できる。

1. はじめに

粒子加速器は一世紀近く前、基礎物理実験のための道具として開発された。しかしながら今や、その応用範囲は物性研究、生命科学、医療、産業利用にまで大きく広がっている。粒子ビームの有用性が多方面で認識されるに伴い、必然的に多くのユーザーがより高性能の加速器を欲するようになった。結果として、加速器はますます複雑化あるいは大型化し、現場では既にかなり昔から分業制が定着している。つまり、“加速器をつくる者（いわゆる加速器屋）”と“加速器をつかう者（ビームユーザー）”はほぼ完全に分離している。

加速器は一般に、様々な電磁石、高周波空洞、モニター類、真空容器、等から構成されているが、¹⁾ これら各種部品の性能を個別に向上させ、その後で組み上げれば、それで高い性能が保証されるわけでは決してない。部品の性能は勿論重要だが、それ以前に加速器が全体として機能するように設計されているかどうかが問題である。加速器の構成要素はそれぞれ、ビームが走る軌道上に線形・非線形の電磁ポテンシャルを生む。ビームは常にそれらすべての外場の影響を連続的に受けながら運動しているわけで、加速器の一部だけを眺めても、ビーム運動学的にはあまり意味が無い。実際、ビーム運動の安定性は加速器の「ラティス」に強く依存する。ラティスとは、加速器の主要構成要素である電磁石等の配置パターンを意味する業界用語で、ここに加速器デザイナーの思想が反映される。下手なラティスを組むと、目指す性能のビームが得られない。

ビームの集団運動に対する考察も、現代の最先端加速器においては極めて重要である。^{1,2)} 加速器は電磁相互作用を利用してビーム運動を制御するため、個々の粒子は帯電していなければならない。同符号に帯電した多数の粒子を狭い空間に閉じ込めると、粒子群全体がクーロン場を媒介として集団的に振る舞うようになる。このときビーム単体の集団運動が特定の条件下で不安定化することがある。また、ビームとビームを取り巻く環境体（端的に言えば、周囲の金属壁）との相互作用が問題を引き起こすことも知られている。コライダーではビームとビームの相互作用を正

確に評価しなければならないし、電子・陽電子蓄積リングの場合、放射光が真空容器の壁を叩くことによって発生した光電子の雲がビームの安定性を阻害する。このように加速器の性能向上を指向すればするほど、工学技術的側面だけでなく、ビームという特殊な非線形多体系がもつ物理的性質を理解することの重要性が増すのである。

2. 加速器研究の難しさ

単純に考えれば、現状を凌駕する次世代ビームの物理的性質を実験的に調べるには、同等の性能をもつビームが要る。しかしながら、次世代ビームは今すぐには手に入らないから“次世代”なのである。よって、先進加速器の基礎研究には高速計算機を駆使した数値シミュレーションが多用されている。計算機上に仮想の先進加速器を構築し、その中で荷電粒子を走らせるのである。この方法は一般的かつ非常に強力であるが、粒子集団相互作用まで含めた高精度三次元計算にはかなりの時間がかかる。という訳で、どのシミュレーションコードも多かれ少なかれ何らかのモデルを採用し、計算時間の短縮を図っている。一方、加速器の実験的研究に対する制約はもっと強い。加速器の建設には相当な費用とマンパワーが必要なため、基礎的なビームダイナミクス研究のための専用器など希である。比較的小型の加速技術実証器の類はたまに見かけるが、例外的と言ってよい。また、上で述べた通り、既存の加速器を使って次世代ビームの性質を直接検証することはできない（予測することは可能だが…）。いったん建設されてしまった加速器の基本構造は変更できないので、ラティスに依存する効果は調べようがなく、パラメータの変換範囲にも限界がある。ビームは相対論的速度で走っているため、精度の高い観測が難しいという問題もある。系統的な基礎研究のためにはパラメータサーベイを行って、予想される条件下で実際にビームが不安定化するかどうかを確認しておきたいところである…が、そのようなことは普通許されない；フルパワーのビームを繰り返し損失すれば、加速器自体に深刻なダメージを与えてしまうことになる。そもそも、加速器の背後には多くのユーザーが控えている。加速器研究者

は彼らの実験の合間を縫ってマシンタイムをとり、ビーム性能の向上に繋がるデータを蓄えている。

3. S-POD

これまでビームダイナミクスの実験的研究は、基本的に既存の加速器を利用して行われてきた。しかしながら、粒子ビームの安定性を阻害する可能性のある主要な物理的メカニズムのいくつかは、必ずしも本物の加速器に頼ることなく、実験的かつ系統的に調べることができる。³⁾ 既述のように、ビーム軌道上の場は電磁石等の加速器構成要素が生み出したもので、一般に保存的である。荷電粒子に力を加えると光が出るが、以下ではこの効果を見捨てる。また、議論を単純化するため、一次元的な粒子運動を考えることにしよう。輻射による散逸を見捨てる場合、加速器力学系は正準的で、個々の荷電粒子運動はハミルトニアン H に基づいて記述できる。標準的な加速器の教科書に必ず登場する、ビーム軌道理論の基礎中の基礎はヒル (Hill) の方程式と呼ばれており、⁴⁾

$$\frac{d^2x}{ds^2} + K_x(s)x = 0 \quad (1)$$

と書ける。ここで、 x はビームの中心軌道に対する或る粒子の空間的位置、独立変数 s は軌道に沿ってビームが走った距離、 $K_x(s)$ はビーム集束用四重極電磁石等の配置 (ラティス) に依存して決まる周期関数である。⁵⁾ 式(1)が調和振動の方程式に似ていることから分かるように、ビームを構成する個々の粒子は設計軌道の周りで絶えず振動している。この振動数は「チューン」と呼ばれ、ビームダイナミクスにおける最重要パラメータのひとつである。¹⁾ 集束力を上げればチューンは増大するが、後述するように、強く集束すればするほど良いわけでは必ずしもない。

運動方程式(1)に対応するハミルトニアンは以下で与えられる。

$$H = \frac{1}{2} p_x^2 + \frac{1}{2} K_x(s)x^2 + V. \quad (2)$$

p_x は座標 x に共役な運動量で、基準運動量により規格化されている。関数 V はヒルの方程式とは無関係だが、一般の加速器では弱い非線形のポテンシャルが付加される場合がある。また、大強度あるいは低エミッタンスビーム^{*1)}では自己クーロン場のポテンシャル ϕ (要するに、その他大勢の粒子からの相互作用) も無視できなくなってくる。 V はこれらの非線形効果を考慮したものである。

式(2)に近いハミルトニアンに支配されている力学系が他にあれば、それをビームダイナミクスの基礎研究に応用することが当然可能なはずだ。実際、高周波四重極トラップ、いわゆる「線形ポルトラップ (LPT)」中の荷電粒子運動はほぼ式(2)に従うことが知られている。⁶⁾ しかも、

*1 「エミッタンス」とは、正準変数が張る位相空間上でビームが占有する体積に相当し、その値が小さいビームほど質が高く、一般に有用である。

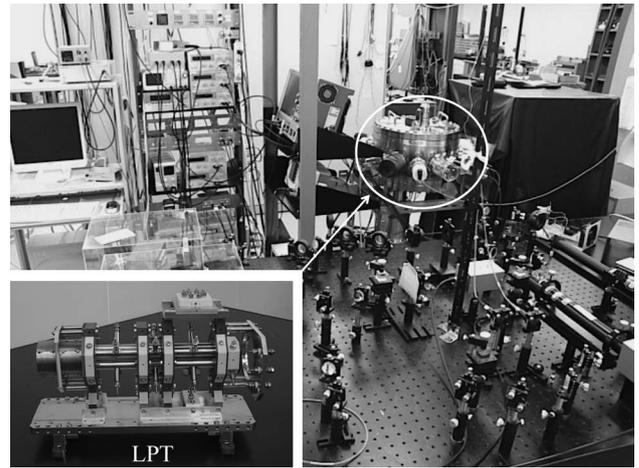


図1 S-PODの全景。写真右上寄りの真空容器中にビーム物理研究用線形ポルトラップ (LPT) が設置されている。手前はドブラーレーザー冷却システム、奥に見えているのは各種小型電源と制御用PCなどである。

クーロンポテンシャル ϕ の影響まで自己無撞着に含めて同等である。 V として自己クーロン平均場のポテンシャルを考えた場合、^{*2)} LPT に閉じ込められた荷電粒子群の一次元運動はハミルトニアン

$$H_{LPT} = \frac{1}{2} p_x^2 + \frac{1}{2} K_{RF}(t)x^2 + \frac{q}{mc^2} \phi \quad (3)$$

に支配されることになる。 q および m はトラップされている粒子の電荷と質量、 c は光速、 K_{RF} は LPT の電極に加えられた高周波電圧の振幅に比例する周期関数を表す。この力学系では、距離 s ではなく時間 t が独立変数となっているが、現象の本質とは無関係である。 H_{LPT} は、ビームダイナミクスの理論的研究において、周期的に変動する線形集束場の影響 (ラティス依存効果) や大強度イオンビームの集団不安定性 (空間電荷効果) など考える際の基礎となるハミルトニアンと係数の細部を除いて同形である。^{1,7)} よって、加速器物理学上の主要研究テーマのいくつかは、本来の力学系 (2) ではなくモデル (3) に基づいて追求することができる。

考察可能なポテンシャル V の性質に一定の制限が加わるとしても、LPT を使ったビーム物理実験法には依然として大きなメリットがある。まず、何と言っても、LPT は加速器に比べて遙かに安くコンパクトである。科研費の基盤研究 (B) 程度の予算があれば、システム一式を無理なく構築できる。パラメータの可変範囲も圧倒的に広く、系統的な基礎実験が可能である。後述するが、ラティス依存効果を調べることもできる。また、加速器実験とは異なり、LPT 中のイオンプラズマが不安定化して一遍に拡散・損失したとしても、何ら危険はない。我々のグループはこれらの事実に着目し、10年ほど前から、ビーム物理研究専用のテーブルトップシステム、通称「S-POD」(Simulator for Particle Orbit Dynamics の略) の開発を進めてきた。^{3,8,9)} 図1は

*2 最も一般にはビーム環境体や別のビームからの相互作用なども V に含まれてよいわけだが、残念ながら、それらは LPT の適用範囲外である。

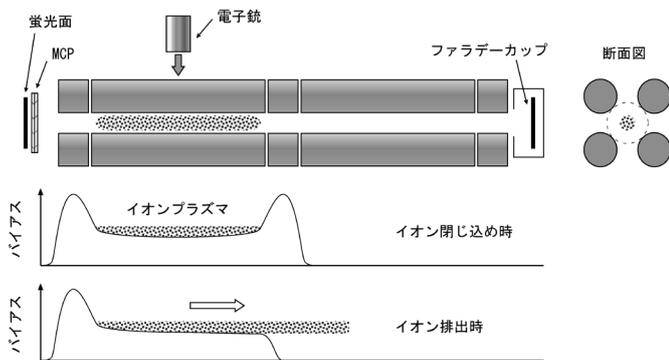


図2 LPTの電極構成と軸方向のバイアスポテンシャルの一例。四重極電極は軸方向に5分割されていて、電気的に独立である。バイアス電圧の一部をスイッチすることにより、蓄積されたイオン群を測定器方向へ排出する。

S-PODの全景で、写真右寄りに見える真空容器の中に小型のLPTが設置されている。S-POD実験用の典型的なLPTは図2のように複数の部分に分割されていて、それぞれの四重極セクションに異なるバイアス電圧を付加することにより、軸方向の閉じ込めポテンシャルを形成している。バイアスは通常直流であるが、適切な周波数の交流電圧を加えてもよい。四重極領域全体の軸長は約15~20 cm(可変)である。LPT本体の製作費は(学内の金属工作室に依頼すると)材料費を含めても大体10万円ぐらいで済み、加速器とは比較にならない。とにかく安いので、実験の内容に応じて、デザインの異なるLPTを使用している。ちなみに、我々とほぼ同時期にプリンストン大学のプラズマ物理研究所もビームダイナミクス研究用イオントラップシステムの開発に着手した。^{10,11)} 彼らの装置も基本的にLPTだが、我々のシステムと比べるとかなり大がかりである。

イオンプラズマは、容器内に導入した所定の中性ガスを低エネルギーの電子線で叩くことによって生成する(図2参照)。S-PODでは主に $^{40}\text{Ar}^+$ をトラップしているが、ドップラーレーザー冷却実験を行う場合は $^{40}\text{Ca}^+$ を選択する。レーザー冷却法は非常に強力で、位相空間上での粒子密度を広範囲に制御できるため、S-PODで取り扱うことが可能な実験テーマの幅が大きく広がる。閉じ込め周波数は1~2 MHzで、このとき必要な高周波電場の最大振幅は高々100 V程度である。尚、レーザー冷却を考えない場合、実験に使用する粒子の種類は全く本質的ではない。空間電荷効果等の基礎研究において本質的な役割を果たすパラメータは「チューン」と「(クーロン斥力による)チューンシフト」、加速器全体の「ラティス構造」などである。^{1,7)} これらのパラメータは式(3)が含む諸定数、たとえば電荷や光速、高周波電圧の振幅、周波数などにも依存し、粒子の質量だけを与えても決まらない。この自由度(換言すれば、LPTと加速器系のパラメータ間に成り立つ対応則)を上手く使うことにより、LPTにおけるチューン等の基本量を所定の値に調整することができる。⁸⁾

4. 実験例

最近S-PODを使って行われた典型的な実験例のいくつかを以下で紹介しよう。いずれの実験においても、大量の同種荷電粒子を一定時間トラップ中に閉じ込め、所定の操作を加えた後に排出して、検出器で測定している(図2参照)。現在利用可能な検出器はファラデーカップ(FC)、マイクロチャンネルプレート(MCP)、CCDカメラなどである。FCは蓄積イオン数を直接計測できるので便利だが、低密度プラズマに対してはやや感度が悪い。よって、イオン数を小さく抑えた実験には、MCPを利用している。MCPの背後には蛍光面が置かれており、トラップ領域から排出されたプラズマ断面のプロファイルを調べることができる。レーザー冷却可能なイオン種を使った実験では、誘起蛍光に基づいたプラズマ特性の精密診断が可能である。多くの実験は自動化されており、パソコン制御で基本パラメータを少しずつ変えながら、短時間で大量のデータを蓄積することができる。データの再現性はすこぶる良い。

4.1 集団共鳴¹²⁾

式(1)の解には不安定領域があることが分かっている。関数 K_x が周期的に変動する場合、一定の条件下で共鳴が発生し、粒子の座標 x が発散してしまうのである。式(1)は簡単に解くことができるが、自己場 ϕ の影響を加味すると問題が途端に難しくなる。正確な答を知るためには、ポアソン(Poisson)方程式とブラソフ(Vlasov)方程式をハミルトニアン(3)と連立して解かなければならないが、自己無撞着な解法は困難を窮める。この問題は従来、主としてPIC(Particle-In-Cell)コードに基づく多粒子シミュレーションにより系統的に評価されてきた。⁷⁾ しかしながら、精度の高い多次元数値計算には依然として相当な時間を要しているのが現状である。

図3はS-PODによる共鳴不安定領域の探索実験例で、横軸は単一集束周期構造当たりのチューン、^{*3} 縦軸は特定のチューン値で1 msの間プラズマをLPT内に保持した後、最終的に生き残ってFCで検出されたイオン数を表している。初期イオン数は 10^7 個(実線)および 10^6 個(破線)である。この実験では、簡単のため、 K_{RF} として正弦関数が仮定されている。1 msという時間は短く感じられるかもしれないが、ここで考えている実験条件下では、大雑把に言ってkmオーダーのビーム輸送をシミュレートしたことになる。図中の2本の曲線はそれぞれ500個以上の独立な測定データ点の集合だが、1本の曲線を得るのに要した時間はほんの1時間強である。プラズマの閉じ込め時間を10 msに延長しても、実験時間はほとんど変わらない。^{*4}

^{*3} 円形加速器のチューンは通常、ビームがリングを一周する間の粒子振動数として定義される。したがって、大型のリングでは比較的大きな値をとる。ここでは、ラティス関数 K_{RF} として単純な正弦波形の繰り返しを仮定したので、単一正弦周期の間に各粒子が行う振動の回数をチューンと定義している。この場合、原理的に可能なチューンの最大値は0.5である。

^{*4} 実験時間の大部分は、各測定点のデータをパソコンに送って保存するのに要した時間である。

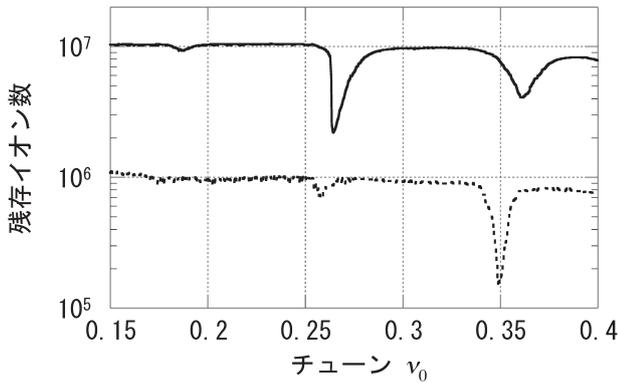


図3 S-PODを使って計測したイオンプラズマ(大強度イオンビーム)の共鳴不安定領域.

この実験データから、チューン ν_0 の値が $1/4$ および $1/3$ より少し上の領域で有意なイオン損失が発生していることが分かる。 $\nu_0 \approx 1/6$ 近傍にも僅かなイオン損失が見える。これらの不安定領域は初期イオン数が増大すると(すなわち、プラズマ密度が高くなると)図の右方向へシフトする。 $\nu_0 \approx 1/3$ のイオン損失は3次の共鳴によるもので、四重極電極の据え付け誤差等に起因している。つまり、式(2)の V に弱い非線形項が加わったわけだが、同様の効果は四重極電磁石の製造誤差や色収差補正用の六重極電磁石を通じて実際の加速器でも起こる。 $\nu_0 \approx 1/6$ および $\nu_0 \approx 1/4$ 付近の共鳴は高密度領域で顕著となることから、クーロン自己場が主な発生源になっていると考えられる。とくに $\nu_0 \approx 1/4$ の共鳴はプラズマ密度の上昇と共に大きく成長し、3次共鳴を上回る大量のイオン損失に繋がっている。したがって、この不安定性の主要因は4次共鳴というよりもむしろ、空間電荷駆動の2次集団共鳴(強い線形集団パラメータ共鳴)だと解釈するのが自然である。¹³⁾ “集団共鳴”は個別粒子の共鳴ではなく、プラズマ全体の不安定性である。密度の高いプラズマはクーロン結合した多数の荷電粒子から成る単一の非線形集合体で、その集団運動は様々な振動モードの重ね合わせとして表現できる。各モードの振動数は、外部集束力の強さ(要するに、チューン)や粒子密度に依存する。特定のモードの振動数が、ラティスによって決まる周期的な外部駆動力の周波数と一致すると、そのモードは不安定となり、粒子損失が起こる。⁷⁾ 次世代の大強度加速器やビーム冷却蓄積リング等では、強い空間電荷ポテンシャルが引き起こす集団共鳴不安定性に対し十分な注意を払っておく必要がある。

4.2 ラティス依存性^{14,15)}

図3の実験では簡単のため正弦振動する K_{RF} を使用したが、実際の加速器におけるビーム集束関数 K_x は離散的な矩形波である。最も標準的なラティス構造はいわゆる「ダブルレット(doublet)」で、ビームに対し集束力と発散力を交互に加え、全体として強い集束効果を実現している。⁵⁾ このダブルレットラティスに対応する K_{RF} の波形を図4に示す。個々の矩形パルスの幅や配置はS-PODの高周波システム

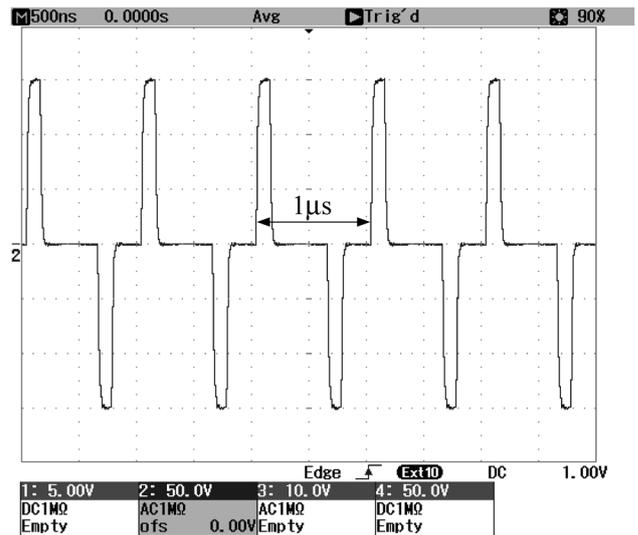


図4 S-PODで使用される高周波電圧波形の一例。標準的なダブルレットラティス構造を模している。

によって任意に調節できる。最近行われたS-POD実験で、ダブルレットに対する共鳴不安定領域の分布は正弦波集束に対する分布(図3)とほぼ同じであることが実証された。また、S-PODでは x 方向の集束力とそれに直交する y 方向の集束力との間に差をつけることも可能で、このとき、それぞれの共鳴不安定領域がふたつに分裂することが確認されている。¹⁵⁾ 横軸に x 方向のチューン、縦軸に y 方向のチューンをとって、不安定領域をプロットした図は「チューンダイアグラム」と呼ばれ、特定のラティス構造をもつ加速器の動作点を決定する上で最重要の指針となる。⁵⁾

言うまでもなく、 K_{RF} の波形は図4のダブルレット型に限定されているわけではない。S-PODではパソコン制御で簡単に、より複雑かつ多様なラティス構造を模写できる。一方、現実の加速器を使った実験でラティス構造を本質的に変更したければ、結局のところ、全く別の加速器をつくらなければならない。

4.3 共鳴横断効果¹⁶⁾

通常の加速器は既知の不安定領域から十分離れたところに動作点を固定して運転されている。ところが、状況によっては、ビームの蓄積あるいは加速中にチューンダイアグラム上で動作点が大きく動くことがある。近年盛んに研究されている非スケール型の固定磁場強集束加速器(FFAG)はその典型例で、ビームが入射されてから出力されるまでの間にチューンが大きく減少する。¹⁷⁾ この間、動作点はいくつかの共鳴不安定帯を横切ることになるが、非スケール型FFAGでは非常に速い加速が可能のため、ビーム質の劣

⁵⁾ 円形加速器は単位ラティス構造(超周期)をいくつか並べて構成されることが多い。超周期はしばしば、ダブルレット等の小さな集束ユニットを複数含む。 N 個の超周期から成る理想的なリングでは、リング一周のチューンが有理数の N 倍に近い値をとるとき共鳴が発生する(ただし、高次の弱い共鳴はランダム減衰する)。しかしながら実際には、各種電磁石の製造・設置誤差やクーロンポテンシャルの影響などにより、チューンダイアグラム上に現れる共鳴線の分布はずっと複雑になる。

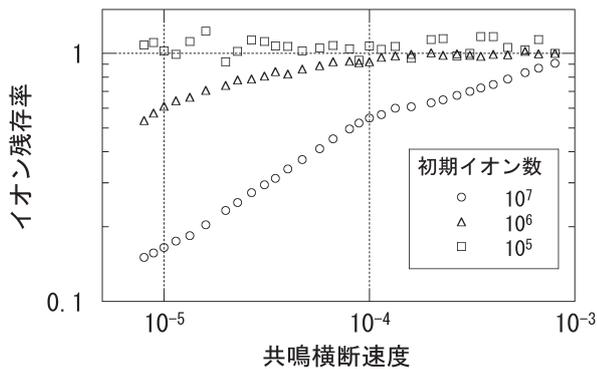


図5 共鳴横断によるイオン損失。横軸は、チューンの変化量をその変化の間にプラズマが受けた高周波集束力の周期数で割ったもので、LPT動作点の移動速度に対応する。縦軸は初期イオン数で規格化したイオン残存率である。初期イオン数が 10^5 のケースで残存率が1を超えているデータ点があるのは、ファラデーカップ計測の誤差による。

化は事実上問題にならないのではないかと期待されている。つまり、「十分素早く共鳴帯を横切ってしまうと、共鳴する暇はないはず」というわけである。しかし、それが事実なのか、また事実としても具体的にどの程度素早く横切る必要があるのか、等の問いには当然答えておかなければならない。

ごく最近、英国で非スケール型FFAG加速の実証器、通称「EMMA」が建設され、一応の成功を収めているが¹⁸⁾、更なる検討が必要である。S-PODのパラメータ可変範囲はEMMAよりもずっと広く、また既述のように、ラティスの基本特性を自在に操ることができる。よって、非スケール型FFAGにおける共鳴横断効果はS-PODにとって格好の研究対象のひとつとなる。図5は、図3で確認された $v_0 \approx 1/4$ 近傍の共鳴不安定領域をLPTの動作点が横切る際に発生したイオン損失の度合いを、共鳴横断速度の関数としてプロットしたものである。共鳴帯を速く横断すればするほど、予想通りイオン損失は軽減される。ただし、 $v_0 \approx 1/4$ の共鳴は高密度領域で非常に強まるため、初期イオン数が大きい場合、イオン損失を完全に回避するにはかなりの横断速度が必要であることが分かる。また、EMMAでは局所的な双極誤差磁場による1次共鳴の影響が確認されており、動作点は多数の不安定領域を横切ることになる。S-PODでは、LPT本来の高周波四重極集束場に摂動的な高周波双極場を重畳して任意の1次共鳴帯を創り出すことが可能で、EMMAの状況をより正確に踏まえた共鳴横断実験が現在進行中である。

5. おわりに

ここで紹介したのはS-POD適用例の一部に過ぎないことを強調しておく。これらの実験では、いわゆるベータatron共鳴(ビーム軌道に直交する自由度の不安定性)のみに注目しているが、S-PODではビーム進行方向のシンクロtron共鳴を誘起することも可能である。現実の加速器は不可避免的に誤差磁場を含むが、その影響を系統的に調べる

実験も進めている。現在稼働中あるいは検討中の加速器がもつ基本ラティス構造を想定したS-POD実験も有益であろう。アスペクト比の異なるビームや強く冷却された超低エミッタンスビームの特定ラティスにおける安定性も今後の研究テーマとなっている。チューンやチューンシフト等のパラメータは原理的にフルレンジでコントロールできる。また、紙面の都合上触れなかったが、LPTとは本質的にタイプの異なる「磁気トラップ(いわゆるペニングトラップ)」もビームダイナミクス研究に応用可能で、我々は高強度陽子加速器等において問題となるビームハロー形成過程の実験的研究を念頭に現在その開発を進めている。^{3,14)}

参考文献

- 1) A. W. Chao and M. Tigner, Ed.: *Handbook of Accelerator Physics and Engineering* (World Scientific, Singapore, 1999) and references therein.
- 2) 岡本宏己, 他: プラズマ核融合学会誌 **86** (2010) 451.
- 3) H. Okamoto and H. Tanaka: Nucl. Instrum. Meth. A **437** (1999) 178.
- 4) W. Magnus and S. Winkler: *Hill's Equation* (Dover Pub. Inc., New York, 2004).
- 5) E. D. Courant and H. S. Snyder: Ann. Phys. **3** (1958) 1.
- 6) P. K. Ghosh: *Ion Traps* (Oxford Science, Oxford, 1995).
- 7) M. Reiser: *Theory and Design of Charged Particle Beams* (John Wiley & Sons, New York, 1994) and references therein.
- 8) H. Okamoto, Y. Wada and R. Takai: Nucl. Instrum. Meth. A **485** (2002) 244.
- 9) R. Takai, et al.: Jpn. J. Appl. Phys. **45** (2006) 5332.
- 10) R. C. Davidson, Q. Qin and G. Shvets: Phys. Plasmas **7** (2000) 1020.
- 11) E. Gilson, et al.: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 155002.
- 12) S. Ohtsubo, et al.: Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010) 044201.
- 13) H. Okamoto and K. Yokoya: Nucl. Instrum. Meth. A **482** (2002) 51.
- 14) H. Okamoto, et al.: Nucl. Instrum. Meth. A, in press.
- 15) K. Fukushima, et al.: Nucl. Instrum. Meth. A, in press.
- 16) H. Takeuchi, et al.: Phys. Rev. ST Accel. Beams **15** (2012) 074201.
- 17) C. Johnston, W. Wan and A. Garren: Proc. 18th Particle Accelerator Conf., New York (1999) 3068.
- 18) S. Machida, et al.: Nature Phys. **8** (2012) 243.

(2013年7月9日原稿受付)

Laboratory Accelerator Physics

Hiromi Okamoto, Kiyokazu Ito and Hiroyuki Higaki

abstract: Careful and comprehensive beam-dynamics consideration is required to construct modern particle accelerators, especially, large-scale machines for fundamental physics purposes. To design advanced, next-generation accelerators, we must deeply understand the collective behavior of charged-particle beams, that is, the nonlinear many-body system consisting of a single species of charged particles spatially confined by external electromagnetic forces. In this article, a brief introduction is given of a novel tabletop experimental system applicable for fundamental studies of beam dynamics in modern accelerators. The apparatus is based on non-neutral plasma trapping techniques and is called "S-POD" (Simulator for Particle Orbit Dynamics) where we can form a many-body Coulomb system approximately equivalent to a charged-particle beam traveling in an alternating-gradient accelerator. S-POD is particularly useful in exploring the so-called space-charge effects in high-intensity machines and other beam instabilities driven by periodic beam-focusing lattice structures.

多種多様な RI ビームのスピンを操る

市川 雄一[†] (理化学研究所仁科加速器研究センター 351-0198 和光市広沢2-1)
 上野 秀樹 (理化学研究所仁科加速器研究センター 351-0198 和光市広沢2-1)

スピンを操作するという事、それはそのスピンを持つ量子系に隠された非対称性あるいは磁気的な性質を垣間見ることにつながる。本稿では、不安定核 (RI) ビームという近年注目を集めている量子系に対する新たなスピン操作の手段である「分散整合二回散乱法」を紹介する。本手法は、あらゆる RI に対して普遍的に高いスピン整列度を生成しつつ、かつ高収量の RI ビームを得る方法である。本手法の実証実験は理化学研究所の RI ビームファクトリー (RIBF) で行われ、約 8% のスピン整列度を持つ不安定核 ³²Al ビームを生成することに成功した。本手法による核モーメント測定の効率向上は従来と比較して 50 倍以上に上がることが明らかになった。

1. はじめに

スピンは原子や電子、原子核といったミクロな物質がその量子性に由来して持つ物理量であり、ミクロな現象の研究にはしばしばスピンの重要な役割を果たす。例えば、スピンの向きを変化させて生じる効果^{*1}を調べることで、その現象のメカニズムについての情報を引き出すことができる。またスピンは磁気的相互作用を伴うため、物質の磁性の主役あるいはプローブとなることができ、さらに磁気的相互作用を通じてスピンの向きを操作することができる。こうして、「スピンから知ること」と「スピンを操ること」が互いに相補的に絡み合い、ミクロな物理系の本質に関わる新たな知見が得られてきた。つまり、あるミクロな系にスピン操作する手段が開発されると、その後の科学を飛躍的に進化させる可能性があると言える。

近年不安定核 (Radioactive Isotope, RI) ビームというミクロな系が注目を集めている。これは、陽子数と中性子数のバランスが自然界に存在する安定核とは異なっている不安定核が、高速なビームという形で存在しているものである。特に、理化学研究所仁科加速器研究センターの RI ビームファクトリー (RIBF)¹⁾ は世界最高強度の RI ビーム生成能力を持っており、供給可能な RI ビームの種類は約 4,000 種に上ると予想されている。しかし、その中でスピン操作が可能、つまり有効なスピン配向を生成できる核種は数十種類しか存在しなかった。スピン配向を用いた実験の効率は、「スピン配向の大きさ」と「収量 (統計的な標本サイズ)」という二つの要素に関係する。そこで、今回はこれら二つの要素を同時に高め、あらゆる RI に対して普遍的にスピン配向生成を可能にする新たな手法「分散整合二回散乱法」を開発した。²⁾ 本稿では、従来のスピン配向生成メカニズムに触れたのち、新たな手法の原理、実証実験とその結果による評価、そして今後の展望について解説する。

2. RI ビームにおけるスピン配向生成

まず原子核のスピン配向とはどのようなものか説明する。定義は文献³に倣っている。核スピン I を持つ原子核の集

団があったとき、磁気量子数 m を持つ量子状態の分布の様子はランク k ($k=0, 1, \dots, 2I$) の統計テンソル ρ_k によって記述される。 ρ_k はクレブシュ・ゴルダン係数 $\langle j_1, m_1, j_2, m_2 | J, M \rangle$ を用いて

$$\rho_k = \sqrt{2I+1} \sum_m (-1)^{I-m} \langle I, m, I, -m | k, 0 \rangle a(m) \quad (1)$$

と書ける。 $a(m)$ は磁気量子数 m を持つ状態の分布の割合である。自然な状態では $a(m)$ は一様な分布を示し、 $\rho_k=0$ ($k \neq 0$) である。ところがこの集団に対してある操作を加える等することによって、 $a(m)$ の分布が一様でなくなると、 ρ_k の値は 0 でなくなる。このうち、 $\rho_1 \neq 0$ で表される状態 (一次の非対称度を持つ分布) をスピン偏極状態、 $\rho_2 \neq 0$ で表される状態 (二次の非対称度を持つ分布) をスピン整列状態と呼ぶ。スピン偏極状態の場合、 ρ_1 を規格化して $-1 \sim 1$ の値にした量、つまり偏極度 P は磁気量子数 m の $a(m)$ という分布の下での平均に一致する。スピン整列を記述する統計テンソル ρ_2 は具体的に

$$\rho_2 = \sqrt{\frac{5}{I(I+1)(2I+3)(2I-1)}} \sum_m \{3m^2 - I(I+1)\} a(m) \quad (2)$$

と書ける。スピン整列度 A は ρ_2 を $|\rho_2|$ の取り得る最大値 $|\rho_2|_{\max}$ で規格化した量として定義される。例えば、 $I \geq 2$ の場合は $m = \pm I$ に分布が局在するとき $|\rho_2|$ が最大となり、

$$A \equiv \frac{\rho_2}{|\rho_2|_{\max}} = \sum_m \frac{3m^2 - I(I+1)}{I(2I-1)} a(m) \quad (3)$$

と表される。スピン整列のうち、特に $A > 0$ の場合をプロレートな整列、 $A < 0$ の場合をオブレートな整列と呼ぶ。

1990 年には、RI を生成する際の破碎反応に付随して、このようなスピン配向が生じることが明らかになった。⁴⁾ 破碎反応は比較的高エネルギーの原子核同士の衝突においては、単純なモデルを用いてよく記述できることがわかっている。⁵⁾ すなわち、反応によって生成する二次ビーム核 (破碎片) は一次ビーム核 (入射核) から反応に巻き込まれた核子群を除いた「傍観者」部であり、反応自体には寄与していないものと近似できる。この破碎反応の大きな特徴として、破碎片は入射核が持っていた速度をほぼ引き継いで飛び出してくることが挙げられる。ただし、破碎反応によって剥ぎ取られた核子はもともと入射核内でフェルミ運

[†] 執筆時の所属：東京工業大学大学院理工学研究科

^{*1} 例えば、不安定核スピンの向きを変えると放射線の角度分布が変わる。

動の運動量 p_n を持っているので、その分が抜き取られた破砕片の運動量は、入射核と同一速度の場合の運動量を p_0 として、 $p_0 - p_n$ となる。ここで反応後の破砕片に生じる角運動量 (核スピン) I は図1に示すように、破砕片の運動量 p_{PF} のビーム進行方向成分 $p_{PF//}$ の関数となるため、反応後の破砕片の運動量を選択することによって、スピン配向した破砕片の集団、RI ビームを取り出すことができる。

このスピン配向RI ビームの生成法が確立して以来、様々なRIの電磁気モーメントが測定されてきた。この方法は、生成するRIの原子的性質、化学的性質によらずに適用可

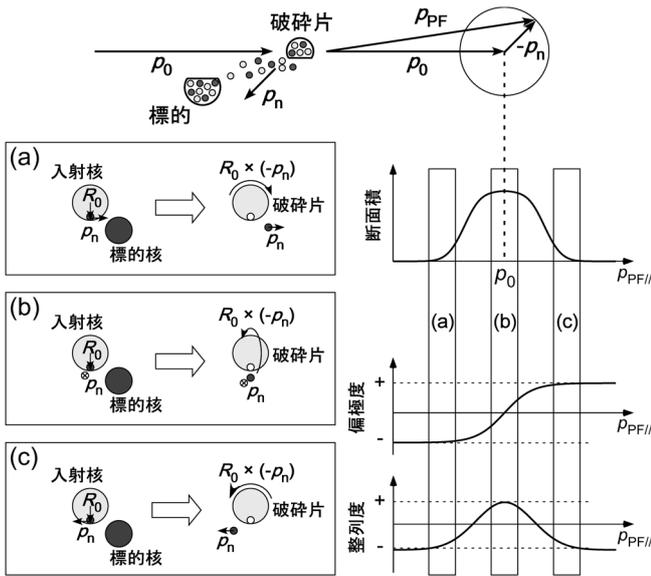


図1 破砕反応におけるスピン配向生成のメカニズム。運動量 p_0 を持った入射核が標的に破砕反応を起こす。ここで剥ぎ取られた核子の合計運動量を p_n 、元の原子核中心からみた反応点の位置を R_0 とする。反応後の破砕片には $I = R_0 \times (-p_n)$ の角運動量が付与される。(a)、(b)、(c) はそれぞれ低運動量成分、運動量中心成分、高運動量成分を選択したときの状況を表す。例えばスピン整列度に注目すると、(b) の場合はプロレートな、(a)、(c) の場合はオブレートなスピン整列がそれぞれ生成される。

能であるという特徴を持つ。一方で破砕反応の元となる一次ビームとして大強度が得られる核種は、希ガスやある種の金属等、数種の安定核に限られている。そのため、それらの安定核種から遠く離れたRIを生成する場合、その破砕反応では必然的に抜き取る核子が多数に及ぶ結果、 p_n が平均として小さくなり、大きなスピン配向を得ることができなかった。(図2(a)参照。)

3. 分散整合二回散乱法の原理

本稿で紹介する分散整合二回散乱法は、スピン整列ビームを用いた測定の効率 (Figure of merit, FOM) を最大化するという意図に基づいて発案し、実現に至ったものである。スピン整列 (または偏極) に起因する非対称度を測定する実験では、FOMはスピン整列 (偏極) 度の2乗と収量の1乗に比例する。そのため、本手法ではまずスピン整列度の最大化を図り、その上で収量に関する最適化を狙う。

スピン整列度を最大化するためには、上記のメカニズムからわかる通り、破砕反応が「単純」である方がよい。そこで目的のRIビーム核 A_F を生成するのに一つの核子 (陽子あるいは中性子) のみを抜き取る「最も単純な破砕反応」を用いる。つまり1次ビーム核 A_P からひとまず目的の核より一つだけ核子の多い中間生成核 $A_I (= A_F + 1)$ をつくっておき、そこから1核子抜き取り反応で目的核 A_F を生成する、という二段階の破砕反応プロセスを経るのである。こうすれば、核種 A_F によらずにスピン整列度の最大化が見込まれる。しかし、単純に反応の回数を二回にただけではスピン整列度の向上は見込めるものの、生成回数が二回になり、それに付随する運動量選択も二回行わなければならないため、RIビームの収量という面で大きなデメリットが生じてしまう。(図2(b)参照。)つまり単純な二回散乱法ではスピン整列度と収量はトレードオフの関係にあり、

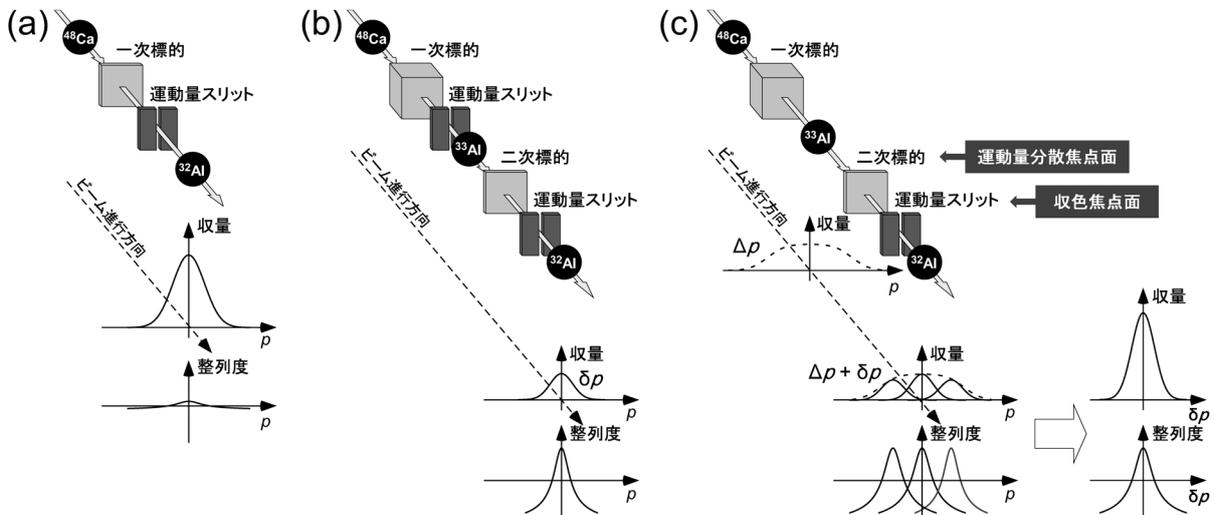


図2 一次ビーム ^{48}Ca からスピン整列 ^{32}Al ビームを生成するスキームの比較。(a) ^{48}Ca から従来の一回散乱法で直接 ^{32}Al を生成するスキーム。多核子抜けの破砕反応となるため、スピン整列度が小さくなる。(b) 単純な二回散乱によって ^{33}Al を経由して ^{32}Al を生成するスキーム。高いスピン整列度が期待できるものの、収量は低くなる。(c) 分散整合二回散乱法によってスピン整列 ^{32}Al を生成するスキーム。第二反応を運動量分散焦点面で起こし、運動量スリットを収色焦点面に配置することによって、第二反応での運動量変化 δp を直接抽出することができる。 ^{33}Al の運動量の広がり Δp が原因となるスピン整列度の打ち消しを回避し、高いスピン整列度を維持したまま高強度のRIビーム生成が可能となる。

これら両者を同時に高めることができないのである。

収量面でのデメリットを克服するために、再度スピン整列生成のメカニズムに立ち返ってみよう。重要なことは、「スピン整列度は目的核 A_F を生成する(第二) 破碎反応において生じた運動量変化で決まり、中間生成核 A_1 の運動量には依存しない」ということである。つまり、二回の破碎反応を用いながらも、第二反応による運動量変化のみを直接的に抽出すれば収量の減少を最小限に食い止めることができる。これはイオン光学で知られる分散整合^{6,7)}という技術に応用することで達成できる。破碎反応を用いたスピン整列生成においては、運動量選択が必須であることを前述した。運動量選択のためには、双極磁石を挿入して速度に応じた位置の広がり(運動量分散)を発生させるが、この運動量分散は収量を稼ぐため運動量選択後には再び収束させなければならない。この運動量選択と選択後の収束に関するイオン光学の条件は分散整合条件と呼ばれる。^{*2}

分散整合を用いた二回散乱法で、第二反応による運動量変化のみを直接的に抽出する原理は以下のように説明できる。(図2(c)参照。) ビーム粒子の位置(中心軌道からの水平方向のずれ) x と運動量(の中心値からのずれ) p を表す2成分ベクトル (x, p) を導入し、このベクトルが各焦点面でどのように表されるか見てみよう。一次ビームからの第一破碎反応によって、二次ビーム A_1 が標的上の狭い領域で生成される。このときのビーム粒子 A_1 のベクトルは

$$\begin{pmatrix} x_0(A_1) \\ p_0(A_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta p \end{pmatrix} \quad (4)$$

と表される。ここで、 Δp は第一破碎反応による運動量の変化分である。イオン光学によると、そこから下流の運動量分散焦点面までの輸送は行列

$$T_1 = \begin{pmatrix} a & b \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

で表すことができる。 a は倍率、 b は運動量分散である。運動量分散焦点面上での二次ビーム粒子 A_1 は

$$\begin{pmatrix} x_1(A_1) \\ p_1(A_1) \end{pmatrix} = T_1 \begin{pmatrix} x_0(A_1) \\ p_0(A_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b\Delta p \\ \Delta p \end{pmatrix} \quad (6)$$

というベクトルで表される。この運動量分散焦点面に二番目の反応標的を置いて、第二破碎反応によって目的の核 A_F を生成する。反応前後で位置は不変なので $x_1(A_F) = x_1(A_1)$ 、一方、第二破碎反応に伴う運動量変化を δp とすると、反応後のビーム粒子 A_F の運動量は $p_1(A_F) = \Delta p + \delta p$ となる。この A_F が再び双極磁場を通してさらに下流の焦点面へと輸送される。この時の輸送行列を

$$T_2 = \begin{pmatrix} c & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

とする。 c は倍率、 d は運動量分散である。運動量分散を打ち消して収束焦点面とするためには行列 $T_2 T_1$ の右上の要素が0とならなければならない。この時の条件 $d = -bc$

のことを分散整合条件という。分散整合条件を満たすと、焦点面上でのベクトルは

$$\begin{pmatrix} x_2(A_F) \\ p_2(A_F) \end{pmatrix} = T_2 \begin{pmatrix} x_1(A_F) \\ p_1(A_F) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -bc\delta p \\ \Delta p + \delta p \end{pmatrix} \quad (8)$$

と書け、位置 x_2 は第二破碎反応での運動量変化 δp のみに依存する。これはすなわち、第二破碎反応で同じ運動量変化を生じたビーム粒子は焦点面上の同じ位置に焦点を結ぶことを意味する。スピン整列度はまさに目的の核を生成する反応(ここでは第二破碎反応)での運動量変化 δp の関数であるので、焦点面上に置いたスリットによって、 A_1 が最終的に持つ運動量変化 $\Delta p + \delta p$ のうち、スピン配向に関わる成分 δp のみを抽出することができる。こうして異なる運動量成分の混合によるスピン整列度の打ち消しを回避し、最大化したスピン整列度を維持したまま収量の大幅な増加が可能となる。

4. RIBFでの実験

本手法の実証実験を理研仁科センターRIBF¹⁾のBigRIPS⁸⁾ビームラインを用いて行った。本実験では図3に示すように、一次ビーム ^{48}Ca から ^{33}Al を経由して、目的の核である ^{32}Al を生成した。F0焦点面での第一反応においては、核子あたり345 MeVの ^{48}Ca ビームと、1.85 g/cm²厚のBe標的の破碎反応により、 ^{33}Al を生成した。一次標的であるBeの厚さは二次ビームである ^{33}Al の収量が最大となるように選定した。第二反応は運動量分散焦点面F5に位置する中心厚2.70 g/cm²の楔形アルミニウム標的において起こし、 ^{33}Al からの一核子抜き取り反応によって目的の ^{32}Al ビームを生成した。二次標的の中心厚は、標的中のエネルギー損失が一核子抜き取り反応で生成される運動量幅と同程度になるように選定した。 ^{32}Al には半減期が200(20) nsと比較的長寿命でガンマ線を放出し脱励起する核異性体 ^{32m}Al が存在するが、核異性体も第二反応で同時に生成される。核異性体 ^{32m}Al を含む ^{32}Al ビームのF5-F7

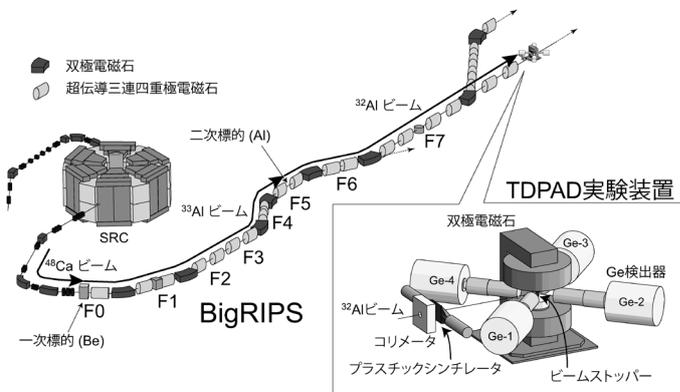


図3 実験セットアップ。 ^{48}Ca ビームが超伝導リングサイクロトロン(SRC)で核子あたり345 MeVまで加速され、F0焦点面で第一破碎反応を起こす。BigRIPSビームラインでは、F1, F4, F5, F6が運動量分散焦点面、F2, F3, F5が運動量分散を収束させる収束焦点面である。本実験では ^{33}Al から ^{32}Al を生成する第二破碎反応を運動量分散焦点面であるF5で起こした。挿入図はTAPAD測定のための装置である。

^{*2} 核反応を用いた原子核のエネルギー準位精密測定でよく使用される。

間での運動量分散が、F0-F5間で ^{33}Al に生じた運動量分散を打ち消すようにビームライン上を輸送した(分散整合)。F7焦点面では運動量スリットを用いて、 ^{32}Al の運動量分布の中心に対して $\delta p/p = \pm 0.15\%$ の領域を選び出した。

本手法の評価には核異性体 $^{32\text{m}}\text{Al}$ におけるスピン整列度を用いた。スピン整列度は時間微分型摂動角分布法(Time-Differential Perturbed Angular Distribution法, TDPAD法)により測定を行った。 $^{32\text{m}}\text{Al}$ は双極電磁石のポール間に置いたストッパー試料中に止め、静磁場 B_0 中で歳差運動を開始する。スピン整列した原子核から放出されるガンマ線はスピン整列の軸に相対的にある角度分布をもって放出されるため、スピン歳差によって整列の軸が回転すれば、実験室に固定されたGe検出器で測定したガンマ線の強度は原子核の歳差運動と同期して変化する。

TDPAD法では、ガンマ線角度分布の異方性は $R(t)$ と呼ばれる関数で評価され、その振幅からスピン整列度が決定できる。 $R(t)$ は次のように定義される。

$$R(t) = \frac{N_{13}(t) - \epsilon N_{24}(t)}{N_{13}(t) + \epsilon N_{24}(t)} \quad (9)$$

ここで、 $N_{13}(t)$ 、 $N_{24}(t)$ は対角線上に配置されたGe-1、Ge-3のガンマ線計数率の和、およびGe-2、Ge-4のガンマ線計数率の和である。 ϵ は検出器の検出効率の差を補正する因子である。理論的には、この $R(t)$ は次のように表される。

$$R(t) = \frac{3\rho_2 F_2}{4 + \rho_2 F_2} \cos 2(\omega_L t + a) \quad (10)$$

ここで、 F_2 はガンマ線放出過程の多重極度と始状態・終状態スピンで決まる異方性パラメータである。 ω_L はラーモア歳差周波数であり、 g 因子と核磁子 μ_N を用いて $\omega_L = g\mu_N B_0 / \hbar$ と書ける。TDPAD法を用いた磁気モーメント測定では、 $R(t)$ の周期から ω_L 、ひいては g 因子が決定できる。

^{32}Al の核異性体 $^{32\text{m}}\text{Al}$ はエネルギー222 keVのガンマ線を放出してE2遷移によって脱励起することが知られている。^{10,11)}この222 keVのガンマ線に対して式(9)に従って $R(t)$ のプロットを作成したところ、図4に示すようになった。式(10)によるフィッティングから、まず $^{32\text{m}}\text{Al}$ の g 因子を $g = 1.32(1)$ と決定した。^{*3}理論計算との比較により、 $^{32\text{m}}\text{Al}$ のスピン・パリティが $J^\pi = 4^+$ であると決定した。すると222 keVのガンマ線はスピン・パリティが $4^+ \rightarrow 2^+$ と変化するE2遷移であることがわかったので、対応する B_2 、 F_2 の値と、フィッティングで求めた $R(t)$ の振幅からスピン整列度は $A = 8(1)\%$ であると決定した。

分散整合の成否、すなわちスピン整列度が減衰していないことを確認するために、F5焦点面での運動量スリットを $\pm 0.5\%$ に狭め、第二反応の起こる水平位置を制限した測定も行った。これは図2(b)の状況に相当する。このときのスピン整列度は $A = 9(2)\%$ であり、分散整合を用いたときの値 $A = 8(1)\%$ と一致する。以上から分散整合条件を

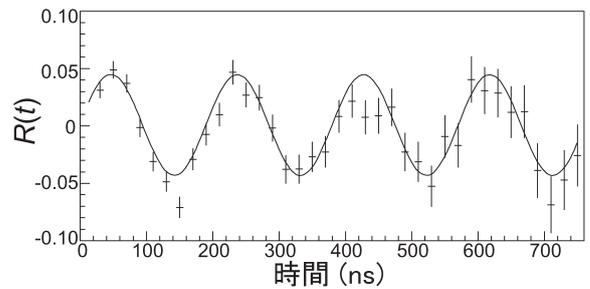


図4 分散整合二回散乱法による ^{32}Al のスピン整列度測定結果。横軸はビーム粒子が実験装置に到来した時刻を基準として、222 keVのガンマ線がGe検出器で検出された事象の時刻を表している。 $R(t)$ プロットは式(9)に従って得た。実線は式(10)を用いてフィッティングした結果である。

満たすことでスピン整列度を維持したまま、目的核 ^{32}Al の収量増加を達成できることが確認できた。

5. 従来の手法との比較

本実験では、比較のために従来通りの一回散乱法で ^{48}Ca から直接 ^{32}Al を生成する測定も行った。この反応は16個の核子を剥ぎ取る反応となる。反応をF0焦点面で起こし、標的には厚さ4 mmのBeを用いた。この標的厚は、二回散乱測定の第二反応の時と同様に、標的中のエネルギー損失が16核子抜けの反応の運動量幅と同等になるように選定した。また運動量は中心に対して $\pm 0.4\%$ の範囲を選んでおり、これも運動量分布と選択範囲の関係が二回散乱測定のとときと同等になるように図った結果である。こうして生成した $^{32\text{m}}\text{Al}$ に対して、TDPAD法によるスピン整列度測定を二回散乱の測定と同等の時間をかけて行ったが、得られた $R(t)$ に対して有意な振幅を観測することはできなかった。スピン整列度の値は 2σ の信頼度で0.8%以下であった。実験装置位置における $^{32\text{m}}\text{Al}$ のビーム粒子数は二回散乱測定時が0.54(5) kcps、一回散乱測定時が0.87(6) kcpsであった。一回散乱測定ではガンマ線計数率を装置の処理限界内に収めるため、一次ビーム強度を1/100に弱めているが、ここでは実際の測定に関する効率という観点で、強度の補正は行わずに測定の本質を比較する。FOMは前述したようにスピン整列度の2乗と収量の1乗に比例するが、二回散乱測定のFOMは一回散乱のとときと比べて50倍以上向上することが明らかになった。今回の ^{32}Al の場合では50倍以上という結果であったが、そもそも一回散乱時には有意なスピン整列が確認できておらず、このFOMの向上はより安定線から離れたRIを生成する場合にはさらに顕著になっていくはずである。

本研究で開発した分散整合二回散乱法によって生成可能なスピン整列RIビームの範囲がどのように広がっていくかシミュレーションした結果を図5に示す。分散整合二回散乱法を適用することによって、生成可能な範囲が二次元的に大きく広がることになる。本研究では、第二反応として一核子抜き取りの反応を取り扱ってきたが、他にも、二核子抜き取り反応や核子ピックアップ反応¹²⁾に対して

*3 $^{32\text{m}}\text{Al}$ の g 因子は本実験で初めて測定された。

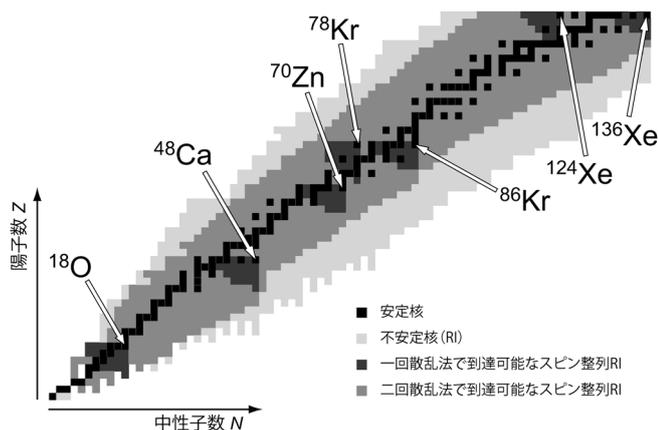


図5 分散整合二回散乱法によるスピンの整列RIビーム生成可能範囲の核図表上での拡がり。「到達可能」とは、一日間の実験でのビーム総収量を仮定したときに、当該核種の核磁気モーメントを 5σ 以上で決定できるか否かを基準としている。ここではRIBF¹⁾で使用する典型的な一次ビーム(図中矢印)とその強度を仮定した。その他の詳細は文献2を参照。

も本手法は適用可能である。これらの反応と組み合わせると、一核子抜き取り反応だけでは原理的に到達できない状態(例えば高スピン状態)のRIに対してもスピンの整列を選択的に生成できると考えられる。

6. おわりに

近年の加速器の目覚ましい発達によって、RIビームとして生成可能な核種が核図表上で二次元的に広がりつつあるが、新たなスピンの整列ビームの生成法である分散整合二回散乱法を用いることで、従来よりも格段に多種の、スピン自由度を付加したRIビームを生成することが可能になった。分散整合二回散乱法はTDPAD法と組み合わせることで、比較的長い寿命(ns~ms程度)を持つRI核異性体の電磁モーメント測定に威力を発揮する。大きな質量数のRI領域では最近の実験でも数多くの長寿命核異性体が発見されつつあるし、¹³⁾特に、最外殻を占有する複数の価核子の角運動量が平行に結合したような高スピンの状態(スピストレッチ状態)では、普遍的に核異性体を発現する機構が成立しやすい。そのような高スピン核異性体の研究に関しては、波動関数が同じスピン・パリティを持つ状態間の混合のない純粋な形で現れるため、核磁気モーメントの測定から軌道配位の情報を曖昧さなく引き出すことが可

能である。さらにその高スピン核異性体は、分散整合二回散乱法の第二破碎反応として一陽子一中性子抜き取り反応を用いることで選択的に、そして高いスピン整列度を付加しつつ生成することが可能である。上記は一例であるが、このようにRIBFなどの最新鋭加速器施設の強力なRIビーム生成能力に分散整合二回散乱法によるスピン配向生成を組み合わせることで、広範な質量領域にわたる核モーメントを通じた核構造研究はもちろん、スピン配向したRIビームを物質中に打ち込むことで、核スピンを磁気的な不純物あるいは放射線を出すプローブとして用いる物性研究にも新たな可能性を切り開くことが期待される。

参考文献

- 1) Y. Yano: Nucl. Instrum. Meth. B **261** (2007) 1009.
- 2) Y. Ichikawa and H. Ueno, *et al.*: Nature Phys. **8** (2012) 918.
- 3) H. Morinaga and T. Yamazaki: *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam, 1976).
- 4) K. Asahi, *et al.*: Phys. Lett. B **251** (1990) 488.
- 5) J. Hüfner and M. C. Nemes: Phys. Rev. C **23** (1981) 2538.
- 6) B. L. Cohen: Rev. Sci. Instrum. **30** (1959) 415.
- 7) H. G. Blosser, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. **91** (1971) 61.
- 8) T. Kubo: Nucl. Instrum. Meth. B **204** (2003) 97.
- 9) A. S. Goldhaber: Phys. Lett. B **53** (1974) 306.
- 10) M. Robinson, *et al.*: Phys. Rev. C **53** (1996) R1465.
- 11) S. Grévy, *et al.*: Nucl. Phys. A **734** (2004) 369.
- 12) D. E. Groh, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 202502.
- 13) D. Kameda, *et al.*: Phys. Rev. C **86** (2012) 054319.

(2013年7月31日原稿受付)

Spin Control of Various RI Beams

Yuichi Ichikawa and Hideki Ueno

abstract: The degree of freedom of spin in quantum systems serves as an unparalleled laboratory where intriguing quantum physical properties such as asymmetry or magnetic property can be observed, and the enhanced control of spin may progress physics researches. We developed a novel method for controlling spin in a system of rare-isotope beams, the two-step fragmentation method with the momentum-dispersion matching technique. The present method was demonstrated in an experiment at the RIKEN RI Beam Factory, in which a degree of alignment of 8% was achieved for the spin of a rare isotope ³²Al. The figure of merit for the present method was found to be greater than that of the conventional method by a factor of more than 50.

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2013年7月に掲載可となった中から2013年8月の編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice”(JPSJ注目論文)を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

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

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

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

分子内と分子間の電子の運動と格子の振動が協調する光誘起相転移

光によって物質の性質(色、伝導度、磁性など)が変化する現象、いわゆる“光誘起相転移”は光と電子と格子振動という、全く異なるものが相互作用して起こる現象であり、世界中で精力的に研究が進められている。光を使って一瞬で相転移を起こすことができることから、超高速光スイッチングデバイスへの応用など、機能的な物質の光制御が期待されている。光誘起相転移の代表的なものとして、電子密度の高い分子と低い分子が規則的に配列した電荷秩序絶縁体(図1)にパルス光を照射してその秩序を融解する現象(光誘起電荷秩序融解)が様々な物質で報告されているが、光がどのように電子状態を変化させ、どのように電子と格子振動が絡み合ってこの光融解が起こるのかは明らかではなかった。

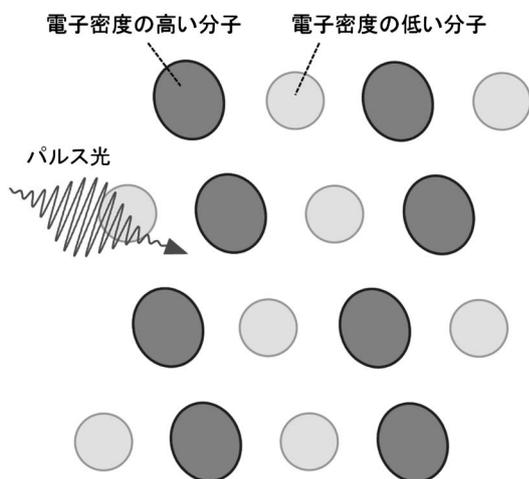


図1 電荷秩序を示す分子性結晶。

最近、中央大学理工学部物理学科の研究グループは、擬二次元金属錯体 $\text{Et}_2\text{Me}_2\text{Sb}[\text{Pd}(\text{dmit})_2]_2$ における光誘起電荷秩序融解の初期過程を理論的に解析した。これまでの理論研究では、分子を一つの単位としたモデルを用い、分子内部の構造を考慮しないことが一般的であった。本研究では、詳細な光融解の過程を明らかにする為に、分子内部の構造を考慮したモデルを構築し、光誘起ダイナミクスを計算した。その結果、分子内と分子間の電子遷移と格子振動が協調して光融解を起こすメカニズムを理論的に初めて明らかにした。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の2013年9月号に掲載された。

この物質では強い電子格子相互作用の為に、電荷秩序状態において電子密度の高い分子と低い分子の構造が異なり、

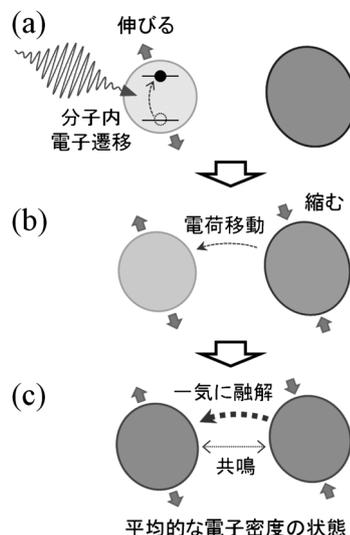


図2 光誘起電荷秩序融解の様子。

電子密度が高いと伸び、低いと縮む(図1)。分子内の電子遷移は、分子が伸び縮みする格子振動と強く結合している。この分子内遷移エネルギーに対応する光を照射して電子密度の低い分子の電子を励起すると、その電子状態の変化が格子振動を引き起こして、この分子が伸びる方へ変化する(図2(a))。それに伴い徐々に電子密度の高い分子から低い分子へ電荷移動が起こり、電子密度の高い分子では密度が下がって、その構造は縮む方へ変化する(図2(b))。分子構造の変化が進み、電子密度の高い分子と低い分子の構造が等しくなったときに、これらの分子の電子状態が共鳴して分子間で一気に電荷が移動して電荷秩序が融解する(図2(c))。このように光励起による分子内の電子状態の変化が分子構造を変化させ、その構造変化が分子間の電荷移動を促すという、分子内と分子間の電子と格子振動との協調作用によって電荷秩序の融解が実現しているのである。

本研究では、光誘起電荷秩序融解における分子内と分子間の電子遷移と格子振動の協調メカニズムを明らかにした。このことは分子内と分子間それぞれにおける電子の運動と格子の振動という階層構造を考慮して初めて説明できるのである。実験技術が急速に進歩している現在、光誘起現象の初期過程を詳細に観測できるようになり、異なる階層の絡み合いが見えてきつつある。分子内という狭い空間での現象が、その周辺を変化させて、さらに広がった現象にどう繋がっていくかを解明すれば、物質の光制御に向かってこの研究分野がさらに展開していくことが期待される。

原論文

Intra- and Interdimer Electron-Phonon Concerted Mechanism of Photoinduced Charge-Order Melting in Metal Complex $\text{Et}_2\text{Me}_2\text{Sb}[\text{Pd}(\text{dmit})_2]_2$

Keita Nishioka and Kenji Yonemitsu: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 094716.

〈情報提供: 米満賢治(中央大学理工学部物理学科)
西岡圭太(中央大学理工学部物理学科)〉

ダブルペロブスカイト型チタンフッ化物におけるスピン・軌道・格子の自由度の競合と幾何学的フラストレーション効果

反強磁性的な相互作用をもつスピンの配列する場合、隣り合うスピン同士は逆向きに並ぼうとするが、正三角形の頂点上にスピンがある場合には、全ての隣接するスピン同士が逆向きに並ぶことができない。このような効果から磁気秩序が抑制されることを幾何学的フラストレーションと言い、しばしば興味深い基底状態を引き起こす。また、スピン、軌道、格子あるいは電荷などの複数の自由度をもつ系では、これらの自由度が複雑に絡み合い、新奇な秩序状態が現れる。そのため、幾何学的フラストレーションと複数の自由度を有する系が、近年非常に注目されている。このような舞台にある系の基底状態に対する理解を深めるには、新規物質の開拓が非常に重要である。

京都大学大学院理学研究科化学専攻のグループは、幾何学的フラストレーションとスピン・軌道・格子の自由度を有する新たな系として、ダブルペロブスカイト構造のフッ化物 $A_2\text{BTiF}_6$ (A, B はアルカリ金属) に着目した。ダブルペロブスカイト化合物は酸化物の研究は盛んに行われてきたが、フッ化物の研究は未開拓である。 $A_2\text{BTiF}_6$ では、ペロブスカイト構造 $A'B'X_3$ において $A'=A, X=\text{F}$ で、 B' サイトに B と Ti が交互に配列した構造をもっており、磁性を担う Ti^{3+} が面心立方格子を形成している。面心立方格子は正三角形を基調としているので、幾何学的フラストレーションの効果が期待できる。また、 Ti^{3+} は d^1 の電子配置で、電子がどの d 軌道を占有するかという軌道の自由度をもつ。さらに、ダブルペロブスカイト構造においては、イオンの組み合わせによってイオン間に隙間が生じるため、格子の不安定性が存在する。このように、ダブルペロブスカイト $A_2\text{BTiF}_6$ は幾何学的フラストレーションと軌道の自由度および格子の不安定性をもちあわせており、非常に興味深い系である。

フッ化物 $A_2\text{BTiF}_6$ は、 A, B サイトのアルカリ金属の組み合わせにより、五つの化合物がダブルペロブスカイト構造をとる。系統的な研究から、これらの五つの化合物は室温では全て立方晶であるが、低温で格子の不安定性と電子系の自由度との絡みにより様々な相転移を起こすことが明らかになった。格子の不安定性の大きさの評価としては変形トレランスファクター (t_m) が用いられている。 t_m は、ペロブスカイトの結晶構造の歪みの評価に用いられるトレランスファクター (t) を、ダブルペロブスカイト用に適切に変形したものであり、 $t_m = 2^{1/2}(r_A + r_F)/(r_B + r_{\text{Ti}} + 2r_F)$ と定義されている。ここで、 $r_A, r_B, r_{\text{Ti}}, r_F$ はそれぞれ $A, B, \text{Ti}, \text{F}$ のイオン半径である。隣り合うイオン同士が接するとき t_m は1となり、立方晶構造が最も安定になる。また、 A イオンの周りに隙間ができたときに t_m が1未満になり、 t_m が1から小さくなるにつれ格子の不安定性は増加する。

五つの化合物が示す様々な相転移は t_m によって以下のように整理することができる。まず、 t_m が最も1に近く立方晶構造が安定と予想される $\text{Rb}_2\text{NaTiF}_6$ は、24 Kにおいて1軸に縮んだ正方晶 ($a > c$) に構造相転移する(図1(a))。これは d^1 の軌道の自由度を消失させるヤーンテラー歪みであると考えられる。一方 t_m が小さく、格子の不安定性の大きな二つの化合物 Rb_2KTiF_6 および $\text{Cs}_2\text{RbTiF}_6$ は、それぞれ230 Kおよび115 Kで超周期構造をもつ正方晶 ($a < c$) へ変化する(図1(b))。これらの低温構造では格子の隙間を埋めるように TiF_6 の八面体が回転しているので、これらの相転移は格子の不安定性由来であると考えられる。

さらに t_m が中間の二つの化合物では、格子の不安定性と電子系の自由度との競合によって特異な相転移が出現する。 Cs_2KTiF_6 は、詳細は明らかではないが12 Kで何らかの秩序状態を形成する。この12 Kという温度は五つの化合物の中で最も低い相転移温度である。また K_2NaTiF_6 は、

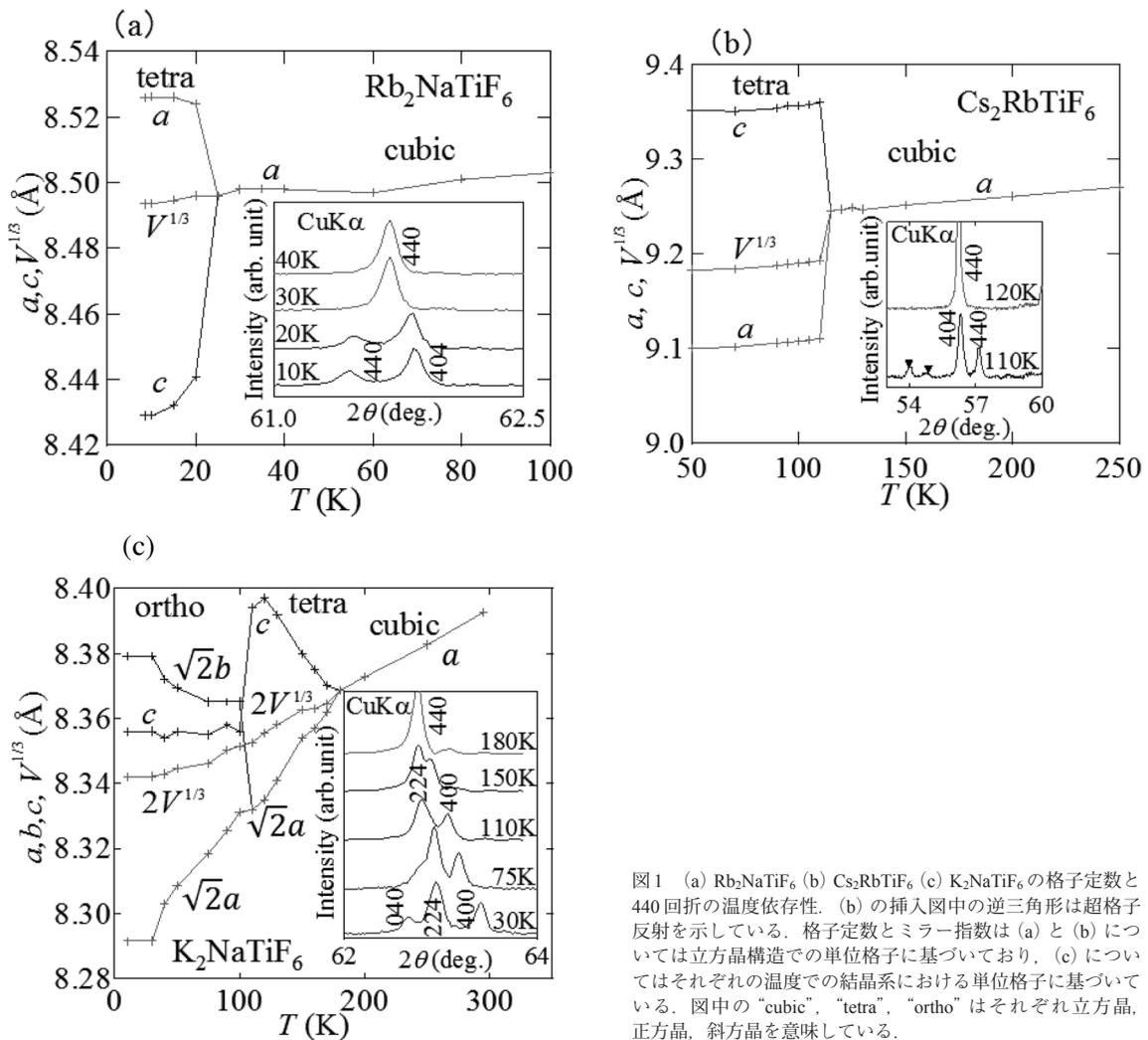


図1 (a) $\text{Rb}_2\text{NaTiF}_6$ (b) $\text{Cs}_2\text{RbTiF}_6$ (c) K_2NaTiF_6 の格子定数と440回折の温度依存性. (b) の挿入図中の逆三角形は超格子反射を示している. 格子定数とミラー指数は (a) と (b) については立方晶構造での単位格子に基づいており, (c) についてはそれぞれの温度での結晶系における単位格子に基づいている. 図中の "cubic", "tetra", "ortho" はそれぞれ立方晶, 正方晶, 斜方晶を意味している.

170 K と 110 K で逐次構造相転移を示す (図1(c)). この逐次構造相転移は以下のように解釈することができる. 170 K での正方晶への変化は, 超周期構造はないものの t_m が小さい Rb_2KTiF_6 および $\text{Cs}_2\text{RbTiF}_6$ と同様に c 軸が伸びる格子変形であることから, 格子の不安定性を反映した結果だと考えられる. 一方, 110 K での斜方晶への変化は, 近似的に1軸に縮んだ正方晶構造とみなせるので, $\text{Rb}_2\text{NaTiF}_6$ の場合に類似した d^1 のヤーンテラー歪みであると考えられる.

以上のようにそれぞれの化合物の低温での構造は異なるが, 磁化率の温度依存性の解析から, 以下に示すように磁気的な振る舞いは似通っていることが明らかになった. これらの化合物は全て, 高温では有効磁気モーメントは $S=1/2$, $g=2$ のときの計算値に近い値をもち, ワイス温度は約40 K である. およそ40 K の反強磁性的な相互作用が働いているにも関わらず磁気秩序を示さず, スピンフラストレーション効果が働いている. またそれぞれの化合物の相転移温度よりも低温では, 有効磁気モーメントが減少す

るとともに, ワイス温度がおよそ0 K になり磁気的相互作用がほとんど消失する. これらの低温の特異な振る舞いは, 相転移温度以下で生じる TiF_6 の八面体の歪みとそれに伴う軌道の占有状態の変化によるものであると考えられ, スピンフラストレーションと関連があると論じられている. この成果は, 日本物理学会が発行する英文誌 *Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)* の2013年10月号に掲載された.

原論文

Competition between Spin Frustration, Lattice Instability, and the Jahn-Teller Effect in $S=1/2$ Geometrically Frustrated Double Perovskite Fluorides $A_2B\text{TiF}_6$ ($A=\text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}; B=\text{Na}, \text{K}, \text{Rb}$)

Masato Goto, Hiroaki Ueda, Chishiro Michioka, and Kazuyoshi Yoshimura: *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** (2013) 104709.

〈情報提供: 後藤真人 (京都大学大学院理学研究科)
植田浩明 (京都大学大学院理学研究科)
吉村一良 (京都大学大学院理学研究科)〉

の出版物(書評用の寄贈などで学会が所有していたものから委員会が選別した)などからなる。

今後必要となる作業

成田倉庫の文書を湯島に移すにあたっては、新橋移転の際のものに続く、文書の選別・圧縮が必要になる。委員会はこれに当たることになるが、まずお断りしておきたいのは、この種の、大きさにいえば「焚書」のような作業は、歴史に関わる者の多くにとってたいへん酷なものであるという事実である。「焚書」が酷であるというのは、何もこの語に続く言葉を連想するからといった抽象的な理由にのみよるのではなく、何であれ歴史を書く際には、資料の不足に悩まされることが通常であるという現実的な理由にもよる。定期刊行物など他にも所蔵のあるものは、書誌事項を指定して取り寄せれば何とでもなると想像されるかもしれないが、雑誌の現物を手に取りながら関連のありそうな情報を直接拾っていくことで新たに収集できる情報は多く、そのような材料が手許になく不便を感じることは多い。現時点で不要と判断される文書も、今後、学会の150年史、200年史の編纂など、各種の歴史関連の企画を実施する際には必要になる可能性がある。

学会に限らず、多くの機関で、図書館の所有する空間が残り少なくなってくると、残すべき図書・雑誌類の選別を、歴史に関わる者が依頼されることが多い。依頼されるのは、専門家として信頼されているためであろうから名誉なことではあるが、実際に行う作業は、歴史を書くための情報源の毀損であり、嬉々としてこれに当たる歴史関係者はいないと考えていただいて間違いない。しかし、自身がこの作業を引き受けなければ、極端な場合には古い文書は一切不要とみなされる可能性があり、また見当違いな選別基準が採用されてしまうことも想像されるため、依頼を受けるのである。もちろん、今回の場合、成田倉庫を引き払うことができれば、倉庫の借料の分、経費は節減できる。学会の150年史、200年史を書くことを想定する前に、それまで

成田倉庫の物理学会所蔵の文書について

岡本拓司 (東大総合文化)

文書の概要と課題

日本物理学会(以下、学会)は、事務関連で保有され今後も学会活動の中で使用されるであろう書類以外に、これまでの歴史の中で蓄積されてきた文書類(以下、文書)を所有しており、その大半は、成田空港付近にある倉庫(成田倉庫)に保管されている。2013年9月現在、その分量は件数にして1739、うち多くは1件1冊(1部)見当であるが、定期刊行物など1件で冊子数十に及ぶものもあり、体積でいうとみかん箱350ほどである。

学会事務局が機械振興会館にあった2003年までは、上記の資料を含む文書類は同会館の倉庫に保管されていたが、事務局の新橋移転に際して、相当量が廃棄された上で、残りが成田倉庫に送られた。次いで事務局は2012年に湯島に移転したが、ここには一定の空間が確保できたため、350箱の文書を140箱程度にすれば、全てを事務局に移して成田倉庫を引き払うことも見込まれるようになった。その作業全般について、湯島移転前から物理学史資料委員会(以下、委員会)に相談があり、当時委員長であった岡本が素案を作ることとなっていたが、委員会のみで判断してよいかどうか迷う部分もあった。そこで以下では、ご関心がおありの方からのご意見や情報の提供を期待しつつ、文書や移転作業の素案について紹介させていただくこととしたい。なお、ここで示される見解は、委員会での検討は経っていない、筆者個人のものである。

文書の概要と委員会の関わり

文書のうち、委員会が直接の関わりをもつものは、学会創立100周年(東京数学会社が設立された1877年から数える)を記念して刊行された『日本の物理学史』上下巻¹⁾の編集のための資料や書類、およびその後、歴史資料としての活用を望まれて学会に寄贈された日記・ノート類であり、伝記、論

文集、諸機関の年史・名簿類などを中心に約70箱程度ある。1984年2月に刊行された『物理学史資料調査・収集特別委員会報告』には、「資料委員会の保有する資料リスト」という項目があり、委員会が所有していると考えている文書が何であるかが分かるが、上記の70箱にはそこに記されているものが含まれている。

約350箱中、委員会が責任を感じる文書が約70箱であるとすれば、残りの約280箱と委員会の関わりはどのようなものか。この関わりは、機械振興会館から新橋への移転が必要になった、文書の圧縮、箱詰め、目録作成等の作業を委員会が担当したことによって生じたものである。物理学史の歴史は古く、他国の物理学関連学会と交換した定期刊行物や、書評用に寄贈された図書など、2003年までに機械振興会館の倉庫に蓄積された文書は相当量あった。しかし、新橋の新事務局には倉庫がなく、これらは成田に別途借りる倉庫に移されることとなった。その際、全てを移すほどの空間は確保できないため、分量を減らす作業が委員会に依頼された。現在成田倉庫にあるのは、この圧縮の作業を経て残された文書である。

上記280箱の文書は、委員会が収集・作成した70箱(これらも学会の所有物ではあるが)とは異なり、学会がいわば直接に所有しているものである。ただし、上記の選定・目録化に委員会が関わったために、しばしば、280箱も含めてすべてが委員会の所有物であると見なされることがある。

280箱の文書は、欧米・アジア諸国の諸機関の定期刊行物(多くは戦前から)、*Science abstracts*, *Physics Today*などのその他の海外の定期刊行物、学会刊行物の著者・記事・出版目録などの諸情報をまとめたもの、出版委員会の報告書など学会内諸委員会の活動記録(網羅的ではない)、『科学』・『自然』・『学術月報』・『理化学研究所集報』など国内の定期刊行物、その他の国内

学会が存続する(財政を含めた)体制が維持されるよう努力することも大切である。或いは逆に、或る程度の出費をしても文書を残すというのであれば、出費が正当なものであると納得できるような根拠が必要であろう。

なお、依頼を受ければ、一定の理由をつけて文書の保存を主張することとなるが、そうすると今度は、依頼者は、当該文書は歴史研究者の主張によって残されたと理解するようになり、既述の通り、本来学会のものであった文書が委員会の所有物であるとみなされるような事態が生ずることになる。

いずれにしても、他機関の場合と同様、具体的な選別に先だて、その根拠となる情報の収集から作業を始めなければならない。まず、新橋移転の際に作成された目録に基づき、個々の資料に関して、大学図書館等の所蔵状況を調べ、所蔵館数を記録することになる。定期刊行物の場合には、どの年代、巻号が揃っているかについても確認する。現在ではウェブ上でバックナンバーの公開を行っている雑誌類もあるため、これの有無も確認する。湯島で利用可能な空間とこの調査の結果を照合しながら、学会との関わりが薄く、公開度が高く、所蔵館数の多いもの、そして今後活用の見込みのあまりないものから湯島移転の対象外としていくこととなる。

文書がどの箱にあるかは目録に掲載されており、それらが納められた様子も写真撮影されているので、個々の文書の名称や分量はこれらにより見当がつく。写真にはやや不鮮明なものがあるため、最終的には成田倉庫で現物の

確認を行った上で措置を決定することになる。

今後の展望

上記の作業計画(というほどの規模のものではないが)から分かる通り、現実的には資料には重要度の違いがある。刊行物であれば、所蔵機関が多く利用が容易なものの優先度は低く見積もらざるを得ない。ただし、『科学』や『自然』のように、手許にあれば歴史を書く上で活用される度合いの高い資料もあるので、実際に何を残すか決める作業には困難が伴う。

一方で、一定の空間が確保できるのであれば、最低限他機関に依存しても利用できる刊行物ではなく、日記・書簡・草稿などの「一点もの」の資料の保管を優先的に収蔵すべきであるともいえる。文書の中には土井不曇(1895-1945)の学生時代からの日記・草稿類のように、世界に一揃いしかない資料が含まれており、これについては、マイクロ化を行うなどおのずから別だての扱いがなされている。²⁾ 諸機関の建物や個人の家屋の増改築などに伴い、物理学史研究にとって有益な資料が発見されることは時折あり、その際、一時的な保管場所を見つけることさえ困難な場合もある。歴史資料は本来あった場所で保管されるのが望ましいが、完全に消滅させてしまうよりは、場所を変えても保存するほうがよい。

資料はまた、文書のみではなく、図像や機器の形態をとるものもある。第三高等学校・第四高等学校旧蔵の教育用実験機器³⁾などの機器資料や、第一高等学校旧蔵掛図⁴⁾のような図像資料

は、いったんは整理が済んでおり、今後の活用が望まれる。また、これは学会で保存を検討する類の資料ではないが、理化学研究所のサイクロトロン関連の建造物(東京都文京区および埼玉県和光市)など機器でも巨大なものや、第二次大戦中の電波兵器の開発で知られる第二海軍技術廠牛尾実験所(静岡県島田市)⁵⁾実験所跡地など、「遺跡」ともいえる資料も存在する。

現状では、学会の資料の湯島移転は大きな課題であるが、学会に利用できる空間があるのであれば、遺跡の保存までは難しいとしても、刊行物の保存のために用いるよりは、存在するのがその一点のみである日記・書簡・草稿や、貴重な機器・図面等の保存についても検討したほうがよいのではないかとも思われる。成田資料の選定に関しては、こうした可能性をも考慮に入れるべきであるのかもしれない。

参考文献

- 1) 日本物理学会編:『日本の物理学史(上)歴史・回想編』、『日本の物理学史(下)資料編』(東海大学出版会, 1978).
- 2) 日本物理学会 物理学史資料委員会会報4(2011).
- 3) 旧制第三高等学校の物理実験機器コレクション(<http://www.museum.kyoto-u.ac.jp/collection/materials/sankoCol/toppage.html>). 金沢大学資料館 Virtual Museum Project (http://kuvvm.kanazawa-u.ac.jp/index.php?active_action=repository_view_main_item_snippet&page_id=18&block_id=15&index_id=48&page_no=1&list_view_num=20&sort_order=7).
- 4) 第一高等学校旧蔵資料(<http://gazo.dl.itc.utokyo.ac.jp/chiko/>).
- 5) 静岡新聞(平成25年8月14日夕刊)1—実験所跡 初の発掘調査.

(2013年9月17日原稿受付)

学生とマルチメディア入り電子書籍を作る

小方 厚 (阪大ISIR)

学生3人と共著で音楽の物理をテーマとする電子書籍を作った。『視て聴くドレミーフリーエ音楽学への招待』¹⁾である。「電子」の利点はオーディオ・ビデオ(ここでは一括してマルチメディアという)が活用できること

だが、現行の電子書籍はこれを少しも活かしていない。

テーマはある種の音楽理論であり、すでに拙著があるが、²⁾音楽に関しては、百見(あるいは百読)は一聞に如かずである。そこで、パワーポイント

(以下pptと書く)によるプレゼンテーションのように、計算機のモニター上に紙芝居を作り、クリックすればマルチメディアが再生できる書籍を、というのが最初のイメージであった。簡単に思われたが、いろいろ社会的な制約に出会った。その経緯と経験は、会員諸兄の参考にしていただけることと思う。

寄る年波でITに自信を喪失しているので、若い人たちを仲間引き込んだ。広島大学の博士課程前期で情報工

学を専攻している、文献1の小方以外の著者3君である。彼等にとっても私にとっても、実はこの作業は本来の研究ではなく、サークル活動の延長であった。私は大学在職時はジャズ研究会(ジャズ研)というサークルの顧問教員だった。この縁で現在もときどき学生さんに一緒に演奏して(遊んで)もらっている。3君はそのジャズ研の会員である。ジャズではクラシックに比べ、理論が幅を利かせている。即興演奏は、言うなれば作曲しながら演奏することであり、そのためには演奏者にもある程度の理論武装が必要なのである。

あまりポピュラーなテーマとは言えないし、出版形態も新しく、著者グループも異色という、出版の冒険である。大手出版社は最初から敬遠し、大阪大学出版会(以下「出版会」という)に打診したところ、引き受けるとのことであった。その後は編集担当の方と2人3脚(あるいは5人6脚)で進むこととなった。

ここで言いたいことは、若い人との共同作業は楽しいと言うことを別にすれば、次の3つである。

第1に、音楽は良い物理や工学の教材だと言うこと。管楽器・弦楽器における1次元の振動から出発する講義を、私も初年次の大学生を対象として行っている。高校の自由研究でも、振動と音楽の関係は人気テーマのひとつであり、今ではPCにより容易に現象を視覚・聴覚で実感できる。

第2に、視覚・聴覚で実感できることをマルチメディア化して、外部に発表できること。学会発表ではマルチメディアの利用は一般化している。これを学部学生・高校生あるいは(音楽を含む)文科系の学生にまで普及させたい。さらに、学会のように閉じた社会ではなく、開かれた社会を対象とできることを示したいと考えた。理系人間は外部への情報発信が不得意とされるが、こうしたことを実行しないだけであろう。

第3に、音楽は音楽家だけのものではなく、また物理は物理学者だけのものではないと、強調すること。音楽の例として、この書籍には多くの学生の演奏を収録した。物理としての音楽に

は、演奏の上手下手は関係しないであろう。もっと精度を上げればプロの卓越した演奏ならではの現象も出てくるかもしれないが、それはこの書籍の範囲を超えている。演奏の録音録画に用いたのはスマートフォンである。画質音質が悪いとしても、手近な道具で研究できることに大きな意味がある。

演奏の手配は共著の学生諸氏にお願いした。バンドの人選とスケジュール調整から演奏結果の駄目だしにいたるまで、特に人間関係で神経をつかうところだが、うまく処理してくれた。

演奏曲目によっては日本著作権協会(JASRAC)を介して使用料を支払わなければならない。ジャズの名曲を出版のために演奏・録音する場合、基本使用料10万円が必要というのが相場らしい。こうしたことに無知であったので、すでに録音した一部の曲を、著作権が切れた曲に差し替える結果になった。ジョン・コルトレーンの曲を、学生の作品(いわゆるオリジナル)に替えたこと等もある。いっぽうでは、クラシックの著作権が切れた名演奏、たとえばジョージ・ガーシュイン自作自演のラプソディ・イン・ブルーなどは、自由に使えることもわかった。曲の入れ替えが原因で出版が何ヶ月かおくれってしまった。

サウンドのフーリエ解析には主としてMac用のAmadeus Proを用いた。人工的な音源のうち、単純なものは私がMathematicaで作ったが、無限音階など複雑なものは学生が作った。演奏とコード進行が同期する動画はこの書籍の目玉のひとつだが、やはり学生によるものである。

さて、電子書籍では、読者側のソフトは無料であることが必須である。さらに、PCの他にスマートフォンとタブレットでも書籍を読めるようにしたいと欲張った。

非採用としたソフトからあげると、pptは有料ソフトなので、問題外とした。htmlで作るといかにホームページ然としたものになってしまい、書籍というイメージから離れること、ブラウザによってレイアウトが異なることの2点が気になった。ePubはApple標準の電子書籍ソフトであるが、iPad、

iPhone専用であって、Mac・Windowsに関わらずPC上ではAdobe Digital Editions,あるいはFirefoxのEPUB Readerアドオンを使って再生しなければならない。ところがこれらを用いると肝心のマルチメディアが無視されてしまう。

結局採用したのはpdfである。手順として、まずpptを作りそれをpdfに変換し、Adobe Acrobatによりマルチメディアを埋め込んだ。こうして出来上がったpdfファイルの容量は170MBであった。これはマルチメディアの音質・画質を限界まで下げた値である。(今になって考えると、ネットとメールだけに使われている、メモリ容量の小さい古いPCには、170MBは大きすぎた。ファイルを分割した版も用意しておけば良かった。)

販売には、ネットを用いるダウンロード販売が素直な方法に思えたが、音楽著作権使用料の支払いが面倒になるということであった。さらに、良い販路もない。ネット環境の悪い方には買ってもらえない。また、ダウンロード販売で売れるのはもっぱら漫画とアイドル写真集というのが、出版界の常識らしい。結局、pdfを入れたCDを「紙の本」の見返しに貼付け書店で販売するという形態に落ち着いた。

以下、CDのpdfの内容を電子版、紙の本の内容を印刷版という。電子版は授業、印刷版は参考書のイメージで、それぞれ異なる内容を持たせ、互いに補いあうことを目指した。たとえば、マルチメディア中心の電子版は「です・ます」調で数式は用いていない。これに対し、印刷版は「である」調で、フーリエ解析の初歩等を高校程度の数式で説明している。著者としては、電子版が主、印刷版が従のつもりであった。しかし書店でこの本を手にとったとき中が見えるのは印刷版であり、第一印象は数式が目立つ小難しい本と思われてしまったようだ。

発売後に最初にいただいた苦情は、電子版のマルチメディアが再生できないことであった。Windows 8ではWindows Reader, MacではPreviewがpdfビューワーとしてビルトインされており、ふつうのPCユーザーはこれらを用いる。しかしこれらのビューワーではマル

チメディアが無視されるのだ。無料の Adobe Reader をお使いいただければ問題ないのだが、ダウンロードという行為をためらう方が多い。

面倒なことに、iPad/iPhone 用の現在の Adobe Reader は、PC 版と異なりマルチメディアを無視する。iPad/iPhone および Android 用には ezPDF Reader というアプリを購入していただかなければならない。このアプリが安いのが救いであった。

ネット批評では、おおむね内容については評判が良い。副題の「フーリエ音楽学…」は、理工系の方々にはアピールしたが、計算機音楽屋さんからは、音響合成まで踏み込まなければ看板に偽りありだと叱られた。

著者としては、この書籍の特色は、ソノグラム（フーリエスペクトルの時間変化を示す3次元表示）を多用したこととと思っている。フーリエ解析は、

パラメータの選び方に左右される。ソノグラムでは、周波数と時間との不確定性関係が問題になるのだが、そこまで踏み込むことができなかったのが、やや心残りである。

このように、音楽を題材にポピュラーサイエンス書をマルチメディアを用いた電子書籍という形態で刊行した。文献2と異なり、発売すれば、たいていの駅前書店に置かれるということではなかったので、社会的に認識されているとは言い難い。しかし、この形態の魅力は捨て難い。皆様も機会があったら試みていただきたい。

出版形態は進化しつつある。ここで採った方法とは異なるが、出版社を介さず、個人でネットで電子書籍をダウンロード販売することもできる。いっぽう、pdf 原稿をもとに、ISBN を取得し「紙の本」として発行してくれる企業もある。大学の講義の教科書をこの

方式で配布するのも良いのではないだろうか。

毎週の「編集会議」など、思い返せば楽しかった。共著の学生諸氏は、ライブハウスで演奏したり、スマートフォンのアプリを作ったりしているらしい。しかしジャズと IT に比べると、文章を書くのは上手でないようだ。書籍に存在する彼等の生の文章は、「あとかき」だけである。印税は 2(小方):1:1:1 に配分することにし、演奏して下さった方々には献本した。

参考文献

- 1) 小方 厚, 高田拓人, 中川 響, 山本勇貴: 『視て聴くドレミーフーリエ音楽学への招待』(大阪大学出版会, 2013); <http://www.youtube.com/watch?v=l43aZi6otBY>
- 2) 小方 厚: 『音律と音階の科学』(ブルーバックス)(講談社, 2007)。

(2013年8月21日原稿受付)

新著紹介

米沢富美子

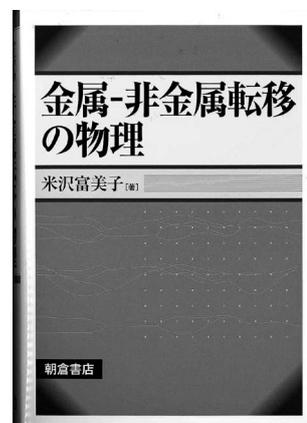
金属-非金属転移の物理

朝倉書店, 東京, 2012, vii + 194p, 22 × 16 cm, 本体 4,600 円 [専門~学部向]
ISBN 978-4-254-13110-9

小口多美夫 (阪大産研)

本書は、バンド理論の切り口から金属-非金属転移論を扱った大学院生、若手研究者向けの教科書である。転移としてはパイエルス転移、ブロッホ-ウィルソン転移を中心に置くも、アンダーソン転移、モット転移にまで言及し、転移に関わる微視的機構について包括的に纏められている。このように基礎的であるが物性物理学においてたいへん重要な物理現象を、著者のこれまでの経験に基づき巧妙な構成により書き上げている。まず、金属に関する基礎的事項、バンド理論に最初の2章を割いている。これらの章は後の議論に必須ではあるが、既にこれらの概要や知識をもっている学生・研究者にとっては本書に現れる専門用語や式のノテーションの確認程度で軽く通過することができる。本書での話題の中

心となるパイエルス転移、ブロッホ-ウィルソン転移に関しては、3章から5章にかなりしっかりと記述が与えられている。それぞれの章においては、その基本となる関連事項に対しての比較的平易な概論と直感的な理解からスタートし、バンド理論に基づき数式の展開を示しながら転移現象における機構を徐々に詳細に説明している。(数式の導出に関して必要なことは、固体物理での基礎事項に加えて付録に与えてあることはたいへんありがたい。)その後、関係する具体的な物質系を例に上げて、既に述べた転移論がそれぞれの物質のバンド構造にどのように適用され、個々の転移現象がいかに理解できるのかを概説している。通常、物性理論に関する教科書では物理的な現象に対して具体的なイメージが



掴みにくいきらいがあるが、物質のバンド構造と現象を直接的に結びつける本書のアプローチは多くの実験家にも受け入れられるであろう。また、いくつかの重要な引用文献が掲げられている点も現在進行中の研究に直結したスタイルを取っている点でよいところである。転移論は著者のライフワークの一つである。その強い意気込みを本書の中では其処此処に感じることができる。研究室でのゼミにお勧めしたい教科書のひとつである。

(2013年4月27日原稿受付)

ピーター・ベジック著, 青木 薫訳

青の物理学；空色の謎をめぐる思索

岩波書店, 東京, 2011, xii + 210 + 28p, 19×14 cm, 本体2,600円 [学部・一般向]

ISBN 978-4-00-005011-1

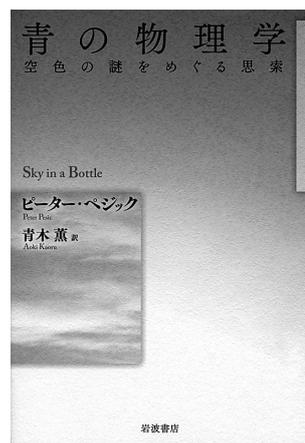
平野 拓一 (東工大国際開発工)

本書は、多くの物理学者が「空はなぜ青いのか？」という問題の解明に苦しみ、物理学の発展にいかんにか貢献したのかを興味深く描いている。マクスウェルやアインシュタインもこの問題に取り組んでおり、物理学もこの問題を通して大きく進展を遂げたのである。

前半では、青色に関する古代ヨーロッパとアジアの感覚の違いと「空はなぜ青いのか？」という問題意識を持つまでの歴史について説明されている。原子の存在が実証されていない時代に活躍したプラトン、アリストテレス、レオナルド・ダ・ヴィンチといった古代の哲学者も光や空の青色の性質に関して思索を行っていた。後半では、ニュートン、ファラデー、ストークス、チンダル、レイリー、マクスウェル、アインシュタインなどのそうそうたる物理学者も空が青い理由を説明しようとして、逆に原子は存在するはずだという証拠をつかんでいった(19世紀後半でも原子の存在は疑問視されていた)過程が描かれている。また、レイリーの理論と空の色の観測からも原子の個数(アボガドロ数)や原子サイズのオーダーを見積もることができたことは驚くべきことである。さらに、夜

空の暗さの程度から宇宙論へと発展し、黒体放射の結果から量子論へと発展し、人工的な空の霧箱が素粒子論への道を切り拓いたという物理学発展の歴史が活き活きと描かれている。

原子論を証明するために空の色の研究がこんなにも関連しているとは知らなかった。現在だからこそ、「あらゆる物質はそれ以上分解できない原子に分解することができる」と学校で習って知ることができるが、私は中学の理科で原子について習ったとき、それが事実ならば(自分自身を含めて)生物としての個性を失ってしまうような気がして衝撃的であった。また、水の電気分解で水素と酸素の体積比が2:1の整数比となることは水は原子で出来ている証拠の1つであると習ったが、水が微小な粒で出来ているとはとても信じられず、蛇口から流れ出る水を触ったのを覚えている。生まれて初めて知る事実として、原子というものの存在はそれだけ現代に生きる私にも衝撃的であった。今日では走査型トンネル顕微鏡(STM)で原子の像を観察することができるが、STMなど無い時代に空について研究することで間接的に原子の存在を確認していたことは驚きで



ある(しかもレイリーをはじめとする物理学者がその現象を理論的に「これでもか!」と言うほど詳細に調べていたとは!)。本書のように歴史を振り返ることは大変有意義であると思う。なぜならば、現在行われている素粒子論、宇宙論などの最先端の物理学の研究も、同様の考え方で進められているからである。歴史を知ることは出来事との関連が有機的に繋がって系統的な知識が得られるだけでなく、未来への展望も拓ける。どのような証拠から、物理、この世界の原理を読み解いていけばよいのかという手順を学ぶことができるはずである。まさに「温故知新」である。将来、宇宙・素粒子など全ての物理法則が解明され、同様に過去を振り返れる日が訪れたときに、本書のようにわかりやすく解説してくれる本を読みたいと願う。

(2013年5月13日原稿受付)

フランク・クローズ著, 陣内 修監訳, 田中 敦, 棚橋志行, 田村栄治訳

ヒッグス粒子を追い；宇宙誕生の謎に挑んだ天才物理学者たちの物語

ダイヤモンド社, 東京, 2012, 471p, 19×13 cm, 本体1,900円 [広い読者向]

ISBN 978-4-478-02348-8

多田 司 (理研)

本書は多くの一般向けの著書でも知られる Frank Close 氏が、素粒子の標準模型確立への道のりをドラマチックに描き出した The Infinity Puzzle: Quantum Field Theory and the Hunt for an Orderly Universe の邦訳である。著者自身が素粒子論研究者として見聞したエピソードはもちろんのこと、当事者へのインタビュー、現存する手紙などの資料に基づいて書かれており、それが

本書に圧倒的な迫力を与えている。原題の Infinity Puzzle は、非可換ゲージ理論の繰り込み可能性の証明を指してのことであるが、学問的には大きなステップながら一般の読者にその意義を説明しにくい事柄を Infinity という言葉を用いて魅力的にしているところはさすがと言える。なお、原書の出版は昨年7月のLHCでのヒッグス粒子の“実験的確認”発表以前のことであり、ヒ



ッグス粒子が話題になった後で出版された邦訳のタイトルはタイムリーでもあり、むしろ本書で取り上げられてい

るトピックをよく表している。

取り上げられている主なトピックは、非可換ゲージ理論の繰り込み群の他、自発的対称性の破れと所謂Higgs粒子、Weinberg-Salam 模型の成立、漸近的自由などである。

非可換ゲージ理論についてはその成立にあたってYangとMillsの他、あまり知られていないRon Shawの寄与についても紹介されている。日本人研究者であれば同様に先じた内山龍雄博士の業績を想起するところであるが、残念ながら触れられていない。

その意味で本書に取り上げられているのが英国の研究者または英国で研究

した研究者にやや偏っていると感じられるのが惜まれる。内容的に重なるテーマの解説としては、日本人研究者の手になる大栗博司著『強い力と弱い力；ヒッグス粒子が宇宙にかけた魔法を解く』（幻冬舎新書）もある。こちらは物理の内容を伝えることが主眼であるが、先の内山博士も含めて日本人研究者の寄与も多く触れられており、あわせてお薦めしたい。

本書の特徴はなんとといってもその綿密さであろう。当事者へのインタビューはもちろんのことであるが、当事者の記憶のみに依拠することなく投稿論文やその下書き、会議の資料、手紙や

日記といった個人的資料にまであたり、誰がアイデアを出したか、当時どこまで主張していたかを、時間的な前後関係まで含めて丹念に検証している。500以上にわたる注釈では、それら一次資料への参照や、専門的な事項の解説、やや脇道にそれたエピソードなどが提示されている。

訳文は、原文におおむね忠実な訳となっているが、一箇所だけ $\tilde{U}(12)$ （原著では、 $U\text{-twiddle-}12$ と表記、現代的な書き方では $U(6,6)$ のこと）が意味の通らない訳になっていたのが気がかった。

(2013年5月10日原稿受付)

H. Kragh

Niels Bohr and the Quantum Atom; The Bohr Model of Atomic Structure 1913–1925

Oxford Univ. Press, Oxford, 2012, vi+410p, 25×18 cm, \$62.99 [一般向]

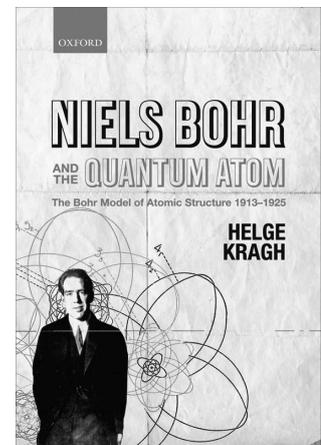
ISBN 978-0-19-965498-7

今野宏之（別府大）

著者クラークはヨーロッパで活躍する中堅の物理学史家である。デンマーク人としてニールス・ボーアの研究書を執筆するのに最適な人物だろう。本書は昨年出版されたが、原子構造論100周年に向けて上梓されたものである。さて内容だが、題名が示すように、前期量子論の時代に、ボーアが行った原子構造論の研究を主軸として、これに触発されて生まれた他の諸理論を絡め、ボーア原子の量子論が発展していく様子が描かれる。

第1章は、1913年以前のいろいろな原子モデルを紹介し、序論の役割を担う。次章で原子構造論が取り上げられるのだが、この部分が一番よく研究されている箇所でもある。先行研究を吟味して取捨選択しながら著者のコメントも加えてうまくまとめている。第3章では、各国でのボーア原子の受け止められ方の違いが語られる。一番盛んに議論されたのは、ラザフォードやトムソンの原子モデルの伝統があったイギリスである。第4章はドイツでいち早くボーア原子を取り上げたゾンマーフェルトの話になる。彼も他のドイツ人と同様に最初はボーア原子をあまり

評価していなかった。しかし、シュタルク効果を説明しようとするボーアの試みに刺激されて、ケプラー軌道に量子条件を導入することになる。その結果、水素スペクトルの微細構造の説明に成功を収める。これを皮切りに、その後の量子論の展開は舞台をドイツへと移す。第5章はゾンマーフェルトがいみじくも「魔法の杖」と呼んだボーアの対応原理の話になる。定常状態間の遷移には選択規則があったが、ボーアはこれを対応原理で説明したのだ。そのため当時は、古典論から量子論を構築するための方法論として、対応原理は過大に評価されていた。しかし、その内実はボーア独特の勘に頼って適用されていたものであったことが、続く第6,7章で明らかにされる。特に第7章は、著者自身の研究に依拠して書かれている。ボーアは1920年から多電子原子の電子配置の問題に取り組んでいた。その際に用いられたボーアの築き上げの原理は、分光學と化学元素の性質に照らし合わせながら直観を働かせただけで、システムティックな方法論というほどのものではなかった。最終章では、対応原理の数学的な応用



はむしろ弟子たちに継承されて堅実な成果へとつながられていったことが指摘される。クラマースは量子論的分散式を導出し、ハイゼンベルクは電子軌道を廃して行列力学を形成する。こうして前期量子論の時代は終幕を迎える。本書は、最近までの文献を渉獵した総論的性質のものであるが、ボーア関係の歴史研究に手を染めようとする人には避けて通れない手引書となる。

(2013年7月18日原稿受付)

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

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

掲示板

毎月1日締切(17:00必着)、翌月号掲載。但し1月号、2月号は前々月の20日締切。修正等をお願いする場合があります。締切日よりなるべくお早目にお申込み下さい。書式は<http://www.jps.or.jp/books/keijiban.html>にありますので、それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は、e-mail: keijiban_jps.or.jp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)

■広島大学先端物質科学研究科助教

1. 助教1名
2. 量子物質科学専攻
3. 電子軌道に特異性を持つ固体物性の多重極限条件下における歪み応答測定による研究。大学院教育及び理学部物理科学科の実験・演習を担当。
4. 2014年4月1日
5. 原則5年(再任不可、2013年4月1日以降に本学で雇用歴のある場合その期間を考慮し任期を定める)
6. 博士号取得者又は2014年3月31日迄の取得予定者
7. ○表紙(所定様式、HP参照) ○履歴書(所定様式、HP参照。過去5年間に本学で雇用歴がある場合、全て記載) ○業績リスト(所定様式、HP参照) ○主要論文別刷約5編(コピー可)と

その概要 ○研究業績概要(約2,000字) ○教育実績(実績がある場合、約1,000字) ○研究計画と教育に関する抱負(約2,000字) ○その他特筆すべきこと(外部資金獲得、賞罰等) ○照会可能者2名の氏名、所属、職位と連絡先(電話、e-mail)

8. 2013年12月16日(月)必着
9. ①739-8530東広島市鏡山1-3-1 広島大学先端物質科学研究科量子物質科学専攻 世良正文
②同上 鈴木孝至 電話 082-424-7040 tsuzuki_hiroshima-u.ac.jp
10. 封筒に「公募番号ADSM-39応募書類在中」と朱書し郵送は簡易書留で送付。詳細等は<http://www.hiroshima-u.ac.jp/adsm>参照。本学は男女共同参画社会を推進している(詳細はHP参照)。

■静岡大学大学院理学研究科教員

1. 講師又は助教1名
2. 物理学専攻
3. 素粒子論。学部及び大学院における教育・研究・学内運営。
4. 2014年4月1日以降早期
5. なし
6. 博士号取得者(取得見込含)
7. ○履歴書(着任可能時期明記) ○業績リスト(主要論文に印) ○主要論文別刷又はコピー(5編以内) ○研究業績概要(A4,3枚以内) ○研究計画と教育に関する抱負(A4,3枚以内) ○推薦書2通(推薦者が直接郵送も可) ○上記(推薦書以外)のPDFをCD-Rom又はUSBメモリーに保存したのも提出
8. 2013年12月20日(金)必着
9. 422-8529静岡市駿河区大谷836 静岡大学大学院理学研究科物理学専攻 松本正茂 電話054-238-6352 spmmatu_ipc.shizuoka.ac.jp
10. 封筒に「素粒子論応募書類在中」と朱書し書留又は簡易書留等、差出記録の残る方法で送付。応募書類等不返却。本学は「静岡大学男女共同参画憲章」を定め、女性研究者支援を含めた男女共同参画を推進している。(静岡大学男女共同参画推進室 <http://www.shizuoka.ac.jp/sankaku/>)

■京都大学研究員

- [I]
1. 非常勤研究員若干名
 2. 基礎物理学研究所
 3. 理論物理学の研究

4. 2014年4月1日
5. 特に問題がなければ2016年3月末日迄の2年間
6. 2014年4月1日時点での博士号取得者又は取得が確実な者
7. ○応募票(<http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~yitpsec/H26ptr-form.doc>よりダウンロード) ○履歴書 ○発表論文リスト(共著の場合は共著者名明記、主要論文3点以内の番号に印) ○研究履歴 ○研究計画 ○以上(応募票～研究計画)は1つのpdfに纏める ○主要論文(発表論文リストに印を付したものを、論文毎のpdf又はそのアーカイブ番号を指定) ○意見書(1～2通。「非常勤研究員意見書」と朱書し郵送可)
8. 2013年12月20日(金)必着
9. ①posdoc14 yukawa.kyoto-u.ac.jp 意見書のみ郵送可:606-8502京都市左京区北白川追分町 京都大学基礎物理学研究所 佐々木 節
②同研究所 藤田 電話 075-753-7009
10. e-mail件名は「非常勤研究員応募」と記載。詳細は<http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/contents/info/detail.php?NID=188>参照。

[II]

1. 特定研究員(特定有期雇用教職員)1名
2. 触媒・電池元素戦略ユニット
3. 京大拠点教授 森川良忠と協力し、触媒に関して、第一原理計算により新物質の探索及び新機能の開拓を遂行する。
4. [I]と同じ。
5. 2015年3月31日、最長2016年3月31日迄
6. 博士号取得者(採用迄の取得見込者含)。第一原理計算の経験及び遷移金属酸化物系に関する知識を有することが望ましい。
7. ○履歴書(写真貼付、要e-mail) ○研究業績リスト ○主要論文別刷3編 ○研究業績概要(A4,2頁) ○今後の触媒に関する研究計画 ○照会可能者1名の氏名、連絡先
8. 2013年12月24日(火)
9. ①615-8245京都市西京区御陵大原1-30 京都大学イノベーションプラザ 京都大学 触媒・電池元素戦略ユニット 太田浩二 ohta_esicb.kyoto-u.ac.jp
②大阪大学大学院工学研究科 森川良忠 電話06-6879-7288 morikawa_prec.eng.osaka-u.ac.jp
10. 封筒に「応募書類在中」と朱書し簡易

書留又はe-mail添付で送付。業績によっては特定助教として採用する可能性あり。特定研究員として採用後、業績により特定助教への昇任の可能性あり。

■東京農工大学大学院工学研究院教員

[I]

1. 助教1名
2. 先端物理工学部門
3. 「半導体量子物性(担当:生嶋健司准教授)」「電子顕微鏡法開発(担当:箕田弘喜准教授)」「生命物理学実験(担当:村山能宏准教授)」の分野で公募を行うが、採用は一分野のみ。採用後は、担当教員と協力して教育・研究活動を行う。学部の学生実験及び演習指導も担当する。
4. 決定後早期
5. 採用後5年
6. 博士号取得者か着任時迄の取得見込者
7. ○履歴書(写真貼付,希望専門分野を記載)○業績リスト(国際会議発表,外部資金獲得状況等含)○主要論文別刷又はコピー5編以内○研究概要と着任後の教育・研究への抱負(合計でA4,約2枚)○推薦書又は照会可能者2名の氏名,連絡先
8. 2014年1月3日(金)必着
9. 184-8588 小金井市中町2-24-16 東京農工大学大学院物理システム工学専攻 鶴飼正敏 電話042-388-7222 ukai3 cc.tuat.ac.jp
10. 封筒に「応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。詳細は<http://www.ap.tuat.ac.jp/>参照。

[II]

1. 教授1名
2. [I]に同じ。
3. 物理工学又はその周辺科学を融合した分野で実験・理論は問わない。
4. 2014年4月1日以降早期
5. なし(但し,定年は65歳)
6. 博士号取得者。優れた研究業績を有すると共に,教育と学科・専攻の運営にも熱意をもって取り組める方。
7. ○履歴書(写真貼付)○業績リスト(国際会議の発表,外部資金獲得状況等含)○主要論文別刷又はコピー5編○研究経歴と着任後の研究計画(約1,500字)○教育に関する抱負(約1,500字)○照会可能者2名の氏名,連絡先
8. 2014年1月31日(金)必着
9. 184-8588 小金井市中町2-24-16 東京農工大学大学院工学研究院先端物理工

学部門 香取浩子 電話042-388-7115
h-katori cc.tuat.ac.jp

10. 封筒に「応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。学科の詳細は<http://www.ap.tuat.ac.jp/>参照。

■国立科学博物館理工学研究部研究員

1. 研究員1名
2. 科学技術史グループ
3. 科学技術史・産業技術史に関する調査研究,標本資料の収集・保管,並びに展示・学習支援活動。
4. 2014年4月1日以降早期
5. なし
6. 修士以上の学位を有する方(平成25年度内取得見込者含)又は同等の知識・経験を有する方
7. ○履歴書,研究業績,研究概要等○詳細は<http://www.kahaku.go.jp/disclosure/adoption/index.html>参照。
8. 2014年1月15日(水)必着
9. ①305-0005つくば市天久保4-1-1 国立科学博物館理工学研究部研究員選考小委員会 石井 格
②国立科学博物館理工学研究部長 石井 格 電話029-853-8371 i-ishii kahaku.go.jp

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)

■日本磁気学会第194回研究会/第19回日本磁気学会光機能磁性デバイス・材料専門研究会

主催 日本磁気学会
日時 2014年1月10日(金)12:40~16:50
場所 中央大学駿河台記念館330号室(東京都千代田区神田駿河台3-11-5 電話03-3292-3111)

内容 光と磁気の性質を利用した磁気ホログラム技術は近年急速に発展し,従来のストレージ技術に加えて3次元の表示素子やイメージングセンサー等新しい展開

が始まっている。磁気記録においても3次元化が模索されており,光と磁気を用いた新しい3次元磁気機能素子の研究が注目を集めている。3次元磁気記録,3次元MRAM,磁壁移動デバイス,ナノ接合デバイス,3次元表示素子,磁気イメージング等の分野で活躍されている講師を招いて光や磁気を用いた3次元新機能デバイスの研究会を開催。多くの方の参加をお待ちする。

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 杉村

電話03-5281-0106 Fax 03-5281-0107

msj bj.wakwak.com <http://www.magnetics.jp/msj/seminar/topical/194.html>

■表面科学技術研究会2014「太陽電池/太陽光発電の最先端情報—コア再生可能エネルギーにおける位置付と役割—」

主催 日本表面科学会関西支部,表面技術協会関西支部,神戸大学研究基盤センター

協賛 日本物理学会

日時 2014年1月23日(木)13:00~17:30

場所 神戸大学百年記念館六甲ホール

(657-0013 神戸市灘区六甲台町1-1

電話078-881-1212)

内容 コア再生可能エネルギーの代表であるシリコン型の太陽電池や太陽光発電におけるセル構造,モジュール形成,劣化評価と分析及びモジュールのリユースにかかる分野で活躍している講師を迎え,太陽電池や太陽光発電の最先端を探る。

定員 150名

参加費 無料

申込 <http://www.sssj.org/Kansai/goudou140123.html>より

参加申込締切 2014年1月16日(木)

連絡先 700-0005 岡山市北区理大町1-1

岡山理科大学 米田 稔(世話人代表)

電話086-256-9402 yoneta dap.ous.ac.jp

■新学術領域研究「融合マテリアル:分子制御による材料創成と機能開拓」第8回公開シンポジウム(新学術領域研究「元素ブロック高分子材料の創出」第3回公開シンポジウム合同開催)

主催 新学術領域研究「融合マテリアル:分子制御による材料創成と機能開拓」総括班

共催 新学術領域研究「元素ブロック高分

子材料の創出」総括班
日時 2014年1月28日(火)
場所 ホテル広島ガーデンパレス (732-0052 広島市東区光町1-15 電話082-262-1122)

内容 文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究「融合マテリアル：分子制御による材料創成と機能開拓」(平成22~26年)の内容と研究成果について報告する。本領域は、自然と調和して持続的な発展可能かつ快適な「材料調和社会」の実現を目指し、バイオミネラリゼーションに倣った分子制御プロセスにより環境負荷の低い自然調和性に優れた次世代機能材料の構築を目指す。特別講演：加藤隆史(東大院工, 融合マテリアル領域代表), 中條善樹(京大院工, 元素ブロック領域代表)

参加費 無料

連絡先 office fusion-materials.org <http://www.fusion-materials.org/>

■ Trends in Nanotechnology Japan 2014

主催 Phantoms Foundation, 物質・材料研究機構国際ナノアーキテクトニクス研究拠点

協賛 科学技術振興機構, 表面科学会, 他
日時 2014年1月29日(水)~31日(金)

場所 東京ビッグサイト国際会議場 (135-0063 東京都江東区有明3-11-1)

内容 3日間の会期を通じて、世界をリードする最先端ナノサイエンス・ナノテクノロジーに関する講演と討論を行い、基礎研究・実用化研究ネットワークの拡大と充実を図ることを目的とする。

参加費 50ユーロ(1 day), 90ユーロ(2 days), 120ユーロ(3 days)

申込 HPより(TNT Japan HP: <http://www.tntjapan.org/JPN/index.php>, abstract submission: <http://www.tntjapan.org/JPN/abstractSub.php>, registration: <http://www.tntjapan.org/JPN/registration.php>)

問合せ先 物質・材料研究機構 国際ナノアーキテクトニクス研究拠点 中山知信 NAKAYAMA.Tomonobu nims.go.jp

■第80回表面科学研究会「窒化ホウ素：電子デバイス材料としての課題と展望」

主催 日本表面科学会

協賛 日本物理学会(予定)

日時 2014年1月30日(木)

場所 東京工業大学すずかけ台学生会館(すずかけホール) 集会室1 (226-8503 横浜市緑区長津田町4259 電話045-924-5993)

内容 窒化ホウ素(BN)分野を先導している6名の講師を招き、BNの電子デバイス材料化の課題と展望を整理する。

定員 72名

参加費 2,000円, 学生1,000円

参加申込締切 2013年1月23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>

問合せ先 東京工業大学応用セラミックス研究所 須崎友文 電話/Fax 045-924-5360 susaki msl.titech.ac.jp

■第31回希土類討論会

主催 日本希土類学会

協賛 日本物理学会, 他

日時 2014年5月22日(木)~23日(金)

場所 タワーホール船堀(東京都江戸川区船堀4-1-1)

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

参加費 4,000円, 学生2,000円

発表申込締切 2014年1月24日(金)

予稿原稿締切 2014年3月28日(金)

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

その他 懇親会：2014年5月22日(木) 17:30 タワーホール船堀(5/9迄に払込済：7,000円, 当日：8,000円)

その他

助成公募の標準様式(1件500字以内)

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■IUPAP Young Scientist Prize in Low Temperature Physics 2014

内容 Nominations are being sought for the Young Scientist Prize in Low Temperature Physics. The prize will be awarded during the 27th International Conference on Low Temperature Physics (LT27) to be held in Buenos Aires, Argentina, August 6-13, 2014. The Prize includes a medal, the sum approved by IUPAP, and an invited presentation to be made at LT27. For further details, please refer to: http://www.iupap.org/commissions/c5/page_60417.html

応募締切 January 5, 2014

問合せ先 Nominations should be sent to the chair of IUPAP C5: preferably by web upload (http://lt.riken.jp/iupap/young_scientist/prize.shtml), e-mail with attachments (e-mail: kkono@riken.jp), or by regular mail (Dr. K. Kono, Low Temperature Physics Laboratory, RIKEN, Hirosawa 2-1, Saitama 351-0198, Japan).

その他 <http://lt27.df.uba.ar/>

■湯川記念財団「望月基金」2014年度国際会議派遣候補者募集

対象 磁性及びその関連分野の基礎研究(理論, 実験不問)に携わる大学院生を含む若手研究者. 5つの国際会議を助成対象とする. 対象となる国際会議名及び応募要領詳細は <http://aquarius.mp.es.osaka-u.ac.jp/motizuki/> 参照.

助成内容 国際会議に出席して論文発表を行うための旅費及び滞在費の一部を支援.

応募方法 HPからWordで作成された申請書類をダウンロード.

応募締切 開催時期別に設定(詳細HP参照).

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

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

■会員専用ページ：ユーザ名とパスワード

本会 web site (<http://www.jps.or.jp/>) の会員専用ページには、各種変更届、刊行委員会報告、過去の大会プログラム等の情報を掲載しています。アクセスするためのユーザ名とパスワード(今月と来月)

分)は次の通りです。(英数字は半角入力, 大文字小文字は区別されます.)

12月ユーザ名 : 13Dec

パスワード: Albert523

1月ユーザ名 : 14Jan

パスワード: Hendrik431

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
2013年			
12/2~5	光と磁気の融合研究に関する国際会議 (MORIS2013)	さいたま市	68-9
12/14~15	第14回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会	横浜市	68-11
12/17	日本磁気学会第193回研究会/第47回スピントロニクス専門研究会「スピントロニクス—磁気と熱の織り成す協調現象—」	東京	68-11
12/17~18	物理学、宇宙・地球惑星科学における学際研究フロンティアの動向	豊中市(大阪)	68-10
12/17~19	第27回数値流体力学シンポジウム	名古屋市	68-8
12/21~1/8	ウインター・サイエンスキャンプ '13-'14	日本各地	68-10
12/20~22	研究会「バイオ・メディカルフォトニクス：基礎と応用の最前線」	軽井沢町(長野)	68-9
2014年			
1/10	日本磁気学会第194回研究会/第19回日本磁気学会光機能磁性デバイス・材料専門研究会	東京	68-12
1/16~17	第40回冬期講習会～光ファイバ技術の最前線～	東京	68-10
1/23	表面科学技術研究会2014「太陽電池/太陽光発電の最先端情報—コア再生可能エネルギーにおける位置付と役割—」	神戸市	68-12
1/27~30	FIRST Int. Symp. on “Topological Quantum Technology”	東京	68-11
1/28	新学術領域研究「融合マテリアル：分子制御による材料創成と機能開拓」第8回公開シンポジウム(新学術領域研究「元素ブロック高分子材料の創出」第3回公開シンポジウム合同開催)	広島市	68-12
1/29~31	Trends in Nanotechnology Japan 2014	東京	68-12
1/30	第80回表面科学研究会「窒化ホウ素：電子デバイス材料としての課題と展望」	横浜市	68-12
3/3~5	第46回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	68-11
3/5~7	MANA Int. Symp. 2014	つくば市(茨城)	68-11
3/27~30	日本物理学会第69回年次大会(東海大学)	平塚市(神奈川)	日本物理学会
4/4~7	The 10th Int. Conf. of Computational Methods in Sciences and Engineering 2014	Athens (Greece)	68-11
5/22~23	第31回希土類討論会	東京	68-12
9/7~10	日本物理学会2014年秋季大会(中部大学)(物性)	春日井市(愛知)	日本物理学会
9/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(佐賀大学)(素粒子, 宇宙線, 宇宙物理)	佐賀市	日本物理学会
10/8~11	日本物理学会2014年秋季大会(ハワイ)(核物理)	ハワイ島	日本物理学会 ・アメリカ物理学会合同
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4
2015年			
3/21~24	日本物理学会第70回年次大会(早稲田大学)	東京	日本物理学会
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	大阪市	日本物理学会

編集後記

研究室の学生と話をしていると、はっと世代の違いを感じさせられるときがある。特に最近気になったのが、小学校時代に読むべき本の内容である。先日学生に、洋書の中には原題と日本語訳がかけ離れているものがあって、「若草物語」はその一つである、という話をしたのだが、そもそも若草物語そのものを知っている学生が一人もおらず大変驚いた。いや、正確に言うと女子学生で一人知っている学生がいたのだが、彼女も決して読んだことがあるわけではなく、何でも有名なゲームの登場人物で若草4姉妹と同じ名前のキャラクターがいたそうで、そこから逆輸入して覚えました、ということである。

筆者の小学生時代といえば、若草物語は避けて通ることの出来ない本であった。少年にはたいして面白くないと思えないストーリーではあったが、社会から学校から、教養として読まないダメといわれているような、そういう無言の威圧感のある本の一つであったろう。また、その道徳的でアットホームな内容はテレビアニメなどでも頻繁に取り上げられる題材であった。しかしそのような若草物語も現代の小学生にとっては教養ではなくなってしまったのだろうか。それにひきかえ、物理学の変わらないこ

とには驚くばかりである。今の高校生が高等学校で習う物理の教科書の内容は私の時代のものとほとんど変わりはないし、また私の父の世代と比べてもそうであろう。これは高校だけでなく大学でも言えることで、大学4年間で習得すべき物理学の4本柱である力学、電磁気学、熱統計力学、量子力学の内容は全く変わっていないし、また今後も普遍的な教養としての地位は揺らぐことなく、大学生に習得する苦しみと喜びと感動を与え続けていくに違いない。

あ、もう一つ変わらないものがあつた。それは物理学会誌である。大学院に入り、自分の生活サイクルが半年に一回の物理学会によって規定されるようになって以来20年、研究室の、そして自分の傍らには常に学会誌があつた。今も表紙にあるあの無機質な「日本物理学会誌」の文字をみると、学生時代から現在に至るまでの楽しかったこと、苦しかったこと、(怖かった先輩のこと?)など様々なことが胸を去来する。

でも皆さんもうご存知かと思いますが、現在学会誌の改革・刷新が粛々と進行中である。一抹の寂しさはあるが、教養としての物理は変わらなくても最先端の物理は日進月歩、学会誌も変わらなきゃ!ということなのであろうか。個人的に興味のある新コラムは「現代物理のキーワード」である。何でも、誰にも聞けない? 物理学の難用

語が次々に明らかになっていくようであり、大変楽しみにしている。これからも学会誌を良いものとしていくために、編集委員会一同努力していくとともに、読者諸氏のご理解、ご協力を切にお願いする次第である。

沖本洋一〈)

編集委員

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

(支部委員)

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

新著紹介小委員会委員

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

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

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

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

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

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

アメリカ合衆国における複製については、下記 CCC
に連絡して下さい。

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

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

日本物理学会誌 第68巻 第12号 (平成25年12月5日発行) 通巻769号

©日本物理学会 2013

Butsuri

発行者 〒113-0034 東京都文京区湯島 2-31-22 湯島アーバンビル 8F

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

発行所 〒113-0034 東京都文京区湯島 2-31-22 湯島アーバンビル 8F

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

郵便振替 00120-4-167544 定価 1部 2,400円 年額 25,000円

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。